

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО  
СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ РСФСР

КУЙБЫШЕВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
АВИАЦИОННЫЙ ИНСТИТУТ имени академика С. П. КОРОЛЕВА

---

# ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАТОРА НА ЛАВИННО-ПРОЛЕТНОМ ДИОДЕ

*Лабораторная работа 1*

КУЙБЫШЕВ 1982

Министерство высшего и среднего специального образования  
Р С Ф С Р

Куйбышевский ордена Трудового Красного Знамени авиационный  
институт имени академика С.П.Королева

И С С Л Е Д О В А Н И Е    Г Е Н Е Р А Т О Р А  
Н А   Л А В И Н Н О - П Р О Л Е Т Н О М   Д И О Д Е

Лабораторная работа    I

Куйбышев 1982

УДК 621.396.61

Рассматриваются принцип действия, основные режимы работы и конструкция генератора на лавинно-прелетном диоде.

Предлагаются методика и схема экспериментального исследования характеристик генератора.

Методические указания рекомендуются студентам специальности 0701.

Составитель Ю.Ф.Ш и р о к о в

Рецензенты: А.Н.Б е к р е н е в, Е.А.М у ш т а к о в

Утверждены на редакционно-издательском совете института 12.12.79

## ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАТОРА НА ЛАВИННО-ПРОЛЕТНОМ ДИОДЕ

Цель работы: 1 - ознакомление с принципом действия и конструкцией генератора на лавинно-пролетном диоде (ЛПД); 2 - экспериментальное исследование характеристик генератора на ЛПД (ГЛПД) в лавинно-пролетном режиме.

### I. Основные теоретические положения

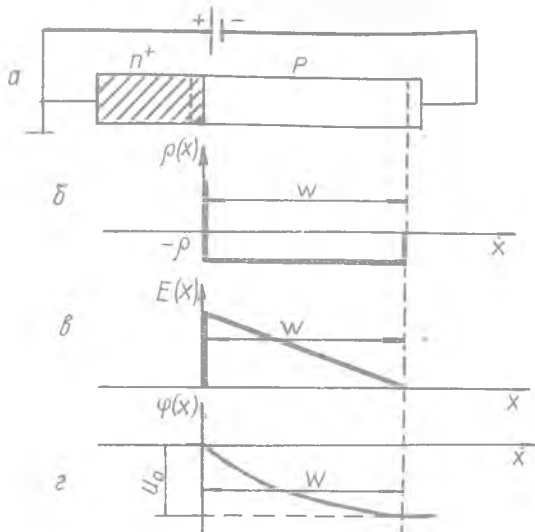
#### I.1. Анализ основных процессов, происходящих в ЛПД

Энергетическими преобразованиями, происходящими в данном активном элементе, являются лавинный пробой и пролет носителей. Отсюда и происходит название активного элемента - ЛПД.

Для анализа ЛПД необходимо рассмотреть распределение электрического поля в запиорном слое, движение носителей заряда в сильных электрических полях и процесс ударной ионизации, приводящий к лавинному умножению. Процессы в ЛПД можно пояснить на примере одномерной модели диода с резким асимметричным р-п переходом. Предположим, что диод имеет структуру  $p^+-p$ , т.е. концентрация доноров в  $p^+$ -области на несколько порядков превышает концентрацию акцепторов в р-области.

Распределение заряда  $\rho(x)$  в запиорном слое при обратном смещении показано на рис. I, а. Ширина запиорного слоя в  $p^+$ -области будет незначительной, хотя интегральные заряды донорных и акцепторных центров в обеих областях одинаковы. В соответствии с теоремой Гаусса  $\frac{dE}{dx} = \frac{\rho(x)}{\epsilon}$  может быть найдено распределение электрического поля через распределение заряда  $\rho(x)$ ,  $\epsilon$  - диэлектрическая постоянная материала.

Если принять, что на границе запиорного слоя и за его пределами  $E = 0$ , то из теоремы Гаусса можно получить следующую аппроксимацию



Р и с. I. Модель диода (а), распределение: плотности зарядов (б), напряженности поля (в) и потенциала (г) в несимметричном р-р переходе

зависимости  $E(x)$ :

$$E(x) = \begin{cases} 0 & x < 0, \quad x > W \\ E_M \left(1 - \frac{x}{W}\right) & 0 \leq x \leq W, \end{cases}$$

где  $E_M$  - максимальная напряженность электрического поля в запиорном слое;  
 $W$  - ширина запиорного слоя.

Зависимость показана на рис. I, в. Ширина части запиорного слоя, лежащей в  $p^+$ -области, принята равной нулю.

Распределение потенциала  $\varphi$  вдоль диода вытекает из соотношения

$$\frac{d\varphi}{dx} = -E(x).$$

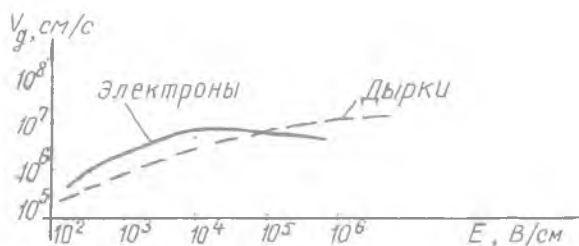
Если принять, что левый вывод диода заземлен, т.е.  $\varphi(0) = 0$ , то получим

$$\varphi(x) = -E_M \left(1 - \frac{x}{2W}\right)x \quad \text{при } 0 \leq x \leq W.$$

Отсюда следует, что падение напряжения на запиорном слое

$$U_0 = \varphi(0) - \varphi(W) = \frac{1}{2} E_M W.$$

Если концентрация акцепторов  $N_A = 8 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$  и  $U_0 = 60 \text{ В}$ , то  $E_M = 3,3 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ ,  $W = 3,6 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ . А зависимость скорости дрейфа носителей  $V_d$  от  $E$  для электронов и дырок в германии показаны на рис.2.



Р и с.2. Зависимость скоростей дрейфа электронов и дырок в германии от напряженности электрического поля

Когда  $E$  в полупроводниковом материале превышает  $10^5 \text{ В/см}$ , становится значительным число носителей, которые за несколько промежутков между соударениями успевают набирать столь большой запас энергии, что при очередном столкновении способны вырвать электрон из системы валентных связей, т.е. перевести его из валентной зоны в зону проводимости. При этом происходит ударная ионизация атома полупроводника и рождаются два свободных носителя: электрон и дырка. Интенсивность ударной ионизации характеризуется коэффициентами ионизации  $\alpha_n$  (для электронов) и  $\alpha_p$  (для дырок), под которыми понимают среднее число ионизирующих столкновений на отрезке пути длиной в  $l$  см. Эти коэффициенты быстро возрастают с увеличением  $E$ . Для германия:

$$\alpha = \alpha_p = \alpha_n = AE^6,$$

где  $A$  — некоторая постоянная.

## 1.2. Основное уравнение для тока через ЛПД

При расчете тока через ЛПД и его зависимости от  $E$  необходимо учесть, что полный ток проводимости с плотностью  $j(x, t)$  состоит из электронной  $j_n(x, t)$  и дырочной  $j_p(x, t)$  составляющих, т.е.

$$j(x, t) = j_n(x, t) + j_p(x, t).$$

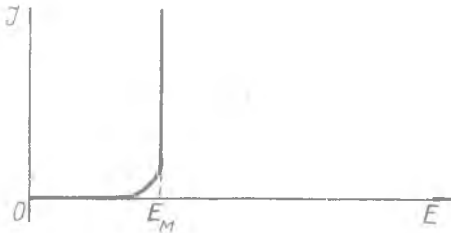
В статическом режиме на диоде существует только постоянное напряжение, т.е.

$$j_p = J_p = \text{const.}, \quad j_n = J_n = \text{const.}, \quad j = J = J_p + J_n = \text{const.}$$

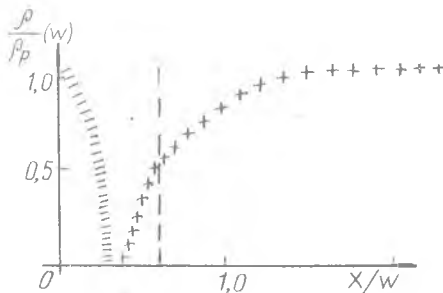
Величина дырочного и электронного тока связана с коэффициентом ионизации следующим образом:

$$\frac{dJ_p}{dx} = \alpha_n J_n + \alpha_p J_p, \quad - \frac{dJ_n}{dx} = \alpha_n J_n + \alpha_p J_p = \alpha J.$$

Но величина коэффициента  $\alpha = AE^{\delta}$ , следовательно, полный ток сильно зависит от напряженности внешнего поля. Зависимость тока от  $E$  имеет вид (рис.3).



Р и с.3. Зависимость плотности тока от напряженности электрического поля



Р и с.4. Распределение плотности заряда подвижных носителей в ЛПД в статическом режиме

Из рис.3 видно, что при рабочем напряжении ток очень велик. Поэтому ток ЛПД обязательно должен ограничиваться внешней цепью.

При постоянной скорости носителей ток через диод пропорционален концентрации подвижных зарядов.

Полная плотность подвижных зарядов имеет вид (рис.4).

Из рис.4 видно, что диод можно разделить на область, где пространственные заряды дырок и электронов в значительной степени компенсируют друг друга, и область, где заряд движущихся электронов практически равен нулю, а заряд дырок постоянен.

В первой области происходит лавинное размножение носителей, и поэтому она называется слоем ум-

ножи. Возникшие в слое умножения дырки движутся через вторую область, называемую пролетным пространством. Дырки в пролетном пространстве движутся со скоростью насыщения ( $\sim 10^7$  см/с).

### 1.3. Эквивалентные схемы ЛПД. Расчет полного сопротивления о-п перехода

Анализ токов, протекающих через слой умножения, достаточно громоздкий. Мы же себе отметим, что лавинный ток (ток в области умножения) ведет себя подобно току в нелинейной индуктивности. Величина индуктивности определяется соотношением:

$$\left(\frac{d\varphi}{dt} = U(t)\right) \quad L_{no} = K \frac{t_s V_s}{J},$$

где  $K$  - некоторый коэффициент (для германия  $K = \frac{1}{14}$ );  
 $t_s$  - время пролета носителей через слой умножения;  
 $V_s$  - падение напряжения на слое умножения;  
 $J$  - ток, протекающий через слой умножения (статический ток).

Кроме лавинного тока через слой умножения протекает ток смещения, связанный с перезарядом емкости слоя умножения,

$$J_{sc} = C_{so} \frac{dU_s}{dt},$$

где  $C_{so} = \frac{\epsilon}{d}$  - емкость слоя умножения на единицу площади.

Полный ток  $J_g = J_n + J_{sc}$ .

Эквивалентная схема показана на рис. 5.

Она представляет собой параллельный колебательный контур с нелинейной индуктивностью, которая при малых изменениях лавинного тока  $\Delta J_n$  равна  $L_{no}$ .

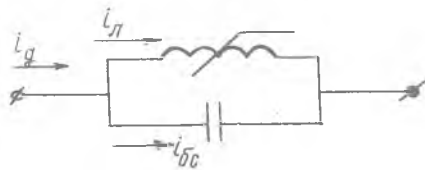
Резонансная частота  $\Omega_L$

при малых  $\Delta J_n$  -

$$\Omega_L = \frac{1}{\sqrt{L_{no} C_{so}}} = \sqrt{\frac{14 \cdot J_s \delta}{\epsilon t_s V_s}}$$

называется лавинной частотой и является одной из важных характеристик ЛПД.

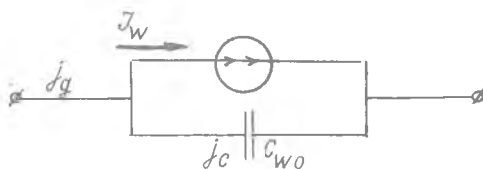
Анализ процессов, происходящих в пролетном пространстве, три-



Р и с.5. Упрощенная эквивалентная схема слоя умножения



водит к эквивалентной схеме (рис.6).



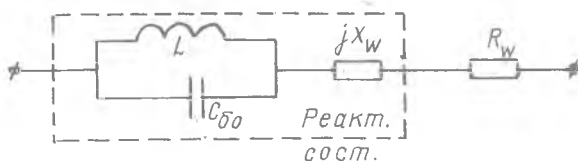
Р и с. 6. Эквивалентная схема пролетного пространства

Схема содержит источник тока и емкость пролетного пространства.

Эквивалентная схема ЛПД определяется последовательным соединением эквивалентных схем слоя умножения, пролетного слоя; к ним добавляется омическое сопротивление контактов.

Полное сопротивление всего р-п перехода в режиме малого сигнала равняется сумме полных сопротивлений слоя умножения и пролетных участков.

Эквивалентная схема имеет вид (рис.7)



Р и с. 7. Схема запорного слоя ЛПД с эквивалентным сопротивлением пролетного пространства

Ранее показано, что полный ток складывается из тока смещения и тока проводимости.

Если не учитывать время пролета зарядов через тонкий слой умножения, то можно показать, что полный ток, ток проводимости и ток смещения связаны следующим соотношением

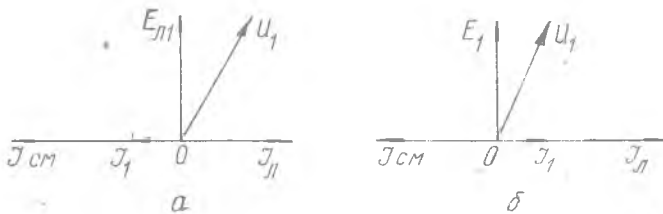
$$\frac{|I_{cm}|}{|I_n|} = \frac{1}{\beta^2}, \quad \text{где} \quad \beta = \frac{\Omega_n}{\omega};$$

$\Omega_n$  - лавинная частота;  
 $\omega$  - рабочая частота.

$$|I_n| = \beta^2 |I_{cm}|;$$

Ток смещения противоположен по фазе току проводимости, поэтому полный ток  $J(t)$  находится либо в фазе с током проводимости,  $J_n(t)$ , если  $\beta^2 > 1$ , либо в противофазе, если  $\beta^2 < 1$ .

Векторная диаграмма для слоя умножения имеет вид (рис. 8 а, б)



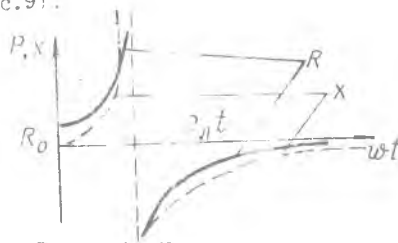
Р и с. 8. Векторная диаграмма слоя умножения при  $|J_{см}| > |J_l|$  (а) и при  $|J_l| > |J_{см}|$  (б)

Лавинный ток - это ток движущихся зарядов. Следовательно, это есть ток проводимости.

Полное напряжение на переходе с учетом параметров пролетного пространства будет, очевидно, отставать от напряженности в слое умножения, так как пролетное пространство вносит запаздывание (см. рис. 8, а, б)

Из векторной диаграммы видно, что сдвиг фаз между напряжением  $U(t)$  и током во внешней цепи, равным полному току  $J(t)$ , меньше  $\frac{\pi}{2}$ , когда ток синфазен с током проводимости  $J_n(t)$ , т.е. при  $\beta^2 > 1$ , и больше  $\frac{\pi}{2}$ , когда этот ток синфазен с емкостным током, т.е. при  $\beta^2 < 1$ . В этом случае активное сопротивление р-п перехода отрицательно ( $\beta^2 < 1$ ). Качественно зависимость  $Z(\omega)$  может быть представлена следующим образом (рис. 9).

На частотах ниже лавинной активное сопротивление р-п перехода положительное, а его реактивная составляющая носит индуктивный характер. С понижением частоты активная составляющая стремится к  $R_0$ , а реактивная - к нулю. На частотах выше лавинной сопротивление р-п перехода отрицательно,



Р и с. 9. Качественный ход зависимости активного (—) и реактивного (---) сопротивлений р-п перехода ЛД от частоты

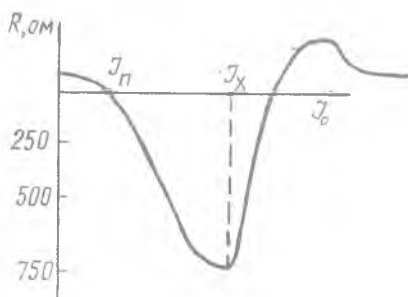
а реактивная составляющая носит емкостный характер.

С учетом сопротивления  $R_g$  ( $R_g$  - сопротивление потерь в пролетном пространстве) область частот, где активное сопротивление отрицательно, сужается и ограничивается достаточно широким интервалом вблизи лавинной частоты.

Таким образом, рабочие частоты ЛПД как активного прибора с отрицательным сопротивлением практически зависят от соотношения рабочей и лавинной частот. Лавинная частота, как мы уже отмечали,

$$\omega_n = f(J).$$

Поэтому интересны будут зависимости сопротивления диода от тока, протекающего через него (рис.10).



Р и с. 10. Зависимость активного сопротивления диода от тока:  $J_k$  - характеристический ток;  $J_n$  - пусковой ток, при котором  $\omega_n = \omega_{рад}$

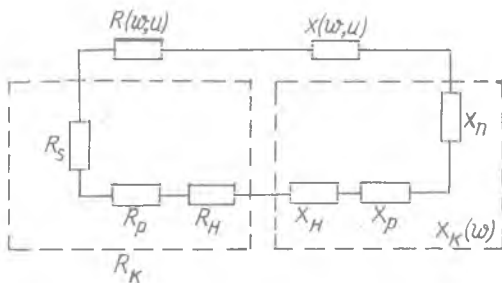
## 2. Исследование автоколебаний

### 2.1. Условия возникновения колебаний

Найденные закономерности изменения полного сопротивления р-п перехода могут быть использованы для анализа автоколебаний в системах, содержащих р-п переход. Все выше приведенные рассуждения можно использовать в том случае, если колебания близки к гармоническим, т.е. амплитуда и фаза меняются медленно по сравнению с периодом колебаний.

На эквивалентной схеме ГЛПД (рис.11):

$X_k(\omega)$  - пересчитанное к р-п переходу активное сопротивление внешней цепи, учитывающее реактивные параметры внешнего резонатора  $X_p$  и патрона диода  $X_n$  ;



Р и с. II. Эквивалентная схема генератора на ЛПД

$R_K$  - полное сопротивление потерь, включающее сопротивление растекания  $R_S$  диода, сопротивление потерь в резонаторе  $R_p$  и сопротивление полезной нагрузки. В первом приближении можно считать, что сопротивление  $R_S$ , а следовательно, и  $R_K$  не зависят от амплитуды сигнала;

$R(\omega, U)$  - активная составляющая полного сопротивления р-п перехода;  
 $X(\omega, U)$  - реактивная составляющая.

Режим стационарных колебаний генератора определяется уравнениями:

$$R(\omega, U) + R_K(\omega) = 0 \quad - \text{уравнение баланса амплитуд};$$

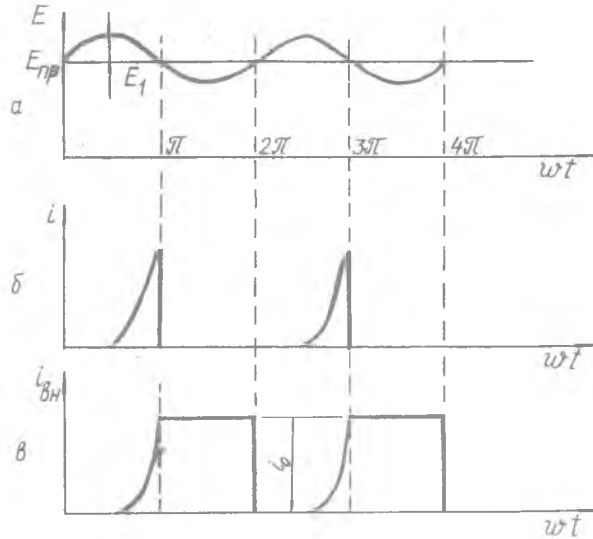
$$X(\omega, U) + X_K(\omega) = 0 \quad - \text{уравнение баланса фаз}.$$

Для одноконтурного автогенератора уравнение имеет единственное решение, соответствующее устойчивым колебаниям с амплитудой  $U_0$  и частотой  $\omega_0$ . При  $U = 0$  эти уравнения характеризуют условия возбуждения колебаний. Выражения для  $R(\omega, 0)$ ,  $X(\omega, 0)$  при заданной структуре диода зависят от частоты и постоянного тока  $J_0$  (или лавинной частоты  $\omega_L$ ).

Для того, чтобы в реальном автогенераторе нарастали малые колебания, необходимо, чтобы отрицательное сопротивление  $R(\omega, U)$  было по абсолютной величине больше, чем  $R_K(\omega)$ . Это условие самовозбуждения.

Рассмотрим теперь случай, когда к диоду приложены совместно постоянное напряжение, создающее в  $n$ -слое поле, близкое к значению  $E_{np}$ , и переменное напряжение, создающее в  $n$ -слое переменную, составляющую поле с амплитудой  $E_1$  (рис.12).

Таким образом, полная напряженность поля в  $n$ -слое составляет  $E = E_{np} + E_1 \sin \omega t$ .



Р и с. 12. Изменение напряженности поля в  $n$ -слое (а), лавинный ток (б) и ток во внешней цепи (в)

В положительные полупериоды  $E > E_{нр}$  и в  $n$ -слое генерируются электронно-дырочные пары. Число  $n$  генерированных электронов быстро увеличивается к концу положительного периода, так как скорость процесса ударной ионизации пропорциональна уже имеющемуся числу электронов. С началом отрицательной полуволны  $E < E_{нр}$  процесс ударной ионизации прекращается, а генерированные электроны, перемещаясь в  $i$ -слое со скоростью  $V_{нос}$ , навodят во внешней цепи ток с постоянным значением  $I_0$ . Ток прекращается, когда пакет электронов достигает омического контакта, через интервал времени

$$T = \frac{W_n}{V_{нос}}$$

называемый временем пролета.

Таким образом, максимум числа генерированных электронов оказывается сдвинутым на угол  $\pi/2$  относительно максимума напряженности поля  $E$ , а центр импульса наведенного тока (если пренебречь фронтом импульса) на угол  $\frac{\pi}{2} + \frac{\omega T}{2}$ . Первая гармоника тока имеет при таких условиях противофазную составляющую, т.е.

активная составляющая проводимости диода по первой гармонике оказывается отрицательной.

## 2.2. Приближенные соотношения в пролетном режиме.

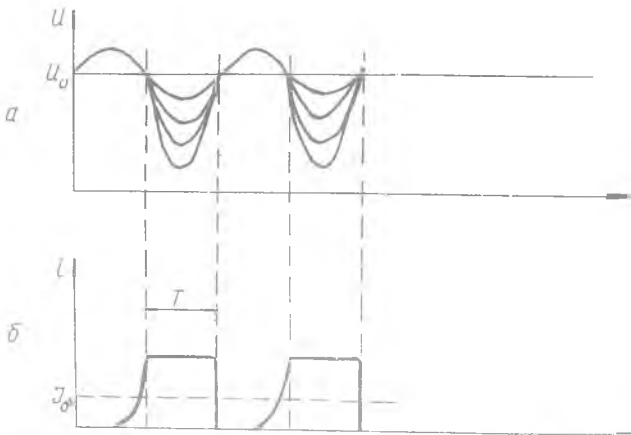
### Оценка к.п.д.

Оценим максимальное значение к.п.д. в пролетном режиме. Известно, что

$$\eta = \frac{P_{\omega}}{P_0} = \frac{1}{2} \frac{U_1 I_1}{U_0 I_0}$$

где  $P_{\omega}$ ,  $U_1$ ,  $I_1$  - мощность, напряжение, ток первой гармоники;  
 $P_0$ ,  $U_0$ ,  $I_0$  - мощность, напряжение и ток источника питания.

Для оценки макс к.п.д. необходимо определить макс отношения,  $\frac{U_1}{U_0}$  и  $\frac{I_1}{I_0}$ . Следует учесть, что из-за высокой проводимости слоя умножения напряженность поля в этом слое не может значительно превышать величины  $E_{пр}$ . Поэтому при увеличении переменной составляющей напряжения колебания напряжения на диоде приобретают форму, характер которой показан на рис.13, т.е. колебания перестают быть периодическими.



Р и с. 13. Форма напряжения при большой амплитуде колебаний (а) и форма тока во внешней цепи (б)

При такой форме колебаний амплитуда первой гармоники близка к половине величины  $U_0$ . Таким образом, для оценки к.п.д.

$$\left(\frac{U_1}{U_0}\right)_{\max} = \frac{1}{2}$$

Если пролетная фаза  $\omega t = \pi$  и ток диода может быть приближенно представлен последовательностью прямоугольных импульсов с длительностью импульса, равной полупериоду колебаний, то в этом случае  $\frac{I_1}{I_0} = \frac{4}{\pi}$ ; с учетом этого

$$h_{\max} = \frac{1}{2} \left(\frac{U_1}{U_0}\right)_{\max} \left(\frac{I_1}{I_0}\right)_{\max} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{4}{\pi} = \frac{1}{\pi} \approx 30\%$$

Действительное значение  $\eta$  оказывается еще меньше, так как оценка приближенная, не учитываются потери проводимости в пространстве дрейфа, дополнительные потери из-за поверхностного эффекта и т.д. Практические значения к.п.д. пролетного режима составляют 10-15%.

Рабочая частота генерации ТРАПАТТ-режима определяется из условия

$$f_a = \frac{1}{2T} = \frac{V_{нас}}{2W_n}$$

Имея в виду, что скорость насыщения  $V_{нас} = 10^7$  см/с, можно оценить значение рабочей частоты по известной ширине пролетного пространства. Например, если  $W = 50$  мкм, то  $f = 1$  ГГц, если  $W = 5$  мкм, то  $f = 10$  ГГц.

### 2.3. Режим с захваченной плазмой (ТРАПАТТ-режим)

Рассмотрим  $p^+ - n - p^+$  структуру (рис. 14).

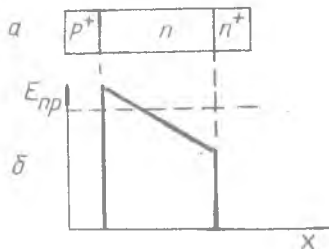


Рис. 14. Трехслойная структура ЛПД (а) и распределение напряженности поля (б)

Слой лавинного умножения в этом случае совпадает с той частью  $n$ -области, где напряженность поля выше пробивной. Остальная часть  $n$ -области является дрейфовым (пролетным) пространством.

Если напряженность поля в дрейфовом пространстве не ниже  $E_{нас}$ , то скорость дрейфа электронов постоянна и равна  $V_{нас}$ .

Видно, что процессы, происходящие в  $p^+ - n - p^+$  структуре, аналогичны процессам в  $p^+ - n - p^+$

структуре. Особенностью является то, что ширина слоя умножения не

постоянна и зависит от величины напряженности поля в диоде. Правая граница слоя умножения с течением времени перемещается по направлению к  $n$ -контакту с определенной скоростью. Соответственно и уменьшается величина пролетного пространства. Пролетный режим возможен, если скорость  $V_{\varphi} < V_{нас}$  (т.е. со скоростью  $V_{\varphi}$  происходит перемещение лавины).

Пусть в момент времени  $t_0$  при напряженности поля в  $n$ -области  $E < E_{пр}$  на диод действует ступенька тока плотностью  $J$ . Поскольку  $n$ -область обеднена (свободные заряды в ней отсутствуют) весь ток через  $n$ -область есть ток смещения

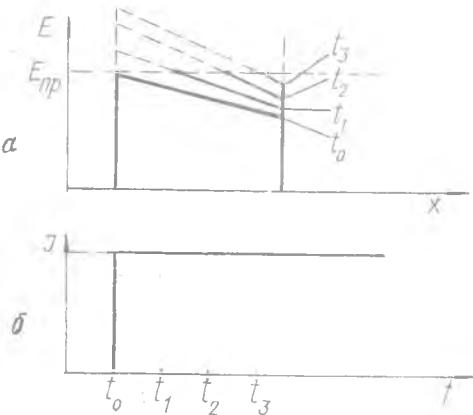
$$J = \varepsilon \frac{dE}{dt}$$

Интегрируя, убеждаемся, что напряженность поля в диоде имеет составляющую  $E = \frac{Jt}{\varepsilon}$ , линейно возрастающую во времени. Распределение поля в  $n$ -области показано на рис. 15.

Из рис. 15 видно, что координата точки  $E(x) = E_{пр}$  смещается с течением времени, т.е. имеет место перемещение фронта ударной ионизации и расширение ионизированной области. Скорость этого перемещения фронта ударной ионизации  $V_{\varphi}$  зависит от величины тока через диод, концентрации примесей в  $n$ -области диэлектрической проницаемости  $\varepsilon$ .

При достаточно большой скорости  $V_{\varphi} = V_{нас}$  фронт лавинного умножения за короткое время  $T_{\varphi} = \frac{W}{V_{\varphi}}$  пробегает всю  $n$ -область диода, оставляя за собой

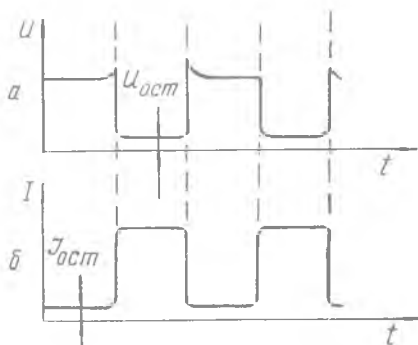
электронно-дырочную плазму с малым внутренним сопротивлением. В результате напряженность поля во всей  $n$ -области становится незначительной. Процесс ионизации прекращается, и начинается процесс рассасывания плазмы. Во время этого процесса электроны отсасываются



Р и с. 15. Распределение напряженности поля (а) при действии ступеньки тока (б).



в  $n^+$  - область, дырки - в  $p^+$  -область. По окончании процесса рассасывания сопротивление диода восстанавливается и напряженность поля в  $n$  -области достигает первоначального значения. Если импульсы тока в диоде повторяются, то процесс носит колебательный характер. Приближенная форма тока и напряжения имеет вид (рис.16).



Р и с. 16. Форма колебаний напряжения (а) и тока (б) в режиме с захваченной плазмой

Из рис.16 видно, что импульсы тока и напряжения близки к прямоугольным и центры этих импульсов могут быть сдвинуты на величину, близкую к  $T/2$ , где  $T$  - период колебаний.

Таким образом, первые гармоники тока и напряжения имеют фазовый сдвиг, близкий к  $\pi$ , т.е. активная составляющая проводимости диода по первой гармонике отрицательна.

Видим, что ток течет через диод, когда напряжение на нем мало, следовательно, к.п.д. должен быть высоким. Полагая, что  $U_{osc}, I_{osc} \rightarrow 0$  и длитель-

ность импульсов тока и напряжения равны полупериоду, получаем:

$$\frac{U_i}{U_0} = \frac{4}{\pi}; \quad \frac{I_i}{I_0} = \frac{4}{\pi} b = \frac{1}{2} \frac{U_i}{U_0} \frac{I_i}{I_0} = \frac{1}{2} \frac{4}{\pi} \frac{4}{\pi} \approx 81\% .$$

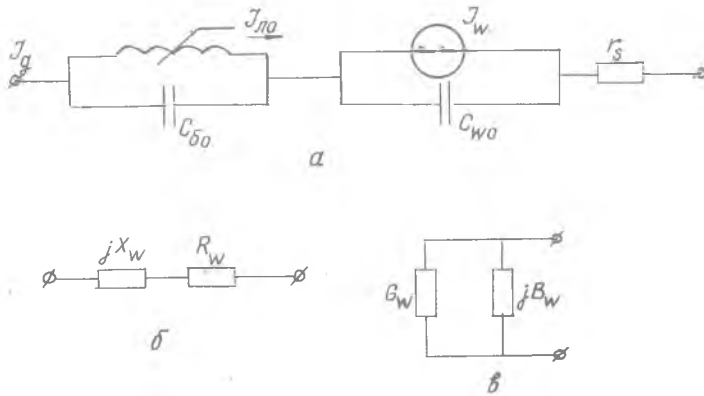
Следовательно, к.п.д. диодов в TRAPATT-режиме значительно выше, чем в пролетном режиме.

Практические схемы дают  $\zeta = 70\%$ . Это положительное свойство режима. Есть недостатки, ограничивающие применение:

- рабочие частоты существенно меньше, так как процесс рассасывания плазмы происходит при малых скоростях носителей, поскольку напряженность в ионизированном участке мала;

- для получения колебаний, близких к прямоугольным, колебательная система генератора должна обеспечивать достаточные амплитуды высших гармоник и определенные фазовые соотношения между ними и первой гармоникой, что существенно усложняет конструкцию колебательной системы и ее настройку

При анализе одночастотных режимов усилителей и генераторов гармонических колебаний часто используют преобразованные схемы: последовательную и параллельную (рис.17).



Р и с. 17. Эквивалентная схема ЛПД (без корпуса) - а и преобразованные схемы: б - последовательная схема, в - параллельная схема

На схеме (см.рис.17):

$X_w, B_w$  - полное реактивное сопротивление и проводимость заpornого слоя;

$R_w, G_w$  - сопротивление и проводимость заpornого слоя.

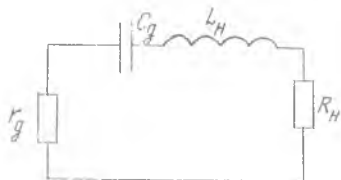
Параметры эквивалентной схемы зависят от частоты и приложенного к диоду напряжения.

Для анализа можно использовать любую схему. Воспользуемся, например, последовательной. Не будем заниматься подробными выводами; скажем только, что для выполнения условия самовозбуждения необходимо, чтобы отрицательное сопротивление  $R_w$  было по абсолютной величине больше, чем сумма  $Z_c$  и эквивалентное сопротивление нагрузки, пересчитанное в последовательной схеме замещения.

#### 2.4. Электромагнитные цепи СВЧ-устройств на ЛПД

Для выделения мощности ЛПД к нему должна быть подключена внешняя цепь, содержащая активное сопротивление нагрузки. При этом для увеличения отдаваемой в нагрузку мощности реактивное сопротивление

ление в цепи протекания тока должно быть равно нулю, для чего внешняя цепь должна содержать реактивное сопротивление, равное по величине и противоположное по знаку реактивности диода. Обобщенная эквивалентная схема генератора приведена на рис.18, где



Р и с. 18. Обобщенная эквивалентная схема генератора

$r_g$  - сопротивление диода;  
 $L_n$  - индуктивность нагрузки;  
 $C_g$  - емкость диода;  
 $R_n$  - сопротивление нагрузки.

Обобщенная эквивалентная схема усилителя отличается наличием источника переменной э.д.с. входного сигнала.

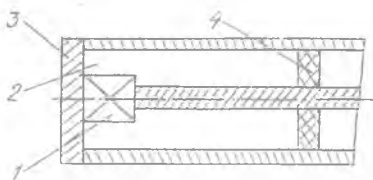
Если колебательная энергия, выделяемая диодом, полностью компенсирует энергию потерь во внешней цепи (включая энергию, потребляемую полезной нагрузкой), что происходит на резонансной частоте контура  $C_g L_n$  при  $|r_g| = R_n$ , то в схеме устанавливается автоколебательный режим или режим генерации.

Если потери во внешней цепи компенсируются не полностью, что осуществляется при  $R_n > |r_g|$ , то в схеме устанавливается режим регенеративного усиления колебаний (при наличии источника таких колебаний).

Таким образом, режим работы схемы (усиление или генерация) устанавливается за счет выбора соотношения между постоянным током диода, определяющим величину отрицательного сопротивления диода, и сопротивлением нагрузки.

Такая схема может быть реализована при включении ЛПД в СВЧ-резонатор любого типа (коаксиальный, волноводный, полосковый и т.д.). Для связи резонатора с нагрузкой и источником усиливаемого сигнала используются отдельные элементы связи (емкостные штыри, индуктивные петли, дифракционные отверстия и т.д.). Наиболее просто реализуется схема при включении ЛПД в коаксиальный резонатор (рис.19). ЛПД I устанавливается в разрыв центрального проводника коаксиала 2 вблизи короткозамкнутой стенки коаксиального резонатора, образующей теплоотвод 3. Связь резонатора с нагрузкой осуществляется через трансформатор 4, образованный подвижной диэлектрической шайбой длиной  $\lambda/4$ . Изменение длины резонатора и настройка в резонанс осу-

ществляется за счет перемещения шайбы-трансформатора по центральному проводнику коаксиала. Регулировка связи осуществляется за счет выбора диаметра шайбы.



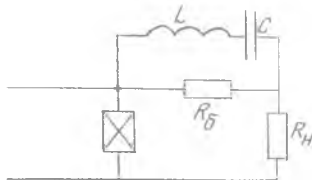
Р и с. 19. Пример коаксиальной конструкции ГЛПД

Одна из особенностей ЛПД – это то, что сопротивление диода отрицательно в довольно широком диапазоне частот. Если внешняя цепь имеет несколько собственных резонансных частот, лежащих в области, где активное сопротивление диода отрицательно, то в схеме может произойти возбуждение паразитных колебаний на частотах, отличных от рабочей. Возбуждение паразитных колебаний сопровождается скачками мощности и частоты колебаний в рабочем режиме, что является недопустимым. Поэтому практически схемы генераторов и усилителей содержат различного рода настроечные элементы.

Для подавления паразитной автогенерации часто используются стабилизирующие цепи.

Простейшая схема генератора показана на рис.20.

Стабилизирующая цепь состоит из балластного сопротивления  $R_B$  и стабилизирующего контура  $LC$ , настроенного на рабочую частоту. Принцип действия заключается в следующем: на рабочей частоте, на которую настроен контур  $LC$ , балластное сопротивление шунтируется. На частотах, отличных от рабочей, вносится дополнительное сопротивление  $R_B$  и баланс амплитуд не выполняется:  $|z_g| > R_H$ .

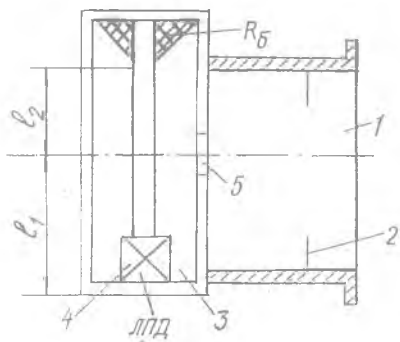


Р и с. 20. Эквивалентная схема ГЛПД со стабилизирующей цепью

В целях уменьшения габаритов иногда стабилизирующий контур может использоваться как нагрузочный.

Конструкция ГЛПД со стабилизирующей цепью показана на рис.21.

I – стабилизирующий резонатор, является одновременно и нагрузочным; образован отрезком прямоугольного волновода, заключенным между коаксиальной линией 3 и диафрагмой 2, через которую осуществляется связь с нагрузкой. ЛПД – 4 включен в коаксиальную линию,



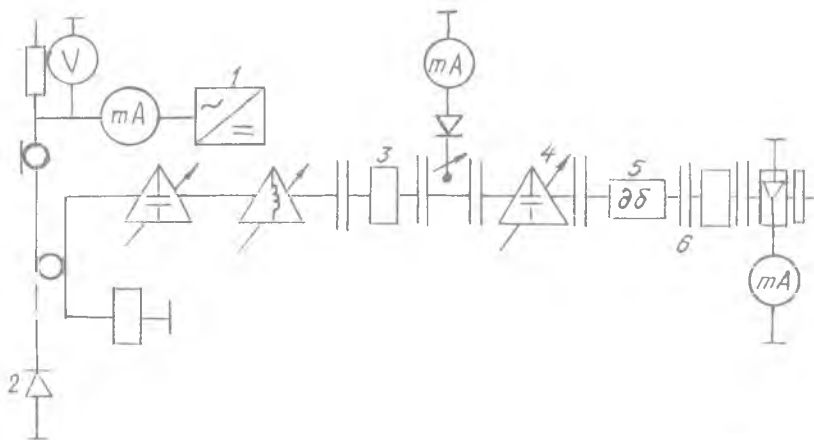
Р и с. 21. Конструкция ГЛД с стабилизирующей цепью

на противоположном конце которой имеется согласованная нагрузка, выполняющая роль  $R_{\delta}$ , 5 - отверстие связи.

Наличие нескольких резонансов во внешней цепи, подключаемой к диоду, часто является необходимым, например, для возбуждения колебаний с захваченной плазмой или для увеличения к.п.д. в лавинно-пролетном режиме.

### 3. Описание лабораторной установки

Схема установки для экспериментального исследования характеристик на ЛД приведена на рис.22.



Р и с. 22. Схема экспериментальной установки

Установка содержит:

1 - источник питания (ИП), выходной ток которого регулируется ручкой "Ток диода", расположенной на передней панели источника, миллиамперметр "Ток диода" для измерения постоянного тока питания диода и вольтметр "Напряжение диода" для измерения постоянного напряжения на диоде;

2 - генератор на ЛПД;

3 - измерительную линию (ИЛ) для измерения КСВ в нагрузочном тракте генератора;

4 - волновод с подвижным емкостным штырем для регулировки КСВ;

5 - аттенуатор;

6 - измеритель мощности - волноводную детекторную секцию с микроамперметром Выходная мощность.

В лабораторной установке используется диод типа 3А707В

Частота генератора  $f_0 = 10,5$  ГГц, выходная мощность  $P_{\text{вых}} = 100$  мВт, пусковой ток  $I_n \approx 15$  мА, рабочее напряжение  $U_0 = 80$  В, рабочий ток  $I_0 < 25$  мА.

#### 4. Порядок выполнения работы

1. Включить источник питания тумблером ВКЛ на передней панели блока ИП, прибор прогреть в течение 3-5 мин.

2. Установить ширину ойна индуктивной диафрагмы  $d = 8,5-8,6$  мм по шкале микрометрического винта.

3. Установить емкостные штыри секции 4 в крайнее верхнее положение.

4. Лимб настройки повернуть против часовой стрелки до упора, что соответствует показанию шкалы лимба 6,45.

5. Ручкой ТОК ДИОДА очень плавно увеличивать ток диода, наблюдая за показанием микроамперметра Выходная мощность. По прибору ТОК ДИОДА отметить величину пускового тока генератора  $I_n$ , соответствующее возбуждению генератора.

6. Снять зависимость выходной мощности генератора  $P_{\text{вых}}$  от величины постоянного тока питания  $I_0$ . Ток  $I_0$  менять ручкой ТОК ДИОДА до значения  $I_0 = I_n$  пускового тока до 25 мА через 1,0 мА.

7. Определить диапазон механической перестройки генератора. Установить рабочий ток диода  $I_0 = 23$  мА. Вращая лимб настройки

снять зависимость выходной мощности  $P_{\text{вых}}$  и длины волны генератора  $\lambda_0$  от глубины погружения керамического стержня в волноводный резонатор. Глубина погружения стержня определяется числом оборотов  $n$  лимба настройки.

Длина волны генератора определяется при помощи измерительной линии по формуле

$$\lambda_0 = \frac{\lambda_{\text{во}}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\lambda_{\text{во}}}{4,6}\right)^2}},$$

где  $\lambda_{\text{во}} = 2\Delta l \text{ см}$ ,

$\Delta l$  — расстояние между двумя соседними узлами напряжения в линии.

Для каждого установленного числа оборотов лимба  $n$  определить величины  $P_{\text{вых}}$  и  $\lambda_0$ , подстраивая индуктивную диафрагму.

Результаты измерений занести в таблицу.

$n$	
$P_{\text{вых}}$	
$\lambda_0$	

8. По данным таблицы определить диапазон механической перестройки генератора

$$\delta = \frac{\lambda_{01} - \lambda_{02}}{\lambda_{0\text{макс}}} \cdot 100\%,$$

где  $\lambda_{\text{макс}}$  — длина волны, соответствующая максимуму выходной мощности генератора;

$\lambda_{01}$  — длина волны, соответствующая уменьшению выходной мощности генератора на 3 дБ;

$\lambda_{02}$  — длина волны, соответствующая выведенному из волновода керамическому стержню ( $n = 6,95$ ).

9. Определить зависимость выходной мощности генератора  $P_{\text{вых}}$  от КСВ в нагрузочном тракте. Лимб механической перестройки повернуть против часовой стрелки до упора (положение 6,95). Определить КСВ при помощи измерительной линии по формуле

$$\text{КСВ} = \sqrt{\frac{U_{\text{макс}}}{U_{\text{мин}}}},$$

где  $U_{\text{макс}}$ ,  $U_{\text{мин}}$  — напряжение пучности и узла в линии, определяемые по шкале микроамперметра линии КСВ.

Постепенно увеличивая КСВ за счет увеличения глубины погружения емкостных штырей в волновод, снять зависимость  $P_{\text{вых}}$  (КСВ)

измеряя  $P_{\text{вых}}$  и КСВ.

10. Выключить источник питания.

### 5. С о д е р ж а н и е о т ч е т а

1. Эквивалентная схема генератора.

2. Измеренные значения пускового тока и рабочей длины волны.

3. Графики зависимостей выходной мощности от тока питания, КСВ.

4. Графики зависимостей выходной мощности и длины волны генератора от числа оборотов лимба настройки.

### Контрольные вопросы

1. Объяснить принцип действия ЛПД.

2. Нарисовать схему включения ЛПД в цепь постоянного тока. Сформулировать требования к величине внутреннего сопротивления источника питания.

3. Чем отличается статический режим работы ЛПД от динамического?

4. Объяснить зависимость отрицательного сопротивления ЛПД от тока питания.

5. Объяснить зависимость отрицательного сопротивления ЛПД от частоты.

6. Объяснить зависимость отрицательного сопротивления от амплитуды колебаний.

7. Какие режимы ЛПД вы знаете?

8. В чем заключаются особенности TRAPATT-режима?

9. Нарисовать эквивалентную схему генератора на ЛПД. Как определить баланс амплитуд и фаз для этого генератора?

10. Что такое пусковой ток генератора?

11. Как зависит выходная мощность генератора от тока питания? Объясните ход зависимости.

12. Как зависит выходная мощность ГЛПД от сопротивления нагрузки? Объясните характер этой зависимости.



## Л и т е р а т у р а

1. Тагер А.С., Вальд-Перлов В.М. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. Сов.радио, 1968.
2. Проектирование модулей СВЧ. Диодные генераторы, усилители и умножители СВЧ /Под ред. Г.П.Земцова. МАИ, 1976.
3. Полупроводниковые приборы СВЧ /Под ред. Ф.Брэнда, Пер. с англ., Мир, 1972.

Составитель Юрий Федорович Широков

ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАТОРА НА ЛАВИННО-ПРОЛЕТНОМ  
ДИОДЕ

Лабораторная работа I

Редактор Л. Л. Соколова  
Техн. редактор Н. М. Каленюк  
Корректор Е. Г. Филиппова

Подписано к печати 30.12.82. Формат 60x84<sup>1</sup>/16.

Бумага оберточная белая. Оперативная печать.

Усл. п. л. I, 43. Уч.-изд. л. I, 4. Тираж 200 экз.

Заказ № 1417 Бесплатно.

Куйбышевский ордена Трудового Красного Знамени авиационный институт имени академика С. П. Королева, г. Куйбышев, ул. Молодогвардейская, 151.

Областная тип. им. В. П. Мяги, г. Куйбышев, ул. Венцека. 60.