

Министерство образования и науки Российской Федерации

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского  
Национальный исследовательский университет

В.Н. Мануилов

# ПРИНЦИПЫ РАБОТЫ МОЩНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ СВЧ

*Учебное пособие*

Рекомендовано ученым советом радиофизического факультета  
для студентов ННГУ, обучающихся по направлению подготовки  
010800 «Радиофизика» и 010400 «Информационные технологии»  
и специальностям 010801 «Радиофизика и электроника»,  
010802 «Фундаментальная радиофизика и физическая электроника»,  
090106 «Информационная безопасность телекоммуникационных систем»

Нижний Новгород  
Издательство Нижегородского госуниверситета  
2012

УДК 621.38(075)

ББК 32.85Я73

М 24

Р е ц е н з е н т ы :

д.ф.-м.н. Э.Б. Абубакиров

д.ф.-м.н. М.Ю. Глявин

**Мануилов В.Н.**

**М 24 Принципы работы мощных электронных приборов СВЧ:** Учебное пособие. – Нижний Новгород: Издательство ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 2012. – 50 с.

В учебном пособии изложены основные физические механизмы группировки и излучения электронов в электронных приборах СВЧ, где движение частиц происходит в вакууме, а типичные выходные мощности находятся в диапазоне 10 кВт – 1 ГВт при рабочих частотах от 1 до 1000 ГГц. Кратко описаны схемы и особенности таких получивших наибольшее распространение СВЧ генераторов и усилителей, как кристаллоны, лампы бегущей и обратной волн О- и М-типов, мазеры на циклотронном резонансе, лазеры на свободных электронах. Изложение материала ведется при минимуме формул, упор сделан главным образом на качественную трактовку происходящих в электронных приборах явлений.

Пособие предназначено для студентов радиофизического факультета ННГУ, изучающих курсы «Физическая электроника», «Взаимодействие электронных потоков с электромагнитным полем», «Электроника и схемотехника».

УДК 621.38(075)

ББК 32.85Я73

Ответственные за выпуск:

председатель методической комиссии радиофизического факультета ННГУ,  
к.ф.-м.н., доцент Н.Д. Миловский,  
д.ф.-м.н., профессор Е.З. Грибова

© Мануилов В.Н., 2012

© Нижегородский государственный  
университет им. Н.И. Лобачевского,  
2012

Настоящее учебное пособие предназначено для студентов 3–4-х курсов дневных и вечерних отделений высших технических учебных заведений, специализирующихся на изучении физики мощных и сверхмощных источников излучения (выходная мощность  $P=10^3\text{--}10^9$  Вт), которые работают в широком диапазоне длин волн от дециметрового и вплоть до субмиллиметрового. Пособие содержит основные понятия, используемые в электронике СВЧ, и принципы работы устройств, использующих тормозное, чerenковское или магнитотормозное излучение электронов.

Пособие не заменяет лекций, методических указаний к лабораторным работам или учебников. Оно является дополнительным источником сведений, в котором основной упор сделан на изложение сложной для понимания детальной качественной картины происходящих в приборах явлений группировки ансамбля электронов в электронные сгустки и последующей трансформации энергии электронного потока в энергию электромагнитного поля. В связи с таким подходом пособие может быть использовано как в качестве приложения к базовому курсу лекций, так и методической основы для ряда спецкурсов по углубленному изучению специфики работы наиболее востребованных вариантов мощных усилителей и генераторов СВЧ диапазона.

Пособие написано на базе курса лекций «Физическая электроника», читавшихся автором в течение 15 лет на радиофизическом факультете ННГУ им. Н.И. Лобачевского. При работе над текстом использован как ряд хорошо известных учебников и достаточно редких монографий [1–4, 7, 9–11] (в том числе еще не переведенных на русский язык), так и оригинальных статей в отечественной и зарубежной печати [5, 6, 8]. Работы [1–4, 7, 9, 10] могут быть использованы также в качестве дополнительного источника информации при подготовке к экзамену и более детальном изучении математического аппарата, применяемого при описании процессов образования электронных сгустков и энергообмена между ансамблем электронов и электромагнитным полем при различных механизмах излучения электронов. При изложении материала по возможности убраны громоздкие и сложные формулы. Основной акцент смешен в сторону качественного объяснения особенностей работы различных классов электронных приборов СВЧ и пояснения физического смысла рассматриваемых величин.

# 1. ВВЕДЕНИЕ

Мощные источники СВЧ излучения широко используются во многих приложениях. Можно указать хотя бы такие хорошо известные примеры, как телевидение, радиолокация, радиосвязь, спутниковая связь и навигация. Кроме вышеуказанных традиционных сфер применения в последнее время появился и целый ряд новых областей, включая и весьма необычные. К ним, в частности, относятся: синтез новых материалов с необычными свойствами, медицина, обеззараживание химического оружия и лекарств, нагрев плазмы в будущих поколениях термоядерных электростанций, обогащение бурых углей для их последующего сжигания, добыча золота и многое-многое другое. Во всех перечисленных примерах источник СВЧ излучения должен обеспечивать уровень выходной мощности в диапазоне от нескольких киловатт до нескольких миллионов киловатт. Очевидно, что такой высокий уровень мощности не может быть обеспечен полупроводниковыми устройствами. Только приборы, где излучающие электромагнитную энергию электроны движутся в вакууме, могут создать столь высокий уровень выходного СВЧ сигнала.

История вакуумных приборов СВЧ насчитывает чуть более столетия. За это время было предложено множество различных принципов генерации мощного СВЧ излучения. Однако только некоторые из них выдержали проверку временем и нашли широкое практическое применение в соответствующих приборах. К ним, прежде всего, следует отнести криостроны, лампы с бегущей и обратной волной, магнетроны, мазеры на циклотронном резонансе и лазеры на свободных электронах. Соответственно, ниже только эти, наиболее популярные, варианты мощных источников СВЧ излучения и будут рассмотрены.

Вся история электроники – это поиск путей увеличения мощности  $P$  и частоты  $f$  излучения. Зачем надо увеличивать  $P$  и  $f$ ? Полное перечисление всех причин заняло бы, наверное, не одну страницу. Поэтому мы ограничимся только некоторыми, наиболее важными. Во-первых, чем больше частота, тем больше независимых каналов передачи информации может быть организовано. Во-вторых, современные системы телекоммуникаций требуют все более и более широкополосных сигналов, передаваемых по каждому каналу. Это позволяет передавать сложные сигналы с большим содержанием информации (легко понять, что, например, цветной телевизионный сигнал требует более широкой полосы, чем звуковой с амплитудной модуляцией). Далее, если мы используем более короткую длину волны  $\lambda$ , более острой становится диаграмма направленности излучения, а размеры антенны существенно уменьшаются. Очевидно, чем меньше  $\lambda$  и больше мощность сигнала, тем проще оценить размеры объекта и его дальность

при радиолокации. Конечно, список причин можно было бы продолжать и дальше. Но уже даже перечисленные аргументы дают достаточно оснований для разработки и применения все новых мощных коротковолновых источников электромагнитного излучения.

Написание данного пособия преследует цель изложить основные понятия СВЧ электроники при минимуме формул, в основном базируясь на качественной трактовке происходящих в электронных приборах явлений. С этой целью пособие снабжено большим количеством иллюстраций, поясняющих описываемые явления. Естественно, оно не охватывает весь круг вопросов, читаемых в соответствующих курсах и спецкурсах по электронике СВЧ, однако дает необходимый минимум знаний в этой области и может быть использовано как программа-минимум при подготовке к экзамену по курсу «Физическая электроника».

## 2. ОСОБЕННОСТИ СВЧ ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН.

### НЕКОТОРЫЕ ВАЖНЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ

История электроники как науки началась с многоэлектродных электронных ламп. Простейшим примером такой лампы является хорошо известный триод (см. рис. 1). Многоэлектродные лампы широко использовались для радиосвязи перед и во время Второй мировой войны и сразу после ее окончания. Но затем они уступили свое место другим приборам. Какие основные физические причины вызвали такой поворот событий?

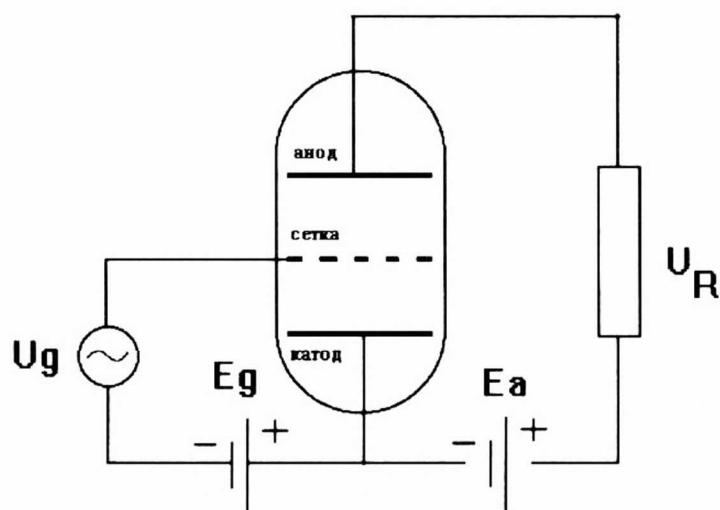


Рис. 1. Простейшая схема усилителя на триоде

Многоэлектродные лампы имеют весьма существенные ограничения на максимально достижимую рабочую частоту и мощность. Типичная зависимость выходной мощности многоэлектродной лампы (а к ним относится и триод) показана на рис. 2. Как мы видим, при превышении частоты порядка  $f_{max} = 500\text{--}600 \text{ МГц}$  происходит резкий спад мощности. Указанное значение  $f_{max}$  обычно и принимают за нижнюю границу СВЧ диапазона.

$P_{out}$ , а.у.

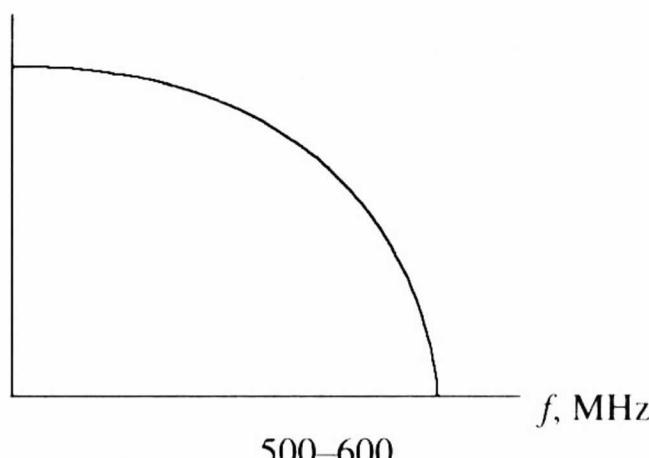


Рис. 2. Типичная зависимость выходной мощности от рабочей частоты  $f$

Приведенная на рис. 1 схема справедлива только для относительно низких частот (сотни килогерц или единицы мегагерц). Для более высоких частот она должна быть дополнена **паразитными емкостями и индуктивностями**, как это показано на рис. 3.

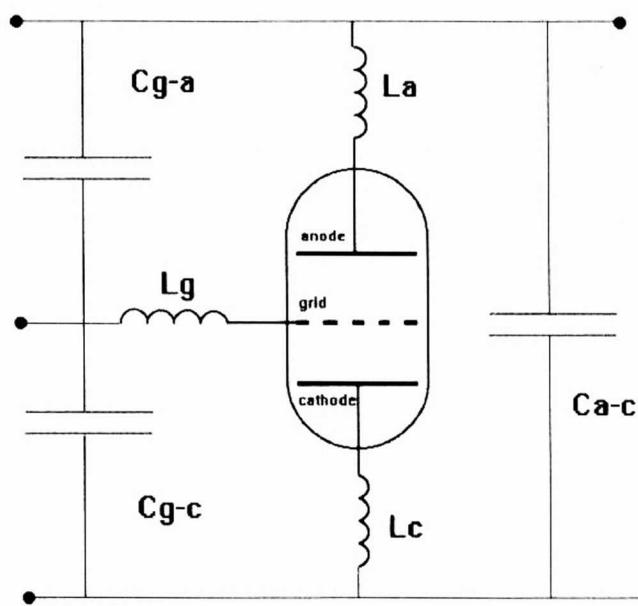


Рис. 3. Уточненная схема триода, включающая паразитные емкости между электродами и индуктивности вводов

Паразитные емкости и индуктивности приводят к множеству негативных последствий. Прежде всего, они вызывают появление сеточного тока даже в режимах с отрицательным потенциалом сетки, что ведет к снижению коэффициента усиления и нелинейным искажениям анодного тока. Далее, существование так называемой проходной емкости  $C_{g-a}$  вызывает появление положительной обратной связи (часть анодного тока через емкость  $C_{g-a}$  попадает во входную цепь триода). Наконец, выходная емкость  $C_{a-c}$  и индуктивность меняют резонансную частоту выходного контура лампы.

Простейшее рассмотрение работы триода основывается на квазистатическом приближении, предполагающем, что время пролета электрона  $T_{pass}$  от катода до анода много меньше периода СВЧ поля  $T_{sig}$ ,

$$T_{pass} \ll T_{sig},$$

потому что электрон – легкая частица, имеющая относительно малую массу. Это предположение справедливо для относительно низких частот  $f$  меньше 1 ГГц. Но когда  $f > 1$  ГГц, то  $T_{sig} < 10^{-9}$  с, и  $T_{pass}$  и  $T_{sig}$  становятся по крайней мере сравнимыми по порядку величины ( $T_{pass} \leq T_{sig}$ ). В результате электрическое поле за время пролета электрона успевает существенно измениться. Говорят, что **проявляется инерция электрона**. Если мы введем соответствующую периоду  $T_{sig}$  циклическую частоту  $\omega$ , то это означает, что угол пролета

$$\omega T_{pass} \geq 1. \quad (1)$$

Можно показать, что условие (1) также ведет к нелинейным искажениям анодного тока и снижению коэффициента усиления.

Следующим фактором являются конечные размеры электродов лампы. Если длина волны  $\lambda$  снижается до величины порядка нескольких сантиметров, размер электродов становится сравним с величиной  $\lambda/2$ . Но проводник с указанной длиной является хорошей передающей антенной, излучающей СВЧ энергию. Поэтому мы сталкиваемся также с проблемой **радиационных потерь**, уменьшающих амплитуду выходного сигнала.

Последний фактор – так называемый **наведенный ток**. Для более наглядного и простого объяснения этого понятия рассмотрим простейшую вакуумную лампу – диод. Начнем с важных в дальнейшем определений. Электроны, двигающиеся в вакууме внутри лампы образуют так называемый **конвекционный ток** (см. рис. 4а). Со «статической» точки зрения ток на любом электроде появляется, когда электроны достигают поверхности этого электрода. Это означает, что ток на электроде – это конвекционный ток. Например, если мы рассматриваем движение одиночного электрона от катода к аноду (см. рис. 4б), то статическое приближение дает нам временную зависимость анодного тока, приведенную на рис. 4в. Но на самом деле рис. 4в дает неправильный ответ! Причина заключается в том, что ток на любом электроде является **наведенным током**.

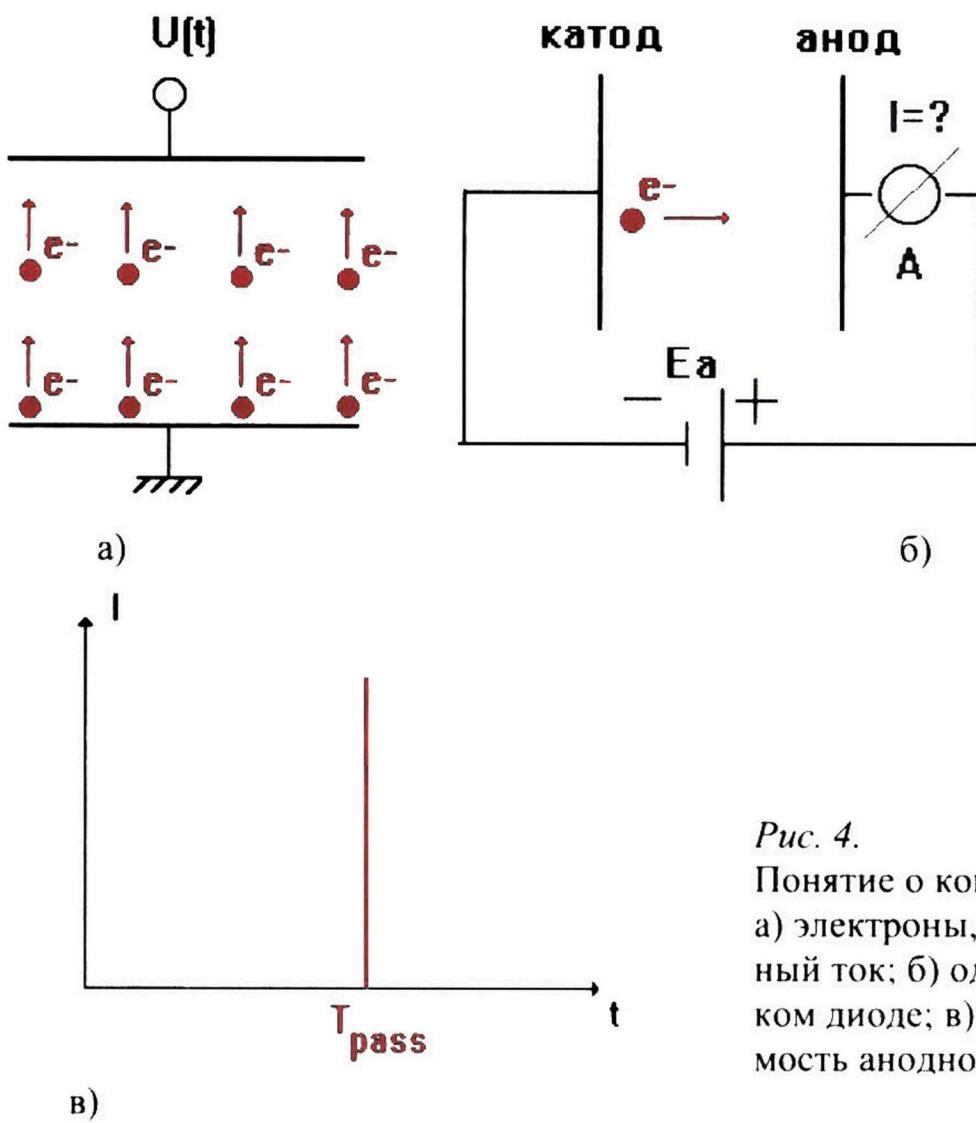


Рис. 4.

Понятие о конвекционном токе:  
а) электроны, образующие конвекционный ток; б) одиночный электрон в плоском диоде; в) предполагаемая зависимость анодного тока от времени.

Для понимания этого определения рассмотрим другой простой пример. Пусть у нас имеется два проводящих тела. Одно из них заряжено отрицательно, заряд  $Q < 0$ , другое – не заряжено ( $Q = 0$ ). И пусть первое (заряженное) тело движется ко второму со скоростью  $v$ . В этом случае, по закону индукции, оно индуцирует положительные и отрицательные заряды на обеих сторонах нейтрального тела, как это показано на рис. 5. Но первое тело меняет свое положение в пространстве. Соответственно, величины зарядов на краях второго тела также меняются (очевидно, чем меньше расстояние, тем больше величины наведенных зарядов). В результате мы видим, что через второе тело начинает протекать ток  $I_{ind}$ . Этот ток и называется **наведенным током**. Легко видеть, что величина наведенного тока пропорциональна скорости и заряду первого тела

$$I_{ind} \sim v Q. \quad (2)$$

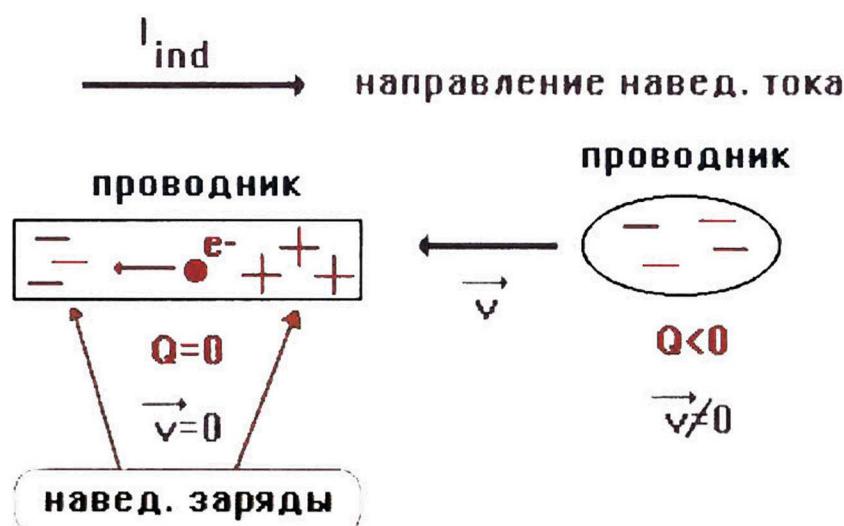


Рис. 5. Возникновение наведенного тока

Можно доказать, что в общем случае, если мы имеем систему электродов (рис. 6) и нам необходимо найти ток на электроде с постоянным потенциалом  $U$ , соответствующая расчетная формула выглядит следующим образом:

$$I_{ind} = Q \frac{\vec{v} \cdot \vec{E}}{U}. \quad (3)$$

Здесь  $E$  – электрическое поле в точке нахождения заряда  $Q$ .

Теперь вернемся обратно к задаче о токе в диоде при пролете единичного электрона. Электрон с зарядом  $e$  и массой  $m$  движется в постоянном электрическом поле

$$E = \frac{U}{d}, \quad (4)$$

которое сообщает частицам скорость

$$v = at = \frac{eEt}{m} = \frac{eUt}{md}. \quad (5)$$

После подстановки величин  $v$  и  $E$  в соотношение (3) мы получаем

$$I_{ind} = \frac{e^2 Ut}{md^2}, \quad 0 < t < T_{pass}. \quad (6)$$

Соответствующая зависимость представлена на рис. 7. Легко подсчитать, что полный заряд, прошедший во внешней цепи за время пролета электрона  $0 < t < T_{pass}$

$$Q = \int_0^{T_{pass}} I_{ind} dt = e. \quad (7)$$

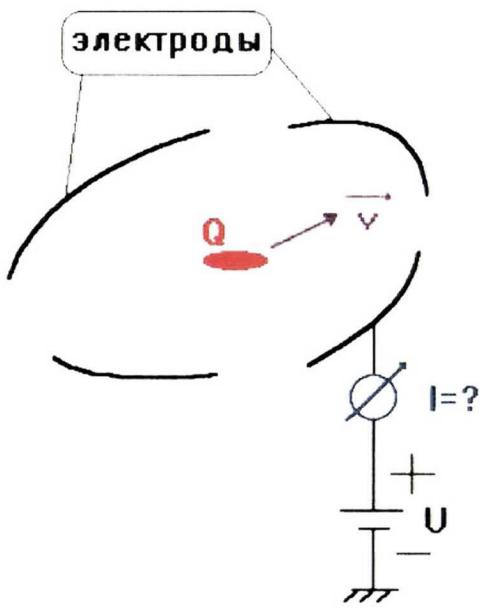


Рис. 6. Возникновение наведенного тока в общем случае

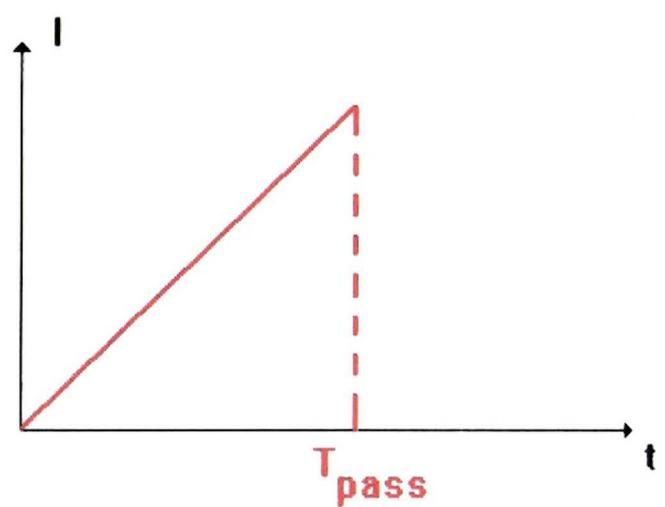


Рис. 7. Правильная зависимость тока от времени

К каким же **последствиям приводит тот факт, что на самом деле  $I=I_{ind}$ ?** Вернемся опять к плоскому диоду и рассмотрим случай, когда анодный потенциал имеет форму прямоугольного импульса (рис. 8) с длительностью немного большей, чем время пролета электрона до анода  $T_{pass}$ . Какая в этом случае будет зависимость анодного тока от времени? В рам-

ках квазистатического приближения ответ очень простой: ток имеет ту же самую форму и длительность импульса, что и  $U(t)$  (см. рис. 9).

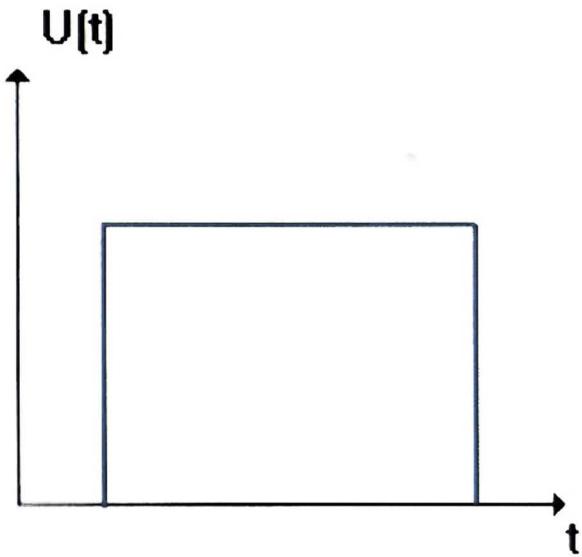


Рис. 8. Зависимость анодного напряжения от времени

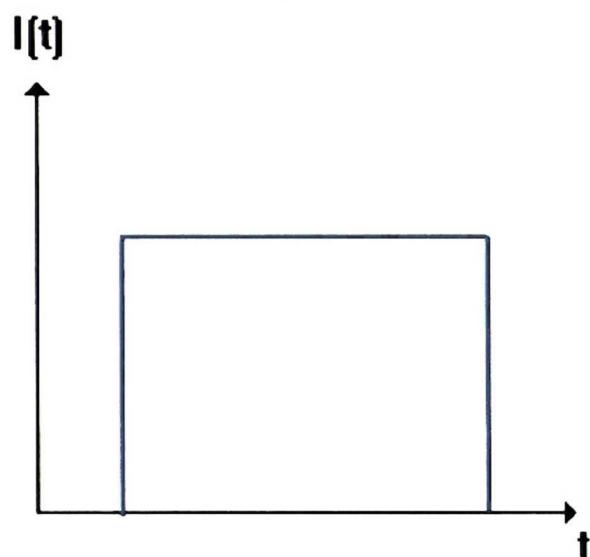


Рис. 9. Предполагаемая зависимость тока от времени

Но этот ответ опять неправильный! Рассмотрим основные стадии распространения электронного пучка в диоде более внимательно. Во время первого временного интервала  $0 < t < t_1$  около катода появляются первые частицы и их число увеличивается. Поэтому наведенный ток начинает увеличиваться (см. соотношение (2)). Чем больше время, тем больше ток. Поэтому в следующий момент времени  $t=t_2$  число вышедших электронов больше и их скорости тоже выше. Поэтому ток продолжает расти. Начиная с момента  $t=t_3$  электроны заполняют уже весь межэлектродный промежуток, и поэтому ни полный заряд, ни скорости частиц не меняются и, соответственно, ток становится постоянным. В момент  $t=t_4$  ускоряющее напряжение выключается. Это означает, что новые электроны не могут быть эмиттированы с катода. Только частицы, стартовавшие с катода раньше, по инерции продолжают свое движение к аноду. Очевидно, с течением времени число таких частиц и их скорости уменьшаются (см. на рис. 10 момент времени  $t=t_5$ ). Наконец, последние частицы поглощаются анодом ( $t=t_6$ ).

В результате временна́я зависимость тока имеет форму, изображенную на рис. 10. Итак, мы опять получаем нелинейные искажения анодного тока и снижение коэффициента усиления.

Более того, если мы рассмотрим триод с положительной сеткой, то электроны будут осциллировать около сетки и не могут попасть на анод (рис. 11). Тем не менее, анодный ток отличен от нуля!

Приведенные примеры показывают, что на высоких частотах используемый в многосеточных лампах квазистатический метод получения СВЧ излучения оказывается неэффективным и во многих случаях даже ошибочным. Поэтому на сверхвысоких частотах для высокоэффективного пре-

образования энергии постоянного тока в энергию электромагнитного излучения должны использоваться другие принципы.

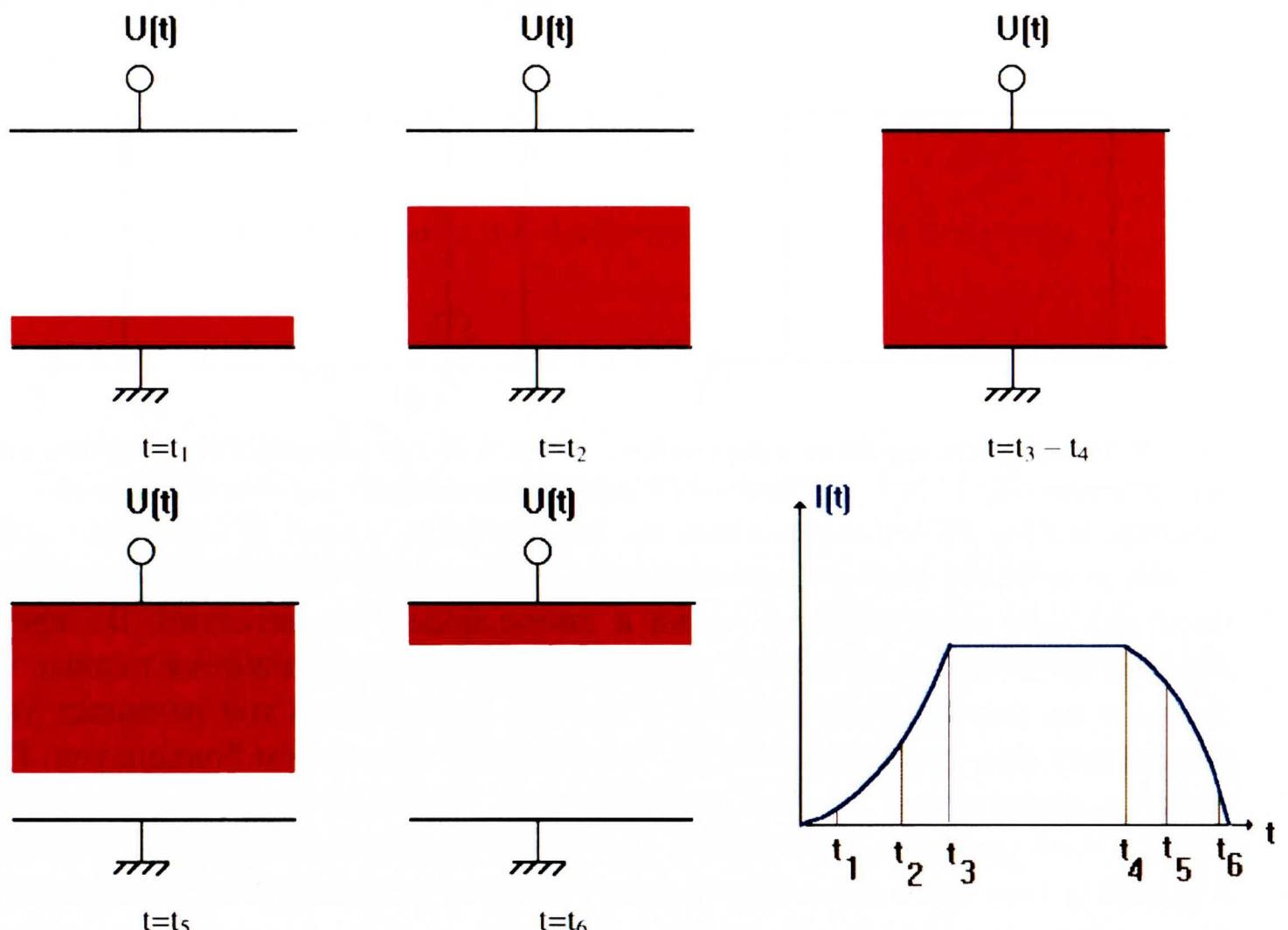


Рис. 10. Стадии распространения электронного пучка и соответствующая зависимость анодного тока от времени

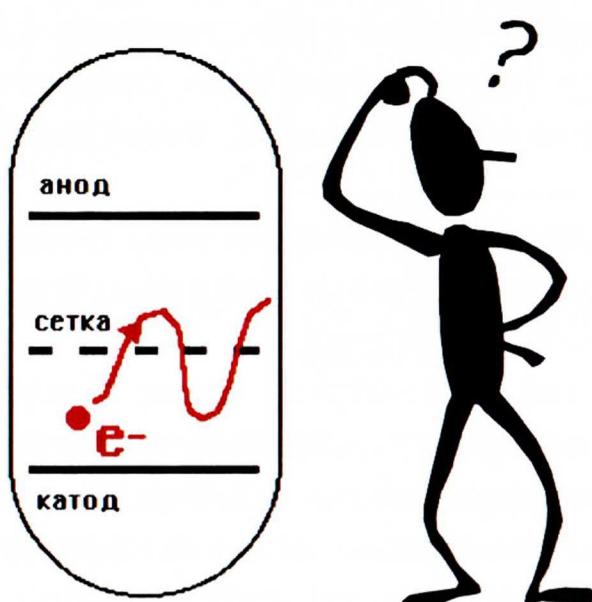


Рис. 11. Движение электрона в триоде с положительной сеткой

### 3. ПРИНЦИПЫ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ЭНЕРГИЮ СВЧ ИЗЛУЧЕНИЯ. ГРУППИРОВКА ЭЛЕКТРОНОВ

Хорошо известно, что любая электронная лампа – это устройство, преобразующее энергию электронного пучка в энергию излучения. Поэтому самый первый вопрос – **как отобрать энергию у единичного электрона** и преобразовать ее в энергию СВЧ? Рассмотрим движение одиночного электрона между двумя сетками (рис. 12). Мы будем полагать, что сетки «прозрачные» и не перехватывают частицы.

Если мы подключим между выводами сеток омическое сопротивление  $R$ , легко увидеть, что электрон, двигающийся между сетками, создает наведенный ток: электроны покидают правую сетку и приходят на левую. Направление тока показано на рис. 12. Такой ток вызывает появление тормозящего потенциала между сетками, и вследствие этого после второй сетки скорость электрона уменьшается. Таким образом, электрон сам себя тормозит, и его кинетическая энергия преобразуется в тепловую энергию, выделяемую на сопротивлении  $R$ .

Чем больше  $I_{ind}$ , тем больше энергии преобразуется. Поэтому для получения как можно большего преобразования энергии мы должны обеспечить как можно большее значение наведенного тока  $I_{ind}$ . Из соотношения (3) видно, что для этой цели необходимо обеспечить условия, когда скорость частицы параллельна силовым линиям электрического поля:

$$v \uparrow\uparrow E . \quad (8)$$

На высоких частотах для выполнения условия (8) используют так называемые торOIDальные резонаторы (рис. 13). Хорошо известно, что любой резонатор имеет бесконечный набор собственных частот  $\omega_1, \omega_2, \omega_3, \dots, \omega_i, \dots$ . Если СВЧ поле имеет частоту  $\omega = \omega_i$ , импеданс резонатора чисто активный:  $Z = R$ . Это означает, что в этом случае резонатор ведет себя как обычное омическое сопротивление  $R$  и кинетическая энергия электро-

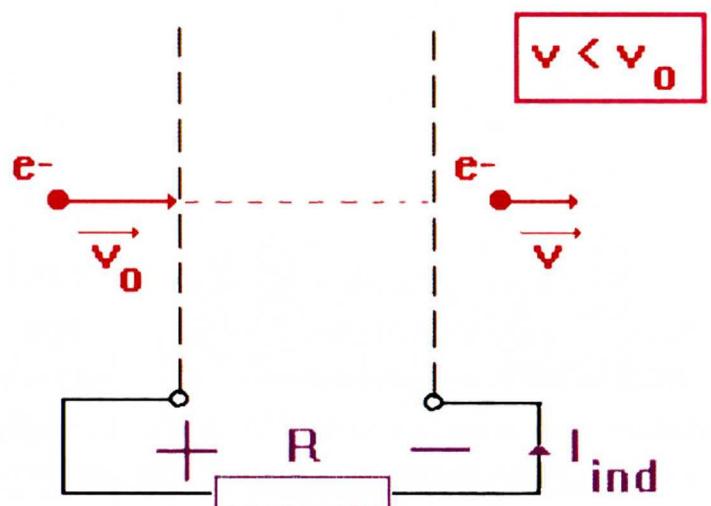


Рис. 12. Изменение скорости электрона при его движении между сетками

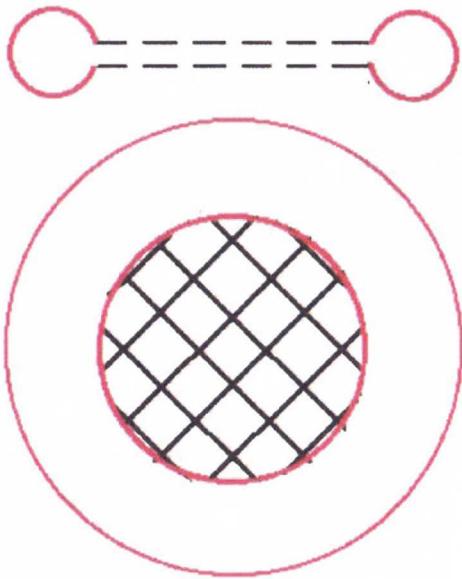


Рис. 13. Схема тороидального резонатора. Вид сбоку (наверху) и сверху (внизу)

Рассмотрим тороидальный резонатор (рис. 14), между сетками которого приложено синусоидальное напряжение

$$U(t) = U_m \sin(\omega t), \quad (9)$$

и будем полагать, что время пролета между сетками

$$T_{pass} = \frac{d}{v_0} \ll T = \frac{2\pi}{\omega}. \quad (10)$$

Если конвекционный ток не зависит от времени, т.е.  $I_{con} = \text{const}$ , легко видеть, что точно половина частиц ускоряется СВЧ полем и ровно половина – тормозится (рис. 15). В результате средняя за период  $T$  СВЧ поля передача энергии полю оказывается равной нулю. Поэтому для обеспечения передачи энергии ВЧ полю нам нужно оставить только те частицы, которые входят в резонатор во время тормозящей фазы поля (см. рис. 15). Но даже для этих частиц передача энергии будет различной. Очевидно, наибольшее торможение будут испытывать те частицы, которые входят в резонатор в течение короткого промежутка времени, соответствующего максимуму тормозящего поля. Поэтому необходимо осуществить **группировку электронов** пучка таким образом, чтобы временная зависимость конвекционного тока была близка к периодической последовательности очень коротких импульсов (**сгустков**), входящих в резонатор с периодом  $T$  в момент максимума тормозящей фазы поля (рис. 16).

на трансформируется в энергию электромагнитного поля, заключенного в резонаторе.

Но в конечном итоге нам надо отобрать и преобразовать энергию не от одного электрона, а от всего электронного пучка. Поэтому следующий вопрос – **как отобрать энергию у электронного пучка?** Это опять-таки возможно с помощью тороидального резонатора. Основной характеристикой пучка является его конвекционный ток. Какую временную зависимость должен иметь конвекционный ток для эффективного отбора энергии от электронного пучка?

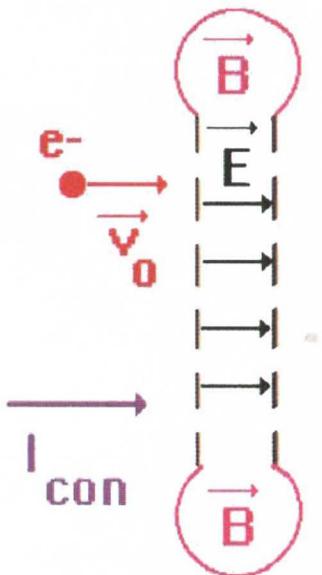


Рис. 14. Электронный пучок, входящий в тороидальный резонатор

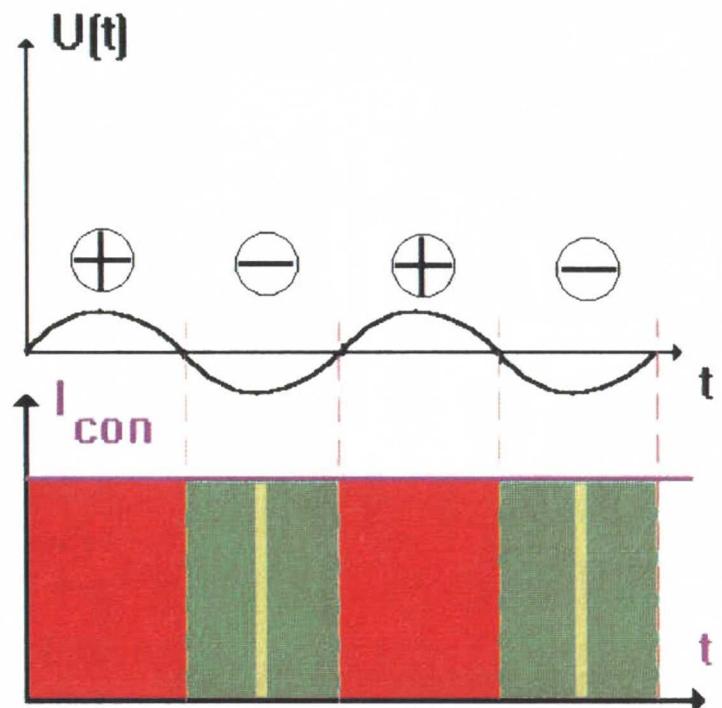


Рис. 15. Фазы ВЧ поля и соответствующие группы электронов, входящие в резонатор



Рис. 16. Идеальная форма конвекционного тока

Проведенное выше рассмотрение процессов отбора энергии от электронного пучка позволяет дать общую блок-схему любого мощного СВЧ генератора или усилителя (рис. 17). Она состоит из системы формирования электронного пучка, которая обеспечивает получение электронного потока с постоянным конвекционным током  $I_{con} = \text{const}$ , модулятора (вторая часть), превращающего постоянный ток в последовательность сгустков, следующих с частотой ВЧ поля, и системы трансформации (отбора) энергии частиц в энергию электромагнитного поля. Наконец, необходимо еще добавить систему вывода электромагнитного излучения (обычно это волновод) и систему осаждения отработавшего электронного пучка (коллектор электронов).

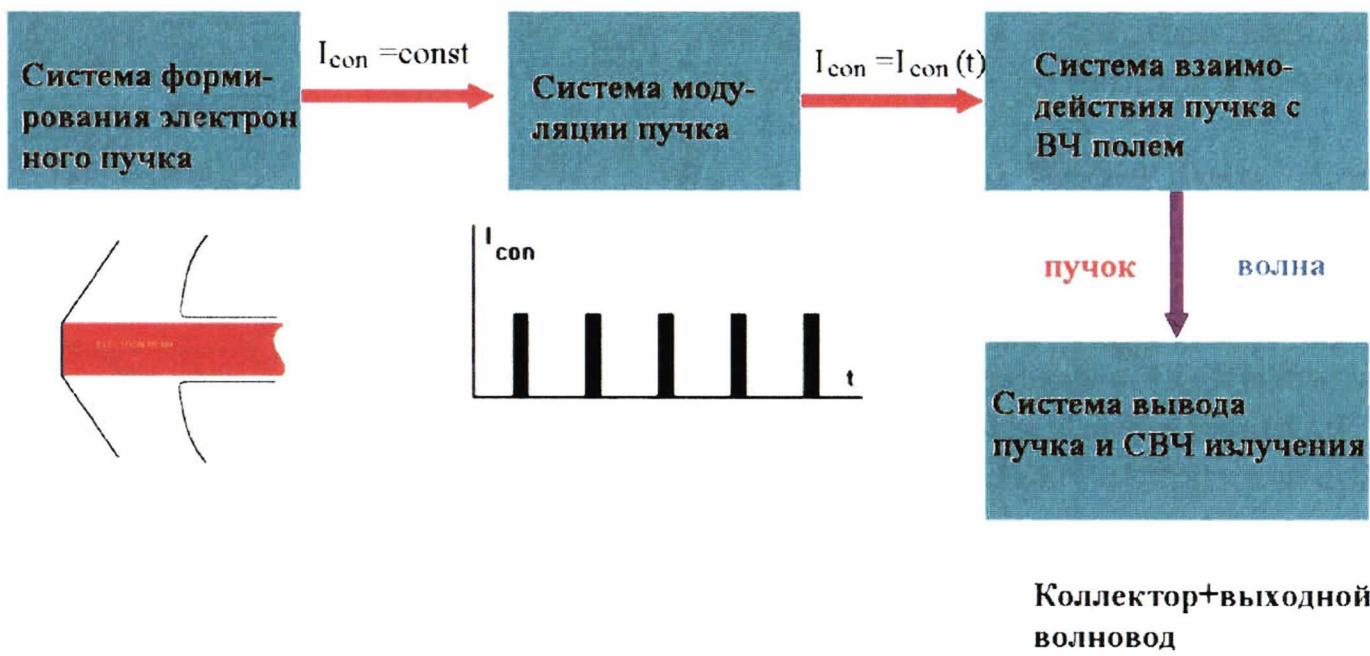


Рис. 17. Общая блок-схема электронного прибора СВЧ

Итак, прежде всего, нам необходимо выполнить **группировку** электронов, т.е. получить **электронные сгустки**. Группировка пучка может быть осуществлена двумя способами. Первый подход основан на так называемом **статическом управлении электронным пучком**. Идея состоит в том, чтобы сразу промодулировать плотность объемного заряда пучка во времени  $\rho=\rho(t)$ , т.е. сразу получить электронные сгустки. Проще всего понять принцип действия такого устройства на примере плоского диода, работающего в режиме ограничения тока пространственным зарядом. Пусть полный анодный потенциал содержит как постоянную составляющую, так и переменную

$$U_a = U_{a0} + U_m \sin(\omega t). \quad (11)$$

Анодный ток

$$I_a \sim U_a^{3/2}. \quad (12)$$

Поэтому в ускоряющей ( $\sin(\omega t) > 0$ ) фазе поля число покидающих катод частиц больше, чем в тормозящей. Это означает, что уже сразу, изначально, в момент эмиссии с катода, плотность пространственного заряда зависит от времени:  $\rho=\rho(t)$ , см. рис. 18. Такие частицы и образуют первоначальный электронный сгусток. Далее можно подобрать такие условия, что во время дальнейшего движения частиц к аноду плотность сгустка будет увеличиваться. Описанный принцип используется в многоэлектродных лампах. Но, как можно показать, входная проводимость ламп  $Y \sim \omega^2$ , поэтому на высоких частотах входной контур лампы шунтируется большой входной проводимостью и только малая часть входного сигнала оказывается

ется приложенной к управляющей сетке лампы. Поэтому необходимо использовать чрезмерно большую входную мощность для группировки пучка.

Другой путь – так называемое динамическое **управление электронным пучком**, основанное на **скоростной модуляции**. Идея метода следующая. Первоначально формируется пучок с постоянной плотностью  $\rho = \text{const}$ . Но далее в некоторой начальной плоскости мы осуществляем скоростную модуляцию, т.е. сообщаем электронам, стартующим в разные моменты времени, различные скорости. В результате оказывается возможным создать такие условия, что электроны, стартовавшие из начальной плоскости в разные моменты времени, достигают выходной плоскости  $x_{fin}$  в один и тот же момент времени  $t_{fin}$  (см. рис. 19).

Соответствующая зависимость  $x(t)$  координат частиц от времени называется **пространственно-временной диаграммой**. Тогда в выходной плоскости мы получаем очень плотный сгусток (в рамках простейшей теории он имеет бесконечную плотность пространственного заряда, см. ниже). Таким образом, модуляция пучка по скорости преобразуется в модуляцию пучка по плотности, и мы получаем электронные сгустки. Преимуществом этого метода является то, что в этом случае затраты энергии на модуляцию оказываются несравненно меньше, чем в первом случае (ситуация аналогична случаю  $I_{con} = \text{const}$ , рассмотренному выше; примерно половина электронов ускоряется, а другая – тормозится, и в среднем передача энергии от модулирующего поля к пучку близка к нулю, см. также рис. 14, 15).

**Скоростная модуляция** может быть обеспечена при использовании торOIDального резонатора. Введем координатную систему таким образом, чтобы сечение  $x=0$  располагалось точно посередине между двумя сегментами резонатора (рис. 20), и обозначим через  $t_0$  время пролета через это сечение.

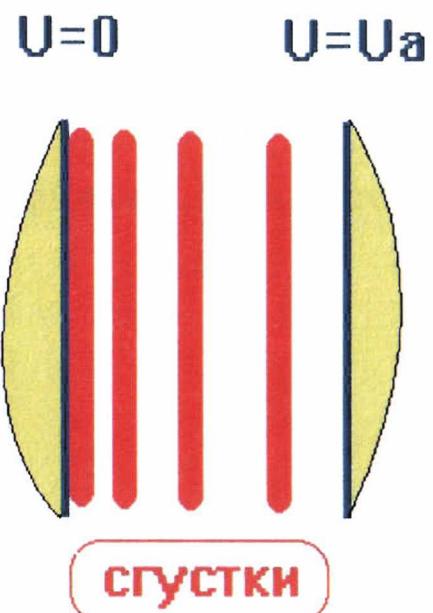


Рис. 18. Статическое управление электронным пучком в диоде

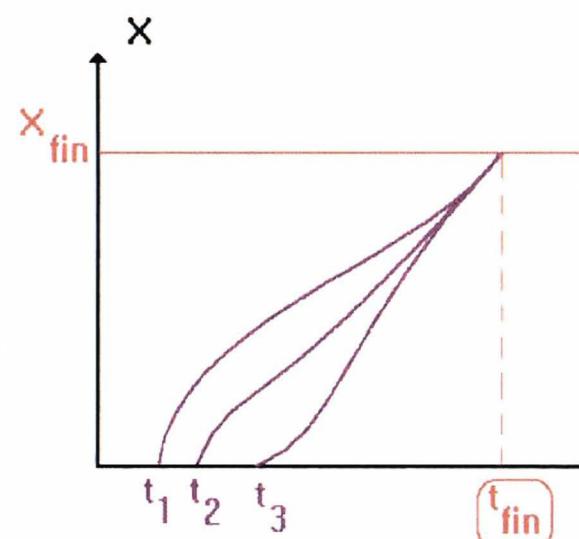


Рис. 19. Пространственно-временная диаграмма

Преимуществом этого метода является то, что в этом случае затраты энергии на модуляцию оказываются несравненно меньше, чем в первом случае (ситуация аналогична случаю  $I_{con} = \text{const}$ , рассмотренному выше; примерно половина электронов ускоряется, а другая – тормозится, и в среднем передача энергии от модулирующего поля к пучку близка к нулю, см. также рис. 14, 15).

**Скоростная модуляция** может быть обеспечена при использовании торOIDального резонатора. Введем координатную систему таким образом, чтобы сечение  $x=0$  располагалось точно посередине между двумя сегментами резонатора (рис. 20), и обозначим через  $t_0$  время пролета через это сечение.

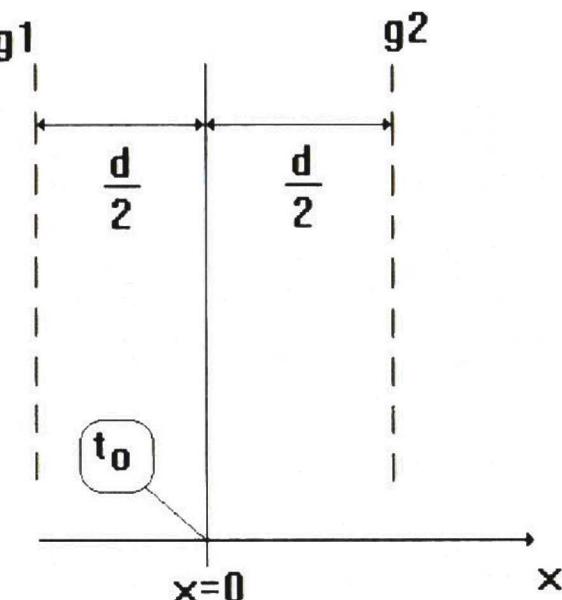


Рис. 20. Используемая координатная система, g1 и g2 – соответственно левая и правая сетки резонатора

Тогда произвольный момент времени может быть записан как

$$t = t_0 + \frac{x}{v_0}. \quad (13)$$

Изменение энергии частицы на интервале  $dx$

$$dW = e dU = e \frac{U_m}{d} \sin(\omega t) dx. \quad (14)$$

Тогда полное изменение энергии частицы за время прохождения между сетками

$$\Delta W = \int_{-d/2}^{d/2} e \frac{U_m}{d} \sin\left(\omega t_0 + \frac{\omega x}{v_0}\right) dx = e M U_m \sin(\omega t_0), \quad (15)$$

где

$$M = \frac{\sin(\theta/2)}{\theta/2}, \quad \theta = \frac{\omega d}{v_0}. \quad (16)$$

$\theta$  называют углом пролета,  $M$  – коэффициентом взаимодействия электронного пучка с полем резонатора. Из закона сохранения энергии следует, что после прохождения через резонатор кинетическая энергия частицы

$$m \frac{v^2}{2} = eU_0 + \Delta W. \quad (17)$$

Если мы подставим в последнюю формулу величину  $\Delta W$  и учтем, что обычно  $U_m \ll U_0$ , то получим

$$v = v_0 \left( 1 + \frac{MU_m}{2U_0} \sin(\omega t_0) \right). \quad (18)$$

Последнее выражение носит название **уравнения скоростной модуляции**.

## 4. КЛИСТРОНЫ

Клистроны являются мощными усилителями метрового, дециметрового и сантиметрового диапазонов длин волн. Простейший вариант клистрона – так называемый **двуухрезонаторный пролетный клистрон**, представленный на рис. 21.

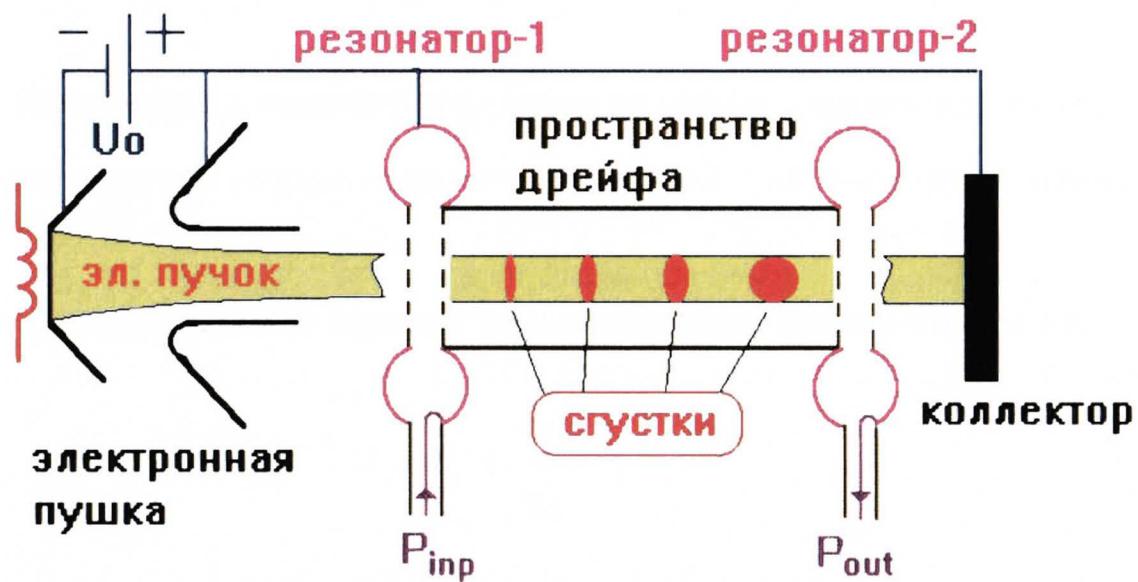


Рис. 21. Схема двухрезонаторного клистрона

Он состоит из электронной пушки, двух тороидальных резонаторов, расположенного между ними **пространства дрейфа** и **коллектора** электронов. Пространство дрейфа является закритическим волноводом, поэтому в нем отсутствует электромагнитное поле, и мы можем считать эту часть прибора эквипотенциальным пространством. Электронная пушка формирует прямолинейный пучок электронов с постоянной во времени плотностью пространственного заряда  $\rho = \text{const}$ , а электроны перед входом в первый резонатор имеют одну и ту же скорость  $v_0$ . В первом резонаторе в соответствии с формулой (18) происходит скоростная модуляция пучка и частицы приобретают различные продольные скорости. Далее в пространстве дрейфа скоростная модуляция преобразуется в модуляцию по плотности, что приводит к появлению электронных сгустков. По мере продвижения к выходному резонатору 2 плотность сгустков растет. Собственные частоты первого и второго резонаторов равны, поэтому импеданс второго резонатора на рабочей частоте чисто активный ( $Z=R$ ). Когда сгусток попадает во второй резонатор, он возбуждает наведенный ток и тормозящее электрическое поле ( $Z=R$ , и поэтому ситуация в точности такая же, как в предыдущем примере на стр. 13 с одиночным электроном, двигающимся между сетками, между которыми включено омическое сопротивление).

Действие этого поля приводит к уменьшению **кинетической энергии** частиц, т.е. в клистроне эта энергия преобразуется в энергию СВЧ поля.

Чтобы более детально разобраться, как происходит группировка в клистроне, рассмотрим **пространственно-временную диаграмму клистрона**. Поскольку в пространстве дрейфа отсутствует электрическое поле, после первого резонатора координата электрона

$$x = vt = v_0 t \left( 1 + \frac{MU_m}{2U_0} \sin(\omega t_0) \right). \quad (19)$$

Это уравнение позволяет нарисовать пространственно-временную диаграмму. Рассмотрим 4 наиболее характерных электрона, проходящих через первый резонатор в разные моменты времени: когда напряжение между сетками максимально тормозящее (**тормозящая фаза поля**, отмечена на рис. 22 знаком «-»), нулевое, максимально ускоряющее (**ускоряющая фаза поля**, отмечена на рис. 22 знаком «+») и опять нулевое. Соответствующие зависимости  $x(t)$  для этих электронов (рис. 22) будут прямыми линиями (сила равна нулю, электрон движется по инерции) с различными углами наклона к оси  $t$  (очевидно, тангенс угла наклона равен скорости электрона). В результате мы видим, что ровно половина электронов собирается в сгусток около центрального электрона, проходящего резонатор в момент, когда фаза потенциала меняется с тормозящей на ускоряющую. Когда эти электроны достигают некоторой плоскости  $x=x_1$ , все сгруппированные частицы оказываются в ней одновременно. Это означает, что в этот момент мы имеем один сгусток с бесконечной плотностью пространственного заряда (конечно, это справедливо только в рамках наиболее простой модели, не учитывающей расталкивающее действие кулоновских сил пространственного заряда). Другая половина электронов, как легко видеть, разгруппированывается: частицы уходят все дальше от электрона, проходящего первый резонатор в момент перехода фазы из ускоряющей в тормозящую. Можно доказать, что максимальный КПД клистрона достигается, когда второй резонатор поставлен в некоторой плоскости с координатой  $x > x_1$ . В этом случае один сгусток делится на два.

Согласно кинематической теории максимальный КПД

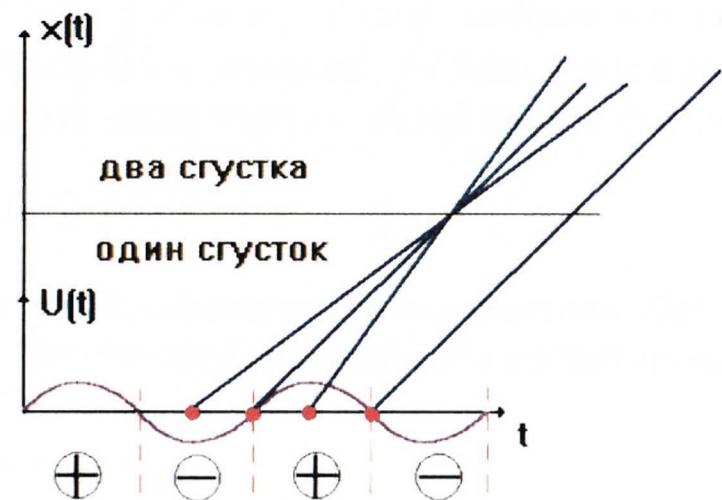


Рис. 22. Пространственно-временная диаграмма двухрезонаторного клистрона

двухрезонаторного кластрона – 58%. Но в реальных условиях из-за совместного действия скоростного разброса и сил пространственного заряда электронный сгусток размывается, оказывается не таким плотным и экспериментальный КПД, как правило, не превышает 15–20%.

Для увеличения КПД кластронов в них устанавливают дополнительные промежуточные резонаторы. **Многорезонаторные** кластроны при использовании 7 резонаторов позволяют поднять экспериментальное значение КПД вплоть до 90%! Применение дополнительных резонаторов резко улучшает группировку в кластроне. Принцип работы таких устройств может быть проиллюстрирован на примере **3-резонаторного пролетного кластрона** (рис. 23).

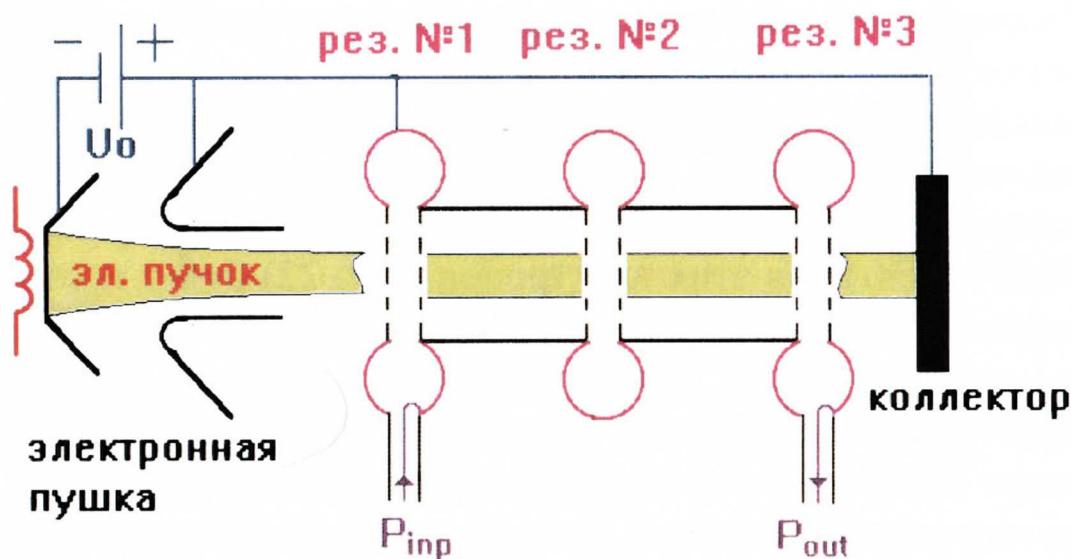


Рис. 23. Схема 3-резонаторного кластрона

Почему установка промежуточного резонатора приводит к улучшению группировки? Наиболее важными для понимания оказываются **два факто-ра**. **Во-первых**, второй резонатор не нагружен, в нем нет отверстий для ввода и вывода энергии, и вследствие этого потери в нем гораздо меньше, чем в двух других (входном и выходном) резонаторах. Это приводит к тому, что добротность второго резонатора

$$Q_2 \gg Q_1, Q_3 . \quad (20)$$

Во-вторых, размеры резонаторов выбираются так, чтобы обеспечить равенство их собственных частот

$$\omega_1 = \omega_2 = \omega_3 . \quad (21)$$

Вследствие этого импеданс второго резонатора оказывается чисто активным:  $Z_2=R$ . Соотношение (20) ведет к очевидному условию, что даже

слабый, недогруппированный сгусток, приходящий во второй резонатор, наводит переменный потенциал с амплитудой

$$U_2 \gg U_1. \quad (22)$$

Соотношение (21) позволяет найти **фазу напряжения** на втором резонаторе  $U_2(t)$  и на этой основе понять, как улучшается группировка. Рассмотрим пространственно-временную диаграмму (рис. 24) трехрезонаторного клистрона для случая недогруппированного, слабого сгустка, приходящего во второй резонатор.

Очевидно, форма пространственно-временной диаграммы вплоть до плоскости второго резонатора будет такой же, как в предыдущем случае двухрезонаторного клистрона: электроны начинают группироваться вокруг частицы, вылетевшей в момент, когда тормозящая фаза меняется на ускоряющую. Основной вопрос – **как найти фазу напряжения** во втором резонаторе? Как уже говорилось, импеданс второго резонатора чисто активный,  $Z_2=R$ . Поэтому максимум тормозящей фазы поля во втором резонаторе достигается в тот момент, когда центр сгустка проходит через второй резонатор (ситуация аналогична рассмотренному ранее примеру пролета единичного электрона между сетками, между которыми поставлено омическое сопротивление). Поэтому после второго резонатора скорость тех электронов, которые первоначально участвовали в процессе группировки и образования сгустка, уменьшается, в то время как для частиц, которые раньше разгруппировывались – увеличивается. В результате в процесс группировки оказывается вовлеченным гораздо большее число частиц, и КПД клистрона возрастает. Центр будущего сгустка при этом, как можно показать, смещается к электрону, отмеченному жирной точкой на рис. 24.

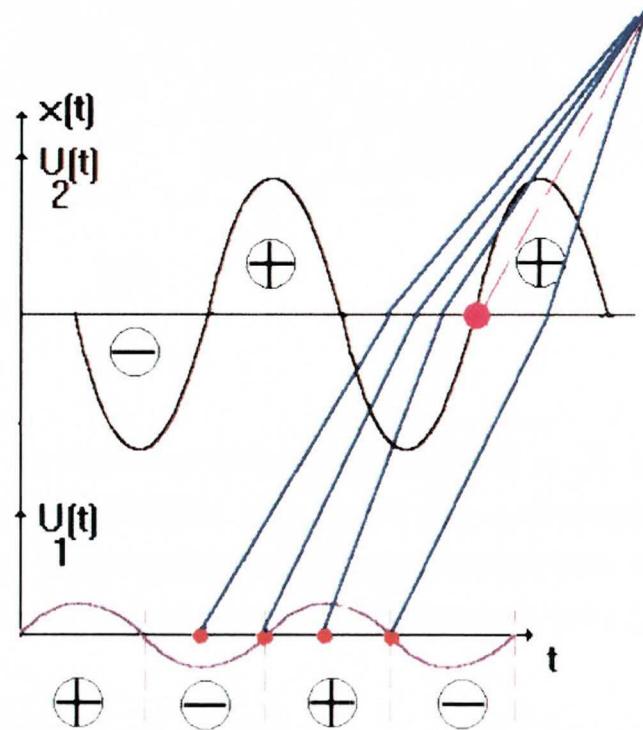


Рис. 24. Пространственно-временная диаграмма для 3-резонаторного клистрона

## 5. ПРИБОРЫ, ОСНОВАННЫЕ НА ЧЕРЕНКОВСКОМ МЕХАНИЗМЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

### 5.1. Лампа бегущей волны 0-типа (ЛБВ-0)

Клистроны используют резонаторы с относительно большими величинами добротностей  $Q$ . Типичное значение  $Q$  составляет 50–100. Это позволяет получать большое усиление сигнала, но одновременно ведет к узкой полосе усиления  $\Delta\omega$ :

$$\Delta\omega/\omega_0 \approx 1/Q \quad (23)$$

( $\omega_0$  – центральная частота канала). Таким образом, полоса усиления составляет от силы несколько процентов. Но для многих приложений крайне необходимо обеспечить ширину полосы  $\Delta\omega/\omega_0$  по крайней мере 30–50%. Как же увеличить полосу усиления? Причиной малых значений  $\Delta\omega$  является использование резонаторов, где очень сильна зависимость амплитуды поля от частоты. Поэтому необходимо использовать **нерезонансные электродинамические системы**. Хорошо известно, что такими системами являются **волноводы**. Здесь

$$\frac{\partial E_g}{\partial\omega} \ll \frac{\partial E_c}{\partial\omega}, \quad (24)$$

$E_g$  и  $E_c$  – амплитуды электрических полей в волноводе и резонаторе соответственно. Но если мы зафиксируем входную мощность  $P_{in}=\text{const}$  и сравним соответствующие амплитуды электромагнитных полей в обеих электродинамических системах, легко понять, что

$$E_c \gg E_g. \quad (25)$$

Резкое уменьшение амплитуды поля в волноводе, очевидно, приведет к падению КПД и выходной мощности прибора. Как в этом случае сохранить эти величины на прежнем уровне? Эффективность преобразования энергии определяется изменением импульса силы частицы

$$\Delta p = F\Delta t. \quad (26)$$

Здесь  $F$  – действующая на частицу сила,  $\Delta t$  – время воздействия. Это означает, что для сохранения выходной мощности и КПД мы должны обеспечить условие

$$\Delta p = eE_c\Delta t_c = eE_g\Delta t_g = \text{const} , \quad (27)$$

где  $\Delta t_c$ ,  $\Delta t_g$  – время взаимодействия электронного пучка с электромагнитным полем в обеих электродинамических системах. В резонаторе выполнено условие

$$\Delta t_c \ll T = \frac{2\pi}{\omega}. \quad (28)$$

Следовательно, чтобы сохранить  $\Delta p = \text{const}$ , мы должны обеспечить теперь противоположное условие, когда время взаимодействия  $\Delta t_g$  намного больше периода электромагнитного поля

$$\Delta t_g \gg T = \frac{2\pi}{\omega}. \quad (29)$$

Это означает, что  $\Delta t_g$  должно составлять, по крайней мере, несколько десятков периодов  $T$ . Как обеспечить столь длительное время взаимодействия? Для ответа на этот вопрос рассмотрим простейшую модель взаимодействия пучка с волной. Пусть вдоль оси  $z$  распространяется плоская электромагнитная волна с фазовой скоростью  $v_{phas}$  (рис. 25).

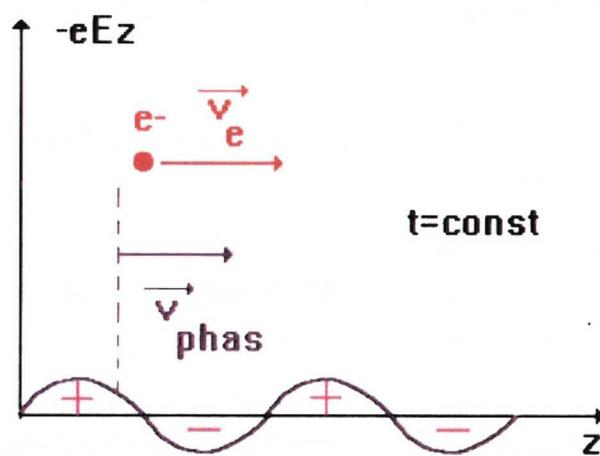


Рис. 25. Один электрон в поле плоской электромагнитной волны

Длительное время взаимодействия означает, что электрон, движущийся в том же направлении со скоростью  $v_e$  должен «видеть» все время одну и ту же фазу волны. Например, он должен все время находиться в максимуме тормозящей фазы, отмеченной знаком «-», или в максимуме ускоряющей фазы, отмеченной знаком «+». Чтобы обеспечить это, необходимо выполнить условие синхронизма

$$v_e \approx v_{phas}. \quad (30)$$

Но хорошо известно, что в **обычных волноводах** с прямолинейной осью фазовая скорость всегда больше скорости света  $c$ , а скорость частицы не может превышать  $c$ . Поэтому для обеспечения условий синхронизма мы должны понизить скорость волны до величин, по крайней мере, меньших скорости света. Для этих целей используют специальные волноводы, которые получили название **замедляющих систем** (ЗС). Все изложенные выше соображения приводят нас к идее **лампы бегущей волны** (ЛБВ). Лампа бегущей волны – это прибор, где осуществляется **длительное взаимодействие** электронного пучка с полем **замедленной** электромагнитной волны **малой амплитуды**.

Как происходит **процесс группировки** в ЛБВ? Рассмотрим ансамбль электронов, входящих в пространство взаимодействия ЛБВ в течение одного периода ВЧ поля (такие электроны отмечены точками на рис. 26) для случая точного синхронизма  $v_e = v_{phas}$ .

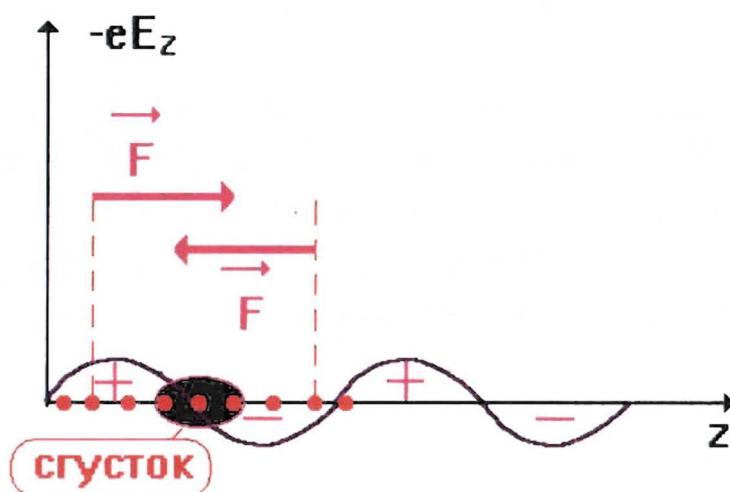


Рис. 26. Процесс группировки в ЛБВ в случае точного синхронизма

В сопровождающей координатной системе, двигающейся с фазовой скоростью, все частицы «видят» статическое электрическое поле. Сила  $F$  со стороны электрического поля, как легко видеть, будет смещать электроны, оказавшиеся в ускоряющей фазе поля, вправо, а в тормозящей – влево. В конечном итоге все электроны соберутся в **сгусток**, который формируется вблизи нулевой фазы поля в момент ее перехода из ускоряющей фазы в тормозящую. Эта картина дает нам качественное описание процесса группировки в ЛБВ. Но сгусток возникает в месте, где электрическое поле равно нулю, поэтому КПД лампы  $\eta$  также будет равен нулю. Для получения достаточно высоких величин КПД необходимо сдвинуть сгусток в тормозящую фазу. Легко видеть, что для этого мы должны обеспечить скорость электрона несколько большую, чем фазовая скорость волны:

$$v_e > v_{phas.} \quad (31)$$

Как уже говорилось, мы должны **уменьшить фазовую скорость** до величин, меньших скорости света  $c$ , для чего необходимо использовать специальные волноводы. В обычных волноводах с прямолинейной осью (рис. 27) фазовая скорость всегда больше  $c$ , и они непригодны для работы ЛБВ.

**Как уменьшить скорость волны?** Используемая идея очень проста: увеличить путь, проходимый волной, путем использования периодических волноводов (см. рис. 28).

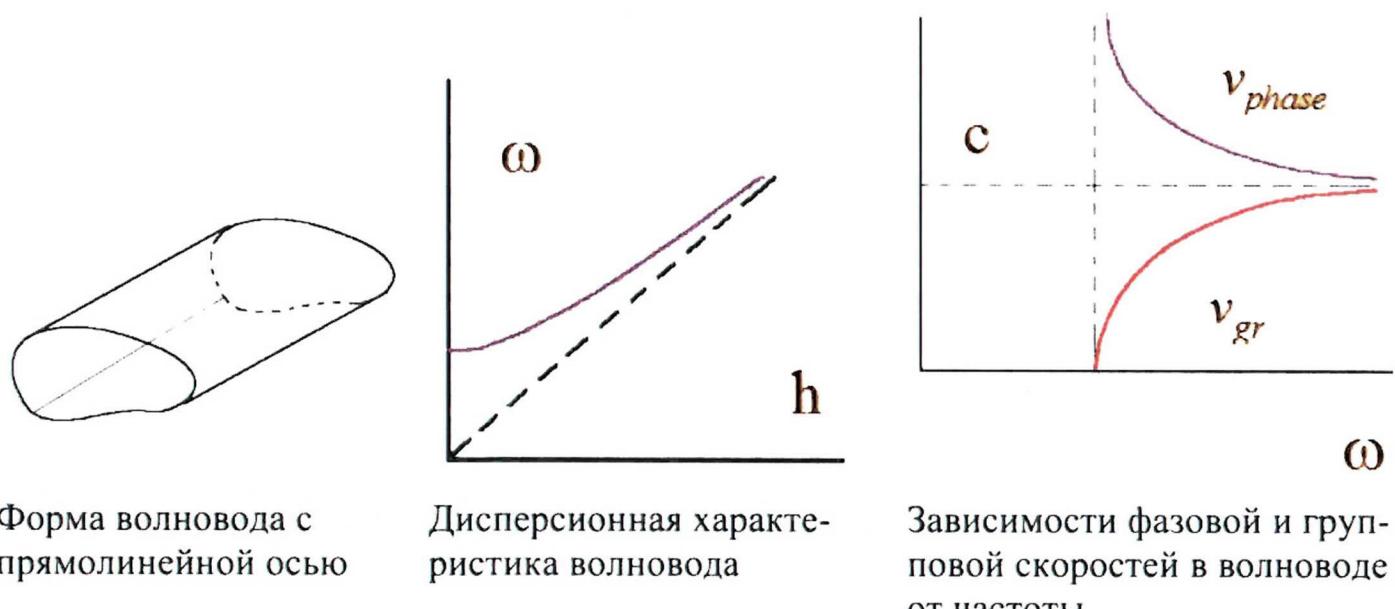


Рис. 27. Основные свойства волновода с прямолинейной осью

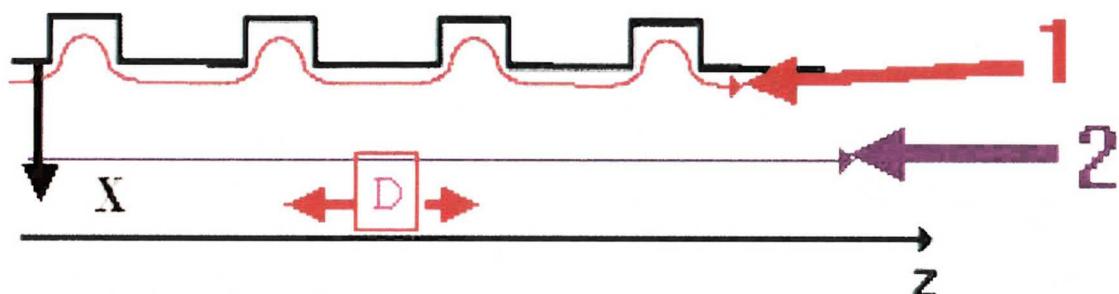


Рис. 28. Периодический волновод,  $D$  – период. 1 – путь, проходимый волной, 2 – фазовым фронтом

Здесь волна движется по криволинейному пути, в то время как фазовый фронт движется прямолинейно вдоль оси системы. В результате волна проходит больший путь, чем фазовый фронт, и оказывается возможным выполнить условие

$$v_{phas} < c . \quad (32)$$

Можно доказать, что в такой периодической системе полное электромагнитное поле может быть разложено в комплексный ряд Фурье и представлено в форме

$$E(x, y, z, t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} C_m(x, y) e^{j(\omega t - \beta_m z)}. \quad (33)$$

Из выражения (33) видно, что полное поле есть сумма **плоских неоднородных волн**. Такие волны получили название **пространственных гармоник**. Каждая волна имеет одну и ту же частоту  $\omega$ , но разные постоянные распространения  $\beta_m$  и, соответственно – разные длины волн

$$\lambda_m = \frac{2\pi}{\beta_m}. \quad (34)$$

Можно показать, что

$$\beta_m = \beta_0 + \frac{2\pi m}{D}. \quad (35)$$

Здесь  $D$  – период волновода,  $\beta_0$  – постоянная распространения нулевой гармоники.

Коэффициенты  $C_m$  описывают зависимость амплитуды волны от поперечных координат  $x$ ,  $y$ . В простейшем случае, когда волновод бесконечен в направлении  $y$  (и, соответственно, от  $y$  ничего не зависит), зависимость  $C_m$  от поперечной координаты  $x$  следующая:

$$C_m \propto e^{-\beta_m x} = e^{-\frac{2\pi x}{\lambda_m}}. \quad (36)$$

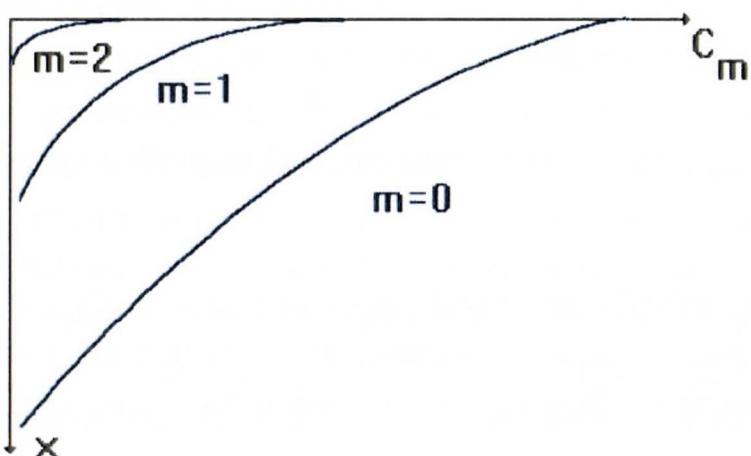


Рис. 29. Зависимости амплитуд пространственных гармоник от поперечной координаты  $x$

Это означает, что каждая пространственная гармоника является поверхностью волной, прижатой к замедляющей системе, и для работы пригодны только гармоники с низкими номерами  $m=0, \pm 1$  (см. рис. 29).

Типичная схема ЛБВ-О представлена на следующем рис. 30. Она состоит из элек-

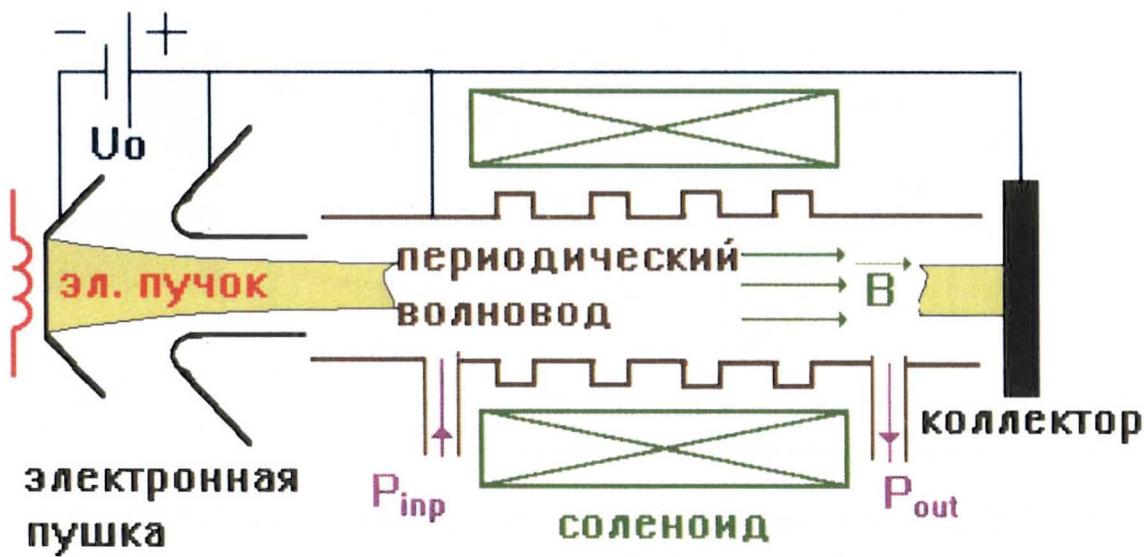


Рис. 30. Схема ЛБВ-О

тронной пушки, системы ввода/вывода входного и усиленного выходного сигналов, периодического волновода – замедляющей системы (ЗС) и коллектора. Над волноводом помещается соленоид, формирующий достаточно сильное магнитное поле для фокусировки электронного пучка, препятствующее смещению электронного пучка в поперечном направлении.

Электронная пушка формирует прямолинейный поток электронов, который в дальнейшем попадает в замедляющую систему, где осуществляется взаимодействие пучка с электромагнитным полем. Принцип взаимодействия описан выше. После этого отработанный пучок попадает на коллектор, а выходной сигнал выводится через коаксиальную линию.

Одним из важных вопросов при разработке ЛБВ является определение **рабочей частоты** усилителя  $\omega$ . Для того чтобы найти  $\omega$ , надо знать дисперсионную характеристику периодического волновода. Очевидно, что указанная характеристика должна быть частично похожа на характеристику обычного регулярного волновода (см. рис. 27). С другой стороны, согласно соотношениям (33), (35), фактически, постоянная распространения волны  $\beta$  известна с точностью до слагаемого  $2\pi/D$ . Это означает, что соответствующая дисперсионная кривая  $\omega = \omega(\beta)$  должна быть периодической функцией с периодом  $2\pi/D$ . Поэтому для того, чтобы нарисовать эту кривую, мы должны взять кривую для регулярного волновода (рис. 27), повторить ее с периодом  $2\pi/D$  и затем сгладить получившиеся угловые точки. В результате мы получим кривую, качественно изображенную на рис. 31. Эта кривая описывается уравнением

$$\omega = \omega(\beta). \quad (37)$$

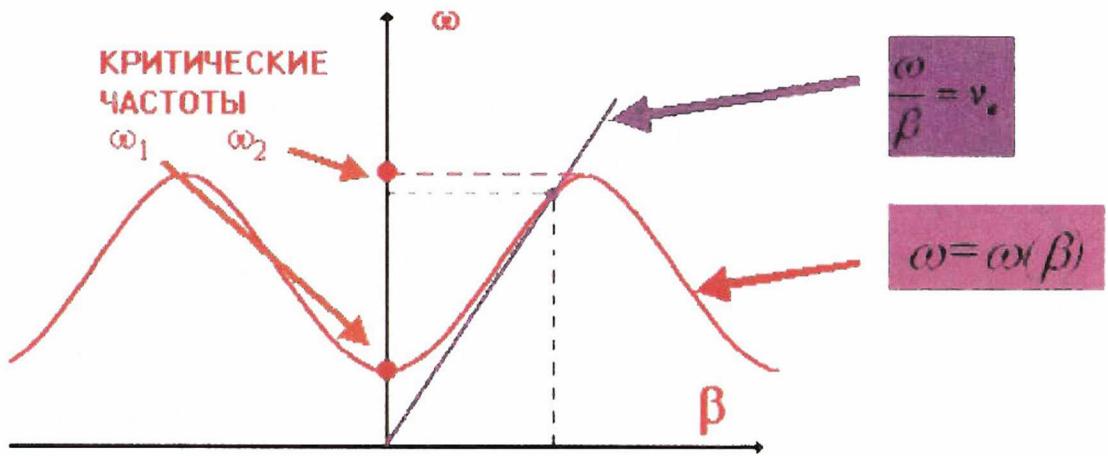


Рис. 31. Дисперсионная характеристика периодического волновода

Как видно, в отличие от регулярного волновода, мы получаем 2 критические частоты, т.е. в периодическом волноводе мы имеем **полосу пропускания** между частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$ . Кроме того, у нас есть соотношение для фазовой скорости

$$v_{phas} = \omega / \beta, \quad (38)$$

но из условий синхронизма следует, что

$$v_{phas} = v_e = \sqrt{2\eta U_0}. \quad (39)$$

Здесь  $\eta = \frac{e}{m}$  – удельный заряд электрона. Поэтому окончательно мы получаем следующую систему уравнений

$$\begin{aligned} \omega &= \omega(\beta), \\ v_{phas} &= v_e = \sqrt{2\eta U_0} = \frac{\omega}{\beta}. \end{aligned} \quad (40)$$

Последнее уравнение графически представляется прямой линией (см. рис. 31). Пересечение этих двух кривых дает рабочую частоту лампы. Если мы меняем **ускоряющее напряжение**, это ведет к **изменению частоты** (условия синхронизма начинают выполняться на другой частоте). Легко понять, что далеко не вся область частот между  $\omega_1$  и  $\omega_2$  может быть использована для работы ЛБВ. Если частота достаточно близка к  $\omega_1$ , то  $v_{phas} > c$  и выполнить условия синхронизма в ЛБВ невозможно.

Предыдущий раздел дает только качественную общую картину группировки в ЛБВ, которой, однако, недостаточно для ответа на вопрос о том, что же ограничивает КПД ЛБВ. Для подробного исследования

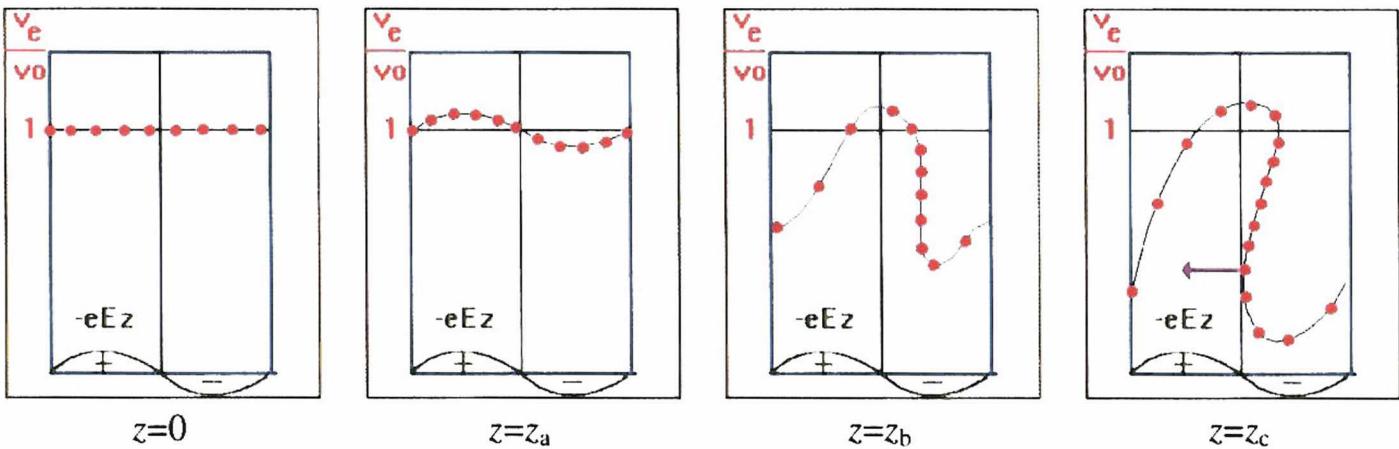


Рис. 32. Зависимости скорости электрона от фазы ВЧ поля замедленной волны. Плюс и минус указывают соответственно ускоряющую и замедляющую фазы. Точками отмечено положение электронов

процесса взаимодействия пучка с электромагнитным полем замедленной волны необходимо численно решать систему нелинейных уравнений пучка совместно с уравнениями Максвелла. Некоторые, наиболее важные, результаты такого численного моделирования представлены качественно ниже.

Детальное исследования процесса группировки основано на так называемых **фазово-скоростных диаграммах**. Рассмотрим группу электронов, входящих в волновод в течение одного периода ВЧ поля (все процессы строго периодичны во времени, поэтому для всех остальных групп электронов будет происходить тот же самый процесс взаимодействия с ВЧ полем). Нарисуем зависимости скорости каждого электрона в группе от фазы электромагнитного поля.

На входе в волновод ( $z=0$ ), очевидно, все электроны равномерно распределены по фазам электромагнитного поля и имеют одну и ту же скорость  $v_0$  (см. рис. 32). Если мы сдвигаемся в следующую плоскость  $z=z_a$  неподалеку от входа в ЗС, электроны получают синусоидальную модуляцию по скоростям. Но в этой плоскости еще не происходит существенного фазового смещения электронов и примерно половина электронов ускоряется, а другая – замедляется.

Поэтому, как и в начальной плоскости  $z=0$ , КПД все еще остается близким к нулю. В следующей плоскости  $z=z_b$  большинство электронов смещаются в тормозящую фазу и уменьшают свои скорости. Видно, что в этой плоскости плотность сгустка наибольшая (много электронов имеют

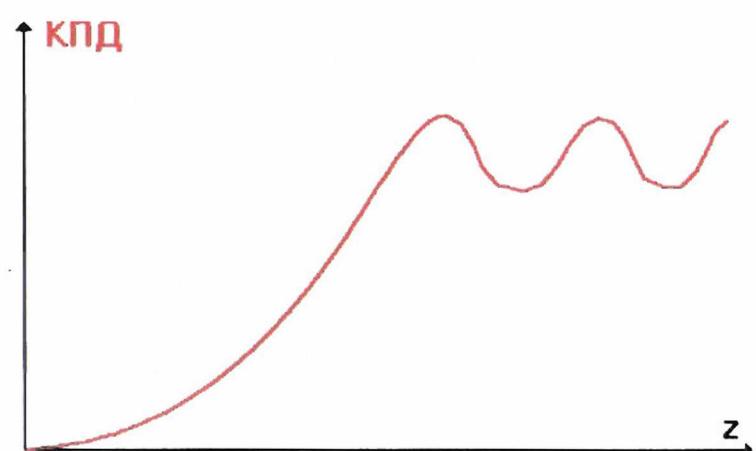


Рис. 33. Зависимость КПД ЛБВ-О от длины ЗС (продольной координаты)

практически одну и ту же фазу относительно ВЧ поля). В следующей плоскости некоторые электроны сгустка начинают переходить в ускоряющую фазу поля. В этот момент КПД  $\eta$  достигает максимума.

Описанная качественная картина группировки позволяет нарисовать зависимость  $\eta$  от длины волновода (см. рис. 33). После точки максимума КПД наблюдаются осцилляции величины  $\eta$ . Причина этого явления связана с потерей электронами значительной части их исходной кинетической энергии. Такие электроны смещаются в ускоряющую фазу поля, отбирают здесь часть энергии от ВЧ поля и опять ускоряются, после этого снова попадают в тормозящую фазу, отдают часть своей энергии, снова ускоряются и т.д.

## 5.2. Лампа обратной волны (ЛОВ-О)

ЛБВ – усилитель. Но для многих практических приложений необходим генератор, работающий в этой же области частот. Чтобы сделать генератор, необходимо организовать положительную обратную связь. Идея ЛОВ заключается в том, чтобы использовать тот же механизм энергообмена между электронным пучком и волной, что и в ЛБВ, но в то же время обеспечить обратную связь прямо внутри лампы. Для этого необходимо заставить волну распространяться в противоположном, чем в ЛБВ, направлении. Это означает, что групповая скорость волны  $v_{gr}$  должна быть отрицательной. В результате мы приходим к следующей принципиальной схеме прибора (см. рис. 34).

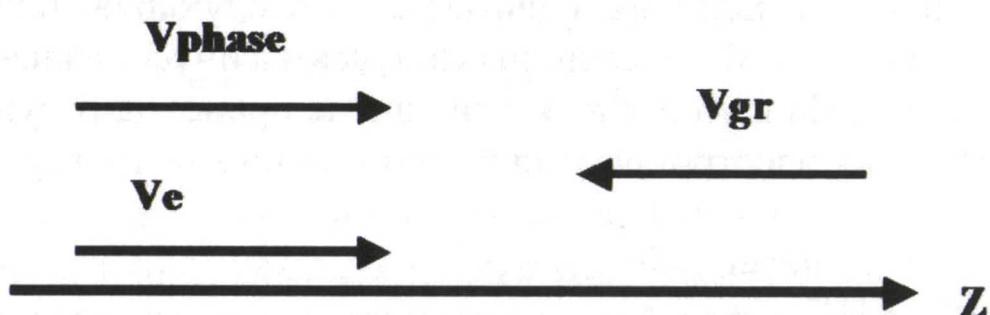


Рис. 34. Направления скоростей в ЛОВ-О

Так же, как и в ЛБВ, электронный пучок движется в положительном направлении, фазовая скорость тоже положительна, но направление групповой скорости отрицательно. В результате СВЧ энергия передается на вход лампы.

Как обеспечить отрицательную групповую скорость в ЛОВ? Хорошо известно, что групповая скорость

$$v_{gr} = \frac{\partial \omega}{\partial \beta}. \quad (41)$$

Следовательно, если мы выберем ускоряющее напряжение  $U_0$  таким образом, чтобы дисперсионная кривая пучка

$$\frac{\omega}{\beta} = \sqrt{2\eta U_0} \quad (42)$$

пересекалась с дисперсионной кривой волновода в точке с отрицательным углом наклона, мы получим требуемое направление групповой скорости (рис. 35).

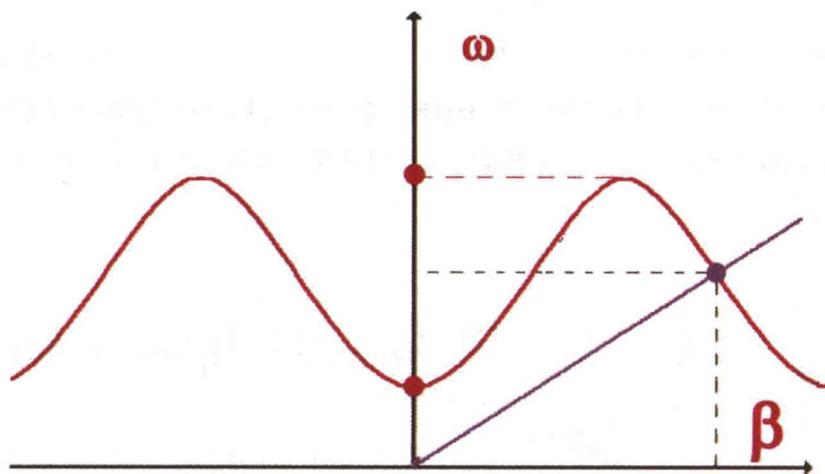


Рис. 35. Определение рабочей точки на дисперсионной кривой для ЛОВ-О

Источником излучения в ЛОВ является электронный пучок. Условие, что  $v_{gr}<0$ , означает, что все электроны излучают назад, ко входу лампы (см. рис. 36).

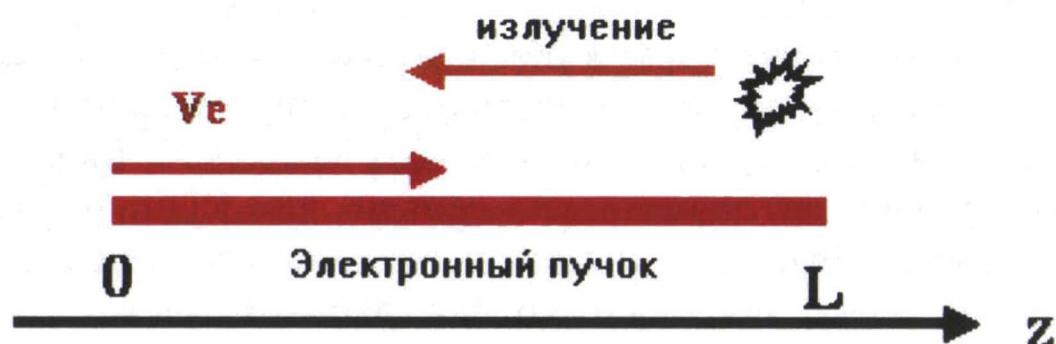


Рис. 36. Схема распространения излучения в ЛОВ-О

Легко понять, что справа от конца электродинамической системы  $z=L$  нет источников излучения, и поэтому амплитуда поля

$$E(L)=0. \quad (43)$$

С другой стороны, на входе в электродинамическую систему ( $z=0$ ) еще нет сгустков. Поэтому электроны еще не могут передать свою энергию ВЧ полю. Это означает, что амплитуда ВЧ поля на входе не меняется, то есть

$$\frac{\partial E}{\partial z}(0) = 0. \quad (44)$$

Отсутствие сгустка означает также, что переменная составляющая конвекционного тока

$$I(0)=0. \quad (45)$$

Приведенные выше соотношения позволяют нарисовать следующую качественную зависимость распределения амплитуд тока и поля вдоль лампы (см. рис. 37).

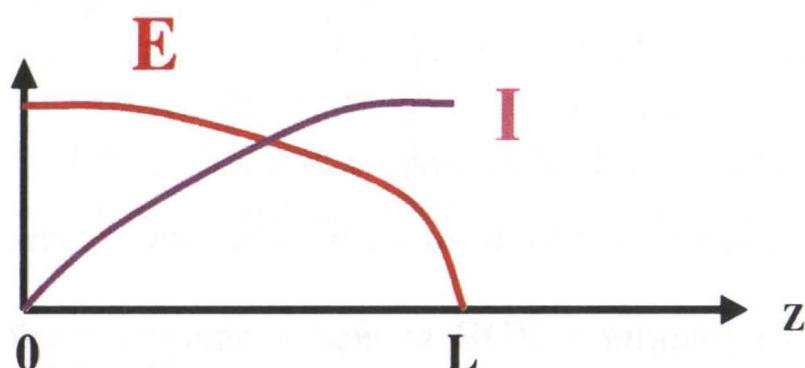


Рис. 37. Распределения амплитуд электрического поля и переменной составляющей конвекционного тока в ЛОВ-О

В результате там, где велико электрическое поле, еще нет сформированного сгустка, и наоборот: в области, где имеется хорошо сформированный сгусток с высокой плотностью, электрическое поле уже близко к нулю. Таким образом, легко понять, что КПД ЛОВ (обычно это всего несколько процентов) значительно меньше, чем КПД ЛБВ (20–40%). Но в то же время ЛОВ имеет одно очень важное преимущество перед ЛБВ: существенно более широкую полосу рабочих частот. Это поясняет рис. 38.

Из дисперсионной диаграммы мы видим, что для ЛБВ мы можем использовать только часть диапазона между критическими частотами  $\omega_1$  и

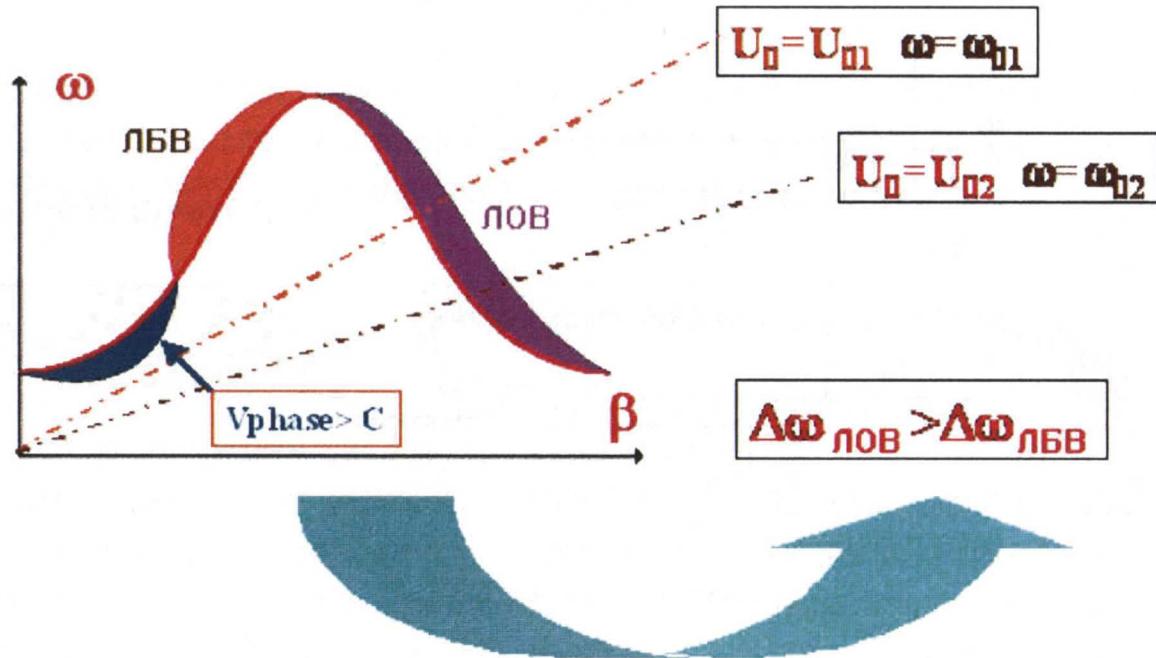


Рис. 38. Перестройка частоты в ЛБВ-О и ЛОВ-О

$\omega_2$ , где фазовая скорость меньше скорости света, в то время как для ЛОВ  $v_{phase} < c$  во всем интервале частот  $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$ .

### 5.3. Лампа бегущей волны М-типа (ЛБВ-М)

КПД ЛБВ-О относительно невысок: обычно он не превышает 20–40%. Но лампа с бегущей волной может иметь значительно более высокий КПД, если помимо ВЧ поля в области взаимодействия имеются скрещенные статические электрическое  $E_0$  и магнитное  $B_0$  поля. КПД такого прибора может достигать 70–80%. Схема такой лампы представлена на рис. 39.

Она содержит катод, анод, периодическую электродинамическую систему и коллектор. На рисунке показана также схема подачи потенциалов на электроды лампы. Электронно-оптическая система, которая содержит все перечисленные выше электроды, формирует так называемый ленточный пучок, в котором при отсутствии ВЧ поля все электроны двигаются в  $x$ -направлении с одинаковой скоростью (рис. 39). В отличие от обычной ЛБВ-О, в ЛБВ-М в области взаимодействия имеются еще скрещенные электрическое  $E_0$  и магнитное  $B_0$  поля. На рисунке также качественно показаны электронные траектории в присутствии ВЧ поля (пунктир на рис. 39).

Первый вопрос – как сформировать прямолинейный пучок? Напишем уравнение движения электрона

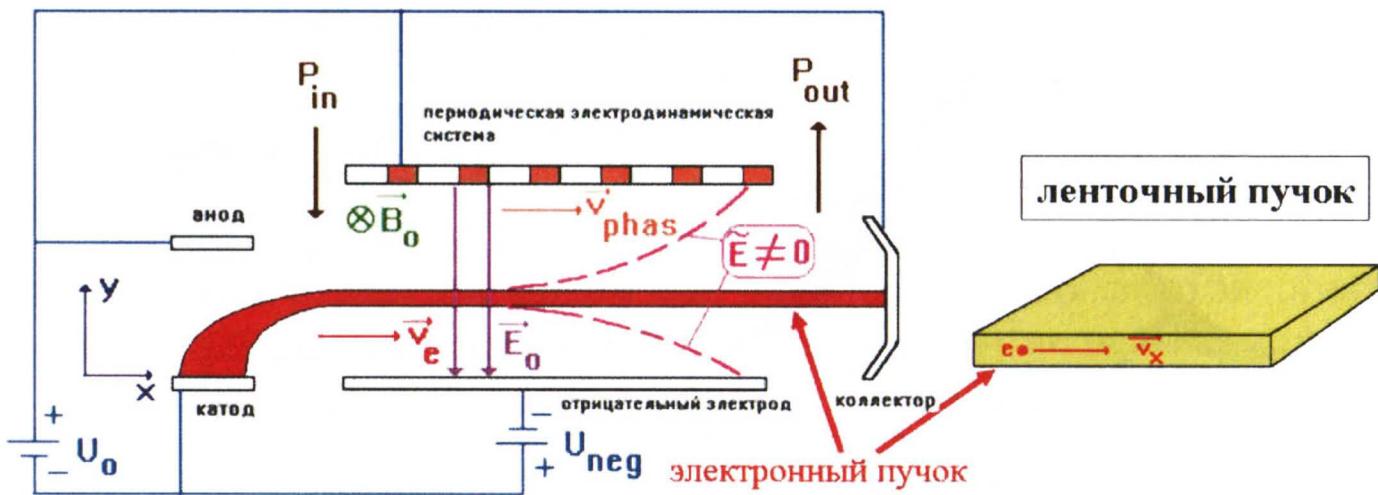


Рис. 39. Схема ЛБВ-М

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\eta \vec{E} - \eta[\vec{v}, \vec{B}]. \quad (46)$$

Чтобы обеспечить прямолинейное движение электрона, мы должны выполнить соотношение

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = 0. \quad (47)$$

Тогда из уравнения движения следует, что скорость электрона должна совпадать с дрейфовой скоростью

$$\vec{v} = \frac{[\vec{E}, \vec{B}]}{B^2}. \quad (48)$$

Это означает, что в координатной системе \$(x, y)\$ частица имеет только одну компоненту скорости

$$v_x = v_0 = \frac{E_0}{B_0}. \quad (49)$$

Из закона сохранения энергии

$$v_x = \sqrt{2\eta U_h}, \quad (50)$$

где

$$U_h = U_{neg} + E_0 h \quad (51)$$

– потенциал на расстоянии  $h$  от отрицательного электрода с потенциалом  $U_{neg}$ . Поэтому, если мы выберем условия формирования и величину  $h$  таким образом, чтобы удовлетворить условию

$$\frac{E_0}{B_0} = \sqrt{2\eta(U_{neg} + E_0 h)}, \quad (52)$$

мы сможем сформировать ленточный пучок.

**В динамическом режиме** помимо статических скрещенных полей  $E_0$ ,  $B_0$  на электроны воздействует высокочастотное поле электродинамической системы. Так же как и в ЛБВ-О, такое поле представляет собой сумму пространственных гармоник. Если дрейфовая скорость электрона равна фазовой скорости  $m$ -й гармоники, т.е. выполнены условия синхронизма

$$v_{phasm} = v_0, \quad (53)$$

все электроны «видят» только поле этой гармоники. Будем дальше полагать, что амплитуда ВЧ поля мала:

$$|\vec{E}^{\approx}| \ll |\vec{E}_0|, \quad (54)$$

и перепишем уравнение движения в следующей форме

$$\frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} + \eta [\frac{d \vec{r}}{dt}, \vec{B}] = -\eta \vec{E}. \quad (55)$$

Здесь электрическое поле является суммой статического и высокочастотного,

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}^{\approx}. \quad (56)$$

В статическом режиме мы имели условие

$$\frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = 0. \quad (57)$$

Поэтому скорость частицы

$$\vec{v}_0 = \frac{[\vec{E}_0, \vec{B}]}{B^2}. \quad (58)$$

Если выполнены условия (54) (это условия так называемого **адиабатического приближения**), очевидно, что

$$\frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} \ll \eta \left[ \frac{d\vec{r}}{dt}, \vec{B} \right]. \quad (59)$$

И, следовательно, опять мы можем использовать ту же самую формулу для скорости электрона, но должны подставить туда **полное поле**, описываемое соотношением (56),

$$\vec{v} = \frac{[\vec{E}, \vec{B}]}{B^2}. \quad (60)$$

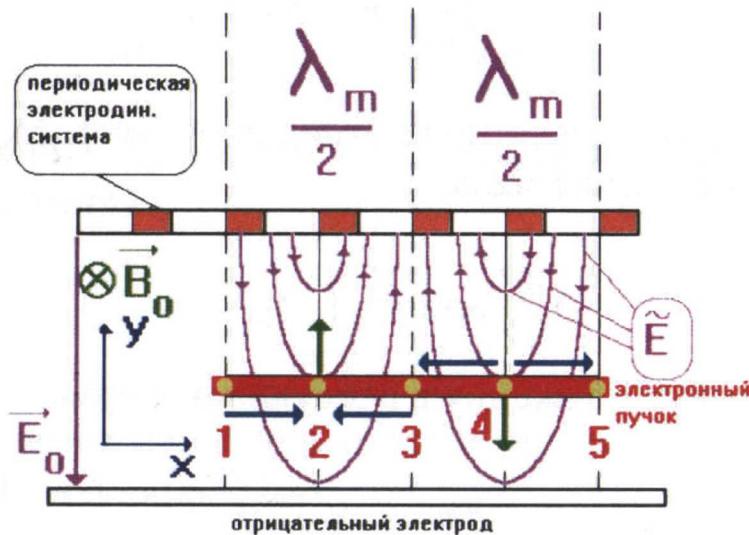


Рис. 40. Силовые линии ВЧ поля  $m$ -й пространственной гармоники и направления движения различных групп электронов

Формула (60) позволяет проанализировать процесс группировки в ЛБВ-М. Можно показать, что структура СВЧ поля  $m$ -й гармоники такая, как это показано на рис. 40. Для того чтобы проанализировать процесс группировки, достаточно рассмотреть один период поля  $m$ -й гармоники с длиной  $\lambda_m$ , поскольку все процессы – гармонические во времени. Выберем 5 наиболее характерных электронов (см. рис. 40) и проследим за их движением в присутствии ВЧ поля.

Начнем с анализа влияния **у-компоненты** ВЧ поля. Если мы обозначим через  $v_x$  скорость частицы в  $x$ -направлении и через  $E_y$  – **полное** электрическое поле в  $y$ -направлении и далее используем формулы (56), (60), легко написать следующую таблицу соотношений между соответствующими компонентами электрических полей и скоростей для каждой из частиц с номерами от 1 до 5:

1:	$E_y > E_0$	$v_x > v_0$
2:	$E_y = E_0$	$v_x = v_0$
3:	$E_y < E_0$	$v_x < v_0$
4:	$E_y = E_0$	$v_x = v_0$
5:	$E_y > E_0$	$v_x > v_0$

Из приведенной таблицы и рис. 40 легко видеть, что электроны между 1 и 3 начинают **сдвигаться к электрону номер 2**, в то время как электроны с 3 по 5 начинают **разбегаться от электрона номер 4**. В результате электроны **группируются** около электрона номер **2**.

Аналогичное рассмотрение влияния  $x$ -компоненты ВЧ поля, основанное на соотношениях (56), (60), совместно с рис. 40 показывает, что для электронов 1, 3, 5  $E_x=0$  и поэтому для этих частиц  $v_y=0$ . Для частиц 2 и 4 мы имеем

$$\begin{array}{lll} 2: & E_x > 0 & v_y > 0 \\ 4: & E_x < 0 & v_y < 0 \end{array}$$

Поэтому частицы около электрона номер 2 начинают двигаться вверх, в то время как частицы около электрона номер 4 – опускаться вниз. В результате исходный ленточный пучок трансформируется в «язычок», как это показано на рис. 41.

Интересно отметить, что, в отличие от обычной ЛБВ-О, во время такой трансформации формы пучка **плотность пространственного заряда остается постоянной!** Деформация верхней границы пучка больше, чем нижней (см. рис. 41), поскольку замедленная волна прижата к поверхности электродинамической системы и  $|E|$  растет с увеличением  $y$ .

Из соотношений (56), (60) легко оценить, что компоненты скорости электрона

$$v_x = v_0 + \frac{|E_y|}{B} \approx v_0, \quad (61)$$

$$|v_y| = \frac{|E_x|}{B} \ll \frac{E_0}{B} = v_0. \quad (62)$$

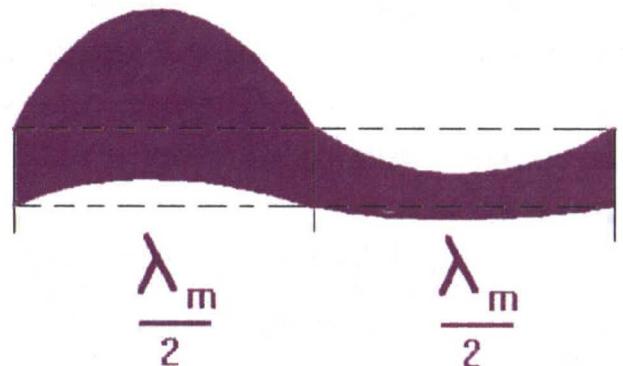


Рис. 41. Форма электронного пучка после взаимодействия с ВЧ полем. Пунктиром показаны первоначальные границы пучка

Следовательно, во время взаимодействия с СВЧ полем **кинетическая энергия электронов не меняется!** Но электроны меняют свою поперечную координату  $y$ . Значит, они **меняют свою потенциальную энергию**, и во время взаимодействия в ЛБВ-М эта энергия трансформируется в энергию излучения.

Для ЛБВ-М очень легко **оценить КПД**. Рассмотрим простейший случай, когда потенциал  $U_{neg}=0$ . На входе в лампу потенциальная энергия частицы

$$W_{pot} = eU_h. \quad (63)$$

В то же время на выходе, когда все частицы попадают на поверхность замедляющей системы с потенциалом  $U_0$ ,

$$W_{pot} = eU_0. \quad (64)$$

Очевидно, полная энергия, получаемая частицей от статического электрического поля,

$$W_{tot} = eU_0. \quad (65)$$

### Изменение энергии во время взаимодействия

$$\Delta W = eU_0 - eU_h. \quad (66)$$

Поэтому КПД лампы

$$\eta = \frac{\Delta W}{W_{tot}} = \frac{e(U_0 - U_h)}{eU_0} = 1 - \frac{U_h}{U_0} = 1 - \frac{E_0 h}{E_0 d} = 1 - \frac{h}{d}. \quad (67)$$

Обычно в практических случаях величина  $\eta$  находится между 50% и 70%.

## 6. МАЗЕРЫ НА ЦИКЛОТРОННОМ РЕЗОНАНСЕ И ЛАЗЕРЫ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

Клистроны, различные типы ЛБВ и магнетроны, называемые обычно классическими электронными приборами СВЧ, были предложены и разработаны незадолго до начала Второй мировой войны или вскоре после ее окончания. Эти приборы позволяют получать мощное электромагнитное излучение на длинах волн от метров и вплоть до нескольких сантиметров. Но для более коротких длин волн мощность излучения резко падает. Другим хорошо известным источником мощного электромагнитного излучения является лазер. Лазеры оказываются эффективными при длинах волн, по крайней мере, короче 0.1 мм. В результате мы имеем провал в максимально достижимой мощности излучения (см. рис. 42) в диапазоне

$$0.1 \text{ мм} < \lambda < 10 \text{ мм}. \quad (68)$$

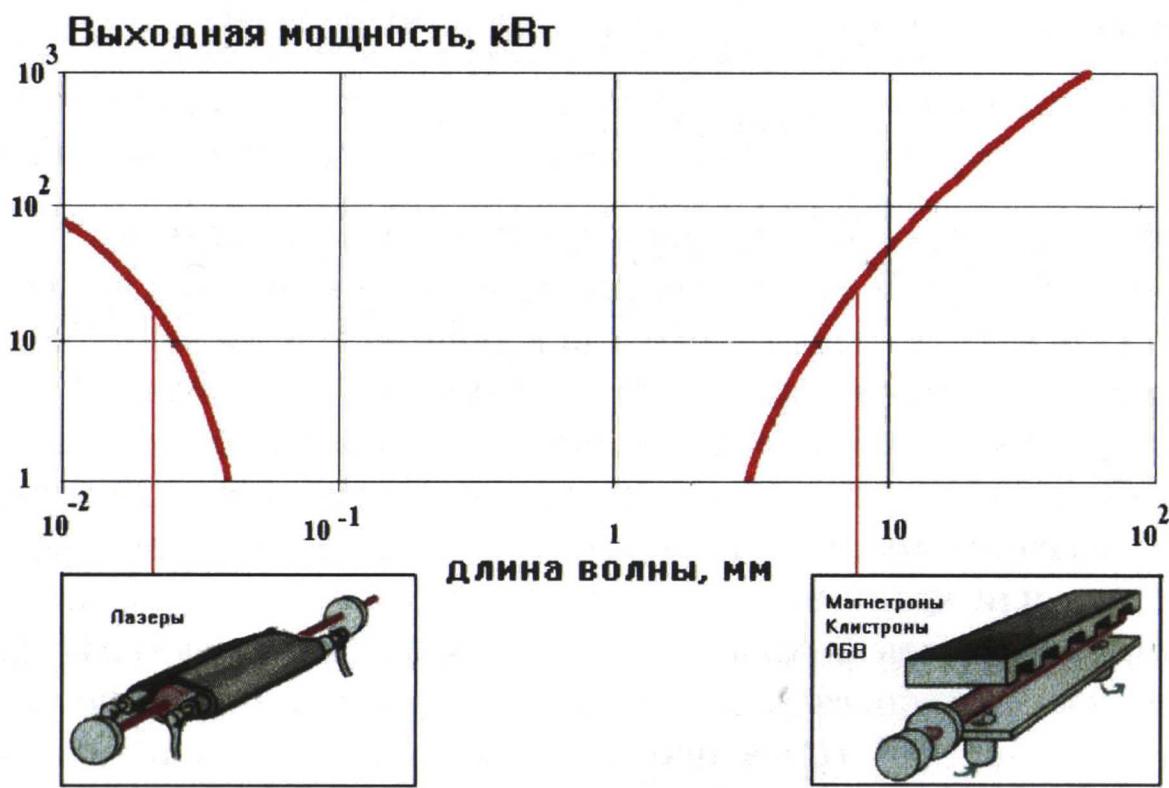
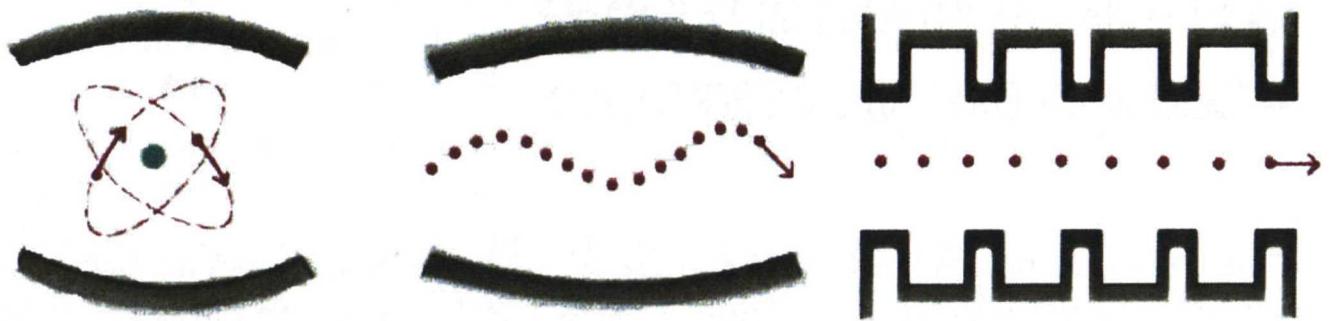


Рис. 42. Мощность излучения различных приборов как функция длины волны

Все классические электронные приборы имеют элементы электродинамических систем с характерным масштабом, меньшим длины волны  $\lambda$ . В магнетронах и ЛБВ – это период замедляющей системы и поперечные размеры электронного пучка, в клистронах – расстояние между сетками резонаторов. Поэтому, когда длина волны уменьшается, объем электронного



а) **Связанные** электроны, совершающие **колебательное движение** в твердом теле

б) **Колебательное движение** **свободных** электронов

в) **Свободные** (т.е. двигающиеся в вакууме) **электроны** (электронный пучок с **прямолинейными** электронными траекториями)

*Рис. 43. Различные типы движений электронов в источниках СВЧ излучения*

пучка, играющего роль источника энергии для излучения, также падает. Соответственно, падает и выходная мощность.

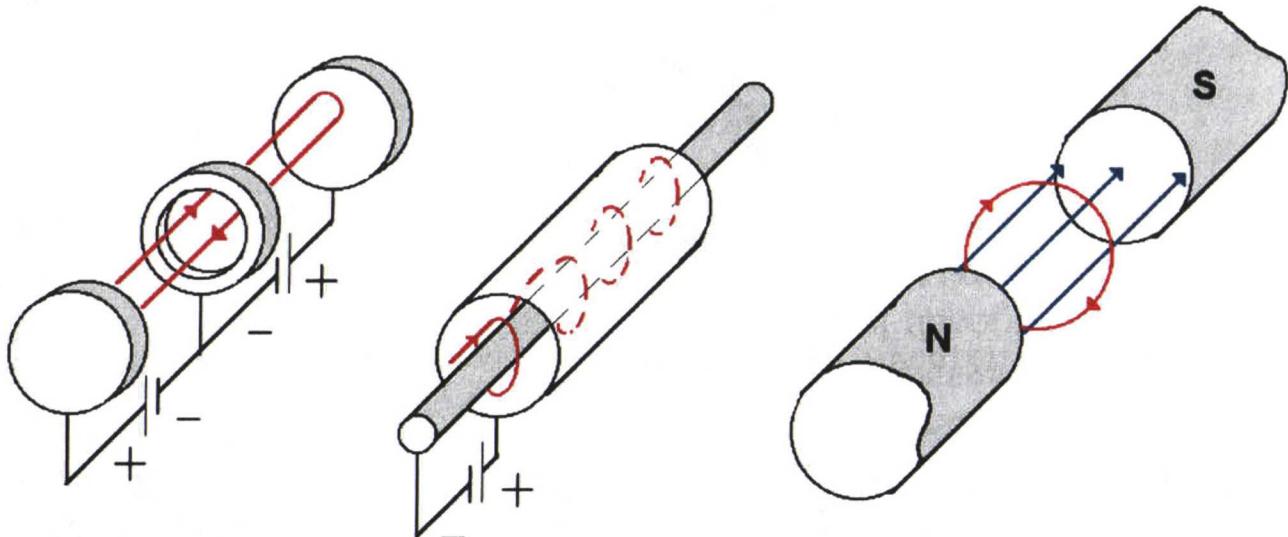
В лазерах выходная мощность пропорциональна энергии кванта  $\hbar\omega$  и разности населенностей ( $N_2 - N_1$ ) энергетических уровней:

$$P \sim \hbar\omega (N_2 - N_1). \quad (69)$$

Оба фактора очень быстро уменьшаются, когда  $\lambda$  превышает величину порядка 0.01–0.1 мм. В результате все перечисленные выше источники излучения оказываются неэффективными в диапазоне длин волн (68).

Мощность излучения зависит от характерных особенностей движения частиц в приборе. Ключевые слова, описывающие движение электронов в перечисленных выше устройствах приведены на рис. 43а, в. Диапазон длин волн (68) является **промежуточным** между областями, где эффективны классические или квантовые приборы. Поэтому соответствующий источник излучения должен быть таким, чтобы электрон имел характеристики движения, частично похожие на черты обоих упомянутых выше движений. Поэтому в конце 50-х годов прошлого века возникла идея рассмотреть приборы, где **свободные** электроны совершают **колебательные** движения (см. рис. 43б). Некоторые примеры систем с таким характером движения электронов приведены на следующем рис. 44.

Полное число предложенных на данный момент систем с указанным типом движений превышает несколько десятков. Какие же из них наиболее предпочтительны? Практика показала, что одной из самых эффективных оказалась простейшая система, где электроны врачаются в однородном магнитном поле. Причина в том, что технически достаточно просто создать однородное магнитное поле в большом объеме и значит, получить



Электростатическое зеркало

Система центробежной  
электростатической фокуси-  
ровки

Постоянное однородное  
магнитное поле

Рис. 44. Примеры систем с колебательным движением электронов

большой объем активной среды, заполненной вращающимися электронами. Соответствующие электронные приборы получили название **мазеров на циклотронном резонансе или циклотронных мазеров**.

Принцип взаимодействия вращающихся электронов с ВЧ полем следующий. Рассмотрим простейшую ситуацию, когда ансамбль электронов вращается в однородном магнитном поле  $B$  (рис. 45) с циклотронной частотой

$$\omega_c = \frac{eB}{m} \approx \frac{eB}{m_0} \left(1 - \frac{v^2}{2c^2}\right), \quad (70)$$

и, кроме того, на электроны действует однородное ВЧ электрическое поле, вращающееся с частотой (см. рис. 45, 46)

$$\omega = \omega_c. \quad (71)$$

**Условие резонанса** (71) означает, что электроны и электрическое поле вращаются с одной и той же частотой как единое целое, т.е. как твердое тело.

Первоначально половина электронов находится в ускоряющей фазе ВЧ поля (она отмечена знаком “+” на рис. 47), в то время как другая половина – в тормозящей (“-“ на рис. 47), и все электроны имеют один и тот же радиус вращения  $r_0$ .

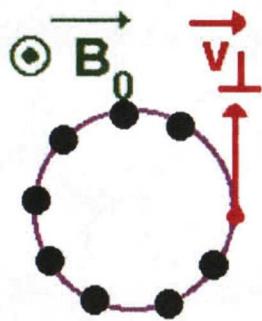


Рис. 45. Электроны, вращающиеся в однородном магнитном поле

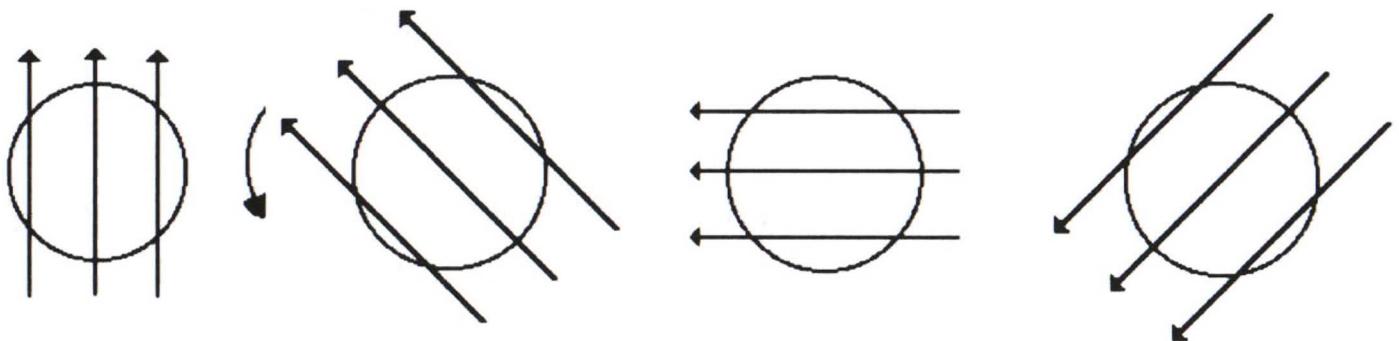


Рис. 46. Вращающееся однородное электрическое поле. Показано направление силовых линий  $\vec{E}$

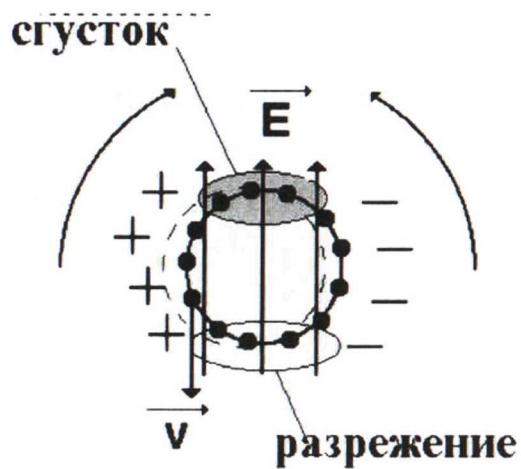


Рис. 47. Процесс группировки в МЦР

Частицы в ускоряющей фазе увеличивают свою энергию вращения и вследствие этого переходят на орбиты с большими радиусами (пунктир на рис. 47). Очевидно, для частиц в тормозящей фазе ситуация противоположная (см. рис. 47). Если мы рассмотрим две симметрично расположенные относительно центра вращения частицы А и В (одна – в ускоряющей фазе, другая – тормозящей), легко оценить для них изменение энергии. Из симметрии задачи имеем, что радиусы вращения частиц под действием ВЧ поля станут

$$r_A = r_0 + \varepsilon, \quad r_B = r_0 - \varepsilon. \quad (72)$$

Таким образом, изменение кинетической энергии для системы двух частиц А и В (здесь  $\varepsilon$  – малая величина)

$$\Delta W_A + \Delta W_B \sim [(r_0 + \varepsilon)^2 - r_0^2] + [(r_0 - \varepsilon)^2 - r_0^2] = 2\varepsilon^2 > 0. \quad (73)$$

Следовательно, электроны поглощают энергию электромагнитного поля! В результате, на первый взгляд, создается впечатление, что отобрать энергию от ансамбля вращающихся электронов и преобразовать ее в энергию ВЧ поля невозможно. Это действительно справедливо для ансамбля **линейных осцилляторов**. Но вращающиеся в магнитном поле электроны являются **нелинейными осцилляторами**, потому что частота их вращения зависит от их энергии (см. соотношение (70)). Согласно (70) ускоренные частицы уменьшают свою частоту вращения и начинают двигаться медленнее, в то время как замедленные частицы начинают вращаться быстрее, чем невозмущенные частицы (стрелками в виде дуг окружностей на рис. 47 указано соответствующее направление смещения электронов). В результате электроны собираются в сгусток, как это показано на рис. 47. Но при точном выполнении условия резонанса (71) сгусток образуется в точке, где электрическое поле перпендикулярно скорости частицы. Поэтому КПД в точности равен нулю. Для получения высокого КПД необходимо сдвинуть сгусток в тормозящую фазу ВЧ поля. Для этого циклотронную частоту необходимо немножко уменьшить:

$$\omega_c < \omega. \quad (74)$$

Полное число предложенных версий МЦР с различными видами электронных пушек и электродинамических систем – несколько десятков. Но среди такого множества электронных приборов наиболее эффективным оказался всего один – так называемый **гиrottрон**, где используется винтовой электронный пучок, взаимодействующий с  $TE_{mn}$  модой открытого цилиндрического резонатора, как это показано на рис. 48.

Если мы посмотрим на рис. 48, то первоначально складывается впечатление, что условия взаимодействия электронов с ВЧ полем  $E_{rf}$  существенно отличаются от той картины, которую мы рассмотрели ранее (сравните рис.

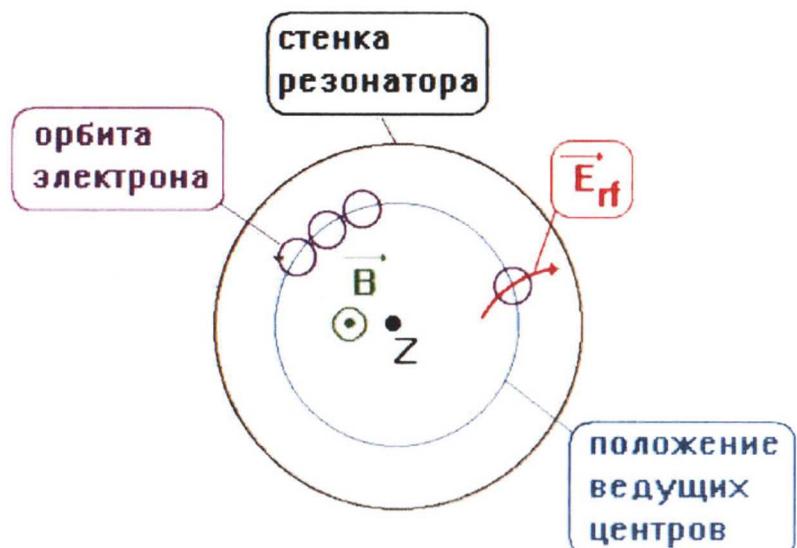


Рис. 48. Рабочее пространство гиrottрона

45–47 и рис. 48). Структура поля в резонаторе весьма сложна, а само поле неоднородно и в общем случае имеет эллиптическую поляризацию. Но масштабом неоднородности электрического поля является длина волны  $\lambda$ , в то время как масштаб неоднородности электронной орбиты – радиус вращения  $r_\perp$ . Легко показать, что

$$r_\perp/\lambda \approx \beta_\perp/2\pi \ll 1, \quad \beta_\perp = v_\perp/c. \quad (75)$$

Здесь  $v_\perp$  – скорость вращения электрона. Поэтому мы можем пренебречь кривизной силовой линии электрического поля и считать его линейно поляризованным. Линейно поляризованное поле, как известно, может быть представлено в виде суммы двух полей с круговой поляризацией, вращающихся в противоположных направлениях (рис. 49).

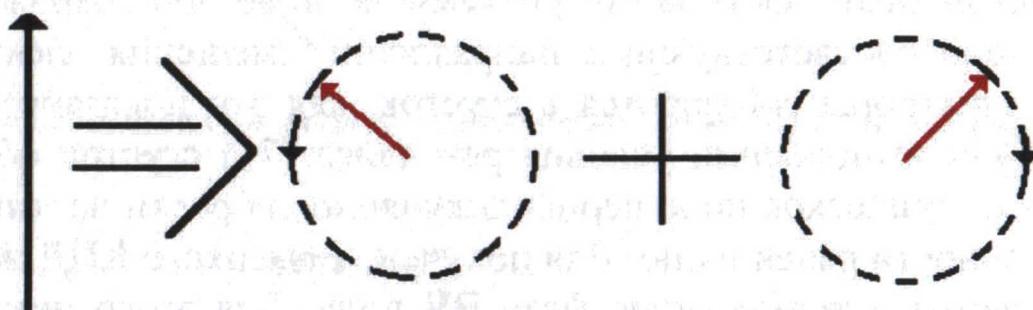


Рис. 49. Схематичное представление разложения линейно поляризованного поля на две круговые поляризации

Электроны могут взаимодействовать только с полем, вращающимся в том же направлении (в их собственной системе отсчета электроны видят это поле как статическое, в то время как поле с противоположной поляризацией меняется в этой системе отсчета очень быстро с частотой, близкой к  $2\omega_c$ ). Поэтому простая модель взаимодействия, рассмотренная выше, применима и для гиротрона.

Из соотношения (70) и закона сохранения энергии легко получить, что длина волны излучения МЦР может быть выражена как

$$\lambda(mm) \approx \frac{107}{nB_0} \left(1 + \frac{U_0}{511}\right). \quad (76)$$

Здесь  $n$  – номер гармоники циклотронной частоты,  $U_0$  (кВ) – ускоряющий потенциал и  $B_0$  (кГс) – рабочее магнитное поле. Современные сверхпроводящие магниты могут создавать в большом объеме магнитные поля вплоть до 200 кГс. Поэтому гиротроны могут достигать длин волн излучения вплоть до  $\lambda=0.3$  мм, если работа идет на второй гармонике. Тем не

менее, этого все еще недостаточно, чтобы покрыть весь спектр мощности в области длин волн (68).

Для дальнейшего увеличения рабочей частоты используют **лазеры на свободных электронах** (ЛСЭ). Идея прибора следующая. Пусть есть частица, которая колеблется с частотой  $\omega_0$  (рис. 50) в сопровождающей системе отсчета ( $x'$ ,  $y'$ ), двигающейся со скоростью  $v$  (точки, относительно которых совершаются осцилляции), и пусть эта скорость близка к скорости света:  $v \approx c$ .

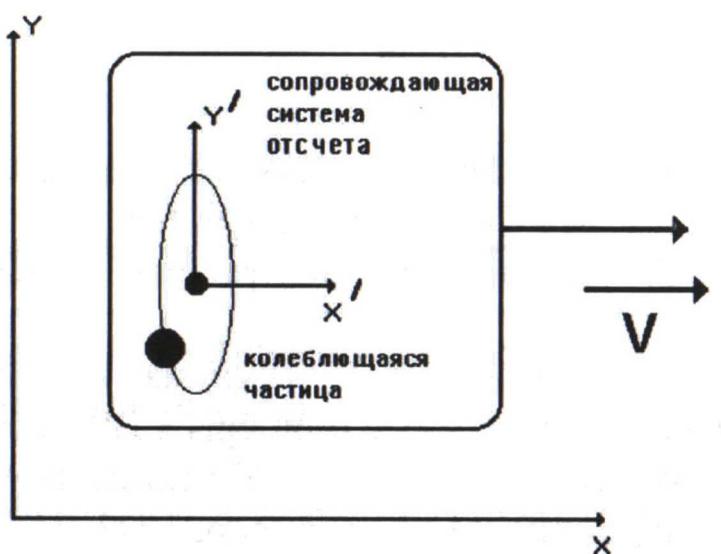
Поскольку при колебательном движении частица движется с ускорением, она излучает на частоте  $\omega_0$ . Тогда в лабораторной системе отсчета ( $X$ ,  $Y$ ) вследствие эффекта Доплера частота излучения изменится и будет равна

$$\omega = \frac{\omega_0}{1 - \beta \cos(\theta)}, \quad \beta = \frac{v}{c}. \quad (77)$$

Если мы будем использовать ультраквантитативистский электронный пучок с гамма-фактором  $\gamma = m/m_0 > 1$  ( $m_0$  – масса покоя электрона), из соотношения (77) можно показать, что релятивистское преобразование частоты для угла  $\theta$  между направлением излучения и скоростью поступательного движения частицы (где  $\theta=0$ )

$$\frac{\omega}{\omega_0} = 2\gamma^2. \quad (78)$$

Например, для  $U_0 = 500$  кВ  $\gamma = 2$  и соответственно  $2\gamma^2 = 8$ . Если же  $U_0 = 10$  МВ, мы получаем  $\gamma = 20$  и  $2\gamma^2 = 800$ .



## Лабораторная сист. отсчета

Рис. 50. Излучение частицы, двигающейся с релятивистской скоростью

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Роу Дж.Е. Теория нелинейных явлений в приборах сверхвысоких частот. М.: Сов. Радио, 1969. 616 с.
2. Дулин В.Н. Электронные и квантовые приборы СВЧ. М.: Энергия, 1972. 215 с.
3. Лебедев И.В. Техника и приборы сверхвысоких частот. Т. II. Электро-вакуумные приборы СВЧ. М.: Высшая школа, 1972. 376 с.
4. Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Сов. радио, 1973. 315 с.
5. Релятивистская высокочастотная электроника. Под ред. А.В. Гапонова-Грехова. Горький: Изд-во ИПФ РАН, 1979. 297 с.
6. Гапонов-Грехов А.В., Петелин М.И. Мазеры на циклотронном резонансе // В кн.: Наука и человечество. М.: Наука, 1980. С. 283–297.
7. Жеребцов И.И. Электроника. М.: Энергоатомиздат, 1990. 415 с.
8. Электроника: Энцикл. словарь / Гл. ред. В.Г. Колесников. М.: Сов. энцикл., 1991. 688 с.
9. Трубецков Д.И., Храмов А.Е. Лекции по СВЧ электронике для физиков. Том 1. М.: Физматлит, 2003. 496 с.
10. Трубецков Д.И., Храмов А.Е. Лекции по СВЧ электронике для физиков. Том 2. М.: Физматлит, 2004. 648 с.
11. Tsimring Sh.E. Electron Beams and Microwave Vacuum Electronics. Wiley-Interscience, 2007. 573 с.

# СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие .....	3
1. Введение .....	4
2. Особенности СВЧ диапазона длин волн. Некоторые важные определения .....	6
3. Принципы преобразования энергии электронного пучка в энергию СВЧ излучения. Группировка электронов.....	13
4. Клистроны.....	20
5. Приборы, основанные на черенковском механизме излучения электронов.....	24
5.1. Лампа бегущей волны (ЛБВ-О) .....	24
5.2. Лампа обратной волны (ЛОВ-О) .....	32
5.3. Лампа бегущей волны М-типа (ЛБВ-М).....	35
6. Мазеры на циклотронном резонансе и лазеры на свободных электронах .....	41
Список литературы .....	48