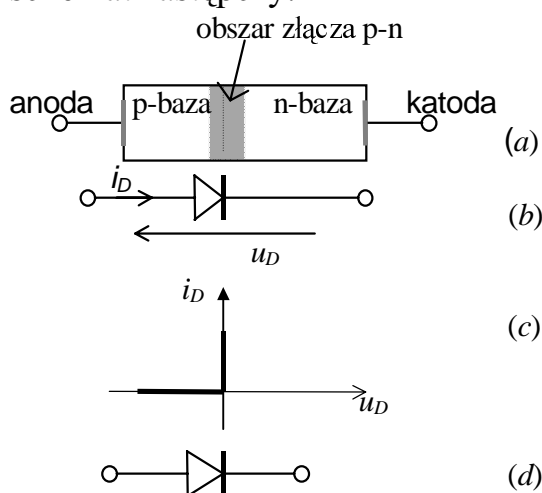


3

DIODY

3.1. MODEL DIODY ZŁĄCZOWEJ P⁺-N

Dioda jest najprostszym, jednozłączowym przyrządem półprzewodnikowym; dziurowo-elektronowe złącze p-n powstaje na styku neutralnych obszarów typu p i typu n w monokrystalicznej strukturze półprzewodnika (rys.3.1). Obszary neutralne nazywane są bazami diody, a wraz z omowymi kontaktami z wyprowadzeniami zewnętrznymi obszar p stanowi anodę, a obszar n - katodę diody. Nieliniowa charakterystyka napięciowo-prądowa złącza jest zasadniczą cechą diody złączowej. Użyteczność diody rzeczywistej zależy głównie od stopnia podobieństwa jej charakterystyki z charakterystyką diody idealnej oraz wartości szeregu parametrów elektrycznych tworzących jej schemat zastępczy.



Rys.3.1. a). Przekrój, b). Symbol graficzny diody złączowej p-n, c). Charakterystyka prądowo-napięciowa d). Symbol diody idealnej

Idealnym modelem diody jest przełącznik, który przy polaryzacji ujemnej $u_D < 0$ (w kierunku zaporowym, rewersyjnym) jest otwarty i uniemożliwia przepływ jakiegokolwiek prądu, natomiast jest załączony przy polaryzacji dodatniej $u_D \geq 0$ (w kierunku przewodzenia), zapewniając bezstratny przepływ prądu i_D (rys.3.1c). Diody złączowe p-n, diody Schottky'ego i niektóre typy tyrystorów mają charakterystyki najbardziej zbliżone do charakterystyki diody idealnej.

Diody w układach elektronicznych mogą spełniać różnorodne funkcje: prostowania prądu zmiennego, sterowanej impedancji, detekcji sygnałów, modulacji i generacji sygnałów wielkiej częstotliwości,

i inne. Funkcje te polegają na wykorzystaniu nie tylko nieliniowości charakterystyki, ale także zjawisk przebiccia złącza tunelowego i lawinowego, wrażliwości wielu parametrów na temperaturę, promieniowanie elektromagnetyczne, stałe pole magnetyczne i inne parametry środowiska pracy diody. Uwydatnione w procesach technologicznych nietypowe charakterystyki i niektóre parametry diody umożliwiają ich bardziej efektywne wykorzystanie w diodach specjalnych.

W zależności od rodzaju materiału półprzewodnikowego, technologii i zastosowania stosowane są różne klasyfikacje diod. I tak, ze względu na materiał wyróżniamy diody germanowe, krzemowe, z arsenku galu i innych materiałów, a ze względu na konstrukcję i technologię diody ostrzowe i planarne: (homo)złączowe p-n heterozłączowe p-n, oraz Schottky'ego ze złączem metal-półprzewodnik. W praktyce najbardziej powszechny jest podział diod ze względu na zastosowania, w którym wyróżniamy diody prostownicze, pojemnościowe, przełączające, stabilizacyjne, tunelowe i inne.

Dla oceny przydatności diod w różnorodnych układach definiuje się dla nich pewne maksymalne, dopuszczalne i charakterystyczne prądy i napięcia:

- U_{RWM} - maksymalne napięcie wsteczne, które może być wielokrotnie przykładane do diody,
- U_R - maksymalne stałe napięcie wsteczne,
- U_{RSM} - maksymalne napięcie wsteczne, które niepowtarzalnie może być przyłożone do diody,
- I_{FSM} - maksymalny prąd przewodzenia,
- U_F - napięcie przewodzenia przy stałym określonym prądzie,
- I_R - prąd wsteczny przy określonym napięciu rewersyjnym i temperaturze złącza T_j .

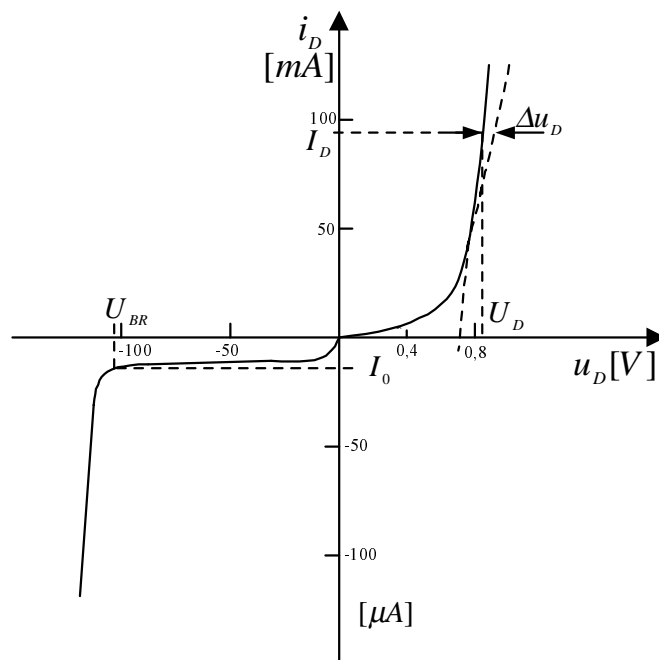
Na niektórych kartach katalogowych można znaleźć także pełną charakterystykę napięciowo-prądową oraz typy obudowy diody wraz z jej parametrami termicznymi: maksymalną temperaturą złącza $T_{j\ max}$, temperaturą obudowy T_c i rezystancji termicznej złącze-obudowa $R_{Th\ j-c}$.

3.2. RÓWNANIE RZECZYWISTEJ DIODY ZŁĄCZOWEJ P-N

Parametry elektryczne diod półprzewodnikowych są określone rodzajem i strukturą krystaliczną materiału półprzewodnikowego oraz właściwościami złącza p-n. Wielkość prądu diody i_D zależy od kierunku i wartości przyłożonego napięcia u_D (rys.3.2). Linia prosta

aproxymująca duże prądy diody w kierunku przewodzenia dla $u_D = U_F > 0$ wyznacza napięcie zagięcia charakterystyki U_P , które pozwala rozróżnić materiał półprzewodnikowy: około 0,4 V dla Ge, 0,7 V dla Si i 1,6 V dla GaAs.

Prąd w kierunku przewodzenia $i_D = I_F$ przewyższa prąd rewersyjny I_R o kilka rzędów - stąd należy pamiętać, że skale prądowe na poglądowych charakterystykach diod dla obu kierunków są różne. Przy dużych napięciach ujemnych $u_D = U_R < 0$ bardzo szybko wzrasta prąd rewersyjny. Przy napięciu U_{BR} obserwujemy przebicie elektryczne diody, które często kończy się jej zniszczeniem.



Rys.3.2. Charakterystyka napięciowo-prądowa krzemowej diody złączonej

Prąd diody rzeczywistej w kierunku przewodzenia jest zasadniczo sumą prądów dwóch modelowych diod: rekombinacyjnej i dyfuzyjnej

$$i_D = I_{GR0} \left[\exp \left(\frac{u_D - i_D r_S}{2 \phi_T} \right) - 1 \right] + I_0 \left[\exp \left(\frac{u_D - i_D r_S}{\phi_T} \right) - 1 \right] \quad (3.1)$$

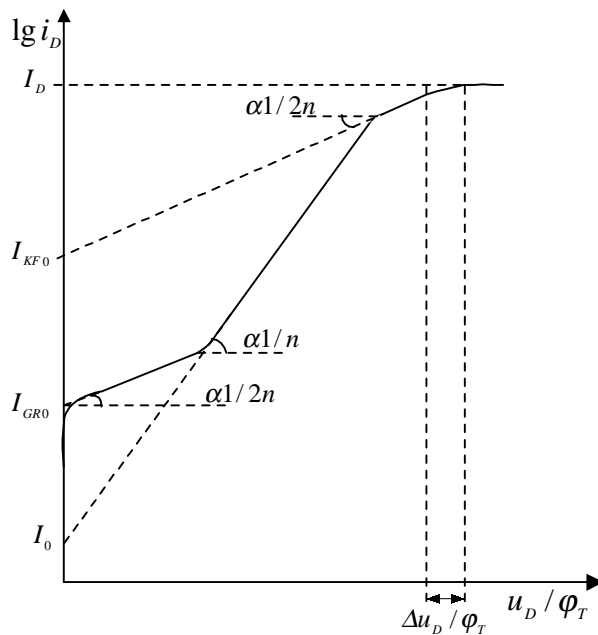
gdzie:

- I_{GR0} - zerowy prąd generacyjno-rekombinacyjny w obszarze złącza p-n przy $u_D = U_F \rightarrow 0$,
- I_0 - prąd rewersyjny nasycenia nośników mniejszościowych przy $u_D = U_R < 0$,
- r_S - rezystancja szeregową diody,
- ϕ_T - potencjał termiczny elektronów ($kT/q = 26$ mV w 300 K),

$u_D - i_D r_S$ - napięcie bezpośrednio na złączu, przeciwne napięciu dyfuzyjnemu ψ_0 .

Każda z tych diod uwidacznia się na charakterystyce rzeczywistej diody przedstawionej w półlogarytmicznym układzie współrzędnych $(\ln i_D, u_D)$ lub $(\log i_D, u_D)$ różnym nachyleniem charakterystyki (rys.3.3). Przy bardzo uważnej analizie jej przebiegu można wyróżnić pięć zakresów w kierunku przewodzenia ($u_D = U_F > 0$): małych prądów, rekombinacyjny, dyfuzyjny, dryftowy (przy wysokim poziomie iniekcji) i omowy, oraz trzy zakresy w kierunku zaporowym ($u_D = U_R < 0$): małych prądów, nasycenia i przebicia.

Jak widać z przebiegu charakterystyki $\ln i_D = f(u_D)$ i nachyleń prostych odcinków na jej poszczególnych zakresach, udział prądu rekombinacyjnego jest decydujący przy małych napięciach polaryzujących złącze w kierunku przewodzenia ($0 < u_D < 4\phi_T$). Można wykazać, że w złączu symetrycznie zdomieszkowanym $I_{GR0} / I_0 \approx 4,5 \cdot 10^3$, dla $U_D = 5\phi_T$.



Rys.3.3. Charakterystyka diody rzeczywistej $\ln i_D = f(u_D / \phi_T)$ dla znormalizowanego potencjału ϕ_T napięcia w kierunku przewodzenia

W diodach krzemowych prąd dyfuzyjny zaczyna dominować przy $u_D \geq 16\phi_T$. W takich warunkach prąd diody można aproksymować zależnością

$$i_D = I_S \left[\exp \left(\frac{u_D - i_D r_S}{n \phi_T} \right) - 1 \right] \quad (3.2)$$

gdzie: n - współczynnik nieidealności (emisji) złącza p-n, zaś I_S - efektywny prąd nasycenia diody, przy czym $I_0 \leq I_S \leq I_{GR0} \leq I_{KP0}$.

Dla dużych napięć polaryzujących diodę w kierunku przewodzenia, takich że $u_D \leq \phi_T \ln(N_D^2/10n_i^2)$, można przyjąć

$$i_D \approx I_S \exp\left(\frac{u_D}{n\phi_T}\right) \quad (3.3)$$

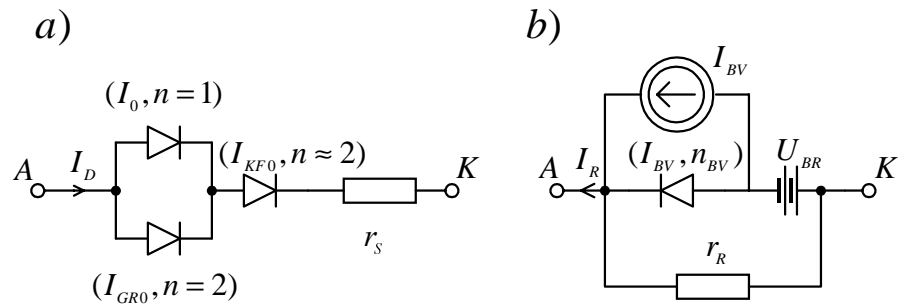
Dla $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ są to napięcia $u_D < 0,64 \text{ V}$ oraz $n \geq 1$.

Przy dużym poziomie iniekcji nośników mniejszościowych do obszaru bazy nachylenie charakterystyki znowu maleje, współczynnik emisji $n \approx 2$, a prąd nasycenia w równaniu wykładniczym diody (3.2) osiąga wartość I_{KF0} .

Przy dużych prądach wyróżnia się tzw. zakres omowy charakterystyki diody (rys.3.3). Prąd w tym zakresie staje się proporcjonalny do napięcia zewnętrznego na diodzie u_D , które w znacznej swej części odkłada się na rezystancji szeregowej r_S słabiej zdomieszkowanej bazy. Rezystancję szeregową wyznaczamy dla dużej wartości prądu I_D z różnicy napięć Δu_D pomiędzy zmierzoną wartością napięcia na diodzie a napięciem wynikającym z jego modelowej wartości dla diody dyfuzyjnej, przy tym samym prądzie I_D , według zależności (3.2) - (p. rys.3.3)

$$r_S = \frac{\Delta u_D}{I_D} \quad (3.4)$$

Typowa dioda w średnim zakresie prądów w kierunku przewodzenia zachowuje się jako dioda wykładnicza według równania (3.2) ze współczynnikiem emisji $n=1$ oraz prądem nasycenia I_0 .



Rys.3.4. Schemat zastępczy diody rzeczywistej: a) w kierunku przewodzenia, b) w kierunku zaporowym

Efekty rekombinacyjne przy małych prądach i dużych poziomach iniekcji są reprezentowane w modelu diody rzeczywistej przez układ szeregowo-równoległy diod rekombinacyjnych z odpowiednimi współczynnikami (rys.3.4a).

Przy polaryzacji zaporowej ($u_D = U_R < 0$) do prądu rewersyjnego nośników mniejszościowych I_0 należy dodać, praktycznie w całym

zakresie napięć ujemnych, prąd generacyjny i prąd upływności powierzchniowej, które w sumie jako prąd rewersyjny I_R przy napięciu U_{BR} inicjują przebicie lawinowe o całkowitym prądzie I_{BV} (rys.3.2b).

W zakresie napięć przed przebicciem całkowity prąd rewersyjny I_R może być reprezentowany elementem nieliniowym z odwrotną polaryzacją i źródłem napięciowym U_{BR} , zbocznikowanymi dużą rezystancją r_R (rys.3.4b). Gdy pojawi się przebicie, to schemat należy uzupełnić źródłem prądowym I_{BV} .

3.3. PARAMETRY DIODY PROSTOWNICZEJ

Zasadnicza cecha diody: duża rezystancja w kierunku zaporowym i niewielka jej wartość w kierunku przewodzenia jest wykorzystywana w układach prostowniczych, detekcyjnych i modulacyjnych (rys.3.5). Rezystancja stałoprądowa w kierunku przewodzenia dla stałej wartości napięcia $u_D = U_F > 0$, wynosi

$$r_F \equiv \frac{U_F}{I_F} \approx \frac{U_F}{I_S} \exp\left(-\frac{U_F}{n\phi_T}\right) \quad (3.5)$$

dla $U_F > 3\phi_T$,

zaś w kierunku zaporowym, dla $u_D = -U_R$

$$r_R \equiv \frac{U_R}{I_R} \approx \frac{U_R}{I_S} \quad (3.6)$$

gdy $|U_R| > 3\phi_T$

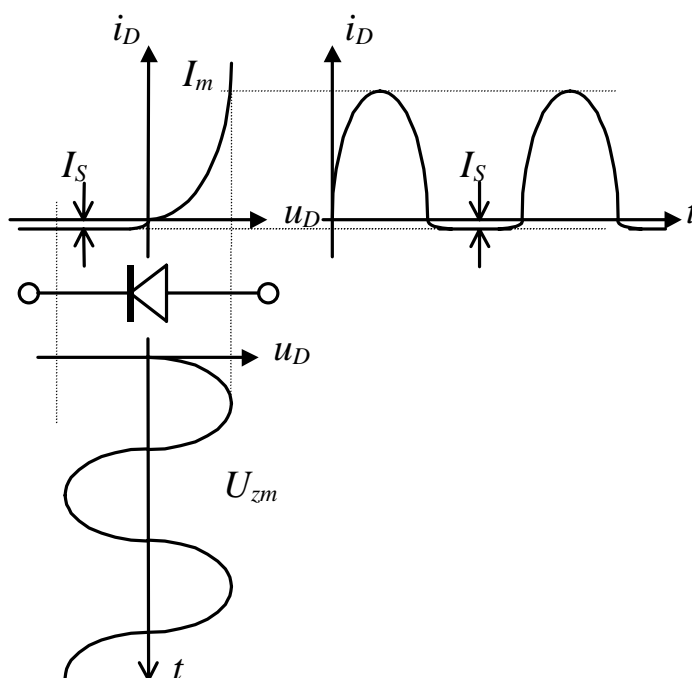
Są to wielkości nieliniowe, zależne od wartości napięcia i prądu diody przy których są wyznaczane.

Stałoprądowy współczynnik prostowania diody jest definiowany następująco

$$k_r \equiv \frac{r_R}{r_F} \approx \exp\left(\frac{U_F}{n\phi_T}\right) \quad (3.7)$$

Jego wartość jest miarą nieliniowości diody. W katalogach wartość tego współczynnika jest podawana przy $|U_D| = \pm 1V$.

Ponadto dla diod prostowniczych ważne są dopuszczalne warunki pracy określone maksymalnymi wartościami prądu przewodzenia I_{FSM} i napięcia rewersyjnego U_{RWM} , mocy rozpraszanej na diodzie P_{MAX} , a także maksymalnej i minimalnej temperatury otoczenia.



Rys. 3.5. Praca diody prostowniczej

Wielkość mocy jest oceniana jako suma mocy rozpraszanych w diodzie przy prądach przewodzenia i rewersyjnym

$$P = P_F + P_R \quad (3.8)$$

W większości przypadków $P_R \ll P_F$, i można przyjąć

$$P \approx P_F = 2U_{F\bar{s}r}I_{F\bar{s}r} \quad (3.9)$$

gdzie: $U_{F\bar{s}r}$ i $I_{F\bar{s}r}$ są wartościami średnimi napięcia i prądu w kierunku przewodzenia.

Ze względu na wydzielaną moc, krzemowe diody prostownicze dzielimy na diody małej mocy - poniżej 1 W, diody średniej mocy - od 1 do 10 W, diody dużej mocy - powyżej 10 W.

3.4. POJEMNOŚCI ZŁĄCZA P⁺-N

Nadmiarowe nośniki mniejszościowe dyfuzyjnego prądu elektronowego I_{nd} w obszarze neutralnym p i dyfuzyjnego prądu dziurowego I_{pd} w obszarze neutralnym n, tworzą w tych obszarach ruchome ładunki elektronów ($-Q_n$) i dziur ($+Q_p$), które tworzą całkowity ładunek dyfuzyjny $Q_d = Q_n + Q_p$ (rys.3.6). Wielkość tych ładunków zależy od napięcia polaryzującego złącze i jest proporcjonalna do obszarów pod krzywą rozkładu nośników mniejszościowych po każdej stronie złącza.

Dla diody p^+-n ładunek nadmiarowych dziur w obszarze neutralnym typu n (w bazie n) jest większy od ładunku nadmiarowych elektronów po stronie przeciwnej złącza: $Q_p \gg Q_n$. Ponadto dla diody z tzw. krótką bazą n , gdy jej długość jest mniejsza od średniej drogi dyfuzji dziur; $W_n \ll L_p$, rozkład dziur w bazie jest liniowy i tworzą one ładunek

$$Q_p = qS(W_n - x_n) \frac{p_n}{2} = \frac{qS(W_n - x_n)}{2} \frac{n_i^2}{N_D} \left[\exp\left(\frac{u_D}{\phi_T}\right) - 1 \right] \quad (3.10)$$

gdzie: S - powierzchnia złącza, x_n - współrzędna początku obszaru neutralnego n .

Zmiany napięcia na diodzie wywołują zatem zmiany ładunku dyfuzyjnego. Taka zmiana określa *pojemność dyfuzyjną*

$$C_d \equiv \left. \frac{dQ_d}{du_D} \right|_{U_D} \quad (3.11)$$

Dla diody p^+-n otrzymujemy

$$C_d = \frac{qA(W_n - x_n)}{2\phi_T} \frac{n_i^2}{N_D} \left[\exp\left(\frac{U_D}{\phi_T}\right) - 1 \right] = \frac{(W_n - x_n)^2}{2D_p} \frac{I_D}{\phi_T} = \frac{\tau_p}{2} \frac{I_D}{\phi_T} \quad (3.11a)$$

albo prościej

$$C_d \approx 39\tau_p I_0 \exp(39U_D) \quad [\text{pF}], \text{ gdy } I_0 \text{ w } [\text{mA}] \quad (3.11b)$$

W ogólnym przypadku

$$C_d = \frac{I_{nd}\tau_n + I_{pd}\tau_p}{\phi_T} \quad (3.11c)$$

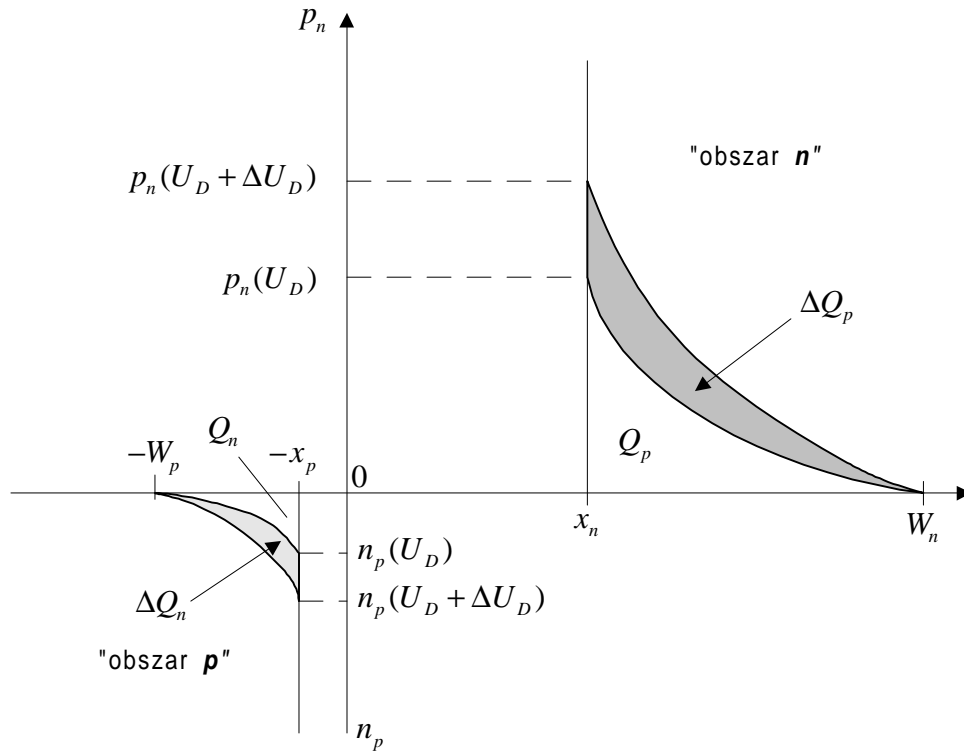
gdzie: τ_n i τ_p - czasy życia elektronów i dziur jako nośników mniejszościowych w obszarach neutralnych.

Poza tym, zmiany napięcia przyłożone do diody wywołują zmiany szerokości warstwy zaporowej złącza $p-n$, czyli zmiany ładunku przestrzennego zjonizowanych domieszek po obu stronach złącza (rys.3.7). Tę zmianę ładunku

$$dQ_{JD} = |dQ_{JA}| \equiv dQ_J$$

układ zewnętrzny diody przyjmuje jako zmianę pojemności, którą nazywamy *pojemnością złączową* (albo *barierową*)

$$C_j = C_j(u_D) \equiv \left. \frac{dQ_j}{du_D} \right|_{u_D} \quad (3.12)$$



Rys.3.6. Dodatnie zmiany ładunku nadmiarowego nośników mniejszościowych złącza skokowego p⁺-n przy skokowym wzroście napięcia o ΔU_D

Jeżeli założyć stałą szerokość d warstwy zaporowej w całym przekroju złącza o powierzchni S , to przez analogię z kondensatorem płaskim, możemy stwierdzić, że pojemność złączowa dla złącza skokowego wynosi

$$C_j = \frac{\epsilon_s \epsilon_0 S}{d} = S \left[\frac{\epsilon_s \epsilon_0}{2} \frac{q N^*}{\psi_0 - U_D} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.13)$$

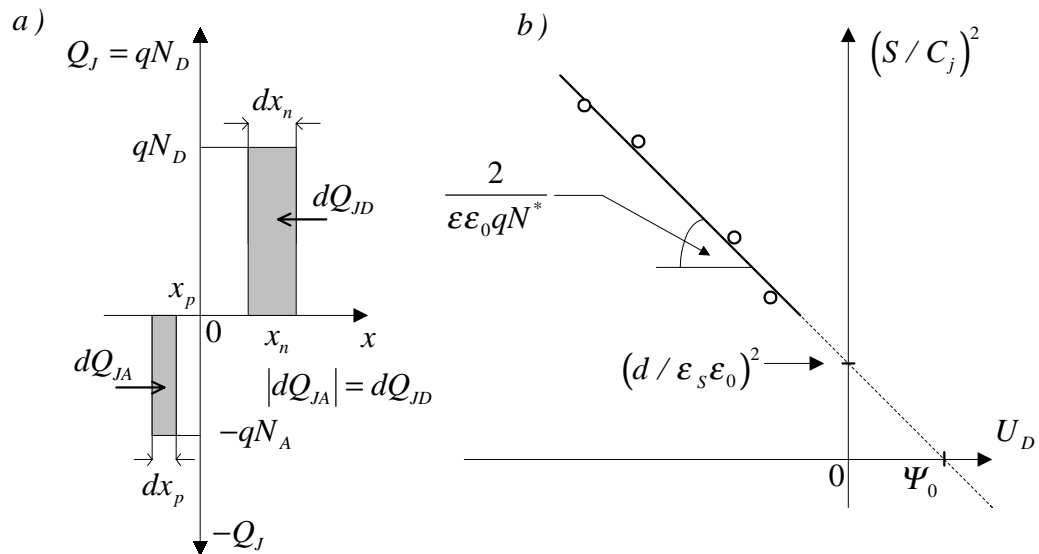
gdzie : $N^* = N_A N_D / (N_A + N_D)$, przy czym N_A - koncentracja akceptorów w obszarze typu p, oraz N_D - koncentracja donorów w obszarze typu n. Natomiast dla złącza o liniowym rozkładzie domieszek, gdy $N = ax$, pojemność złączowa wyraża się zależnością

$$C_j = S \left[\frac{\epsilon_s \epsilon_0 q a}{12(\psi_0 - U_D)} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (3.13a)$$

Zależność (3.13) przekształcona do postaci

$$\left(\frac{S}{C_j}\right)^2 = \frac{2}{\varepsilon_s \varepsilon_0 q N^*} (\psi_0 - U_D) \quad (3.14)$$

jest zależnością liniową, pozwalającą bezpośrednio z wykresu wyznaczyć niektóre parametry złącza: napięcie dyfuzyjne ψ_0 (z odcinka na odciętej), koncentrację domieszek (z nachylenia prostej) oraz szerokość złącza na rzędnej $(S/C_j)^2$ - rys.3.7.



Rys.3.7. a). Zmiany szerokości ładunku przestrzennego d ($d \equiv |x_p| + x_n$) w funkcji napięcia na złączu, b). Zależność (3.14) dla złącza progowego p⁺-n

Jeżeli ponadto uwzględnić pojemności pasożytnicze pomiędzy złączem a obudową diody C_o , to całkowita pojemność diody p-n wyniesie

$$C = C_d + C_j + C_o \quad (3.15)$$

Już przy małych prądach przewodzenia $C_d > C_j$, zaś przy polaryzacji zaporowej mamy relację odwrotną: $C_d \ll C_j$, i pojemność złącza wynosi od dziesiątych części do setek pF. Właśnie w zakresie napięć rewersyjnych pracują *diody pojemnościowe*.

Zależność (3.13) jest modelowa dla złącza skokowego. W przypadku ogólnym pojemność złączowa jest przedstawiana zależnością empiryczną

$$C_j(u_D) = \frac{C_j(0)}{\left(1 - \frac{u_D}{\psi_0}\right)^{1/m}} = B(\psi_0 - u_D)^{-m} \quad (3.16)$$

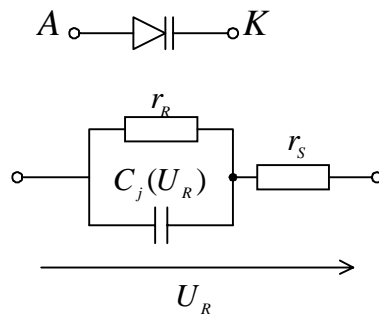
gdzie $B=C_j(0)\psi_0^{-m}$.

Natomiast całkowitą pojemność diody przedstawimy jako

$$C(u_D) = B(\psi_0 - u_D)^{-m} + C_o \quad (3.17)$$

Analitycznie można wykazać, że dla rozkładu liniowego $N(x)=ax$ współczynnik $m=1/3$, zaś dla rozkładu skokowego (progowego) $m=1/2$.

Model diody pojemnościowej spolaryzowanej zaporowo przedstawia rys.3.8.



Rys.3.8. Symbol graficzny i schemat zastępczy diody pojemnościowej

Diody pojemnościowe pracują w strojonych napięciowo układach rezonansowych jako tzw. warikapy oraz w układach mikrofalowych jako waraktory we wzmacniaczach parametrycznych. Istotna jest wówczas dobroć takiego elementu. Dla schematu zastępczego diody z rys.3.8, wynosi ona

$$Q = \frac{\omega C_j r_R}{\omega C_j^2 r_R r_S + \frac{r_S}{r_R} + 1} \quad (3.18)$$

a jej zależność logarytmiczną przedstawia rys.3.9.

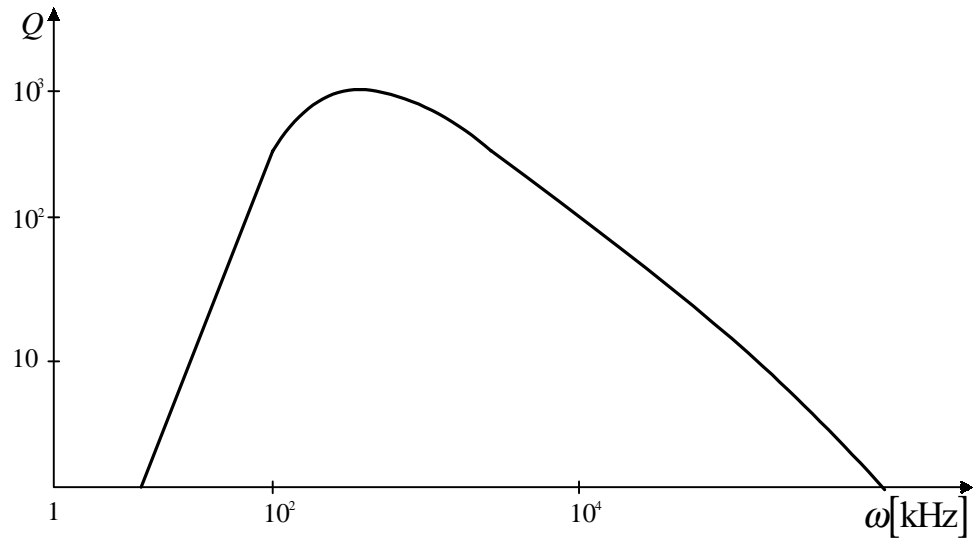
Gdy $(\omega C_j r_R) > 1$, to z (3.18) otrzymujemy

$$Q \approx \frac{\omega C_j r_R}{1 + \omega^2 C_j^2 r_R r_S} \quad (3.18a)$$

Maksymalna wartość dobroci, wyznaczona na podstawie (3.18a), wynosi

$$Q_{MAX} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{r_R}{r_S}} \quad (3.19)$$

przy pulsacji $\omega_M = \frac{1}{C_j \sqrt{r_R r_S}}$.



Rys.3.9. Dobroć warikapu w funkcji pulsacji

Dla małych częstotliwości, gdy $r_S \ll 1/\omega C_j$ oraz $r_S/r_R \ll 1$, dobroć jest funkcją liniową pulsacji

$$Q \approx \omega C_j r_R \quad (3.20a)$$

zaś dla wielkich częstotliwości, gdy $(\omega C_j r_R) \gg 1$, jest odwrotnie proporcjonalna do pulsacji

$$Q \approx \frac{1}{\omega C_j r_S} \quad (3.20b)$$

3.5. MODELE MAŁOSYGNAŁOWE DIODY

Impedancja diody jako elementu nieliniowego zależy także od amplitudy i częstotliwości wymuszenia napięciowego. Zwykle sygnał napięciowy wymuszający prąd w diodzie ma charakter harmoniczny o amplitudzie U_d , dużo mniejszej od napięcia stałego $U_D > 0$, polaryzującego przewodząco diodę ($U_d \ll U_D$), który zapiszemy jako

$$u_D(t) = U_D + u_d(t) = U_D + U_d \cos(\omega t) \quad (3.21)$$

Przy bardzo małych częstotliwościach wymuszenia napięciowego efekty pojemnościowe są pomijane, a rezystancję dynamiczną diody dyfuzyjnej n-p przy $U_D \gg \phi_T$ otrzymujemy różniczkując uproszczoną zależność napięciowo-prądową

$$i_D = I_S \left[\exp\left(\frac{u_D}{n\phi_T}\right) - 1 \right] \approx I_S \exp\left(\frac{u_D}{n\phi_T}\right) \quad (3.22)$$

Zatem rezystancja dynamiczna wynosi

$$r_d \equiv \left. \frac{du_D}{di_D} \right|_{I_D} = \frac{n\phi_T}{I_D + I_S} \approx \frac{n\phi_T}{I_D} \quad (3.23)$$

i jest miarą krzywizny charakterystyki napięciowo-prądowej w punkcie (U_D, I_D) - rys.3.2. Wartość r_d wyznaczamy graficznie jako cotangens kąta nachylenia stycznej do charakterystyki w punkcie (U_D, I_D) - w odróżnieniu od rezystancji stałoprądowej r_D , określanej przez nachylenie prostej przechodzącej przez punkty $(0, 0)$ i (U_D, I_D) , czyli

$$r_D \equiv \frac{U_D}{I_D} \quad (3.24)$$

Reaktancja diody związana jest ze zmianami ładunku w warstwie zaporowej złącza i ładunku nośników mniejszościowych w bazie diody. Na jej wielkość składają się przede wszystkim pojemność dyfuzyjna C_d , określona zależnościami (3.11 i 3.12), oraz pojemność złączowa C_j , określona zależnością (3.13).

Elementarna analiza zachowania się nośników mniejszościowych w diodzie dyfuzyjnej p^+-n o długiej n -bazie pozwala przedstawić admitancję diody w postaci [86]

$$y = \frac{I_D}{\phi_T} \sqrt{1 + j\omega\tau_p} + j\omega C_j \quad (3.25)$$

gdzie τ_p - średni czas życia dziur jako nośników mniejszościowych w bazie typu n .

Dla małych pulsacji, gdy $\omega\tau_p \ll 1$, z powyższej zależności mamy

$$y \approx \frac{I_D}{\phi_T} + j\omega \left[\left(\frac{I_D}{2\phi_T} \right) \tau_p + C_j \right] \equiv g_d + j\omega(C_d + C_j) \quad (3.26)$$

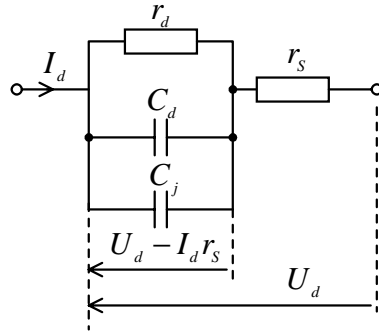
gdzie: $g_d \equiv 1/r_d \approx I_D/\phi_T$ - konduktancja diody, zaś C_d - pojemność dyfuzyjna, określona zależnością

$$C_d = \frac{I_D \tau_p}{2\phi_T} = \frac{g_d \tau_p}{2} \quad (3.27)$$

Natomiast dla dużych pulsacji, gdy $\omega\tau_p \gg 1$, admitancja (3.25) przyjmuje postać

$$y \approx \frac{I_D}{\phi_T} \sqrt{j\omega\tau_p} + j\omega C_j = g_d \sqrt{\frac{\omega\tau_p}{2}} + j\omega \left(g_d \sqrt{\frac{\tau_p}{2\omega}} + C_j \right) \quad (3.28)$$

Elementy admitancyjne równań (3.26) i (3.28) występują w schemacie zastępczym diody półprzewodnikowej (rys.3.10).



Rys.3.10. Małosygnałowy schemat zastępczy diody p⁺-n

3.6. DIODY STABILIZACYJNE

Diody stabilizacyjne pracują w zakresie rewersyjnym charakterystyki napięciowo-prądowej w warunkach odwracalnego przebicia elektrycznego złącza p⁺-n⁺ o mechanizmie Zenera lub/i lawinowym (rys.3.11). W takim bardzo cienkim złączu powstają warunki ostrego i wyraźnego przebicia wyrażającego się nagłym i znacznym wzrostem prądu przy stosunkowo niskich napięciach. Diody stabilizacyjne są wykonywane zwykle z krzemu, dlatego są bardziej stabilne i odporne na przebicie cieplne niż diody germanowe.

Maksymalna dopuszczalna moc rozproszenia P_{max} diody stabilizacyjnej ogranicza jej prądowy zakres pracy w danej temperaturze otoczenia T_a . Zakres ten można określić na podstawie maksymalnej mocy dopuszczalnej $P_{max}(20^\circ\text{C})$ w temperaturze otoczenia $T_a=20^\circ\text{C}$ (lub 300K) oraz dopuszczalnej maksymalnej temperatury złącza $T_{j\max}$

$$P_{MAX} = P_{MAX}(20^\circ\text{C}) \frac{T_{j\max} - T_a}{T_{j\max} - 20^\circ\text{C}} \quad (3.29)$$

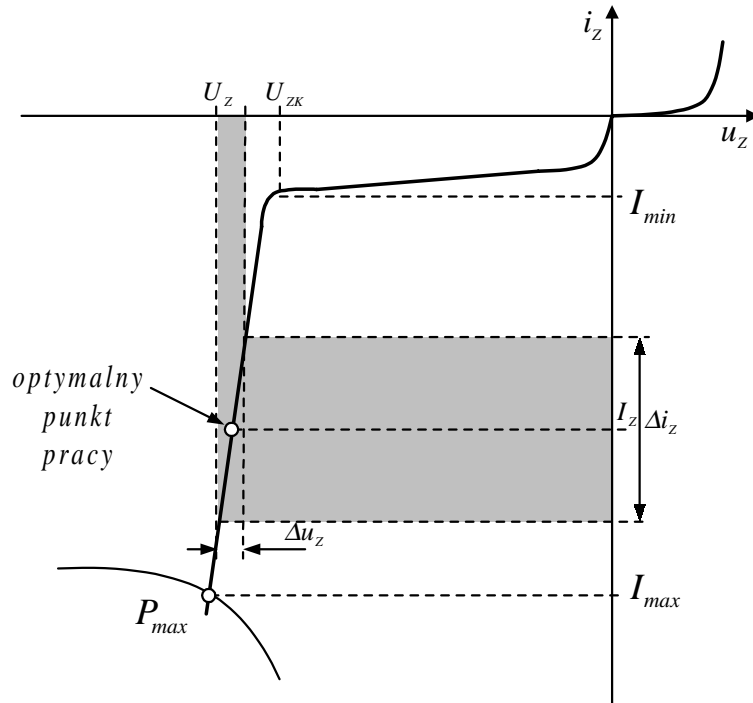
Charakterystyczne nominalne napięcie przebicia U_{ZK} (ang. *k - knee*) jest niewiele mniejsze od napięcia stabilizacji U_Z . Zatem można przyjąć, że maksymalny prąd stabilizacji wynosi

$$I_{max} = \frac{P_{max}}{U_Z} \quad (3.30)$$

Warunki pracy diody ustawia się w ten sposób, że średni prąd pomiędzy

I_{max} a I_{min} wyznacza punkt pracy stabilizowanego prądu

$$I_Z = \frac{I_{max} + I_{min}}{2} \quad (3.31)$$



Rys.3.11. Charakterystyka i zakres użytecznej pracy diody stabilizacyjnej

Dla punktu pracy (I_Z, U_Z) definiujemy rezystancję dynamiczną

$$r_z = \frac{\Delta u_Z}{\Delta i_Z} \quad (3.32)$$

oraz rezystancję stałoprądową

$$R_Z = \frac{U_Z}{I_Z} \quad (3.33)$$

Stosunek obu rezystancji nazywany jest *współczynnikiem nieliniowości* diody stabilizacyjnej

$$\beta \equiv \frac{R_Z}{r_z} = \frac{\frac{U_Z}{I_Z}}{\frac{\partial i_Z}{\partial u_Z}} = \frac{U_Z}{I_Z} \frac{\partial i_Z}{\partial u_Z} \quad (3.34)$$

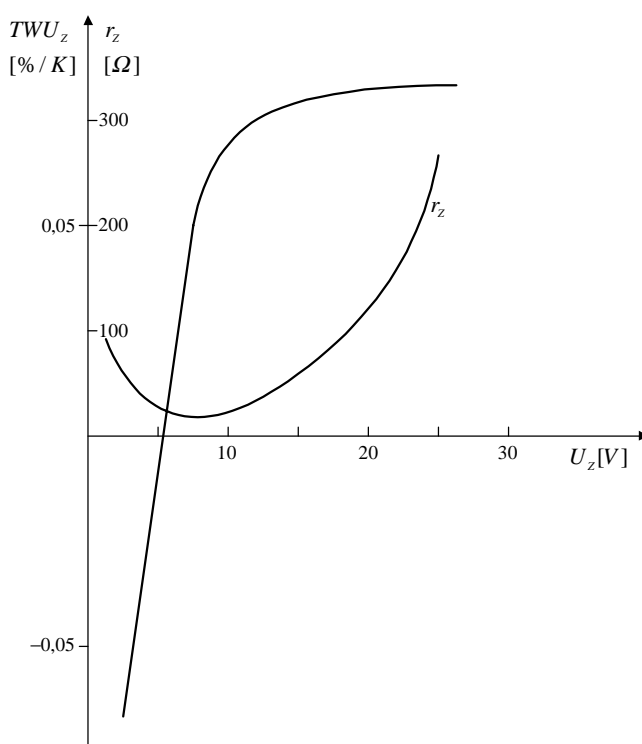
Współczynnik ten wyraża względne zmiany prądu płynącego przez diodę stabilizacyjną do wywołanych nim względnych zmian napięcia i dla dobrych diod stabilizujących $\beta > 100$.

Wpływ temperatury otoczenia na stabilizowaną wartość napięcia jest określany *temperaturowym współczynnikiem względnych zmian* U_Z

$$TWU_Z = \frac{\Delta U_Z}{U_Z \Delta T} \quad [\% / K] \quad (3.35)$$

gdzie: ΔU_Z - średnia wartość zmian temperaturowych U_Z przy prądzie I_Z ,
 ΔT - dopuszczalny zakres temperatury pracy diody.

Właśnie wielkość i znak TWU_Z ujawnia charakter przebiega elektrycznego złącza diody stabilizacyjnej (rys.3.12).



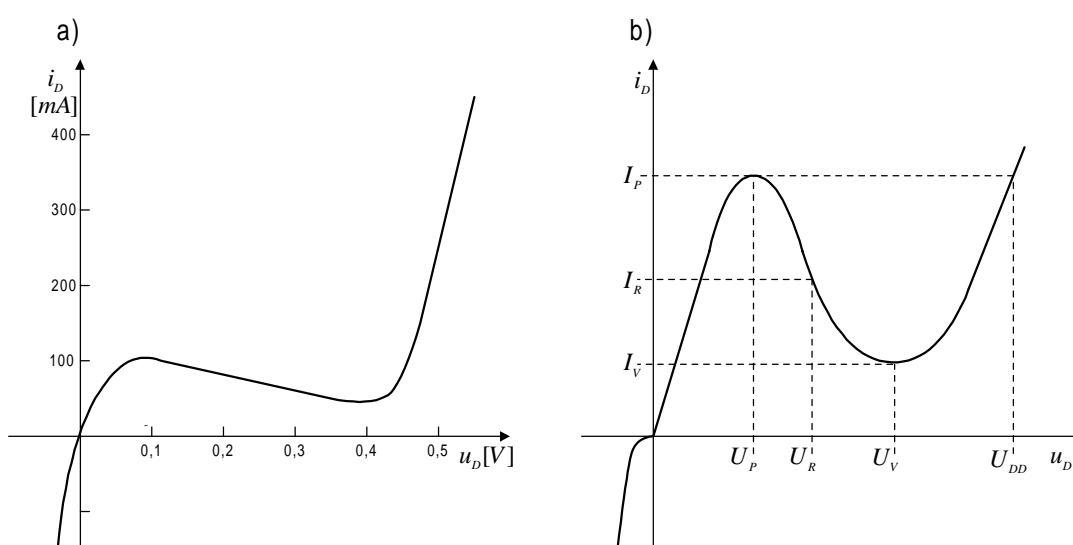
Rys.3.12. TWU_Z i rezystancja dynamiczna w funkcji napięcia stabilizacyjnego

Przy przebiciu Zenera posiada ona $TWU_Z < 0$, zaś przy przebiciu lawinowym $TWU_Z > 0$. Przy koncentracji domieszek $N_D = N_A \approx 5,10^{22} \text{ m}^{-3}$ (co pozwala uzyskać $U_Z = 5 \dots 6 \text{ V}$) następuje kompensacja efektów temperaturowych przebiega złącza i $TWU_Z \approx 0$. Duży dodatni TWU_Z w diodach stabilizacyjnych o napięciu powyżej 15 V jest zwykle kompensowany poprzez utworzenie struktury szeregowej złącz $p^{++}-n^{++}-n-p$. Drugie złącze pracuje w kierunku przewodzenia i ma $TWU_F < 0$, przy typowej wartości $U_F = 0,7 \dots 1 \text{ V}$, co skutecznie sprowadza wypadkową wartość współczynnika temperaturowego blisko zera w diodach stabilizacyjnych z kompensacją temperaturową. Napięcia poniżej 1V mogą być stabilizowane przez *stabistory* - diody p-n polaryzowane przepustowo, jednakże ich TWU_F jest znaczny i wynosi od - 0,2 do - 0,08 %/K dla temperaturowo skompensowanych

stabistorów.

3.7. DIODY TUNELOWE

Jeżeli obszar złącza diody zostanie jeszcze bardziej zdomieszkowany niż w diodzie Zenera, to napięcie przebicia takiego złącza stanie się bliskie zero: $U_{ZK} \approx 0$. Dioda $p^{++}-n^{++}$, która ma większą rezystancję w kierunku przewodzenia niż w kierunku zaporowym jest *diodą wsteczną* (rys.3.14a). Jest to zatem odwrócenie funkcji złącza - bardzo użyteczne w detekcji sygnałów mikrofalowych. Są to zwykle diody germanowe.



Rys.3.13. Typowe charakterystyki: a). Germanowej diody wstecznej, b). Diody tunelowej

Diody tunelowe są jeszcze bardziej zdomieszkowane ($> 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) i wyróżniają się swoją nietypową, w kształcie litery N, charakterystyką napięciowo-prądową w kierunku przewodzenia (rys.3.14b). Jej szczególną cechą jest zakres napięciowy o ujemnej rezystancji dynamicznej $r = du_D/di_D$, w którym prąd maleje od wartości szczytowej I_P (*peak*) do minimum lokalnego I_V (*valley*) przy wzroście napięcia od U_P do U_V . W tym zakresie średnia wartość ujemnej rezystancji wynosi

$$r_{md} = \frac{U_V - U_P}{I_V - I_P} \quad (3.36)$$

W zakresie rezystancji ujemnej prąd diody zmienia charakter z tunelowego na dyfuzyjny, który dla napięć $u_D > U_V$ jest) zasadniczym prądem diody - poza prądami upływnościowymi. Przebieg

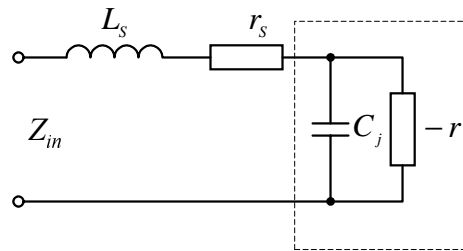
charakterystyki w przybliżeniu może być zapisany jako suma tych dwóch prądów

$$i_D = I_P \frac{u_D}{U_P} \exp\left(1 - \frac{u_D}{U_P}\right) + I_0 \left[\exp\left(\frac{u_D}{\phi_T}\right) - 1 \right] \quad (3.37)$$

Rezystancja dynamiczna dla napięć U_P i U_V jest zatem nieskończenie wielka, natomiast w punkcie przegięcia charakterystyki (U_R, I_R) osiąga minimalną wartość ujemną

$$r_{min} = -\frac{U_R}{I_R} \approx -\frac{2U_P}{I_P} \quad (3.38)$$

Taki prosty opis diody tunelowej jako rezystancji ujemnej jest właściwy tylko dla małych częstotliwości. W praktyce diody te są wykorzystywane zwykle do wzmacniania i generacji przy dużych częstotliwościach. W paśmie mikrofalowym w schemacie zastępczym diody tunelowej należy uwzględnić znaczną pojemność złącza C_j oraz indukcyjność L_S i rezystancję szeregową r_S doprowadzeń drutowych, które także oddziałują na pracę diody.



Rys.3.14. Schemat zastępczy diody tunelowej

Zgodnie z tym schematem impedancja wejściowa diody tunelowej wynosi

$$Z_{in} = \left[r_S + \frac{-r}{1 + (\omega r C_j)^2} \right] + j\omega \left[L_S - \frac{r^2 C_j}{1 + (\omega r C_j)^2} \right] \quad (3.39)$$

Część rzeczywista tej impedancji jest równa zero przy częstotliwości

$$f_{r0} = \frac{1}{2\pi r C_j} \sqrt{\left(\frac{r}{r_S} - 1\right)} \quad (3.40)$$

Dla większych częstotliwości składowa aktywna impedancji staje się dodatnia, a f_{r0} osiąga wartość maksymalną przy $|r| = 2r_S$. W ten sposób o właściwościach częstotliwościowych diody tunelowej decyduje stała czasowa $r_S C_j$. Przy dużych koncentracjach domieszek pojemność

złączowa jest jednak znaczna - może sięgać nawet do 100 pF.
Część urojona impedancji (3.39) zeruje się przy częstotliwości

$$f_{x0} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\left[\frac{1}{L_s C_j} - \frac{1}{(r C_j)^2} \right]} \quad (3.41)$$

Jest to częstotliwość rezonansowa własnych drgań pasożytniczych. Dlatego w typowych zastosowaniach mikrofalowych dioda pracuje przy częstotliwościach f_0 mniejszych niż f_{x0} i f_{r0} ($f_{x0} > f_{r0} > f_0$), a drgania te nie wystąpią do wartości krytycznych, jeżeli

$$L_s < C_j r_s r \quad (3.42)$$

Małą indukcyjność szeregową uzyskuje się poprzez wykonywanie wyprowadzeń prądowych diody z taśm, membran lub większych płytek zamiast z cienkich drutów.

W zależności od wartości parametrów własnych w schemacie zastępczym oraz wielkości napięcia polaryzacji i obciążenia dioda tunelowa może pracować jako wzmacniacz, oscylator lub przełącznik. Diody wzmacniające powinny mieć duże częstotliwości krytyczne i mały poziom szumów, diody oscylacyjne - dużą moc przekazywaną do obciążenia, a diody przełącznikowe - duży skok napięcia $U_V - U_P$.