

Лекция 8

Тема лекции: Влияние температуры на характеристики диодов

Цель лекции:

Изучить, как изменение температуры влияет на физические процессы в p – n переходе, определить зависимость вольтамперных характеристик (ВАХ) диода от температуры, рассмотреть основные температурные коэффициенты и механизмы деградации параметров диодов при нагревании.

Основные вопросы:

1. Физические основы температурной зависимости характеристик p – n перехода.
2. Температурная зависимость тока насыщения.
3. Обратные токи и пробой при повышенных температурах.
4. Температурная зависимость сопротивления и ёмкости p – n перехода
5. Температурная компенсация и практические применения.

Краткие тезисы:

Как уже отмечалось, при прямом смещении ток диода инжекционный, большой по величине и представляет собой диффузионную компоненту тока основных носителей. При обратном смещении ток диода маленький по величине и представляет собой дрейфовую компоненту тока неосновных носителей (рис. 4.8). Зависимость тока от напряжения определяется соотношением: $J = J_s(e^{\beta V_G} - 1)$.

Для несимметричного p – n^+ перехода $N_A \ll N_D$ концентрация неосновных носителей в p -области существенно выше, чем в n -области $n_{p0} \gg p_{n0}$. Обратный ток в этом случае обусловлен дрейфовой электронной компонентой $n_{p0} = \frac{n_i^2}{n_{n0}} \sim e^{-\frac{E_g}{kT}}$, поскольку $n_i = \sqrt{N_C N_V} e^{-\frac{E_g}{2kT}}$.

Обратный ток диода в этом случае будет $I_0 = \text{const} \cdot e^{-\frac{E_g}{2kT}}$.

Вблизи комнатной температуры T_K при ее небольших отклонениях можно записать: $\frac{1}{T_\epsilon} - \frac{1}{T} \sim \frac{\Delta T}{T_\epsilon^2}$, тогда температурная зависимость тока преобразуется к следующему виду:

$$I_0(T) \approx I_R(T_\epsilon) e^{\alpha \Delta T}. \quad (4.16)$$

Величина коэффициента α для различных полупроводников будет следующей: для германия $\alpha_{Ge} = 0,09 \text{ град}^{-1}$ до $T = 70^{\circ}$, для кремния $\alpha_{Si} = 0,13 \text{ град}^{-1}$ до $T = 120^{\circ}$.

В практических случаях используют понятие температуры удвоения обратного тока диода. Соотношение (4.16) преобразуется к следующей форме, при этом

$$I_0(T) = I_0(T_0) 2^{\frac{\Delta T}{T^*}}, \quad (4.17)$$

где $T^* = \frac{\ln 2}{\alpha}$ – температура удвоения тока, величина этой температуры будет равна: $T^* = 10; 8; 7; 5$, при значениях $\alpha = 0,07; 0,03; 0,1; 0,13$.

Из соотношения (4.17) и значения температуры удвоения тока $T^* = 10$ следует простое правило: обратный ток диода удваивается при увеличении температуры на каждые 10°C .

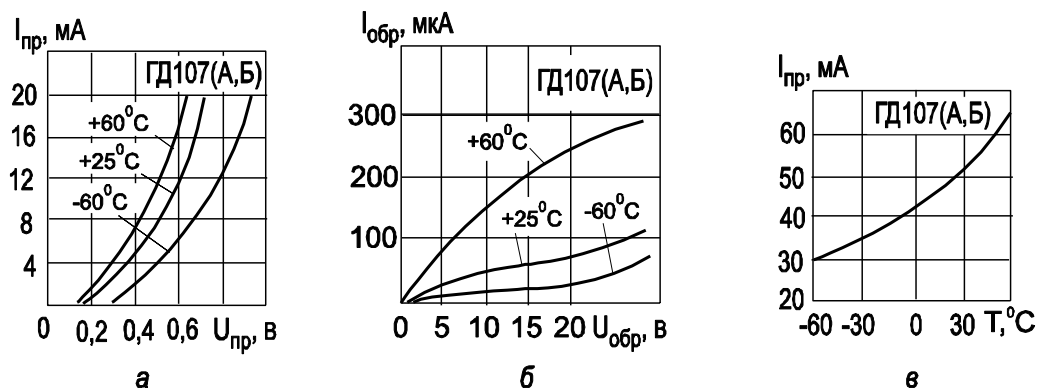


Рис. 4.8.- Вольт-амперные характеристики диода ГД107 [23, 25]:
а) при прямом смещении; б) при обратном смещении; в) температурная зависимость прямого тока диода

Стабилитроны.

Стабилитроном называется полупроводниковый диод, вольт-амперная характеристика которого имеет область резкой зависимости тока от напряжения на обратном участке вольт-амперной характеристики.

ВАХ стабилитрона имеет вид, представленный на рисунке 4.9.

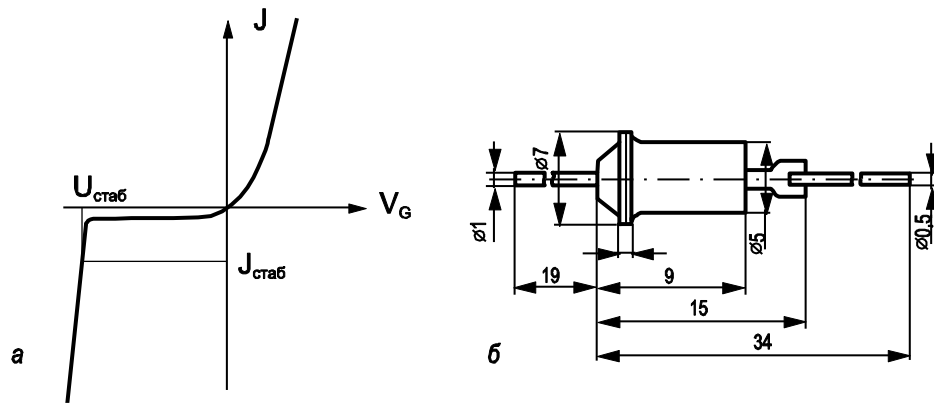


Рис. 4.9. - Вольт-амперная характеристика (а) и конструкция корпуса (б) стабилизатора

При достижении напряжения на стабилизаторе, называемого напряжением стабилизации $U_{\text{стаб}}$, ток через стабилизатор резко возрастает. Дифференциальное сопротивление $R_{\text{диф}}$ идеального стабилизатора на этом участке ВАХ стремится к 0, в реальных приборах величина $R_{\text{диф}}$ составляет значение: $R_{\text{диф}} \approx 2 \div 50 \text{ Ом}$.

Основное назначение стабилизатора – стабилизация напряжения на нагрузке, при изменяющемся напряжении во внешней цепи. В связи с этим последовательно со стабилизатором включают нагрузочное сопротивление, демпфирующее изменение внешнего напряжения. Поэтому стабилизатор называют также опорным диодом.

Напряжение стабилизации $U_{\text{стаб}}$ зависит от физического механизма, обуславливающего резкую зависимость тока от напряжения. Различают два физических механизма, ответственных за такую зависимость тока от напряжения, – лавинный и туннельный пробой p - n перехода.

Для стабилизаторов с туннельным механизмом пробоя напряжение стабилизации $U_{\text{стаб}}$ невелико и составляет величину менее 5 вольт: $U_{\text{стаб}} < 5 \text{ В}$. Для стабилизаторов с лавинным механизмом пробоя напряжение стабилизации обычно имеет большие значения и составляет величину более 8 вольт: $U_{\text{стаб}} > 8 \text{ В}$.

Туннельный пробой в полупроводниках.

Проанализируем более подробно механизмы туннельного и лавинного пробоя.

Рассмотрим зонную диаграмму диода с p - n переходом при обратном смещении при условии, что области эмиттера и базы диода легированы достаточно сильно (рис. 4.10).

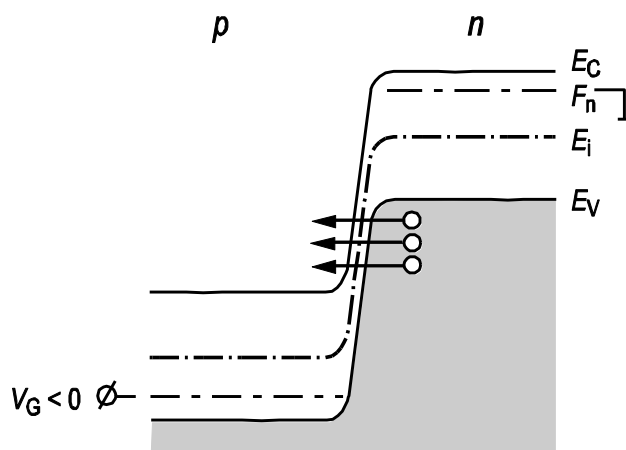


Рис. 4.10. - Зонная диаграмма диода на базе сильнолегированного p - n перехода при обратном смещении

Квантово-механическое рассмотрение туннельных переходов для электронов показывает, что в том случае, когда геометрическая ширина потенциального барьера сравнима с дебройлевской длиной волны электрона, возможны туннельные переходы электронов между заполненными и свободными состояниями, отделенными потенциальным барьером.

Форма потенциального барьера обусловлена полем p - n перехода. На рисунке 4.11 схематически изображен волновой пакет при туннелировании через потенциальный барьер треугольной формы.

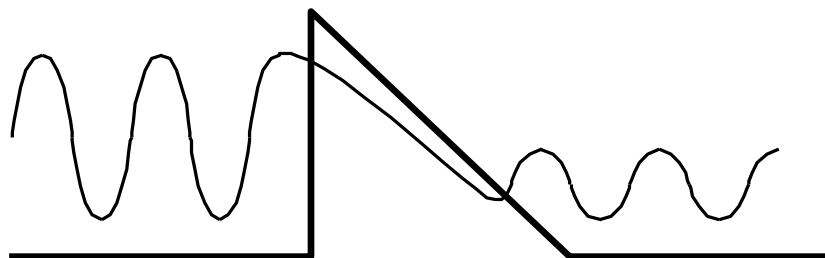


Рис. 4.11. - Схематическое изображение туннелирования волнового пакета
через потенциальный барьер

Возьмем уравнение Шредингера $H\psi = E\psi$, где H – гамильтониан для свободного электрона $\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + U(x)$, E – энергия электрона.

Введем $\alpha^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E$; $\beta = \frac{2m}{\hbar^2} (E_g - E)$.

Тогда снаружи от потенциального барьера уравнение Шредингера будет иметь вид:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \alpha^2\psi = 0.$$

Внутри потенциального барьера $\frac{d^2\psi}{dx^2} - \beta^2\psi = 0$.

Решение для волновых функций электрона будем искать в следующем виде:

$\psi = A_1 e^{ikx} + B_1 e^{-ikx}$ – падающая волна и отраженная,

$\psi = A_s e^{ikx}$ – прошедшая волна,

$\psi = A_2 e^{-\beta x} + B_2 e^{\beta x}$ – волна в барьере.

Используем условие непрерывности для волновой функции и ее производные $\psi, \frac{d\psi}{dx}$ на границах потенциального барьера, а также предположение об узком и глубоком потенциальном барьере ($\beta W \gg 1$).

В этом случае для вероятности туннельного перехода T получаем:

$$T_t = \frac{|\psi_{III}|^2}{|\psi_I|^2} = \frac{A_s^2}{A_1^2} = 4 \exp\left(-\frac{4\sqrt{2m}E_g^{3/2}}{3qE\hbar}\right).$$

Выражение для туннельного тока электронов из зоны проводимости на свободные места в валентной зоне будет описываться следующим соотношением:

$$I_{C \rightarrow V} = AT_t \int_{E_C}^{E_V} f_C(E) N_C(E) [1 - f_V(E)] N_V(E) dE,$$

где использованы стандартные обозначения для функции распределения и плотности квантовых состояний.

При равновесных условиях на $p^+ - n^+$ переходе токи слева и справа друг друга уравнивают: $I_{C \rightarrow V} = I_{V \rightarrow C}$.

При подаче напряжения туннельные токи слева и справа друг друга уже не уравнивают:

$$I = I_{C \rightarrow V} - I_{V \rightarrow C} = AT_t \int (f_C - f_V) N_C(E) N_V(E) dE. \quad (4.18)$$

Здесь f_C, f_V – неравновесные функции распределения для электронов в зоне проводимости и валентной зоне.

Для барьера треугольной формы получено аналитическое выражение для зависимости туннельного тока $J_{\text{тун}}$ от напряженности электрического поля E следующего вида:

$$I_{\text{об}} = AU^2 \exp\left(-\frac{10^8 E_g^{3/2}}{E}\right). \quad (4.19)$$

За напряженность электрического поля пробоя $E_{\text{пр}}$ условно принимают такое значение поля E , когда происходит десятикратное возрастание обратного тока стабилитрона: $I_{\text{об}} = 10 \cdot I_0$.

При этом для p - n переходов из различных полупроводников величина электрического поля пробоя $E_{\text{пр}}$ составляет значения: кремний Si: $E_{\text{пр}} = 4 \cdot 10^5$ В/см; германий Ge: $E_{\text{пр}} = 2 \cdot 10^5$ В/см. Туннельный пробой в полупроводниках называют также зинеровским пробоем.

Оценим напряжение U_z , при котором происходит туннельный пробой. Будем считать, что величина поля пробоя $E_{\text{пр}}$ определяется средним значением электрического поля в p - n переходе $E_{\text{пр}} = \frac{U_{\text{пр}}}{W}$. Поскольку ширина области

пространственного заряда W зависит от напряжения по закону $W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0}{qN_D}} U_{\text{пр}}$,

то, приравнявая значения W из выражений $\frac{U_{\text{пр}}}{E_{\text{пр}}} = \frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0}{qN_D}$, получаем, что

напряжение туннельного пробоя будет определяться следующим соотношением [5, 2]:

$$U_{\text{пр}} = \frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0 E_{\text{пр}}^2}{qN_D}. \quad (4.20)$$

Рассмотрим, как зависит напряжение туннельного пробоя от удельного сопротивления базы стабилитрона. Поскольку легирующая концентрация в базе N_D связана с удельным сопротивлением $\rho_{\text{базы}}$ соотношением $N_D = \frac{1}{\rho_{\text{базы}} \mu_e}$, получаем:

$$U_z = \frac{1}{2} \varepsilon_s \varepsilon_0 \mu_e E_{\text{пр}}^2 \rho_{\text{базы}}. \quad (4.21)$$

Из уравнения (4.21) следует, что напряжение туннельного пробоя U_z возрастает с ростом сопротивления базы $\rho_{\text{базы}}$.

Эмпирические зависимости напряжения туннельного пробоя U_z для различных полупроводников имеют следующий вид:

германий (Ge): $U_z = 100\rho_n + 50\rho_p$;

кремний (Si): $U_z = 40\rho_n + 8\rho_p$,

где ρ_n, ρ_p – удельные сопротивления n - и p -слоев, выраженные в (Ом·см).

Лавинный пробой в полупроводниках.

Рассмотрим случай однородного электрического поля в полупроводнике. Если, двигаясь вдоль силовых линий электрического поля электрон на расстоянии, равном длине свободного пробега λ , наберет энергию, равную либо большую, чем ширина запрещенной зоны, то, неупруго рассеиваясь, этот электрон может вызвать генерацию еще одной электронно-дырочной пары. Дополнительно нагенерированные свободные носители также будут участвовать в аналогичном процессе. Это явление лавинного размножения свободных носителей в условиях сильного электрического поля получило название лавинного пробоя. На рисунке 4.12 показана схема, иллюстрирующая лавинный пробой.

Размеры геометрической области полупроводника W , в которой происходит лавинное умножение, должны быть существенно больше длины свободного пробега электрона λ . Соотношения, определяющие условие лавинного пробоя, будут следующие:

$$q\lambda E_{\text{т0}} \geq E_g; \quad W \gg \lambda. \quad (4.22)$$

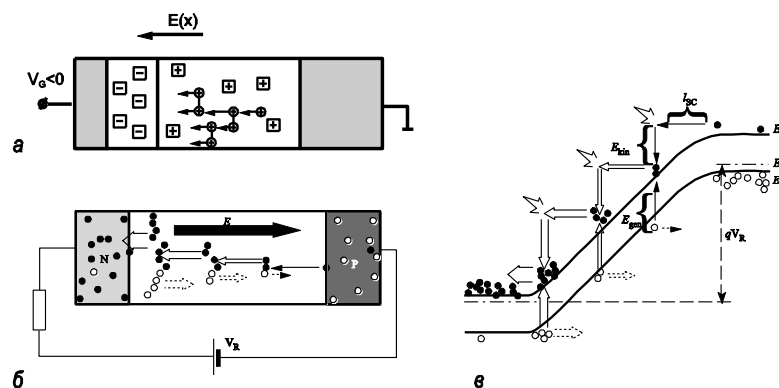


Рис. 4.12. - Схема, иллюстрирующая лавинный пробой в однородном полупроводнике [27, 10]:

- а) распределение электрического поля, доноров и акцепторов и свободных носителей;
- б) распределение токов; в) зонная диаграмма, иллюстрирующая лавинное умножение в ОПЗ

Одним из параметров лавинного пробоя является коэффициент лавинного умножения M , определяемый как количество актов лавинного умножения в области сильного электрического поля. Если обозначить начальный ток I_0 , то после лавинного умножения величина тока будет иметь вид: $I = M \cdot I_0$,

$$M = \frac{I}{I_0} = \frac{1}{1 - \left(\frac{U}{U_\mu} \right)^n},$$

где U_μ – напряжение лавинного пробоя, U – напряжение, n – коэффициент, равный 3 или 5 для Ge или Si соответственно.

Для несимметричного $p^+ - n$ перехода расчет дает следующее значение напряжения лавинного пробоя V_B при условии, что максимальное значение поля в ОПЗ $p^+ - n$ перехода можно приближенно оценить как среднее:

$$U_\mu = \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0 E_m^2}{2qN_{D,A}}. \quad (4.23)$$

Величина электрического поля E_m , определяемая соотношением (4.23), зависит от величины и типа легирующей концентрации N_D, N_A , температуры и лежит в диапазоне $E_m = (4 \div 5) \cdot 10^5$ В/см для кремния и $E_m = (2 \div 3) \cdot 10^5$ В/см для германия.

Приборные характеристики стабилитронов.

Основными характеристиками стабилитрона являются ток $I_{ст}$ и напряжение $U_{ст}$ стабилизации, дифференциальное напряжение стабилитрона $r_{ст}$ и температурная зависимость этих параметров. На рисунке 4.13 приведены дифференциальные параметры различных стабилитронов.

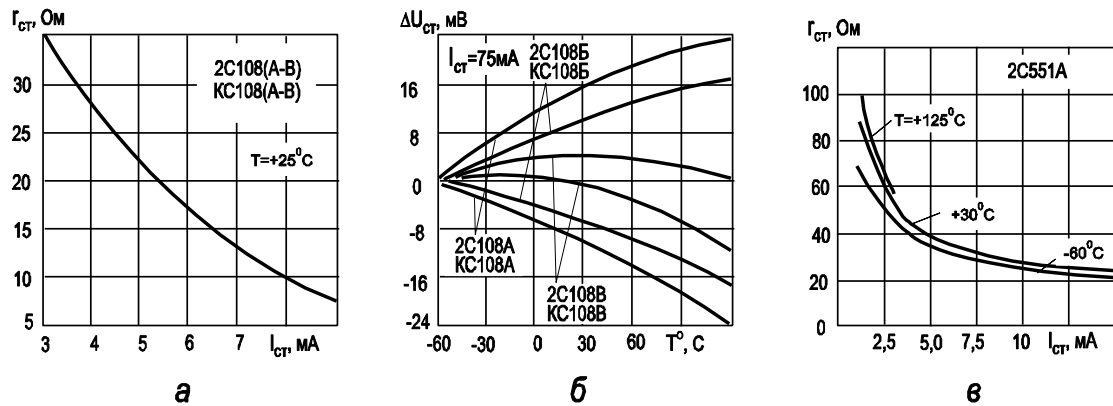


Рис. 4.13. - Дифференциальные параметры различных стабилитронов:
 а) зависимость дифференциального сопротивления от прямого тока 2C108; б) зависимость изменения напряжения стабилизации от температуры для различных типономиналов стабилитрона 2C108; в) зависимость дифференциального сопротивления от прямого тока 2C351

Как следует из приведенных данных, значение дифференциального сопротивления для стабилитронов обратно пропорционально току стабилизации и составляет десятки Ом при рабочих параметрах токов. Точность значения напряжения стабилизации составляет десятки милливольт в стандартном температурном диапазоне.

Вопросы для контроля изучаемого материала:

1. Как изменение температуры влияет на концентрацию носителей в полупроводнике?
2. Почему с ростом температуры увеличивается ток насыщения?
3. Как изменяется форма ВАХ диода при нагревании?
4. Что такое температурный коэффициент прямого напряжения?
5. Как температура влияет на обратный ток и область пробоя?
6. Объясните причины теплового пробоя и термической нестабильности диодов.
7. Какие меры применяются для термостабилизации характеристик диодов?
8. В каких приборах используется температурная зависимость ВАХ диодов?

Список литературных источников:

1. Соколов В. И. Физика и технология полупроводников. — М.: МИФИ, 2018.

2. Трифонов Е. Н. Электронные процессы в твёрдых телах. — М.: Наука, 2015.
3. Sze, S. M., Ng, K. K. Physics of Semiconductor Devices. — Wiley, 2007.
4. Pierret, R. F. Semiconductor Device Fundamentals. — Addison-Wesley, 1996.
5. Streetman, B. G., Banerjee, S. Solid State Electronic Devices. — Prentice Hall, 2016.
6. Kittel, C. Introduction to Solid State Physics. — Wiley, 2018.
7. Millman, J., Halkias, C. Electronic Devices and Circuits. — McGraw-Hill, 2010.