



**FEUP**

Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto  
Departamento de Engenharia Electrotécnica e de Computadores

# **ELECTRÓNICA I**

**3º ano - Ramo APEL**

## **Capítulo 3**

### **DÍODOS DE JUNÇÃO**

Este texto é oferecido aos alunos para o policopiarem livremente e destina-se a complementar o livro de texto recomendado, "Microelectronic Circuits", de Sedra and Smith. Consiste, essencialmente, numa tradução do capítulo homónimo desse livro, com algumas alterações da responsabilidade do autor visando uma melhor adequação ao programa da disciplina. Beneficiou também de sugestões do Prof. Pedro Guedes de Oliveira.

## Capítulo 3

# DÍODOS DE JUNÇÃO

### 1. Introdução

Nos capítulos anteriores, considerámos quase exclusivamente circuitos lineares; eventuais não linearidades, tais como as introduzidas pela saturação dos amplificadores, foram consideradas um problema a ser resolvido pelo projectista. Todavia, há muitas funções de processamento de sinal que só podem ser implementadas por circuitos não lineares. É o caso da obtenção de tensões contínuas a partir da alimentação de c.a. da rede e da geração de sinais de diferentes formas de onda (sinusóides, ondas quadradas, bases de tempo, etc.). Também os circuitos lógicos digitais constituem uma classe especial de circuitos não lineares.

O elemento de circuito não linear mais simples e fundamental é o diódo. Tal como uma resistência, o diódo tem dois terminais; contudo, ao contrário da resistência que tem uma relação linear entre a corrente que a percorre e a tensão aos seus terminais, o diódo tem uma característica  $i-v$  não linear.

Começaremos o estudo dos díodos por considerar um elemento fictício, o diódo ideal, a fim de apreendermos a essência do seu funcionamento. Depois, apresentaremos o diódo de junção de silício, analisaremos as suas características terminais e aprenderemos técnicas de análise de circuitos com díodos, com base em modelos equivalentes do seu funcionamento.

Das muitas aplicações dos díodos, o seu uso no projecto de rectificadores (que convertem c.a. em c.c.) é a mais comum. Assim, estudaremos circuitos rectificadores com algum pormenor e, mais brevemente, algumas outras aplicações dos díodos. Outros circuitos não lineares que utilizam díodos e outros dispositivos serão estudados mais tarde.

Concluiremos o capítulo com o estudo do princípio de funcionamento físico da *junção pn*. Além de ser um diódo, a *junção pn* é a base de muitos outros dispositivos do estado sólido, incluindo o transístor bipolar de junção, que estudaremos no capítulo seguinte. Assim, para o estudo da electrónica moderna, é essencial compreender como funciona a *junção pn*. Apesar de nos irmos limitar a uma descrição qualitativa, isso será suficiente para o nosso objectivo que é o uso de díodos e transístores no projecto de circuitos electrónicos.

### 2. O diódo ideal

O diódo ideal pode ser considerado o mais básico elemento não linear. É um dispositivo de dois terminais, cujo símbolo de circuito pode ver-se na fig. 1(a) e com a característica  $i-v$  mostrada na fig. 1(b).

(fig. 1)

A característica terminal de um díodo ideal pode ser interpretada como segue: Se aplicarmos uma tensão negativa (em relação ao sentido definido na fig. 1(a)), não flui qualquer corrente e o díodo comporta-se como um circuito aberto (fig. 1(c)). Um díodo, neste modo de funcionamento, diz-se estar **contrapolarizado**, ou polarizado negativamente. Um díodo ideal tem corrente nula quando está contrapolarizado e diz-se estar em **corte**.

Por outro lado, se injectarmos uma corrente positiva (em relação ao sentido definido na fig. 1(a)), a tensão aos terminais do díodo é nula. Por outras palavras, o díodo ideal comporta-se como um curto-circuito quando está **polarizado directamente** (fig. 1(d)), i.e., conduz qualquer valor da corrente com queda de tensão nula. Um díodo polarizado directamente diz-se também estar em **condução**.

Da descrição anterior deve concluir-se que, quando o díodo está em condução, o circuito externo deve ser projectado para limitar a corrente do díodo, e quando está em corte, para limitar a tensão inversa do díodo. A fig. 2 mostra dois circuitos que ilustram este ponto.

### (fig. 2)

No circuito da fig. 2(a), o díodo está obviamente em condução. Assim, a queda de tensão é nula, pelo que a corrente é determinada pela fonte de +10 V e pela resistência de 1 k $\Omega$ , i.e., será de 10 mA.

O díodo da fig. 2(b) está claramente em corte, pelo que a corrente será zero e, assim, toda a tensão da fonte de alimentação aparece aos terminais do díodo.

O terminal positivo do díodo chama-se **ânodo** e o negativo **cátodo**, designações herdadas dos díodos de vácuo. A característica  $i$ - $v$  do díodo ideal (condução num sentido e bloqueio noutra), permite compreender a escolha do símbolo em forma de seta.

Como, certamente, já se tornou evidente, a característica  $i$ - $v$  do díodo ideal é altamente não linear, pois consiste de dois segmentos de recta perpendiculares entre si. Uma curva não linear que consiste de segmentos de recta diz-se que é **de tramos lineares**. Se numa aplicação particular, usarmos um dispositivo com uma característica de tramos lineares, por forma que a excursão do sinal se limite a um dos segmentos lineares, então o dispositivo pode ser considerado um elemento de circuito linear para essa aplicação particular. Pelo contrário, se a excursão do sinal ultrapassar um ou mais dos pontos de quebra da característica, a análise linear não é possível.

## 2.1. Uma aplicação simples: o rectificador

Uma aplicação fundamental do díodo, que faz uso da sua característica não linear, é o circuito rectificador mostrado na fig. 3(a).

### (fig. 3)

O circuito consiste de um díodo  $D$  em série com uma resistência  $R$ . Admitamos que o díodo é ideal e que a tensão de entrada  $v_I$  é a sinusóide da fig. 3(b).

Durante os meios ciclos positivos da sinusóide de entrada, a tensão positiva  $v_I$  determina uma corrente através do diódo, no sentido directo. A tensão  $v_D$  aos terminais do diódo será muito pequena, idealmente zero, pelo que o circuito admite o esquema equivalente da fig. 3(c), donde se conclui que a tensão de saída  $v_O$  será igual à tensão de entrada  $v_I$ .

Por outro lado, durante os meios ciclos negativos de  $v_I$ , o diódo não conduz. Assim, o circuito será equivalente ao esquema da fig. 3(d) e  $v_O$  será zero. Em conclusão, a tensão de saída terá a forma de onda representada na fig. 3(e).

Note-se que enquanto  $v_I$  alterna em polaridade e tem valor médio nulo,  $v_O$  é unidirecional e tem valor médio não nulo, i.e., tem componente contínua. Assim, o circuito da fig. 3(a) **rectifica** o sinal, pelo que é chamado um **rectificador**, e pode ser usado para gerar c.c. a partir de c.a.. Mais adiante, estudaremos em pormenor circuitos rectificadores.

## 2.2. Outra aplicação: portas lógicas com díodos

Podemos usar díodos e resistências para implementar funções lógicas digitais. A fig. 4 mostra duas portas lógicas com díodos.

(fig. 4)

Para ver como estes circuitos funcionam, consideremos um sistema de lógica positiva em que valores da tensão próximos de zero correspondem ao valor lógico 0 e valores da tensão próximos de +5 V correspondem ao valor lógico 1.

O circuito da fig. 4(a) tem três entradas,  $v_A$ ,  $v_B$  e  $v_C$ . É fácil ver que díodos ligados a entradas de +5 V conduzirão, impondo, assim, para  $v_Y$  um valor igual a +5 V. Esta tensão positiva na saída manterá os díodos cuja tensão de entrada é baixa (cerca de 0 V) em corte. Assim, a saída será 1 se uma ou mais entradas forem 1 e, portanto, o circuito implementa a função lógica OR, que em notação booleana se exprime como

$$Y = A + B + C$$

Analogamente, o circuito da fig. 4(b), como facilmente se mostra, implementa a função lógica AND,

$$Y = A \cdot B \cdot C$$

A fim de tornar mais claro o método de análise deste tipo de circuitos, consideremos como exemplo os circuitos da fig. 5, e determinemos os valores de  $I$  e de  $V$ .

(fig. 5)

Nestes circuitos, pode não ser óbvio à primeira vista se um, ambos ou nenhum dos díodos estará a conduzir. O procedimento indicado é, assim, admitir uma hipótese plausível, levar a cabo a análise e, finalmente, verificar se chegamos a uma solução consistente.

Para o circuito da fig. 5(a) admitiremos que ambos os díodos conduzem. Nestas condições,  $V_B = 0$  e  $V = 0$ . A corrente através de  $D_2$  pode então ser determinada como

$$I_{D2} = \frac{10 - 0}{10k} = 1 \text{ mA}$$

Aplicando a lei dos nós a *B*, vem

$$I + 1m = \frac{0 - (-10)}{5k}$$

donde resulta  $I = 1 \text{ mA}$ . Assim,  $D_1$  conduz como inicialmente admitimos, e o resultado final será  $I = 1 \text{ mA}$  e  $V = 0 \text{ V}$ .

Para o circuito da fig. 5(b), admitiremos que ambos os díodos conduzem, pelo que  $V_B = 0$  e  $V = 0$ . A corrente em  $D_2$  obtém-se de

$$I_{D2} = \frac{10 - 0}{5k} = 2 \text{ mA}$$

e da lei dos nós em *B*,

$$I + 2m = \frac{0 - (-10)}{10k}$$

resulta  $I = -1 \text{ mA}$ . Uma vez que isto não é possível, a nossa suposição inicial não é correcta. Começamos novamente, admitindo que  $D_1$  está em corte e  $D_2$  conduz. A corrente  $I_{D2}$  é dada por

$$I_{D2} = \frac{10 - (-10)}{15k} = 1,33 \text{ mA}$$

e a tensão no nó *B* é

$$V_B = -10 + 10k \times 1,33m = +3,3 \text{ V}$$

Assim,  $D_1$  está contrapolarizado como admitimos, sendo então o resultado final  $I = 0$  e  $V = 3,3 \text{ V}$ .

### 3. Características terminais dos díodos de junção

Estudemos agora as características dos díodos reais - especificamente, díodos de junção de semicondutor, feitos de silício. Os processos físicos que explicam as características terminais dos díodos e o nome "díodo de junção", serão estudados no fim deste capítulo.

A fig. 6 mostra a característica *i-v* de um díodo de junção de silício. A mesma característica está representada na fig. 7 com algumas escalas expandidas e outras comprimidas para pôr em evidência os pormenores. Note-se que as diferentes escalas resultam numa aparente descontinuidade na origem.

(fig. 6)

(fig. 7)

Como se nota, a curva característica consiste de três regiões distintas:

1. A região de polarização directa, determinada por  $v > 0$
2. A região de polarização inversa, determinada por  $v < 0$  mas  $v > -V_{ZK}$
3. A região de rotura, determinada por  $v < -V_{ZK}$

Passaremos, a seguir, a descrever estas três regiões.

### 3.1. A região de polarização directa

A região de funcionamento de polarização directa define-se como correspondendo a uma tensão terminal  $v$  positiva. Na região de polarização directa, a característica  $i$ - $v$  é descrita muito aproximadamente pela expressão

$$i = I_S (e^{v/\eta V_T} - 1) \quad (1)$$

Nesta equação,  $I_S$  é uma constante para um dado diodo a uma dada temperatura. A corrente  $I_S$  é habitualmente chamada **corrente inversa de saturação** (por razões que se tornarão claras adiante). Um nome alternativo, com especial interesse, uma vez que  $I_S$  é directamente proporcional à área transversal do diodo, é **corrente de escala**. De facto, se duplicarmos a área da junção, resulta um diodo com um valor duplo de  $I_S$  e, como indica a equação do diodo, o valor da corrente  $i$  duplica para uma dada tensão directa  $v$ .

Para díodos de “pequenos sinais”, que são díodos de pequenas dimensões destinados a aplicações de baixa potência,  $I_S$  é da ordem de  $10^{-15}$  A. O valor de  $I_S$  é, contudo, altamente dependente da temperatura. Como regra geral podemos dizer que  $I_S$  duplica por cada  $10^\circ\text{C}$  de aumento da temperatura.

A tensão  $V_T$  na Eq. (1) é uma constante chamada **equivalente voltimétrico da temperatura** ou **tensão térmica**, dada por

$$V_T = \frac{kT}{q} \quad (2)$$

onde

$k$  = constante de Boltzmann =  $1,38 \times 10^{-23}$  J/K

$T$  = a temperatura absoluta em kelvin (K)

$q$  = a carga eléctrica do electrão =  $1,602 \times 10^{-19}$  C

À temperatura ambiente ( $20^\circ\text{C}$ ) o valor de  $V_T$  é 25,2 mV. Em cálculos aproximados, tomaremos  $V_T \cong 25$  mV à temperatura ambiente.

Na equação do diodo a constante  $\eta$  tem um valor entre 1 e 2, dependendo do material e da estrutura física do diodo. Díodos realizados pelo processo normal de fabrico dos circuitos integrados têm  $\eta = 1$  em condições normais de funcionamento. Díodos discretos, normalmente têm  $\eta = 2$ .

Para correntes directas de valor apreciável, especificamente para  $i \gg I_S$ , a Eq. (1) pode ser aproximada pela relação exponencial

$$i \cong I_S e^{v/\eta V_T} \quad (3)$$

que, pode ser alternativamente expressa como

$$v = \eta V_T \ln \frac{i}{I_S} \quad (4)$$

Esta relação exponencial entre a corrente  $i$  e a tensão  $v$  mantém-se para várias décadas da corrente (cerca de sete). Trata-se de uma propriedade notável dos díodos de junção, que também se verifica nos transístores bipolares de junção e que é explorada em muitas aplicações.

Consideremos a relação  $i$ - $v$  da Eq. (3) e calculemos a corrente  $I_1$  correspondente a uma tensão  $V_1$ :

$$I_1 = I_S e^{V_1/\eta V_T}$$

Analogamente, se a tensão for  $V_2$ , a corrente do díodo  $I_2$  será

$$I_2 = I_S e^{V_2/\eta V_T}$$

Estas duas equações podem ser combinadas, resultando

$$\frac{I_2}{I_1} = I_S e^{(V_2-V_1)/\eta V_T}$$

que pode ser reescrita como

$$V_2 - V_1 = \eta V_T \ln \frac{I_2}{I_1}$$

ou, em termos de logaritmos decimais,

$$V_2 - V_1 = 2,3 \eta V_T \log \frac{I_2}{I_1} \quad (5)$$

Esta equação estabelece simplesmente que para uma variação de uma década (factor de 10) na corrente, a queda de tensão no díodo varia de  $2,3 \eta V_T$ , que é, aproximadamente, 60 mV para  $\eta = 1$  e 120 mV para  $\eta = 2$ . Isto sugere que a relação  $i$ - $v$  do díodo é mais adequadamente representada em papel semilogarítmico. Usando o eixo vertical, linear, para  $v$ , e o horizontal, logarítmico, para  $i$ , obtém-se uma recta com a inclinação  $2,3 \eta V_T$  por década de corrente.

Finalmente, deve mencionar-se que não conhecendo o valor exacto de  $\eta$  (o qual pode ser obtido através de uma experiência simples), os projectistas usam, habitualmente, o número aproximado de 0,1 V/década para a inclinação da característica logarítmica do díodo.

A simples observação da característica  $i$ - $v$  na região directa (fig. 7) revela que a corrente tem um valor desprezável para  $v$  menor do que cerca de 0,5 V. Este valor é, usualmente, referido como **tensão limiar de condução**. Deve realçar-se, contudo, que esta fronteira aparente na característica é simplesmente uma consequência da relação exponencial.

Outra consequência desta relação é o rápido crescimento de  $i$ . Assim, em condução franca, a queda de tensão de um díodo está compreendida numa estreita faixa de, aproximadamente, 0,6 a 0,8 V.

Esta conclusão está na base de um “modelo” simples para o diódo, que consiste em admitir que um diódo em condução apresenta uma queda de tensão de, aproximadamente, 0,7 V. Díodos com diferentes níveis de corrente (i.e., diferentes áreas e correspondentes diferentes valores de  $I_S$ ), apresentarão a queda de tensão de 0,7 V para diferentes valores da corrente. Por exemplo, um diódo de pequenos sinais terá uma tensão de 0,7 V para  $i = 1$  mA, enquanto um diódo de potência terá 0,7 V para  $i = 1$  A. Mais adiante aprofundaremos o assunto da análise de circuitos com díodos e o uso de modelos.

Uma vez que  $I_S$  e  $V_T$  são ambas função da temperatura, a característica  $i$ - $v$  varia com a temperatura (fig. 8). Para uma dada corrente constante, a queda de tensão no diódo diminui aproximadamente 2,2 mV por cada °C de aumento da temperatura. A variação da tensão do diódo com a temperatura é explorada no projecto de termómetros electrónicos.

(fig. 8)

### 3.2. A região de polarização inversa

A região de polarização inversa corresponde a valores negativos da tensão do diódo. A Eq. (1) deixa prever que quando  $v$  é negativa e algumas vezes maior do que  $V_T$  (25 mV), em grandeza, o termo exponencial torna-se desprezável face à unidade e a corrente do diódo vem

$$i \cong -I_S$$

i.e., a corrente inversa é constante e igual a  $I_S$ . É esta a razão da designação *corrente inversa de saturação*.

Os díodos reais apresentam correntes inversas que, apesar de bastante pequenas, são muito maiores do que  $I_S$ . Por exemplo, um diódo de pequenos sinais de 1 mA, cuja  $I_S$  é da ordem de  $10^{-14}$  a  $10^{-15}$  A, pode apresentar uma corrente inversa da ordem de 1 nA. A corrente inversa também aumenta um pouco com o aumento, em valor absoluto, da tensão inversa. Note-se que devido ao valor muito pequeno da corrente, estes pormenores não são evidentes na característica  $i$ - $v$  da fig. 7.

Uma boa parte da corrente inversa é devida a fugas. Estas correntes de fugas são proporcionais à área da junção, à semelhança de  $I_S$ . Finalmente, devemos mencionar que a corrente inversa depende fortemente da temperatura, concretamente, *grosso modo*, duplica por cada 10°C de aumento da temperatura.

### 3.3. A região de rotura

A terceira região distinta de funcionamento do diódo, que pode facilmente ser identificada na característica  $i$ - $v$  da fig. 7, é a região de rotura. O diódo entra na região de rotura quando a tensão inversa ultrapassa um dado valor limiar específico de cada diódo particular, chamado **tensão de rotura**. Trata-se da tensão do “joelho” da curva  $i$ - $v$  da fig. 7, e designa-se  $V_{ZK}$ , em que  $Z$  se refere a Zener (cientista que contribuiu para o conhecimento deste efeito) e  $K$  é a inicial da palavra inglesa *knee* - joelho.



Como se pode ver na fig. 7, na região de rotura, a corrente inversa cresce rapidamente, sendo o correspondente aumento da queda de tensão muito pequeno. A rotura do diódo não é normalmente destrutiva, desde que a dissipação de potência no diódo seja mantida pelo circuito exterior dentro de um limite “seguro”. Este valor seguro é habitualmente especificado nas folhas de dados do dispositivo. É pois necessário limitar a corrente inversa na região de rotura a um valor consistente com a potência máxima admissível.

O facto de a característica  $i-v$  na região de rotura ser praticamente uma recta vertical sugere a utilização do diódo em regulação de tensão. Estudaremos este tópico adiante.

#### 4. Análise de circuitos com díodos

Nesta secção, estudaremos os métodos de análise dos circuitos com díodos. Incidiremos a nossa atenção em circuitos nos quais os díodos operam na região de polarização directa. Posteriormente, consideraremos o funcionamento na outra região de interesse, a região de rotura.

Consideremos o circuito da fig. 9, que consiste de uma fonte contínua  $V_{DD}$ , uma resistência  $R$  e um diódo, e analisemos o circuito a fim de calcular a corrente  $I_D$  e a tensão  $V_D$  do diódo.

(fig. 9)

O diódo está, obviamente, polarizado directamente. Admitindo que  $V_{DD}$ , é maior do que 0,5 V, aproximadamente, a corrente do diódo será muito maior do que  $I_S$ , pelo que podemos representar a característica  $i-v$  pela relação exponencial:

$$I_D = I_S e^{V_D/\eta V_T} \quad (6)$$

A outra equação que rege o funcionamento do circuito é obtida aplicando a lei de Kirchhoff à malha, resultando

$$I_D = \frac{V_{DD} - V_D}{R} \quad (7)$$

Admitindo que os parâmetros  $I_S$  e  $\eta$  do diódo são conhecidos, as Eqs. (6) e (7) são duas equações com as duas incógnitas  $I_D$  e  $V_D$ . As duas formas alternativas de obter a solução são a análise gráfica e a análise iterativa.

##### 4.1. Análise gráfica

A análise gráfica realiza-se fazendo o traçado das expressões das Eqs. (6) e (7) no plano  $i-v$ . A solução pode ser obtida através das coordenadas do ponto de intersecção dos dois traçados. A fig. 10 mostra um esboço da construção gráfica, em que a curva representa a equação exponencial do diódo (Eq. (6)) e a recta representa a Eq. (7). Esta recta chama-se **recta de carga**, expressão que se tornará clara mais adiante. A recta de carga intersecta a curva do diódo no ponto Q, que representa o ponto de funcionamento do circuito. As suas coordenadas dão os valores de  $I_D$  e  $V_D$ .

**(fig. 10)**

A análise gráfica é uma boa ajuda na visualização do funcionamento do circuito. Contudo, o esforço requerido por tal tipo de análise, particularmente para circuitos complexos, é demasiado para que se justifique na prática.

**4.2. Análise iterativa**

As Eqs. (6) e (7) podem ser resolvidas usando um processo simples de iteração, como se ilustra com o exemplo seguinte.

Consideremos o circuito da fig. 9, e calculemos os valores de  $I_D$  e  $V_D$ , admitindo que  $V_{DD} = 5$  V e  $R = 1$  k $\Omega$ . Admitamos também que o diódo tem uma corrente de 1 mA para uma tensão de 0,7 V e que a queda de tensão varia de 0,1 V por cada década de variação da corrente.

Para começar a iteração, admitamos que  $V_D = 0,7$  V e usemos a Eq. (7) para determinar a corrente,

$$I_D = \frac{V_{DD} - V_D}{R} = \frac{5 - 0,7}{1k} = 4,3 \text{ mA}$$

Usamos então a equação do diódo para obter uma melhor estimativa para  $V_D$ . Podemos fazê-lo empregando a Eq. (5), i.e.,

$$V_2 - V_1 = 2,3 \eta V_T \log \frac{I_2}{I_1}$$

No nosso caso,  $2,3 \eta V_T = 0,1$  V; então

$$V_2 = V_1 + 0,1 \log \frac{I_2}{I_1}$$

Substituindo  $V_1 = 0,7$  V,  $I_1 = 1$  mA e  $I_2 = 4,3$  mA resulta  $V_2 = 0,763$  V. Assim, o resultado da primeira iteração é  $I_D = 4,3$  mA e  $V_D = 0,763$  V. Para a segunda iteração procedemos de forma similar:

$$I_D = \frac{5 - 0,763}{1k} = 4,237 \text{ mA}$$

$$V_2 = 0,763 + 0,1 \log \left[ \frac{4,237}{4,3} \right] = 0,762 \text{ V}$$

Assim, a segunda iteração conduz a  $I_D = 4,237$  mA e  $V_D = 0,762$  V. Uma vez que estes valores não são muito diferentes dos valores obtidos após a primeira iteração, não se justifica continuar, pelo que a solução será  $I_D = 4,237$  mA e  $V_D = 0,762$  V.

**4.3. A necessidade de uma análise rápida**

O procedimento iterativo utilizado no exemplo anterior é simples e conduz a resultados precisos após duas ou três iterações. Contudo, há situações em que o esforço e o tempo requeridos por esse tipo de análise são excessivos.

Concretamente, quando se realiza um projecto de papel e lápis de um circuito relativamente complexo, é indispensável poder realizar-se uma análise rápida do circuito. Através de uma tal análise, o projectista pode avaliar várias possibilidades antes de se decidir pelo circuito mais adequado.

Acelerar o processo de análise implica, obviamente, aceitar resultados menos precisos. Isto, contudo, é raramente um problema já que a análise mais rigorosa pode ser adiada para a fase final do projecto. Esta análise rigorosa da solução quase final pode ser realizada com a ajuda de um programa computacional de análise de circuitos como o SPICE. Os resultados desta análise podem então ser usados para “afinar” o projecto.

#### 4.4. Modelos simplificados de díodos

Apesar de a relação exponencial  $i$ - $v$  ser um modelo rigoroso da característica do díodo na região directa, a sua natureza não linear complica a análise dos circuitos com díodos. Podemos simplificar grandemente a análise se pudermos utilizar relações lineares para descrever as características terminais do díodo. A fig. 11 ilustra uma tentativa neste sentido, onde a curva exponencial é aproximada por duas rectas, a recta A com inclinação nula e a recta B com inclinação  $1/r_D$ .

(fig. 11)

Como se vê, para este díodo particular, na gama de correntes de 0,1 a 10 mA, as tensões correspondentes ao modelo de tramos lineares diferem das correspondentes ao modelo exponencial menos de 50 mV. Obviamente, a escolha destas duas rectas não é única; pode obter-se uma aproximação melhor restringindo a gama de correntes para a qual se pretende a aproximação.

O modelo de tramos lineares da fig. 11 pode ser descrito por

$$\begin{aligned} i_D &= 0, & v_D &\leq V_{D0} \\ i_D &= (v_D - V_{D0})/r_D, & v_D &\geq V_{D0} \end{aligned} \quad (8)$$

em que  $V_{D0}$  é a intersecção da recta B com o eixo das tensões e  $r_D$  é o inverso da inclinação da recta B. Para o exemplo em questão,  $V_{D0} = 0,65$  V e  $r_D = 20$   $\Omega$ .

O modelo de tramos lineares descrito pelas Eqs. (8) pode ser representado pelo circuito equivalente da fig. 12. Note-se que se incluiu um díodo ideal para impor que a corrente  $i_D$  flua apenas no sentido directo.

(fig. 12)

Repetamos o exemplo anterior utilizando o modelo de tramos lineares cujos parâmetros são dados na fig. 11 ( $V_{D0} = 0,65$  V,  $r_D = 20$   $\Omega$ ). Note-se que as características representadas nesta figura são as do díodo descrito nesse exemplo (1 mA a 0,7 V e 0,1 V/década).

Substituindo o díodo do circuito da fig. 9 pelo modelo equivalente da fig. 12, resulta o circuito da fig. 13, no qual o cálculo de  $I_D$  se obtém de

$$I_D = \frac{V_{DD} - V_{D0}}{R + r_D}$$

em que os parâmetros  $V_{D0}$  e  $r_D$  têm os valores derivados da fig. 11. Assim,

$$I_D = \frac{5 - 0,65}{(1 + 0,02)k} = 4,26 \text{ mA}$$

(fig. 13)

A tensão do díodo vem, finalmente:

$$V_D = V_{D0} + I_D r_D = 0,65 + 4,26 \text{ mA} \times 20 = 0,735 \text{ V}$$

#### 4.5. O modelo de tensão constante

Pode obter-se um modelo ainda mais simples das características directas do díodo se usarmos uma recta vertical para aproximarmos a parte fortemente crescente da curva exponencial, como se mostra na fig. 14.

(fig. 14)

O modelo resultante diz simplesmente que um díodo em condução directa exhibe uma queda de tensão constante  $V_D$ . Habitualmente, toma-se o valor de 0,7 V para  $V_D$ . Note-se que para o díodo particular cujas características estão representadas na fig. 14, este modelo aproxima bem a tensão do díodo com um erro de  $\pm 0,1$  V para uma gama de correntes de 0,1 a 10 mA. O modelo de tensão constante pode ser representado pelo esquema equivalente da fig. 15.

(fig. 15)

Este modelo é o mais frequentemente usado nas fases iniciais de análise e projecto. Isto é especialmente verdadeiro quando não se tem informação pormenorizada sobre as características do díodo, o que é geralmente o caso.

Finalmente, note-se que se empregarmos este modelo para resolver o exemplo atrás considerado, obtemos

$$I_D = \frac{V_{DD} - 0,7}{R} = \frac{5 - 0,7}{1k} = 4,3 \text{ mA}$$

que não é muito diferente dos valores obtidos com os modelos mais elaborados.

#### 4.6. Conclusões

Nas aplicações que envolvem tensões muito maiores do que a queda de tensão no díodo (0,6 a 0,8 V), podemos desprezar esta queda de tensão quando calculamos a corrente do díodo. O resultado é o modelo de díodo ideal, que estudámos atrás.

O problema da escolha do modelo mais adequado para uma dada aplicação é uma questão que o projectista tem frequentemente de resolver, não só para os díodos mas para cada elemento de circuito. A capacidade para fazer a escolha correcta adquire-se, naturalmente, com a prática e a experiência.

### 5. O modelo para pequenos sinais e a sua aplicação

Há aplicações em que um díodo funciona num ponto da sua característica  $i-v$  directa com um pequeno sinal sobreposto ao nível contínuo. Para uma tal situação, é mais adequado modelar o díodo com uma resistência igual ao inverso da inclinação da tangente à característica  $i-v$  no ponto de funcionamento estático (correspondente à polarização).

O conceito de polarizar um dispositivo não linear e restringir a excursão do sinal a um pequeno segmento quase linear da sua característica à volta do ponto de funcionamento estático, já foi introduzido no Capítulo 1, para os díodos. Iremos, a seguir, desenvolver um modelo para pequenos sinais para o díodo de junção e analisar a sua utilização.

Consideremos o circuito conceptual da fig. 16(a) e representação gráfica correspondente da fig. 16(b).

(fig. 16)

Uma tensão contínua  $V_D$ , representada por uma bateria, é aplicada ao díodo, e sobreposto a essa tensão, aplica-se um sinal variante no tempo  $v_d(t)$ , aqui arbitrariamente representado por uma forma de onda triangular. Na ausência do sinal  $v_d(t)$ , a tensão do díodo é igual a  $V_D$ , e, correspondentemente, o díodo conduz uma corrente contínua  $I_D$  dada por

$$I_D = I_S e^{V_D/\eta V_T} \quad (9)$$

Quando se aplica o sinal  $v_d(t)$ , a tensão instantânea total do díodo  $v_D(t)$  será dada por

$$v_D(t) = V_D + v_d(t) \quad (10)$$

Consequentemente, a corrente instantânea total do díodo  $i_D(t)$  será

$$i_D(t) = I_S e^{v_D/\eta V_T} \quad (11)$$

Substituindo o valor de  $v_D$  da Eq. (10) vem

$$i_D(t) = I_S e^{(V_D+v_d)/\eta V_T}$$

que pode ser reescrita como

$$i_D(t) = I_S e^{V_D/\eta V_T} e^{v_d/\eta V_T}$$

Tendo em conta a Eq. (9), obtemos

$$i_D(t) = I_D e^{v_d/\eta V_T} \quad (12)$$

Se a amplitude do sinal  $v_d(t)$  for suficientemente pequeno, i.e., se

$$\frac{v_d}{\eta V_T} \ll 1 \quad (13)$$

então podemos tomar os dois primeiros termos do desenvolvimento em série da exponencial da Eq. (12), obtendo a expressão aproximada

$$i_D(t) \cong I_D \left( 1 + \frac{v_d}{\eta V_T} \right) \quad (14)$$

Esta é a **aproximação para pequenos sinais**. É válida para sinais cuja amplitude é menor do que 10 mV (ver a Eq. (13) e recordar que  $V_T = 25$  mV).

Da Eq. (14) resulta

$$i_D(t) = I_D + \frac{I_D}{\eta V_T} v_d \quad (15)$$

que mostra que, sobreposta à componente contínua  $I_D$  temos uma componente de sinal directamente proporcional ao sinal de tensão  $v_d$ , i.e.,

$$i_D = I_D + i_d \quad (16)$$

onde

$$i_d = \frac{I_D}{\eta V_T} v_d \quad (17)$$

A quantidade que relaciona o sinal de corrente  $i_d$  com o sinal de tensão  $v_d$  tem as dimensões de uma condutância - mede-se em *siemens* (S) - e chama-se **condutância de pequenos sinais** do diodo. O inverso deste parâmetro é a **resistência de pequenos sinais**, ou **incremental** do diodo,  $r_d$ ,

$$r_d = \frac{\eta V_T}{I_D} \quad (18)$$

Note-se que o valor de  $r_d$  é inversamente proporcional à corrente de polarização  $I_D$ .

Voltemos agora à representação gráfica da fig. 16(b). É fácil ver que, usar a aproximação de pequenos sinais é equivalente a admitir que a amplitude do sinal é suficientemente pequena por forma que a excursão ao longo da característica  $i$ - $v$  está limitada a um pequeno segmento quase linear. A inclinação deste segmento, que é igual à inclinação da curva  $i$ - $v$  no ponto de funcionamento Q, é igual à condutância de pequenos sinais. Pode facilmente provar-se que a inclinação da curva  $i$ - $v$ , para  $i = I_D$ , é igual a  $I_D / \eta V_T$ , e portanto,  $1 / r_d$ , i.e.,

$$r_d = 1 / \left[ \frac{\partial i_D}{\partial v_D} \right]_{i_D=I_D} \quad (19)$$

Se, agora, designarmos por  $V_{D0}$  a tensão do ponto em que a tangente intersecta o eixo  $v_D$ , podemos descrever a tangente pela equação

$$i_D = \frac{1}{r_d} (v_D - V_{D0}) \quad (20)$$

Esta equação é um modelo do funcionamento do díodo para pequenas variações em torno do ponto de funcionamento estático  $Q$ . Este modelo pode ser representado pelo esquema equivalente mostrado na fig. 17, a partir do qual podemos escrever

$$\begin{aligned} v_D &= V_{D0} + i_D r_d \\ &= V_{D0} + (I_D + i_d) r_d \\ &= (V_{D0} + I_D r_d) + i_d r_d \\ &= V_D + i_d r_d \end{aligned}$$

(fig. 17)

Assim, como era de esperar, a tensão de sinal no díodo é dada por  $v_d = i_d r_d$ . Para ilustrar a aplicação do modelo de pequenos sinais do díodo, consideremos o circuito mostrado na fig. 18(a), onde uma fonte de sinal  $v_s$  é ligada em série com a fonte contínua  $V_{DD}$ .

(fig. 18)

Com  $v_s = 0$ , a corrente do díodo é igual à componente contínua  $I_D$  e a tensão é  $V_D$ . Determinemos a corrente de sinal  $i_d$  e a tensão de sinal no díodo  $v_d$ . Para isso, substituímos o díodo pelo modelo da fig. 17, obtendo assim o circuito equivalente da fig. 18(b). Aplicando a lei de Kirchhoff à malha obtemos sucessivamente

$$\begin{aligned} V_{DD} + v_s &= i_D R + V_{D0} + i_D r_d \\ &= (I_D + i_d) R + V_{D0} + (I_D + i_d) r_d \\ &= I_D R + (V_{D0} + I_D r_d) + i_d (R + r_d) \\ &= I_D R + V_D + i_d (R + r_d) \end{aligned}$$

Separando os termos contínuos e os de sinal em ambos os lados da equação, obtemos para c.c.

$$V_{DD} = I_D R + V_D$$

que é representada pelo circuito da fig. 18(c), e para sinais

$$v_s = i_d (R + r_d)$$

que é representada pelo circuito da fig. 18(d). Concluimos que a aproximação de pequenos sinais permite-nos separar a análise de c.c. da análise para sinais. Esta é realizada eliminando todas as fontes de c.c. e substituindo o díodo pela sua resistência de pequenos sinais  $r_d$ . A partir do circuito equivalente para pequenos sinais, a tensão de sinal do díodo pode obter-se facilmente usando a regra do divisor de tensão

$$v_d = v_s \frac{r_d}{R + r_d}$$

A separação das análises de c.c. e de sinal é uma técnica muito útil que será utilizada frequentemente ao longo do estudo da Electrónica.

A título de exemplo, consideremos o circuito da fig. 19, onde  $R = 10 \text{ k}\Omega$  e a fonte de alimentação  $V^+$  tem um valor contínuo de 10 V ao qual está sobreposto um sinal sinusoidal de 50 Hz com 1 V de amplitude. (Esta componente de “sinal” da tensão da fonte de alimentação é uma imperfeição do projecto da fonte de alimentação. É conhecida como **ondulação da fonte de alimentação - ripple** - e será analisada mais tarde.)

(fig. 19)

Vamos calcular a tensão contínua e de sinal (sinusoidal) do diodo. Admitiremos que o diodo tem uma tensão de 0,7 V para 1 mA, e que  $\eta = 2$ .

Considerando apenas valores de c.c., admitimos que  $V_D = 0,7 \text{ V}$ , pelo que a corrente será

$$I_D = \frac{10 - 0,7}{10k} = 0,93 \text{ mA}$$

Uma vez que este valor é muito próximo de 1 mA, a tensão do diodo será muito próxima do valor admitido de 0,7 V. Para este ponto de funcionamento, a resistência incremental do diodo  $r_d$  é

$$r_d = \frac{\eta V_T}{I_D} = \frac{2 \times 25 \text{ mV}}{0,93 \text{ mA}} = 53,8 \Omega$$

A tensão de sinal pico-a-pico no diodo pode obter-se usando a regra do divisor de tensão como segue:

$$\begin{aligned} v_{dpp} &= 2 \times \frac{r_d}{R + r_d} \\ &= 2 \times \frac{53,8}{10k + 53,8} = 10,7 \text{ mV} \end{aligned}$$

A amplitude do sinal sinusoidal através do diodo é, portanto, 5,35 mV. Uma vez que este valor é bastante pequeno, o uso que fizemos do modelo de pequenos sinais é justificado.

### 5.1. Uso da queda de tensão directa em regulação de tensão

Um regulador de tensão é um circuito cujo objectivo é fornecer uma tensão contínua constante nos seus terminais de saída. A tensão de saída deve permanecer tão constante quanto possível, independentemente:

- das variações da corrente de carga fornecida pelo terminal de saída do regulador, e
- das variações da tensão da fonte de c.c. que alimenta o circuito regulador.



Uma vez que a tensão directa do díodo se mantém aproximadamente constante e igual a 0,7 V, enquanto a corrente varia pronunciadamente, um díodo polarizado directamente pode realizar um regulador de tensão simples. De facto, vimos no exemplo anterior que enquanto a fonte de alimentação de 10 V tinha uma ondulação de 2 V pico-a-pico ( $\pm 10\%$  de variação), a ondulação correspondente na tensão do díodo era apenas aproximadamente  $\pm 5,4$  mV (ou  $\pm 0,8\%$  de variação).

Podemos obter tensões reguladas superiores a 0,7 V, ligando vários díodos em série. Por exemplo, o uso de três díodos polarizados directamente permite obter uma tensão de cerca de 2 V. O circuito da fig. 20 constitui um exemplo.

**(fig. 20)**

Em circuito aberto, a tensão de saída é 2,1 V. Calculemos a percentagem de variação nesta tensão regulada causada por (a) uma variação de  $\pm 10\%$  da tensão da fonte de alimentação e (b) pela ligação de uma resistência de carga de 1 k $\Omega$ . Admitiremos  $\eta = 2$ .

Sem carga, o valor nominal da corrente na série de díodos é dada por

$$I = \frac{10 - 2,1}{1k} = 7,9 \text{ mA}$$

Assim, cada díodo terá uma resistência incremental de

$$r_d = \frac{\eta V_T}{I}$$

e, portanto, com  $\eta = 2$ ,

$$r_d = \frac{2 \times 25m}{7,9m} = 6,3 \Omega$$

Os três díodos em série terão uma resistência incremental total de

$$r = 3 r_d = 18,9 \Omega$$

Esta resistência constitui com a resistência  $R$  um divisor de tensão cujo razão pode ser usada para calcular a variação na tensão de saída devida a uma variação de  $\pm 10\%$  (i.e.,  $\pm 1$  V) da tensão de alimentação. Assim, a variação pico-a-pico na tensão de saída será

$$\Delta v_o = 2 \times \frac{r}{r + R} = 2 \times \frac{18,9}{18,9 + 1k} = 37,1 \text{ mV}$$

que corresponde a uma variação de apenas  $\pm 0,9\%$  ( $\pm 18,5$  mV). Uma vez que a variação por díodo é de cerca de  $\pm 6,2$  mV, o uso do modelo para pequenos sinais é aceitável.

Quando se liga uma resistência de carga de 1 k $\Omega$ , o circuito regulador fornecerá uma corrente de aproximadamente 2,1 mA, o que implica uma diminuição da tensão nos terminais da série de díodos dada por

$$\Delta v_o = -2,1m \times r = -2,1m \times 18,9 = -39,7 \text{ mV}$$

Uma vez que isto implica que a tensão de cada díodo diminua de cerca de 13,2 mV, o uso do modelo para pequenos sinais não é inteiramente justificado. Apesar disso, um cálculo pormenorizado da variação de tensão usando o modelo exponencial conduz a  $\Delta v_o = -35,5$  mV, que não é muito diferente do valor aproximado obtido usando o modelo incremental.

## 6. Funcionamento na região de rotura - Díodos de Zener

O grande declive que a curva  $i-v$  do díodo exhibe na região de rotura, com tensão praticamente constante, sugere que díodos funcionando na região de rotura podem ser usados no projecto de reguladores de tensão. Trata-se, na verdade de uma importantíssima aplicação dos díodos. Fabricam-se díodos especiais para trabalhar na região de rotura. Tais díodos são chamados **díodos de Zener** ou, simplesmente, **zeners**.

A fig. 21 mostra o símbolo de circuito dum díodo de Zener. Nas aplicações normais dos díodos de Zener, a corrente flui do cátodo para o ânodo e o cátodo é positivo em relação ao ânodo, pelo que  $I_Z$  e  $V_Z$ , na fig. 21, são positivos.

(fig. 21)

### 6.1. Especificação e modelização dos díodos de Zener

A fig. 22 mostra em pormenor a característica  $i-v$  do díodo na região de rotura. Observamos que para correntes superiores à corrente do joelho ( $I_{ZK}$ , especificada pelos fabricantes nas folhas de dados dos díodos de Zener), a característica  $i-v$  é praticamente uma recta.

(fig. 22)

Os fabricantes geralmente especificam o valor da tensão do díodo  $V_Z$  para uma corrente de teste particular  $I_{ZT}$ . Estes parâmetros estão assinalados na fig. 22, correspondendo às coordenadas do ponto designado por Q. Assim, por exemplo, um díodo de Zener de 6,8 V apresentará uma tensão de 6,8 V para uma dada corrente de teste, digamos, 10 mA. Quando a corrente se afasta de  $I_{ZT}$ , a tensão do díodo varia, ainda que ligeiramente. A fig. 22 mostra que em correspondência a uma variação da corrente  $\Delta I$ , a tensão varia de  $\Delta V$ , que se relaciona com  $\Delta I$  através da relação

$$\Delta V = r_z \Delta I$$

em que  $r_z$  é o inverso da inclinação da curva quase linear  $i-v$  no ponto Q. A resistência  $r_z$  é a **resistência incremental** do díodo de Zener no ponto de funcionamento Q. É também conhecida como **resistência dinâmica** do zener e o seu valor é especificado nas folhas de dados. Tipicamente,  $r_z$  pode ter valores da ordem de alguns ohm a algumas dezenas de ohm. Obviamente, quanto menor for o valor de  $r_z$  mais constante será a tensão do zener face à variação da corrente, e mais próximo do ideal será o seu desempenho.

A este propósito, observemos na fig. 22 que, enquanto  $r_z$  é pequena e praticamente constante para uma grande gama de correntes, o seu valor cresce consideravelmente na vizinhança do joelho. Assim, uma directiva geral a observar no projecto, será evitar que o zener funcione nesta região de baixa corrente.

Os díodos de Zener são fabricados com tensões  $V_Z$  na gama de alguns volt a algumas centenas de volt. Além de especificar  $V_Z$  (para uma dada corrente  $I_{ZT}$ ),  $r_z$ , e  $I_{ZK}$ , os fabricantes também especificam a potência máxima que o dispositivo pode dissipar com segurança. Assim, um zener de 6,8 V, 0,5 W pode funcionar em segurança com correntes até um máximo de 70 mA.

A característica  $i$ - $v$  quase linear do zener sugere que o dispositivo pode ser modelado como se indica na fig. 23, onde  $V_{Z0}$  designa o ponto em que a recta de inclinação  $1/r_z$  intersecta o eixo das tensões.

(fig. 23)

Apesar de  $V_{Z0}$  ser ligeiramente diferente de  $V_{ZK}$ , como se pode ver na fig. 22, na prática os seus valores são praticamente iguais. O modelo equivalente da fig. 23 pode ser descrito analiticamente por

$$V_Z = V_{Z0} + r_z I_Z \quad (21)$$

e aplica-se para  $I_Z > I_{ZK}$  e, obviamente,  $V_Z > V_{Z0}$ . O uso deste modelo na análise de circuitos com zeners é ilustrado no exemplo seguinte.

Consideremos o circuito da fig.24(a), em que o zener tem  $V_Z = 6,8$  V @  $I_Z = 5$  mA,  $r_z = 20$   $\Omega$  e  $I_{ZK} = 0,2$  mA. A fonte de alimentação  $V^+$  tem o valor nominal de 10 V mas pode variar de  $\pm 1$  V.

(fig. 24)

Começemos por determinar  $V_O$  sem carga e com  $V^+$  no seu valor nominal. Para isso, precisamos primeiro de determinar o valor do parâmetro  $V_{Z0}$  do modelo do zener. Substituindo os valores de  $V_Z$ ,  $I_Z$  e  $r_z$  na Eq. (21), obtemos  $V_{Z0} = 6,7$  V. A fig. 24(b) mostra o circuito com o zener substituído pelo seu modelo.

Em circuito aberto, a corrente do zener é dada por

$$\begin{aligned} I_Z = I &= \frac{V^+ - V_{Z0}}{R + r_z} \\ &= \frac{10 - 6,7}{0,5k + 20} = 6,35 \text{ mA} \end{aligned}$$

Assim,

$$\begin{aligned} V_O &= V_{Z0} + I_Z r_z \\ &= 6,7 + 6,35m \times 20 = 6,83 \text{ V} \end{aligned}$$

Calculemos agora a variação de  $V_O$  em resultado da variação de  $\pm 1$  V em  $V^+$ .

Obtém-se:

$$\begin{aligned}\Delta V_O &= \Delta V^+ \frac{r_z}{R + r_z} \\ &= \pm 1 \times \frac{20}{500 + 20} = \pm 38,5 \text{ mV}\end{aligned}$$

Seguidamente, calculemos a variação de  $V_O$  em resultado de se ligar uma resistência de carga  $R_L = 2 \text{ k}\Omega$ .

Com a carga ligada, a corrente de carga será aproximadamente  $6,8/2 \text{ k} = 3,4 \text{ mA}$ . Assim, a variação da corrente do zener será  $\Delta I_Z = -3,4 \text{ mA}$  e a correspondente variação da tensão do zener, que é a tensão de saída, será

$$\begin{aligned}\Delta V_O &= r_z \Delta I_Z \\ &= 20 \times (-3,4 \text{ mA}) = -68 \text{ mV}\end{aligned}$$

Pode obter-se uma estimativa mais rigorosa de  $\Delta V_O$  analisando o circuito da fig. 24(b), que conduz a  $\Delta V_O = -70 \text{ mV}$ .

Repitamos a análise anterior com  $R_L = 0,5 \text{ k}\Omega$ .

Com esta resistência, a corrente na carga seria  $6,8/0,5 \text{ k} = 13,6 \text{ mA}$ . Ora, isto não é possível pois a corrente  $I$  fornecida através de  $R$  é apenas  $6,4 \text{ mA}$  (para  $V^+ = 10 \text{ V}$ ). Isto é, o facto de a carga pedir mais corrente do que a que o circuito pode fornecer, é indicativo de que o zener deve estar em corte. Admitamos que assim é. Então  $V_O$  é determinada pelo divisor formado por  $R_L$  e  $R$ , i.e.,

$$\begin{aligned}V_O &= V^+ \frac{R_L}{R + R_L} \\ &= 10 \times \frac{0,5 \text{ k}}{0,5 \text{ k} + 0,5 \text{ k}} = 5 \text{ V}\end{aligned}$$

Uma vez que esta tensão é inferior à tensão de rotura do zener, confirma-se que o zener não está, de facto, a funcionar na região de rotura (mas está contrapolarizado), portanto está em corte.

Finalmente, determinemos o valor mínimo de  $R_L$  para o qual o diodo ainda funciona na região de rotura.

O caso mais desfavorável corresponde à situação em que o zener está no limiar da região de rotura, i.e.  $I_Z = I_{ZK} = 0,2 \text{ mA}$  e  $V_Z \cong V_{ZK} \cong 6,7 \text{ V}$ . Neste ponto, a corrente fornecida através de  $R$  é  $(9 - 6,7)/0,5 \text{ k} = 4,6 \text{ mA}$ , pelo que a corrente na carga não pode exceder  $4,6 \text{ mA} - 0,2 \text{ mA} = 4,4 \text{ mA}$ . O correspondente valor de  $R_L$  é

$$R_L = \frac{6,7}{4,4 \text{ mA}} \cong 1,5 \text{ k}\Omega$$

Este exemplo contribui para compreender melhor o papel desempenhado pelo zener na regulação da tensão de saída, que pode ser interpretado como segue. Face às variações da corrente pedida pela carga, o zener ajusta a sua corrente por forma que a tensão na carga seja aproximadamente constante. Esta regulação, contudo, é limitada. O zener não pode manter a tensão com uma corrente inferior a  $I_{ZK}$ , nem conduzir corrente superior a um dado valor máximo de segurança.

## 6.2. Projecto de um regulador paralelo com zener

Descreveu-se atrás a função de um regulador de tensão. Na fig. 25 apresenta-se um circuito regulador de tensão com um diodo de Zener.

(fig. 25)

Este circuito é conhecido como regulador paralelo uma vez que o zener está ligado em paralelo com a carga. O regulador é alimentado por uma fonte de tensão que, como se indica na figura, não é muito constante, i.e., apresenta uma componente considerável de ondulação. Uma tal fonte de alimentação, não regulada, pode obter-se à saída de um circuito rectificador, como se verá adiante. A carga pode ser uma simples resistência ou um circuito electrónico complexo.

A função de um regulador é fornecer uma tensão de saída  $V_O$  tão constante quanto possível a despeito da ondulação de  $V_S$  e das variações da corrente de carga  $I_L$ . Dois parâmetros podem usar-se para medir a qualidade com que o regulador desempenha a sua função: a **regulação da rede** e a **regulação da carga**. A regulação da rede é definida como a variação de  $V_O$  correspondente a 1 V de variação em  $V_S$ ,

$$\text{Regulação da rede} \equiv \frac{\Delta V_O}{\Delta V_S} \quad (22)$$

e exprime-se, habitualmente em mV/V. A regulação da carga é definida como a variação de  $V_O$  correspondente a 1 mA de variação em  $I_L$ ,

$$\text{Regulação da carga} \equiv \frac{\Delta V_O}{\Delta I_L} \quad (23)$$

As expressões das medidas destes desempenhos para o regulador paralelo da fig. 25 podem obter-se, substituindo o zener pelo seu modelo equivalente, como se mostra na fig. 26.

(fig. 26)

A análise deste circuito conduz a

$$V_O = V_{z0} \frac{R}{R+r_z} + V_S \frac{r_z}{R+r_z} - I_L (r_z // R) \quad (24)$$

Nesta equação, só a primeira parcela do segundo membro é desejável. A segunda e a terceira parcelas representam a dependência relativamente à tensão da fonte e à corrente da carga, respectivamente, pelo que devem ser minimizadas. De facto, da Eq. (24) e das definições das Eqs. (22) e (23), podemos obter

$$\text{Regulação da rede} = \frac{r_z}{R+r_z} \quad (25)$$

e

$$\text{Regulação da carga} = -(r_z // R) \quad (26)$$

Note-se que estes dois resultados podem ser derivados por simples inspecção do circuito.

Uma consideração importante no projecto do circuito regulador paralelo é assegurar que a corrente através do zener nunca se torne muito baixa; doutra forma,  $r_z$  aumenta, o que degrada o desempenho.

Assim, deve notar-se que a corrente mínima do zener ocorre quando  $V_S$  é mínimo e  $I_L$  é máxima. Esse objectivo pode conseguir-se através da escolha adequada do valor de  $R$ . A análise do circuito da fig. 26 com  $V_S = V_{Smin}$ ,  $I_Z = I_{Zmin}$  e  $I_L = I_{Lmax}$  conduz a

$$R = \frac{V_{Smin} - V_{Z0} - r_z I_{Zmin}}{I_{Zmin} + I_{Lmax}} \quad (27)$$

### 6.3. Efeito da temperatura

A dependência da tensão de Zener  $V_Z$  com a temperatura é especificada em termos do seu coeficiente de temperatura TC, que é usualmente expresso em mV/°C. O valor do TC depende da tensão de Zener e, para um dado diodo, varia com a corrente do ponto de funcionamento. Os zeners cuja  $V_Z$  é inferior a cerca de 5 V exibem um TC negativo; os zeners com tensões superiores têm TC positivo. O TC de um zener com  $V_Z$  igual a cerca de 5 V, pode ser anulado escolhendo adequadamente a corrente de funcionamento.

Outra técnica habitualmente usada para obter uma referência de tensão com baixo coeficiente de temperatura é ligar um zener com um TC positivo de cerca de 2 mV/°C em série com um diodo em condução directa. Uma vez que o diodo em condução directa tem uma queda de tensão  $\cong 0,7$  V e um TC de cerca de -2 mV/°C, a combinação série dos dois permitirá obter uma tensão de  $(V_Z + 0,7)$  com um TC aproximadamente nulo.

## 7. Circuitos rectificadores

Uma das aplicações mais importantes dos díodos é no projecto de circuitos rectificadores. Um rectificador com díodos constitui um bloco essencial das fontes de alimentação necessárias à polarização dos dispositivos electrónicos.

A fig. 27 mostra um diagrama de blocos de uma fonte de alimentação. Como se indica, a fonte é alimentada pela tensão sinusoidal da rede, de valor eficaz 220 V e frequência 50 Hz, e fornece uma tensão contínua  $V_O$  (usualmente na gama de 5 a 20 V) a um circuito electrónico representado pelo bloco da carga. A tensão contínua  $V_O$  deve ser tão constante quanto possível a despeito das variações da tensão da rede e da corrente fornecida à carga.

(fig. 27)

O primeiro bloco de uma fonte de alimentação é o **transformador**. Consiste de duas bobinas enroladas em torno de um núcleo ferromagnético que realiza o acoplamento magnético entre os dois enrolamentos.

O **enrolamento primário**, com  $N_1$  espiras, é ligado à fonte de c.a. de 220 V, enquanto o enrolamento secundário, com  $N_2$  espiras, é ligado ao circuito da fonte de alimentação de c.c.. Nestas condições, obtém-se nos terminais do secundário uma tensão alternada de valor eficaz  $v_S$  igual a  $220(N_2/N_1)$  V.

Escolhendo uma razão de transformação ( $N_1 / N_2$ ) adequada, o projectista pode baixar a tensão alternada para um valor conveniente à obtenção de uma dada tensão contínua de saída. Por exemplo, para uma tensão contínua de 5 V é tipicamente necessária uma tensão secundária de 8 V de valor eficaz. Isto pode conseguir-se com uma razão de transformação de 1:27, aproximadamente.

Além de permitir a amplitude sinusoidal adequada, o transformador garante também isolamento eléctrico entre o equipamento electrónico e a rede de alimentação. Este isolamento minimiza o risco de choque eléctrico para o utilizador do equipamento.

O rectificador com díodos converte a entrada sinusoidal  $v_S$  numa saída unipolar, que pode ter a forma de onda indicada na fig. 27 (rectificação de onda completa). Apesar desta forma de onda ter valor médio não nulo, i.e., componente contínua não nula, a sua natureza pulsante torna-a inadequada como fonte de c.c. para os circuitos electrónicos, daí a necessidade de filtragem.

As variações da amplitude da saída do rectificador são consideravelmente reduzidas pelo bloco de filtragem da fig. 27. Estudaremos adiante alguns circuitos rectificadores e uma implementação simples do filtro.

A tensão à saída do filtro, apesar de ser muito mais constante do que a tensão à saída do rectificador, contém ainda uma componente variável no tempo, a que chamamos ondulação. Para reduzir esta ondulação e estabilizar a amplitude da tensão contínua de saída em relação a variações causadas pela corrente de carga, utiliza-se um regulador de tensão. Uma implementação simples deste regulador é o circuito paralelo com zener estudado atrás; outros circuitos mais elaborados existem, todavia, e são comercialmente disponíveis em circuito integrado.

### 7.1. O rectificador de meia onda

O rectificador de meia onda é um circuito elementar que só aproveita os meios ciclos positivos ou negativos da entrada sinusoidal. A fig. 28(a) mostra o circuito de um rectificador de meia onda, que já foi analisado atrás, admitindo um díodo ideal.

(fig. 28)

Usando, mais realisticamente, o modelo de aproximação por tramos lineares, obtemos o circuito equivalente da fig. 28 (b), a partir do qual podemos escrever

$$v_O = 0, \quad v_S < V_{D0} \quad (28a)$$

$$v_O = \frac{R}{R+r_D} v_S - V_{D0} \frac{R}{R+r_D}, \quad v_S \geq V_{D0} \quad (28b)$$

A característica de transferência representada por estas equações está esboçada na fig. 28(c). Em muitas aplicações,  $r_D \ll R$ , pelo que a segunda equação pode ser simplificada para

$$v_O \cong v_S - V_{D0} \quad (29)$$

em que  $V_{D0} = 0,7$  ou  $0,8$  V. A fig. 28(d) mostra a tensão de saída obtida quando a entrada  $v_S$  é uma sinusóide.

Na selecção de díodos para o projecto de rectificadores, há dois parâmetros importantes a especificar: a capacidade de condução de corrente exigida ao díodo, determinada pela corrente máxima que se espera que o díodo tenha de conduzir e a tensão inversa de pico (PIV) que o díodo deverá suportar sem entrar em rotura, determinada pela máxima tensão inversa que se espera poder ser aplicada ao díodo.

No circuito rectificador da fig. 28(a), vemos que quando  $v_S$  é negativa, o díodo está em corte e  $v_O$  é zero. Daqui decorre que a PIV é igual ao valor de pico de  $v_S$ ,

$$PIV = V_S$$

É conveniente, contudo, por prudência, escolher um díodo com uma tensão de rotura pelo menos 50% superior à PIV esperada.

Antes de terminar esta breve referência a este circuito, devemos salientar dois pontos. Em primeiro lugar, lembremos que é possível usar a característica exponencial do díodo para determinar a característica de transferência exacta do rectificador; todavia, o volume de trabalho requerido é, usualmente, demasiado para se justificar na prática esse procedimento. Evidentemente, essa análise pode ser facilmente realizada usando um programa de computador como o SPICE.

Em segundo lugar, notemos que, independentemente de a análise ser mais ou menos rigorosa, é evidente que o circuito não funciona adequadamente quando o sinal de entrada é pequeno. Por exemplo, este circuito não pode ser usado para rectificar uma entrada sinusoidal de 100 mV de amplitude. Para uma tal aplicação, é indispensável recorrer a um dos circuitos de precisão que estudaremos mais tarde.

## 7.2. Rectificador de onda completa

O rectificador de onda completa utiliza as duas arcadas da entrada sinusoidal. A fim de fornecer uma saída unipolar, tem de inverter os meios ciclos negativos. Uma implementação possível está representada na fig. 29(a).

(fig. 29)

Como se vê, o secundário do transformador tem o ponto médio acessível a fim de fornecer duas tensões iguais  $v_S$  nas duas metades do secundário, com a polaridade indicada. Note-se que quando a tensão da rede (que alimenta o primário) é positiva, ambos os sinais designados por  $v_S$  serão positivos. Nestas condições,  $D_1$  conduz e  $D_2$  está contrapolarizado. A corrente de  $D_1$  fluirá através de  $R$ , fechando-se pelo ponto médio do secundário. O circuito funciona tal como o rectificador de meia onda, pelo que a saída durante as arcadas positivas será igual à do rectificador de meia onda.

Durante as arcadas negativas da tensão da rede, ambas as tensões designadas por  $v_S$  serão negativas. Assim,  $D_1$  estará em corte e  $D_2$  conduzirá. A corrente de  $D_2$  fluirá através de  $R$ , fechando-se pelo ponto médio do secundário. Daqui decorre que, durante os meios ciclos negativos, o circuito também funciona como o rectificador de meia onda, só que agora é o díodo  $D_2$  que conduz.



A conclusão importante é que a corrente através de  $R$  flui sempre no mesmo sentido e, assim,  $v_O$  será unipolar, como se indica na fig. 29(c).

A forma de onda representada foi obtida, admitindo que o diódo em condução apresenta uma queda de tensão  $V_{D0}$ . Por outras palavras, desprezámos, por simplicidade, o efeito da resistência do diódo  $r_D$ . Assim, a característica de transferência do rectificador de onda completa toma a forma da fig. 29(b).

O rectificador de onda completa produz, obviamente, uma forma de onda mais “energética” do que a do rectificador de meia onda. Assim, na maior parte das aplicações de rectificadores, opta-se pelo tipo de onda completa.

Para determinar a PIV dos díodos no rectificador de onda completa, consideremos a situação correspondente às arcadas positivas, em que o diódo  $D_1$  conduz e  $D_2$  está em corte. A tensão no cátodo de  $D_2$  é  $v_O$  e a do seu ânodo é  $-v_S$ . Assim, a polarização inversa de  $D_2$  estará no seu valor máximo quando  $v_O$  estiver no seu valor de pico de  $(v_S - V_{D0})$  e  $v_S$  no seu valor de pico de  $V_S$ , i.e.,

$$PIV = 2V_S - V_{D0}$$

que é aproximadamente duas vezes o valor do rectificador de meia onda.

### 7.3. O rectificador em ponte

Uma implementação alternativa do rectificador de onda completa está representada na fig. 30(a). O circuito, conhecido como rectificador em ponte devido à semelhança da sua configuração com a da ponte de Wheatstone, não requer um transformador com ponto médio no secundário, o que é desde logo uma vantagem sobre o rectificador de onda completa da fig. 29.

#### (fig. 30)

O rectificador em ponte requer, todavia, quatro díodos em vez dos dois do circuito anterior. De facto, não se trata de uma desvantagem significativa já que os díodos são componentes de baixo preço e pode mesmo comprar-se uma ponte rectificadora numa só embalagem.

O circuito rectificador em ponte funciona da seguinte maneira. Durante as arcadas positivas da tensão de entrada,  $v_S$  é positiva pelo que a corrente flui através do diódo  $D_1$ , da resistência  $R$  e do diódo  $D_2$ , estando, entretanto, os díodos  $D_3$  e  $D_4$  contrapolarizados. Note-se que há dois díodos em série no percurso de condução, pelo que  $v_O$  diferirá de  $v_S$  de duas vezes a queda de um diódo (ao contrário de apenas uma queda, no circuito anterior). Esta é uma desvantagem da ponte rectificadora.

Consideremos agora a situação durante as arcadas negativas da tensão de entrada. A tensão do secundário  $v_S$  será negativa e, assim,  $-v_S$  será positiva, forçando a corrente a fluir através de  $D_3$ ,  $R$  e  $D_4$ , enquanto os díodos  $D_1$  e  $D_2$  estão contrapolarizados. O ponto importante a notar é que, em ambos os meios ciclos, a corrente flui através de  $R$  no mesmo sentido e, portanto,  $v_O$  será sempre positiva, como se indica na fig. 30(b).

Para determinar a tensão inversa de pico de cada diodo, consideremos o circuito durante as arcadas positivas. A tensão inversa através de  $D_3$  pode ser determinada na malha formada por  $D_3$ ,  $R$  e  $D_2$ , como sendo

$$v_{D3} \text{ (inversa)} = v_O + v_{D2} \text{ (directa)}$$

Assim, o valor máximo de  $v_{D3}$  ocorre para o máximo de  $v_O$  e é dada por

$$PIV = V_s - 2 V_{D0} + V_{D0} = V_s - V_{D0}$$

Vemos que aqui a PIV é cerca de metade do valor do rectificador de onda completa anterior. Esta é outra vantagem do rectificador em ponte.

Uma outra vantagem do circuito rectificador em ponte relativamente ao que usa um transformador com ponto médio é que o secundário do transformador necessita de apenas cerca de metade do número de espiras. Outra forma de chegar a esta conclusão é observar que cada metade do secundário do transformador com ponto médio só é utilizada em metade do tempo. Por estas razões, o rectificador em ponte é a configuração de circuito rectificador mais usada.

#### 7.4. O rectificador com um condensador de filtragem - O rectificador de pico

A natureza pulsante da tensão de saída dos circuitos rectificadores atrás analisados não permite que sejam utilizados sózinhos como fonte de alimentação para circuitos electrónicos. Uma forma simples de reduzir a variação da tensão de saída é ligar um condensador em paralelo com a carga, que se costuma designar **condensador de filtragem**.

Para ver como funciona o circuito rectificador com um condensador de filtragem, consideremos o circuito da fig. 31.

(fig. 31)

Seja  $v_I$  uma sinusóide de valor máximo  $V_p$ , e admitamos que o diodo é ideal. Quando  $v_I$  é positiva, o diodo conduz e o condensador carrega-se por forma que  $v_O = v_I$ . Esta situação mantém-se até que  $v_I$  atinge o seu valor de pico  $V_p$ . Além deste instante, como  $v_I$  diminui, o diodo fica contrapolarizado e a tensão de saída permanece constante no valor  $V_p$ . De facto, teoricamente, o condensador mantém a sua carga e, portanto, a sua tensão indefinidamente, uma vez que não há maneira de se descarregar. Assim, o circuito fornece uma tensão contínua de saída igual ao pico da sinusóide de entrada.

Uma situação mais prática e realista corresponde a termos uma resistência de carga  $R$  em paralelo com o condensador  $C$ , como se mostra na fig. 32(a).

(fig. 32)

Continuaremos, entretanto, a admitir que o diodo é ideal. À semelhança do caso anterior, para uma entrada sinusoidal, o condensador carrega-se à tensão de pico  $V_p$ . Nesse instante o diodo corta e o condensador começa a descarregar-se sobre a resistência  $R$ . Esta situação mantém-se, durante quase todo o ciclo, até que  $v_I$  excede a tensão do condensador. Então, o diodo entra novamente em condução, carrega o condensador até ao pico de  $v_I$ , repetindo-se o processo.

Note-se que, a fim de evitar que a tensão de saída diminua demasiado durante a descarga do condensador, deve escolher-se para  $C$  um valor tal que a constante de tempo  $RC$  seja muito maior do que o intervalo de descarga.

Podemos agora analisar o circuito em pormenor. A fig. 32(b) mostra a forma de onda em regime permanente das tensões de entrada e de saída, na hipótese de  $RC \gg T$ , em que  $T$  é o período da entrada sinusoidal. As formas de onda da corrente de carga

$$i_L = v_O / R \quad (30)$$

e da corrente do díodo

$$i_D = i_C + i_L \quad (31)$$

$$= C \frac{dv_I}{dt} + i_L \quad (32)$$

estão representadas na fig. 32(c). Devem-se ter em conta os seguintes pontos:

1. O díodo conduz durante um breve intervalo,  $\Delta t$ , próximo do pico da sinusóide de entrada e fornece ao condensador uma carga igual à carga perdida durante o intervalo de descarga, muito maior e aproximadamente igual ao período  $T$ .
2. Admitindo que é ideal, o díodo começa a conduzir no instante  $t_1$  em que a entrada  $v_I$  iguala a saída exponencialmente decrescente  $v_O$ . A condução termina em  $t_2$ , a seguir ao pico de  $v_I$ ; o valor exacto de  $t_2$  pode ser determinado fazendo  $i_D = 0$  na Eq. (32).
3. Durante o intervalo de corte do díodo, o condensador descarrega-se através de  $R$ , pelo que  $v_O$  decresce exponencialmente com a constante de tempo  $RC$ . O intervalo de descarga começa aproximadamente no pico de  $v_I$ . No fim do intervalo de descarga, que dura quase todo o período  $T$ ,  $v_O = V_p - V_r$ , em que  $V_r$  é a ondulação da tensão, pico-a-pico. Quando  $RC \gg T$  o valor de  $V_r$  é pequeno.
4. Quando  $V_r$  é pequeno,  $v_O$  é praticamente constante e igual ao valor de pico de  $v_I$ . Assim, a tensão contínua de saída é aproximadamente igual a  $V_p$ . Analogamente, a corrente  $i_L$  é praticamente constante e a sua componente contínua  $I_L$  é dada por

$$I_L = \frac{V_p}{R} \quad (33)$$

Pode obter-se uma expressão mais rigorosa para a tensão contínua de saída, tomando a média dos valores extremos de  $v_O$ ,

$$V_O = V_p - \frac{1}{2} V_r \quad (34)$$

Tendo em conta estas observações, podemos agora derivar expressões para  $V_r$  e para os valores médio e de pico da corrente do díodo. Durante o intervalo de corte do díodo,  $v_O$  pode ser expresso como

$$v_O = V_p e^{-t/RC}$$

No fim do intervalo de descarga, temos

$$V_p - V_r \cong V_p e^{-T/RC}$$

Uma vez que  $RC \gg T$ , podemos usar a aproximação  $e^{-T/RC} \cong 1 - T/RC$  para obter

$$V_r \cong V_p \frac{T}{RC} \quad (35)$$

Vemos que para manter  $V_r$  pequena temos de escolher um capacidade  $C$  de forma que  $RC \gg T$ . A tensão de ondulação  $V_r$  na Eq. (35) pode ser expressa em termos da frequência  $f = 1/T$  como

$$V_r = \frac{V_p}{f RC} \quad (36)$$

Note-se que uma interpretação alternativa da aproximação feita atrás é que, nestas condições, o condensador descarrega-se com uma corrente constante  $I_L = V_p / R$ . Esta aproximação é válida enquanto for  $V_r \ll V_p$ .

Usando a fig. 32(b) e admitindo que a condução do díodo cessa próximo do pico de  $v_i$ , podemos determinar o intervalo de condução  $\Delta t$  a partir de

$$V_p \cos(\omega \Delta t) = V_p - V_r$$

em que  $\omega = 2\pi f = 2\pi/T$  é a frequência angular de  $v_i$ . Uma vez que  $(\omega \Delta t)$  é um pequeno ângulo, podemos empregar a aproximação  $\cos(\omega \Delta t) \cong 1 - \frac{1}{2}(\omega \Delta t)^2$  para obter

$$\omega \Delta t \cong \sqrt{2V_r / V_p} \quad (37)$$

onde notamos que quando  $V_r \ll V_p$ , o ângulo de condução  $\omega \Delta t$  será pequeno, como admitimos.

Para determinar o valor médio da corrente durante a condução,  $i_{Dav}$ , igualamos a carga que o díodo fornece ao condensador,

$$Q_{fornecida} = i_{Cav} \Delta t$$

à carga que o condensador perde durante o intervalo de descarga,

$$Q_{perdida} = CV_r$$

para obter

$$i_{Dav} = I_L \left(1 + \pi \sqrt{2V_p / V_r}\right) \quad (38)$$

em cuja dedução usámos a Eq. (31), admitimos que  $i_{Lav}$  é dada pela Eq. (33) e tivemos em conta, também, as Eqs. (36) e (37). Observemos que quando  $V_r \ll V_p$ , a corrente média do díodo durante a condução é muito maior do que a corrente contínua da carga. Esta conclusão não deve surpreender-nos uma vez que o díodo conduz durante um intervalo de tempo muito curto e tem de repor a carga perdida pelo condensador durante um intervalo de tempo muito maior com a corrente  $I_L$ .

O valor de pico da corrente do díodo,  $i_{Dmax}$ , pode ser determinada calculando a expressão da Eq. (32) no instante de início da condução do díodo, isto é, para  $t = t_l = -\Delta t$  (considerando que o pico se verifica para  $t = 0$ ). Admitindo que  $i_L$  é quase constante com o valor dado pela Eq. (33), obtemos

$$i_{Dmax} = I_L \left(1 + 2\pi \sqrt{2V_p / V_r}\right) \quad (39)$$

A partir das Eqs. (38) e (39) vemos que para  $V_r \ll V_p$ ,  $i_{Dmáx} \cong 2 i_{Dav}$ , o que está de acordo com o facto de a forma de onda de  $i_D$  ser quase um triângulo rectângulo (ver fig. 32(c)).

O circuito da fig. 32(a) é conhecido como **rectificador de pico** de meia-onda. Os circuitos rectificadores de onda completa das fig. 29(a) e 30(a) podem ser convertidos em rectificadores de pico colocando um condensador em paralelo com a resistência de carga. Como no caso de meia-onda, a tensão contínua de saída será quase igual ao valor de pico da sinusóide de entrada (ver fig. 33). A frequência da ondulação, contudo, é dupla da da entrada. A tensão de ondulação pico-a-pico, para este caso, pode ser deduzida usando um procedimento idêntico ao anterior, mas com o período de descarga  $T$  substituído por  $T/2$ , obtendo-se

$$V_r = \frac{V_p}{2fRC} \quad (40)$$

(fig. 33)

Enquanto o intervalo de condução,  $\Delta t$ , continua a ser dado pela Eq. (37), as correntes média e de pico de cada um dos díodos são dadas por

$$i_{Dav} = I_L (1 + \pi \sqrt{V_p / 2V_r}) \quad (41)$$

$$i_{Dmax} = I_L (1 + 2\pi \sqrt{V_p / 2V_r}) \quad (42)$$

Comparando estas expressões com as suas correspondentes do caso de meia-onda, notamos que, para os mesmos valores de  $V_p$ ,  $f$ ,  $R$  e  $V_r$  (e, assim, para a mesma  $I_L$ ), precisamos de um condensador com metade do valor necessário para o rectificador de meia-onda. Também a corrente em cada díodo no rectificador de onda completa é aproximadamente metade da que flui no díodo do circuito de meia-onda.

A análise anterior admitiu díodos ideais. A precisão dos resultados pode ser melhorada tendo em conta a queda de tensão dos díodos. Isto pode fazer-se facilmente substituindo a tensão de pico  $V_p$  à qual o condensador se carrega por  $V_p - V_{D0}$  para o circuito de meia-onda e para o circuito de onda completa com transformador com ponto médio, e por  $V_p - 2V_{D0}$  para o rectificador em ponte.

A finalizar, notemos que os circuitos rectificadores de pico se utilizam em sistemas de processamento de sinal em que se pretende detectar o pico de um sinal de entrada. Nestes casos, o circuito é designado por detector de pico. Uma aplicação particularmente popular do detector de pico é no projecto de um desmodulador para sinais modulados em amplitude.

## 8. Circuitos de limitação e de fixação

Nesta secção apresentaremos algumas outras aplicações de díodos em circuitos não lineares.

### 8.1. Circuitos limitadores

A fig. 34 mostra a característica genérica de transferência de um circuito limitador.

(fig. 34)

Como se indica, para tensões de entrada dentro de uma certa gama  $L_-/K \leq v_I \leq L_+/K$ , o limitador comporta-se como um circuito linear, fornecendo uma tensão de saída proporcional à entrada,  $v_O = K v_I$ . Apesar de, em geral,  $K$  poder ser maior do que 1, os circuitos que vamos analisar a seguir têm  $K \leq 1$  e são conhecidos como limitadores passivos. Se  $v_I$  exceder o limiar superior ( $L_+/K$ ), a tensão de saída é limitada ou fixada no nível superior de limitação  $L_+$ . Por outro lado, se  $v_I$  se tornar inferior ao limiar inferior de limitação ( $L_-/K$ ), a tensão de saída  $v_O$  é limitada ao nível inferior de limitação  $L_-$ .

A característica de transferência da fig. 34 descreve um **limitador duplo**, i.e., um limitador que actua em ambos os picos, positivo e negativo, da forma de onda de entrada. Naturalmente, existem também **limitadores simples**. Finalmente, note-se que se uma forma de onda como a da fig. 35 é aplicada a um limitador duplo, a forma de onda da saída tem o aspecto representado.

(fig. 35)

O limitador cuja característica se mostrou na fig. 34 é designado como **limitador duro**. A **limitação suave** é caracterizada por transições suaves entre a região linear e as regiões de saturação, e uma inclinação não nula, de facto, maior do que zero, nas regiões de saturação, como se mostra na fig. 36. Dependendo da aplicação, pode preferir-se um ou outro tipo de limitação.

(fig. 36)

Os limitadores são usados em vários sistemas de processamento de sinal. Uma das suas mais simples aplicações é na limitação da tensão entre os dois terminais de entrada de um amp op a um valor inferior à tensão de rotura dos transístores usados no andar de entrada do circuito do amp op. Os circuitos limitadores serão estudados com maior pormenor mais adiante no curso.

Os díodos podem ser combinados com resistências para implementar realizações simples da função limitadora. A fig. 37 mostra vários exemplos de limitadores, com as respectivas características de transferência, que foram obtidas usando o modelo de queda de tensão constante ( $V_D = 0,7 \text{ V}$ ) para o díodo, mas admitindo uma transição suave entre as regiões linear e de saturação da característica. Usando o modelo de aproximação por tramos lineares para o díodo, podem obter-se melhores aproximações para as características de transferência. Neste caso, a região de saturação das características apresentará uma ligeira inclinação (devido ao efeito de  $r_D$ ).

(fig. 37)

O circuito da fig. 37(a) é o dum rectificador de meia-onda, excepto que aqui a tensão de saída é tomada aos terminais do diódo. Para  $v_I < 0,5$  V, o diódo está em corte, não flui corrente pelo que a queda de tensão em  $R$  é zero; assim,  $v_O = v_I$ . Quando  $v_I$  excede 0,5 V, o diódo entra em condução, limitando  $v_O$  ao valor da queda de tensão do diódo (0,7 V). O circuito da fig. 37(b) é semelhante ao anterior à excepção de que o diódo está invertido.

Pode realizar-se limitação dupla ligando dois díodos de polaridade oposta em paralelo (anti-paralelo), como se vê na fig. 37(c). Neste caso, a região linear da característica verifica-se para  $-0,5$  V  $\leq v_I \leq 0,5$  V. Para esta gama de  $v_I$ , ambos os díodos estão em corte e  $v_O = v_I$ . Quando  $v_I$  excede 0,5 V,  $D_1$  entra em condução e limita  $v_O$  a +0,7 V. Analogamente, quando  $v_I$  se torna mais negativa do que -0,5 V,  $D_2$  conduz e limita  $v_O$  a -0,7 V.

Os limiares e níveis de saturação dos limitadores de díodos podem ser controlados usando séries de díodos e/ou ligando uma fonte de tensão contínua em série com o(s) diódo(s). Esta última ideia está ilustrada na fig. 37(d). Finalmente, em vez de séries de díodos podemos usar díodos de Zener em série, como se mostra na fig. 37(e). Neste circuito a limitação ocorre no sentido positivo a uma tensão de  $V_{Z2} + 0,7$ , onde 0,7 representa a queda de tensão através do diódo  $Z_1$  quando conduz no sentido directo. Para entradas negativas,  $Z_1$  actua como um zener, enquanto  $Z_2$  conduz no sentido directo. Deve referir-se que existem comercialmente disponíveis pares de díodos ligados em anti-série, para aplicações deste tipo, sob a designação de **zeners de duplo ânodo**.

Combinando amp ops com díodos e resistências podem obter-se circuitos mais flexíveis e de melhor qualidade, que serão estudados mais tarde.

## 8.2. Recuperador de corrente contínua

Se no circuito rectificador de pico básico, tomarmos a saída aos terminais do diódo em vez de o fazer aos terminais do condensador, obtemos um circuito interessante com importantes aplicações. O circuito, chamado recuperador de c.c., está representado na fig. 38, alimentado com uma onda quadrada.

(fig. 38)

Devido à polaridade com que o diódo está ligado, o condensador carrega-se à tensão  $v_C$  (ver fig. 38) igual à amplitude do pico mais negativo do sinal de entrada. Em seguida, o diódo entra em corte e o condensador retém a sua tensão indefinidamente. Se, por exemplo, a onda quadrada da entrada tiver os níveis -6 e +4 V, então  $v_C$  será igual a 6 V. Uma vez que a tensão de saída é dada por

$$v_O = v_I + v_C$$

resulta que a forma de onda da saída será igual à da entrada, excepto que vem deslocada para cima de  $v_C$  volt. No nosso exemplo, a saída será uma onda quadrada com níveis de 0 e +10 V.

Outra forma de visualizar o funcionamento do circuito da fig. 38 é notar que devido a o diódo estar ligado em paralelo com a saída, impede que a tensão de saída se torne inferior a 0 V (conduzindo e carregando o condensador e, assim, levando a saída a 0 V), mas não impede a excursão positiva de  $v_O$ .

A forma de onda da saída terá, portanto, o seu pico inferior *fixado* em 0 V, razão pela qual o circuito é também chamado de **condensador fixado**. É evidente que, invertendo a polaridade do diodo, obtém-se uma forma de onda de saída cujo pico superior é fixado em 0 V.

Em ambos os casos, a tensão de saída tem valor médio não nulo, i.e., componente contínua diferente de zero. Esta componente contínua não tem qualquer relação com o valor médio da tensão de entrada. Como aplicação, consideremos que um trem de impulsos é transmitido através de um sistema com acoplamento de c.a., por exemplo, capacitivo. Este tipo de acoplamento origina que o trem de impulsos perca qualquer componente contínua que possa ter. Aplicando a forma de onda resultante a um circuito de fixação, é-lhe acrescentada uma componente contínua bem determinada, um processo conhecido por **recuperação de c.c.**, o que justifica a designação de recuperador de c.c. que se dá a este circuito.

A recuperação de c.c. é útil porque a componente contínua de um trem de impulsos é uma medida eficaz do seu ciclo de serviço. O ciclo de serviço de um trem de impulsos pode ser modulado (num processo chamado modulação de largura de impulsos) e, assim, transportar informação. Num tal sistema, a detecção ou desmodulação pode ser realizada aplicando simplesmente o trem de impulsos recebido a um recuperador de c.c., usando depois um filtro RC passa-baixo para separar o valor médio da forma de onda de saída dos impulsos sobrepostos.

Quando se liga uma resistência de carga  $R$  em paralelo com o diodo num circuito de fixação, como se mostra na fig. 39, a situação modifica-se significativamente.

(fig. 39)

Enquanto a saída for superior à tensão da massa, fluirá uma corrente contínua na resistência  $R$ . Uma vez que, nesta altura, o diodo está em corte, aquela corrente vem, obviamente, do condensador, levando, assim, este a descarregar-se e a tensão de saída a decrescer, como se mostra na fig. 39 para uma onda quadrada de entrada.

Durante o intervalo de  $t_0$  a  $t_1$  a tensão de saída diminui exponencialmente com a constante de tempo  $RC$ . No instante  $t_1$  a entrada diminui bruscamente de  $V_a$  e a saída acompanha essa transição, tornando-se negativa. Como consequência, o diodo conduz fortemente e carrega o condensador rapidamente pois a constante de tempo é essencialmente determinada pela baixa resistência do diodo.

Assim, imediatamente após o instante  $t_1$  a tensão do diodo pode ser relativamente elevada (cerca de 0,7-0,8 V, dependendo do valor de  $V_a$  e, portanto, do pico de corrente no diodo). Todavia, à medida que o condensador se carrega, a corrente do diodo diminui e a sua resistência aumenta. Assim, a constante de tempo vai aumentando, tendendo para  $RC$  (de facto, a variação não é verdadeiramente exponencial). Alguns instantes depois de  $t_1$  a tensão do diodo já é praticamente exponencial, tendendo para cerca de 0,5 V, com constante de tempo  $RC$ . No instante  $t_2$ , a tensão do diodo será cerca de 0,5 V, ou mesmo um pouco menos, já que o diodo ainda conduz, embora pouco, para tensões inferiores a 0,5 V. Em conclusão, a tensão de saída, entre  $t_1$  e  $t_2$ , varia de cerca de -0,7 V a cerca de -0,5 V.



No instante  $t_2$ , com o diodo praticamente em corte, a entrada sobe de  $V_a$ , o que só acentua o estado de corte do diodo. Assim, uma vez que não há alteração do modo de funcionamento do diodo, o circuito reage de forma linear, com comportamento de circuito passa-alto. A saída sobe pois também de  $V_a$ , i.e., para cerca de  $V_a - 0,5$ . Após  $t_2$ , o ciclo repete-se.

Em regime permanente, a carga perdida pelo condensador durante o intervalo de  $t_0$  a  $t_1$  é recuperada durante o intervalo de  $t_1$  e  $t_2$ . Este equilíbrio de cargas permite-nos calcular a corrente média do diodo, bem como os pormenores da forma de onda.

### 8.3. Duplicador de tensão

A fig. 40(a) mostra um circuito composto de duas secções em cadeia: um fixador formado por  $C_1$  e  $D_1$ , e um rectificador de pico formado por  $D_2$  e  $C_2$ . Quando submetido a um sinal sinusoidal de amplitude  $V_p$ , a secção fixadora fornece a forma de onda representada na fig. 40(b).

(fig. 40)

Note-se que, enquanto os picos positivos são fixados em 0 V, os picos negativos atingem  $-2 V_p$ . Em resposta a esta forma de onda, a secção detetora de pico fornece, aos terminais do condensador  $C_2$ , uma tensão contínua de amplitude  $2 V_p$ . Uma vez que a tensão de saída é dupla do pico da entrada, o circuito é conhecido como duplicador de tensão. A técnica pode ser extendida por forma a obter tensões contínuas de saída que sejam múltiplos maiores de  $V_p$ .

## 9. Princípio de funcionamento físico dos díodos

Apresentámos atrás as características terminais dos díodos de junção e vimos como aplicá-las em circuitos de vários tipos. Vamos agora ver os processos físicos que dão origem a estas características. O tratamento que vamos fazer da física dos dispositivos, apesar de meramente qualitativo, é todavia suficiente para garantir as bases necessárias para o projecto dos circuitos com díodos e outros dispositivos de semicondutores.

### 9.1. A junção pn

O diodo de semicondutor é basicamente uma junção pn, como se mostra esquematicamente na fig. 41.

(fig. 41)

Como se indica, a junção pn consiste de um material semicondutor (como o silício) do tipo p em contacto íntimo com um material semicondutor do tipo n. Na prática, ambas as regiões p e n são parte do mesmo cristal de silício; i.e., a junção pn é formada, criando regiões com diferentes concentrações de dopagem (p e n), dentro de um único cristal. Como se indica na fig. 41, as ligações aos fios exteriores de ligação são feitas através de contactos metálicos (alumínio).

Além de ser basicamente um díodo, a junção  $pn$  é o componente básico dos transístores de efeito de campo (FETs) e dos transístores bipolares de junção (BJTs). Assim, a compreensão do funcionamento físico das junções  $pn$  é importante para a compreensão do funcionamento e das características terminais de díodos e transístores.

## 9.2. Silício intrínseco

Apesar de os primeiros dispositivos de semicondutor terem sido fabricados com germânio e de haver uma crescente aplicação do arsenieto de gálio, a tecnologia actual de circuitos integrados e mesmo de dispositivos discretos é quase exclusivamente baseada no silício. Por esta razão, iremos privilegiar o silício no estudo que vamos fazer.

Um cristal de silício puro ou intrínseco, como também dizemos, tem uma estrutura cristalina regular que consiste na repetição regular em três dimensões de uma célula unitária com a forma de um tetraedro com um átomo em cada vértice (fig. 42).

(fig. 42)

O átomo de silício é tetravalente, i.e., quatro dos seus electrões são electrões de valência. Cada electrão de valência é partilhado por dois átomos vizinhos, de forma que cada átomo tem, aparentemente, oito átomos na última camada, a de valência.

Assim, os átomos são mantidos nas suas posições por ligações, constituídas por dois electrões de valência, chamadas **ligações covalentes**, como se mostra na representação simbólica bidimensional da fig. 43(a)

(fig. 43)

Para temperaturas suficientemente baixas, todas as ligações covalentes estão intactas e nenhuns (ou muito poucos) **electrões livres** estão disponíveis para conduzir corrente eléctrica. Todavia, à temperatura ambiente normal, algumas das ligações são quebradas pela ionização térmica, pelo que se libertam alguns electrões (fig. 43(b)).

Quando se quebra uma ligação covalente, um electrão liberta-se do seu átomo de origem; assim, este fica com uma carga positiva, igual à grandeza da carga do electrão.

Um electrão dum átomo vizinho pode ser atraído por esta carga positiva, abandonando o seu átomo de origem. Esta acção preenche a “lacuna” que existia no átomo ionizado, mas cria uma nova lacuna no outro átomo. Este processo pode repetir-se, resultando objectivamente que temos um portador de carga positiva, a **lacuna**, movendo-se na estrutura cristalina do cristal, disponível para conduzir corrente eléctrica. A carga de uma lacuna é igual à grandeza da carga do electrão.

A ionização térmica cria electrões livres e lacunas em igual número e, portanto, iguais concentrações. Estes electrões livres e lacunas movem-se aleatoriamente através da estrutura cristalina do silício e, no desenvolvimento deste processo, alguns electrões podem preencher algumas lacunas. Este mecanismo, chamado **recombinação**, origina o desaparecimento de electrões livres e de lacunas.

A taxa de recombinação é proporcional ao número de electrões livres e de lacunas, o qual, por sua vez, é determinado pela taxa de ionização, que depende fortemente da temperatura. Em equilíbrio térmico, a taxa de recombinação é igual à taxa de ionização ou geração térmica, e pode calcular-se a concentração de electrões livres  $n$ , que é igual à concentração de lacunas  $p$ ,

$$n = p = n_i \quad (43)$$

onde  $n_i$  representa a concentração de electrões livres ou lacunas no silício intrínseco a uma dada temperatura, habitualmente designada simplesmente por **concentração intrínseca**.

Finalmente, deve mencionar-se que a razão pela qual o silício é chamado um **semicondutor**, é que a sua condutividade, que é determinada pelo número de portadores de carga disponíveis para conduzir corrente eléctrica, está compreendida entre a dos condutores (como os metais) e a dos isolantes (como o vidro).

### 9.3. Difusão e deriva

Há dois mecanismos pelos quais os electrões e as lacunas se movem através de um cristal de silício - **difusão** e **deriva**. A difusão está associada ao movimento aleatório devido à agitação térmica. Num cristal de silício, com concentrações uniformes de electrões livres e de lacunas, este movimento aleatório não se traduz num fluxo ordenado de carga (i.e., corrente).

Por outro lado, se por qualquer processo, fizermos com que a concentração de (por exemplo) electrões livres seja maior numa parte do cristal do que noutra, então os electrões difundir-se-ão da região de maior concentração para a região de menor concentração. Este processo de difusão dá origem a um fluxo ordenado de carga, a que chamamos **corrente de difusão**.

A título de exemplo, consideremos a barra de silício representada na fig. 44(a), na qual o perfil de concentração de lacunas, mostrado na fig. 44(b), foi criado ao longo do eixo dos  $xx$ , por um processo qualquer.

#### (fig. 44)

A existência de um tal perfil de concentração traduz-se numa corrente de difusão de lacunas na direcção dos  $xx$ , sendo a intensidade da corrente em cada ponto, proporcional à inclinação da curva de concentração, ou gradiente de concentração, nesse ponto. Assim, a densidade de corrente de difusão de lacunas  $J_p$  é dada por

$$J_p = -qD_p \frac{dp}{dx} \quad (44)$$

em que  $D_p$  ( $m^2/s$ ) chama-se constante de difusão de lacunas. Analogamente, para os electrões, temos

$$J_n = qD_n \frac{dn}{dx} \quad (45)$$

O outro mecanismo de movimento de portadores nos semicondutores é a deriva. A deriva de portadores ocorre quando se aplica um campo eléctrico através dum cristal de silício. Na ausência de campo eléctrico, e em equilíbrio térmico, o movimento aleatório dos electrões livres e das lacunas resulta em corrente nula em qualquer direcção. A fig. 45(a) mostra, esquematicamente, o percurso típico de um electrão, nas condições referidas.

(fig. 45)

Sob a acção de um campo eléctrico, os electrões livres e as lacunas são acelerados e adquirem uma componente de velocidade (sobrepota à velocidade da sua agitação térmica), chamada **velocidade de deriva**. Esta situação está ilustrada na fig. 45(b) para um electrão.

Se admitirmos um campo eléctrico  $E$  constante, a aceleração imprimida aos portadores de carga seria constante pelo que a velocidade cresceria indefinidamente, se não ocorressem colisões com os átomos. Em cada colisão, os portadores perdem energia e mudam de direcção. Como após uma colisão, a probabilidade de um portador tomar uma dada direcção com um determinado sentido é exactamente igual à probabilidade de tomar essa mesma direcção com o sentido contrário, podemos dizer que a velocidade se anula, em média, após uma colisão (fig. 46).

(fig. 46)

Dizemos que se atinge uma situação de equilíbrio quando se estabelece um valor médio da velocidade de deriva  $v_d$ . A sua direcção é a do campo eléctrico, e o sentido o mesmo para as lacunas e o oposto para os electrões. Assim, a velocidade de deriva das lacunas é dada por

$$v_d = \mu_p E \quad (46)$$

em que  $\mu_p$  ( $\text{m}^2/\text{Vs}$ ) se designa **mobilidade das lacunas**. Para os electrões,

$$v_d = -\mu_n E \quad (47)$$

em que  $\mu_n$  se designa **mobilidade dos electrões**.

Note-se que a mobilidade não é verdadeiramente uma constante de proporcionalidade. Por exemplo, para os electrões no silício, a mobilidade só é independente do campo eléctrico para valores deste inferiores a  $10^3$  V/cm; entre  $10^3$  e  $10^4$  V/cm,  $\mu_n$  varia aproximadamente com  $E^{-1/2}$ ; para  $E > 10^4$  V/cm,  $\mu_n$  é inversamente proporcional ao campo e a velocidade de deriva tende para  $10^7$  cm/s, que é a velocidade de saturação. A fig. 47 mostra o resultado experimental da variação da velocidade de deriva dos electrões e das lacunas no silício com o campo eléctrico.

(fig. 47)

As componentes de corrente de lacunas e de electrões resultantes chamam-se **correntes de deriva**. A relação entre a corrente de deriva e o campo eléctrico aplicado representa uma forma da lei de Ohm.

Na verdade, por definição, a corrente é a carga total que atravessa qualquer secção transversal na unidade de tempo. Assim, admitamos que existem  $N$  lacunas uniformemente distribuídas ao longo de uma barra de silício de comprimento  $L$  e área da secção transversal  $A$ . Suponhamos ainda que, sob a influência de um campo eléctrico  $E$ , uma lacuna percorre  $L$  metros em  $T$  segundos, i.e., com uma velocidade de deriva igual a  $L/T$ .

Então, a corrente será

$$I = \frac{qN}{T} = \frac{qN}{T} \left( \times \frac{L}{L} \right) = \frac{qN(L/T)}{L} = \frac{qNv_d}{L}$$

Como a densidade de corrente de lacunas  $J_p$  é  $I/A$ , resulta

$$J_p = \frac{qNv_d}{LA}$$

e como a concentração de lacunas  $p$  é  $N/LA$  vem ainda

$$J_p = qp v_d$$

Finalmente, como  $v_d = \mu_p E$ , resulta

$$J_p = qp \mu_p E \quad (48)$$

Analogamente, para os electrões obtém-se

$$J_n = qn \mu_n E \quad (49)$$

pelo que a densidade de corrente de deriva total será

$$J = q(n\mu_n + p\mu_p)E = \sigma E$$

em que

$$\sigma = q(n\mu_n + p\mu_p) \quad (50)$$

é a **condutividade** do material. Como para um semiconductor intrínseco  $n = p = n_i$ , a **condutividade intrínseca** é

$$\sigma_i = qn_i(\mu_n + \mu_p) \quad (51)$$

Estamos agora em condições de avaliar a aptidão de um semiconductor como o silício para conduzir corrente eléctrica. Assim, consideremos uma barra de silício com 3 mm de comprimento e uma secção transversal rectangular de  $50 \times 100 \mu\text{m}^2$ . Se determinarmos, a 300 K, a tensão que é necessário aplicar para conduzir uma corrente de deriva de  $1 \mu\text{A}$ , utilizando os valores típicos do silício constantes da tabela anexa, encontramos o valor de 1380 V. Este resultado mostra, sem margem para dúvidas, que os semicondutores intrínsecos não são adequados para dispositivos electrónicos.

#### 9.4. Semicondutores dopados

O cristal de silício intrínseco descrito atrás tem concentrações iguais de electrões livres e de lacunas, gerados por ionização térmica. Estas concentrações, designadas  $n_i$ , dependem fortemente da temperatura. Os semicondutores dopados são materiais nos quais existe predominância de portadores de um tipo (electrões ou lacunas).

Diz-se que o silício dopado é do **tipo  $n$** , quando a maioria dos portadores de carga são electrões, i.e., portadores carregados *negativamente*; se a maioria dos portadores de carga são lacunas, portanto, portadores carregados *positivamente*, diz-se que o silício dopado é do **tipo  $p$** .

Pode demonstrar-se que, em equilíbrio térmico, o produto das concentrações de electrões livres e de lacunas é constante e independente dos valores das concentrações resultantes da dopagem. Esta relação chama-se **lei de acção de massa** e exprime-se por

$$np = n_i^2 \quad (52)$$

O processo de dopagem de um cristal de silício para o transformar em tipo  $n$  ou em tipo  $p$ , consiste em introduzir um pequeno número de átomos de outro elemento (dito uma impureza).

Por exemplo, introduzindo átomos de um elemento pentavalente, como o fósforo, obtemos um cristal do tipo  $n$ , uma vez que os átomos de fósforo que substituem alguns dos átomos de silício têm cinco electrões de valência, quatro dos quais formam ligações com os átomos de silício vizinhos, enquanto o quinto se torna um electrão livre (fig. 48(a)). Assim, cada átomo de fósforo dá um electrão livre ao cristal de silício, pelo que uma impureza como o fósforo é chamada **dadora**.

(fig. 48)

Deve notar-se, entretanto, que neste processo não são geradas quaisquer lacunas; assim, o silício dopado com fósforo torna-se num cristal com maioria de electrões livres. De facto, se a concentração de átomos dadores (fósforo) for  $N_D$ , a concentração de electrões livres no silício do tipo  $n$ , em equilíbrio térmico,  $n_{n0}$ , será

$$n_{n0} \cong N_D$$

onde o índice zero (0) se refere ao equilíbrio térmico. Neste silício do tipo  $n$ , a concentração de lacunas,  $p_{n0}$ , que são geradas por ionização térmica será

$$p_{n0} \cong \frac{n_i^2}{N_D}$$

Uma vez que  $n_i$  é uma função da temperatura, resulta que a concentração das lacunas **minoritárias** é uma função da temperatura, enquanto os electrões **maioritários** são independentes da temperatura.

Para obter um semiconductor do tipo  $p$ , deve dopar-se o silício com uma impureza trivalente, como o boro. Cada átomo de boro preenche o lugar de um átomo de silício, constituindo três ligações covalentes com os quatro átomos de silício vizinhos na rede cristalina, ficando, assim, uma ligação incompleta, pronta a **aceitar** um electrão livre (fig. 48(b)).

Desta forma, cada átomo de boro dá origem a uma lacuna, sendo a concentração das lacunas maioritárias no silício do tipo  $p$ , em equilíbrio térmico, aproximadamente igual à concentração  $N_A$  da impureza **aceitadora** (boro),

$$p_{p0} \cong N_A$$

Neste cristal do tipo  $p$ , a concentração dos electrões minoritários, que são gerados por ionização térmica, será

$$n_{p0} \cong \frac{n_i^2}{N_A}$$

Deve referir-se que um cristal de silício do tipo  $n$  ou do tipo  $p$  é electricamente neutro; os portadores livres maioritários (electrões no tipo  $n$  e lacunas no tipo  $p$ ) são neutralizados pelas cargas das ligações de valência associadas aos átomos de impureza, que são iões positivos ou negativos.

Para verificarmos a adequação dos semicondutores extrínsecos para o fabrico de dispositivos electrónicos, repitamos o exemplo anterior, admitindo que a barra de silício foi dopada com uma concentração de impurezas dadoras, a 300 K, de  $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , i.e., um átomo de impureza por  $10^8$  átomos de silício.

Verifica-se facilmente que a tensão necessária para conduzir  $1 \mu\text{A}$  é agora de apenas 50 mV! Esta redução de cerca de 28000 na tensão resulta da mesma redução verificada na resistividade, o que por sua vez se deve ao aumento do número de electrões livres de  $1,45 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  para  $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  (28000 vezes mais, naturalmente). O que é mais notável é que este aumento resulta de apenas um em cada 100 milhões átomos de silício ter sido substituído por um átomo de impureza pentavalente.

É possível acrescentar dadores a um cristal do tipo  $p$  e, analogamente, acrescentar aceitadores a um cristal do tipo  $n$ . Se as concentrações de dadores e de aceitadores forem iguais, o semicondutor permanece intrínseco. Se, por outro lado, a concentração de átomos dadores acrescentados a um semicondutor do tipo  $p$  for superior à concentração de aceitadores, o semicondutor muda do tipo  $p$  para o tipo  $n$ , e vice-versa. Este processo é extensivamente usado na fabricação de dispositivos de semicondutor.

## 10. Variação das propriedades do silício

Como vimos atrás, a condutividade de um semicondutor é dada pela equação

$$\sigma = q (n\mu_n + p\mu_p)$$

onde é evidente que depende das concentrações e das mobilidades das lacunas e dos electrões. Uma vez que os dispositivos de semicondutores estão sujeitos a uma extensa gama de temperaturas de funcionamento, as variações destes parâmetros com a temperatura são importantes.

Com o aumento da temperatura, a densidade de pares electrão-lacuna aumenta num semicondutor intrínseco. Teoricamente, encontra-se que  $n_i$  varia com  $T$  segundo a lei

$$n_i^2 = A_0 T^3 e^{-\frac{E_{G0}}{kT}}$$

em que:

$E_{G0}$  = energia requerida para quebrar uma ligação covalente a 0 K em eV,

$\bar{k}$  = constante de Boltzmann, em eV/K, i.e.,  $8,62 \times 10^{-5} \text{ eV/K}$ , e

$A_o$  = constante independente de  $T$ .

A fig. 49 mostra a variação da concentração intrínseca com a temperatura, para os três semicondutores mais utilizados em dispositivos electrónicos, com base em resultados experimentais.

**(fig. 49)**

Nos semicondutores extrínsecos, como a concentração dos portadores maioritários é essencialmente determinada pela concentração da impureza dopante, praticamente não varia com a temperatura. Por outro lado, a concentração dos portadores minoritários aumenta com a temperatura, uma vez que  $np = n_i^2$  e  $n_i$  aumenta com a temperatura.

A 300 K, a mobilidade das lacunas, no silício, é cerca de três vezes menor do que a dos electrões. Para as temperaturas de interesse (entre 100 e 400 K), a sua variação com a temperatura é proporcional a  $T^{-m}$ , com  $m = 2,5$  para os electrões e 2,7 para as lacunas, no silício. A fig. 50 mostra a variação da mobilidade dos electrões no silício com a temperatura, para diferentes valores do nível de dopagem.

**(fig. 50)**

Excepto para altos níveis de concentração e baixas temperaturas (ver fig. 50), a mobilidade decresce com a temperatura em virtude de haver mais portadores e estes possuírem mais energia a temperaturas mais elevadas. Cada um destes factos concorre para que se verifiquem mais colisões, pelo que  $\mu$  diminui.

Com altos níveis de concentração e baixas temperaturas, o aumento de portadores é pouco significativo pelo que o aumento da energia favorece o aumento da velocidade, traduzindo-se num leve aumento de  $\mu$ .

De facto, as mobilidades dependem também dos níveis de dopagem - são aproximadamente constantes para baixas concentrações, depois decrescem, como se mostra na fig. 51.

**(fig. 51)**

Em consequência do exposto, a condutividade dum semiconductor intrínseco aumenta com o aumento da temperatura, uma vez que o aumento da geração de pares electrão-lacuna é maior do que a diminuição das mobilidades.

Para semicondutores extrínsecos, na gama de temperaturas de 100 a 600 K, o número de portadores maioritários é aproximadamente constante, pelo que a diminuição das mobilidades com a temperatura causa a diminuição da condutividade.

## 11. A relação de Einstein

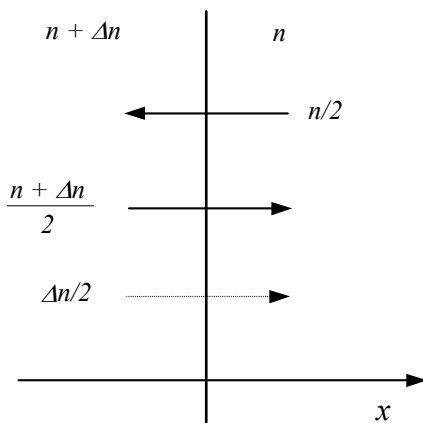
Uma vez que, quer a constante de difusão, quer a mobilidade, caracterizam fenómenos termodinâmicos estatísticos,  $D$  e  $\mu$  não são independentes. De facto, a relação entre eles é conhecida pela relação de Einstein:



$$\frac{D_p}{\mu_p} = \frac{D_n}{\mu_n} = V_T \tag{53}$$

Podemos comprovar esta relação para um caso particular, o que não constitui uma demonstração, mas permite, pelo menos, atestar que a sua veracidade é plausível.

Assim, admitamos um semiconductor em que a concentração apenas varia segundo uma direcção, por hipótese a do eixo dos  $xx$ . Consideremos uma superfície perpendicular a esse eixo, e seja  $n + \Delta n$  a concentração de electrões à esquerda dessa superfície e  $n$  à direita .



Em equilíbrio térmico, os electrões movem-se aleatoriamente em todas as direcções, chocam com os átomos, mudam de direcção, voltam a chocar, etc.

Segundo a teoria da mecânica estatística, a energia térmica de um portador à temperatura  $T$  é estimada como sendo  $3kT/2$ .

Esta energia traduz-se numa velocidade média  $v_T$ , que é dada por

$$\frac{1}{2} m_e^* v_T^2 = \frac{3}{2} kT \tag{54}$$

em que  $m_e^*$  é a massa efectiva do electrão, diferente do valor  $m_o$  no espaço livre, e que tem em conta o efeito da atracção exercida pelos núcleos dos átomos sobre o electrão.

Sendo uniformes as propriedades do semiconductor, a componente da velocidade média dos electrões segundo uma direcção é a mesma que segundo outra direcção qualquer. Assim

$$v_T^2 = v_{Tx}^2 + v_{Ty}^2 + v_{Tz}^2 = 3v_{Tx}^2$$

e, portanto

$$\frac{1}{2} m_e^* v_{Tx}^2 = \frac{1}{2} kT \tag{55}$$

Se designarmos por  $t_f$  o tempo médio de vida dos electrões entre colisões, o espaço percorrido por um electrão na direcção do eixo dos  $xx$ , em média, será  $\Delta x = v_{Tx} t_f$ .

A diferença de concentração  $\Delta n$ , correspondente a um intervalo  $\Delta x$ , é

$$\Delta n = -\frac{dn}{dx} \Delta x$$

em que o sinal “-” se deve ao facto de  $dn/dx$  ser negativo segundo o sentido positivo do eixo dos  $xx$ .

Se  $\Delta x$  corresponder ao espaço médio percorrido durante o tempo médio de vida  $t_f$ ,

$$\Delta n = -\frac{dn}{dx} v_{Tx} t_f$$

Sendo  $n$  a concentração à direita da superfície transversal considerada, haverá  $n/2 \times \Delta x$  electrões que atravessam a superfície (a outra metade move-se no sentido contrário). Analogamente,  $(n + \Delta n)/2 \times \Delta x$  electrões atravessam a superfície da esquerda para a direita. Assim, o número líquido de electrões que atravessam a superfície é  $\Delta n/2 \times \Delta x$ , da esquerda para a direita (note-se que é a este movimento que chamamos difusão).

A corrente de difusão é pois proporcional a

$$\frac{\Delta n}{2} \times \frac{\Delta x}{t_f} = v_{Tx} \frac{\Delta n}{2}$$

Então, a velocidade de difusão por partícula, com uma concentração  $n$ , será

$$v_{dif} = v_{Tx} \frac{\Delta n / 2}{n}$$

isto é, a velocidade média que deveriam ter todas as partículas para gerarem a mesma corrente. Ou seja,

$$\begin{aligned} v_{dif} &= -v_{Tx} \frac{1}{2n} \frac{dn}{dx} v_{Tx} t_f \\ &= -\frac{1}{2n} \frac{dn}{dx} v_{Tx}^2 t_f \end{aligned}$$

Substituindo o valor de  $v_{Tx}$  obtido resolvendo a Eq. (55) em ordem a  $v_{Tx}$  resulta

$$v_{dif} = -\frac{1}{2n} \frac{dn}{dx} kT \frac{t_f}{m_e^*}$$

que se pode reescrever como

$$v_{dif} = -\frac{D_n}{n} \frac{dn}{dx} \tag{56}$$

em que

$$D_n = \frac{kT t_f}{2m_e^*} \tag{57}$$

é a constante de difusão para os electrões.

Vejamos agora o que acontece com a corrente de deriva. Se aplicarmos um campo eléctrico  $E$ , ele exerce sobre um electrão uma força  $F = -q E$ , conferindo-lhe uma aceleração

$$a = \frac{F}{m_e^*} = \frac{-qE}{m_e^*}$$

Se  $E$  for constante e “suficientemente”<sup>1</sup> pequeno ( $<10^3$  V/cm), a aceleração é constante, pelo que o deslocamento correspondente a  $t_f$  será

$$\Delta x = \frac{1}{2} a t_f^2 = \frac{-qE}{2m_e^*} t_f^2$$

A velocidade média de deriva é assim

$$v_{der} = \frac{\Delta x}{t_f} = \frac{-qEt_f}{2m_e^*} = -\mu_n E \quad (58)$$

em que

$$\mu_n = \frac{qt_f}{2m_e^*} \quad (59)$$

é a mobilidade dos electrões.

Vemos assim que

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{\frac{kTt_f}{2m_e^*}}{\frac{qt_f}{2m_e^*}} = \frac{kT}{q} = V_T \quad (60)$$

que é a relação de Einstein para os electrões. Resultado análogo pode ser derivado para as lacunas. Insiste-se em que não se pretende ter feito uma demonstração, mas tão só ter obtido, com hipóteses altamente simplificadas, um resultado que torna plausível a relação de Einstein.

## 12. A distribuição de Boltzmann

Consideremos agora o mesmo semiconductor sem qualquer excitação exterior. A corrente total será consequentemente nula. Todavia, se existe um gradiente de concentração, existe uma corrente de difusão que, provocando um deslocamento de carga, origina, por sua vez, um campo eléctrico e este, uma corrente de deriva com sentido contrário. Em equilíbrio, a igualdade do valor absoluto das correntes de difusão e de deriva dos electrões impõe que as velocidades de difusão e de deriva sejam iguais, também em valor absoluto:

$$v_{dif} = -v_{der}$$

Assim, das Eqs. (56) e (58), resulta

$$-\frac{D_n}{n} \frac{dn}{dx} = \mu_n E$$

donde

<sup>1</sup> “suficientemente” pequeno para não introduzir comportamentos mais complexos como, por exemplo, mobilidade função do campo eléctrico.

$$\frac{dn}{n} = -\frac{\mu_n}{D_n} E dx = -\frac{E}{V_T} dx \quad (61)$$

Se considerarmos dois pontos de abcissas  $x_1$  e  $x_2$ , cujas concentrações são  $n_1$  e  $n_2$ , então

$$\int_{n_1}^{n_2} \frac{dn}{n} = -\frac{E}{V_T} \int_{x_1}^{x_2} dx$$

donde

$$\ln \frac{n_2}{n_1} = -\frac{E(x_2 - x_1)}{V_T} = \frac{V_2 - V_1}{V_T} = \frac{V_{21}}{V_T}$$

e, finalmente

$$n_2 = n_1 e^{V_{21}/V_T} \quad (62)$$

Analogamente, para as lacunas obtém-se

$$p_2 = p_1 e^{-V_{21}/V_T} \quad (63)$$

Estas duas equações representam a distribuição de Boltzmann da teoria cinética dos gases. Se as multiplicarmos, obtemos

$$n_2 p_2 = n_1 p_1 \quad (64)$$

expressão que mostra que o produto  $np$  é constante e independente de  $x$  e, portanto, do nível de dopagem, desde que se mantenham as condições de equilíbrio térmico. Para um semiconductor intrínseco,  $n = p = n_i$ , pelo que  $np = n_i^2$  que é a lei de acção de massa, atrás introduzida.

### 13. A junção $pn$ em circuito aberto

A fig. 52(a) mostra uma junção  $pn$  em circuito aberto, i.e., com os terminais exteriores em circuito aberto.

(fig. 52)

Os sinais “+” no material do tipo  $p$  designam as lacunas maioritárias. A carga destas lacunas é neutralizada por uma quantidade igual de iões negativos correspondentes aos átomos aceitadores. Por simplicidade do desenho estes iões negativos não estão representados no diagrama. Também não estão representados os electrões gerados termicamente no cristal do tipo  $p$ .

No material do tipo  $n$ , os electrões maioritários são indicados por sinais “-”. Analogamente, não estão representados os iões positivos que neutralizam a carga dos electrões maioritários, bem como as lacunas minoritárias geradas termicamente.

### 13.1. A corrente de difusão $I_D$

Uma vez que a concentração de lacunas é elevada na região  $p$  e baixa na região  $n$ , há lacunas que se difundem através da junção do lado  $p$  para o lado  $n$ ; analogamente, difundem-se electrões do lado  $n$  para o lado  $p$ . Estas duas componentes de corrente somam-se constituindo a corrente de difusão  $I_D$ , cujo sentido é do lado  $p$  para o lado  $n$ , como se indica na fig. 52(a).

### 13.2. A região de depleção

As lacunas que se difundem através da junção para o lado  $n$ , recombinaem-se rapidamente com alguns dos electrões maioritários aí existentes, desaparecendo.

Este processo de recombinação provoca o desaparecimento de alguns electrões livres do material do tipo  $n$ , originando que alguns dos iões positivos deixem de estar neutralizados pelos electrões livres. Estes iões constituem uma carga que se diz **descoberta**. Uma vez que a recombinação se verifica próximo da junção, é neste local que se constitui uma região esvaziada de electrões livres com uma certa carga positiva, correspondendo aos iões positivos não neutralizados, como se indica na fig. 52(a).

Os electrões que se difundem através da junção para o lado  $p$  recombinaem-se rapidamente com algumas das lacunas maioritárias deste cristal, desaparecendo assim. Isto leva também ao desaparecimento de algumas lacunas maioritárias, originando que alguns iões negativos não sejam neutralizados.

Assim, do lado  $p$ , junto à junção constitui-se uma região esvaziada de lacunas, com uma certa carga negativa, como se indica na fig. 52(a).

Decorre do exposto que, devido à difusão e recombinação, se forma uma região de ambos os lados da junção, esvaziada de portadores de carga e com carga positiva do lado  $n$  e carga negativa do lado  $p$ . Devido a este esvaziamento (depleção), esta região denomina-se **região de depleção**, ou ainda **região de carga espacial**.

A carga existente em ambos os lados da região de depleção origina o estabelecimento de um campo eléctrico através dessa região. Consequentemente, resulta uma diferença de potencial através da região de depleção, com o lado  $n$  positivo em relação ao lado  $p$ , como se mostra na fig. 52(b).

Este campo eléctrico opõe-se à difusão de lacunas do lado  $p$  para o lado  $n$  e de electrões do lado  $n$  para o lado  $p$ . De facto, a queda de tensão na região de depleção actua como uma **barreira de potencial** que tem de ser vencida pelas lacunas para se difundirem para o lado  $n$  e pelos electrões para se difundirem para o lado  $p$ . Quanto maior for a barreira de potencial, menor será o número de portadores que a conseguem vencer e, portanto, menor será a intensidade da corrente de difusão. Assim, a corrente de difusão  $I_D$  depende fortemente da queda de tensão  $V_0$  através da região de depleção.

A fig. 53 mostra os traçados da densidade de carga, do campo eléctrico e do potencial electrostático na região de depleção de uma junção  $pn$ .

(fig. 53)

### 13.3. A corrente de deriva $I_S$ e o equilíbrio

Além da componente  $I_D$  devida à difusão dos portadores maioritários, existe uma outra componente de corrente devida à deriva dos portadores minoritários através da junção.

De facto, algumas lacunas geradas termicamente no cristal  $n$  difundem-se ao longo dele até atingirem a região de depleção. Aqui, são acelerados pelo campo eléctrico e introduzidos no lado  $p$ . Analogamente, alguns dos electrões minoritários gerados termicamente no lado  $p$  difundem-se até à região de depleção, onde, acelerados pelo campo eléctrico penetram no lado  $n$ .

Estas duas componentes de corrente, electrões movendo-se do lado  $p$  para o lado  $n$  e lacunas de  $n$  para  $p$ , somam-se constituindo a corrente de deriva  $I_S$ , cujo sentido é do lado  $n$  para o lado  $p$  da junção, como se indica na fig. 52(a).

Uma vez que a corrente  $I_S$  é uma corrente de portadores minoritários gerados termicamente, o seu valor é fortemente dependente da temperatura; contudo, é independente do valor da queda de tensão na região de depleção,  $V_0$ .

Com a junção em circuito aberto (fig. 52), não há corrente exterior; assim, as duas componentes opostas de corrente através da junção devem ser iguais em grandeza:

$$I_D = I_S$$

Esta condição de equilíbrio é mantida pela barreira de potencial  $V_0$ . Assim, se por qualquer razão  $I_D$  exceder  $I_S$ , então mais carga eléctrica ficará descoberta de ambos os lados da junção, a região de depleção alargar-se-á, e a sua tensão ( $V_0$ ) aumentará. Isto fará diminuir  $I_D$  até que se atinja o equilíbrio com  $I_D = I_S$ . Por outro lado, se  $I_S$  exceder  $I_D$ , então a quantidade de carga descoberta diminuirá, a região de depleção estreitar-se-á e a queda de tensão da barreira diminuirá. Isto faz  $I_D$  aumentar até que se atinge o equilíbrio com  $I_D = I_S$ .

### 13.4. A tensão nos terminais

Quando os terminais da junção  $pn$  estão em circuito aberto, a tensão medida entre eles é zero. Isto é, a tensão  $V_0$  da região de depleção *não* aparece nos terminais do díodo. Isto deve-se às tensões de contacto existentes nas junções metal-semicondutor dos terminais do díodo que neutralizam exactamente a barreira de potencial. Se assim não fosse, seria possível retirar energia da junção  $pn$ , o que, claramente, viola o princípio da conservação da energia.

### 13.5. Largura da região de depleção

Resulta evidente do exposto que a região de depleção existe em ambos os materiais  $p$  e  $n$  e que existem quantidades de carga iguais de ambos os lados. Todavia, uma vez que usualmente os níveis de dopagem dos cristais  $p$  e  $n$  não são iguais, pode concluir-se que a largura da região de depleção não será igual nos dois lados. De facto, para que a carga descoberta seja igual, a largura da região de depleção terá de ser maior do lado com menor concentração. Na prática, é habitual um lado ser muito menos dopado do que o outro, resultando assim que a região de depleção exista praticamente em só um dos dois materiais semicondutores.

#### 14. A junção *pn* contrapolarizada

O comportamento da junção *pn* com polarização inversa explica-se mais facilmente à escala microscópica se a considerarmos excitada por uma fonte de corrente constante, em vez de uma fonte de tensão constante, como se mostra na fig. 54.

(fig. 54)

A fonte de corrente tem, obviamente, o sentido inverso que, dentro do diodo, corresponde ao sentido de *n* para *p*. Para já, admitamos que o valor de *I* é menor do que  $I_S$ ; se *I* for maior do que  $I_S$ , ocorrerá rotura, como veremos a seguir.

A corrente *I* consiste de electrões fluindo no circuito exterior do cristal *n* para o cristal *p* (i.e., no sentido oposto ao de *I*). Isto implica que electrões saiam do cristal *n* e lacunas do cristal *p*. Os electrões livres que saiem do cristal *n* provocam o aumento da carga positiva descoberta junto da junção. Analogamente, as lacunas que saiem do material *p* originam o aumento da carga negativa descoberta.

Assim, a corrente inversa *I* implica um aumento da largura da região de depleção e da carga aí armazenada. Isto, por sua vez, provoca o aumento da tensão da região de depleção, i.e., da barreira de potencial  $V_\theta$ , o que faz diminuir a corrente de difusão  $I_D$ . A corrente de deriva  $I_S$ , como é independente da barreira de potencial, permanece constante. Finalmente, será atingido o equilíbrio quando

$$I_S - I_D = I$$

Em equilíbrio, o aumento da tensão da região de depleção aparecerá como uma tensão exterior entre os terminais do diodo, positiva de *n* para *p*.

Consideremos agora a junção *pn* submetida a uma tensão inversa *V*, com *V* menor do que a tensão de rotura  $V_{ZK}$ . No instante em que a tensão *V* é aplicada, flui uma corrente inversa no circuito exterior de *p* para *n*, que origina o aumento da largura e da carga da região de depleção. A certa altura, o aumento da tensão da barreira atinge o valor da tensão exterior *V*, instante em que se estabelece o equilíbrio com a corrente inversa exterior igual a  $I_S - I_D$ . Note-se, contudo, que inicialmente a corrente exterior pode ser muito maior do que  $I_S$ . O objectivo deste transitório inicial é carregar a região de depleção e aumentar a queda de tensão de *V* volt.

Vemos que há uma analogia entre a região de depleção de uma junção *pn* e um condensador. À medida que varia a tensão da junção, varia correspondentemente a carga armazenada na região de depleção. A fig. 55 mostra um esboço da característica carga *versus* tensão externa típica de uma junção *pn*.

(fig. 55)

Uma vez que esta característica *q-v* é não linear, devemos ser cuidadosos ao falar de “capacidade de depleção”. À semelhança do que fizemos atrás para uma característica *i-v* não linear, podemos considerar o funcionamento em torno de um ponto quiescente da curva *q-v*, tal como o ponto A na fig. 55, e definir a **capacidade de depleção** para pequenos sinais ou incremental  $C_j$  como a inclinação da curva *q-v* no ponto de funcionamento

$$C_j = \left. \frac{dq_j}{dv} \right|_{v=V_A} \quad (65)$$

Pode mostrar-se que

$$C_j = \frac{K}{(V_0 - V_D)^m} \quad (66)$$

onde

$V_0$  = tensão da região de depleção com tensão externa nula,

$V_D$  = tensão aos terminais do diodo ( $V_D$  é negativa no sentido inverso),

$K$  = constante que depende da área da junção e da concentração de impurezas, e

$m$  = constante que depende da distribuição de impurezas junto da junção. Os valores de  $m$  variam entre 1/3 e 4 para junções de vários tipos.

Recapitulando, quando se aplica uma tensão inversa a uma junção  $pn$ , ocorre um transitório durante o qual a capacidade de depleção é carregada à nova tensão de polarização. Após cessar o transitório, a corrente inversa em regime permanente é simplesmente igual a  $I_S - I_D$ . Habitualmente,  $I_D$  é muito pequena quando o diodo está contrapolarizado, pelo que a corrente inversa é aproximadamente igual a  $I_S$ .

Isto, contudo, é apenas um modelo teórico que não é exacto. Na verdade, verificam-se correntes inversas da ordem de alguns nanoampère, em dispositivos para os quais  $I_S$  é da ordem de  $10^{-15}$  A. Esta grande diferença é devida a fugas e a outros efeitos. Além disso, a corrente inversa depende em certa medida da tensão inversa, contrariamente ao modelo teórico, que estabelece que  $I \cong I_S$ , independentemente do valor da tensão inversa aplicada. Apesar disto, devido aos baixíssimos valores envolvidos, os pormenores da característica  $i-v$  no sentido inverso carecem de interesse.

## 15. A junção $pn$ na região de rotura

Ao considerar o funcionamento do diodo na região de polarização inversa, na secção anterior, admitimos que a corrente inversa  $I$  (fig. 54) era menor do que  $I_S$  ou, equivalentemente, que a tensão inversa  $V$  era menor do que a tensão de rotura  $V_{ZK}$ . Vamos agora considerar os mecanismos de rotura nas junções  $pn$  e explicar as razões que justificam a recta quase vertical que representa a característica  $i-v$  na região de rotura. Para isso, admitamos que a junção é excitada por uma fonte de corrente que força uma corrente  $I$  maior do que  $I_S$  no sentido inverso, como se mostra na fig. 56.

(fig. 56)

Esta fonte de corrente fará deslocar, através do circuito exterior, lacunas do cristal  $p$  para o cristal  $n$  (a corrente no circuito exterior é, obviamente, apenas constituída por electrões) e electrões do cristal  $n$  para o cristal  $p$ .



Esta acção faz descobrir mais carga eléctrica na vizinhança da junção, i.e., alarga a região de depleção e aumenta a barreira de potencial, o que faz diminuir a corrente de difusão que, a certa altura, praticamente se anula. Isto, contudo, não é suficiente para que se estabeleça um regime permanente, uma vez que  $I$  é maior do que  $I_S$ . Assim, o processo de alargamento da região de depleção continua até que se desenvolve uma tensão na junção suficientemente elevada, para a qual tem lugar um novo mecanismo de fornecimento dos portadores de carga necessários para garantir a corrente  $I$ .

Este mecanismo de fornecimento de corrente inversa superior a  $I_S$  pode tomar uma de duas formas, dependendo do material, estrutura e outras características da junção  $pn$ . Os dois mecanismos possíveis de rotura são o efeito de Zener e o efeito de avalanche. Se a junção  $pn$  entra em rotura com  $V_Z < 5$  V, o mecanismo de rotura é usualmente o efeito de Zener. A rotura por avalanche ocorre quando  $V_Z$  é maior do que cerca de 7 V. Para junções que entram em rotura entre 5 e 7 V, o mecanismo pode ser quer o efeito de Zener, quer o de avalanche, ou uma combinação dos dois.

O efeito de Zener ocorre quando o campo eléctrico na região de depleção atinge o valor que permite quebrar ligações covalentes (cerca de  $10^6$  V/cm, para o silício), gerando, desta forma, pares electrão-lacuna. Os electrões assim gerados são varridos pelo campo eléctrico para o lado  $n$ , e as lacunas para o lado  $p$ . Consequentemente, estes electrões e lacunas constituem uma corrente inversa através da junção que contribui para a corrente exterior  $I$ .

Uma vez iniciado o efeito de Zener, pode gerar-se um grande número de portadores, com um aumento desprezável da tensão da junção. Assim, a corrente inversa na região de rotura é determinada pelo circuito exterior, enquanto a tensão inversa aos terminais do diodo permanece próxima do valor da tensão de rotura  $V_Z$ .

O efeito de avalanche ocorre quando os portadores minoritários que atravessam a barreira sob a influência do campo eléctrico ganham energia cinética suficiente para quebrar ligações covalentes nos átomos com os quais colidem. Os portadores libertados por este processo são acelerados e podem também ganhar suficiente energia para, por sua vez, libertarem mais portadores nas colisões subsequentes.

Este processo tem o carácter de uma avalanche, gerando assim portadores em número suficiente para viabilizarem qualquer valor da corrente inversa, com uma variação desprezável da queda de tensão na junção.

Como já foi referido atrás, a rotura de uma junção  $pn$  não é um processo destrutivo, desde que a potência máxima de dissipação não seja excedida. Este valor, por sua vez, implica a existência de um valor máximo da corrente inversa.

Estamos agora em condições de compreender por que os zeners de valores inferiores a 5 V têm coeficiente de temperatura negativo, e os de valores superiores a 5 V têm coeficiente de temperatura positivo.

Na verdade, os primeiros entram em rotura por efeito de Zener, uma vez que são fabricados com elevadas concentrações, possibilitando, assim, que sejam atingidos elevados valores do campo com baixas tensões. Note-se que elevadas concentrações resultam em regiões de depleção mais estreitas. Ora, quando aumenta a temperatura, aumenta também a energia dos electrões de valência pelo que o campo necessário para romper uma ligação covalente (e, portanto, a tensão externa aplicada) é menor.

Por outro lado, nos díodos que entram em rotura por efeito de avalanche, quando aumenta a temperatura, devido à maior agitação térmica, aumentam as colisões, o que reduz a velocidade de deriva e, portanto, a sua energia cinética no momento das colisões. Assim, torna-se necessária uma maior tensão externa aplicada para que as colisões possam provocar a libertação de um par electrão-lacuna.

### 16. A junção $pn$ com polarização directa

Vamos agora considerar a junção  $pn$  polarizada directamente e, uma vez mais, por simplicidade da explicação, optaremos por considerar que a excitação é feita através de uma fonte de corrente  $I$ , agora com o sentido da condução directa, como se mostra na fig. 57.

(fig. 57)

Os electrões que constituem a corrente  $I$  no circuito exterior, deslocando-se do lado  $p$  para o lado  $n$ , provocam a extracção de electrões da região  $p$  e de lacunas da região  $n$  (ou injeção de electrões, se quisermos). Esta acção origina um gradiente de concentração de portadores maioritários em ambos os lados, logo uma corrente de difusão, que se traduz num afluxo de lacunas à região de depleção do lado  $p$ , e de electrões do lado  $n$ .

Este afluxo de portadores maioritários vai neutralizar parte dos iões da região de depleção, diminuindo a quantidade de carga aí armazenada e, conseqüentemente, diminuindo a sua largura, bem como a barreira de potencial. A redução da barreira de potencial permite que mais lacunas atravessem a barreira do lado  $p$  para o lado  $n$ , e electrões do lado  $n$  para o lado  $p$ . Assim, a corrente de difusão  $I_D$  aumenta até se atingir o equilíbrio com  $I_D - I_S = I$ .

Examinemos agora mais de perto o fluxo de corrente através da junção directamente polarizada, em regime permanente. A barreira de potencial é menor do que  $V_0$  de uma quantidade  $V$  que aparece aos terminais do díodo como uma queda de tensão directa (i.e., com o ânodo positivo relativamente ao cátodo de  $V$  volt). Devido à diminuição da barreira de potencial ou, alternativamente, devido à queda de tensão directa  $V$ , são injectadas lacunas através da junção no lado  $n$  e são injectados electrões no lado  $p$ .

As lacunas injectadas na região  $n$ , fazem com que a concentração de portadores minoritários nessa região,  $p_n$ , exceda o valor de equilíbrio térmico,  $p_{n0}$ . A concentração em excesso  $p_n - p_{n0}$  será máxima junto da fronteira da região de depleção e decrescerá (exponencialmente) com a distância, tendendo para zero. A fig. 58 mostra uma distribuição possível de portadores minoritários.

(fig. 58)

Em regime permanente, o perfil da concentração de portadores minoritários em excesso permanece constante e é, de facto, esta distribuição que justifica o aumento da corrente de difusão  $I_D$  relativamente ao valor  $I_S$ . Na verdade, a distribuição mostrada origina que as lacunas minoritárias injectadas se difundam a partir da junção ao longo da região  $n$  e desaparecendo gradualmente por recombinação. Para manter o equilíbrio, é necessário que o circuito exterior forneça uma quantidade igual de electrões, i.e., repondo a concentração global de electrões no lado  $n$ .

Considerações semelhantes podem fazer-se para os electrões minoritários no lado  $p$ . A corrente de difusão  $I_D$  é, evidentemente, a soma das componentes de lacunas e de electrões.

Assim, em regime permanente, em ambos os lados da junção, existem distribuições de portadores minoritários em excesso, como as que se mostram na fig. 58. Pode provar-se que a corrente de lacunas que atravessa a junção é proporcional à carga total de lacunas em excesso, armazenada no lado  $n$ . Esta carga é proporcional à área limitada pela curva de concentração de lacunas (a área sombreada na fig. 58), a qual, por sua vez, é proporcional à concentração de lacunas em excesso na fronteira da região de depleção.

Analogamente, pode mostrar-se que a componente de corrente devida aos electrões é proporcional à carga de electrões em excesso armazenada no lado  $p$ . Assim, a componente de corrente de electrões é proporcional à área limitada pela curva de concentração de portadores minoritários e, portanto, é proporcional à concentração de electrões em excesso na fronteira da região de depleção.

Finalmente, notemos que se modificarmos o valor da corrente exterior  $I$  ou, alternativamente, modificarmos a queda de tensão directa  $V$ , a carga de portadores minoritários armazenados nos cristais  $p$  e  $n$  tem de se modificar para se ajustar a um novo regime permanente a ser estabelecido (isto, evidentemente, para além da variação da carga armazenada na região de depleção).

Assim, a junção  $pn$  exhibe um efeito capacitivo - para além da capacidade de depleção - relacionado com o armazenamento de cargas de portadores minoritários. Uma vez que estas cargas  $q_M$  são proporcionais à corrente  $I$  que atravessa a junção, decorre da equação do diodo (Eq. 1) que  $q_M$  está relacionada com a queda de tensão directa por uma expressão da forma

$$q_M = q_0 \left( e^{v/\eta V_T} - 1 \right) \quad (67)$$

onde  $q_0$  representa uma carga constante proporcional à corrente  $I_S$ . Assim, a curva  $q-v$  deste efeito capacitivo é claramente não linear. Podemos, contudo, modelizar este comportamento capacitivo por uma capacidade para pequenos sinais  $C_d$ ,

$$C_d = \left. \frac{dq_M}{dv} \right|_{v=V_A} \quad (68)$$

onde  $V_A$  representa a tensão contínua do diodo no ponto de funcionamento A, em torno do qual o modelo para pequenos sinais é válido. A capacidade  $C_d$  é chamada **capacidade de difusão**. Das relações anteriores pode concluir-se facilmente que  $C_d$  é proporcional ao valor de  $q_M + q_0$ . Enquanto na região de polarização inversa,  $C_d$  é praticamente zero, na região de polarização directa, o seu valor é proporcional à corrente de polarização  $I_A$  no ponto de funcionamento.

### 16.1. O modelo completo para pequenos sinais

Do exposto atrás podemos concluir que um modelo apropriado para pequenos sinais da junção *pn* consiste de uma resistência incremental  $r_d$ , em paralelo com a capacidade de depleção  $C_j$  e em paralelo com a capacidade de difusão  $C_d$ . Este modelo está representado na fig. 59.

(fig. 59)

Se o diódo estiver polarizado num ponto A da curva *i-v*, então

$$r_d = \frac{\eta V_T}{I_A}$$

$$C_d = k_c I_A$$

$$C_j = \frac{K}{(V_0 - V_A)^m}$$

onde  $k_c$  é uma constante e  $V_A$  é a tensão de polarização directa (um número positivo). Por outro lado, se o diódo estiver contrapolarizado com uma tensão inversa  $v = -V_A$  ( $V_A$  é um número positivo), então

$$r_d \cong \infty$$

$$C_d \cong 0$$

$$C_j = \frac{K}{(V_0 + V_A)^m}$$

Os valores de  $C_d$  e  $C_j$  são, obviamente, dependentes do tamanho da junção, sendo directamente proporcionais à área da secção transversal. Para um diódo de pequenos sinais contrapolarizado com alguns volt,  $C_j$  é, tipicamente, da ordem de 1 pF. O mesmo diódo, directamente polarizado com uma corrente de alguns miliampère, tem uma capacidade de difusão da ordem de 10 pF.