

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского.

В.В. Машников

Физические основы работы электронных приборов СВЧ

Конспект лекций для студентов вечернего
отделения физического факультета

Кафедра прикладной физики физического факультета

Саратов 2009

Лекция 1. Введение.

1.1. Краткий обзор развития электроники. Физические принципы преобразования энергии в электронных приборах.

Внимательно ознакомьтесь с Введениями пособий [2], [3]. [5.]

[2.] Васильев В.Н. Электронные и квантовые приборы СВЧ. – М., Связь, 1972.

[3.] Федоров Н.Д. Электронные приборы СВЧ и квантовые приборы. – М., Атомиздат, 1979.

[5.] Гайдук В.И., Палатов К.И., Петров Д.М. Физические основы электроники СВЧ.М. Соврадио.1971.

1.2. Классификация приборов, тенденции развития СВЧ устройств.

Основные характеристики и параметры

В основе работы широкого круга электронных устройств положен принцип преобразования энергии постоянного тока в энергию электромагнитных колебаний при помощи электронного потока.

Примерная классификация электронных приборов СВЧ.

В А К- У У М Н Ы Е П Р И Б О Р Ы	С ЭЛ. ДИ- НА- МИ- ЧЕС- КИМ	М-ТИПА	МАГНЕТРОНЫ	
			ПЛАТИНОТРОНЫ, СТАБИЛОТРОНЫ.	
			ЛБВ-М ТИПА	
			ЛОВ-М ТИПА	
	УП- РАВ- ЛЕНИ- ЕМ.	О-ТИПА	МЦР—ГЕНЕРАТОРЫ (МАЗЕРЫ НА ЦИКЛОТР. РЕЗОНАНСЕ)	
			УСИЛИТЕЛИ НА ВРАЩАЮЩИХСЯ ПУЧКАХ	
			СПИРАТРОНЫ, ХЕЛИТРОНЫ.	
			ТАНГЕНЦИАЛЬНЫЕ УСИЛИТЕЛИ	
	С ЭЛ. СТА- ТИ- ЧЕС- КИМ УПРАВ	ТРАНЗИ СТОРЫ	ТРИОДЫ	
			ТЕТРОДЫ	
			КОМБИНИРОВАННЫЕ ПРИБОРЫ	
		ДИОДЫ	ДЕТЕКТОРЫ	
			ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ ТОКА	
			ШУМОВЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ,	
ПЛАЗМЕННЫЕ УСИЛИТЕЛИ				
КВАНТО ВЫЕ		МОЛЕКУЛЯРНЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ		
		ОКГ (ЛАЗЕРЫ)		
ТВЁР ДО- ТЕЛЬ НЫЕ		ПОЛУПР ОВОД- НИКОВ ЫЕ	ТВЁРДОТЕЛЬНЫЕ ЛАЗЕРЫ	
	МАЗЕРЫ			
	ПРИЕМНИКИ И УСИЛТЕЛИ ИЗЛУЧЕНИЙ			
	ТРАНЗИ СТОРЫ И ДИОДЫ	ГЕНЕРАТОРЫ ГАННА		
		ТРИОДЫ, МОП-ТРАНЗИСТОРЫ		
		ТЕТРОДЫ		
		ЛАВИННО-ПРОЛЕТНЫЕ ДИОДЫ		
		ТУНЕЛЬНЫЕ ДИОДЫ		
		ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ ДИОДЫ		
		ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ И ДЕТЕКТОРЫ, ИС и БИС.		

В приборах с электростатическим управлением энергией постоянного тока управляют с помощью управляющего напряжения поданного на управляющую сетку. Выделение требуемых частот электромагнитных колебаний производится с помощью резонансных контуров с сосредоточенными ёмкостями и индуктивностями (регулируемыми). Последнее обстоятельство стало одним из препятствий продвижения этого типа приборов в СВЧ диапазон.

Продвижение в СВЧ область потребовало новых принципов генерирования, усиления, преобразования и детектирования электромагнитных колебаний. Это приборы с динамическим управлением электронным потоком.

- приборы с нерезонансными волноведущими структурами типа ЛБВ, ЛОВ магнетроны, клистроны.

В зависимости от формы электронного пучка (прямолинейный или криволинейный) и структуры электромагнитного поля эти приборы делятся на О - типа и М-типа.

Последующее развитие техники позволили получить электронные приборы без вакуумных оболочек, что значительно компактнее и надёжнее.

- полупроводниковые приборы;
- квантовые параметрические усилители (мазеры), в оптическом диапазоне – лазеры.
- современные нанотехнологии дают новую жизнь и приборам со статическим управлением.

1.2. Несмотря на многообразие принципов действия приборов они имеют ряд общих характеристик и параметров.

1. Величины входной $P_{вх}$ и выходной $P_{вых}$ мощности и коэффициент полезного действия

$\eta = \frac{P_{вых}}{I_0 U_0}$ – генерирующего устройства. $\eta = \frac{P_{вых} - P_{вх}}{I_0 U_0}$ – для усилителя. Минимальная входная мощность определяет чувствительность усилителя.

2. Коэффициент усиления (по мощности) $K_{yc} = \frac{P_{вых}}{P_{вх}}$. Может измеряться в простых единицах

или децибелах: $K_{yc(db)} = 10 \lg \frac{P_{вых}}{P_{вх}}$.

$$K_{yc} = 10e\delta \Rightarrow K_{yc(db)} = 10db; K_{yc} = 1000e\delta \Rightarrow K_{yc(db)} = 30db.$$

3. Ширина полосы пропускания (резонансные усилители) $\Delta f = f_2 - f_1$, на определённом уровне $P_{вых}$.

Коэффициент усиления и полоса пропускания взаимосвязаны: с ростом добротности K_{yc} растёт, Δf -падает.

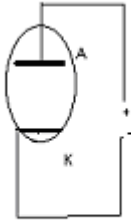
4. Коэффициент шума $K = \frac{P_{с вх} / P_{ш вх}}{P_{с вых} / P_{ш вых}} = \frac{P_{ш вых}}{P_{ш вх} K_{yc}}$. Иногда вводят понятие «шумовой температуры»:

$$T_{эф} = (K_{ш} - 1)T_0, \text{ где } T_0 \text{ -стандартная температура (обычно } =290\text{К)}.$$

Лекция 2. Электровакуумные электронные приборы СВЧ.

2.1. Механизм взаимодействия приборов с электростатическим управлением.

Простейшим прибором данного типа является плоский диод.



Между катодом и анодом приложено напряжение $u(t) = U \sin \omega t \dots (1)$.

Уравнение движения электрона тогда: $m \frac{dv}{dt} = \frac{eu(t)}{d} \Rightarrow \frac{dv}{dt} = \frac{eU}{md} \sin(\omega t + \varphi)$

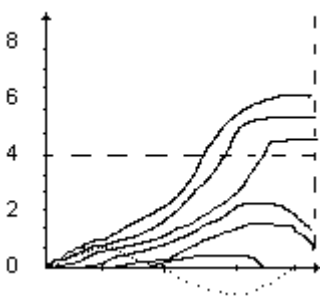
$\dots (2)$, где d – расстояние между катодом и анодом; φ – фаза анодного напряжения в момент вылета электрона из катода. Пренебрегая действием пространственного заряда и полагая: при $t = 0; v = 0; z = 0$, получим, проинтегрировав (2) дважды по dt :

$$z(t) = \frac{eU}{md\omega} \left[\cos \varphi + \frac{1}{\omega} \sin \varphi - \frac{1}{\omega} \sin(\omega t + \varphi) \right] \text{ Вводя } \theta^2 = \frac{\omega^2 d^2 m}{2eU} \text{ получим:}$$

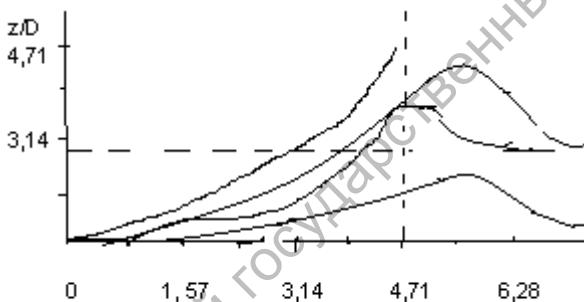
$2z \frac{\theta^2}{d} = \omega t \cos \varphi + \sin \varphi - \sin(\omega t + \varphi) \dots (3)$. На диаграмме представлении зависимость $2z \frac{\theta^2}{d}$ от ωt для

различных φ . Лишь электроны с фазами влёта от $\varphi = 0$ до $\varphi = \pi/3$ (три верхних кривых) достигают анода.

$$2z \frac{\theta^2}{d}$$



Анод расположен в точке $2z \frac{\theta^2}{d} = 4$. Если анод приближать к катоду, то всё большая часть электронов приходит на анод. Таким образом, в пространстве катод-анод образуются группы электронов, следующие с частотой приложенного поля. Между анодом и катодом во внешней цепи возникает наведённый переменный ток. Этот ток возбуждает в резонансной системе электрическое поле той же частоты.



Схему преобразования энергии можно видоизменить, поместив между анодом и катодом, управляющий электрод (сетку) ближе к катоду.

Между анодом и катодом прикладывается постоянное ускоряющее напряжение, а между катодом и сеткой переменное. Теперь сетка играет роль анода в ускоряющие полупериоды.

Уравнение движения электрона между катодом и

сеткой имеет вид $m \frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{eU_c}{d_{kc}} \sin(\omega t - \omega t_1) \dots (1)$

Здесь t_1 время вылета электрона из катода (ωt_1 фаза вылета, аналогичная φ). Интегрируя дважды при нулевых начальных условиях, получим:

$$\frac{z \omega^2 m d}{e U_c} = \frac{z}{D} = \omega(t - t_1) \cos(\omega t_1) + \sin \omega t_1 - \sin \omega t.$$

(2)

Анализ движения электронов по соотношению (2) позволяет заключить, что: эмитируемые катодом электроны можно разделить на три группы:

1) электроны, которые доходят до сетки, не изменяя направление движения (далее они неминуемо попадут на анод);

2) долетают до сетки, поворачивают к катоду, но не доходят до него. В следующем ускоряющем полупериоде они могут пройти через сетку и далее на анод;

3) поворачивают к катоду и падают на него.

Регулируя положение сетки, амплитуду напряжения на ней, подбирают наиболее благоприятные режимы работы триода как усилителя. Усиливаемый сигнал подаётся на сетку, усиленный снимается в цепи анода. Существуют критические режимы, за которыми эффективная работа триода невозможна. Накопление электронов между катодом и анодом снижает роль сетки, в следствии чего баланс мощностей отдаваемых и получаемых электронным потоком нарушается. В

безразмерных величинах $z/D = 2,3 \Rightarrow \omega_{кр} = 1/d_c \sqrt{2,3eU_c/m}$.

Видно, что частота использования триода тем выше, чем меньше d_c и больше U_c .

Основные параметры некоторых триодов.

Маячковый триод. $P_{вых.} = 0,035 \text{ вт.}; \lambda = 8 - 9 \text{ см}; d = 0,1 \text{ мм.}$ -расстояние А-К.

Металло-керамический тетрод. $P_{вых.} = 1000 \text{ вт.}; \lambda = 30 \text{ см.}; d = 0,7 \text{ мм.}$

Достоинства: надёжны, устойчивы к перегрузкам и радиационным облучениям, к низким и высоким температурам. Могут использоваться в волноводных системах.

Лекция 3. Клистронный механизм взаимодействия.

3.1. *Постановка задачи.* В клистронах СВЧ поля локализованы в полых резонаторах. Это колебательные системы, переменные поля в которых соответствуют бесконечному множеству резонансных частот. При этом напряжённость электрического поля параллельна скорости электронного потока. Анализ механизма взаимодействия сводится:

- 1) к исследованию взаимодействия немодулированного электронного потока с СВЧ полем в зазоре входного резонатора;
- 2) к анализу процессов группирования по плотности электронов в пространстве дрейфа;
- 3) взаимодействия сгруппированного пучка с полем выходного резонатора.

Упрощающие предположения: 1) зазор прозрачен для электронов и не прозрачен для полей; 2) переменные СВЧ поля однородны и квазистационарны ($d \ll \lambda$) 3) электроны влетают в зазор с одинаковой скоростью v_0

3.2. *Анализ взаимодействия СВЧ поля с электронным потоком во входном резонаторе.*

Пусть переменное напряжение в зазоре входного резонатора изменяется по закону: $U(t) = U \sin \omega t$.

Тогда уравнение движения электрона: $mz'' = eU/d \sin \omega t$. Начальные условия для всех электронов, влетающих в моменты времени t_0 одинаковы: $z' = v(0) = v_0$. Интегрирование даёт:

$$\frac{dz}{dt} = v(t, t_0) = \frac{eU}{md\omega} \left[\cos \omega t_0 - \cos \omega t \right] + v_0$$

Произведем упрощения в

$$\Rightarrow v(t, t_0) = v_0 \left[1 + \frac{eU}{mdv_0\omega} \frac{U_0}{U_0} (\cos \omega t_0 - \cos \omega t) \right]$$

предположении малого СВЧ сигнала: $\xi = U/U_0 \ll 1$, обозначим $\mathcal{G}_d = \omega d/v_0$ - невозмущённый угол

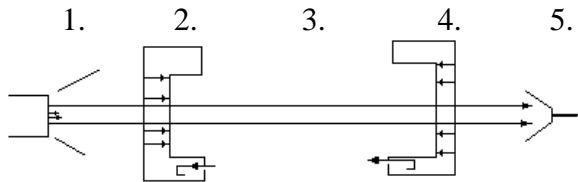
пролёта. $\mu = \frac{eUU_0}{md\omega v_0 U_0} = \frac{\xi}{2\mathcal{G}_d}$. Используя далее

$$mv_0^2/2 = eU_0; \quad \cos \omega t_0 - \cos \omega t = 2 \sin \frac{\omega(t_0+t)}{2} \sin \frac{\omega(t_0-t)}{2} \quad \text{и} \quad \omega(t_0-t) = \omega d/v_0 = \mathcal{G}_d, \text{ получим:}$$

$$v(t, t_0) = v_0 \left[1 + \frac{1}{2} \xi \beta \sin(\omega t - \frac{\vartheta_d}{2}) \right] \quad \text{Здесь} \quad \beta = \frac{\sin \frac{\vartheta}{2}}{\frac{\vartheta}{2}} - \text{коэффициент эффективности}$$

взаимодействия электронов в зазоре - определяет усреднённое взаимодействие за конечное время пролета. При. $\vartheta = 0 \Rightarrow \beta = 1$; $\vartheta = 2\pi \Rightarrow \beta = 0$. Наибольшая эффективность взаимодействия имеет место в бесконечно тонком зазоре.

1- электронная пушка. 2- вх. резонатор. 3- пространство дрейфа. 4- выходной резонатор. 5- коллектор.



3.3. Группировка электронов по плотности в пространстве дрейфа.

Пусть t_1 время вылета электрона из первого резонатора, тогда начальная скорость электрона на входе

4

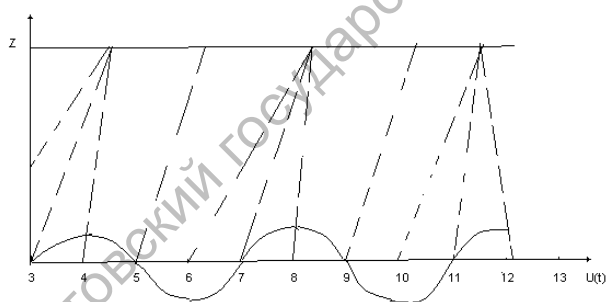
в пространство свободное от электрических полей $v_1(t_1) = v_0 \left[1 + \frac{1}{2} \beta_1 \xi_1 \sin \omega t_1 \right]$. В пространстве дрейфа электроны движутся по инерции (но их скорости различны, так как промодулированы полем входного резонатора).

$z(t, t_1) = v_1(t - t_1)$. Перейдем к новым координатам, в которых проще учитывать обгон одних электронов

$$\text{другими. } z \Rightarrow z \frac{\omega}{v_0} = \omega(t - t_1) \left[1 + \frac{1}{2} \beta_1 \xi_1 \sin \omega t_1 \right] \Rightarrow \omega t - \omega t_1 = \omega \frac{z}{v_0} - \frac{1}{2} \beta_1 \xi_1 \omega \frac{z}{v_0} \sin \omega t_1$$

$\omega t - \omega t_1 = \theta_z \Rightarrow \theta_z = \vartheta_z - X(z) \sin \omega t_1$. Связь динамического угла пролета θ_z со статическим ϑ_z и фазой вылета из первого резонатора. Параметр группировки $X(z)$ -определяет максимальное отклонение динамического угла пролета электрона от статического.

Пространственно- временная диаграмма электронов представлена на рис.2



На определённом расстоянии от первого резонатора в электронном потоке образуются сгустки, которые следуют с частотой СВЧ напряжения, действующего во входном резонаторе.

3.4. Гармонический состав конвекционного тока электронов.

Так как конвекционный ток является периодической функцией времени, то его можно

$$\text{разложить в ряд Фурье: } i_k = \frac{I_0}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \exp(-jk\omega t) d\omega t_1 = \frac{I_0}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \exp -jk(\omega t_1 + \vartheta_z - X \sin \omega t_1) d\omega t_1.$$

Вспользуемся разложением $\exp(jX \sin \varphi) = \sum_{S=-\infty}^{\infty} J_S(X) \exp(jS\varphi)$ где J_S -функция Бесселя порядка

S . Выражение для k гармоники тока примет вид: $i_k(t) = 2I_0 J_k(kX_{1,2}) \cos k(\omega t - \vartheta_{1,2})$. Проведённый анализ показывает, что на вход во второй резонатор поступает ток богатый гармоническими составляющими достаточно больших амплитуд. Если настроить выходной резонатор на выбранную гармонику, то можно снимать СВЧ колебания достаточно больших амплитуд.

3.5. Оценка К.П.Д. двух резонаторного клистрона.

$$\eta = \frac{P_e}{P_0} = \frac{\langle i(t) \cdot U(t) \rangle}{I_0 U_0}$$

В числителе стоит усреднённое за период произведение переменного тока

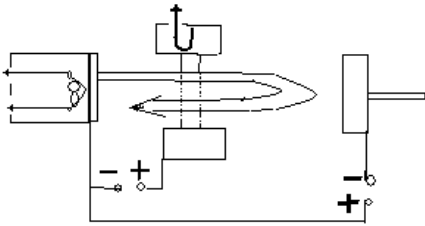
и напряжения $\approx 2I_0 J_1(X_1) \sin \vartheta_{1,2} \cdot \sin \omega t \cdot \beta_2 U_2 \sin \omega t \approx I_0 J_1(X_1) \beta_2 U_2$. Подставим в выражение для К.П.Д.

$$\eta = \frac{I_0 J_1(X_1) \beta_2 U_2}{I_0 U_0} \approx J_1(X_1) \approx 0,58.$$

Обычно в двух резонаторных клистронах $\beta_2 U_2 \approx U_0$, а

максимум функции Бесселя первого порядка = 0,58. Таким образом, электронный К.П.Д. двух резонаторного клистрона достигает 58%.

3.5. Отражательный клистрон.



Если вместо выходного резонатора и коллектора в двух резонаторном клистроне поставить «отражатель», электрод с отрицательным потенциалом, то получим схему отражательного клистрона. Модуляция электронов по скорости полностью совпадает с модуляцией во входном резонаторе.

$$v(t_1, t) = v_0 \left[1 + \frac{1}{2} \beta \xi \sin(\omega t - \vartheta_d / 2) \right]$$

Далее электроны движутся в

тормозящем поле, изменяющимся линейно с координатой z. После поворота электроны набирают такую же скорость, что и при вылете из резонатора. Таким образом, время прибытия в резонатор (t_2) связано с временем вылета из него (t_1)

$\omega t_2 = \omega t_1 + \theta_0 - X \sin \omega t_1$. Здесь учтен поворот электронов (изменение фазы на π) Если сгустки электронов попадают в тормозящую фазу СВЧ поля в резонаторе, то в последнем возникает режим генерации. Анализ гармоник тока, оценка К.П.Д, отражательного клистрона аналогичен предыдущему. В зависимости от зоны колебаний к.п.д. меняется от 10% до 53%. Полоса перестройки частоты не превышает 1%.

Лекция 4. ПРИБОРЫ С ДЛИТЕЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ. ЛБВ и ЛОВ О-типа.

Длительное взаимодействие позволяют:

- 1) получить хорошо сгруппированный эл. поток при слабом входном сигнале;
- 2) расширить полосу пропускания или полосу электронной перестройки генератора.

Достигается при синхронном движении электронного потока и электромагнитной волны. Электромагнитную волну необходимо замедлить: по спирали волна движется со скоростью C , а вдоль оси прибора со значительно меньшей скоростью ($v_0 = v_{\phi z}$)

Виды замедляющих систем. Рис.3.

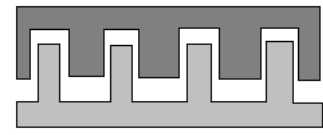


Рис.3

Пространственные гармоники. Вследствие пространственной периодичности ЗС, поле может быть представлено в виде ряда:

$$E_z(xyz + L) = E_z(xyz) = \sum_{p=-\infty}^{p=\infty} E_{zp}(xy) \exp(-j\beta_p z), \text{ здесь } \beta_p = \frac{\omega}{v_{\phi p}} = \beta_0 + p \frac{2\pi}{L},$$

волновое число

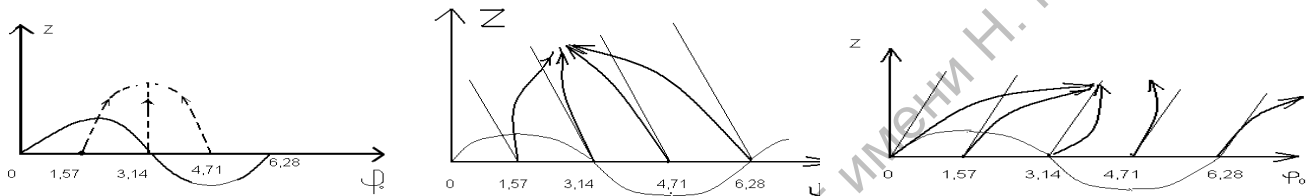
пространственной гармоники. Сложное поле в ЗС можно представить как сумму

пространственных гармоник одинаковых частот с различными амплитудами и фазами. При этом фазовые скорости волн уменьшаются с увеличением номера гармоники

$$v_{\phi p} = \frac{\omega}{\beta_0 + p \frac{2\pi}{L}}. \text{ Гармоники с номерами } p \geq 0 \text{ имеют фазовые скорости волн в положительном}$$

направлении оси OZ т.е. совпадают с движением электронного потока. Гармоники с номерами $p < 0$, имеют противоположное направление фазовой скорости (обратные пространственные гармоники). Эти гармоники обеспечивают сильную обратную связь электронного потока с электромагнитным полем и используются в генераторах (ЛОВ-генератор).

Анализ взаимодействия эл. потока и эл. волны. Удобнее всего проводить в подвижной системе координат, движущейся со скоростью волны $z = z' + v_{\phi}t$ Здесь z -координата электрона в неподвижной системе, $v_{\phi}t$ - координата подвижной системы, z' - координата электрона в подвижной системе, фактически определяет положение электрона, относительно волны. Еще удобнее перейти к «безразмерным» координатам $\varphi = \frac{\omega}{v_{\phi}} z'$ Для качественного анализа можно



взять переменные $\varphi_0 = \frac{\omega}{v_{\phi}} z'_0$ и координату z .

1-случай. $v_0 = v_{\phi}$

2-случай $v_0 < v_{\phi}$

3- случай $v_0 \geq v_{\phi}$

В первом случае - число электронов в ускоряющей и тормозящей фазах поля примерно одинаков, средний эффект обмена энергией равен нулю.

Во втором случае больше электронов смещается в ускоряющую фазу поля. Усиления волны не происходит.

И третьем случае происходит усиление амплитуды волны, так как большая часть электронов за период поля находится в тормозящей его фазе.

Аналитические методы исследования.

Теоретическое описание взаимодействия электронного поток с электромагнитной волной должно содержать по крайней мере три взаимосвязанных уравнения: 1) уравнение движения электрона; 2) уравнение возбуждения волноведущей системы электронным пучком; 3) уравнение для сгруппированного тока.

Обычно эти уравнения записывают в приведенных величинах и подвижной системе координат:

$$-\frac{d^2\theta}{d\xi^2} = \text{Re} (F + jq_1) \exp j(\varphi_0 + \theta) \quad (1)$$

$$\frac{dF}{d\xi} + j(b - jd)F = -(1 + bC)^2 i_1 \quad (2)$$

$$i = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \exp -j(\varphi_0 + \theta) \quad (3).$$

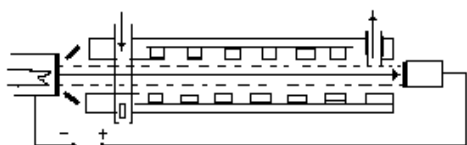
Здесь F, i_1 – безразмерные, медленноменяющиеся амплитуды первых временных гармоник поля и тока.

θ – переменная часть угла пролёта; $b = \frac{v_0 - v_\phi}{v_\phi C}$ – параметр рассинхронизма; d – параметр потерь;

q – параметр пространственного заряда; $\xi = C \frac{\omega}{v_0} z'$ – безразмерная координата.

(1)-(3) – система самосогласованных уравнений. Разработаны методы приближённого аналитического решения этой системы (В.Н.Шевчик, Д.И.Трубецков, Аналитические методы расчёта в электронике СВЧ.) , а также строгие машинные. В качестве нулевого приближения можно взять «невозмущенный» угол пролёта $\frac{d^2\theta}{d\xi^2} = \text{Re } F_{\text{ex}} e^{j\varphi_0}$, полученное значение угла подставляют в уравнения для тока и поля. Далее используют значения F, i для следующего шага. Это метод последовательных приближений.

Схема ЛБВ типа О.



Основные параметры.

1). К.П.Д. $\eta = \frac{F^2 - F_0^2}{2(1 + bC)^2} C$ Обычно к.п.д. не превышает

25-30%. Существует множество методов повышения к.п.д.

- 1) использование переменного коэффициента замедления; 2) секционирование ЛБВ;
- 3) торможение электронов после ЗС перед коллектором; 4) подача на вход еще и сигнала удвоенной частоты в определенной фазе и определённой амплитуды; и др.

2). Коэффициент усиления.

$K_{yc} = 10 \lg \frac{F_{\text{вых}}}{F_{\text{ex}}}$ Зависит от параметра усиления C (тока пучка) и электронной длины системы

Обычно это величина порядка 15-35 дБ, для маломощных ЛБВ доходит до 60 дБ.

3) Частотные характеристики.

Для получения широкой полосы пропускания требуются ЗС со слабой дисперсией (слабой зависимостью v_ϕ от частоты). Полоса пропускания определяется частотами f_s, f_n на которых

K_{yc} уменьшается до уровня 0,707 $K_{yc, \text{макс}}$ Для разных типов ЛБВ отношение $\frac{f_s}{f_n}$ составляет от 1,1 до 4, что соответствует полосе от 10 до 100% средней частоты..

4) Шумовые характеристики.

Коэффициент шума: $K_{ш} = \frac{(P_{\text{сиг.}} / P_{\text{ш}})_{\text{ex}}}{(P_{\text{сиг.}} / P_{\text{ш}})_{\text{вых.}}}$. В идеальной ЛБВ $K_{ш} = 1$ (= 0 дБ). В маломощных

ЛБВ

$K_{ш} = 2,5 - 20$ (4 – 13 дБ). В более мощных $K_{ш} = 20 - 1000$ (13 – 30 дБ).

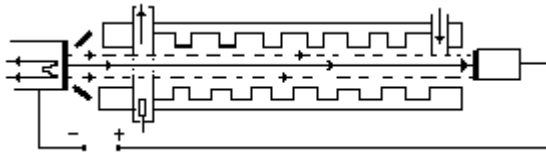
ПРИМЕНЕНИЕ. ЛБВ с $f = 5 - 12 \text{ ГГц}$ применяются в качестве широкополосных усилителей многоканальных радиорелейных спутниковых средств связи. Умножители частоты, фазовращатели т. п

Особенности работы ЛОВ типа О.-

1) Работает на первой обратной ($p = -1$) пространственной гармонике. Скорость движения электронов совпадает с фазовой скоростью волны, в то время как направление распространения энергии волны происходит в обратном направлении. В ЛОВ вход располагается у коллекторного конца лампы, а выход у катода. ЛОВ может работать в усилительном режиме, но чаще всего используется как генератор. В этом случае входное устройство отсутствует. В электронном пучке всегда

имеются флуктуации скорости с любыми частотами (шумовые). Поэтому в ЗС возбуждаются гармонические составляющие поля любых частот. Вследствие пространственной периодичности ЗС эти волны распространяются как к коллекторному так и к катодному концам лампы. Эффект взаимодействия электронного пучка и поля волны наиболее интенсивен при синхронизме. В ЛОВ на эту картину взаимодействия накладывается сильная положительная обратная связь, особенно эффективная для обратных пространственных гармоник. Нарастающая к катодному концу лампы волна в еще большей степени способствует группированию потока электронов, которые в свою очередь способствуют еще большему нарастанию волны. При определенном значении тока пучка $I_0 = Ist$ начинается генерация. В усилительных режимах следует поддерживать малый ток или ставить поглотители, уменьшающие обратную связь.

Схема ЛОВ типа О



Основные уравнения теоретического анализа.

$$-\frac{d^2\theta}{d\xi^2} = \text{Re} (F + jq_1) \exp j(\varphi_0 + \theta)$$

$$\frac{dF}{d\xi} + j(b + jd)F = (1 + bC)^2 i_1$$

$$i = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \exp j(\varphi_0 + \theta)$$

Уравнения отличаются от ЛБВ только знаками

методы решения такие же

Основные параметры. Усилительный режим: К.П.Д.=1-16%, Электронная перестройка частоты несколько %.

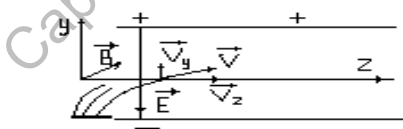
Генераторный режим.

Диапазон перестройки Гц	Выходная мощность мВт.
1,0---2,0	200--1500
2,0—4,0	100--1000
7,5--15	10--150
до 500	1--7

Лекция 5. ПРИБОРЫ С ДЛИТЕЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ М ТИПА.

5.1. Движение электронов в статических электрическом и магнитном полях.

Пусть электрическое и магнитное поля взаимно-перпендикулярны, а скорость электрона имеет **u** и **z** составляющие



Уравнение движения электрона :

$$m\vec{r}'' = \vec{F}_E + \vec{F}_B = -eE_0 - e\vec{v} \cdot \vec{B}$$

В проекциях на выбранные оси координат:
 $F_x = 0; F_y = eE_0 - ev_z B; F_z = ev_y B. \Rightarrow x'' = 0; y'' = \frac{e}{m} (E_0 - v_z B);$
 $z'' = \frac{e}{m} v_y B.$ Вводя сокращения: $\omega_y = \frac{e}{m} B$ -циклотронная частота; $\alpha_0 = \frac{e}{m} E_0$, получим уравнения движения электрона:

$z'' = \omega_u y'$; $y'' = \alpha_0 - \omega_u z'$; $x'' = 0$. Решение этой системы уравнений подробно анализируется в В.Н.Шевчик «Основы электроники СВЧ», М.59 г., стр74-75. Суть решения сводится к тому, чтобы показать, что траектория электрона окружность радиуса R с координатами центра \mathbf{a}, \mathbf{b} , медленно смещающемся по оси OZ со скоростью $v_n = \frac{E_0}{B}$ -переносная скорость (скорость движения подвижной системы, связанной с полем).

$$z = a + R \sin(\omega_u t - \psi_0); y = b + R \cos(\omega_u t - \psi_0). \quad \text{Здесь} \quad a = \frac{E_0}{B} t + \frac{v_{0y}}{\omega_u}; b = \frac{1}{\omega_u} (\frac{E_0}{B} - v_{0z});$$

$$R = \sqrt{b^2 - (\frac{v_{0y}}{\omega_u})^2};$$

АНАЛИЗ ДВИЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНА. 1).если начальная скорость электрона имеет только Z составляющую ($v_{0y} = 0$), траектория вырождается в циклоиду.2) Второй интересный случай, когда

$$v_{0z} = v_n = \frac{E_0}{B} \Rightarrow R = 0; b = 0; z = a = \frac{E_0}{B} t = v_n t - \text{траектория прямая линия, и скорость постоянна.}$$

Постоянна и кинетическая энергия.

3) Найдем среднюю за период скорость движения электрона: $v_{zcp} = z_{cp} = a_{cp}$, так как среднее значение за период от косинуса равно нулю. *Средняя скорость за период циклоиды постоянна и равна переносной скорости. Кинетическая энергия электрона за период остаётся так же постоянной величиной.*

5.2. Движение электронов при наличии СВЧ полей.

Для получения синхронного движения потока электронов и СВЧ поля вдоль прибора применяются замедляющие системы (ЗС) различных типов. Общим для всех ЗС является их пространственная периодичность, а, следовательно, возможность представления СВЧ поля суммой пространственных гармоник с разными фазовыми скоростями. Обычно используются 0, +1, -1 гармоники. Не вдаваясь в детали поле ВЧ рабочей гармоники можно представить:

$$\tilde{E} = \tilde{E}_z + \tilde{E}_y - \text{составляющие ВЧ поля по осям координат.}$$

Пусть электрон влетает в пространство взаимодействия в точке y_0 со скоростью $v_{0z} = v_n = \frac{E_0}{B}$

В случае только статических полей это соответствует прямолинейному и равномерному движению электрона.

Статические уравнения движения:

$$Z'' = \omega_u v_y$$

$$y'' = \frac{e}{m} E_0 - \omega_u v_z$$

Уравнения при наличии ВЧ поля:

$$Z'' = \omega_u v_y - \frac{e}{m} \tilde{E}_z$$

$$y'' = \frac{e}{m} (E_0 + \tilde{E}_y) - \omega_u v_z.$$

Уравнения отличаются ВЧ добавками полей. Перейдём в подвижную систему координат S^* :

$$z = z^* + v_\phi t; \quad y = y^*; \quad x = x^*. \text{ Тогда:}$$

$$Z^{*''} = \omega_u v_y^* - \frac{e}{m} \tilde{E}_z;$$

$$y^{*''} = \frac{e}{m} (E_0 - v_\phi B) + \frac{e}{m} \tilde{E}_y - \omega_u v_z^*; \quad \text{Поле}$$

$E_0 - v_\phi B = E_0^* = B(\frac{E_0}{B} - v_\phi) = B(v_n - v_\phi)$ можно считать статическим в подвижной системе. Если

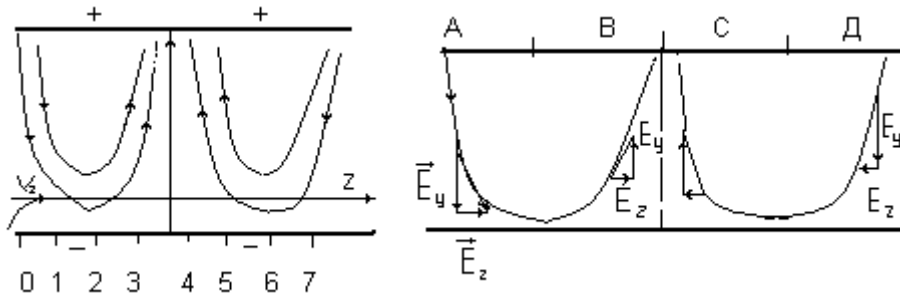
$v_n \cong v_\phi$ -синхронизм с ВЧ полем, то $E_0^* = 0$. Координата электрона в системе S^* определяется

только СВЧ полями: $\tilde{E}_z; \tilde{E}_y$. Опустим знаки « \approx » над ВЧ полями, заменив их

векторами $\vec{E}_{рез.} = \vec{E}_z + \vec{E}_y$. При этом напряжённость результирующего поля направлена по

касательной к силовой линии. Силовые линии СВЧ поля периодически меняются вдоль оси (OZ) замедляющей системы. Интегрирование уравнений движения позволяет получить скорости электронов. Для качественного анализа процесса взаимодействия электронного потока с ВЧ полем рассмотрим скорости поступательного движения нескольких электронов.(0-8).

$$v_n^* = \frac{1}{B^2} \vec{E}_{\text{рез.}} \cdot \vec{B} = \frac{1}{B^2} \vec{E}_z \cdot \vec{B} + \frac{1}{B^2} \vec{E}_y \cdot \vec{B}$$
 Так как магнитное поле имеет постоянное направление, то скорости электронов будут определяться составляющими ВЧ полей вдоль ЗС (фазой влёта).



Используя определение вектора векторного произведения, легко найти направления всех составляющих скорости поступательного движения электронов: для фаз влета 0-2 область А; 2-4-область В и т.д.

Электроны, для которых

$E_z > 0$, составляющая \vec{v}_n направлена по оси OY , электроны «поднимаются» к положительному электроду. Если $E_z < 0$, то электроны «опускаются» к отрицательному электроду.

Электроны, для которых $E_y > 0$, замедляются; а для которых $E_y < 0$, ускоряются.

Электроны области А: $E_z > 0$; $E_y < 0$ - поднимаются «вверх» и ускоряются;

Электроны области В: $E_z > 0$; $E_y > 0$ поднимаются «вверх» и замедляются, таким образом электроны 0-1-2-3-4 группируют сгусток, который поднимается по мере движения по оси прибора к положительному электроду. Для областей С и Д $E_z < 0$ электроны «опускаются» к отрицательному электроду, при этом в С они замедляются, а в области Д ускоряются- сгустка не образуется.

5.3.. Особенности энергетического взаимодействия в приборах М – типа.

В приборах О – типа электроны отдают часть своей кинетической энергии, находясь в тормозящей фазе СВЧ поля. Кинетическая энергия электронов в приборах типа-М практически остаётся постоянной и в обмене с полем не существенна. Потенциальная же энергия изменяется в широких пределах. Смещение электрона из области с меньшим потенциалом в область с большим потенциалом уменьшает его потенциальную энергию и она может быть отдана ВЧ полю (если это смещение происходит в тормозящей фазе поля).

Механическая модель. Пусть шарики под действием силы тяжести опускаются равномерно в жидкости. Потенциал гравитационного поля Земли у поверхности больше, чем на высоте, т.е. происходит смещения шариков из области с меньшим потенциалом в область с большим потенциалом. Кинетическая энергия постоянна. Если жидкость обладает сопротивлением (а только в этом случае возможно движение с постоянной скоростью), то она будет нагреваться за счёт уменьшения потенциальной энергии шариков.

В приборах М-типа часть электронов отдает потенциальную энергию поле, часть (электроны «опускающиеся» к отрицательному электроду) забирают её у поля. Чтобы баланс был в пользу усиления СВЧ поля нужно выполнить ряд условий:

- 1) расстояние между отрицательным электродом и положительным d должно быть много больше y_0 , расстояния между отрицательным электродом и точкой «встрела» электронов. В этом случае изменение потенциальной энергии подъёма будет всегда больше изменения потенциальной энергии «опускания для каждого электрона;
- 2) чем сильнее \vec{E}_z , тем выше поднимутся в тормозящей фазе электроны к положительному электроду, тем большую энергию передадут они полю;
- 3) нужно как можно дольше поддерживать условие синхронизма (движение в тормозящей фазе).

5.4. Конструкции приборов, Основные параметры.

Наиболее распространёнными конструкциями приборов типа –М являются плоская и цилиндрическая.

Конструктивно прибор состоит из двух основных частей:

- 1) инжектирующее устройство (катод, управляющие электроды);
- 2) волнующая система, включая ЗС, устройства ввода и вывода СВЧ сигнала, коллектор.

Схема ЛБВМ



Параметры ЛБВМ.

1). Электронный К.П.Д. Электрон на выходе из катода имеет потенциальную энергию $W_0 = eU_0$, а на аноде $W_a = 0$. Изменение потенциальной энергии электрона идет на изменение его кинетической энергии и на изменение энергии СВЧ поля. Кинетическая энергия электрона после точки влета не меняется, поэтому её можно приравнять к потенциальной энергии в этой

точке: $W_k = \frac{mv_n^2}{2} = eU_{свч}$. Энергия, переданная СВЧ

полю $W_E = eU_0 - eU_{свч}$. К.П.Д. тогда будет равен: $\eta = \frac{W_E}{W_0} = 1 - \frac{U_{свч}}{U_0}$. Обычно К.П.Д. достигает 40%-60%.

2) Коэффициент усиления. В ЛБВМ получение большого К.П.Д. требует уменьшения $U_{свч}$, а это требует увеличения входного сигнала, что приводит к уменьшению коэффициента усиления. При $\eta = 40 - 60\%$, $K_y = 20 - 25db$.

3). Полоса пропускания, шире, чем в приборах типа О при той же ЗС.

Тип прибора.	Диапазон частот ГГц.	Выходная мощ. кВт.	η %	K_y db.	Полоса пропускания МГц.
ЛБВМ-непрерывного.	1,2-1,3	0,2-0,8	45	42	120-300
ЛБВМ импульсная	1,3	2500	50-60	10-13	150
ЛОВМ непрерывного	2,5-3,1	0,2-0,4	25	-	-

ЛОВМ работает на первой обратной гармонике в усилительном или генераторном режиме.

Особенности. 1) Чтобы ЛОВМ стартовала в генераторном режиме, нужно ,чтобы $I_0 \geq I_{st}$ так как через электронный поток происходит обратная связь.

2). Выходная мощность и К.П.Д.: $P_{вых.} = A(I_0 - I_{st})$ линейно зависят от тока пучка. (десятки кВт).

$$\eta = 1 - \frac{U_{свч}}{U_0} \approx 25-60\%.$$

3). В генераторе ЛОВМ частота перестройки пропорциональна U_0 (в отличии от ЛОВО, где $\propto \sqrt{U_0}$).

Это важное преимущество ЛОВМ перед ЛОВО.

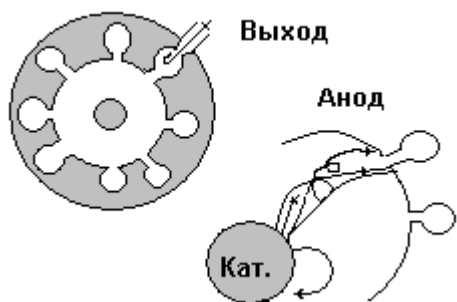
Многорезонаторный магнетрон – предназначен для генерации СВЧ - колебаний. Генерация происходит в результате взаимодействия потока электронов, движущегося в скрещенных электрическом и магнитном полях, с СВЧ –полем кольцевой замедляющей системы. Внутренний цилиндрический катод создает эмиссию электронов по всей длине кольцевого пространства и обеспечивает их замкнутый поток. Рис.1

В статическом режиме работы магнетрона движение электрона можно представить как перемещение точки диска, катящегося без скольжения по цилиндрической поверхности

катода, (подобно статическому режиму ЛБВМ). При $\vec{V} = 0$, электрон движется по радиусу к аноду (прямая). При $\vec{V} > \vec{V}_{кр.}$, электрон не доходит до анода и возвращается на катод. В отличие от ЛБВМ, пространственные гармоники представляют не сумму бегущих синусоидальных волн, а стоячую волну, т.е. сумму двух синусоидальных волн, бегущих в противоположных направлениях. В пространстве взаимодействия электроны образуют облако, в котором каждый электрон движется по циклоиде с переносной скоростью. Подъём электрона к аноду уменьшает его потенциальную энергию, движение к катоду увеличивает. Средняя скорость вдоль циклоиды постоянна.

В динамическом режиме необходимо наличие СВЧ – поля, например вызванное флуктуациями электронного потока. При синхронизме одной из пространственных гармоник с электронным потоком, начнется эффективное их взаимодействие. В тормозящих областях поля начнется группировка электронов, с одновременным подъёмом их к аноду. Электроны неблагоприятных фаз быстро уходят на катод, отбирая у СВЧ – поля небольшую часть энергии. Динамический пространственный заряд имеет форму спиц, вращающихся вокруг катода с постоянной угловой скоростью. Рис.2. Условие синхронизма для магнетрона с цилиндрическими электродами удобнее записать через угловые скорости: угловая скорость движения волны вокруг катода равна угловой скорости электронов спицы.

Параметры некоторых магнетронов.



Тип: Магнетрон Режим-	Диапазон ГГц.	Выход. кВт.	К.П.Д %
Непрерывный	2,4-2,5	2,5	70
Импульсный	2,75-2,86	4500	45
	1,22-1,35	600	45
	9,85-10,0	225	40

Лекция 6. Полупроводниковые СВЧ приборы.

6.1. Контактные явления. Среди многих явлений в контактах разнородных материалов нас будут интересовать явления возникновения контактной разности потенциалов (разного рода электрических полей). Согласно зонной теории проводимости все вещества можно разделить на три класса: *металлы* – уровни энергии валентных и свободных электронов перекрываются; *диэлектрики* – между названными зонами достаточно широкая запрещенная зона; *полупроводники* – запрещенная зона не очень широкая и электроны могут переходить из валентной зоны в зону проводимости с увеличением температуры.

Контакт металл–металл. Возьмём два металла, у которых разные концентрации свободных электронов и разные работы выхода: мет–1, меньшая работа выхода и большая концентрация свободных электронов. При контакте таких металлов диффузионный поток свободных электронов будет направлен от металла–1 к металлу–2. Переход будет сопровождаться перераспределением зарядов и возникновением контактной разности потенциалов. Эта разность для данной пары металлов будет зависеть только от температуры. Поддерживая температуры двух спаев разными, получают термоэдс.

Контакт металл–полупроводник. Отличается от случая, разобранный выше тем, что в полупроводнике всегда концентрация свободных электронов меньше.

Контакт металл–окисел–полупроводник. (МОП). Особенность этого контакта в том, что возможно изменение величины и знака электропроводности (величины и направления электрического поля) на границе полупроводник–окисел под действием приложенного напряжения. Рассмотрим трехслойную структуру: металл–окисел (SiO_2) и полупроводник p –типа. Приложим к металлу отрицательный потенциал. Дырки из p/p будут притягиваться к окислу и на поверхности полупроводника образуется слой, обогащенный положительными зарядами.

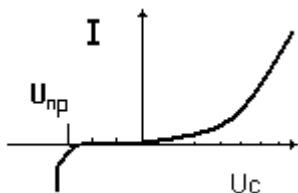
Если потенциал металла будет положительным, то дырки уйдут вглубь п/п, а при большом положительном потенциале не основные носители электроны подойдут к поверхности полупроводник– окисел. Изменился знак поля и проводимость: между окислом и полупроводником p -типа образовался слой с электропроводностью n -типа. Этот слой называют каналом.

Работа МОП–транзисторов основана на изменении ширины канала воздействием внешнего напряжения.

Если между металлом и окислом внести слой диэлектрика (например Si_3N_4) нитрид кремния, то транзистор с такой структурой МНОП–транзистор, может использоваться как ячейка памяти. При достаточно больших напряжениях на затворе (20-25В) через диэлектрик начинает протекать ток. Эти носители зарядов захватываются в нитриде кремния. После снятия напряжения в нитриде сохраняется в течение нескольких лет этот заряд. Стирание информации производится напряжением обратной полярности.

Контакт $p-n$ полупроводников. В первом приближении явления в контакте двух полупроводников с разным типом проводимости можно провести, считая, что из полупроводника n -типа переходят лишь свободные электроны. Это сопровождается: 1) обеднением области $n-p$ перехода основными носителями зарядов и, как следствие, ростом сопротивления перехода; 2) возникновением контактной разности потенциалов (поля с напряжённостью \vec{E}_k). Это поле является тормозящим для основных носителей. Если в переходе из n в p полупроводник принимают участие и валентные электроны, то можно говорить о инжекции дырок. Дырка–вакансия в ковалентной связи полупроводника. Если приложить внешнее поле, совпадающее с контактным,

($\vec{E}_k \uparrow \uparrow \vec{E}_{вн}$), то основным носителям переход ещё более затруднен. Это направление называют ОБРАТНЫМ. Если ($\vec{E}_k \uparrow \downarrow \vec{E}_{вн}$), то тормозящее действие контактного поля компенсируется и ток основных носителей течёт через переход. Это направление принято называть ПРЯМЫМ. Заметим, что для не основных носителей всё наоборот: обратное поле ускоряет переход электронов из p -типа в n -тип и дырок из n -типа в p . Вольт-амперная характеристика $p-n$ перехода представлена на Рис.1.



6.2. Лавинно-пролётный диод (ЛПД).

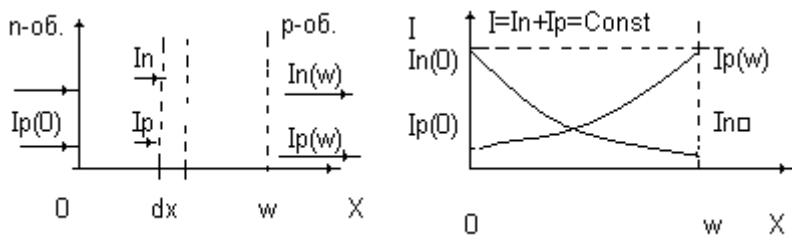
В ЛПД для получения носителей заряда используется ударная ионизация в области $p-n$ перехода при подаче на диод отрицательного смещения. При этом можно создать условия получения отрицательного дифференциального сопротивления, что позволяет использовать ЛПД как генератор и усилитель СВЧ сигналов.

2.1. Лавинное умножение носителей заряда в $p-n$ переходе.

Если кинетическая энергия заряда превышает ширину запрещенной зоны данного п/п, то при ударе о нейтральный атом такой заряд вызовет рождение пары электрон–дырка. При этом сам заряд остаётся свободным. Введём коэффициенты ионизации α_n и α_p –число электронно-дырочных пар, созданных на единице длины пути (1см) электроном и дыркой соответственно. Коэффициенты ионизации сильно зависят от напряжённости электрического поля. Увеличение E в 2-3 раза может привести к росту α_n, α_p на 4-5 порядков. Практически ударная ионизация наблюдается ($\alpha > 1$) при напряжённости поля $E > 10^5 \text{ В/см}$.

В $p-n$ переходе наблюдается ударная ионизация при обратном токе вольт-амперной характеристики. Напряжённости поля при наступлении лавинного пробоя достаточно большие. Генерация СВЧ-колебаний при лавинном пробое была открыта А.С. Тагером в 1959 году. Ток через переход при обратном смещении связан с движением и ударной ионизацией нейтральных

атомов не основными носителями. Нарастание тока электронов I_n и дырок I_p происходит в противоположных направлениях Рис.2 При этом суммарный ток I в силу закона сохранения



заряда в каждом сечении постоянен.

Через слой толщиной dx за 1 с.проходит I_p/e дырок и I_n/e электронов. Каждая частица создаёт αdx пар. Увеличение числа дырок на длине dx равно:

$\frac{dI_p}{e} = \alpha_p dx \frac{I_p}{e} + \alpha_n dx \frac{I_n}{e}$. Тогда рост дырочного тока: $dI_p = \alpha_p dx I_p + \alpha_n dx I_n$ Введем

полный ток $I = I_p + I_n$ и преобразуем уравнение для дырочного тока к виду:

$$\frac{dI_p}{dx} - (\alpha_p - \alpha_n) I_p = \alpha_n I \quad (1).$$

Аналогичные преобразования дают выражение для тока электронов: $-\frac{dI_n}{dx} - (\alpha_n - \alpha_p) I_n = \alpha_p I \quad (2)$. Знак «-» показывает, что ток электронов растёт в

отрицательном направлении оси ОХ. Уравнения (1) (2) это линейные дифференциальные уравнения

1-го порядка вида: $\frac{dy}{dx} + p(x)y = Q(x)$, имеющее стандартное решение:

$$y(x) = \exp\left(-\int_{x_0}^x p(x)dx\right) \left[\int_{x_0}^x Q(x) \exp\left(\int_{x_0}^x p(x)dx\right) dx + y(0) \right].$$

Граничные условия для токов: $I_p(0) = I_{p0}; \dots; I_p(\omega) = I - I_{n0}$. $I_n(0) = I - I_{p0}; \dots; I_n(\omega) = I_{n0}$. Здесь $p(x) = \alpha_n - \alpha_p; \dots; Q(x) = -\alpha_p I$. В общем случае коэффициенты ионизации есть функции координаты «х». Запишем решение уравнения (2):

$$I_n(x) = \ell^{-\int_{x_0}^x (\alpha_n - \alpha_p) dx} \left[\int_0^x (-\alpha_p I) \ell^{\int_0^x (\alpha_n - \alpha_p) dx} dx + (I - I_{p0}) \right].$$

При $x = \omega \Rightarrow I_n = I_{n0}$, так что

$$I_{n0} \ell^{\int_0^\omega (\alpha_n - \alpha_p) dx} = I \int_0^\omega \alpha_p \ell^{\int_0^x (\alpha_n - \alpha_p) dx} dx + I - I_{p0} \Rightarrow I = \frac{I_{p0} + I_{n0} \exp\left(-\int_0^\omega (\alpha_p - \alpha_n) dx\right)}{1 - \int_0^\omega \alpha_p \exp\left[-\int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) dx\right] dx}.$$

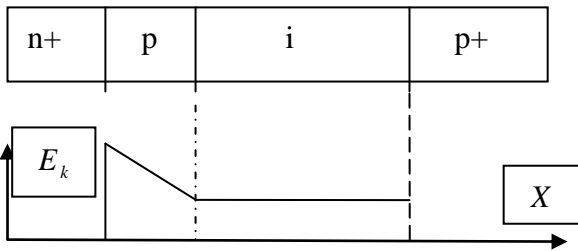
Последнее выражение позволяет рассчитать условия пробоя. Пусть

$$\alpha_n = \alpha_p = \alpha, \dots; I_{n0} \gg I_{p0} \Rightarrow \frac{I}{I_{n0}} = M_n = \frac{1}{1 - \int_0^\omega \alpha_n dx}.$$

Образование лавины соответствует $M_n \Rightarrow \infty$, что эквивалентно $\int_0^\omega \alpha_n dx = 1$. Физически это значит: каждый заряд, как вошедший в переход, так и

возникший в нем, создают в среднем по одной электронно-дырочной паре. Параметром, определяющим пробой может быть и толщина области образования лавины ω .

2.2. Пролетный режим работы ЛПД. Диод Рида или диод с $n^+ - p - i - p^+$ структурой. Знак + означает сильную легированность, i - область - собственный полупроводник.



в i -области поле постоянно. Эту область называют пространством «дрейфа». Слой умножения, как правило, меньше ширины $p-n$ перехода. Пусть в ЛПД напряжённость постоянного во времени поля $= E_0$ соответствует началу лавинного пробоя. Пусть также приложено переменное синусоидальное поле $\tilde{E}(t)$. Тогда в моменты времени, когда сумма

постоянной и переменной составляющих поля превысит критическую величину, начнётся пробой. Он длится небольшую часть периода переменного поля, но повторяется ровно через период. Во время пробоя образуется короткий импульс лавинного тока. Далее этот сгусток движется в слое дрейфа некоторое время t_{op} . Переменное электрическое поле изменит свою фазу за это время на

$$\theta_{op} = \omega t_{op} = \omega \frac{l_{op}}{v_{op}}. \text{ Если } \theta_{op} < \pi, \text{ то сгустки отдают свою энергию полю. СВЧ поле растёт. Если}$$

$\theta_{op} > \pi$, сгусток в конце движения отбирает энергию у поля. Обычно диод Рида помещается в перестраиваемую резонансную систему. Это значительно увеличивает амплитуду усиливаемого сигнала. При определенных значениях частот, размерах области дрейфа и скорости движения лавины возникает генерация СВЧ сигнала. Это эквивалентно наличию отрицательного сопротивления (проводимости) в области взаимодействия потока носителей зарядов и поля. Отрицательное сопротивление существует в ЛПД довольно в широком диапазоне частот (около октавы). Частота генерации изменяется механической перестройкой колебательной системы.

Параметры ГЛПД.

Режим работы.	Частота, Гц.	Выходная мощность.		К.П.Д %
		Непрерывный реж. режим.	Импульсный	
Пролетный	2-4	–	40	20
	8-12	2,7	10	10-11
	100	0,16	–	7
	4-8	4	10	5-17
	8-12	4	–	5-17

ЛПД в усилительном режиме характеризуется высоким уровнем шума, что исключает их применение во входных каскадах.

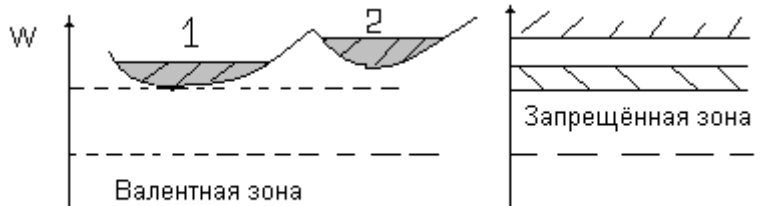
6.3. Диоды Ганна.

Эффект Ганна выражается в том, что в объёме полупроводникового кристалла возникает участок с отрицательным сопротивлением. Диод Ганна представляет собой кристалл арсенида галлия малых размеров, на торцевые грани которого нанесена металлизация, представляющая электроды диода: катод и анод. При приложении к электродам диода постоянного напряжения достаточно большой величины в нем возникают ВЧ электрические колебания.

3.1. Физический механизм возникновения колебаний в диоде Ганна.

Общим условием усиления или генерации колебаний является наличие отрицательного сопротивления (проводимости). В диоде Ганна отсутствует $p-n$ перехода, поэтому возникновение локального отрицательного сопротивления связывают с отрицательной дифференциальной подвижностью электронов в зоне проводимости арсенида галлия: $\mu_{\delta} = \frac{dv}{dE} < 0$. Подвижность связана с проводимостью: $\sigma_{\delta} = en \frac{dv}{dE}$. Зависимость энергии W в зоне проводимости от импульса частицы имеет два (двухдолинная модель) минимума, «долины». Эффективная масса электрона во второй, верхней долине больше, чем в первой (главной). При одинаковом значении напряжённости электрического поля скорость электронов второй долины будет меньше. В этой области энергий $\mu_{\delta} < 0$. Это возможно при

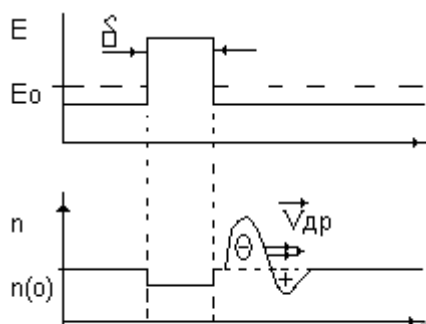
достаточно большом, приложенном к диоду напряжении, при котором начинается интенсивный переход электронов из первой долины во вторую. Рис.4. Если бы этот процесс происходил в всём кристалле, то удалось бы получить экспериментальную вольт-амперную характеристику с падающим участком (отрицательным сопротивлением). Однако это не удаётся получить. Можно объяснить данное явление локальным характером эффекта.



3.2. Доменная неустойчивость. Пусть отрицательная дифференциальная проводимость имеет место в некоторой области образца δ , напряжённость поля в которой отличается от напряжённости в остальном объёме. Пусть далее в области

δ концентрация донорной примеси несколько меньше, чем в остальной части образца. Экспериментально установлено, что область с отрицательным сопротивлением возникает на каких либо неоднородностях кристалла, если таковых нет, то на границе металл – кристалл.

Увеличение сопротивления на участке δ приведет к росту падения напряжения и росту напряжённости электрического поля. Если приложенная напряжённость к диоду достаточно высока, то на участке δ начнется переход электронов из нижней долины в верхнюю, сопровождающийся понижением дрейфовой скоростью. Эти электроны начинают отставать от электронов первой долины, которые уходят далеко вперёд. Таким образом, справа от них будет избыток положительных зарядов. Иначе обстоит дело слева от медленных электронов: электроны первой долины догоняют их образуется избыточный отрицательный заряд. Образовавшийся двойной электрический слой объёмного заряда (рис.5) называют электрическим доменом.



Образование домена означает увеличение напряжённости поля в нём и разности потенциалов на участке, занимаемом доменом. При постоянном приложенном к диоду напряжении, это вызовет снижение падения напряжения вне домена, в том числе и на неоднородности, от которой домен ушел. Образование нового домена, таким образом, не происходит до тех пор, пока домен не дойдёт до анода. Электроны домена уходят во внешнюю цепь, поле в кристалле принимает прежнее значение и процесс повторяется.

Время движения домена от катода к аноду (частота следования импульсов тока) зависит от длины образца, расположения неоднородности, скорости движения домена. Заметим, что скорость домена определяется процессами в образце и не зависит от внешнего напряжения.

Пример: скорость домена = 10^7 см/с; длина образца = 50 мкм; время пролета домена = $5 \cdot 10^{-10}$ с. Получим частоту следования импульсов тока $f = 2 ГГц$.

Таким образом, при коротких образцах полупроводников из арсенида галлия можно получить электрические СВЧ-колебания.

3.3. Параметры генераторов на диодах Ганна

Режим работы	Частота, ГГц.	Выходная мощность Вт		К.П.Д. %
		Непрерывный	импульсный	
Доменный	1-2	—	250	4-6
	4-8	1	35	4-6
	40	0,075	—	4-6
Огранич. накопления объёмного заряда. (ОНОЗ)	1-2	—	6000	25
	4-8	—	2000	10-12
	12-18	—	200	10

Генераторы на диодах Ганна перестраиваются по частоте настройкой резонаторов в широких пределах, позволяют в процессе перестройки переходить с одного режима на другой. Лучшие генераторы имеют частотный шум на уровне –110–160 дБ.

Примечание. Параграфы 3.4, 3.5, и раздел IV курса не вошли в данное издание.

Программа курса «Физические основы работы электронных приборов СВЧ»

I. Введение.

1.1. Краткий обзор развития радиоэлектроники. Физические принципы преобразования энергии в электронных приборах.

1.2. Классификация приборов, тенденции развития СВЧ устройств.

Основные характеристики и параметры.

II. Электрорадиотехнические электронные приборы СВЧ.

2.1. Электронные приборы с электростатическим управлением.

1. Высокочастотный, плоский диод. Модуляция электронного потока по скорости. Триоды и тетроды.

2. *Схемы усилителей и генераторов на триодах.* Основные параметры, область применения. Трудности продвижения в СВЧ диапазон.

2.2. Электронные приборы с динамическим управлением электронным потоком.

1. Клистронный механизм взаимодействия электронного пучка с СВЧ полем резонатора. Пролетный и отражательный клистроны. Параметры, область применения.

2.3. Приборы с длительным взаимодействием электронного пучка с электромагнитными волнами.

1. Устройство ЛБВ и ЛОВ О – типа. Механизм группирования электронного потока. Методы анализа. Основные параметры и характеристики, особенности применения.

2. Приборы СВЧ типа-М. Движение электронов в скрещенных электрическом и магнитном полях. Механизм группирования электронного потока при наличии СВЧ - поля. Принцип работы ЛБВ и ЛОВ

типа – М. Основные параметры, область применения. Многорезонаторные магнетроны. Особенности устройства и применения.

III. Полупроводниковые СВЧ приборы.

3.1. Элементы зонной теории проводимости. Контактные явления: р-п переход, контакт полупроводник-металл; металл- окисел-полупроводник (МОП); металл- диэлектрик-полупроводник (МДП).

3.2. Лавинно-пролетный диод (ЛПД).

Лавинное умножение носителей. Пролетный режим работы. Параметры и характеристики усилителей и генераторов на ЛПД. Области применения.

3.3. Диоды Ганна.

Виды неустойчивости объёмного заряда. Доменный режим работы генераторов на диодах Ганна. Особенности применения и основные параметры.

3.4. *МОП - транзисторы. Режимы работы и функциональные особенности. Возможность использования в качестве элемента долговременной памяти. Приборы с зарядовой связью (ПЗС).*

3.5. *Элементы интегральных схем. Классификация ИС. Способы изоляции элементов. Особенности цифровых и аналоговых ИС.*

IV. Квантовые приборы СВЧ и оптического диапазона.

классификация квантовых приборов СВЧ и оптического диапазона.

2. Типы лазеров. Твёрдотельные, газовые, полупроводниковые лазеры.
3. Фотоэффект и его применение.
4. Элементы волоконной оптика.

РАЗДЕЛ 4. ПЕРЕЧЕНЬ ОСНОВНОЙ И ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шевчик В.Н., Трубецков Д.И. Аналитические методы расчёта в электронике СВЧ., М., Соврадио, 1970.
2. Васильев В.Н. Электронные и квантовые приборы СВЧ. – М., Связь, 1972
3. Федоров Н.Д. Электронные приборы СВЧ и квантовые приборы. – М., Атомиздат, 1979.
4. Игумнов Д.В., Костюнина Г.П., Громов И.С., Элементы твердотельной электроники. Изд. СГУ., 1986.
5. Рябов С.Г., Тронкин Г.Н., Усольцев И.Ф. Приборы квантовой электроники. М., Связь 1985.
6. Гайдук В.И., Палатов К.И., Петров Д.М. Физические основы электроники СВЧ. М. Соврадио.1971.

УДК 621.373 Генераторы электромагнитных колебаний и импульсов

Автор.

Машников Валерий Васильевич – к.ф мат. наук, доцент кафедры прикладной физики Саратовского государственного университета.