

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

## **МИКРОВОЛНОВЫЕ ПРИБОРЫ И УСТРОЙСТВА**

Руководство к лабораторным работам  
для студентов технических направлений подготовки и специальностей

Томск  
2024

УДК 53.17 + 53.08

ББК 22.3

З 12

**Авторы:**

А.М. Заболоцкий, В.А. Трубченинов

**Заболоцкий Александр Михайлович**

Микроволновые приборы и устройства / А.М. Заболоцкий, В.А. Трубченинов —  
Томск: Томск. гос. ун-т систем упр. и радиоэлектроники, 2024. – 60 с.

В руководстве содержится методический материал по выполнению лабораторных работ: «Исследование СВЧ генератора на диоде Ганна», «Исследование отражательного клистрона», «Исследование магнетрона», «Исследование усилительной ЛБВ типа О».

Для студентов высших учебных заведений, обучающихся по техническим направлениям подготовки и специальностям.

Одобрено на заседании каф. СВЧиКР, протокол №4 от 20.11.2023

УДК 53.17 + 53.08

ББК 22.3

© Заболоцкий А.М., Трубченинов В.А.  
2024

© Томск. гос. ун-т систем упр. и  
радиоэлектроники, 2024

## СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	4
1 ИССЛЕДОВАНИЕ СВЧ ГЕНЕРАТОРА НА ДИОДЕ ГАННА .....	5
1.1 Теория диодов Ганна .....	6
1.2 Принцип действия диода Ганна.....	13
1.3 Режимы работы генератора на диоде Ганна (ГДГ) .....	14
1.4 Устройство генератора на диоде Ганна (ГДГ).....	16
1.5 Расчетное задание .....	18
1.6 Схема для исследования параметров и характеристик диода Ганна...	19
2 ИССЛЕДОВАНИЕ ОТРАЖАТЕЛЬНОГО КЛИСТРОНА.....	23
2.1 Принцип работы и условие возбуждения .....	23
2.2 Содержание работы.....	33
2.3 Описание лабораторной установки .....	34
2.4 Порядок выполнения работы и методические указания .....	35
3 ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНЕТРОНА.....	37
3.1 Общие вопросы теории .....	37
3.2 Содержание лабораторной работы.....	45
4 ИССЛЕДОВАНИЕ УСИЛИТЕЛЬНОЙ ЛБВ ТИПА О.....	49
4.1 Основные вопросы теории ЛБВО.....	49
4.2 Содержание работы.....	55
4.3 Описание экспериментальной установки .....	56
4.4 Описание методики измерений.....	57
4.5 Порядок выполнения работы .....	58
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ .....	60

## **ВВЕДЕНИЕ**

В руководстве содержится методический материал по выполнению лабораторных работ: «Исследование СВЧ генератора на диоде Ганна», «Исследование отражательного клистрона», «Исследование магнетрона», «Исследование усилительной ЛБВ типа О». Для студентов высших учебных заведений, обучающихся по техническим направлениям подготовки и специальностям.

В постановке лабораторных работ принимали участие следующие сотрудники кафедры сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники: Запасной А.С., Соколова Ж.М., Никифоров А.Н., Падусова Е.В.

## 1 ИССЛЕДОВАНИЕ СВЧ ГЕНЕРАТОРА НА ДИОДЕ ГАННА

Цель работы состоит в ознакомлении с устройством и принципом действия диода Ганна и генератора на его основе, а также в экспериментальном исследовании основных характеристик генератора на диоде Ганна 3-х сантиметрового диапазона волн. Объектом исследования являются арсенидо-галлиевые диоды.

При выполнении лабораторной работы студенту необходимо знать материал по полупроводниковым приборам с положительным и отрицательным сопротивлением, чтобы уметь рассчитать основные параметры и характеристики. Необходимо знать эквивалентные схемы приборов и особенности работы передающих линий с параллельно или последовательно включенными полупроводниковыми приборами. Ниже приводятся краткие вопросы теории.

Полупроводниковые приборы (ППП) СВЧ диапазона используются для детектирования сигналов, преобразования частот, генерирования и усиления колебаний, в качестве переключателей трактов. Основным преимуществом ППП являются малые габариты и вес, малое потребление.

### Общие сведения

Диоды Ганна относят к классу приборов с объемной неустойчивостью. Это приборы, в которых генерация или усиление колебаний вызваны неустойчивостью объемного заряда в полупроводниковом материале вследствие отрицательной дифференциальной подвижности.

Диоды Ганна (ДГ) применяются для генерации и усиления СВЧ сигналов. Основными особенностями ДГ являются большие токи, протекающие в объеме однородного полупроводника. При больших электрических полях наблюдаются квантовые переходы электронов из центральной долины в боковую долину, изменение подвижности их, массы, скорости и времени пролета.

Концентрация электронов в долинах определяется соотношением

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{N_1}{N_2} \exp\left(-\frac{\Delta\varepsilon_1}{kT}\right), \quad (1.1)$$

Где  $N_1, N_2$  – плотность энергетических состояний в долинах.

При подаче напряжения на диод  $n_2 > n_1$  и изменяется подвижность  $\mu$ . При  $E < 3 \cdot 10^3$  В/см подвижность  $\mu_1 = 6000 - 8500$  см<sup>2</sup>/(В·с); при  $E > 3,5 \cdot 10^3$  В/см подвижность  $\mu_2 = 100$  см<sup>2</sup>/(В·с); при  $E > 15 \cdot 10^3$  В/см, скорость насыщения (дрейфовая)  $V_n = 10^7$  см/с. Дрейфовая скорость в общем случае определяется произведением  $V_n = \mu_{эф} E$ , где эффективная подвижность имеет вид [1]

$$\mu_{эф} = (n_1 \cdot \mu_1 + n_2 \cdot \mu_2) / (n_1 + n_2),$$
$$a (n_1 + n_2) = n_0 = 2 \cdot 10^{14} - 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}. \quad (1.2)$$

Величина конвекционного тока (тока переноса) в ДГ определяется

$$I = S \cdot q \cdot n_0 \cdot V_{др}(E) = \rho V_{др} S, \quad (1.3)$$

Где  $S$  – площадь сечения образца диода, диаметр сечения кристалла находится в пределах (50–250 мкм),  $E = U/d$  – напряженность электрического поля на образце длиной  $d$ . Обычно  $d = 1 - 100$  мкм. Частота генерируемых колебаний в пролетном режиме ГДГ определяется соотношением

$$f = V_n/d. \quad (1.4)$$

Генератор на диоде Ганна (ГДГ) можно представить в виде эквивалентной схемы, изображенной на рисунке 1.1, где кристалл диода имеет проводимость  $Y_o = G_o + jB_o$ , причем  $G_o$  в рабочем режиме отрицательна;  $Y_n = G_n + jB_n$  – параметры нагрузки и контура.

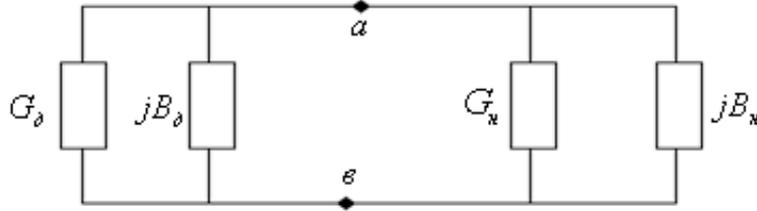


Рисунок 1.1 – Эквивалентная схема генератора на ДГ

Эквивалентные параметры диода [3] имеют вид:

$$|G_{\delta}| = |G_{\delta 0}| \left[ 1 - \left( \frac{U_1}{U_{\max}} \right)^2 \right], \quad (1.5)$$

$$B_{\delta} = -\frac{1}{5R_0} \left[ 1 - 0,25 \frac{U_{\text{пор}}}{U_0} \right].$$

Где  $U_1$  – амплитуда колебаний на кристалле,  $U_{\max}$  – максимальная амплитуда колебаний в системе,  $R_0$  – сопротивление диода при малых токах ( $R_0 = \frac{U_0}{2I_0}$ );  $U_0, I_0$  – напряжение питания и ток диода. При работе ГДГ в пролетном режиме, можно использовать соотношения:  $U_1 = U_0 - U_{\text{пор}}$ ,  $U_{\max} = 2U_{\text{пор}}$ , где  $U_{\text{пор}}$  – пороговое напряжение. Величина  $|G_{\delta 0}|$  – имеет максимальное значение на пролетной частоте  $f_{\text{пр}}$  и уменьшается при отклонении частоты  $f$  от  $f_{\text{пр}}$ :

$$|G_{\delta 0}| = |G_{\text{н}}| \left( 1 - 2 \left| 1 - \frac{f}{f_{\text{пр}}} \right| \right), \quad (1.6)$$

Где  $G_{\text{н}}$  – значение  $|G_{\delta 0}|$  на частоте  $f = f_{\text{пр}}$ . При  $G_{\text{н}} < |G_{\delta 0}|$  – наблюдаются возбуждение колебаний. Мощность колебаний, генерируемых диодом:  $P_1 = 0,5 |G_{\delta}| U_1^2$ , и, решив уравнение  $\frac{\partial P_1}{\partial U_1} = 0$ , найдем  $U_{1\text{отт}} = \frac{U_{\max}}{\sqrt{2}} = \sqrt{2} U_{\text{пор}}$ ,  $G_{\text{нотт}} = 0,5 |G_{\delta 0}|$  условие, когда диод отдает в нагрузку максимальную мощность при  $f = f_{\text{пр}}$ , равную

$$P_{\max} = 0,5 |G_{\delta 0}| U_{\text{пор}}^2. \quad (1.7)$$

### 1.1 Теория диодов Ганна

Диоды Ганна относят к классу приборов с объемной неустойчивостью. Это приборы, в которых генерация или усиление колебаний вызваны неустойчивостью объемного заряда в полупроводниковом материале вследствие отрицательной дифференциальной подвижности.

#### Дифференциальная проводимость полупроводников

Для получения отрицательной дифференциальной проводимости

полупроводников, необходимо, чтобы дрейфовая скорость в структуре уменьшалась с ростом поля. Но это произойдет только в том случае, если подвижность частиц будет уменьшаться с ростом поля, так как подвижность связана со скоростью  $v$ . Дифференциальная проводимость  $\sigma_\partial$  составляет

$$\sigma_\partial = \frac{dI}{dU} = \frac{ens}{l} \frac{dv}{dE}, \quad (2.1)$$

Где  $e$ —заряд электрона,  $n$ —концентрация частиц,  $s$ —рабочая поверхность ( $\text{см}^2$ ),  $l$ —длина образца.

Если подвижность ( $\mu, \text{см}^2/\text{Вс}$ ) не зависит от поля ( $\mu = \text{const}$ ), то  $dv/dE = \mu$ ,  $\sigma_\partial = \sigma$ . Дифференциальная проводимость станет отрицательной, если в (2.1)  $(dv/dE) < 0$ .

Так как  $v = \mu E$ , то такое неравенство будет иметь смысл, когда подвижность зависит от поля. В конечном счете запишем  $\frac{dE}{E} < \frac{|d\mu|}{\mu}$ . Для получения отрицательной величины  $\sigma_\partial$  необходима зависимость подвижности от поля ( $\mu \neq \text{const}$ ), поэтому введем вместо  $\mu = v/E$  дифференциальную подвижность  $\mu_d = dv/dE$ . С учетом этого определения условие (2.2) означает, что для получения  $\sigma_\partial < 0$  необходима отрицательная дифференциальная подвижность  $\mu_d < 0$ .

Рассмотрим полупроводниковый материал (арсенид галлия-GaAs), у которого наиболее ярко выражена возможность получения отрицательной дифференциальной проводимости. Осуществляется это благодаря тому, что в GaAs, как и некоторых других полупроводниковых соединениях подвижность электронов в верхней долине ( $\mu_2$ ) меньше, чем в нижней ( $\mu_1$ ). У GaAs имеется две группы носителей заряда (электронов) с разными дрейфовыми скоростями. Зона проводимости имеет сложную структуру. В частности имеется нижняя (центральная) и верхняя (боковая) долины (участки зоны проводимости), разделенные небольшой запрещенной зоной (рисунок 1.2).

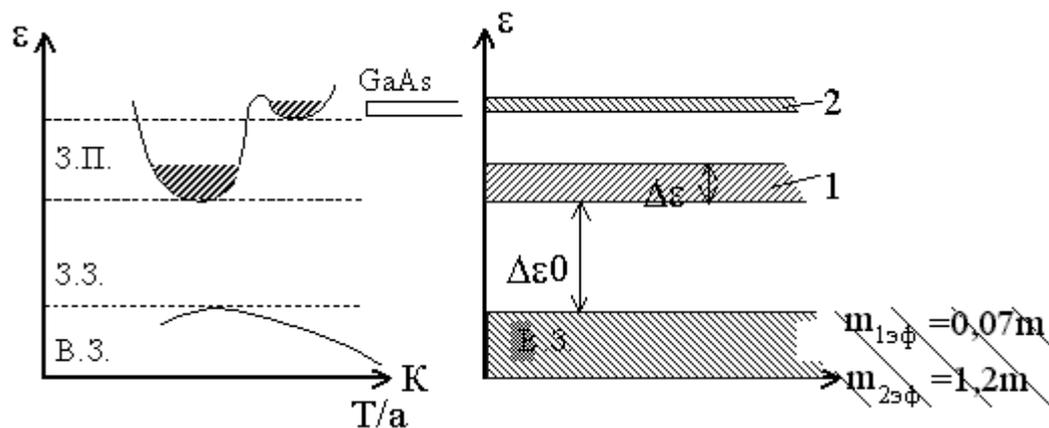


Рисунок 1.2 – Зонная структура арсенида галлия

При комнатной температуре  $kT \ll \delta T$ , верхняя долина не заселена. В состоянии термодинамического равновесия все свободные электроны совершают хаотическое (тепловое) движение. Это позволяет рассматривать коллектив электронов как электронный газ с некоторой электронной температурой  $T_э$ , определяемой из формулы  $mv_T^2 / 2 = \frac{3}{2} kT_э$ . В этом состоянии средняя тепловая скорость электронов  $v_T$  определяется температурой кристаллической решетки (вещества), т.е.  $T_э = T$ . В слабом

поле  $E < 3$  кВ/см подвижность  $\mu_1$  ( $\mu_1$  первой долине) электронов велика и составляет 6000-8500 см<sup>2</sup>/Вс. При  $E > 3,5$  кВ/см,  $|\mu_2|_{div} = \frac{\partial v}{\partial E} \approx 100$  см<sup>2</sup>/Вс. При  $E > 15-20$  кВ/см, средняя скорость электронов составляет  $v_{cp} = 10^7$  см/с. Эффективная масса электронов в боковой долине  $m_{\phi 2} = 1,2m$ , а в центральной  $m_{\phi 1} = 0,07m$ , интервал энергии между минимумами энергии в долинах в GaAs,  $\Delta\varepsilon_1 = 0,36$  эВ, а ширина запрещенной зоны  $\Delta\varepsilon_0 = 1,4$  эВ. Соотношение концентрации электронов в долинах согласно (1.1)

$$\frac{n_2}{n_1} = \left( \frac{N_2}{N_1} \right) \exp\left( -\frac{\Delta\varepsilon_1}{kT} \right),$$

где  $N_1$  и  $N_2$  - плотности энергетических состояний в долинах,  $k$  - постоянная Больцмана.

$$\frac{N_2}{N_1} = \left( \frac{m_{\phi 2}}{m_{\phi 1}} \right)^{\frac{3}{2}} \approx 70. \quad (2.3)$$

При комнатной температуре ( $T \approx 300$  К),  $kT = 0,025$  эВ, следовательно,  $\Delta\varepsilon_1 \gg kT$ , т.е.

$$\frac{n_2}{n_1} = 70 \exp\left( \frac{-0,36}{0,025} \right) \approx 7 \cdot 10^{-5}. \quad (2.4)$$

При этом все электроны находятся в нижней долине ( $n_1 \gg n_2$ ). Однако соотношение  $n_1$  и  $n_2$  резко изменится, если в полупроводнике создано сильное электрическое поле, т.е.  $n_2 > n_1$ .

При напряженности в полупроводнике более некоторой пороговой напряженности ( $E > E_{пор}$ ), основная часть электронов переходит из нижней долины в верхнюю. Становится возможным получение соотношения  $n_2 > n_1$ . Для арсенида галлия  $E_{пор} \approx 3$  кВ/см. При увеличении электрического поля происходит увеличение скорости электронов на длине пробега между двумя соударениями при сохранении хаотичности движения из-за соударений.

Увеличение средней кинетической энергии в электрическом поле эквивалентно возрастанию электронной температуры по сравнению с температурой решетки ( $T_э > T$ ). В этом случае электроны называются горячими электронами. Рост энергии электронов увеличивает вероятность перехода из долины 1 в долину 2. При этом нужно уже брать электронную температуру  $T_э$ .

В сильных полях  $E \approx 10^5$  В/м активные свойства диодов обусловлены переходом электронов из «центральной» энергетической долины в боковую и этот переход сопровождается, как показано выше, уменьшением подвижности и дрейфовой скорости, что эквивалентно появлению отрицательной дифференциальной проводимости (рисунок 1.3).

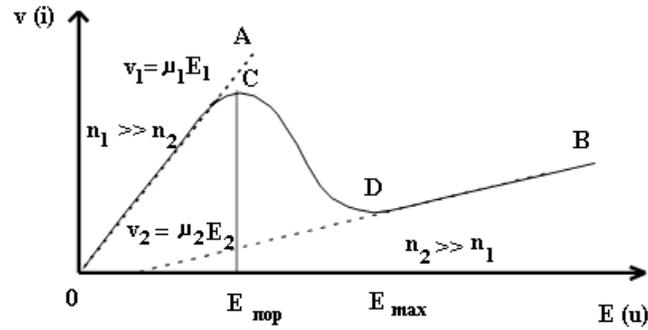


Рисунок 1.3 – Вольт-амперная характеристика диода Ганна

На рисунке 1.3 пунктирные прямые OA и OC соответствуют дрейфовым скоростям  $v_1 = \mu_1 E$  и  $v_2 = \mu_2 E$ , при этом  $\mu_1$  и  $\mu_2$  считаются постоянными, а  $\mu_1 / \mu_2 \approx 50$ . Зависимость дрейфовой скорости электронов от  $E$  при  $E < E_{пор}$  совпадает с отрезком OA, так как все электроны находятся в нижней долине, а при слабых полях  $\mu = \text{const}$ . С ростом поля кривая отклоняется вниз от прямой OA, так как обычно происходит уменьшение подвижности носителей. Однако при  $E = E_{пор}$  начнется переход электронов в верхнюю долину и появятся электроны с подвижностью  $\mu_2 \approx \mu_1 / 50$ . После перехода всех электронов, зависимость  $v$  от  $E$  должна представляться участком DB. Переходный участок зависимости CD соответствует интервалу полей, когда имеются электроны в обеих долинах, но соотношение концентрации непрерывно изменяется: левее точки C ( $n_1 \gg n_2$ ), правее точки D  $n_2 > n_1$ . На участке CD можно говорить о некоторой эффективной (средней) скорости электронов обеих долин, определяемой по формуле:

$$v = \frac{(n_1 \mu_1 + n_2 \mu_2)}{n_0}, \quad (2.5)$$

Где  $n_0 = n_1 + n_2$  – общее число электронов ( $n = 2 \cdot 10^{14} - 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ).

При  $n_2 \ll n_1$ ,  $v = v_1 = \mu_1 E$ , а при  $n_2 \gg n_1$ ,  $v = v_2 = \mu_2 E$ . Участку CD соответствует отрицательная дифференциальная подвижность:

$$\mu_0 = dv / dE < 0 \quad (2.6)$$

Время установления отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) определяется из времени разогрева электронного газа в «центральной» долине ( $\sim 10^{12}$  с для GaAs) и времени междолинного перехода ( $\sim 5 \cdot 10^{-4}$  с).

В реальных условиях к полупроводниковому образцу кроме постоянного напряжения приложено СВЧ-напряжение. Поэтому важно знать, как быстро устанавливается значение дрейфовой скорости при изменениях напряжения, т.е. какова частотная зависимость скорости. Инерционность определяется главным образом временем установления электронной температуры в нижней долине, которое близко к  $10^{-12}$  с. Влиянием самого времени перехода из нижней долины в верхнюю можно пренебречь, оно примерно равно  $5 \cdot 10^{-14}$  с. Инерционность процесса с повышением частоты приводит к повышению фазового сдвига между скоростью и полем. Выяснено, что на частоте 30 ГГц отставание по фазе составляет около  $45^\circ$ . Влияние фазового сдвига выражается в увеличении порогового поля и уменьшении абсолютного значения дифференциальной подвижности.

## Эффект Ганна

Диоды Ганна (ДГ) основаны на явлениях, возникающих в объеме однородного полупроводника. Эффект Ганна заключается в возникновении СВЧ-колебаний тока в некоторых полупроводниковых кристаллах под действием сильного электрического поля. В арсениде галлия это примерно  $E_{nGaAs} \approx 3 \text{ кВ/см}$ .

Напряженность поля  $E$  в однородном образце пропорциональна напряжению, а ток – дрейфовой скорости. Поэтому можно считать, что кривая  $v(E)$  на рисунке 1.3 одновременно может изображать вольт-амперную характеристику. Но отрицательная дифференциальная проводимость присуща лишь некоторой области образца (область объемной неустойчивости - ОБН), напряженность поля в которой отличается от напряженности поля в остальном объеме. То есть пороговое значение напряженности  $E_{\text{пор}}$ , при котором начинается междолинный переход электронов, достигается лишь в узкой области образца, где имеется неоднородность концентрации примеси или флуктуация электрического поля.

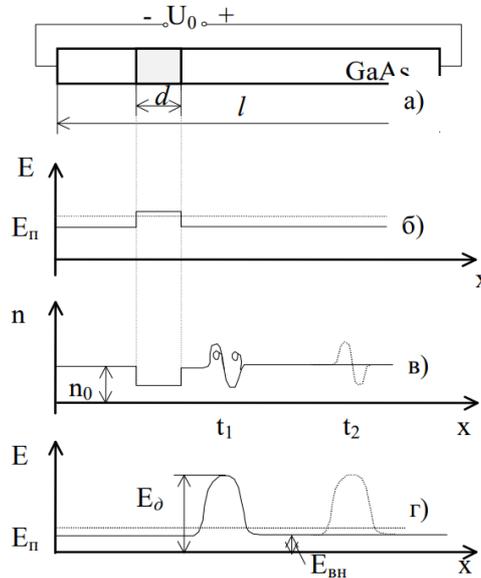


Рисунок 1.4 – Зависимость  $E(x)$  на образце  $l$  в разные моменты времени

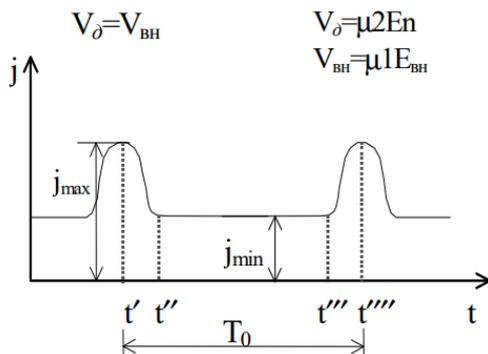


Рисунок 1.5 – Временная зависимость плотности тока в домене

Пусть возьмем образец длиной  $l$ , у которого имеется участок протяженностью  $d$ , где концентрация донорной примеси несколько меньше, чем в остальной части образца (рисунок 1.4). Увеличение электрического сопротивления приводит к росту падения напряжения на участке  $d$ , т.е. к увеличению  $E$ . Тогда на участке  $d$  начинается переход электронов из нижней долины в верхнюю, сопровождающийся понижением дрейфовой

скорости электронов (рисунок 1.4 б). Оказавшиеся в верхней долине электроны начинают отставать от электронов, оставшихся в нижней долине. В левой части участка наблюдается избыток электронов (отрицательный объемный заряд-ООЗ), а в правой – недостаток электронов, т.е. объемный положительный заряд (ОПЗ) донорных ионов, который теперь не компенсируется зарядом электронов. Образующийся двойной электрический слой объемного заряда (рисунок 1.4 в, момент  $t_1$ ) называется **электрическим доменом**. Домен должен быть электрически нейтральным. Так как электроны двигаются, то и домен передвигается по образцу вправо (как показано на рисунке пунктиром – момент  $t_2$ ). Образование домена означает увеличение напряженности поля в нем (рисунок 1.4 г). При постоянном внешнем напряжении на образце это должно приводить к уменьшению напряженности вне домена. Поле на участке неоднородности становится значительно меньше порогового, что препятствует образованию нового домена. Однако повышение напряженности поля в самом домене должно приводить к возрастанию скорости электронов в соответствии с участком DB на рисунке 1.5. Одновременное понижение поля вне домена, где дрейфовая скорость определяется участком ОС на рисунке 1.5, должно сопровождаться уменьшением этой скорости от максимальной величины  $v_{1n}$ , бывшей при  $E=E_p$ .

Рост заряда и напряженности в домене будет происходить до тех пор, пока скорость электронов в домене, а, следовательно, и скорость домена  $v_d$ , не станет равной скорости электронов вне домена  $v_{вн}$ . Это равенство определяет связь напряженностей  $E_d$  и  $E_{вн}$  после напряженностей  $E_d$  и  $E_{вн}$  после окончания формирования домена:

$$\begin{aligned} \mu_1 E_{\%0} &= \mu_2 E_{лб}, \\ j_{\text{макс}} &= en_1 v_{1n} \approx en_0 v_{1n} \end{aligned} \quad (2.7.)$$

Плотность тока для “центральной” долины можно выразить формулой

$$i_1 = e\mu_1 n E, \quad (2.8)$$

а при  $E > E_{\text{max}}$  все электроны перейдут в верхнюю (боковую) долину, и тогда плотность тока в диода будет иметь вид

$$i_2 = e\mu_2 n E_{\text{max}}, \quad (2.8a)$$

В момент начала междолинного перехода (момент  $t'$ ) скорость электронов максимальна и равна  $v_{1n}$ , поэтому и где  $n_0 = n_1 + n_2$  – общее число электронов ( $n = 2 \cdot 10^{14} - 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ) (рисунок 1.5).

В момент завершения формирования домена (момент  $t''$ ) скорость электронов равна скорости домена и плотность тока уменьшается до минимума

$$v < U_{1n} \quad v_d < v_{1n} \quad j_{\text{min}} = en_2 v_d$$

$t'''$  – домен достигает конца образца. Электроны уходят во внешнюю цепь, домен исчезает, напряженность поля в нем исчезает, а в остальной части возрастает. Поэтому растёт  $v$  в соответствии с участком ОС, и растёт  $j$ .

$t''''$  – момент исчезновения домена. В момент исчезновения домена поле в образце восстановится и на участке неоднородность превысит пороговое значение. После этого начнется образование нового домена.

Таким образом, в образце движется только один домен, место возникновения которого определяется неоднородностью. Если образец имеет высокую неоднородность, то домен возникает возле омического контакта (катода). В этом случае время движения домена от катода к аноду зависит от длины образца  $L$  и скорости домена  $v_d$  ( $T_0 = L/v_d$ ). Скорость  $v_d$  определяется процессами в образце и не зависит от внешнего напряжения. Время  $T_0$  называют временем пролета в образце. Оно определяет периодичность прихода доменов к аноду, т.е. период импульсов тока во внешней цепи. Например, при скорости домена примерно равной скорости насыщения  $v_n \approx 10^7 \text{ см/с}$ , длина образца  $L = 50 \text{ мкм}$ ,

период  $T_0=5 \cdot 10^{-10}$  с, а частота следования импульсов  $f=2$  ГГц.

Таким образом, при коротких образцах полупроводника их GaAs можно получить колебания СВЧ - диапазона. Период генерируемых колебаний определяется по времени прохождения домена через кристалл:

$$\tau_0 = L / v_d. \quad (2.9)$$

Критическая частота

$$f_{кр} = 100 / L, \quad (2.10)$$

где  $L$  – в микрометрах;  $f$  – в ГГц.

### Устройство диода Ганна

Диоды Ганна находят широкое применение при создании маломощных генераторов (10÷500 мВт) и усилителей СВЧ.

Устройство ДГ представлено на рисунке 1.6, где 1 – катодный вывод; 2 – катодные токоподводящие проволочки, припаянные к омическому контакту кристалла; 3 – кристалл однородного полупроводника GaAs, представляющий по форме таблетку; 4 – керамический патрон; 5 – анодный стержень, к которому припаяна таблетка кристалла, выполняет роль теплоотвода. ДГ не содержит р-п – переходов.

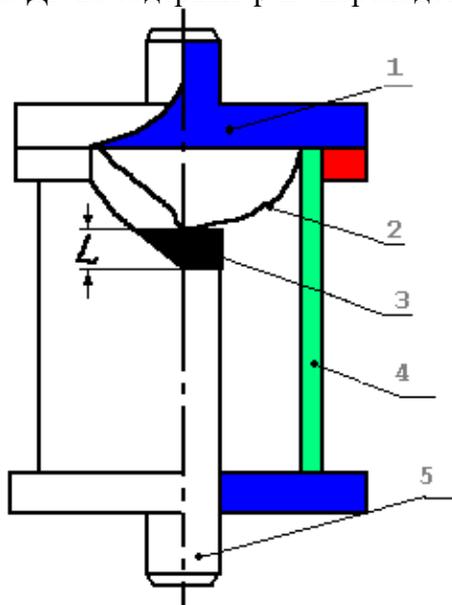


Рисунок 1.6 – Устройство диода Ганна

Для объяснения процессов генерации и усиления колебаний СВЧ диапазона должна быть использована аномальная зависимость скорости электронов от напряженности электрического поля в двухдолинных проводниках (рисунок 1.7) .

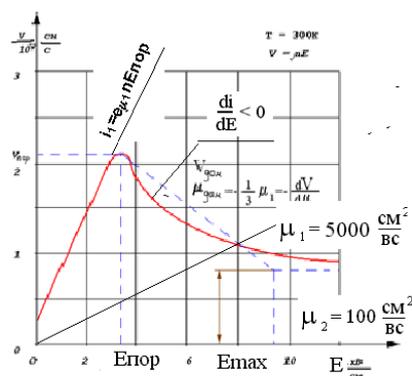


Рисунок 1.7 – Зависимость скорости электронов от напряженности электрического поля в ДГ

При этом основную роль играют процессы, происходящие в объеме полупроводника, а не в p-n переходе.

## 1.2 Принцип действия диода Ганна

В основе принципа действия ДГ лежит явление перехода носителей из «центральной» (1) энергетической долины в «боковую» (2) с ростом поля E (рисунок 1.8).

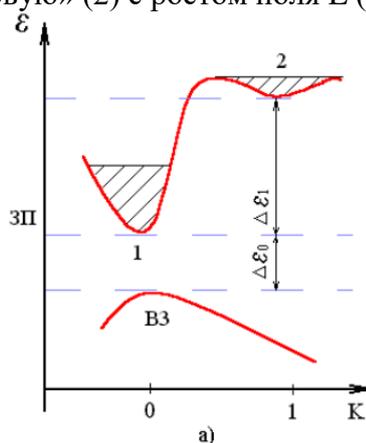


Рисунок 1.8 – Явление перехода носителей из «центральной» энергетической долины (1) в «боковую» (2) с ростом поля E

В «центральной» энергетической долине электроны имеют большую эффективную массу  $m_{эф2}$  и малую подвижность  $\mu_2$ , а средняя дрейфовая скорость электронов (рисунок 1.7) меньше. Плотность тока проводимости для «центральной» долины можно выразить формулой  $i_1 = e\mu_1 n E$ , а при  $E > E_{max}$  все электроны перейдут в верхнюю (боковую) долину, и тогда плотность тока в диода будет иметь вид  $i_2 = e\mu_2 n E_{max}$ , где  $n$  – концентрация носителей.

Очевидно, что в интервале значений  $E_{пор} < E < E_{max}$  на кривой рисунка 1.7 имеется участок, соответствующий отрицательной дифференциальной проводимости  $G = di/dE$ . Эти рассуждения справедливы для случая, когда переход электронов из нижней долины в верхнюю происходит одновременно и равномерно по всему объёму кристалла. Однако в действительности этот процесс сопровождается эффектом образования областей (доменов) сильного поля.

### 1.3 Режимы работы генератора на диоде Ганна (ГДГ)

Схема ГДГ образуется последовательным соединением эквивалентной схемы (рисунок 1.9) ДГ, сопротивления нагрузки  $Z_H$  и источника смещения  $U_0$ .

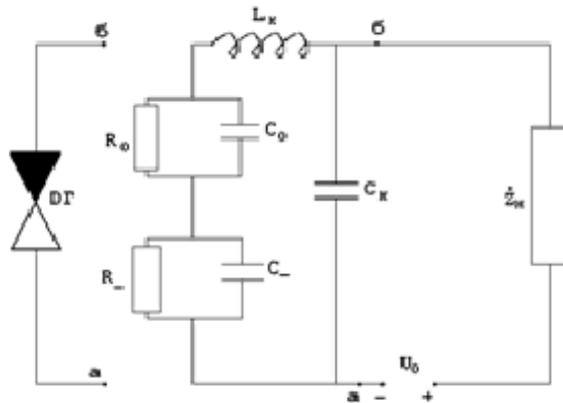


Рисунок 1.9 – Схема генераторного диода Ганна

В зависимости от геометрических и электрических параметров кристалла, свойств нагрузки, температуры и напряжения  $U_0$  генератор может работать в одном из нескольких режимов, различающихся характером протекания электронных процессов внутри диода и, как следствие, характером тока во внешней цепи, который определяет входную мощность и КПД ГДГ. Диаграмма режимов ГДГ приведена на рисунке 1.10. Одной из характеристик диода, влияющей на тип режима, является произведение концентрации легирующей примеси  $n_0$  на длину кристалла GaAs-L.

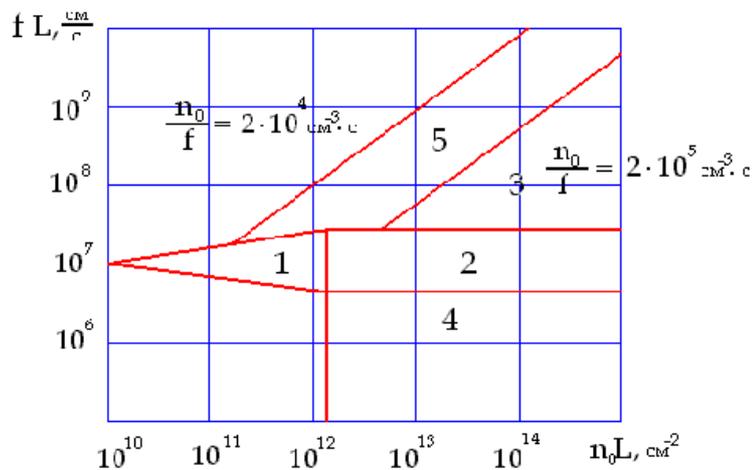


Рисунок 1.10 – Диаграмма режимов работы диода

В двухдолинном полупроводнике постоянная времени релаксации объемного заряда (изменение заряда во времени) определяется величиной

$$\tau_d = \varepsilon / \sigma = \varepsilon_r \varepsilon_0 / (e n_0 \mu_d(E)), \quad (2.11)$$

где  $\mu_d = \mu_{d(E)} = dv(E) / dE$  – дифференциальная подвижность.

При  $\mu_d < 0$  (рис. 2.6) величина  $\tau_d$  становится отрицательной величиной, что означает нарастание объемного заряда.

Очевидно, для полного формирования домена необходимо, чтобы время дрейфа

носителей заряда в образце превышало величину  $\tau_d$  (время релаксации)  $\varepsilon_r \varepsilon_0 / (e n_0 |\mu_d|) \leq L / v_{дом}$ .

Представим это неравенство в виде

$$n_0 L \geq \varepsilon v_{дом} / e |\mu_d|. \quad (2.12)$$

Неравенство (2.12) является условием существования домена и называется критерием Крамера– условием существования домена.

Для GaAs n-типа, параметры  $\varepsilon_r = 12.5$ ;  $v_{дом} = 10^7$  см/с;  $|\mu_d| = 0.1$  м<sup>2</sup>/(В·с) и условие (2.12) принимает вид

$$n_0 L \geq 10^{12} \text{ [см}^{-2}\text{]}. \quad (2.12a)$$

Если  $n_0 L \ll 10^{12}$  см<sup>-2</sup>, то домен в GaAs не возникает ни при каких значениях приложенного напряжения, в случае  $n_0 L \gg 10^{12}$  см<sup>-2</sup> домен будет образовываться при одном и том же пороговом значении приложенного поля  $E_{пор}$ .

Если  $n_0 L$  лишь немного превышает  $10^{12}$  см<sup>-2</sup>, то время дрейфа сравнимо с характерным временем нарастания объемного заряда  $\tau_d$ . Образовавшийся домен занимает большую часть образца и поле внутри него в значительной степени определяется полным падением напряжения на образце. Снижение приложенного напряжения в этом случае может лишь тогда вызвать рассасывание домена, когда средняя напряженность поля  $E_0 = U_0/L$  достигнет значения, близкого к  $E_{пор}$ , хотя и несколько меньшего.

Если  $n_0 L \gg 10^{12}$  см<sup>-2</sup>, то время дрейфа электронов от катода до анода значительно превышает время нарастания объемного заряда. Домен при этом будет иметь малую ширину  $\Delta$  по сравнению с длиной образца  $\Delta \ll L$ . При полном падении напряжения на диоде существенный вклад дают участки вне домена.

При снижении напряжения смещения поле  $E_r$  (гашения) не будет изменяться и останется равным  $E_r$  вплоть до разрушения домена.

С другой стороны, величина  $\tau_d$  не должна превышать период колебания СВЧ поля. Отсюда возникает второе условие существования движущегося домена

$$\tau / T = Lf / v_{дом}. \quad (2.13)$$

При  $\tau = T$  получим второе условие, определяющее пролетный режим работы ГДГ на GaAs

$$f L = 10^7 \text{ см/с}. \quad (2.13a)$$

Режимы работы ДГ с учетом внешних и внутренних условий представлены на диаграмме (рисунок 1.10), где цифрами обозначены существующие режимы:

- 1 – область бездоменного режима устойчивого усиления;
- 2 – область пролетного режима. КПД генератора в этом режиме <10%, полоса частот мала. При перестройке частоты можно перейти в другие режимы;
- 3 – область режима с разрушением домена;
- 4 – режим с задержкой домена;
- 5 – область режима ограничения накопления объемного заряда (ОНОЗ).

Статическая ВАХ диода в доменных режимах может быть приближенно представлена в виде двух отрезков прямых (рисунок 1.11).

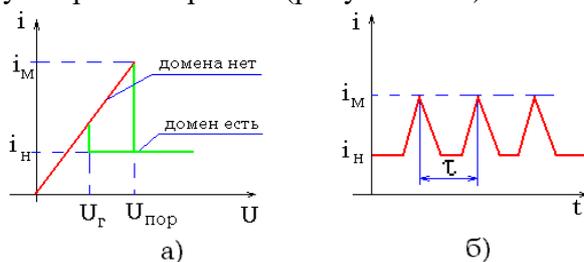


Рисунок 1.11 – Особенности ВАХ диода Ганна

При малых напряжениях на диоде домена нет, и ток линейно растет вместе с приложенным напряжением. При  $U \geq U_{\text{пор}}$  происходит формирование домена, в результате чего ток падает от максимального значения  $I_m$  до величины  $I_n$ , отвечающей равенству  $v_{\text{дом}} = v_n$ . Особенностью ВАХ (рисунок 1.11а) является наличие гистерезисной зоны, появление которой обусловлено тем, что напряжение гашения домена  $U_r < U_{\text{пор}}$ . Нелинейный эффект объясняется влиянием сильного внутреннего поля домена, которое задерживает электроны в верхних долинах. Разница между  $U_r$  и  $U_{\text{пор}}$  зависит от  $p_0$  и  $L$ , увеличиваясь вместе с ними. Изменением сопротивления нагрузки можно переводить генератор из одного режима в другой.

**Пролетный режим** существует при на малой нагрузке ( $|Z_H| = R_0$ ,  $R_0$  – сопротивление ДГ в слабом поле), при низкой добротности колебательной системы. С повышением нарастающего напряжения предельная частота  $f_{\text{пр}}(\text{ГГц}) = 100 / (\tau_{\text{пр}} L(\text{мкм}))$ , ( $\tau_{\text{пр}} L(\text{мкм})$ ), несколько падает из-за уменьшения скорости движения доменов.

Ток через диод (рисунок 1.11б) определяется током насыщения, на который наложены узкие всплески, связанные с попаданием очередного домена. КПД ГДГ в пролетном режиме  $< 1\%$ . На практике он используется для определения  $f_{\text{пр}}$ .

#### 1.4 Устройство генератора на диоде Ганна (ГДГ)

Резонаторная система ГДГ может быть сформирована на основе любой длинной линии: коаксиальной, волноводной, полосковой.

На рисунке 1.12 показан в разрезе исследуемый в данной работе генератор сантиметрового диапазона на серийном диоде Ганна. В стандартном заууженном волноводе размеров  $23 \times 5 \text{ мм}^2$  между серединами широких стенок располагается диод 1. Положительный вывод диода посредством цангового устройства 2 соединяется с волноводом, который, кроме своего основного предназначения, выполняет функции радиатора. Для подключения источника постоянного напряжения во второй широкой стенке волновода имеется отверстие, через которое проходит вывод от катода диода. Для предотвращения попадания СВЧ сигнала в цепь питания применен фильтр высоких частот, состоящий из емкости 3 и индуктивности проводника 4. Перестройка частоты ГДГ осуществляется поршнем 5.

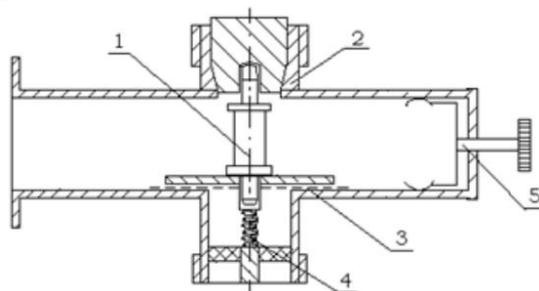


Рисунок 1.12 – Генератор сантиметрового диапазона на серийном диоде Ганна

#### Основные характеристики ГДГ

К основным характеристикам генератора обычно относятся: **режимные, контурные и нагрузочные** характеристики.

**Режимные** – это зависимости мощности, отдаваемой в нагрузку, частоты колебаний и коэффициента полезного действия генератора от напряжения питания на ДГ при постоянной нагрузке и фиксированном положении поршня. Для определения КПД используются показания вольтметра и амперметра в цепи диода.

**Контурные** – это зависимости мощности, отдаваемой в нагрузку, частоты колебаний и коэффициента полезного действия генератора от положения настроенного

элемента в камере ГДГ при  $U_0 = \text{const}$  и постоянной нагрузке.

**Нагрузочные характеристики** – зависимости выходной мощности ГДГ и частоты от сопротивления нагрузки при  $U_0 = \text{const}$  и фиксированном положении поршня в камере диода. Сопротивление нагрузки изменяется двухшайбовым диэлектрическим трансформатором сопротивлений (ДДТС), который, вообще-то, является устройством, изменяющим комплексное сопротивление ( $Z_n = R_n + iX_n$ ). Шайбы трансформатора могут раздвигаться друг относительно друга на расстояние  $d_{ш}$  и перемещаться одновременно по волноводу. Раздвижение шайб изменяет коэффициент стоячей волны (рисунок 1.13) –  $K_{ст}$ , т.е. активную величину нагрузки, а перемещение шайб вдоль волновода изменяет фазу стоячей волны в фиксированном сечении волновода, в том числе и в плоскости диода Ганна. Фаза нагрузки определяется в относительных единицах соотношением

$$\varphi_{отн} = (l - l_0) / \lambda_B, \quad (2.14)$$

где  $l$  – положение шайб рассогласователя (ДДТС) в волноводу, при котором проводятся измерения;  $l_0$  – начало отсчета по трансформатору (это может быть и  $l_0=0$ );  $\lambda_B$  – волноводная длина волны типа  $H_{10}$ , находится из выражения

$$\lambda_B = c / (f^2 - f_{кр}^2)^{1/2}, \quad (2.15)$$

где  $c$  – скорость света;  $f$  – измеренная частота;  $f_{кр} = c / \lambda_{кр}$  – критическая частота;  $\lambda_{кр} = 2a$  для волны типа  $H_{10}$ ,  $a$  – размер широкой стенки волновода ( $a = 23\text{мм}$ );  $\lambda_{кр}$  – критическая длина волны.



Рисунок 1.13 – График зависимости величины  $K_{ст}$  от расстояния между шайбами трансформатора сопротивлений

Типичный вид нагрузочных характеристик для мощности и частоты генерации от величины  $l$  приведен на рисунке 1.14.

При изменении фазы нагрузки  $\varphi_{отн}$  (2.16) для некоторого постоянного значения  $K_{ст}$  нагрузочные характеристики периодически изменяются между максимальными и минимальными значениями генерируемой мощности и частоты. Период нагрузочных характеристик соответствует половине длины волны в волноводу. Максимальная частоты при полном изменении фазы нагрузки для некоторого значения  $K_{ст}$  носит название *затягивания частоты* и зависит от  $K_{ст}$ , внешней добротности  $Q_{вн}$  и резонансной частоты  $f$  резонатора, используемого в генераторе.

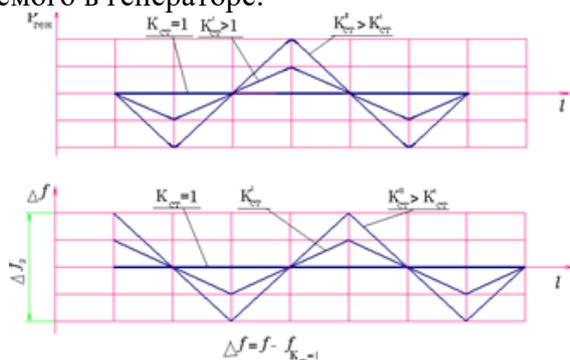


Рисунок 1.14 – Типичный вид нагрузочных характеристик

Формула затягивания частоты в общем случае имеет вид

$$\Delta f_3 = f \cdot (K_{ct}^2 - 1) / (Q_{вн} \cdot K_{ct}) \quad (2.16)$$

Во избежание затягивания частоты и изменения мощности генерации в реальных схемах между генератором и нагрузкой обычно используется развязывающее устройство, в качестве которого используется чаще всего ферритовый вентиль.

### 1.5 Расчетное задание

- Определить, используя формулы (1.1), (1.1a) соотношение концентрации электронов  $n_2 / n_1$  в долинах диода Ганна, если известна эффективная масса электронов в боковой долине, равная  $m^*_{2D}$ , и в центральной долине -  $m^*_{1D}$  интервал между минимумами энергии в долинах равен  $\Delta E$ , при температуре  $T=300$  К.

- Определить дифференциальную проводимость  $\sigma_d$  GaAs по (2.1) и (2.2) при параметрах, заданных по таблицам приложения S=1,12·10<sup>21</sup> м<sup>-2</sup> и  $|\mu_2|_{div} = \frac{\partial v}{\partial E} \approx 100$ .

- Рассчитать на участке CD среднюю скорость электронов определяемую по формуле (2.5), где  $n_0 = n_1 + n_2$  – общее число электронов ( $n = 2 \cdot 10^{14} - 2 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>).

- Определить максимальную плотность тока по формуле (2.7) при общем числе электронов ( $n = 2 \cdot 10^{14} - 2 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>).

- Определить максимальную выходную мощность (1.7), обеспечиваемую генератором на диоде Ганна на основе GaAs, если он включен в камеру с активной проводимостью нагрузки 0,01 1/Ом и работает в пролетном режиме на рабочей частоте. Длина образца диода 1 мкм, рабочее напряжение  $U_{раб}$ , В.

- Рассчитать пределы частот для каждого режима (рис. 2.9) исследуемого ДГ, параметры которого даны в приложении.

- Рассчитать дисперсионную характеристику (2.15) волновода сечением 23·10мм<sup>2</sup> в виде зависимости  $\beta$  от частоты в пределах  $f=8 \div 12$  ГГц.

- Рассчитать величины токов  $I_{2max}$  (2.7), (рис. 2.4), используя параметры ДГ. Сравнить рассчитанные значения тока в долинах по ВАХ. Примечание:  $I=S \cdot i$ , где S – площадь катодного контакта.

- Рассчитать величины токов  $I_1, I_2$  (2.1),(2.2) (см. рис. 1.1), используя параметры ДГ и пользуясь данными (рис.2) для GaAs. Сравнить с экспериментально полученными значениями тока по ВАХ. Примечание:  $I=S \cdot i$ , где S – площадь катодного контакта.

- Определить величину поля E, для участка, соответствующего отрицательной дифференциальной проводимости (рис. 2.6).

- В двухдолинном полупроводнике определить постоянную времени релаксации  $\tau_d$  объемного заряда (изменение заряда во времени) используя формулу (2.11), где  $\mu_d = \mu_{d(E)} = dv(E) / dE$  - дифференциальная подвижность.

- Определить затягивание частоты генератора. Значения внешней добротности,  $Q_{вн}$ , коэффициента стоячей волны и резонансной частоты  $f$  задаются преподавателем.

## 1.6 Схема для исследования параметров и характеристик диода Ганна

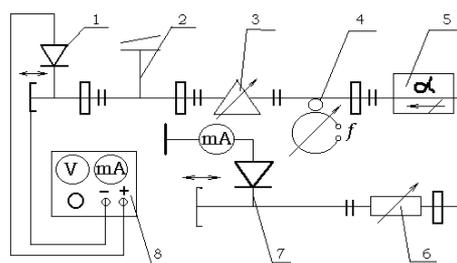


Рисунок 1.15 – Экспериментальная установка и объект исследования.

Объектом исследования является генератор, содержащий перестраиваемую волноводную секцию с ДГ на упрощенном волноводе 23x5мм. Схема установки для исследования характеристик ГДГ приведена на рисунке 1.15. Исследуемый ДГ (1), постоянное напряжение на который подается от стабилизированного блока питания (8), подключен к СВЧ тракту, в состав которого входят: переходник (2), трансформатор сопротивлений (3) раздел 3 из [5], частотомер (4), развязывающий вентиль (5), аттенюатор (6) раздел 4 из [5], детекторная настраиваемая секция (7) раздел 2 [5] для регистрации СВЧ мощности. С устройством и принципом работы двухшайбового трансформатора сопротивлений раздел 3 [5], частотомера, аттенюатора, вентиля и детекторной секции можно познакомиться по [3]. Стабилизированный источник питания (8) состоит из двух блоков. На передней панели первого блока расположены два измерительных прибора: миллиамперметр на 400мА (справа) и вольтметр (слева).

Таблица 1а

№ вар	1	2	3	4	5	6	7
Тип Диода	3А718А	3А718Б	3А718В	3А718Г	3А718Д	3А721Б	3А721В
$K_{св}$	1,2 2,7	1,3 1,9	1,4 2,1	1,5 2,2	1,3 2,3	1,68 2,36	1,08 2,54
$\epsilon_r$	12,5	12,5	12,5	12,5	12,5	12,5	12,5
$L, M$ $10^{-5}$	1,0	1,01	1,02	1,03	1,04	1,05	1,06
$S M^2 \cdot 10^{-8}$	1,13	1,06	1,08	1,09	1,12	1,11	1,1
$n_0, M^{-3}$ $\cdot 10^{21}$	1,0	1,05	1,015	1,2	1,018	1,02	1,04
$Q_{вн}$	260	280	320	350	370	340	370
$\mu_{\square},$ $M^2/B \cdot c$	0,5	0,51	0,52	0,525	0,53	0,54	0,55
$R_0, Ом$	3	4	5	9	7	10	11
$U_{раб}, В$	8,08	8,15	8,25	8,36	8,38	8,45	8,5
$I_{раб}, МА$	320	310	305	312	324	326	316
$C_k, пФ$	0,3	0,45	0,5	0,54	0,56	0,58	0,6
$L_k, нГн$	1,73	1,75	1,68	1,69	1,72	1,725	1,735
$P_{вых}, МВт$	21,5	21,8	22	22,4	22,6	22,8	23
$m_{эф1}, m$	0,07·m	0,06m	0,04m	0,05m	0,03m	0,08m	0,075m
$m_{эф2}, m$	1,2·m	1,1m	1,15m	1,17m	1,23m	1,25m	1,06m
$\Delta E$	0,34	0,52	0,35	0,36	0,38	0,47	0,57
$\Delta \epsilon_1 \text{ эВ},$	0,35	0,38	0,41	0,42	0,45	0,46	0,480,4

Таблица 16

№ вар	8	9	10	11	12	13	14	15
Тип диода	3A721Г	3A716Б	3A716А	3A716В	3A726А	3A725Б	3A716А	3A725В
Ксв	1,12	1,2 1,9	1,1 2,1	1,2 2,2	1,1 2,3	1,15 1,68	1,05 2	1,92 2,05
$\epsilon_r$	12,5	12,5	12,5	12,5	12,5	12,5	12,5	12,5
L, м 10-5	1,07	1,08	1,09	1,1	1,15	1,17	1,05	1,19
S м <sup>2</sup> , ·10-8	2,0	2,01	2,02	2,03	2,04	2,08	2,05	2,05
n <sub>0</sub> , м <sup>-3</sup> ·10 <sup>21</sup>	1,23	1,36	1,24	1,34	1,32	1,28	1,33	1,3
Qвн	300	250	200	150	100	160	210	230
$\mu_0$ , м <sup>2</sup> /В·с	0,55	0,56	0,57	0,565	0,575	0,58	0,53	0,6
R <sub>0</sub> , Ом	13	14	15	16	19	20	17	18
Uраб, В	8,0	8,04	8,06	8,08	8,1	8,2	8,05	8,35
Iраб, мА	320	322	324	325	326	365	326	317
Cк, пФ	0,5	0,055	0,07	0,08	0,1	0,2	0,4	0,3
Lк, нГн	1,7	1,69	1,65	1,72	1,73	1,74		2
Pвых, мВт	20	19	19,5	18	18,5	17,6		17
mэф 1 м, mэф2· м	0,09 м 1,4·м	0,08м 1,14м	0,045м 1,12м	0,049м 1,035м	0,084м 1,75м	0,073м 1,32м		0,048м 1,23м
$\Delta E$	0,42	0,37	0,35	0,38	0,5	0,62		0,53
$\Delta \epsilon_1$ эВ,	0,36	0,33	0,32	0,42	0,37	0,42		0,44

В Таблицах 1а и 1б введены обозначения

L, м- длина образца; S, м<sup>2</sup> - площадь катодного контакта; n<sub>0</sub>, м<sup>-3</sup> – концентрация носителей; Q<sub>вн</sub> – внесенная добротность; Ксв- коэффициент стоячей волны;  $\epsilon_r$ - диэлектрическая проницаемость;  $\mu_0$ , -подвижность в слабом поле; R<sub>0</sub> – омическое сопротивление при токе I=10 мА; Uраб, В -рабочее напряжение; Iраб, мА- рабочий ток при температуре 25<sup>0</sup>-60<sup>0</sup>С; Cк, пФ - емкость корпуса; Lк, нГн –индуктивность корпуса.

Таблица 2 – Параметры диодов Ганна

Тип Диода	$U_{пор}$ , В	$I_0$ , А	$R_0$ , Ом	$P_{max}$ , Вт	$f_{min}$ , ГГц	$f_{max}$ , ГГц	$f_{np}$ , ГГц	$L_n$ , нГн	$C_k$ , пФ
3A716 А Б В	3	1	1—2	0,2— 0,4	18 20 22	20 22 24	19 21 23	0,3	0,15

3A718 А Б В Г Д	2	0,5	1—2	0,055	26 29 32 35 37	29 32 36 38 40	25,5 30,5 34 36,5 38,5	0,15	0,15
3A721 Б В Г	2	0,37	1,5—3	0,03	6 8 12	8 12 18	7 10 18	0,9	0,3
3A725 Б В	5	1,5		0,4	6 7	7 8	6,5 7,5	0,9	0,3
3A726 А Б В	2,5	2		0,2	12 13 15	13 15 17	12,5 14 16	0,3	0,15

Таблица 3 – Основные параметры полупроводниковых материалов при  $T = 300$  К

Параметры	Ед. измерения	Si	Ga As	Ge	JnP
Диэлектрическая проницаемость, $\epsilon_r$	отн. ед.	11,8	12,9	16	12,4
Плотность атомов, $N$	$\text{см}^{-3}$	$5 \cdot 10^{22}$	$2,21 \cdot 10^{22}$	$4,42 \cdot 10^{22}$	$2 \cdot 10^{22}$
Плотность	$\text{г} \cdot \text{см}^{-3}$	2,33	5,31	5,33	4,79
Теплопроводность	$\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{град}^{-1}$	140	50	60	68
Температура плавления	К	1690	1503	1209	1335
Ширина запрещенной зоны, $\Delta W$	эВ	1,12	1,42	0,67	1,35
Удельная теплоемкость	$\text{Дж} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{град}^{-1}$	0,75	0,35	0,31	–
Собственная концентрация $n_i = p_i$	$\text{см}^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{10}$	$1,1 \cdot 10^9$	$2,5 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^9$
Подвижность в слабых полях	$\text{см}^2/(\text{с} \cdot \text{В})$				
Электронов $\mu_n$		1500	8500	3900	4800
Дырок $\mu_p$		450	400	1900	150
Насыщенная дрейфовая скорость	$\text{см} \cdot \text{с}^{-1}$	$1 \cdot 10^7$	$1,3 \cdot 10^7$	$6 \cdot 10^6$	$1,5 \cdot 10^7$
Критическая напряженность поля	$\text{кВ} \cdot \text{см}^{-1}$	10	3,2	2,3	10,5
Работа выхода $\Phi$ ,	эВ	4,8	4,7	4,4	4,4
Контактная разность потенциала $\phi_k$	В	0,9	1,3	0,5	
Время жизни неосновных носителей	с	$2 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-9}$
Тангенс угла диэлектрических потерь		$5 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$	–	–
Коэффициент диффузии дырок	$\frac{\text{см}^2}{\text{с}}$	37	250	93	–
Поле пробоя	В/см	$3 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^5$	$10^5$	$5 \cdot 10^5$

Параметры	Ед. измерения	Si	Ga As	Ge	JnP
Собственное удельное сопротивление	Ом·см	$2,3 \cdot 10^5$	$10^8$	47	

## 2 ИССЛЕДОВАНИЕ ОТРАЖАТЕЛЬНОГО КЛИСТРОНА

Целью данной лабораторной работы является ознакомление с устройством и принципом действия отражательного клистрона и экспериментальное исследование основных характеристик отражательного клистрона.

В ходе лабораторной работы необходимо:

- снять зависимость мощности колебаний, генерируемых клистроном, от напряжения на ускоряющем электроде  $P_K=f(U_0)$  (при  $U_{OTP}=\text{const}$ ).
- снять зависимость мощности и частоты генерируемых колебаний от напряжения на отражателе:  $P_K=f(U_0)$  и  $f = \varphi(U_{OTP})$  (при  $U_0=\text{const}$ ).

### 2.1 Принцип работы и условие возбуждения

Очень важной разновидностью клистронов является отражательный клистрон. Отражательные клистроны используются в качестве маломощных генераторов СВЧ-колебаний высокой стабильности в измерительной аппаратуре, радиолокационных и других приемных устройств. Отражательный клистрон имеет один резонатор, который одновременно модулирует поток электронов, летящих от катода к отражателю, и отбирает энергию от отраженных электронов.

Важнейшими преимуществами отражательного клистрона являются простота схемы питания и устройства, наличие электронной перестройки и широкий диапазон механической перестройки генерируемой частоты.

Отражательные клистроны используются, главным образом в тех случаях, когда требуется получение СВЧ-колебаний высокой стабильности. На рисунке 2.1 показано устройство и схема питания отражательного клистрона.

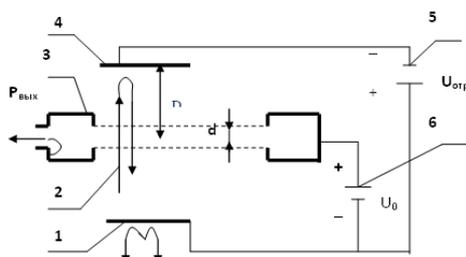


Рисунок 2.1 – Отражательный клистрон

1 – катод; 2 – электронный пучок; 3 – резонатор; 4 – отражатель; 5 – источник напряжения отражателя; 6 – источник ускоряющего напряжения клистрона

Электроны, вылетающие из катода, ускоряются напряжением  $U_0$ , приложенным к резонатору, а после прохождения резонатора попадают в тормозящее поле участка резонатор – отражатель, где потенциал поля линейно уменьшается до  $-U_{отр}$ . В точке, где потенциал поля равен нулю, скорость электронов также падает до нуля. Здесь они начинают ускоренное движение в обратном направлении и снова пролетают через сетки резонатора по направлению к катоду. В конечном счете, электроны оседают на поверхности резонатора, обладающей положительным напряжением.

**Модуляция по скорости и плотности.** Это преобразование должно происходить автоматически за пределами управляющего устройства в пространстве между модулирующим и выходным зазорами. В отражательных клистронов используется метод тормозящего поля. Схема устройства, обеспечивающего это преобразование, показано на рисунке 2.2.

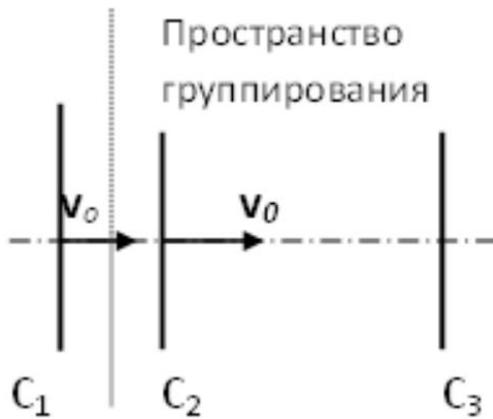


Рисунок 2.2 – Схема устройства, обеспечивающего торможение поля в пространстве  $C_2 - C_3$

Этот метод (см. рисунок 2.2, где  $C_1 - C_2$  – пространство между сетками резонатора,  $C_3$ - отражатель) базируется на движении электронов в пространстве  $C_2 - C_3$  с постоянным во времени тормозящим электрическим полем

Рассмотрим теперь схему преобразования модуляции по скорости в модуляцию электронного потока по плотности методом тормозящего поля рисунок 2.2. В пространстве позади управляющего зазора имеется продольное постоянное во времени тормозящее электрическое поле. Оно создается специальным электродом – отражателем, находящемся под отрицательным потенциалом по отношению к катоду и ускоряющему электроду. Пространство между управляющим зазором и отражателем называется пространством группировки. Рассмотрим пространственно- временную диаграмму (ПВД) для этого случая (см. рисунок 2.3).

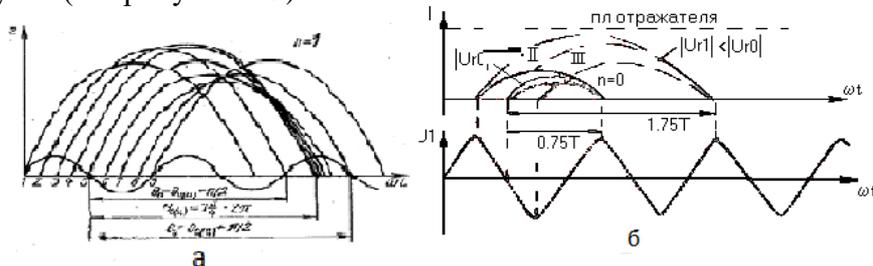


Рисунок 2.3 – Пространственно- временные диаграммы для метода тормозящего поля

Здесь в пространстве группировки имеется лишь постоянное тормозящее поле. Если потенциал отражателя близок к потенциалу катода, то происходит модуляция возвращающегося электронного потока по плотности за счет оседания части электронов на отражателе. Более эффективная модуляция, когда все электроны, не достигая отражателя, двигаются обратно по направлению к управляющему зазору. Как видно из рис. 2.2 электроны типов 3 и 7 (рис.2.3а), прошедшие управляющий зазор соответственно при максимально ускоряющем (Электрон, пролетающий через резонатор при наибольшем ускоряющем напряжении на его сетках, будет иметь наибольшую скорость  $V_{max}$  и сможет глубоко проникнуть в тормозящее поле отражателя). При максимально тормозящих полях, группировка осуществляется относительно электрона типа 5. Электрон 5 пролетает резонатор в тот момент, когда СВЧ напряжение равно нулю. Электрон, пролетающий через резонатор в тот момент, когда напряжение на сетках резонатора проходит через нуль, изменяясь от положительных значений к отрицательным, выйдет из резонатора с неизменной скоростью  $V_0$  и пройдет в тормозящем поле меньший путь (Рис 2.3 кривая П). Наоборот, электрон 3, пролетевший зазор на  $T/4$  раньше (в момент максимального ускоряющего напряжения), вылетает из резонатора с несколько большей кинетической скоростью, чем электрон 5, поэтому удаляется от резонатора несколько дальше,

затрачивая на весь путь до возвращения в резонатор соответственно большее время. При определенных условиях моменты возвращения электронов 3 и 5 могут совпасть, как показано на рисунке 2.3.

Аналогично электрон 7, пролетевший через зазор на  $T/4$  позднее электрона 5 (в момент тормозящего поля), вылетает из резонатора с меньшей скоростью и поэтому затрачивает на прямое и обратное движение меньшее время. Момент возвращения электрона 7 также может совпасть с моментом возвращения электронов 3 и 5. При этом образуется сгусток, который пройдет через зазор от отражателя к катоду.

Таким образом, в случае преобразования методом тормозящего поля, сгустки образуются относительно электронов, прошедших центр зазора в момент нулевого высокочастотного поля (ВЧ) поля при переходе от ускоряющего к тормозящему. В этом случае удобнее реализовать модуляцию по плотности в плоскости, совпадающей с плоскостью модулирующего зазора. Последнее позволяет совместить управляющее и выходное устройство в одном зазоре. Этот принцип лежит в основе отражательных клистронов.

Среднее время пролета электронов в отражательном клистроне от резонатора до отражателя и обратно должно равняться целому числу периодов переменного напряжения резонатора без одной четвертой периода или:

$$\tau_{np} = T \cdot (n + 0.75) \quad (2.1)$$

где  $n=0, 1, 2$

Пользуясь формулой (2.1), можно определить, при каких напряжениях на электродах отражательного клистрона возможно возбуждение колебаний. Для этого необходимо найти время пролета электронов в зависимости от ускоряющего напряжения  $U_0$  и напряжения отражателя  $U_R$ .

Подсчитаем это время для электронов, являющихся центрами образующихся групп, предполагая тормозящее поле между резонатором и отражателем однородным. Так как разность потенциалов между резонатором и отражателем равна  $U_0 + |U_R|$  то напряженность тормозящего поля будет

$$E = \frac{1}{\ell} \cdot (U_0 + |U_R|) \quad (2.2)$$

Электрон, движущийся вдоль силовых линий этого поля, будет испытывать ускорение, равное частному от деления силы, действующей на электрон, на массу электрона, т.е.

$$a = -\frac{\ell}{m} \cdot E \quad (2.3)$$

Так как электрон начинает свое движение со скоростью  $V_0 = \sqrt{\frac{2 \cdot \ell}{m} \cdot U_0}$ ,

то путь его будет равен  $S = V_0 \cdot \tau_{np} + 0.5 \cdot a \cdot \tau_{np}^2$

В результате движения от резонатора к отражателю и обратно, пройденный электроном путь равен нулю  $V_0 \cdot \tau_{np} + 0.5 \cdot a \cdot \tau_{np}^2 = 0$ .

Откуда находим  $\tau_{np}$  для двух значений:

1)  $\tau_{np} = 0$  - для электронов, которые ещё не начинали своего движения;

2)  $\tau_{np} = \frac{2 \cdot V_0}{a}$  - для электронов, вернувшихся в резонатор.

Подставляя во второе решение выражения (2.2) и (2.3), найдем время пролета электронов от резонатора к отражателю и обратно.

$$\tau_{np} = \frac{2 \cdot V_0 \cdot m}{e \cdot E} = 6,7 \cdot 10^{-8} \cdot \frac{\ell \cdot \sqrt{U_0}}{U_0 + |U_R|} \quad (2.4)$$

Угол пролета электронов будет равен

$$\Theta = \omega \cdot \tau_{np} = \frac{4 \cdot \pi \cdot 10^3}{\lambda} \cdot \frac{b \cdot \sqrt{U_0}}{U_0 + |U_R|} \quad (2.5)$$

Здесь  $\lambda$  – длина волны в сантиметрах.

Так как из формулы (2.1) угол пролета должен равняться

$$\Theta = \omega \cdot T \cdot (n + 0.75) = 2\pi(n + 0.75) \quad (2.6)$$

то, приравнивая формулы (2.5) и (2.6), получим

$$\frac{4\pi \cdot 10^3 \cdot \ell \sqrt{U_0}}{\lambda \cdot (U_0 + |U_R|)} = 2\pi(n + 0.75) \quad \frac{2 \cdot 10^3 \ell}{\lambda} = (n + 0.75) \cdot \frac{U_0 + |U_R|}{\sqrt{U_0}} \quad (2.7) \quad 2.7a)$$

Формула (2.7) определяет условие возбуждения колебаний в отражательном клистроне. Из этой формулы видно, что в клистроне с заданными  $\ell$  и  $\lambda$  колебания будут возбуждаться не при всяких значениях  $U_0$  и  $U_R$ , а лишь при тех, которые удовлетворяют формуле для  $n = 1, 2, 3$  и т.д. Построим кривые в плоскости  $U_0$  и  $U_R$  при различных значениях  $n$  (используя соотношение (2.7), называемые линиями центров зон возбуждения:

$$|U_R| = \frac{2 \cdot 10^3 \cdot \ell}{(n + 0.75) \cdot \lambda} \cdot \sqrt{U_0} - U_0 \quad (2.76)$$

физически ясно, что сгусток электронов необязательно должен подходить к зазору, когда поле в нем будет максимально тормозящим. Чтобы в резонаторе поддерживались незатухающие колебания, достаточно, чтобы в среднем за период энергия, теряемая в стенках резонатора и в нагрузки, восполнялась энергией, отдаваемой полю СВЧ электронами при торможении.

Очевидно, что это может иметь место и при некотором отклонении угла в  $\Theta$  пространстве торможения от оптимального значения (2.6) на величину  $\pm 0.25 \cdot 2 \cdot \pi$ . Тогда верхняя и нижняя границы зоны возбуждения будут определяться формулами

$$|U_R|_{\text{верх}} = \frac{2 \cdot 10^3 \cdot \ell}{(n + 0.5) \cdot \lambda} \cdot \sqrt{U_0} - U_0 \quad (2.7B)$$

$$|U_R|_{\text{нижн}} = \frac{2 \cdot 10^3 \cdot \ell}{(n + 1) \cdot \lambda} \cdot \sqrt{U_0} - U_0 \quad (2.7Г)$$

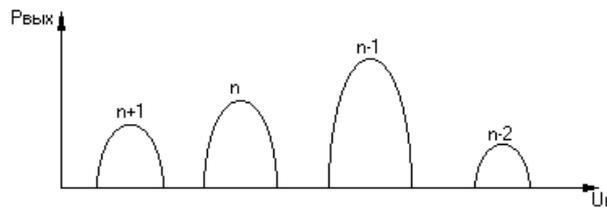


Рисунок 2.4 – Зависимость колебательной мощности от напряжения

Существуют, как говорят, определенные области возбуждения (зоны генерации) отражательного клистрона, которые могут быть установлены или одновременным подбором напряжений  $U_0$  и  $U_R$  или изменением какого-либо одного из этих напряжений при другом напряжении постоянном. На практике удобно пользоваться изменением отрицательного напряжения на отражателе  $U_R$ , так как в цепи отражателя почти не потребляется мощность. На рис. 2. 4 показана типичная зависимость колебательной мощности от напряжения отражателя при  $U_0 = \text{Const}$ . В рабочих режимах существующих конструкций отражательных клистронов  $n$  может принимать значения от 2 до 10. В таблице 2.1 приведены данные некоторых отражательных клистронов.

Таблица 2.1

Тип	Рабочий диапазон $\lambda_{\text{см}}$	Расстояние $l_{\text{мм}}$	Размер зазора резатора $d, \text{мм}$	Ускоряющее напряжение $U_0 \text{ В}$	Напряжение отражателя $U_R$	Ток $J, \text{А}$
К-19	3.15-3.27	2.37	0.4	150-300	-(10-400)	26
К-20	3.13-3.50	2.24	0.44	150-300	-(10-400)	23
К-54	3.15-3.32	2.0	0.2	150-300	-(10-400)	30
К-72	3.12-3.50	2.20	0.25	150-300	-(10-400)	30

### Зоны генерации

Если сгусток пройдет через резонатор в момент тормозящего для него поля (так как электрон - отрицательно заряженная частица, то при смене направления движения электрона на обратное ускоряющее поле становится для него тормозящим), он потеряет часть своей кинетической энергии и усилит имевшиеся в резонаторе СВЧ колебания. Если же сгусток пройдет через зазор в момент ускоряющего для него поля, он, наоборот, поглотит часть СВЧ энергии. Для обеспечения эффективного торможения угол пролета должен составлять

$$\theta = \omega \tau_0 = 2\pi (n + 0,75), \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (2.8)$$

где  $\tau_0$  – оптимальная величина времени пролета электронов центра сгустка в пространстве группировки по отношению к центру высокочастотного зазора резонатора

$$\tau_0 = T \cdot (n + 0.75). \quad (2.9)$$

С учетом геометрии прибора и подаваемых напряжений оптимальный угол пролета при условии  $d \ll D$  равен:

$$\theta = \omega \tau_{np} = \frac{f 2\pi D \sqrt{U_0 \frac{8m}{e}}}{U_0 - U_{omp}}, \quad (2.10)$$

где  $f$  – частота генерируемых колебаний;  $d$  и  $D$  – размеры, показаны на рис. (2.1).

Следовательно, генерация в клистроне возможна не при любом времени пролета  $\tau$  электронов от зазора в сторону отражателя и обратно, а лишь при ряде дискретных значений  $\tau = \tau_0$ . Если время пролета не соответствует этому значению  $|\tau \neq \tau_0|$ , то центр сгустка будет проходить зазор не в момент максимального тормозящего для него поля, а раньше или позже. Поэтому сгусток будет либо отдавать СВЧ полю меньшую часть своей кинетической энергии, либо даже поглощать СВЧ энергию. В последнем случае самовозбуждение клистрона вообще невозможно.

Но время пролета электронов, как следует из (2.9) зависит от внутренних размеров клистрона и его напряжений. В частности, из физических соображений ясно, что чем

меньше при заданном анодном напряжении напряженность тормозящего поля  $E = (|U_0| + U_{omp}) / D$ , тем дальше будут удаляться электроны от резонатора в сторону отражателя и, следовательно, тем большее будет их время пролета  $\tau$ . Поэтому, меняя  $U_{отр}$  или  $D$ , можно в широких пределах изменять время пролета электронов и тем самым осуществлять в соответствии с формулой (2.9) генерацию в нужной зоне  $n$ .

Пример зависимости мощности генерации от напряжения  $U_{отр}$  приведен на рисунке 2.4.

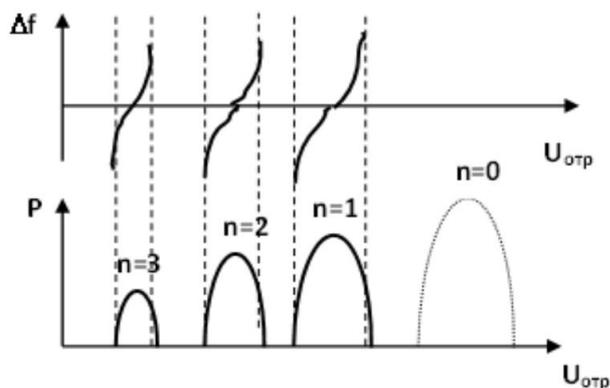


Рисунок 2.4 – График зависимости мощности от  $U_0$

Напряжения  $U_{отр}$ , соответствующие центрам зон, удовлетворяют условию (2.3). И наоборот, между зонами значения  $U_{отр}$  соответствуют случаю, когда сгустки проходят зазор, поглощая энергию  $\tau \approx \tau_0 + T/2$ , и поэтому самовозбуждение клистрона невозможно.

#### Конвекционный ток в отражательном клистроне

Как и в двухрезонаторном клистроне, сгустки в отражательном клистроне можно представить в виде периодической последовательности импульсов конвекционного тока. Закон сохранения заряда позволяет записать мгновенный конвекционный ток  $i_2$ , поступающий в центр высокочастотного зазора после движения в пространстве группировки в виде

$$i_2 = i_1 \frac{dt_1}{dt_2} = \frac{I_0}{dt_2/dt_1} \quad (2.11)$$

где  $t_1$  и  $t_2$  моменты первого и второго прохождений одного и того же электрона через центр зазора.

Суммарное время пролета электрона от центра зазора к отражателю и обратно:

$$\tau = t_2 - t_1 = \frac{d}{v} + \frac{2m}{eE} v. \quad (2.12)$$

Подставляя сюда значения  $v$  и  $E$ , и, умножая на круговую частоту колебаний  $\omega$ , имеем:

$$\omega t_2 - (\theta_2 + \theta_1) = \omega t_1 + X \sin \omega t_1, \quad (2.13)$$

где  $\theta_2$  – угол пролета в пространстве группировки и равен:

$$\theta_2 = \frac{2\pi}{e} \cdot \frac{\omega D v_0}{U_0 - U_{omp}}; \quad (2.14)$$

$\theta_1$  – угол пролета в зазоре резонатора, он определяется как

$$\theta_1 = \omega d / v_0. \quad (2.15)$$

Параметр группировки в отражательном клистроне можно записать в виде соотношения:

$$X = v_1 \left( \frac{2m}{e} \cdot \frac{\omega D}{U_0 - U_{omp}} - \frac{\omega d}{v_0} \right) = \frac{v_1}{v_0} (\theta_2 - \theta_1) = \frac{\gamma U_1}{2U_0} (\theta_2 - \theta_1). \quad (2.16)$$

Вместо угла пролета в пространстве дрейфа здесь встречается разность углов пролета  $\theta_1$  и  $\theta_2$ . Имеется также различие в знаках в правых частях уравнений (2.13) и (2.16).

Но если положить в исходном соотношении  $v = v_0 + v_1 \sin \omega t_1$  вместо  $\omega t_1$  величину  $\omega t_1 \pm \pi$ , то уравнения отражательного и двухрезонаторного клистронов становятся тождественными. С физической точки зрения это означает, что отсчет фазы следует производить относительно центра сгустка, как это делалось выше. С изменением начала отсчета фазы уравнение (2.13) дает:

$$\omega t_2 - (\theta_2 + \theta_1) = \omega t_1 - X \sin \omega t_1 \quad (2.17)$$

Дальнейший ход расчета конвекционного тока не отличается от анализа, проведенного для пролетных клистронов. Конвекционный ток  $i_2$ , поступающий в резонатор при возвращении электронов из пространства группировки равен в точности соотношению  $i_2 = I_0 / 1 - X \cos \omega t$ . Последний в свою очередь можно представить в виде суммы постоянной составляющей и бесконечного ряда гармоник, амплитуды которых определяются разложением в ряд Фурье. Следует учесть, однако, что высшие гармоники наведенного тока не могут быть использованы при обычной конструкции отражательного клистрона. Действительно, поскольку для модуляции и отбора энергии используется один и тот же резонатор, внешняя цепь зазора играет роль практически короткого замыкания для всех гармоник тока, кроме первой. Следовательно, достаточно ограничиться лишь рассмотрением первой гармоники конвекционного тока, мгновенное значение которой равно

$$(i_2)_1 = 2I_0 J_1(X_1) \cos[\omega t_2 - (\theta_2 + \theta_1)]. \quad (2.18)$$

Составляющая тока основной частоты, наводимого в резонаторе сгруппированным электронным потоком,

$$i_n = -2\gamma I_0 J_1(X_1) \cos[\omega t_2 - (\theta_2 + \theta_1)] \quad (2.19)$$

$$u = -U_1 \sin \omega t_2. \quad (2.20)$$

Отрицательный знак в (2.19) учитывает изменение направления движения электронов после пребывания в пространстве группировки. Происхождение отрицательного знака в уравнении (2.20) обсуждалось выше в связи с изменением начала отсчета фаз.

### Величина максимальной мощности, КПД

$$P_{max} = I_0 U_0 (2X_1 J_1(X_1)) / (\theta_2 - \theta_1) = I_0 U_0 X_1 J_1(X_1) / (\pi(n + 3/4) - \theta_1) \quad (2.21)$$

Хотя отражательный клистрон может генерировать колебания одной и той же частоты в различных зонах, однако его мощность, как показано на рис.3.4, в этих зонах не одинакова. Она тем меньше, чем больше номер  $n$  зоны. Причем зоны, соответствующие малым значениям  $n$  могут вообще не возбуждаться. Так на рисунке 2.4 невозбуждающаяся зона  $n=0$  показана пунктирной кривой. При высокой добротности резонатора (при малой нагрузке) клистрон, в принципе, может генерировать в любой зоне. Мощность генерации, близкую к  $0,582P_0$ , можно получить в любой зоне, если при работе в этой зоне нагрузку резонатора подобрать так, чтобы оптимальное сечение в установившемся режиме

находилось близко от зазора, а  $U_{m1} \approx U_0$ . При выборе номера зоны, в которой предполагается получить наибольшую мощность от клистрона, приходится искать компромиссные решения.

Выходная мощность клистрона при оптимальных углах пролета определяется [1],

$$P_{\text{вых}} = \frac{K \cdot J_0 \cdot U_0}{\Theta} \cdot \left[ 2 \cdot \aleph \cdot \mathfrak{I}_1(\aleph) + \frac{G_p}{G_0} \cdot \aleph^2 \right], \quad (2.22)$$

где  $\aleph = \frac{M \cdot U_{m1} \cdot \Theta}{2 \cdot U_0}$  – параметр группировки;

$\mathfrak{I}_1(\aleph)$  – функция Бесселя первого порядка;

$\Theta = \Theta_1 - \Theta_2$  – разность углов пролета в пространстве тормозящего поля и в пространстве между сетками резонатора;

$G_p$  – активная проводимость резонатора;

$G_0 = \frac{K \cdot M^2 \cdot J_0 \cdot \Theta}{2 \cdot U_0}$  – предельная проводимость электронного потока

$M$  – коэффициент взаимодействия высокочастотного зазора с электронным потоком;

$K$  – коэффициент прозрачности сетки, имеющий значения 0,5-0,8.

Для возникновения колебаний в клистроне необходимо, чтобы  $2 \cdot \aleph \cdot \mathfrak{I}_1(\aleph)$  было больше  $\frac{G_p}{G_0} \cdot \aleph^2$ . Это условие начинает выполняться при некотором значении  $J_0$ , которое может быть названо пусковым:

$$J_{0\text{пуск}} = \frac{U_0 \cdot G_p}{M^2 \cdot \pi \cdot (n + 0.75)}$$

На рисунке 2.5 изображена зависимость выходной мощности клистрона от тока пучка для различных зон генерации.

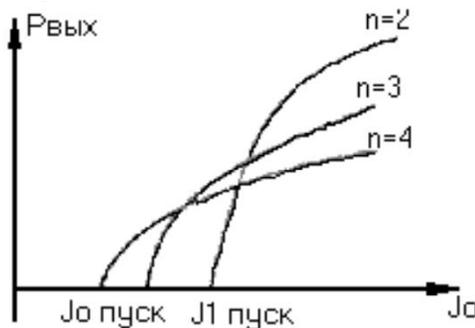


Рисунок 2.5 – Зависимость выходной мощности от тока пучка

Для определения максимально возможной мощности и КПД клистрон формула (2.22) можно придать иной вид

$$P_{\text{вых}} = M \cdot K \cdot J_0 \cdot U_{m1} \cdot \mathfrak{I}_1(\aleph) - 0.5 \cdot G_p \cdot U_{m1}^2 \quad (2.23)$$

Возможную максимальную мощность клистрона можно найти на условия

$$\frac{\partial P_{\text{вых}}}{\partial \Theta} = 0 \text{ при } U_{m1} = \text{const}, \text{ что дает } \frac{\partial \mathfrak{I}_1(\aleph)}{\partial \Theta} = 0 \text{ или } \mathfrak{I}_1(\aleph) = \max,$$

откуда  $\aleph = 1.84$  – есть параметр группировки, при котором выходная мощность клистрона максимальна. Оптимальная величина  $G_p/G_0 = 0.317$  [1].

При  $G_p/G_0 = 0.317$  и  $\aleph = 1.84$  формула (2.22) дает значение наибольшей

выходной мощности клистрона в виде

$$P_{\text{выхMAX}} = \frac{K \cdot J_0 \cdot U_0}{\Theta} = \frac{K \cdot J_0 \cdot U_0}{2\pi(n + 0.75)} \quad (2.24)$$

откуда максимальный коэффициент полезного действия

$$\eta_{\text{max}} = \frac{P_{\text{выхMAX}}}{J_0 \cdot U_0} = \frac{K}{2\pi(n + 0.75)} \quad (2.25)$$

Используя формулу (2.25) и учитывая, что для клистрона  $K=0,5$ , получим для КПД при оптимальной мощности в зоне следующие значения формула (2.24)

Таблица 2.2

Номер зоны	1	2	3	4
$\eta_{\text{max}}$	4.5%	3%	2%	1.5%

Таблица 2.2 показывает, что выходная мощность клистрона растет с уменьшением номера зоны генерации и при  $n = 0$  должна быть максимальна.

В действительности этого не наблюдается. Максимум выходной мощности достигается при  $n > 0$  (рис.2.4). Это объясняется тем, что хотя колебательное напряжение  $U_{m1}$  и растет с ростом выходной мощности, но потери в резонаторе растут пропорционально  $U_{m1}^2$  (рис.2.6) и поэтому максимум будет при некотором значении  $U_{1c n1}$ , для которого номер зоны  $n$  отличен от нуля.

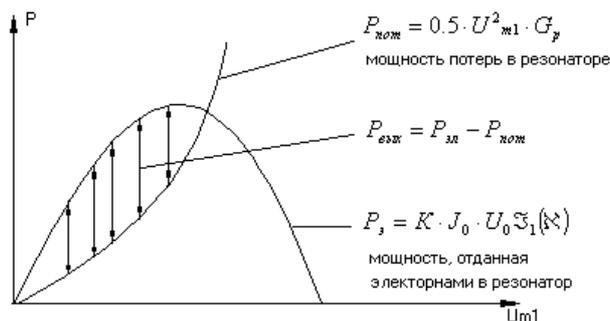


Рисунок 2.6 – Зависимость мощности от  $U_{m1}$

**Максимальный электронный КПД** (коэффициент полезного действия) отражательного клистрона определяется из соотношения:

$$\eta_{\text{max}} = P_{\text{max}}/P_0 = X_1 J_1(X_1) / (\pi(n + 3/4) - \theta_1) \quad (2.26)$$

В отражательных клистронах возможна электронная перестройка частоты, за счет изменения напряжения на отражателе. При этом угол пролета  $\theta$  перестает быть равным  $\pi(n+3/4)$  или  $2\pi(n+3/4)$ . Тогда наводимый в резонаторе ток и переменное напряжение на резонаторе не совпадают по фазе и в резонатор будет вноситься добавочная емкостная или индуктивная проводимость. Это приведет к изменению частоты клистронного генератора:

$$f = f_0 \left\{ 1 - \frac{1}{Q_n} \operatorname{tg} \left[ \frac{2\pi(n+0,75)}{U_0 + |U_{\text{omp}}|} \Delta U_{\text{omp}} \right] \right\}, \quad (2.27)$$

где  $U_{\text{omp}}$  — изменение напряжения на отражателе относительно напряжения, соответствующего центру зоны генерации.

Мощности, получаемые в отражательных клистронах, значительно меньше, чем в пролетных, но зато несколько расширяется рабочая полоса, с возможностью перестройки до 60 мГц.

## Электронная настройка клистрона

Весьма интересным свойством отражательного клистрона является зависимость частоты генерируемых колебаний от напряжений на его электродах, называемая электронной настройкой. Эта зависимость обусловлена тем, что наводимый в резонаторе колебательный ток может иметь сдвиг по фазе относительно напряжения резонатора, следовательно, может иметь реактивную составляющую, за счет которой изменяются реактивные свойства резонатора клистрона и его резонансная частота. Фаза колебательного тока определяется углом пролета в пролетном пространстве. Когда угол пролета электронов равен  $2\pi(n + 0,75)$ , то наведенный ток и переменное напряжение резонатора совпадают по фазе, реактивная составляющая колебательного тока равна нулю и частота колебаний в резонаторе,  $f_0$ , определяется только его параметрами  $L_0, C$ . Если изменять напряжение отражателя  $U_R$  или резонатора  $U_0$  в небольших пределах, то угол пролета  $\Theta$  перестает быть равным  $2\pi(n + 0,75)$ . В этом случае наводимый в резонаторе ток и переменное напряжение на резонаторе не совпадают по фазе, вследствие чего в резонатор будет вноситься добавочная емкостная или индуктивная проводимость  $B_{эл}$ . Это приведет к изменению частоты клистронного генератора. Связь между частотой автоколебаний, параметрами резонатора и пучка выражается формулой

$$f = f_0 \cdot \left( 1 + \frac{B_{y\bar{e}}}{2 \cdot G_{y\bar{e}} \cdot Q_i} \right) \quad (2.28)$$

Для практических целей удобно выразить зависимость частоты генерируемых колебаний от одного из постоянных напряжений, приложенных к электродам клистрона  $f = \varphi(U_0)$  или  $f = \psi(U_R)$ . Производить изменение частоты клистрона путем изменения напряжения на резонаторе нецелесообразно, так как в цепи резонатора протекает большой ток. Управление частотой клистрона путем изменения напряжения на отражателе представляет большой интерес, так как при высоком напряжении  $U_R$  ток в цепи отражателя практически равен нулю.

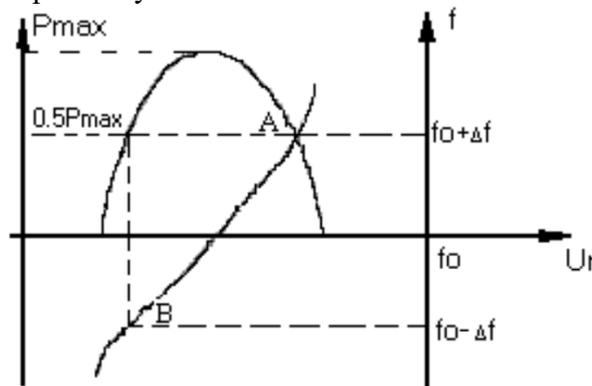


Рисунок 2.7 – Зависимость  $P_{max}$  от напряжения на отражателе

После замены  $\frac{B_{эл}}{G_{эл}}$  формуле (2.28) можно придать вид (2.29)

$$f = f_0 \left\{ 1 - \frac{1}{Q_n} \cdot \operatorname{tg} \left[ \frac{2\pi \cdot (n + 0.75)}{U_0 + |U_R|} \Delta U_R \right] \right\}. \quad (2.29)$$

Здесь  $U_R$  – изменение напряжения на отражателе относительно напряжения, соответствующего центру зоны генерации –  $U_R$ . Из уравнения (2.29) следует, что частота колебаний в пределах зоны генерации изменяется по закону тангенсоиды (рисунок 2.7). Важными параметрами характеристики электронной настройки являются: крутизна и диапазон электронной настройки. Под крутизной электронной настройки понимают изменений частоты генератора при изменении напряжения на отражателе на 1 В (в

пределах линейного участка А-Б характеристики (рисунок 2.7). Крутизна электронной настройки связана с добротностью нагруженного резонатора и напряжениями на электродах клистрона соотношением

$$\frac{\partial f}{\partial U_R} = f_0 \cdot \frac{\pi \cdot (n + 0.75)}{Q_H (U_0 + |U_R|)}$$

формула (2.30) получается из выражения (2.29) заменой  $tg\beta$  аргументом  $\beta$ , что возможно при  $\beta \leq \frac{\pi}{9}$ . В пределах линейного участка тангенсоиды это выполняется хорошо. Под диапазоном электродной настройки понимают ширину зоны генерации в МГц на уровне половинной мощности. Режим работы отражательного клистрона очень сильно зависит от связи резонатора клистрона с нагрузкой.

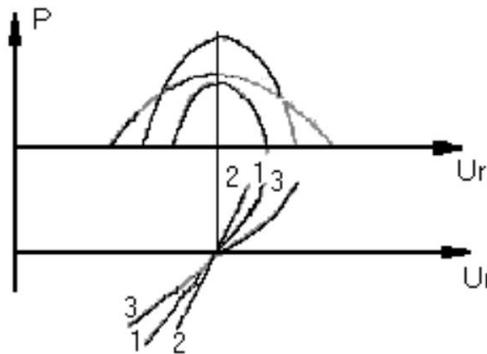


Рисунок 2.8 – Зависимость мощности и частоты от напряжения на частоте

На рисунке 2.8 приведены кривые зависимости мощности и частоты отражательных клистронов от напряжения отражателя при различных степенях связи резонатора клистрона с нагрузкой.

## 2.2 Содержание работы

### Домашнее расчетное задание

- Дайте определение и найдите выражение для скорости и ускорения. Покажите, что если начальную скорость частицы обозначить через  $v_0$ , конечную скорость через  $v$ , постоянное ускорение  $a$  и пройденное расстояние  $s$ .

- Электрон, имеющий скорость  $v_0$ , пролетает через сетку и попадает в область тормозящего поля. Вычислите время пролета электрона между первым и вторым прохождением через сетку.

- Определить время, необходимое ступке электронов для возвращения в резонатор, если расстояние от середины резонатора до отражателя, на который подано – 90 В, 8 мм. Рабочая частота 12 ГГц.

- Определить время, необходимое центральному электрону ступка для возвращения в резонатор отражательного клистрона, определить соответствующий угол пролета при генерировании колебаний на частоте 10 МГц в зоне с номером  $n=2$ .

- Почему угол пролета зазора резонатора в отражательном клистроне выбирается в пределах  $0,7 - 0,75\pi$  ?

- Почему наибольшая максимальная мощность в нагрузке отражательного клистрона наблюдается при параметре  $X=1,84$ , т.е. при значении, меньшем значения параметра группирования, соответствующего максимальной электронной мощности?

- Найти амплитуду переменного напряжения на сетках резонатора отражательного клистрона, установившуюся в процессе генерирования колебаний при параметре группирования, равном двум в середине зоны с номером  $n=3$ , если угол пролета зазора резонатора равен  $0,7\pi$ , а напряжение на резонаторе равно 310 В.

### 2.3 Описание лабораторной установки

Схема лабораторной установки приведена на рисунок 2.9. Исследуется клистрон (К-20), основные данные которого приведены выше в таблице 2.1.

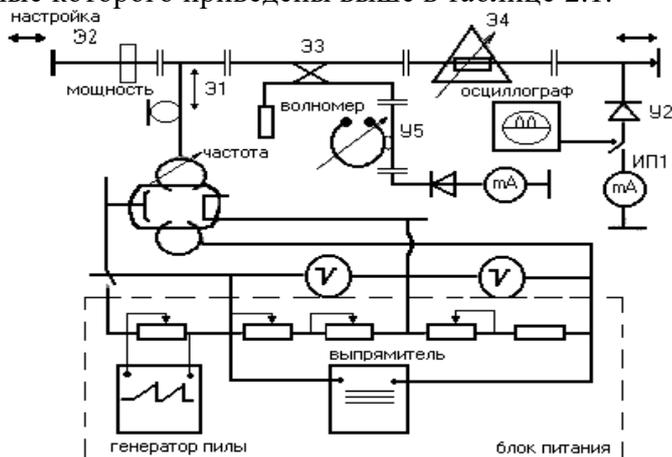


Рисунок 2.9 – Схема лабораторной установки

Установка состоит из блока генератора и блока модулятора. В блоке генератора находятся исследуемый клистрон –  $У1$ , элементы его настройки ( $Э1$ ,  $Э2$ ), направленный ответвитель –  $Э3$ , аттенюатор –  $Э4$ , частотомер –  $У5$ , детекторная секция –  $У2$ .

Регулировка величины высокочастотной мощности, отдаваемой клистроном, осуществляется изменением степени погружения высокочастотного вывода в волновод ( $Э1$ ). Изменение частоты клистрона в значительных пределах осуществляется посредством деформации стенок резонатора, и выведено на панель блока генератора ручкой с надписью – **УСТАНОВКА ЧАСТОТЫ**. Перемещением коротко замыкающего поршня в генераторной секции (ручка **НАСТРОЙКА ГЕНЕРАТОРА**) осуществляется дополнительная подстройка клистрона.

Поданная в волновод мощность через регулируемый аттенюатор  $Э4$  поступает на детекторную секцию –  $У2$  для измерения, а часть её с помощью направленного ответвителя  $Э3$  поступает во вспомогательный волновод для измерения частоты частотомером  $У5$ . Индикация резонанса производится по минимуму показания микроамперметра –  $Ш13$ , связанного с детекторной головкой  $У4$ . Объясняется это тем, что в момент резонанса часть энергии поступает на частотомер, а на детекторе соответственно уменьшается. Абсолютное значение частоты определяется с помощью градуировочного графика (рисунок 2.10).

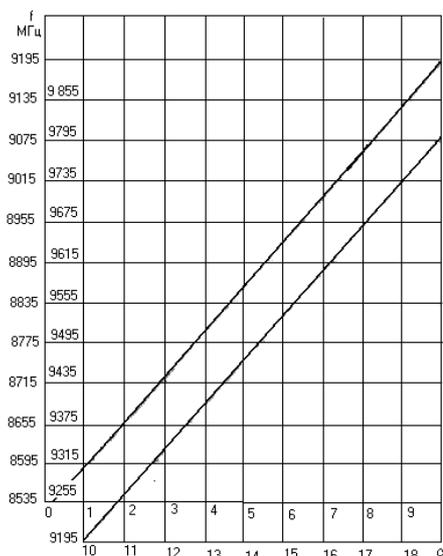


Рисунок 2.10 – Градуировочный график

В блоке модулятора находится выпрямитель для питания клистрона, а также схема, осуществляющая модуляцию ВЧ-колебаний клистрона изменением напряжения на его отражателе. Напряжение на отражателе клистрона измеряется вольтметром ИПЧ, подключаем к контрольным клеммам НАПРЯЖЕНИЕ ОТРАЖАТЕЛЯ блока модулятора. Кроме отрицательного постоянного напряжения в положении ВКЛ. МОДУЛЯТОР переключателя  $\Pi_1$  на отражатель клистрона подается пилообразное напряжение, а в положении ВЫКЛ. МОДУЛЯТОР на отражателе имеется только постоянное напряжение. Амплитуда пилообразного напряжения регулируется с помощью потенциометра. Ручка регулировки вынесена на переднюю панель с надписью ГЛУБИНА МОДУЛЯЦИИ. При подаче на отражатель клистрона пилообразного и постоянного напряжения возникает генерация клистрона, когда сумма мгновенного значения пилообразного напряжения и отрицательного постоянного напряжения оказывается равной напряжению в пределах зоны генерации. Напряжение, подаваемое с детектора У.2, просматривается на экране осциллографа и, так как характеристика детектора при малых напряжениях практически квадратичная, изображение на экране осциллографа представляет собой зависимость мощности клистрона  $P_{\text{вых}}$  от модуля напряжения на отражателе  $|U_R|$ . Изменяя амплитуду пилообразного напряжения (ручка ГЛУБИНА МОДУЛЯЦИИ), можно изменять число наблюдаемых зон генерации, и используя регулировку НАПРЯЖЕНИЕ ОТРАЖАТЕЛЯ исследовать каждую зону в отдельности. При настройке волномера в резонанс на видеоимпульсе появляется провал, соответствующий частоте настройки волномера.

#### 2.4 Порядок выполнения работы и методические указания

- Ознакомиться со схемой установки и устройством клистрона (К-20). Ознакомиться с аппаратурой, служащей для измерения длины волны, генерируемой мощности, а также с другими элементами высокочастотного тракта.

- Воспользовавшись паспортным значением частоты колебаний для исследуемого клистрона, а также необходимыми геометрическими размерами (табл.2.1), рассчитать и построить по соотношению (2.7в) теоретические зоны возбуждения. Расчет провести в диапазоне значений ускоряющего (анодного) напряжения от  $0,5 U_0$  до  $U_0$ , где  $U_0$  - рабочее напряжение на резонаторе (задается преподавателем). Номер зон  $n$ , для которых следует

проводить расчет, определяются исходя из рабочего напряжения  $U_0$  и предельно допустимого напряжения на отражателе (формула 2.7в, табл. 2.1).

- Включить с разрешения преподавателя блок питания клистрона. Для этого вывести полностью аттенюатор А, переключатель П1 поставить в положение ВЫКЛ. МОДУЛЯТОР. Включить тумблер СЕТЬ. Прогреть 5 мин. и подать высокое напряжение  $U_c$ ,  $U_R$ .

- Снять зависимости генерируемой мощности от потенциала отражателя для всех зон генерации при 2-х значениях напряжения на резонаторе (напряжение на резонаторе  $U_0$  рекомендуется выбирать в пределах 200-300 В). Отсчет мощности вести в относительных единицах по микроамперметру, соединенному с кристаллическим детектором  $J_{дет} \approx P_{вых}$ . Снятие точек производить в пределах областей возбуждения возможно чаще. Точно зафиксировать значения  $U_R$ , соответствующие центрам зон генерации, т.е. они, будут использованы в следующем пункте.

- Определить номера зон генерации, снятых в п. 4.4. Для этого следует воспользоваться формулой (2.7), преобразовав её к следующему виду  $(n + 0.75) \cdot (U_0 + |U_{R1}|) = [(n - 1) + 0.75] \cdot (U_0 + |U_{R2}|)$   $|U_{R1}| < |U_{R2}|$  Зоне с номером  $n$  соответствует напряжение на отражателе  $U_{R1}$  (напряжение в центре зоны), причем  $f = \psi(U_R)$ .

- Выбрав самую широкую по значениям  $U_R$  зону генерации, снять зависимость частоты от напряжения отражателя, построить график и определить величину крутизны электронной настройки.  $f = \psi(U_R)$  Пользуясь формулой (2.13), определить нагруженную добротность клистрона, рассчитать и построить теоретическую кривую по формуле (2.12). Сравнить экспериментальные и теоретические кривые.

- Определить диапазон электронной настройки, для чего необходимо измерить частоту клистрона в точках зоны, соответствующих  $0.5P_{max}$ .

- Определить диапазон механической перестройки частоты клистрона. Для этого, поставив ручку УСТАНОВКА ЧАСТОТЫ в два крайних положения, замерить частоту в центре зоны генерации с помощью волномера.

- Определить величину пускового тока для различных зон генерации клистрона. Для этого установить напряжение на резонаторе  $U_0$  (200 В, 250 В, 300 В) и напряжением на отражателе получить максимум мощности в зоне генерации. Затем напряжением  $U_0$  вывести мощность на край зоны. Изменяя  $U_0$  до момента появления тока детектора (наличие генерации), снять показания для пускового тока и прибора, регистрирующего величину тока резонатора.

- Перевести переключатель П2 в положение ОСЦ, и подать напряжение с детектора на экран осциллографа. Используя регулировки НАПРЯЖЕНИЕ ОТРАЖАТЕЛЯ и ГЛУБИНА МОДУЛЯЦИИ, просмотреть на экране осциллографа и снять эпюры зон генерации клистрона. Пункт 4.7 можно выполнять с помощью осциллографа.

### 3 ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНЕТРОНА

Магнетроны находят широкое применение в качестве высокоомощных генераторов дециметрового, сантиметрового и миллиметрового диапазонов длин волн, в выходных каскадах радиолокационных передатчиков, в навигационной аппаратуре, бортовых системах поиска и слежения, дистанционного зондирования, а также в технике промышленного и бытового СВЧ-нагрева.

**Цель работы:** изучение физических процессов, протекающих в магнетроне и экспериментальное исследование характеристик и параметров магнетрона. Исследуется пакетированный многорезонаторный магнетрон трехсантиметрового диапазона волн непрерывного режима работы.

#### 3.1 Общие вопросы теории

##### Определение скорости и траектории электронного потока в магнетроне

Уравнение движения электрона в скрещенных полях ( $\vec{E} \perp \vec{B}$ ) имеет вид

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = \frac{-e}{m_0} \left\{ \vec{E} + [\vec{v} \cdot \vec{B}] \right\}, \quad (2.1)$$

где  $\mathbf{E}$  – вектор напряженности электрического поля,  $\mathbf{B}$  – вектор магнитной индукции,  $\mathbf{v}$  – вектор скорости движения электронов,  $e$  – заряд электрона,  $m_0$  – масса покоя электрона.

Решением уравнения (2.1) в декартовой системе координат для случая магнетронного генератора будет уравнение циклоиды (частный случай трохойды):

$$x = x_0 + \frac{E}{B} t - \frac{m_0 \cdot E}{e \cdot B^2} \sin \omega_{\text{ц}} \cdot t, \quad y = -\frac{m_0 \cdot E}{e \cdot B^2} (1 - \cos \omega_{\text{ц}} \cdot t), \quad z = z_0. \quad (2.2)$$

В декартовой системе координат катод магнетрона лежит в плоскости  $y_0 = 0$ , скорости начальные электронов отсутствуют, движение идет вдоль оси  $x$ , траектории движения лежат в плоскости  $z = z_0$ . В (2.2)  $\omega_{\text{ц}}$  – круговая циклотронная частота

$$\omega_{\text{ц}} = \frac{e \cdot B}{m_0}; \quad (2.3)$$

где  $m_0 = 9,11 \cdot 10^{-31}$  кг и  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл.

Радиус катящегося круга 
$$R = \frac{m_0 \cdot E}{e \cdot B^2} = \frac{v_{\text{ц}}}{\omega_{\text{ц}}}. \quad (2.4)$$

Скорость центра круга, движущегося без скольжения

$$v_{\text{ц}} = E / B, \quad \text{где } E = U_0 / d \text{ кВ / м} \quad (2.5)$$

Полное время полета электрона, находящегося на ободке колеса, от катода к вершине циклоиды и обратно к катоду равно

$$t_{\text{н}} = \frac{2 \cdot \pi}{\omega_{\text{ц}}} = \frac{2 \cdot \pi \cdot m_0}{e \cdot B}. \quad (2.6)$$

Для магнетрона катод лежит в плоскости  $y_0 = 0$ , начальные скорости электронов с катода отсутствуют, решение имеет вид:

$$x = x_0 + v_{\text{ц}} t - R \sin \omega_{\text{ц}} t; \quad y = -R (1 - \cos \omega_{\text{ц}} t); \quad z = z_0. \quad (2.7)$$

Движение электрона происходит в плоскости  $(x, y)$  по траектории, называемой циклоидой. Циклоида — кривая, описываемая точкой окружности, катящейся без скольжения по прямой линии (если точка находится на плоскости или вне круга, то

описываемая ею кривая называется трохоидой, или, в первом случае, укороченной циклоидой, во втором случае — удлинённой циклоидой). Различные виды циклоиды показаны на рисунке 3.1.

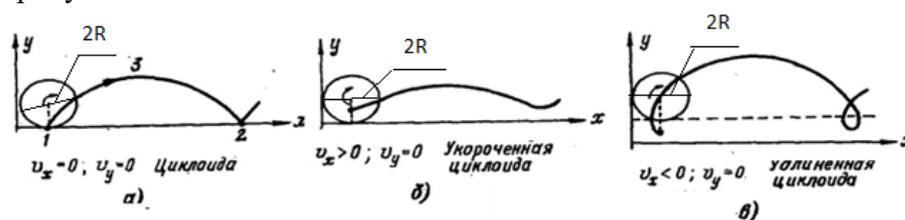


Рисунок 3.1 – Формы траекторий движения электрона в зависимости от его местонахождения на плоскости катящегося без скольжения круга

При движении в статистических полях между магнитной индукцией и напряжением на аноде устанавливается зависимость, называемая критической связью. Эта зависимость описывается кривой, называемой параболой критического режима, при движении по которой вершина циклоиды касается анода. Критическое магнитное поле, при котором в статическом режиме прекращается анодный ток магнетрона. Для плоской конструкции  $B_{кр}$  определяется из условия (2.8), для цилиндрической конструкции определяется из условия (2.8а):

$$B_{кр} = \frac{1}{d} \sqrt{\frac{2m}{e}} U_a \quad (2.8) \quad \text{и} \quad B_{кр} = \frac{6,75 \cdot 10^{-2} \cdot \sqrt{U_{акр}}}{r_a \cdot [1 - (\frac{r_k}{r_a})^2]}, \quad (2.8a)$$

где  $U_{а кр}$  – критическое напряжение на аноде,  $d$ -расстояние между анодом и катодом.

### Конструкция магнетрона

Многорезонаторный магнетрон является одним из основных типов автогенераторов большой и средней мощности сантиметрового диапазона.

Магнетрон – двух электродная лампа цилиндрической конструкции (рисунок 3.2), помещенная между полюсами постоянного магнита, создающего поле  $B_0$ . Анодный блок 1 выполняется в виде цепочки резонаторов различной формы сечения, свернутой в кольцо. Между анодом и катодом - 2 образуется кольцевая полость, называемая пространством взаимодействия - 3, в которой движется электронный поток - 4. Резонаторы связаны между собой через пространство взаимодействия, поэтому вывод высокочастотной энергии - 5 осуществляется из любого одного (конструктивно удобного) резонатора.

На анод относительно катода подается постоянное напряжение  $-U_a$ , которое в пространстве взаимодействия создает напряженность электрического поля –  $E_0$ .

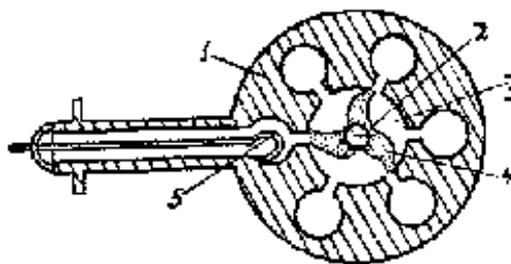


Рисунок 3.2 – Схема устройства многорезонаторного магнетрона

## Режимы работ и характеристики в отсутствии генерации

Для работы магнетрона необходимо выполнение синхронизма скоростей, т.е. равенство средней фазовой скорости волны в замедляющей системе и скорости электрона,  $V_0$  (скорость центра катящегося круга)  $V_{ц} = V_{фнм}$  или

$$\frac{E}{B} = \frac{\omega_n \cdot (r_a + r_k)}{(n + m \cdot N) \cdot 2} = \frac{\omega_n \cdot r_{cp}}{(n + m \cdot N)}. \quad (2.9)$$

Из (2.9) величина напряжения на аноде, удовлетворяющая условию самовозбуждения для любого вида колебания, где  $n=0,1,2,\dots,N/2$  и любой гармоники  $m=1,2$ , имеет вид

$$U_{nm} = \frac{\omega_n \cdot (r_a^2 - r_k^2)}{2 \cdot (n + m \cdot N)} \cdot B. \quad (2.10)$$

На электрон в магнетроне действует электрическая сила  $F_e = -eE_0$ , направленная от катода к аноду, и магнитная сила  $F_m = e[V_0 B_0]$ , направленная к катоду, но ещё на электрон, обладающий угловой скоростью, действует центробежная сила, направленная к аноду и не зависящая от магнитного поля. Учет этих сил позволяет определить пороговое анодное напряжение, при котором существует генерация, и величина его  $U_{nm}$  определяется из (2.10)

$$U_{анор} = 1,01 \cdot 10^7 \cdot \left[ \frac{r_a}{(n + N) \cdot \lambda_n} \right]^2 \cdot \left[ B \cdot \left( 1 - \frac{r_k^2}{r_a^2} \right) \cdot \frac{(n + N) \cdot \lambda_n}{1,07} - 1 \right] [B]. \quad (2.11)$$

Здесь  $r_a, \lambda$  в сантиметрах,  $n = \pi$  (для  $\pi$  типа колебаний) и  $m=1$ .

Электронный коэффициент полезного действия в приборах типа М может быть найден при использовании одного из соотношений

$$\eta_e = 1 - \frac{2mU_a}{e(r_a - r_k)^2 B^2}. \quad (2.12)$$

В отсутствии магнитного поля ( $B=0$ ) магнетрон - обычная двух электродная лампа, в которой электроны движутся по радиальным направлениям (рис.2.3а). Под действием магнитного поля траектории электронов искривляются (рис.2.3б) и тем сильнее, чем больше величина приложенного магнитного поля.

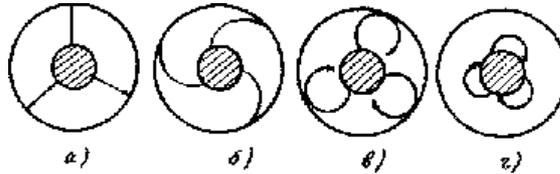


Рисунок 3.3 – Траектории электронов в магнетроне при различных величинах магнитного поля: а)  $B = 0$ ; б)  $B < B_{кр}$ ; в)  $B = B_{кр}$ ; г)  $B > B_{кр}$

При некотором значении  $B=B_{кр}$  (критическое) электроны, долетев до анода, не попадают на него, а возвращаются назад к катоду (рис.2в). При  $B>B_{кр}$  электроны возвращаются к катоду не долетев до анода, а затем снова от катода начинают движение. Траектории электронов в пространстве взаимодействия магнетрона носят циклоидальный характер, а направление - вдоль зазора резонатора в пространстве взаимодействия. Если построить зависимость анодного тока от индукции магнитного поля при  $U_0=const$ , то получится кривая как на рисунке 2.4. Из которой следует, что при некотором значении индукции  $B_{кр}$  анодный ток магнетрона становится равным нулю.

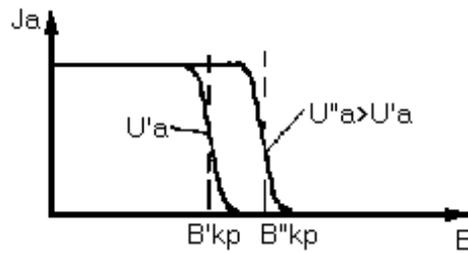


Рисунок 3.4 – Зависимость  $I_a$  тока в магнетроне от индукции магнитного поля

Большой практический интерес представляют зависимости анодного тока от анодного напряжения при  $B = \text{const}$  (рис. 2.5). Кривая при  $B = 0$  - характеристика обычного диода, подчиняется закону «степени 3/2».

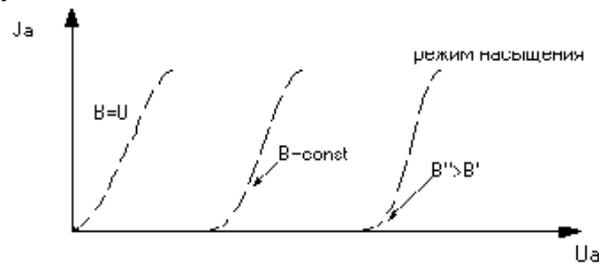


Рисунок 3.5 – Вольтамперные характеристики магнетрона

При наличии магнитного поля анодный ток появляется только при напряжениях  $U_0$ , для которых напряженность магнитного поля [1,2].

$$H < H_{кр} = 6.72(U_a)^{1/2} (r_a \xi)^{-1}, \quad (2.13)$$

где  $U_a$  в вольтах;  $r_a$ ,  $r_k$  - радиусы анода и катода соответственно, в сантиметрах;  $\xi = 1 - (r_k/r_a)^2$  - коэффициент размерности.

Чем больше установлена напряженность магнитного поля в магнетроне, тем выше должно быть взято анодное напряжение для появления анодного тока. Такое значение анодного напряжения называется критическим, а полученное из (2.32) выражение для него имеет вид:

$$u_{акр} = \left( \frac{1}{(6.72)^2} \right) \cdot (H_{кр})^2 \cdot r_a^2 \cdot \xi^2 \quad (2.14)$$

и, как видно, описывает кривую, называемую параболой критического режима (рис. 2.6). Заштрихованная область является областью тех значений, при которых все электроны попадают на анод.

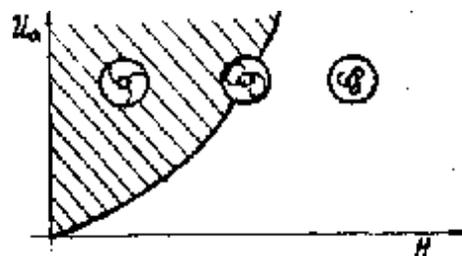


Рисунок 3.6 – Парабола критического режима магнетрона

## Виды колебаний в магнетроне

Как известно, поток электронов с катода неоднороден. В нем всегда присутствует составляющая тока с частотой, совпадающей с резонансной частотой резонаторов анодного блока. Это приводит к самовозбуждению высокочастотных колебаний в магнетроне.

Происходит это только при условиях:  $U_a < U_{a\text{кр}}$  при  $H_0 = \text{const}$ , или  $H_0 > H_{\text{кр}}$  при  $U_a = \text{const}$ , т.е. электронный поток не должен достигать анода при первом петлеобразовании. Поля, созданные в резонаторах при возбуждении магнетрона, сдвинуты по фазе на угол  $\phi$  относительно друг друга. Условие замкнутости цепочки резонаторов требует, чтобы при обходе вдоль периметра пространства взаимодействия полный сдвиг фазы был равен  $2\pi n$ , где  $n$  – целое число. Если число резонаторов  $N$ , то это условие запишется в виде:  $\phi \cdot N = 2 \cdot \pi \cdot n$ . Откуда следует, что разность фаз полей между резонаторами может принимать только дискретные значения

$$\phi = 2 \cdot \pi \cdot n / N, \quad (2.15)$$

где:  $n=0, 1, 2, \dots, N/2$  – число длин волн вдоль периметра анодного блока.

При  $n=N/2$  фазовый сдвиг,  $\phi = \pi$  т.е. резонаторы возбуждаются в противофазе. Такое колебание называется  $\pi$ -видом и наиболее часто используется в магнетронах. На рисунке 3.7 показано распределение поля  $E_{\sim}$  в пространстве взаимодействия на  $\pi$ -виде.

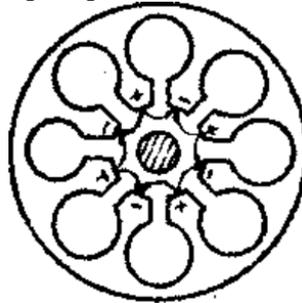


Рисунок 3.7 – Распределение высокочастотного поля  $E_{\sim}$  в магнетроне при колебаниях  $\pi$ -вида

В магнетроне на движение электронов оказывают влияние помимо постоянных полей ещё и высокочастотные электрические поля резонаторов. Это влияние приводит к группировке электронов и отбору энергии от групп.

## Движение электронов в работающем магнетроне

Рассмотрение механизма группировки электронов в магнетроне лучше всего проделать на плоской модели прибора (рис. 2.8). На рисунке 2.8а изображено высокочастотное электрическое поле резонаторов, соответствующее фиксированному моменту времени и имеющее радиальную  $E_r$  и тангенциальную  $E_{\tau}$  составляющие, которые периодически изменяются по периметру анода (рисунок 3.8).

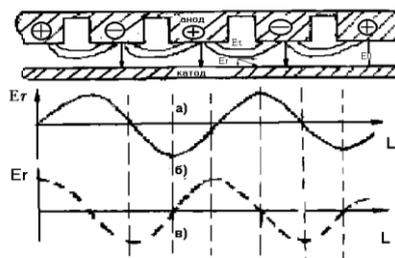


Рисунок 3.8 – Изменение тангенциального и радиального электрического поля вдоль периметра анода магнетрона

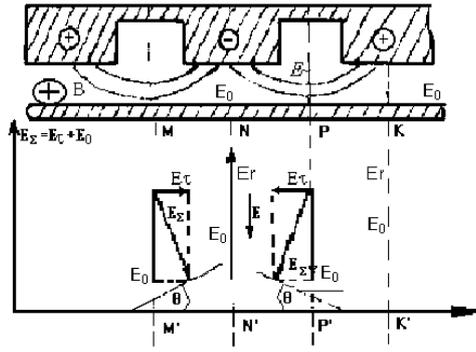


Рисунок 3.9 – Суммарное электрическое поле  $E_{\Sigma}$  в различных точках пространства взаимодействия

Итак, кроме переменного  $E_{\perp}$ , между анодом и катодом существует постоянное поле  $E_0$ . Тогда суммарное электрическое поле  $E^{\Sigma} = E_0 + E_{\perp}$  в различных точках пространства взаимодействия имеет различную величину и направление (рисунок 3.8б). Действие суммарного электрического поля на электрон сводится к изменению его скорости и направления движения. Согласно рисунку 3.9, в плоскостях  $MM'$  и  $PP'$  скорости электронов выше, чем в плоскости  $NN'$ , но меньше, чем в плоскости  $KK'$ . На движущиеся электроны действует постоянное магнитное поле  $B_0$  так, что магнитная сила  $F_m = e \cdot [v \cdot B]$  отклоняет электроны в разных направлениях. В плоскости  $MM'$  сила  $F_m$  направлена от катода к аноду под некоторым углом; в плоскости  $NN'$  и  $KK'$  - параллельно электродам; в плоскости  $PP'$  - к катоду под некоторый угол.

Учитывая направление и величину  $F_m$  в разных плоскостях, можно отметить, что самые быстрые электроны плоскости  $KK'$  сносятся к электронам плоскости  $MM'$ , а электроны из плоскости  $NN'$ , имея минимальную скорость, как бы затормаживаются и оказываются настигнутыми электронами из плоскости  $MM'$ . Следовательно, в результате взаимодействия с радиальной составляющей переменного поля  $E_r$  электронный поток группируется в сгустки (рисунок 3.10).

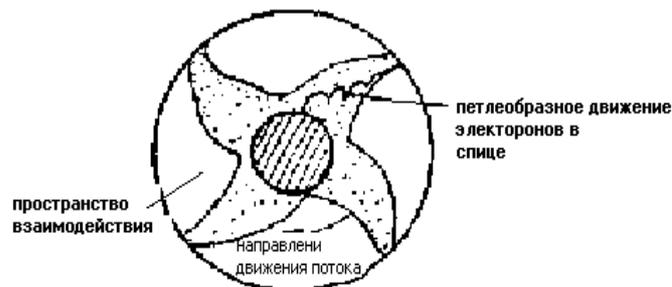


Рисунок 3.10 – Сгустки электронов в магнетроне имеют спицеобразный вид

### Условия синхронизации. Рабочая область

Группа электронов, оказавшаяся в плоскости  $MM'$ , движется против тангенциального переменного поля, тормозится, отдавая энергию СВЧ полю. Такое взаимодействие электронов с тангенциальной составляющей поля возможно при равенстве скоростей движения электронов  $v_0$  и высокочастотного поля  $v_{\tau}$ . Это условие называется условием синхронизации скоростей  $v_0 = v_{\tau}$ .

Выражая скорость электронов в виде

$$v_0 = 5.96 \cdot 10^7 \cdot \sqrt{U_{ac}} \quad (2.16)$$

Скорость движения электромагнитного поля от щели до щели резонатора

$$v_{\tau} = \frac{4 \cdot \pi \cdot c \cdot r_a}{N \cdot \lambda} = \frac{\omega \cdot r_a}{n \cdot \lambda}, \quad (2.17)$$

где  $c$  – скорость света;  $N$  – число резонаторов;  $\lambda$  – длина волны в рабочем режиме. Из соотношений (2.16) и (2.17) получим выражение для потенциала синхронизации  $U_{ac}$ , т.е. напряжение на аноде, при котором выполняется условие синхронизации:

$$U_{ac} = 4,04 \cdot 10^7 \left( \frac{r_a}{N \cdot \lambda} \right)^2. \quad (2.18)$$

Этому напряжению соответствует некоторая минимально необходимая для работы магнетрона напряженность магнитного поля  $H_{кр(\min)}$ . Когда напряженность поля превышает  $H_{кр(\min)}$ , условие синхронизации может выполняться в целой области значений напряжения на аноде  $U_a$ , больших некоторого порогового значения напряжения  $U_{анор}$ . Для колебаний различных видов и гармоник, а также для колебания  $\pi$ - вида пороговое напряжение определяется в виде

$$U_{анор, \text{синх}} = \frac{1884H}{N \cdot \lambda} \cdot (r_a^2 - r_k^2) - 4,04 \cdot 10^7 \cdot \left( \frac{r_a}{N \cdot \lambda} \right)^2, \quad (2.19)$$

где напряженность  $H$  подставляется в эрстедах, размеры и длина волны в сантиметрах. Пороговое напряжение выше потенциала синхронизации. Таким образом, рабочая область напряжений в магнетроне определена пределами:  $U_{анор} \leq U_a \leq U_{акр}$  при  $B = const$ .

Очевидно, выражение (2.19) есть уравнение прямой линии в координатах  $U_a, H$ , которая окажется касательной к параболе критического режима в точке пересечения параболы с потенциалом синхронизации (рисунок 3.11). Заштрихованная область на рисунке 3.11 – рабочая, не заштрихованная – не рабочая область.

При фиксированной напряженности магнитного поля с изменением напряжения  $U_a$  в рабочей области изменяется ток магнетрона  $I_0$ . Связь  $U_a, I_a, H$  дает выражение для вольтамперной характеристики магнетрона [1].

$$U_a = \frac{1884 \cdot H \cdot (r_a^2 - r_k^2)}{N \cdot \lambda} - \frac{2 \cdot U_{ac}}{\left[ 1 + \frac{21300}{N \cdot \lambda \cdot H} \right]^2} + \left[ \frac{2900 \cdot I_a \cdot N \cdot H \cdot (r_a - r_k)^4}{h \cdot r_a^2 \cdot \sqrt{U_a}} \right]^{2/3} \quad (2.20)$$

где  $h$  – высота анодного блока, в сантиметрах.

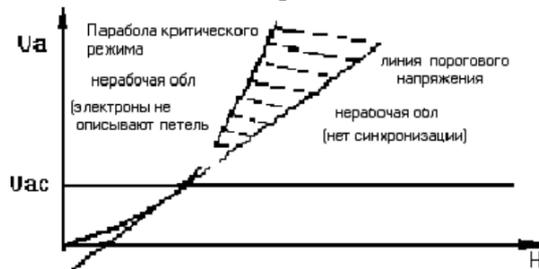


Рисунок 3.11 – Рабочая область магнетрона заштрихована

## Рабочие характеристики магнетрона

В практике эксплуатации магнетронов пользуются рабочими характеристиками, позволяющими установить такой режим работы магнетрона, при котором получаются требуемые значения мощности, К.П.Д. ( $\eta_{эл} = 1 - \frac{U_a \cdot 2m}{B^2 \cdot e d^2}$ ) и частоты ( $f$ ). Рабочие характеристики магнетрона определяют зависимость выходной мощности –  $P_{вых}$  и К.П.Д. –  $\eta$  от напряжения на магнетроне  $U_a$ , анодного тока  $I_a$  и магнитной индукции  $B$  (рисунок 3.12). Снимаются эти характеристики при постоянной согласованной внешней нагрузке. Кривые на рисунке 3.12 называются соответственно линиями постоянной мощности, линиями постоянного К.П.Д.

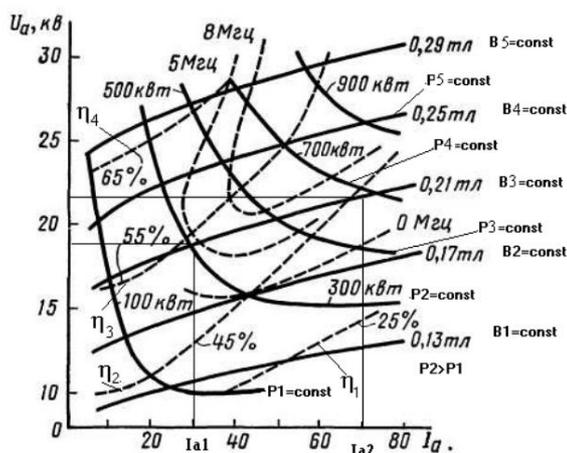


Рисунок 3.12 – Рабочие характеристики магнетрона

Линии постоянной магнитной индукции. Так как исследуемый магнетрон имеет фиксированную величину  $B$  из семейства зависимостей (рисунок 3.12) можно экспериментально снимать только по одной характеристике.

Электрический режим магнетрона влияет на генерируемую частоту. Примерная зависимость  $f = \psi(I_a)$  при постоянной нагрузке имеет вид, показанный на рисунке 3.13. Уход частоты, обусловленный изменением тока на один ампер, называется электронным смещением частоты. Иногда снижается зависимость частоты от напряжения на аноде, но при этом следует учитывать, что диапазон изменяемых напряжений мал по сравнению с изменением анодного тока (рисунок 3.12).

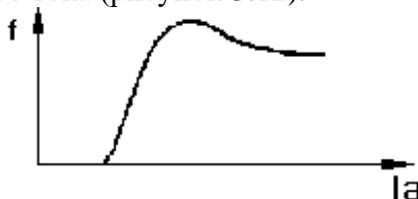


Рисунок 3.13 – Характеристика электронного смещения магнетрона

## Нагрузочные характеристики магнетрона

Нагрузочные характеристики связывают мощность и частоту колебаний магнетрона с импедансом нагрузки  $Z_H$  при постоянном значении  $U_a$  (или  $I_a$ ) и магнитной индукции. Оценки этих зависимостей можно получить из анализа [4] эквивалентной схемы магнетрона (рисунок 3.14), где резонатор, работающий на  $\pi$ -виде колебаний, представлен сосредоточенными параметрами индуктивностью –  $L_0$ , емкостью –  $C_0$ , резонансной проводимостью –  $G_0$ . Сопротивление нагрузки генератора, линия передачи и устройство связи даны элементами  $Y_H$ ,  $Y_0$  и  $M$  соответственно. Электронный поток представлен электронной проводимостью  $Y_{эл}$ , соответствующей отношению первой гармоники наведенного тока к амплитуде СВЧ – напряжения на контуре. Трансформируя

сопротивление нагрузки в контур генератора, получим выражения для частоты и мощности колебаний генератора в зависимости от модуля  $|\Gamma|$  и фазы  $\phi$  комплексного коэффициента отражения  $\Gamma$ , характеризующего нагрузку

$$f = f_0 - 1.2 \cdot F_3 \cdot 2 \cdot |\Gamma| \cdot \sin(\phi) / \left[ 1 + |\Gamma|^2 + 2 \cdot |\Gamma| \cos(\phi) \right] \quad (2.21)$$

$$P = P_0 \cdot (1 - |\Gamma|^2) / \left[ 1 + |\Gamma|^2 + 2 \cdot |\Gamma| \cdot \cos(\phi) \right], \quad (2.22)$$

где  $|\Gamma| = (K_{св} - 1) / (K_{св} + 1)$ ,

$f_0$  – собственная частота резонаторной системы,

$F_3$  – коэффициент затягивания, определяемый экспериментально при  $|\Gamma| = 0,2$ ,

$P_0$  – мощность СВЧ колебаний магнетрона при полном согласовании  $|\Gamma| = 0$ ;

$\phi$  – фаза определяется электрической длиной  $L_{min}$  от условного конца волноводного тракта до первого минимума стоячей волны  $\phi = 2\pi \cdot L_{min} / \lambda$ . На практике величина  $L_{min}$  измеряется как положение одного из выбранных минимумов относительно произвольного начального положения (например, от начала линии).

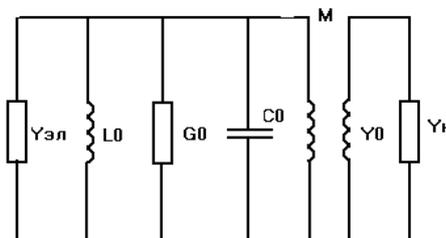


Рисунок 3.14 – Эквивалентная схема магнетрона

## 3.2 Содержание лабораторной работы

### Расчетное задание и методические указания

Студент должен выбрать исходные данные для расчетов параметров и характеристик из табл. 3.1 и 3.1а, Приложения 1.

- Рассчитать по формуле (2.3) круговую циклотронную частоту; по формуле (2.4) – радиус круга, описывающего циклоиду; по формуле (2.5) – скорость центра круга, движущегося без скольжения; рассчитать для цилиндрической конструкции из условия (2.8а) критическое магнитное поле, при котором в статическом режиме прекращается анодный ток магнетрона.

- Определить параметры режимов работы в магнетроне:  $U_{апор}$  при  $n=N/2$  (2.11); электронный коэффициент полезного действия (2.12); Рассчитать параболу критического режима, пользуясь формулами (2.13) или (2.14).

- Определить условия синхронизации: определить скорость электронов в магнетроне в пространстве взаимодействия, используя формулы (2.16) и (2.17).

- Рассчитать значение  $U_{а синх}$  по формуле (2.18); Рассчитать  $U_{апор синх}$  по формуле (2.19).

- Изменяя ток от нуля до значения на 20% больше заданного, построить вольтамперную характеристику магнетрона (2.20).

### Описание структурной схемы установки

Структурная схема установки изображена на рисунке 3.15. В работе используется типовая измерительная аппаратура трёхсантиметрового диапазона. Высокочастотный тракт установки состоит из магнетрона (1), измерительной линии типа P1-4 (2), регулируемых аттенюаторов (3) и (5), двух шайбового трансформатора полных сопротивлений (4),

резонансного частотомера типа Ч2-32 (6) и измерителя мощности на основе детекторной секции (8), проградуированной при затухании, вносимом каждым из аттенюаторов по 25 дБ. Питание магнетрона осуществляется прибором УИП-1. Регулировка анодного напряжения производится с помощью ручек, находящихся на правой половине передней панели прибора УИП-1, при этом декадный переключатель напряжений должен стоять в крайнем правом положении.

Особенностью работы магнетронов является необходимость снижения напряжения накала с 6,3 В при прогреве до 5 В при подаче анодного напряжения. Для выполнения этого напряжения с УИП-1 на магнетрон подаются через приставку (рисунок 3.16). Очевидно, что величина напряжения накала снижается автоматически с подачей анодного напряжения.

Магнетрон в горячем режиме должен охлаждаться, для этого используется вентилятор 7. Между измерительным генератором и магнетроном находится измерительная линия Р1-4 (2), предназначенная для измерения коэффициента стоячей волны  $K_{св} = \psi(f)$  и фазы коэффициента отражения  $-L_{min} = \psi(f)$  в диапазоне частот.

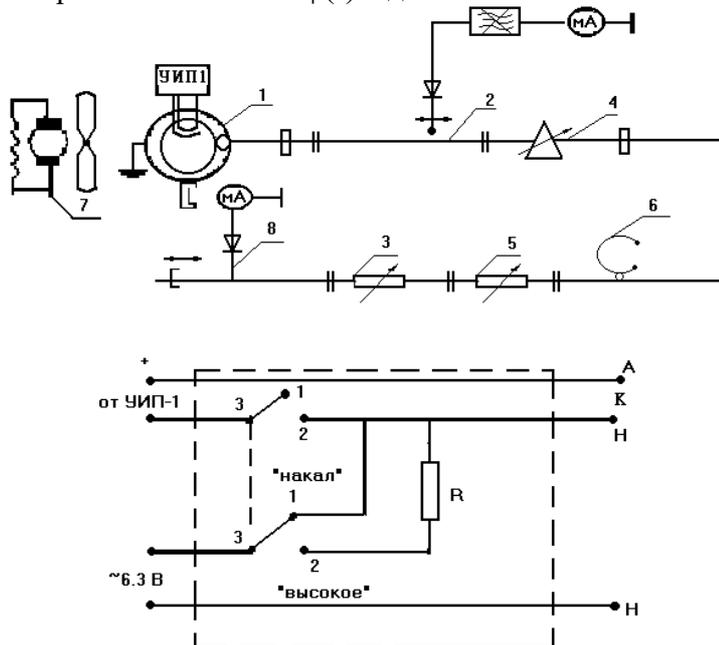


Рисунок 3.15 – Схема снижения накала магнетрона при подаче высокого напряжения

### Выполнение работы и методические указания

- Ознакомиться с принципом работы и правилами эксплуатации приборов типа Р1~4, Ч2-32
- Проверить надежность фланцевых соединений узлов и элементов СВЧ-тракта.
- На передней панели УИП-1 поставить переключатель «400-600 В» в положение «600», ручку декадного переключателя - в крайнее правое положение, ручку плавной регулировки напряжения - в крайнее левое положение.
- Включить вентилятор в сеть, направив его на магнетрон. Установить начальное положение регулируемых аттенюаторов на 25 дБ.
- Переключатель на приставке НАКАЛ - ВЫСОКОЕ поставить а положение НАКАЛ, а тумблер ВКЛ.- ВЫКЛ, на УИП-1 в положение ВКЛ. Прогреть магнетрон 5 мин.
- Переключатель в приставке НАКАЛ - ВЫСОКОЕ поставить в положение ВЫСОКОЕ. Ручкой ПЛАВНО (УИП-1) изменять напряжение на магнетроне до появления тока магнетрона. Появление тока связано с началом генерации. Зафиксировать напряжение на аноде при значении тока  $I_a = 0,5$  мА. С помощью регулируемого аттенюатора 3 и трансформатора сопротивлений 4 добиться минимального значения коэффициента стоячей волны  $K_{св}$  ( $K_{свmin} < 1.2$ ). Значения  $K_{св}$  определяется с помощью измерительной линии 2.

- Определить диапазон анодных напряжений, при которых происходит генерация магнетрона. Сравнить экспериментальные результаты с расчетными, нанося экспериментальные значения анодного напряжения на построенные теоретические зависимости  $U_a = \psi(H)$ . Убедиться при этом, что полученные значения напряжений лежат в области, разрешенной для  $\pi$ -вида колебания.

- Снять зависимость величины мощности  $P_{\text{вых}}$  от  $U_a$  и  $I_a$  анодного напряжения и величины анодного тока. Одновременно при этом измерять частоту магнетрона. Примечание: Если есть ток магнетрона, то следует уменьшить величину затухания, вносимого аттенюаторами 3 и 5. При изменении мощности учитывать величину затухания, вносимого аттенюаторами.

- Установить трансформатором сопротивлений значение  $K_{\text{св}}$  равное 1,4. Изменяя фазу отраженной волны  $\varphi_{\text{с}}$  помощью диэлектрического трансформатора 4, измерить  $L_{\text{min}}$ , значение частоты и мощности колебаний магнетрона. Результаты измерений занести в таблицу. Провести аналогичные измерения для  $K_{\text{св}} = 1,6; 1,8$ .

- Переключатель приставки НАКАЛ-ВЫСОКОЕ поставить в положение НАКАЛ, тумблер ВКЛ - ВЫКЛ в положение ВЫКЛ. Блок УИП-1 и вентилятор выключить из сети.

- По результатам пункта рассчитать, и построить зависимость к.п.д. от напряжения на аноде  $\eta = \psi(U_a)$ .

- По результатам пункта 3.3.10 построить зависимости частоты и мощности магнетрона от фазы коэффициента отражения. Определить значение коэффициента затягивания частоты.

Таблица П1.1

Параметры исследуемого магнетрона

№ варианта	Радиус анода	Радиус катода $r_k$	N	h	H	$\lambda$	$U_0$	$I_0$
	мм	мм	шт	мм	эрстед	см	Вт	А
1	1,0	0,5	18	2	2000	3,2	900	2

Таблица П1.2

Расчетные данные зависимости сопротивления связи от длины волны  $R_{\text{св}}(\lambda_0)$

$\lambda_0$ , см	2,7	2,8	2,9	3,0	3,1	3,2	3,3	3,4	3,5	3,6	3,7
$R_{\text{св}}$ , Ом	14,6	15,7	16,8	18	19,2	20,5	21,8	23,1	24,5	25,9	27,4



## 4 ИССЛЕДОВАНИЕ УСИЛИТЕЛЬНОЙ ЛБВ ТИПА О

Целью работы является:

Изучение устройства, принципа работы, параметров и схем включения лампы бегущей волны – ЛБВ типа «О»;

Овладение методикой настройки лампы бегущей волны типа «О» и снятие её характеристик.

Объектом исследования является лампа бегущей волны типа «О» трёхсантиметрового диапазона волн пакетированной конструкции.

Одной из центральных задач современной электроники является наращивание выходной мощности СВЧ генераторов и усилителей.

Необходимость повышения мощности диктуется в основном развитием новейших средств ракетной техники, противоракетной обороны и дальней связи. Максимальные значения выходной мощности при работе в импульсном режиме составляют усилительные ЛБВ – 8 Мвт.

Второй важной характеристикой является перестройка частоты. Наиболее перспективными считаются генераторы с электронной перестройкой частоты (ЛОВ типа «О»), усилительные ЛБВ.

Для увеличения дальности действия радиотехнических средств большое значение имеет уменьшение уровня собственных шумов приёмных усилительных приборов. В данное время малошумящими приборами в диапазоне СВЧ являются кристаллические и смесительные детекторы и ЛБВ.

Повышение требований к надёжности действующего радиоэлектронного оборудования ставит перед СВЧ электронными приборами задачу повышения срока службы приборов.

### 4.1 Основные вопросы теории ЛБВО

Электронные СВЧ приборы, принцип работы которых основан на длительном взаимодействии потока электронов с полем бегущей волны, называют лампами бегущей волны (ЛБВО). В процессе этого взаимодействия энергия электромагнитного поля волны возрастает за счёт убыли энергии электронного потока. В ЛБВ типа «О» типа постоянное магнитное поле применяется для фокусировки электронного потока

#### Устройство лампы бегущей волны типа «О»

В приборах типа О происходит преобразование кинетической энергии электронов в энергию СВЧ-поля при длительном взаимодействии электронного потока с СВЧ-полем. Длительное взаимодействие позволяет получить необходимое группирование электронов при слабом входном сигнале. Обмен энергией между электронами и полем происходит в результате взаимодействия электронов с составляющей напряженности поля, совпадающей по направлению со скоростью электронов.

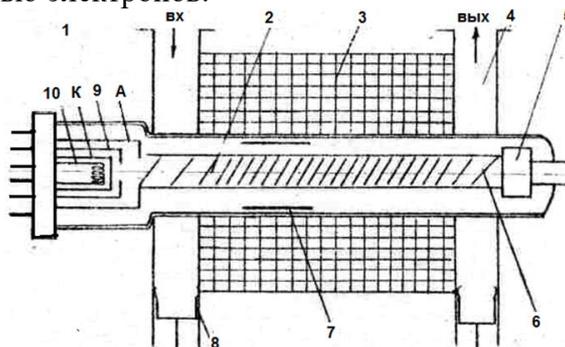


Рисунок 4.1 – Устройство лампы бегущей волны типа «О»

Рассмотрим устройство лампы бегущей волны на схеме, изображенной на рисунке 4.1, введя элементную базу. Электронная пушка 1 образована нагревающим электродом 10, катодом К, управляющим электродом 9 и анодом. Эта система электродов обеспечивает необходимую начальную фокусировку пучка, направленного вдоль оси 2. Далее электронный поток попадает в замедляющую систему типа спирали, в конце которой находится выходное устройство и коллектор 5, на который оседает электронный поток.

Согласование лампы с волноводом обеспечивается подвижными коротко замыкающимися поршнями (8). При неполном согласовании лампы с нагрузкой (волноводами), часть СВЧ - энергии отражается от выхода к входу (или наоборот) и возникает обратная связь. Для подавления самовозбуждения ЛБВ вблизи середины длины спирали расположен сосредоточенный поглотитель (7), образованный слоем аквадага, нанесенного на кварцевые штабики, поддерживающие спираль.

В качестве замедляющей системы в усилительных ЛБВ чаще всего используется проволочная спираль. Для ламп сантиметрового диапазона шаг спирали в начале и конце постепенно увеличивается и спираль плавно переходит в отрезки линии, играющие роль антенн. Эти антенны (6) входят внутрь плоских прямоугольных волноводов (4) и играют роль электрического зонда, ориентированного в направлении электрического поля волны типа  $H_{10}$ . Для устранения утечки СВЧ - энергии к катоду и коллектору по концам спирали расположены дроссели, представляющие собой металлические цилиндры, близкой к четверти средней длины волны в свободном пространстве. Зазор между этими цилиндрами и наружным металлическим экраном образует коаксиальную линию с весьма малым волновым сопротивлением. Благодаря этому, в плоскости широких стенок входного и выходного волноводов в направлениях к электронной пушке и к коллектору создаются условия, близкие к короткому замыканию.

### Нерезонансные устройства для создания скоростной модуляции

Для создания скоростной модуляции в широкой полосе частот используются нерезонансные системы с длительным взаимодействием электронного пучка с полем бегущей волны. В качестве модулирующего устройства может быть применена замедляющая система - устройство с замедленной электромагнитной волной. Рассмотрим отрезок замедляющей системы, например, спирали, на вход которой подан СВЧ сигнал (рисунок 4.2а). В эту систему поступает электронный пучок. Для качественного объяснения скоростной модуляции рассмотрим случай синхронизма, когда  $v_0 = v_\phi$ , где  $v_\phi$  - фазовая скорость замедленной электромагнитной волны.

График распределения продольной составляющей бегущей волны в системе координат  $Z'$ ,двигающихся со скоростью  $v_\phi$ , показан на рисунке 4.2б.

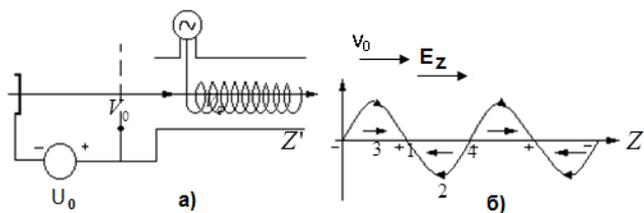


Рисунок 4.2 – Замедляющая система: а – отрезок замедляющей системы; б – график распределения бегущей волны

При  $v_0 = v_\phi$  электроны типов 1 и 4 остаются неподвижными, так как поле для них равно нулю. Электроны 3 ускоряются, а 2 - замедляются, поэтому они собираются в сгустки вокруг электрона типа 1, расположенных в областях перехода СВЧ поля от ускоряющей к тормозящей полуволне.

## Принцип действия ЛБВ

Энергия усиливаемых СВЧ – колебаний, поступающих на вход лампы, распространяются вдоль свернутого в спираль провода (рисунок 4.3а) (вдоль витков) со скоростью света  $c$ , фазовая скорость волны  $V_\phi$ , т.е. скорость движения ее вдоль оси спирали, будет меньше групповой в  $\pi d/h$  раз, где  $d$ - диаметр спирали,  $h$ - шаг спирали. Замедление волны оценивается параметром, называемым коэффициентом замедления.

Упрощенная картина электрического поля, действующего на электроны, получающаяся при этом в спирали, показана на рисунке 4.3б, там же отмечено расстояние  $\lambda_z$  -длина волны, на которую переместится волна за один период СВЧ- колебаний вдоль оси спирали. Очевидно,  $\lambda_z < \lambda$ , где  $\lambda$  -длина волны в свободном пространстве.

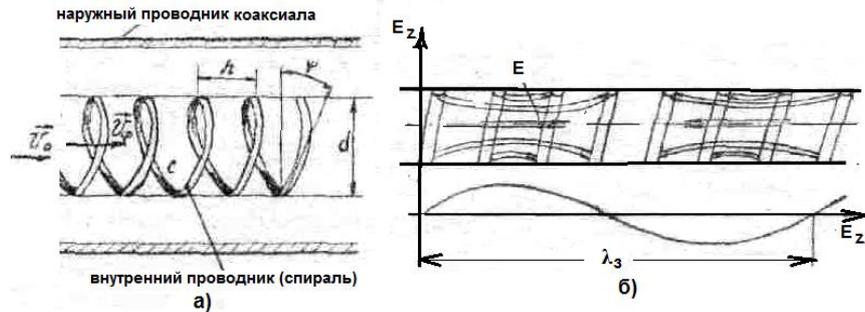


Рисунок 4.3 – Геометрические размеры спирали и направления скоростей волны и потока (а); картина электрического поля в спирали ЛБВ (б)

Для эффективного длительного взаимодействия потока электронов с электрическим полем волны в замедляющей системе необходимо:

Выполнить условие фазовой синхронизации  $v_0 \geq v_\phi$ , где  $v_0$  – скорость электронов в замедляющей системе. Для этого параметра  $d$  и  $h$  выбираются при конструировании лампы такими, чтобы обеспечить нужное замедление волны  $K_3$  ( $K_3 = 10-20$  раз);

Осуществить группировку электронов таким образом, чтобы сгустки оказались в тормозящем их движении электрическом поле, а в ускоряющем поле  $E_z$  - минимальное количество электронов. Это осуществляется выбором скоростей электронов и волны:  $v_0 \geq v_\phi$ .

При правильно выбранных скоростях движения электронов и волны сгустки образуются в той части бегущей волны (рисунок 4.4), где электроны претерпевают торможение. Тогда, при дальнейшем движении они постепенно тормозятся, передавая кинетическую энергию волне, амплитуда которой непрерывно увеличивается. На выходе амплитуда волны достигает величины значительно превышающей амплитуду входного сигнала. При нарушении неравенства  $v_0 > v_\phi$  электроны перегруппировываются и попадают в ускоряющее поле волны. Усиление волны прекращается. Итак, для образования сгустков электронов в тормозящем поле необходимо выполнение соотношения  $v_0 > v_\phi$ , а для длительного взаимодействия сгустка с целью передачи энергии волне необходимо обеспечить

$$v_0 = v_\phi (1 + 0.5 K_c),$$

где  $0,02 \leq K_c \leq 0,2$  – параметр усиления волны.

Скорость электронов определена величиной напряжения  $U_c$  на замедляющей системе.

$$v_0 = v_\phi \sqrt{6 \cdot 10^5 U_0}, \quad (2.1)$$

$\Delta Z = v_0 \cdot t - v_\phi \cdot t = t \cdot (v_0 - v_\phi)$  – смещение электронов относительно волны.

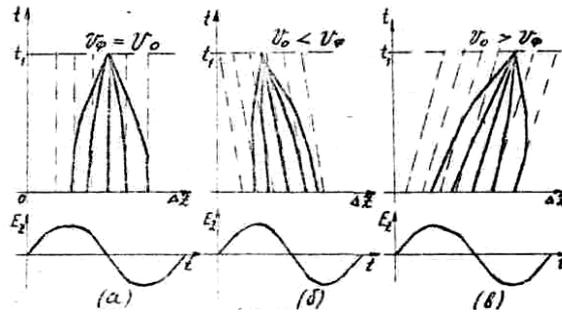


Рисунок 4.4 – Графики движения электронов в ЛБВ  
Сплошные линии – с учётом взаимодействия с волной, пунктирные – без учёта

### Параметры и характеристики усилителя на ЛБВ

Напряженность СВЧ-поля в замедляющей системе мало. Однако угол пролёта электронов здесь ничем не ограничен, и путь, на протяжении которого поле модулирует электронный поток, достаточно велик. В результате коэффициент усиления может быть достигнут такого же порядка, что и в высокочастотных системах с кратковременным взаимодействием.

Энергия усиливаемых СВЧ-колебаний, поступающих на вход лампы распространяется вдоль по виткам замедляющей системы (ЗС) со скоростью света  $c = v_{гр}$ . Фазовая скорость  $v_{\phi}$  этих колебаний направлена вдоль оси лампы (спирали) и будет меньше групповой  $v_{гр}$  в  $\pi D/L$  раз, где  $D$  - диаметр спирали,  $L$  - шаг спирали. Эффективная передача энергии от электронов бегущей волне происходит при условии синхронизма  $v_{\phi} \leq v_0$ .

**Коэффициент замедления волны**, распространяющейся по спирали, в первом приближении равен отношению длины витка к шагу спирали  $L$ . Обычно разность  $v_0$  и  $v_{\phi}$  составляет не более 5-10 %. Для характеристики замедляющих систем используется коэффициент замедления, определяемый из условия

$$K_{зам} = \frac{c}{v_{\phi}} \approx \frac{\pi d}{L}. \quad (2.2)$$

Коэффициент замедления  $K_{зам}$  берут равным 10-20. Фазовые скорости пространственных гармоник определяются отношением (2.1). Скорость нулевой гармоники ( $n=0$ ) запишем через замедленную длину волны:

$$v_{\phi(0)} = \frac{\omega}{\beta_0} = \frac{\omega \lambda_{зам}}{2\pi} = \frac{\omega h}{\psi}, \quad (2.3)$$

Где 
$$\lambda_{зам} = \lambda \frac{v_{\phi}}{c} = \lambda \frac{\sqrt{U_0}}{505}.$$

Тогда фазовую скорость можно выразить через напряжение следующим образом:

$$v_{\phi(0)} = \frac{c\sqrt{U_0}}{505}. \quad (2.4)$$

**Коэффициент усиления** один из важнейших параметров ЛБВ. Он определяется как отношение амплитуды выходного сигнала на конце замедляющей системы, длиной  $l$  ( $z=l$ ) к амплитуде входного сигнала в начале линии:

$$K_y(U) = \frac{E_{zm}(l)}{E_{zm}(0)} \text{ или } K_y(P) = 10 \cdot \lg \left( \frac{P_{вых}}{P_{вх}} \right) \quad (2.5)$$

Обычно, выражая величину  $K_y(U)$  в децибелах, записывают формулу:

$$K_y(U) = -9,54 + 47,3N \cdot K_c - L. \quad (2.6)$$

Первый член уравнения (2.6) характеризует потери сигнала на входном участке замедляющей системы (ЗС), так как на долю нарастающей волны приходится только третья часть входного напряжения [3]. Последний член уравнения (2.6) характеризует распределённые потери в ЗС, равные примерно 5 дБ и потери, внесённые сосредоточенным поглотителем, равным  $\approx 10$  дБ (т.е.  $(L = 4 \div 15 \text{ дБ})$ ;  $N$  – число замедленных длин волн, укладываемых вдоль длины спирали  $l$  при нарастании амплитуды волны (рисунок 4.5а).

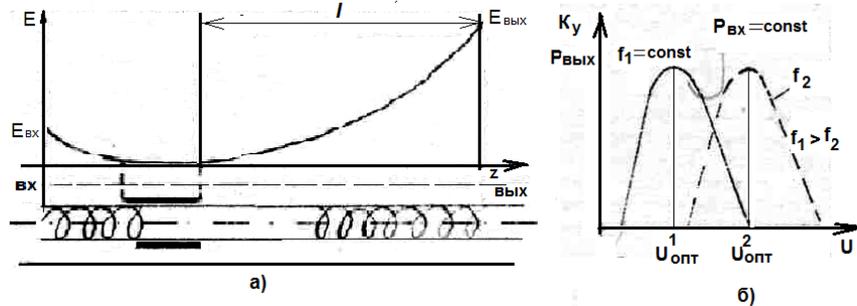


Рисунок 4.5 – Изменение амплитуды переменного электрического поля волны вдоль длины спирали (а); влияние ускоряющего напряжения на выходную мощность и коэффициент усиления (б)

Электрическая длина замедляющей системы и определяется отношением  $N = l / \lambda_{зам}$ ; Обычно,  $N = 10 \div 30$ ;  $K_c$  – параметр усиления, определяемый формулой:

$$K_c = \sqrt[3]{\frac{I_0 R_{св}}{4U_0}}. \quad (2.7)$$

Из формулы (2.7) следует, что для стабильной работы усилительной лампы бегущей волны нужно поддержать неизменным напряжением на ускоряющем электроде  $U_0$ , определяющим скорость электронов вдоль замедляющей системы, и величину тока  $I_0$ . Параметр усиления также связан с сопротивлением связи замедляющей системы.

Параметр усиления выбирается в пределах  $K_c = 0,02 - 0,2$ . Сопротивление связи  $R_{св}$  связано с квадратом продольной составляющей напряженности поля  $E_{zm}$  и величиной потока мощности  $P$  в системе. С геометрией замедляющей системы  $R_{св}$  связано следующим образом:

$$R_{св} = \frac{c}{v_{\phi}} 13,3 \left( \frac{\lambda_{зам}}{d \cdot \pi} \right)^2. \quad (2.8)$$

В действительности СВЧ-сигнал, поданный извне на вход ЛБВ, возбуждает не только нарастающую волну, но и две другие волны. Эти волны, не участвуя в усилении сигнала, создают потери на входе лампы. Можно показать, что на большом расстоянии от входа сигнала поле представлено в основном нарастающей волной. Начальные потери сигнала составляют  $20 \lg 1/3 = -9,54$  дБ.

Коэффициент усиления, согласно формулам (2.5), (2.6), зависит от электрического режима лампы. Напряжение на спирали определяет среднюю скорость электронов  $v_0$  в области ЗС, а значит время взаимодействия сгустков электронов с полем СВЧ и, соответственно, коэффициент усиления (рис.2.5б). Коэффициент усиления и выходная мощность ( $K_y$  и  $P_{вых}$ ) достигают максимальной величины при некотором оптимальном напряжении на спирали, при котором соотношение скоростей электронов и волны соответствует наилучшим условиям передачи энергии на фиксированной частоте  $f = \text{const}$ .

Для каждой частоты существует только одно значение напряжения, при котором усиление ЛБВ максимальное (так называемое напряжение оптимального взаимодействия, причём, чем  $f$  меньше, тем  $U_{\text{опт}}$  больше). Изменение напряжения от оптимального в любую сторону на 8-10 % приводит к уменьшению  $K_u$  до нуля, что объясняется рассинхронизацией скоростей электронов и волны.

Реальная величина коэффициента усиления ЛБВ оказывается сравнительно высокой: порядка 20÷40 дБ. Особенно ценным свойством ламп прямой бегущей волны является их широкополосность. Коэффициент усиления ЛБВ при неизменном ускоряющем напряжении может оставаться почти неизменным в пределах 20÷50% и более от средней частоты.

Рабочая полоса частот ЛБВ частично определяется дисперсией замедляющей системы, то есть изменением фазовой скорости замедленной волны в зависимости от частоты. При фиксированном ускоряющем напряжении  $U_0$  скорость электронов остается неизменной. Следовательно, чем слабее дисперсия замедляющей системы, тем шире диапазон частот, в пределах которого может удовлетворяться условие синхронизма.

**Диапазон рабочих частот** – параметр, диапазон частот ( $f_{\text{max}} - f_{\text{min}}$ ), в котором лампа, обеспечивает усиление не менее некоторой, указанной в паспорте величины (рисунок 4.6). Обычно  $K_{u\text{max}} - K_{u\text{min}} = 3$  дБ или  $K_{u\text{max}} / K_{u\text{min}} = 2$  раза. Волнистость частотной характеристики возникает из-за отражений от внутренних конструктивных элементов лампы.

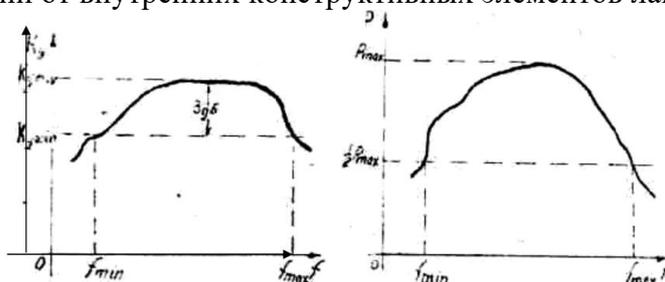


Рисунок 4.6 – Изменение выходных параметров ЛБВ в полосе частот

**Амплитудная характеристика ЛБВ** – это зависимость выходной мощности при изменении входной  $P_{\text{вых}} = \psi(P_{\text{вх}})$  или  $K_u = \psi(P_{\text{вх}})$  (рисунок 4.7). Начальный участок амплитудной характеристики линейный, т.к. приращение  $P_{\text{вых}}$  пропорционально приращению  $P_{\text{вх}}$ . Коэффициент усиления на линейном участке ( $P_{\text{вх1}} - P_{\text{вх2}}$ ) не зависит от входной мощности, т.к. все электроны сгустка, получив небольшие приращения скоростей от СВЧ- поля, находятся в тормозящем поле волны, бегущей ЗС. На участке  $P_{\text{вх2}} - P_{\text{вх3}}$  режим работы лампы нелинейный, при котором выходная мощность растет медленнее чем входная. Снижение мощности  $P_{\text{вых}}$  происходит по причине резкого изменения скоростей электронов ( $\Delta v$ ) за счет воздействия поля волны ( $P_{\text{вх}}$ ) при группировке. В результате этого электроны сгустка быстро выходят из синхронизма и перегруппировываются с образованием групп в ускоряющем поле волны.

В работе не проводится исследование шумовых характеристик ЛБВ, однако следует иметь в виду, что ускоряющие напряжения, соответствующие лампам бегущей волны, максимальному усилению и минимальному коэффициенту шума, почти совпадают.

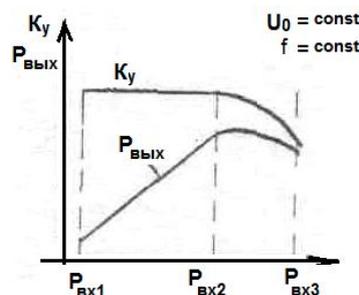


Рисунок 4.7 – Амплитудные характеристики ЛБВ

**Максимальная величина** электронного КПД ЛБВ определяется из уравнения:

$$\eta = (2 - 3)K_c \quad (2.9)$$

**Коэффициент шума** в относительных единицах

$$K_{ш} \approx 1 + \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{\pi}{4} \right) \frac{T_k}{T_0} \cdot \frac{1}{K_c}, \quad (2.10)$$

Где  $T_k$  – температура катода,  $K$ ;  $T_0$  – температура окружающей среды;  $K_c$  – параметр усиления.

Коэффициент шума современных ЛБВ 3-4 дБ в диапазоне 10 см.

**Возбуждение нерезонансных колебательных систем** происходит при длительном взаимодействии электронных сгустков с полем бегущей волны в согласованной линии передачи.

Поток мощности, переносимый бегущей волной:

$$P = \pm \frac{E_z \cdot E_z^*}{(2\beta^2 R_{св})} = \pm \frac{E_{zm}^2}{2\beta^2 R_{св}} \quad (2.11)$$

где  $E_z = \dot{E}_{zm} \cdot e^{j\omega t}$

## 4.2 Содержание работы

### Расчетное задание

- Рассчитать коэффициент замедления  $K_3$  для одного из ускоряющих напряжений, соответствующих номеру бригады студентов.

Номер бригады студентов	1	2	3	4	5	6
Значение ускоряющего напряжения $U_0, В$	600	630	660	690	720	750

- Рассчитать зависимости: длины замедленной волны  $\lambda_3 = \psi(\lambda)$ ; сопротивления связи  $R_{св} = \psi(\lambda)$ ; коэффициента усиления от длины волны при величине коэффициента замедления, найденной в п.3.1.1. Длину волны генератора изменять в пределах 3,03- 3,8 см через 0,13 см. Диаметр спирали  $2a=d=0,1$  см, ток пучка-  $I_0 = 1,5$  мА; потери в холодной лампе  $L = 15$  дБ, рабочая длина спирали  $l=50$  мм. Все расчеты свести в табл.4.1.

Таблица 4.1

Расчетные значения параметров

$U_0=, В K_3=$							
$\lambda$	$f$	$\lambda_3$	$N$	$R_{св}$	$K_c$	$K_y$	$K_y'$
см	ГГц	Мм		Ом		дБ	раз

### 4.3 Описание экспериментальной установки

Структурная схема установки исследования усилительной ЛБВ приведена на рисунке 4.8.

В качестве источника сигналов используется генератор Г4-83 (рабочий диапазон частот которого 7,5-10,5 ГГц) в режиме непрерывных колебаний. Величина входной мощности на ЛБВ изменяется плавно аттенуатором, находящимся в генераторе (выход «ОСЛАБЛЕНИЕ»), цифровой индикатор затухания в дБ).

В состав установки входит механический переключатель 1, позволяющий поочередно подключать к измерительному прибору 2 сигналы, идущие от генератора или с ЛБВ после усиления (положение переключателя III и I соответственно). Устройство измерения мощности (точнее «сравнительное» устройство) состоит из калиброванного в децибелах поглощающего аттенуатора 3 и настраиваемой поршнем детекторной секции 4. Сигнал с детекторной секции подается на измерительный, точнее индикаторный прибор.

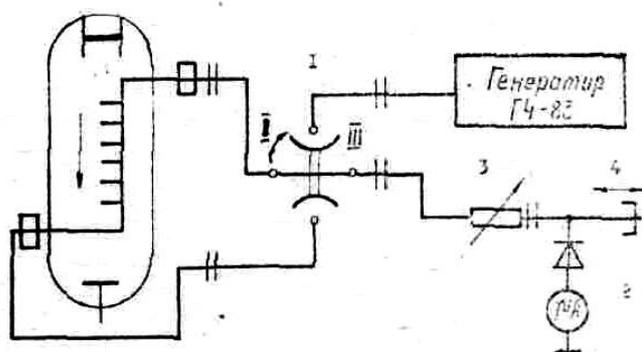


Рисунок 4.8 – Структурная схема установки исследования ЛБВ

Питание лампы бегущей волны осуществляется (рисунок 4.9) от разработанного на кафедре блока (разработчик ст. инженер Васильев А. Ф.).

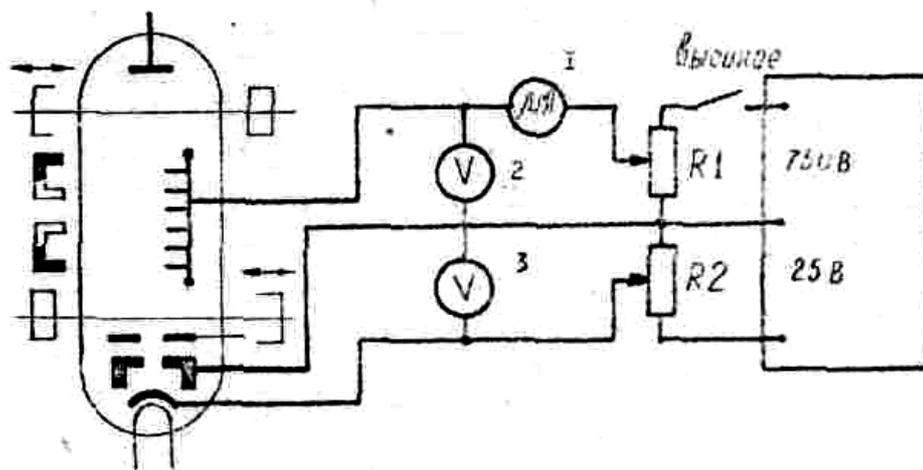


Рисунок 4.9 – Схема подачи питающих напряжений на ЛБВ

Источник питания ЛБВ позволяет получать напряжение накала – 6,3 В, управляющее стабилизированное напряжение (минус 25 В) и стабилизированное напряжение анода или замедляющей системы (до 750 В). Регуляторы напряжений расположены на передней панели блока, там же находятся индикаторные приборы, измеряющие напряжения замедляющей системы (анода) и управляющего электрода, а также прибор, измеряющий ток лампы бегущей волны. Работа лампы должна проходить в пределах электрических параметров, приведенных ниже.

Технические параметры лампы бегущей волны типа УВ-12

Напряжение накала

6,3 В

Ток накала	0,3÷0,5 А
Напряжение управляющего (фокусирующего) электрода	-25÷ -13 В
Напряжение анода	600÷750 В
Ток анода (не более)	1,5 мА
Время разогрева катода	3 мин.

**ВНИМАНИЕ:** При регулировках напряжений ток лампы не должен превышать паспортного предельного значения 1,5 мА, иначе лампа выйдет из строя.

#### 4.4 Описание методики измерений

- Измерение усиления по мощности осуществляется следующим образом. Минус ЛБВ, сигнал с генератора подаётся на индикаторное устройство (положение переключателя Ш). Волноводным поршнем настраивается по частоте детекторная секция на максимальные показания индикаторного прибора в ее цепи ( $I_{дет.вх}$ ). Положение калиброванного аттенюатора фиксируется. Затем механический переключатель ставится в положение 1. Сигнал с генератора поступает при этом на ЛБВ, а затем усиленный – на индикатор мощности ( $I_{дет.вых}$ ). Вводя калиброванный аттенюатор, уменьшаем показание  $I_{дет.вых}$  до прежнего значения ( $I_{дет.вх}$ ). Определяем соответствующие показания аттенюатора ( $\alpha_{АТШ}, \alpha_{АТІ}$ ) в делениях (от 0 до 100). По градуировочной кривой рис. 3.3 находим значения  $\alpha_{АТІ}$  и  $\alpha_{АТШ}$  в дБ. Разница между значениями  $\alpha_{АТІ} - \alpha_{АТШ}$  дает величину усиления в децибелах. Перевод децибелов в разы по мощности проводится с помощью табл. 3.5.

- Зависимость коэффициента усиления от ускоряющего напряжения  $K_u = \psi(U_0)$  и тока электронного пучка  $K_u = \psi(I_0)$  рекомендуется снимать следующим образом:

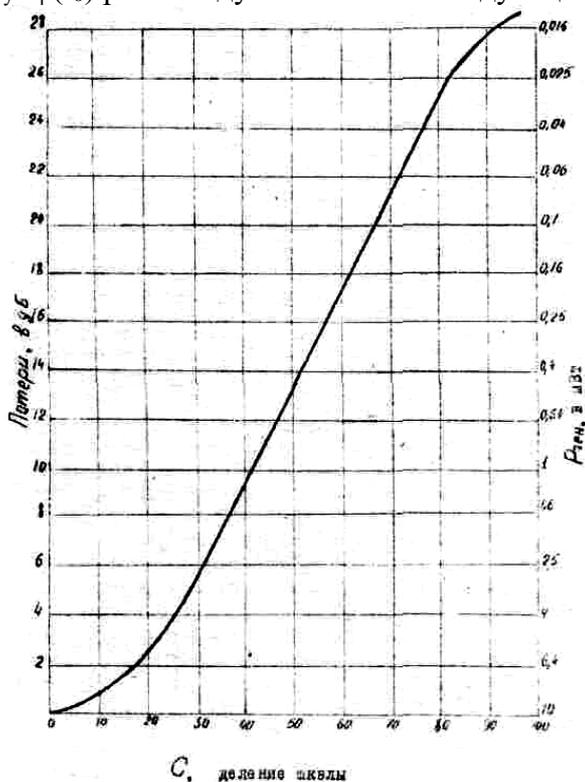


Рисунок 4.10 – Градуировочная кривая аттенюатора

установить частоту генератора  $f = \text{const}$ ;

зататься величиной мощности с генератора  $P_{ген} = \text{const}$  такой, чтобы показания прибора в цепи настроенной детекторной секции (положение переключателя Ш) при выведенном на нулевое деление аттенюаторе не превышали 10 делений. В дальнейшем  $P_{ген}$

$=P_{вх}$  на ЛБВ;

переключатель поставить в положение I, изменять ускоряющее напряжение  $U_0$  при прочих электрических параметрах постоянных, или при

$I_0 = \text{const}$  изменять управляющее напряжение  $U_{упр}$  (от чего изменяется ток лампы  $I_0$ ), добиться усиление сигнала. Принцип определения величины коэффициента усиления описан в пункте 3.3.1.

• Амплитудные зависимости  $P_{вх} = \psi(P_{вх})$  или  $K_y = \psi(P_{вх})$  снимаются при постоянном ускоряющем напряжении  $U_0 = \text{const}$  и фиксированной частоте. Изменение входной на ЛБВ мощности  $P_{вх}$  осуществляется ручкой ослабления («дБ») генератора, причём при малых значениях цифровой шкалы ослабления мощности  $P_{ген}$  мало, т.е. мощность, поданная на ЛБВ будет больше, чем при больших значениях на цифровой шкале ослабителя. Изменяя (увеличивая) входной сигнал (5-6 значений), измеряют усиления  $K_y$ . Механический переключатель для каждого значения  $P_{вх}$  поочередно ставиться то в положение III ( $\alpha_{амIII}$ ), то в положение I ( $\alpha_{амI}$ ). Измерение коэффициента усиления проводится по методике, описанной в пункте 3.3.1.

• Частотные характеристики  $K_y = \psi(f_i)$  при  $U_0 = \text{const}$  и  $P_{вх} = \text{const}$  получаются так: для пяти частот генератора (см расчетное задание) снимаются зависимости  $K_y = \psi(U_0)$ ; из полученного семейства характеристик  $K_y = \psi(U_0)$  при  $f_i = \text{const}$  строятся частотные зависимости для трех постоянных напряжений, т.е.  $U_{0i} = \text{const}$ . Желательно, чтобы одним из значений  $U_{0i} = \text{const}$  была величина из пункта 3.1. (домашнее расчетное задание).

#### 4.5 Порядок выполнения работы

• К началу работы схема собрана, все подключения к ЛБВ выполнены. Следует ознакомиться с измерительной установкой.

• Поставить волноводный переключатель в положение III. Включить клистронный генератор, режим работы – непрерывный. Освоить перестройку частоты и регулировку мощности генератора.

• Настроить генератор на одну из частот, заданных в расчетном задании. Добиться максимальных показаний индикаторного прибора детекторной секции установки (настроить секцию поршнем). Установить величину мощности на входе ЛБВ, как рекомендовано в пункте 3.4.1.

• Включить «СЕТЬ» блока питания ЛБВ. После 5 минутного прогрева включить высокое напряжение.

• Изменять напряжение анода в пределах 550-750 В, при  $I_0 \leq 1.5$  мА, найти область напряжений, где имеется усиление сигнала. Снять зависимость коэффициента усиления от ускоряющего напряжения (см. пункт 3.4.1) для 5 частот диапазона, указанных в расчетном задании в найденных областях усиления. Данные занести в табл. 3.2.

Таблица 4.2

Результаты эксперимента исследования зависимости  $K_y = \psi(U_0)$

$J_0 = \text{const}, P_{вх} = \text{const}$						
$f_i$	$U_0$	$\alpha_{амI}$	$\alpha_{амIII}$	$K_y$	$K_{yc}$	Примеч.
ГГц	В	дБ	дБ	дБ	Раз	

- Снять амплитудную зависимость  $K_y = \psi(P_{вх})$  при  $f = \text{const}$ ,  $U_0 = \text{const}$  (величина  $U_0$  оговорена в расчетном задании)  $I_0 = \text{const}$ . Результаты измерения занести в таблицу 4.3.

- Снять зависимость  $K_y = \psi(U_0)$  для двух значений  $P_{вх}$ , отличных от выбранной в пункте, но на одной из частот, использованных в пункте. Обратит внимание на сдвиг максимума кривой  $K_{y0} = \psi(U_0)$  или  $P_{вых} = \psi(U_0)$  при увеличении входной мощности и оценить величину этого сдвига, объяснить физику процессов.

Таблица 4.3

Результаты эксперимента по исследованию амплитудных характеристик

F= const, U <sub>0</sub> = const, J <sub>0</sub> = const						
f <sub>i</sub>	U <sub>0</sub>	α <sub>амI</sub>	α <sub>амIII</sub>	K <sub>y</sub>	K <sub>yc</sub>	Примеч.
Гц	В	дБ	дБ	дБ	Раз	
						P <sub>вх</sub> = 1 мВ при ослаблении на цифровом индикаторе 1,65 дБ

- Снять зависимость  $K_y = \psi(I_0)$  при  $f = \text{const}$ ,  $U_0 = \text{const}$ ,  $P_{вх} = \text{const}$ . Регулировкой  $U_{упр}$  через 3 В, изменять величину тока (поддерживать  $I_0 \leq 1,5$  мА). Данные измерения занести в таблицу 4.4

Таблица 4.4

Результаты эксперимента исследования регулировочной характеристики

f= const, U <sub>0</sub> = const, P <sub>вх</sub> = const						градуировочного графика
U <sub>0</sub>	I <sub>0</sub>	α <sub>амI</sub>	α <sub>амIII</sub>	K <sub>y</sub>	K <sub>yc</sub>	
В	А	дБ	дБ	дБ	Раз	

- Построить семейство частотных характеристик для трех заданных значений ускоряющего напряжения, т.е.  $K_y = \psi(I_0)$  при  $U_0 = \text{const}$ .

Таблица 4.5

Перевод децибелов в отношения мощностей

K <sub>y</sub> дБ	P <sub>вых</sub> / P <sub>вх</sub>	K <sub>y</sub> дБ	P <sub>вых</sub> / P <sub>вх</sub>
0	1	6	3,981
0,2	1,047	7	5,012
0,4	1,096	8	6,31
0,6	1,148	9	7,943
0,8	1,202	10	10
1	1,259	12	15,85
2	1,585	14	25,12
3	1,995	16	39,81
4	2,512	18	63,10
5	3,162	20	100
		25	316,2
		30	1000

Если измеренное число дБ в таблице отсутствуют, то его легко получить следующим образом. Например, 22,4 дБ = 20 дБ + 2 дБ + 0,4 дБ

$$P_{\text{вых}}/ P_{\text{вх}} = (P_{\text{вых}}/ P_{\text{вх}})_{20 \text{ дБ}} \cdot (P_{\text{вых}}/ P_{\text{вх}})_{2 \text{ дБ}} \cdot (P_{\text{вых}}/ P_{\text{вх}})_{0,4 \text{ дБ}}$$

$$P_{\text{вых}}/ P_{\text{вх}} = 100 \cdot 1,585 \cdot 1,096 = 174,35$$

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Соколова Ж.М. Микроволновые приборы и устройства/ Ж.М. Соколова.. - Томск: Изд.-во ТМЦДО ТУСУР, 2009. – 276 с.
2. Электронные, квантовые приборы и микроэлектроника: Учебное пособие для вузов/ Ю.Л. Бобровский, С.А. Корнилов, И.А. Кратилов и др.; Под ред. Федорова Н.Д. - М: «Радио и связь», 2002. – 560 с.
3. Электронные приборы СВЧ: Учебное пособие для вузов спец. «Электронные приборы»/ В.М. Березин, В.С. Буряк, Э.М. Гутцайт, В.П. Марин. – М.: Высш.шк., 1985. – 296 с.
4. Соколова Ж.М. Аппаратура к лабораторным работам: Справочное пособие/ Ж.М. Соколова. - Томск: Том. гос. ун-т систем управления и радиоэлектроники, 2013. – 13 с.
5. Соколова Ж.М. Приборы и устройства СВЧ, КВЧ и ГВЧ диапазонов: Учебное пособие [Электронный ресурс]/ Ж.М. Соколова. — Томск: Томск. гос. ун-т систем упр. и радиоэлектроники, 2011. — 283 с. – Режим доступа: <https://edu.tusur.ru/publications/634/download> (дата обращения 04.06.2024).
6. Электронные приборы сверхвысоких частот: Учебное пособие для вузов / под ред. В. Н. Шевчика, М. А. Григорьева. - Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1980. - 416 с.
7. Куш Г.Г., Соколова Ж.М., Шангина Л.И. Оптоэлектронные и СВЧ приборы и устройства/ Г.Г. Куш, Ж.М. Соколова, Л.И. Шангина. - Томск: Издательство ТУСУР, 2003. – 452 с.
8. Руководство к лабораторным работам по дисциплине «Приборы СВЧ» [Электронный ресурс]/ под редакцией Ж.М.Соколовой; каф. СВЧиКР. — Томск: Изд-во ТУСУР, 2011 – Режим доступа: <https://edu.study.tusur.ru/publications/107/download> (дата обращения 04.06.2024).
9. Соколова Ж.М. Микроволновые приборы и устройства/ Ж.М. Соколова. - Томск: Изд.-во ТМЦДО ТУСУР, 2009. – 276 с.
10. Лебедев И.В. Техника и приборы СВЧ. Т.II. Электроракумные приборы / И.В. Лебедев. - М.: Высшая школа, 1972. – 376 с.