

Capítulo 1

Introdução

O problema básico da eletrônica consiste em controlar o fluxo de portadores de cargas elétricas, partículas carregadas no espaço ou controlar a corrente elétrica em um percurso fechado, em um circuito. A movimentação dos portadores de cargas elétricas se deve a várias causas: forças de origem mecânica, forças de origem elétrica, forças de origem química e até mesmo origem térmica. Quando uma força age sobre um portador de carga elétrica é sempre possível definir uma grandeza vetorial elétrica, vetor do campo elétrico \mathbf{E} , como a razão entre a força \mathbf{F} e a carga elétrica q desse portador qualquer que seja o tipo de força. Normalmente distinguimos dois tipos de movimento para os portadores de cargas elétricas: o arrastamento (drift) quando o movimento se dá sob o efeito de um campo elétrico e a difusão (diffusion) quando o movimento é causado pela não uniformidade das concentrações dos portadores de cargas elétricas, os portadores tendem a se movimentar da região mais concentrada para a região menos concentrada.

1.1 A condução elétrica

Apresentaremos o processo de condução elétrica nos metais e nos semicondutores:

1.1.1 Condução nos metais

A condução elétrica nos materiais é uma propriedade física que possui uma das maiores variações conhecidas para diferentes materiais. Enquanto que nos metais ordinários tais como o ferro, o alumínio ou o cobre a condução elétrica se processa com facilidade, em outros materiais como o vidro, a porcelana, a borracha, os plásticos etc. a condução elétrica é extremamente

difícil de realizar. Comparando a condutividade, um parâmetro que caracteriza a facilidade de condução, entre os bons condutores (metais em geral) e os maus condutores ou isolantes encontramos uma relação de até 10^{20} vezes. Entre esses extremos encontramos materiais simples e complexos com condutividade intermediária, os semicondutores, como o carbono, o silício, o germânio e o arseneto de gálio.

Nos metais a condução elétrica se dá pela movimentação dos elétrons livres na rede cristalina do metal onde os íons positivos são considerados como fixos formando a rede e os elétrons do último orbital deixam de pertencer a um único átomo e fazem parte da nuvem eletrônica comum a todos os átomos. É o modelo do gás de elétrons para um metal. Nesse modelo, os elétrons mais externos de cada átomo estão praticamente soltos e se movimentam pela rede cristalina com facilidade, daí a elevada condutividade dos metais.

Um fenômeno interessante ocorre no processo de condução nos metais, É sabido que em todo processo de condução existe choque entre os elétrons e os íons (átomos ionizados) da rede cristalina que se encontram em um estado de vibração ou agitação térmica ao redor de suas respectivas posições de equilíbrio. Os elétrons estão sendo impulsionados pelo campo elétrico externo aplicado produzindo acelerações e os choques produzindo desacelerações num processo caótico devido à agitação térmica. As acelerações e desacelerações produzem radiação em amplo espectro como prevê a teoria eletromagnética sendo a origem do efeito Joule. Esses choques dificultam a movimentação ordenada dos elétrons quando aplicamos uma diferença de potencial elétrica entre dois pontos do cristal metálico sendo a causa do aparecimento da resistência elétrica entre esses dois pontos.

O aumento da agitação térmica correspondente ao aumento da temperatura, aumenta a probabilidade da ocorrência das colisões devido ao aumento da seção efetiva de choque de modo que para uma dada diferença de potencial aplicada entre dois pontos haverá uma maior dificuldade de movimentação ordenada, ou seja, uma diminuição na corrente elétrica entre esses pontos. Em outras palavras, nos metais ocorrerá um aumento na resistência elétrica quando a temperatura aumentar.

A aplicação de um campo elétrico externo ocasiona um movimento dos elétrons com uma velocidade de arrastamento \mathbf{v}_d proporcional ao valor de \mathbf{E} .

$$\mathbf{v}_d = \mu \mathbf{E} \quad (1.1)$$

sendo μ definida como a mobilidade do elétron [$m^2/(V.s)$].

Considerando que um portador de carga tenha uma carga elétrica q , presente numa concentração de n portadores por unidade de volume e que esteja se movimentando com uma velocidade de arrastamento \mathbf{v}_d , teremos um vetor

densidade de corrente \mathbf{J} definido por

$$\mathbf{J} = q n \mathbf{v}_d \quad (1.2)$$

tal que a corrente elétrica i que atravessa uma área S é dada por

$$i = \int_S \mathbf{J} \cdot d\mathbf{s}. \quad (1.3)$$

No caso mais geral onde existam outros tipos de portadores de cargas (elétrons, buracos, íons positivos e negativos) o vetor densidade de corrente terá todas as contribuições da situação.

$$\mathbf{J} = \sum_{i=1}^N q_i n_i \mathbf{v}_{di} \quad (1.4)$$

onde N é a quantidade de tipos de portadores.

Para apenas um tipo de portador podemos reescrever

$$\mathbf{J} = q n \mu \mathbf{E} = \sigma \mathbf{E} \quad (1.5)$$

onde $\sigma = q n \mu$ é definida como a condutividade elétrica cuja unidade é o $(\Omega \text{ m})^{-1}$.

Quando a condutividade σ é constante a equação

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$$

é chamada de lei de Ohm microscópica.

A velocidade de arrastamento v_d é o resultado médio das inúmeras colisões que ocorrem durante o processo de condução. A cada colisão o portador de carga é desacelerado e novamente acelerado pelo campo elétrico emitindo radiação como já mencionamos. Essa velocidade de arrastamento tem valor relativamente baixo para as densidades de correntes ordinárias, digamos 50 A/cm^{-2} , em torno de $3,75 \times 10^{-3} \text{ cm/s}$ para o cobre.

Apesar desse valor baixo de velocidade de arrastamento nos metais, tanto a mobilidade quanto a concentração de portadores são elevados resultando em uma alta condutividade. Por exemplo, $\sigma = 5,9 \times 10^7 (\Omega \text{ m})^{-1}$ para o cobre.

1.1.2 Condução nos semicondutores

Classificamos os semicondutores utilizados em eletrônica como sendo de dois tipos, o semicondutores intrínsecos ou puros e os semicondutores extrínsecos ou dopados (contaminados). Os semicondutores intrínsecos mais utilizados

são o silício (Si), o germânio (Ge) e o arseneto de gálio (GaAs) sendo o silício o mais utilizado e de menor custo na fabricação de diodos e transístores.

O silício tem número atômico 14, estrutura cristalina de face centrada e possui quatro elétrons que participam das ligações químicas, elétrons de valência. É isolante a 0 K com uma energia de “gap” (energia necessária para o elétron sair da banda de valência para a banda de condução) igual a 1,21 eV @ 0 K e apresenta caráter semiconductor na temperatura ambiente e energia de gap igual a 1,12 eV @ 300 K.

O germânio tem estrutura cristalina cúbica de face centrada e um gap menor, 0,75 eV @ 0 K e 0,67 @ 300 K mas tem custo muito mais elevado.

O arseneto de gálio também tem estrutura cristalina cúbica de face centrada e gap igual a 1,42 eV @ 300 K.

Os elétrons de valência são os responsáveis pela manutenção da ordem na estrutura cristalina mas eventualmente devido à agitação térmica ou à absorção de um fóton de luz uma ligação pode ser rompida e o elétron passa para a banda de condução. Diferentemente dos metais, os elétrons nos semicondutores estão mais ligados aos seus respectivos átomos de modo que a condução não se faz com tanta facilidade. Num semiconductor, o aumento da temperatura tem dois efeitos: a liberação de elétrons para a banda de condução e o aumento da agitação da rede cristalina. Inicialmente, verifica-se uma diminuição na resistência elétrica entre dois pontos submetidos a uma diferença de potencial externa à medida que novas ligações são rompidas mas com o aumento da agitação térmica da rede a resistência elétrica volta a aumentar como nos metais.

Na verdade, o processo de condução nos semicondutores é um pouco mais complexo que nos metais. Nos metais, apenas os elétrons participam da condução. Esses elétrons são suficientemente livres para transitar pela rede cristalina de modo que não é possível identificar que elétron pertence a que átomo. O átomo que doou um elétron para a rede cristalina torna-se um íon positivo preso à rede em sua posição de equilíbrio e não participa da condução. É como se existisse um fluido ou uma nuvem eletrônica envolvendo todos os átomos. Já nos semicondutores, o elétron é mais preso ao átomo podendo ser compartilhado no máximo com o átomo vizinho a menos que receba suficiente energia externa para que seja liberado. Essa energia pode ser na forma de radiação eletromagnética (luz, calor) como já mencionamos anteriormente. Quando um elétron é liberado para a condução em um semiconductor, ele deixa atrás um espaço vazio, um buraco ou uma lacuna equivalente a uma carga positiva. Essa lacuna será preenchida por outro elétron que tenha sido liberado de outro átomo que por sua vez deixará também uma lacuna. Se tivermos um movimento de elétrons em um sentido, teremos um movimento de lacunas no sentido oposto também contribuindo

para a corrente elétrica.

O mais importante de tudo isso é que foi verificado experimentalmente que não se pode distinguir o movimento da lacuna do movimento de uma partícula com carga positiva, ou seja, para todos os efeitos a lacuna é uma carga positiva que possui massa diferente da do elétron e se locomove com uma mobilidade diferente da do elétron. Pode-se afirmar que o processo de condução nos semicondutores envolve portadores de cargas positivas e negativas (as lacunas e os elétrons).

Sendo a condução feita por dois tipos de portadores de cargas, o vetor densidade de corrente será escrito como

$$\mathbf{J} = [q n \mu_n + q p \mu_p] \mathbf{E} = \sigma \mathbf{E} \quad (1.6)$$

onde

$$\sigma = q n \mu_n + q p \mu_p. \quad (1.7)$$

A 300 K, $\mu_n = 1500 \text{ cm}^2/(\text{V s})$ e $\mu_p = 475 \text{ cm}^2/(\text{V s})$. Nessa mesma temperatura a concentração intrínseca é de $n_i \approx 1,45 \times 10^{10}$ átomos por cm^3 . Existem aproximadamente 5×10^{22} átomos por cm^3 na rede cristalina, logo 1 átomo em 10^{12} átomos participam da condução por causa de uma ligação covalente quebrada. Isso produz uma condutividade $\sigma \approx 4,3 \times 10^{-4} (\Omega \text{ m})^{-1}$.

Outro aspecto importante nos semicondutores é que a condutividade pode ser grandemente alterada por conta de pequenas quantidades de impurezas que estejam presentes na rede cristalina. Os átomos das impurezas ocupam os lugares dos átomos originais modificando as concentrações dos portadores de cargas apesar de manterem a neutralidade elétrica (mesmo número de cargas negativas e positivas total). Essas impurezas, quando são propositadamente introduzidas no semicondutor intrínseco, são conhecidas como dopantes e o semicondutor torna-se um semicondutor dopado. Elementos como alumínio, fósforo, antimônio, boro, índio etc. são utilizados como dopantes. O nível de dopagem é de um átomo de impureza para 10^6 a 10^8 átomos de silício.

Consideremos, por exemplo, que um cristal de silício seja dopado com fósforo ou com antimônio ou com arsênico, elementos que possuem cinco elétrons mais externos, enquanto que o silício só possui quatro. O efeito da dopagem, de modo simplificado, é que o número de portadores de cargas negativas aumenta, já que quatro elétrons são utilizados nas ligações e um fica sobrando. Quando comparado com o silício puro, esse silício dopado tem maior concentração de elétrons e menor concentração de lacunas. Os elétrons tornam-se os portadores majoritários enquanto que as lacunas são os portadores minoritários. Dizemos que o nesse caso o semicondutor é do tipo n (portadores majoritários tem cargas negativas). A energia necessária

para levar o quinto elétron para a banda de condução cai para apenas 0,05 eV no silício dopado.

Quando o cristal de silício é dopado com boro, gálio ou índio, elementos que possuem três elétrons mais externos, o efeito é o oposto, aumenta a quantidade de portadores de cargas positivas. As lacunas tornam-se os portadores majoritários enquanto que os elétrons são os portadores minoritários, dizemos que nesse caso o semiconductor é do tipo *p* (portadores majoritários tem cargas positivas).

Tanto os semicondutores tipo *n* quanto tipo *p* apresentam maior condutividade que o semiconductor puro sendo a condutividade dependente do grau de dopagem. Para se ter uma ideia da influência da dopagem, se for adicionado uma parte de dopante para cem milhões de partes do semiconductor, a condutividade aumenta mais que dez vezes.

Vale a pena chamar a atenção que na temperatura ambiente, devido ao baixo valor da energia necessária para o portador de carga se tornar um portador livre, praticamente todos os átomos doadores ou receptores que dopam o silício estão ionizados, ou seja esses portadores participam da condução elétrica.

1.2 A física dos semicondutores

Apresentaremos agora mais detalhes sobre a física dos semicondutores dopados: Uma lei básica que demonstraremos posteriormente, relaciona as concentrações dos portadores no semiconductor dopado com a concentração intrínseca diz que, na situação de equilíbrio térmico, o produto das concentrações dos portadores negativos livres pela concentração dos portadores positivos livres é constante e independente da quantidade de impurezas doadoras ou receptoras

$$np = n_i^2 \tag{1.8}$$

sendo a concentração intrínseca uma função da temperatura, $n_i = n_i(T)$. Essa lei é conhecida como lei da ação das massas.

Além dessa lei, a neutralidade elétrica tem que ser respeitada, pois todos os átomos presentes, o silício, os doadores e os receptores são originalmente neutros.

Chamemos de N_D a concentração de átomos doadores. Esses átomos estão todos praticamente ionizados à temperatura ambiente pois necessitam de muito pouca energia para isso, ou seja, N_D é a própria concentração de íons positivos. Assim, $N_D + p$ é a concentração total das cargas positivas.

Chamando de N_A a concentração de átomos aceitadores, teremos também que N_A é a própria concentração de íons negativos e da mesma forma também teremos que $N_A + n$ será a concentração total das cargas negativas.

Da neutralidade elétrica, deveremos ter então

$$N_D + p = N_A + n. \quad (1.9)$$

Considerando agora um material tipo n que tenha $N_A = 0$ fica

$$N_D + p = n \quad \therefore N_D = n - p \quad (1.10)$$

e como $n \gg p$ no material tipo n , fica

$$n \approx N_D. \quad (1.11)$$

ou seja, em um material tipo n a concentração de elétrons é aproximadamente igual à concentração de átomos doadores.

Podemos calcular a concentração de buracos nesse material utilizando a lei da ação das massas

$$p = \frac{n_i^2}{n} \approx \frac{n_i^2}{N_D}. \quad (1.12)$$

De modo semelhante, em um material tipo p

$$p \approx N_A \quad \text{e} \quad n \approx \frac{n_i^2}{N_A}. \quad (1.13)$$

Para fins de comparação, o silício dopado tipo p tem uma concentração intrínseca $n_i = 10^{10}$ e uma concentração de átomos aceitadores (dopante) $N_A = 10^{15}$ ambas por cm^3 . Isso faz com que $p = 10^5 n$.

1.2.1 Difusão

Um fenômeno importante presente nos semicondutores é a difusão de portadores de carga. Além da corrente de condução que está associada à presença de um campo elétrico, temos também uma corrente de difusão que está associada à diferença de concentração de portadores de cargas no material. Essa corrente é um fenômeno estatístico, devido à agitação térmica, que tende a levar as partículas da região de maior concentração para a região de menor concentração de tal forma a tornar uniforme a distribuição de partículas.

É possível dopar um semiconductor de forma que, por exemplo, tenhamos uma variação da concentração ao longo de uma determinada direção, ou seja, existe um gradiente de concentração. Tomemos, por exemplo, uma

concentração de buracos variável e decrescente ao longo do eixo ox , $p(0) > p(x)$, supondo que essa concentração seja mantida por um certo intervalo de tempo.

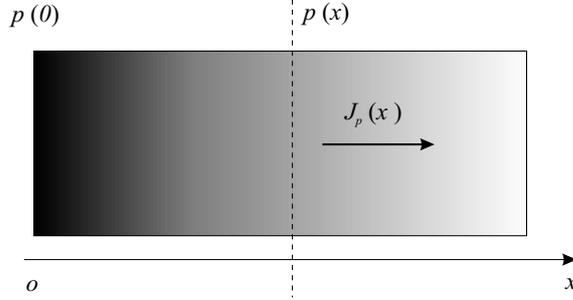


Figura 1.1: Concentração variável de lacunas

Verifica-se experimentalmente que a densidade de corrente de difusão de lacunas $J_p(x)$ é proporcional à variação da concentração no ponto. Pode-se escrever

$$J_p = -q D_p \frac{dp}{dx} \quad \text{A / m}^2 \quad (1.14)$$

onde q é a carga elétrica da lacuna expressa em coulombs e a constante D_p significa constante de difusão para as lacunas cuja unidade é m^2 / s .

Da mesma forma, pode-se escrever uma expressão para a densidade de corrente de difusão para os elétrons

$$J_n = q D_n \frac{dn}{dx} \quad \text{A / m}^2 \quad (1.15)$$

observe a troca do sinal na expressão por causa da carga negativa do elétron. A carga q é escrita com valor positivo nas duas expressões.

Tanto a mobilidade μ quanto a constante de difusão D são grandezas estatísticas e estão relacionadas pela equação de Einstein

$$\frac{D}{\mu} = \frac{\overline{K} T}{q} = V_T \quad (1.16)$$

onde \overline{K} é a constante de Boltzman expressa em J / K e V_T é o equivalente em volts da temperatura em kelvins

$$V_T = \frac{T}{11600} \quad \text{V.} \quad (1.17)$$

A densidade de corrente total em um semicondutor inclui a densidade de corrente de condução e a densidade de corrente de difusão tanto para as lacunas como para os elétrons

$$J_{Tp} + J_{Tn} = q\mu_p p E - qD_p \frac{dp}{dx} + q\mu_n n E + qD_n \frac{dn}{dx}. \quad (1.18)$$

Uma observação importante: Se um semiconductor não estiver sendo excitado por um agente externo (fontes de tensão, luz, etc.) e estiver em equilíbrio térmico, a densidade de corrente total deve ser nula! Isso significa que mesmo que exista originalmente um gradiente de concentração e uma densidade de corrente de difusão, aparecerá uma densidade de corrente de condução (interna). Consideremos por exemplo somente as lacunas:

$$J_{Tp} = 0 = q\mu_p p E - qD_p \frac{dp}{dx} \quad \therefore q\mu_p p E = qD_p \frac{dp}{dx}. \quad (1.19)$$

A origem desse campo elétrico \mathbf{E} , nesse caso, é interna pois a medida que as lacunas tendem a se difundir, se afastando dos seus íons negativos devido ao mecanismo da difusão, aparece um campo elétrico devido a essa separação das cargas que impede o afastamento indefinido destas cargas atingindo uma situação de equilíbrio.

Devido à agitação térmica, o processo é dinâmico, a densidade de corrente de difusão fica sendo compensada pela densidade de corrente de condução. O aparecimento do campo elétrico dá origem a uma diferença de potencial interna, uma barreira de potencial, que não pode ser detetada externamente por um instrumento de medida.

Sendo $E = -dV/dx$ e lembrando que $D_p = \mu_p V_T$, teremos

$$q\mu_p p \left(-\frac{dV}{dx} \right) = q\mu_p V_T \frac{dp}{dx} \quad \therefore dV = -V_T \frac{dp}{p}. \quad (1.20)$$

Integrando essa equação quando p varia de p_1 a p_2 e V varia de V_1 a V_2 teremos

$$V_2 - V_1 = -V_T [\ln p_2 - \ln p_1] \quad (1.21)$$

$$\therefore V_2 - V_1 = V_T \ln \left(\frac{p_1}{p_2} \right) \quad (1.22)$$

ou seja, a d.d.p. entre dois pontos internos ao semiconductor depende apenas das concentrações das lacunas.

Essa mesma equação pode ser escrita como

$$p_1 = p_2 \exp \left(\frac{V_2 - V_1}{V_T} \right). \quad (1.23)$$

Para um semiconductor tipo n também isolado teremos $J_{Tn} = 0$ e procedendo do mesmo modo encontraremos

$$n_1 = n_2 \exp\left(\frac{V_1 - V_2}{V_T}\right). \quad (1.24)$$

Multiplicando essas duas últimas equações teremos

$$p_1 n_1 = p_2 n_2. \quad (1.25)$$

Observe que essa equação diz que no equilíbrio térmico o produto $p n$ é constante (independe da posição no interior do semiconductor e do grau de dopagem) qualquer que seja o semiconductor, intrínseco ou extrínseco. Como no condutor intrínseco $p = n = n_i$ concluímos que

$$p n = n_i^2 \quad (1.26)$$

que é a lei da ação das massas.

1.3 A junção semicondutora

Uma situação interessante e de grande importância tecnológica ocorre quando um semiconductor tipo p é *intimamente* unido a um semiconductor tipo n formando uma junção pn .

Admitamos que o semiconductor tipo p tenha uma concentração uniforme de átomos aceitadores, N_A e o semiconductor tipo n tenha uma concentração uniforme de átomos doadores, N_D . A junção será então caracterizada por uma transição abrupta na concentração. É o que se chama “step graded junction”.

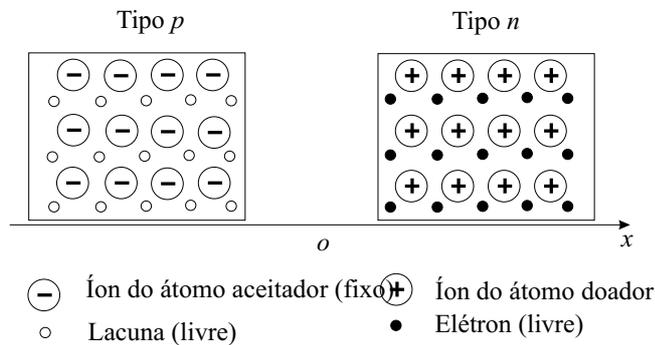


Figura 1.2: Semicondutores separados com concentrações uniformes

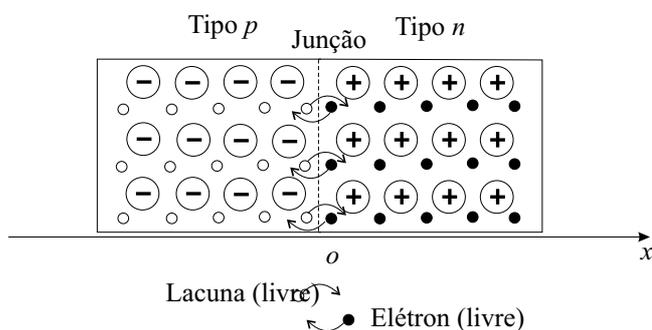


Figura 1.3: Semicondutores unidos formando a junção e portadores difundindo em sentidos opostos na junção

As lacunas no lado p tenderão a se difundir para o lado n e os elétrons do lado n tenderão a se difundir para o lado p . Os portadores que atravessaram a junção recombinam-se com os portadores de sinal oposto deixando os íons positivos e negativos fixos “descobertos” produzindo uma região de depleção de portadores com espessura da ordem de 10^{-5} m.

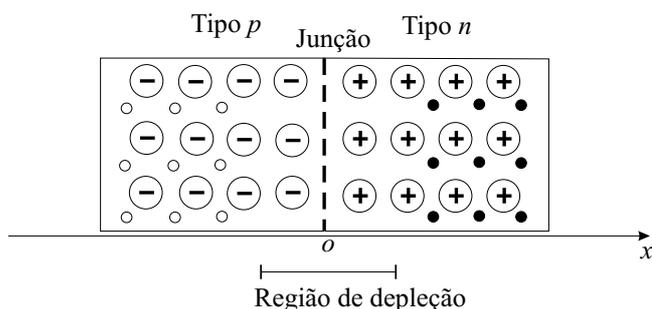


Figura 1.4: Recombinação dos portadores e formação da região de depleção

Estabelece-se então um campo elétrico \mathbf{E} e uma d.d.p. como vimos anteriormente. Essa d.d.p. é conhecida como diferença de potencial de contato V_0 cujo valor pode ser facilmente calculado com o auxílio das equações que deduzimos anteriormente. Considerando, por exemplo, as lacunas tínhamos

$$\therefore V_2 - V_1 = V_T \ln \left(\frac{p_1}{p_2} \right). \quad (1.27)$$

Tomando o ponto 1 no interior do semicondutor tipo p e o ponto 2 no interior do semicondutor tipo n temos que a concentração de portadores $p_1 \approx N_A$ e a concentração de portadores $p_2 \approx n_i^2 / N_D$, então

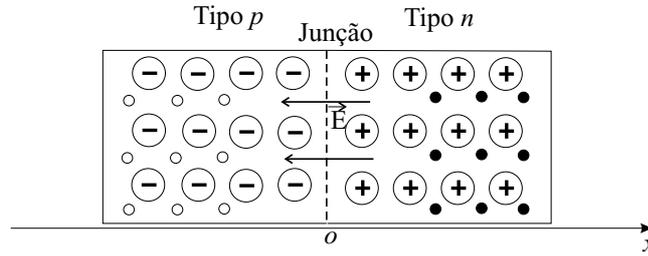


Figura 1.5: Formação do campo elétrico na região de depleção devido aos íons descobertos

$$\therefore V_0 = V_2 - V_1 = V_T \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right). \quad (1.28)$$

Esse mesmo resultado é obtido se tivéssemos considerado os elétrons ao invés das lacunas.

Observe que, como N_A e N_D são constantes em cada semiconductor, essa d.d.p. será constante para quaisquer dois pontos 1 e 2 estando 1 no lado p e 2 no lado n , ou seja, podemos dizer que essa d.d.p. aparece efetivamente na *junção* sendo, por isso, chamada de *diferença de potencial de contato*. As figuras anteriores mostram de modo qualitativo o que ocorre.

Os gráficos seguintes (Fig. 1.6) mostram de modo aproximado as variações da densidade de carga d , do campo elétrico E e do potencial elétrico V ao longo do eixo ox perpendicular à junção.

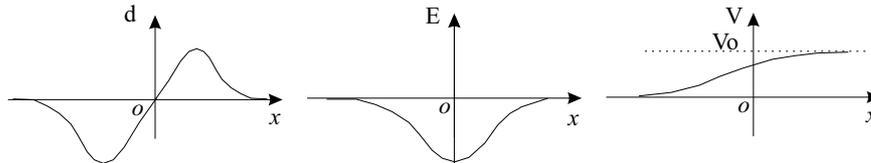


Figura 1.6: Densidade de cargas, campo elétrico e potencial elétrico em função da posição ao atravessar a junção.

1.3.1 A junção polarizada

Acrescentemos dois contatos ôhmicos metálicos aos extremos dos semicondutores que formam a junção, a variação de potencial introduzida por esses contatos é desprezível. Esses contatos permitirão a conexão de uma fonte de tensão externa à junção. temos duas possibilidades de conexão: a situação de polarização direta (forward) quando os terminais positivo e negativo da

fonte estiverem respectivamente conectados aos semicondutores p e n e a polarização inversa (reverse) quando a conexão for invertida. Ver (Fig.1.7).

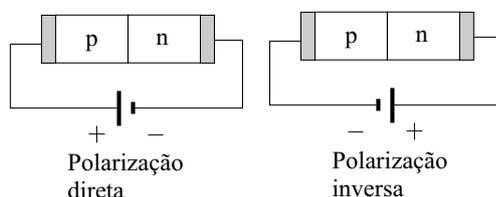


Figura 1.7: Polarização direta e inversa da junção.

Na polarização direta os buracos no semicondutor p são empurrados em direção ao semicondutor n e os elétrons do semicondutor n são empurrados em direção ao semicondutor p devido ao campo elétrico estabelecido dentro dos semicondutores pela fonte de tensão externa. Observe que esse campo tem sentido oposto ao campo inicialmente existente na junção, ou seja, o campo aplicado enfraquece o campo inicial reduzindo a diferença de potencial de contato (barreira de potencial). Uma vez que os portadores de cargas cruzem a junção, eles passam a ser portadores minoritários injetados que irão se difundir e se recombinar. A figura (Fig. 1.8) mostra o processo.

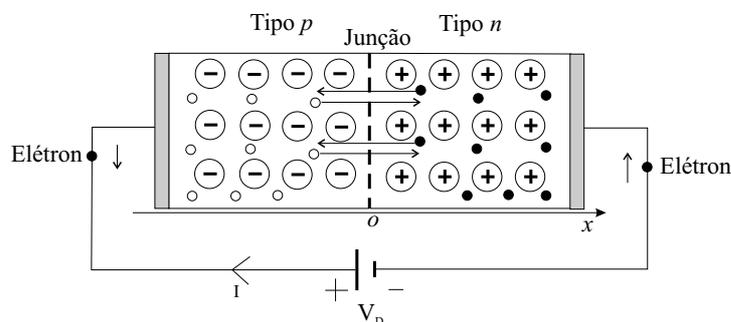


Figura 1.8: Junção diretamente polarizada.

As densidades de correntes de elétrons no semicondutor p e de buracos no semicondutor n decrescem à medida que se afastam da junção devido ao processo de recombinação como mostrado na (Fig.1.9).

Quanto maior for o valor da diferença de potencial V_d mais portadores atravessam a junção e a corrente elétrica aumenta. A resistência ôhmica dos contatos metálicos e do próprio semicondutor é que limitam o aumento da corrente. Observe também que eventuais pares elétron-buraco que apareçam por geração térmica também contribuem para o aumento da corrente.

Na polarização inversa, os buracos no semicondutor p e os elétrons no semicondutor n são afastados da junção pela ação do campo elétrico aplicado

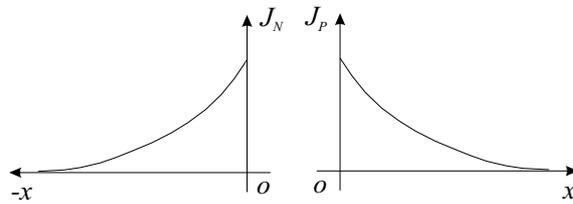


Figura 1.9: Densidades de correntes J_n e J_p nos semicondutores p e n respectivamente.

aumentando a região de depleção. O campo aplicado reforça o campo inicial aumentando a diferença de potencial de contato. A corrente dos portadores majoritários torna-se zero. Contudo, eventuais pares elétron-buraco que se formem devido ao efeito térmico contribuem com uma pequena corrente inversa de portadores minoritários (buracos no semiconductor n e elétrons no semiconductor p). Essa corrente praticamente não depende da diferença de potencial V_d , pois essa tensão não produz novos pares elétrons-buracos, porém depende da temperatura pois a elevação da temperatura produz novos pares. Chama-se essa corrente de “corrente de saturação inversa I_S ” e seu valor é extremamente baixo (da ordem de microampéres para pequenos dispositivos).

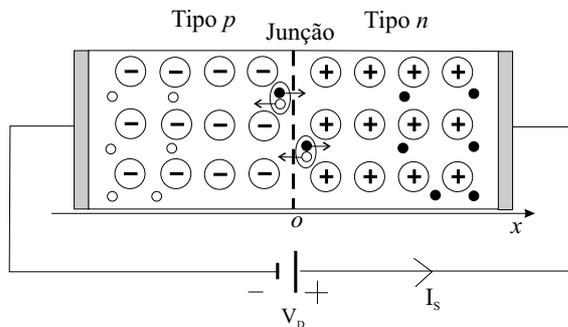


Figura 1.10: Efeito na junção inversamente polarizada. A corrente de saturação inversa I_S é muito pequena.

Observa-se portanto que a junção pn tem um comportamento unidirecional, conduzindo facilmente quando polarizada diretamente e comportando-se como um isolante quando polarizada inversamente. O diodo é o dispositivo eletrônico que possui essa propriedade e pode ser construído utilizando essa junção.

1.3.2 A característica corrente-tensão da junção *pn*

Uma análise teórica quantitativa do que ocorre na junção resulta em uma relação entre a corrente e a tensão dada pela equação da junção:

$$I_D = I_S \left(e^{\frac{V_D}{\eta V_T}} - 1 \right), \text{ amperes} \quad (1.29)$$

sendo

I_S = corrente de saturação inversa, sendo I_S para o Si $\ll I_S$ para o Ge,
 $V_T = \frac{T}{11600}$ volts (≈ 25 mV @ 293 K),
 $\eta \approx 2$ para o Si e $\eta \approx 1$ para o Ge.

Os valores de I_D e V_D são considerados positivos na situação de polarização direta como mostra a figura (Fig. 1.11).

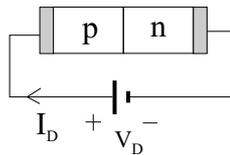


Figura 1.11: Sentidos positivos para a corrente e para a tensão.

A curva característica tem o seguinte aspecto para um diodo de silício típico:

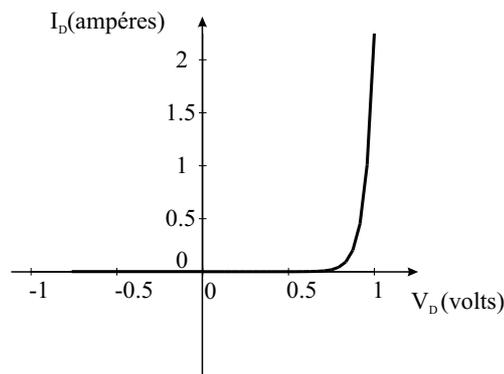


Figura 1.12: Curva característica de um diodo retificador de silício típico para 1 A.

Para tensões negativas (polarização inversa) as correntes são tão pequenas que não são perceptíveis mantendo a mesma escala gráfica. Para visualizá-la é necessário realizar uma mudança de escala.

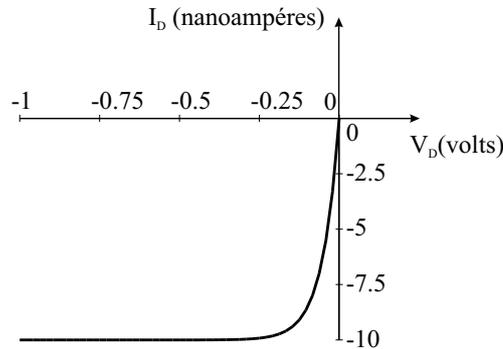


Figura 1.13: Curva característica de um diodo retificador de silício típico para 1 A polarizado inversamente.

Na polarização direta, se considerarmos tensões maiores que ηV_T (≈ 50 mV), o termo exponencial se torna muito maior que a unidade de forma que podemos escrever:

$$I_D \approx I_S e^{\frac{V_D}{\eta V_T}}, \text{ amperes.} \quad (1.30)$$

Na polarização inversa, para valores de V_D negativos $V_D < -\eta V_T$, podemos desprezar o termo exponencial quando comparado com a unidade de forma que podemos escrever:

$$I_D \approx -I_S.$$

Se continuarmos a diminuir o valor de V_D chegaremos a uma situação física em que o campo elétrico torna-se tão intenso que as ligações covalentes são rompidas, aumentando bruscamente a quantidade de portadores de cargas livres (efeito Zenner). Além disso, os pares elétron-lacunas que são produzidos termicamente também são acelerados pelo campo chocando-se com outros átomos da rede cristalina quebrando novas ligações. Cada portador de carga é capaz de produzir então um par de novos portadores e esse efeito multiplicativo é conhecido como avalanche. Esses dois efeitos combinados fazem com que ocorra uma grande variação na corrente reversa com uma variação desprezível na tensão (tensão Zenner) que pode levar o dispositivo rapidamente à destruição pelo excesso de calor produzido. Diodos específicos com grande área de dissipação podem ser construídos para operar nessa região e são conhecidos como diodos Zenner. Na figura (Fig. 1.14) a região circular pontilhada é conhecida como região de "breakdown".

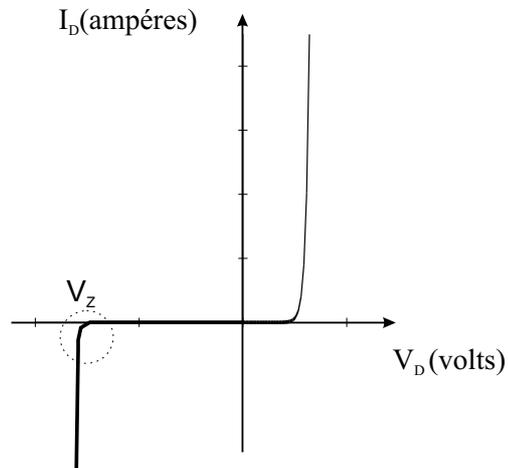


Figura 1.14: Curva característica de um diodo polarizado inversamente mostrando a tensão Zener e a região de breakdown.

1.3.3 Variação com a temperatura

Na equação da junção, a influência da temperatura aparece explicitamente em V_T e implicitamente em I_S . Verifica-se experimentalmente que para manter a corrente I_D constante, a tensão V_D deve decrescer com o aumento da temperatura tal que

$$\frac{dV_D}{dT} \approx -2,2 \text{ mV}/^{\circ}\text{C}.$$

Essa taxa varia entre -2,0 a -2,5 a depender do diodo. A figura (Fig. 1.15) mostra o efeito sobre a curva característica.

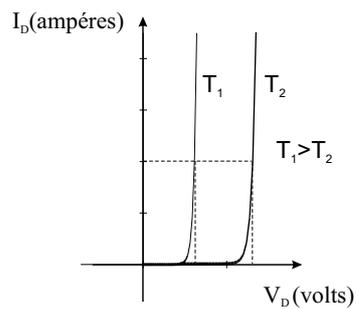


Figura 1.15: Efeito da temperatura na curva característica de um diodo.

Capítulo 2

O diodo

No capítulo anterior estudamos a junção semicondutora e mostramos a propriedade fundamental de conduzir a corrente elétrica num único sentido, chamado de sentido direto, originando o dispositivo eletrônico chamado de diodo semicondutor. Vamos agora construir alguns circuitos simples utilizando diodos.

A primeira coisa que devemos chamar a atenção é que o diodo não é um dispositivo linear. Isso devido à característica aproximadamente exponencial entre a corrente e a tensão como foi apresentado. Isso dificulta a resolução analítica do circuito elétrico, ou seja, as determinações das tensões e das correntes em um circuito contendo diodos. Veremos como proceder nesse caso.

2.1 Circuito com diodo

Consideremos inicialmente que, para todos os efeitos práticos, a corrente inversa é desprezível. Tomemos então o circuito seguinte onde o diodo se encontra diretamente polarizado.

Desejamos determinar a corrente elétrica $i = i_D$ e a tensão no diodo v_D . Isso é chamado de determinação do ponto de operação ou ponto quiescente. Temos que

$$\epsilon = v_D + R i \quad \therefore i = -\frac{1}{R} v_D + \frac{\epsilon}{R}. \quad (2.1)$$

Sabemos que a a corrente no diodo está relacionada com a tensão pela expressão:

$$i_D = i_S \left(e^{\frac{v_D}{\eta V_T}} - 1 \right) \quad (2.2)$$

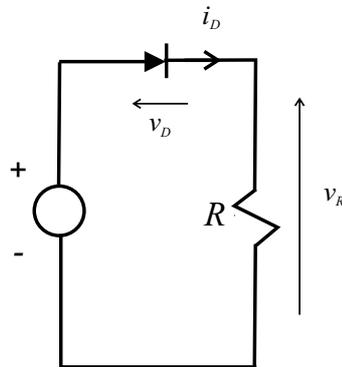
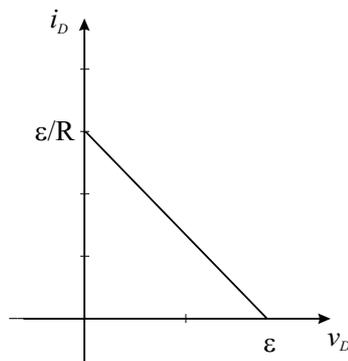


Figura 2.1: Circuito simples com diodo

portanto,

$$i_S \left(e^{\frac{v_D}{nV_T}} - 1 \right) = -\frac{1}{R} v_D + \frac{\epsilon}{R}.$$

Essa equação não pode ser resolvida analiticamente, só pode ser resolvida numericamente ou graficamente. O método gráfico produz uma melhor visualização da situação e tem consequências interessantes e importantes. Vejamos: Na equação (2.1) consideremos v_D como variável independente variando de zero ao valor da fonte ϵ . Essa equação representa uma reta no plano $i \times v_D$ cortando os eixos em $i = \epsilon/R$ em $v_D = 0$ e em $i = 0$ em $v_D = \epsilon$. Essa reta é conhecida como reta de carga e tem uma inclinação igual a $-1/R$. Veja a figura (Fig.2.2).

Figura 2.2: Reta de carga no gráfico de $i \times v_D$.

A corrente i que atravessa o circuito é a mesma que passa pelo diodo que está relacionada com a tensão v_D pela equação da junção que pode ser representada no mesmo gráfico. As duas curvas se cruzarão em um determinado ponto que satisfaz simultaneamente às duas equações e conseqüentemente determina o ponto de operação. Veja a figura (Fig.2.3).

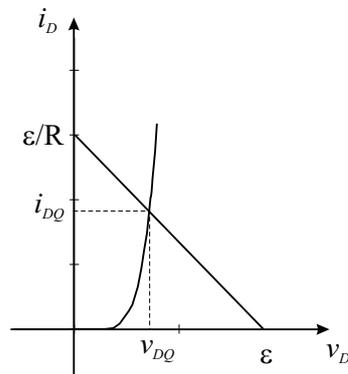


Figura 2.3: Reta de carga e curva característica do diodo no gráfico de $i \times v_D$

Vejam os que ocorre ao variarmos independentemente a tensão da fonte e o valor do resistor. Ao variar a resistência R variaremos a inclinação da reta de carga e deslocaremos o ponto de operação como mostra a figura (Fig.2.4).

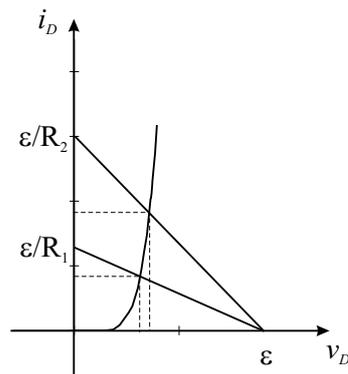


Figura 2.4: Variação do ponto de operação em função da mudança da inclinação da reta de carga no gráfico de $i \times v_D$.

Ao variarmos a tensão ϵ da fonte mantendo a resistência R constante estaremos transladando a reta de carga, portanto também alterando o ponto de operação como mostra a figura (Fig.2.5).

Essa última análise nos mostra que, se a fonte for variável no tempo, o ponto de operação excursionará sobre a curva do diodo limitando-se entre os valores correspondentes à tensão mínima ϵ_{\min} e a tensão máxima ϵ_{\max} .

Consideremos agora a superposição de uma tensão alternada (ϵ_{AC}) de variação senoidal no tempo com uma tensão constante no tempo (ϵ_{DC}) no circuito anterior, figura (Fig.2.6).

A tensão constante estabelece o ponto de operação e a tensão AC produz

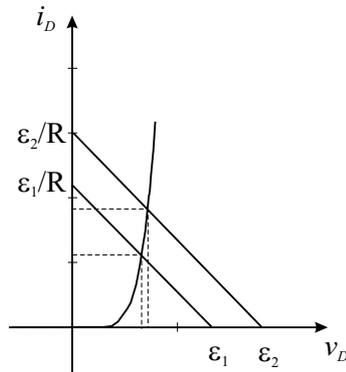


Figura 2.5: Variação do ponto de operação em função da mudança da translação da reta de carga no gráfico de $i \times v_D$.

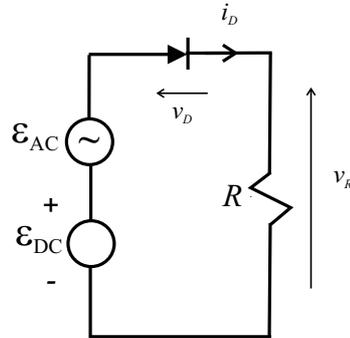


Figura 2.6: Circuito com uma fonte variável no tempo superposta com uma fonte constante.

a variação ao redor desse ponto. O processo gráfico produz a visualização dessa situação como mostra a figura (Fig.2.7).

Se a amplitude do sinal alternado for pequena comparada com o sinal contínuo, $\epsilon_0 \ll \epsilon_{DC}$, podemos aproximar o trecho da curva onde ocorre a excursão por uma reta. O inverso da inclinação desse trecho reto aproximado é definido como a resistência dinâmica r_d .

$$r_d = \left[\frac{\Delta v_D}{\Delta i_D} \right]_Q$$

Podemos dizer que para pequenos sinais AC o diodo se comporta como um elemento linear, um resistor cuja resistência é igual à resistência dinâmica. Calculemos essa resistência utilizando a equação aproximada para o diodo (característica exponencial).

$$i_D \approx i_S \left(e^{\frac{v_D}{nV_T}} \right). \quad (2.3)$$

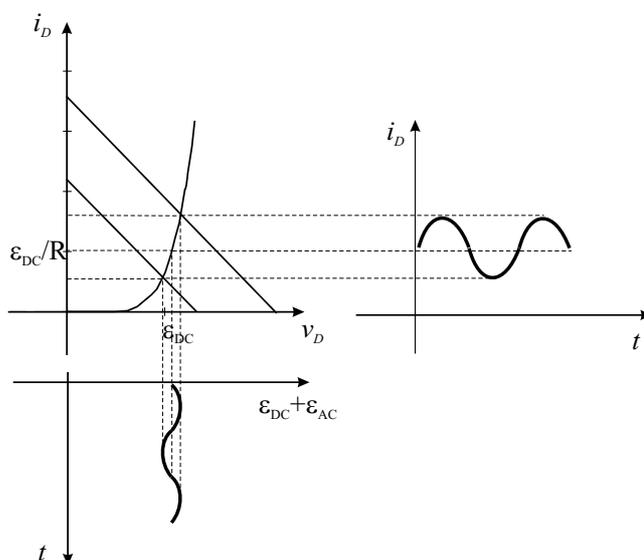


Figura 2.7: Conversão do sinal de tensão alternado superposto ao sinal contínuo em sinal de corrente utilizando a curva do diodo.

Calculando a derivada temos:

$$\frac{d i_D}{d v_D} = i_S \frac{1}{\eta V_T} e^{\frac{v_D}{\eta V_T}} = \frac{i_D}{\eta V_T}$$

$$\therefore r_d = \frac{\eta V_T}{i_D}. \quad (2.4)$$

Observe que a resistência dinâmica depende do ponto de operação, da corrente no diodo.

2.1.1 Modelo de pequenos sinais e aplicação

Consideremos um diodo real submetido a uma tensão que seja a soma de uma tensão constante com uma pequena tensão variável no tempo. A tensão constante será considerada como uma tensão que polariza o diodo no sentido direto e estabelecerá um ponto de operação quiescente como visto anteriormente. A figura (Fig. 2.8) mostra o circuito. A tensão no diodo é a soma das duas tensões

$$v_D = \epsilon_{DC} + \epsilon_{AC}(t).$$

A corrente no diodo será dada aproximadamente por:

$$i_D \approx i_S \left(e^{\frac{\epsilon_{DC} + \epsilon_{AC}(t)}{\eta V_T}} \right) = i_S \left(e^{\frac{\epsilon_{DC}}{\eta V_T}} \right) \times \left(e^{\frac{\epsilon_{AC}(t)}{\eta V_T}} \right).$$

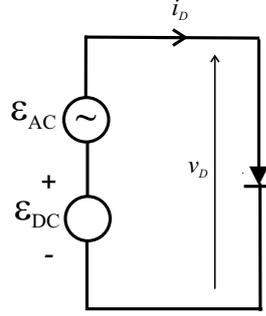


Figura 2.8: Diodo submetido a uma tensão alternada superposta a uma tensão contínua.

A segunda exponencial pode ser aproximada por uma expansão em série tomando apenas o termo linear na tensão uma vez que estamos supondo que o expoente é pequeno

$$e^{\frac{\epsilon_{AC}(t)}{\eta V_T}} \approx 1 + \frac{\epsilon_{AC}(t)}{\eta V_T}.$$

A corrente no diodo será

$$i_D \approx i_S \left(e^{\frac{\epsilon_{DC}}{\eta V_T}} \right) \left(1 + \frac{\epsilon_{AC}(t)}{\eta V_T} \right) = i_{DQ} \left(1 + \frac{\epsilon_{AC}(t)}{\eta V_T} \right),$$

$$i_D \approx i_{DQ} + \frac{i_{DQ} \epsilon_{AC}(t)}{\eta V_T} = i_{DQ} + g_d \epsilon_{AC}(t)$$

onde g_d é a condutância dinâmica,

$$g_d = \frac{1}{r_d} = \frac{i_{DQ}}{\eta V_T}.$$

Vemos então que a corrente no diodo tem uma componente contínua somada com uma componente alternada.

Vamos agora desenvolver um modelo para um diodo real cuja corrente esteja variando muito pouco ao redor do valor quiescente (ponto de operação DC ou contínuo). Para isso tomemos a reta tangente à curva do diodo no ponto de operação, figura (Fig.2.9).

A extrapolação dessa reta tangente até cruzar o eixo horizontal produz o valor v_{D0} que em um diodo de silício vale em torno de 0,7 V. A equação dessa reta tangente é facilmente obtida se lembrarmos que a inclinação dessa reta é $1/r_d$ e que a corrente é nula quando $v_D = v_{D0}$,

$$i_D = \frac{1}{r_d} v_D - \frac{v_{D0}}{r_d}$$

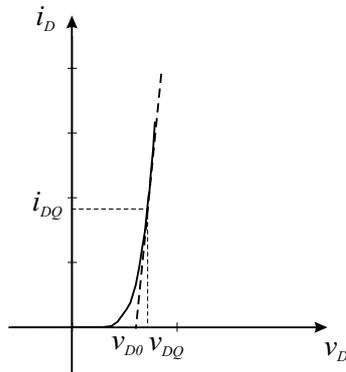


Figura 2.9: Reta tangente à curva do diodo no ponto de operação.

ou

$$v_D = r_d i_D + v_{D0}.$$

Essa equação corresponde a um modelo para a operação do diodo para pequenas variações ao redor do ponto de operação ou ponto quiescente, figura (Fig. 2.10). Vale lembrar que o valor da resistência dinâmica depende do ponto de operação, para um diodo de silício que opere com uma corrente quiescente em torno e 10 mA essa resistência vale apenas 5 ohm. Para correntes quiescentes maiores essa resistência é menor ainda sem muita mudança no valor de v_{D0} .

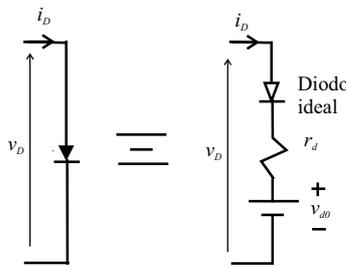


Figura 2.10: Modelo para o diodo para pequenos sinais ao redor do ponto de operação.

Consideremos agora um circuito contendo um diodo real, representado pelo modelo linear, e um resistor como na figura (Fig. 2.11).

A corrente no diodo vale

$$i_D = \frac{\epsilon_{AC} + \epsilon_{DC} - v_{D0}}{R + r_d}$$

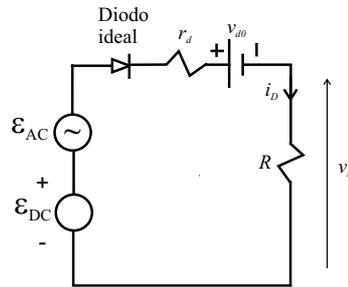


Figura 2.11: Circuito com resistor e diodo linearmente modelado para pequenos sinais ao redor do ponto de operação.

e a tensão v_R no resistor será

$$v_R = \frac{R}{R + r_d} \epsilon_{AC} + \frac{R}{R + r_d} (\epsilon_{DC} - v_{D0}).$$

Vemos nessa tensão a presença de uma componente alternada e uma componente contínua. Se a resistência R for muito maior que a resistência dinâmica do diodo r_D , a componente alternada no resistor será praticamente igual à tensão da fonte alternada enquanto o diodo estiver polarizado diretamente pela fonte de tensão contínua, basta que $\epsilon_{DC} - v_{D0}$ seja maior que zero para o diodo entrar em condução. Assim o diodo está operando como uma chave comandada pela fonte de tensão contínua. A presença da tensão contínua faz aparecer a tensão alternada junto com uma tensão contínua no resistor R .

2.1.2 O diodo Zenner

Já mencionamos que o diodo zenner é especificamente projetado para operar com polarização reversa na região de breakdown e avalanche possuindo uma junção com área suficientemente grande para dissipar o calor produzido durante a operação. A característica principal desse diodo é que a tensão onde ocorre o efeito varia muito pouco em uma extensa faixa de valores da corrente reversa. A curva característica é praticamente vertical nessa região. Na polarização direta tem o mesmo comportamento de um diodo comum. O fato da tensão zenner ser praticamente constante pode ser aproveitado para que o dispositivo seja utilizado como um estabilizador de tensão em uma ampla faixa de valores da corrente.

Em um diodo zenner a tensão zenner, v_{ZT} é especificada pelo fabricante do dispositivo para um determinado valor de corrente i_{ZT} . Além disso, também é fornecida a potência máxima que o diodo zenner pode dissipar existindo

valores comerciais variando de 0,5 watt até centenas de watts. O dispositivo é útil em uma faixa de correntes variando entre uma corrente mínima, i_{Zmin} até uma corrente máxima, i_{Zmax} correspondente à máxima dissipação de potência. Tipicamente, $i_{Zmin} \approx 0,1 \times i_{Zmax}$ como mostrado na figura (Fig. 2.12).

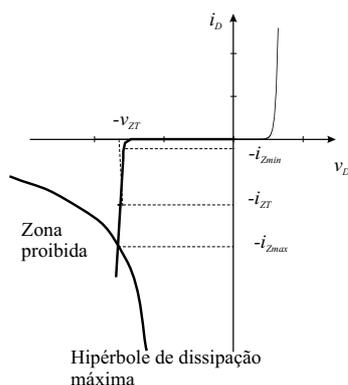


Figura 2.12: Parâmetros de um diodo Zener na curva característica.

Na curva característica está traçada a hipérbole de dissipação máxima, $i_D = P_{max}/v_D$. O valor da corrente máxima pode ser encontrado pela interseção das duas curvas e como a tensão do zener é praticamente constante, podemos determinar seu valor como

$$i_{Zmax} \approx \frac{P_{max}}{v_Z}$$

Um diodo zener pode ser modelado na região de operação por uma fonte de tensão $v_{Z0} \approx v_{ZT}$ em série com a resistência dinâmica r_z , figura (Fig. 2.13).

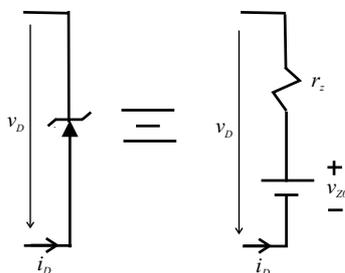


Figura 2.13: Modelo de um diodo Zener na região de operação.

Exemplo:

Um diodo Zenner é especificado como tendo $v_{ZT} = 6,8 \text{ V}$ quando $i_{ZT} = 5 \text{ mA}$, $r_Z = 20 \text{ ohms}$ e $i_{Zmin} = 0,2 \text{ mA}$. A tensão de alimentação v_i tem valor nominal de 10 V mas pode variar de $\pm 1 \text{ V}$. O Zenner está em série com um resistor cuja resistência vale 500 ohms e em paralelo com um resistor de carga com resistência R_L onde temos a tensão de saída v_o como mostra a figura (Fig. 2.14).

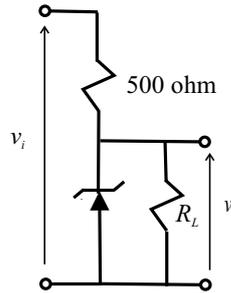


Figura 2.14: Diodo Zenner como estabilizador de tensão.

Existem duas situações de interesse. A primeira é estabilizar a tensão de saída com relação às variações da tensão de entrada e a segunda é estabilizar a tensão de saída com relação às variações na resistência de carga. Vejamos:

a) Determinemos a tensão de saída sem carga (Resistência de carga infinita) estando a tensão de entrada no seu valor nominal. Para isso vamos substituir o diodo pelo seu modelo linearizado como na figura (Fig. 2.15).

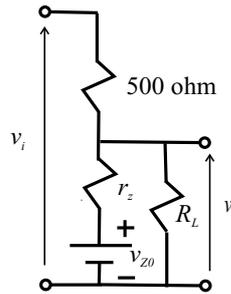


Figura 2.15: Modelo linearizado do diodo Zenner no circuito estabilizador de tensão.

Inicialmente determinemos o valor da tensão v_{Z0} no modelo linearizado utilizando os valores nominais de tensão e corrente do diodo:

$$v_{ZT} = v_{Z0} + r_z i_{ZT}$$

$$6,8 = v_{Z0} + 20 \times 5 \times 10^{-3}$$

$$\therefore v_{Z0} = 6,7 \text{ V.}$$

A equação do modelo linearizado será então

$$v_Z = v_{Z0} + r_Z i_Z = v_{Z0} + r_Z i_Z = 6,7 + 20 i_Z$$

Na ausência de resistência de carga a corrente no diodo é a própria corrente no resistor de 500 ohm, portanto

$$v_i = 500 i_Z + v_Z = 500 i_Z + v_{Z0} + r_Z i_Z = 500 i_Z + 6,7 + 20 i_Z$$

$$\therefore i_Z = \frac{v_i - v_{Z0}}{500 + r_Z} = \frac{10 - 6,7}{500 + 20} \approx 6,35 \times 10^{-3} \text{ A}$$

Então, a tensão de saída $v_0 = v_Z = 6,7 + 20 i_Z$ será

$$v_0 = 6,7 + 20 \times 6,35 \times 10^{-3} = 6,83 \text{ V}$$

b) Ainda nessa condição determinemos a variação na tensão de saída resultante de uma variação de $\pm 1 \text{ V}$ na tensão de entrada v_i .

$$v_0 = v_{z0} + r_Z \frac{v_i - v_{z0}}{500 + r_Z}$$

$$\Delta v_0 = r_Z \frac{\Delta v_i}{500 + r_Z} = \frac{20}{520} 1 = 0,038 \text{ V.}$$

Observe que a variação da tensão de saída é muito pequena comparada com a variação da tensão de entrada.

c) Considere agora a conexão de uma resistência de carga de valor 2 kohm. Determinemos a nova tensão de saída. Temos o circuito da figura (Fig. 2.16)

Temos as equações das malhas:

$$10 - 500 i_1 - 6,7 - 20(i_1 - i_2) = 0$$

e

$$-20(i_2 - i_1) + 6,7 - 2000i_2 = 0.$$

A resolução desse sistema produz $i_2 = 3,38 \text{ mA}$ e $v_o = 6,76 \text{ V}$. A tensão de saída é muito próxima do valor nominal do diodo.

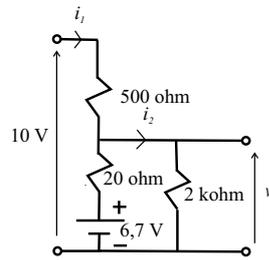


Figura 2.16: Modelo linearizado do diodo Zenner no circuito estabilizador de tensão com resistência de carga 2 kohm.

d) Determinemos agora qual seria o menor valor da resistência de carga possível para que o diodo ainda possa ser substituído por seu modelo linear. Para isso consideremos o valor mínimo da tensão de entrada e os valores mínimos de tensão e corrente no diodo Zenner, $v_{Z0} = 6,7 \text{ V}$ e $i_{Zmin} = 0,2 \text{ mA}$.

Nessa condição, a tensão de saída será

$$v_o = 6,7 + r_Z \times i_{Zmin} = 6,7 + 20 \times 0,2 \times 10^{-3} = 6,704 \text{ V}.$$

A corrente i_1 será então $i_1 = (10 - 1 - 6,704)/500 = 4,592 \text{ mA}$. A corrente i_2 será $i_2 = 4,592 - 0,2 = 4,392 \text{ mA}$. Finalmente, a resistência de carga mínima será $R_{Lmin} = 6,704/4,392 \times 10^{-3} = 1526 \text{ ohm}$.

Uma situação frequente na prática é determinar o valor da resistência R na figura (Fig. 2.17) para uma determinada resistência de carga R_L , mantendo a tensão de saída praticamente constante quando a tensão de entrada estiver variando. Devemos seguir os seguintes passos:

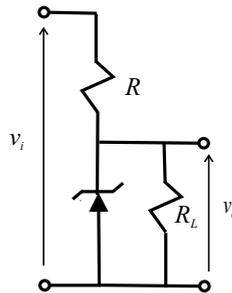


Figura 2.17: Diodo Zenner como estabilizador da tensão de saída com variação na tensão de entrada.

1) Determinar a corrente que vai passar pela carga para a tensão desejada na saída.

2) Determinar as correntes i_{Zmin} e i_{Zmax} a partir dos dados do fabricante do zenner para o valor da tensão de operação desejada.

3) Com os valores anteriores calcular a corrente mínima e a corrente máxima passando pelo resistor de resistência R .

4) Determinar o menor valor e o maior valor possível para R bem como sua potência levando em conta a variação da tensão de entrada.

Observação:

O diodo zenner pode ser substituído por um dispositivo moderno que permite o ajuste da tensão desejada a partir de dois resistores que formam um divisor de tensão, é o caso típico do dispositivo TL431 que com frequência é utilizado para substituir o diodo zenner.

Capítulo 3

O transistor unijunção

É um dispositivo de três terminais constituído por uma única junção em uma barra semicondutora fracamente dopada, normalmente do tipo n , na qual foi implantada uma pequena região fortemente dopada, normalmente tipo p , conforme o desenho esquemático e respectivo símbolo na figura (Fig. 3.1).

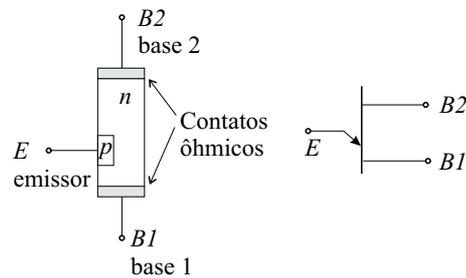


Figura 3.1: O transistor unijunção.

A resistência elétrica entre os terminais B_1 e B_2 é muito alta, da ordem de alguns kilohms, pois o nível de dopagem da barra tipo n é muito baixo. A região de alta dopagem, tipo p forma com a barra tipo n uma junção pn .

O funcionamento do transistor unijunção, TUJ, pode ser melhor compreendido pelo seu circuito equivalente mostrado na figura (Fig. 3.2).

Consideremos agora o circuito para ensaio do TUJ mostrado na figura (Fig. 3.3).

Tomemos inicialmente uma tensão $v_E = 0$. A corrente i_B será dada simplesmente por

$$i_B = \frac{v_{BB}}{r_{B1} + r_{B2}} = \frac{v_{BB}}{r_{BB}}$$

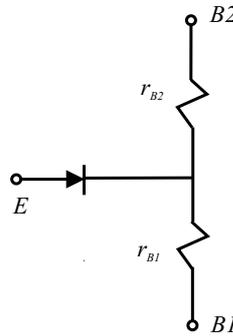


Figura 3.2: O circuito equivalente do transístor unijunção.

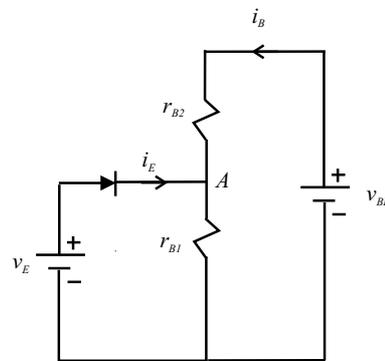


Figura 3.3: O circuito para ensaio do transístor unijunção.

e o potencial do ponto A , v_A pode ser calculado pelo divisor de tensão

$$v_A = \frac{r_{B1}}{r_{B1} + r_{B2}} v_{BB} = \eta v_{BB}. \quad (3.1)$$

O valor de η é fornecido pelo fabricante e depende da posição da região p .

Suponha agora que a tensão v_E comece a crescer. Enquanto ela se mantiver menor que a tensão do ponto A o diodo estará reversamente polarizado e nada ocorre. Ao atingir aproximadamente o valor $V_E = 0,6 + v_A$ podemos considerar que o diodo entra em condução plena e um fato interessante acontece nessa situação: as lacunas da região fortemente dopada penetram em grande quantidade na barra n fracamente dopada. Isso faz com que a resistência r_{B1} mude seu valor abruptamente para um valor muito baixo ocorrendo uma forte condução na malha do diodo. Por r_{B1} passará a corrente da malha do diodo e a corrente da malha formada por v_{BB} , r_{B2} e r_{B1} . Como r_{B1} está com um valor baixo após a condução do diodo, teremos a corrente da segunda malha limitada pelo valor de r_{B2} enquanto que a corrente na primeira malha dependerá da tensão v_E , de r_{B1} e da característica do diodo.

Quando o ensaio é realizado com uma fonte de corrente i_E variável ao invés da fonte de tensão, a tensão v_E será uma consequência e obtemos uma curva característica com o aspecto mostrado na figura (Fig. 3.4).

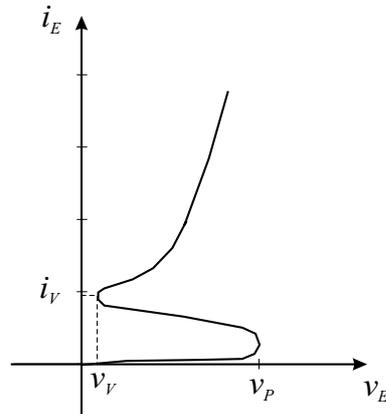


Figura 3.4: Curva característica do transistor unijunção.

Essa curva assemelha-se à curva característica de uma lâmpada neon (descarga em um gás). Nessa curva característica observam-se regiões com resistência dinâmica positiva e negativa. A região entre 0 e v_P (antes da condução) tem uma resistência dinâmica positiva até que a tensão v_E atinja o valor de disparo $v_P = 0,6 + \eta v_{BB}$. A região entre v_P e o valor de tensão de vale v_V , após a condução, é uma região de resistência dinâmica negativa e é essa região que torna o uso desse dispositivo interessante como veremos a seguir. Os fabricantes normalmente fornecem os dados do dispositivo. Por exemplo, para o TUJ 2N2646 temos:

$$v_{EB2max} = -30 \text{ V (polarização reversa máxima)} \quad i_{Emax} = 50 \text{ mA}$$

$$v_{B1B2max} = 35 \text{ V, } i_{E pico} = 2 \text{ A (deve cair a } 0,75 \text{ mA em } 1,5 \text{ ms)}$$

$$r_{BB} = 4,7 \text{ k}\Omega \text{ a } 9,1 \text{ k}\Omega \text{ com } v_{BB} = 3 \text{ V e } i_E = 0$$

$$\eta = 0,56 \text{ a } 0,75 \text{ com } r_{B1B2} = 10 \text{ V.}$$

3.1 Oscilador de relaxação com TUJ

Entre as diversas aplicações do TUJ, o oscilador de relaxação se destaca, esse tipo de oscilador foi muito usado com tubos a gás e o TUJ os substituiu. Polarizemos um TUJ de acordo com o circuito da figura (Fig. 3.5).

Existem duas possibilidades: para $v_E < v_A$ o diodo está cortado e teremos

$$v_A = \frac{R_1 + r_{B1}}{R_1 + r_{B1} + R_2 + r_{B2}} v_f,$$

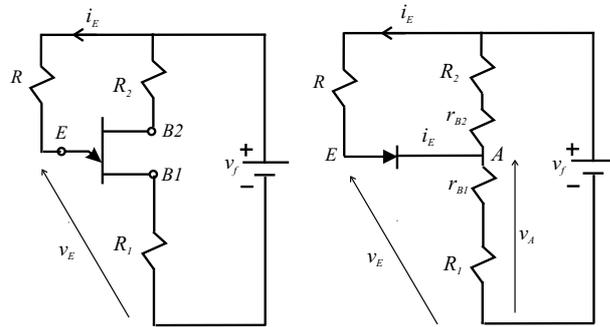


Figura 3.5: Polarização do transistor unijunção e o circuito equivalente.

para $v_E > v_A + 0,6$ o diodo conduz .

Supondo que o diodo tenha entrado em condução podemos calcular a corrente i_E como:

$$i_E = \frac{v_f - v_E}{R} = \frac{v_f}{R} + \frac{v_E}{R}$$

que é a equação da reta de carga.

A curva característica do dispositivo, levando em conta as resistências R_1 e R_2 é muito parecida com a curva característica original sendo porem um pouco mais suave. O ponto de operação pode ser encontrado pela interseção da reta de carga com a curva característica da mesma forma como foi feito para circuitos contendo diodos. Ver a figura (Fig. 3.6).

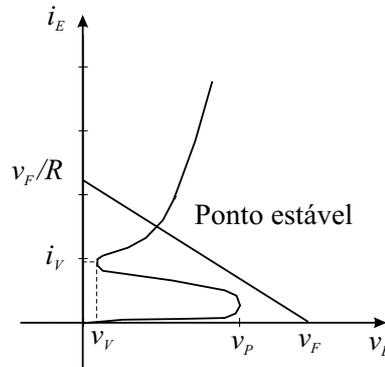


Figura 3.6: Reta de carga e curva característica do unijunção com resistores externos.

Para essa reta de carga temos apenas um ponto de interseção, que é estável. Contudo, a depender dos valores de v_f e R , poderemos ter mais de um ponto de interseção. Em princípio, qualquer um desses pontos de interseção pode ser um ponto de operação. Porém existem pontos estáveis e pontos instáveis. Ver a figura (Fig. 3.7).

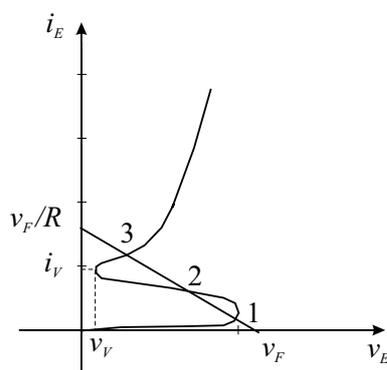


Figura 3.7: Reta de carga definindo possíveis pontos de operação.

Um ponto estável significa que havendo alguma perturbação que o desloque, ele volta a sua posição original enquanto que em um ponto instável ele tende a se afastar cada vez mais. Pode-se determinar a estabilidade analisando a inclinação da reta tangente à curva no ponto de interseção e comparando essa inclinação com a inclinação da reta de carga. Na figura vemos dois pontos estáveis e um ponto instável. Vale observar que os pontos de operação na curva de um diodo são sempre estáveis.

O oscilador de relaxação é construído aproveitando-se da região de instabilidade. Escolhe-se um valor para a resistência R de tal forma que o ponto de operação esteja entre v_V e v_P na região instável. A figura (Fig. 3.8) mostra a região compreendida entre as duas retas de carga onde pode-se localizar o ponto de operação.

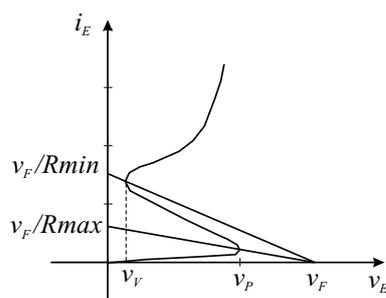


Figura 3.8: Retas de carga definindo a região instável para possíveis pontos de operação.

O oscilador de relaxação é construído acrescentando-se um capacitor entre o emissor e o “terra” como na figura Fig. (3.9).

Antes de analisarmos o funcionamento do oscilador justifiquemos a presença dos resistores com resistências R_1 e R_2 . A função de R_1 é permitir

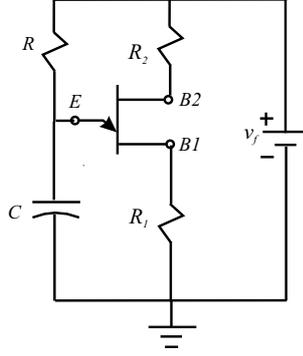


Figura 3.9: Oscilador de relaxação.

a retirada de um sinal de tensão quando o TUJ entrar em condução pois o aumento brusco da corrente nesse resistor produzirá um pulso de tensão. A resistência R_2 é utilizada para melhorar a estabilidade térmica da tensão de pico v_P como podemos ver pela expressão

$$v_P = 0,6 + \frac{R_1 + r_{B1}}{R_1 + r_{B1} + R_2 + r_{B2}} v_f,$$

lembrando que

$$\eta = \frac{r_{B1}}{r_{B1} + r_{B2}}$$

teremos

$$v_P = 0,6 + \frac{R_1 + \eta(r_{B1} + r_{B2})}{R_1 + r_{B1} + R_2 + r_{B2}} v_f.$$

Nessa expressão temos termos que fazem com que v_P dependa da temperatura, as resistências r_{B1} e r_{B2} do semiconductor, Para evitarmos essa variação podemos impor a condição $v_P = \eta v_f$ pois η e v_f praticamente não dependem da temperatura. Explicitando o valor de R_2 encontraremos:

$$R_2 = \frac{(1 - \eta)R_1}{\eta v_f - 0,6} v_f + \frac{(r_{B1} + r_{B2})0,6}{\eta v_f - 0,6} + \frac{R_1 0,6}{\eta v_f - 0,6}. \quad (3.2)$$

Dessa forma podemos determinar R_2 em função de R_1 .

Analisemos agora de modo qualitativo o funcionamento do oscilador de relaxação iniciando a análise com o capacitor inicialmente descarregado. Ao conectarmos a fonte de tensão v_f uma pequena corrente atravessará o uni-junção e produzirá uma pequena tensão de saída v_o sobre o resistor R_1 . Ao mesmo tempo o capacitor começa a ser carregado pelo circuito formado pela fonte de tensão, pelo resistor de resistência R e pelo capacitor de capacitância C . A tensão no capacitor, v_E vai se elevando até atingir o valor v_P , ponto

A na curva característica da figura Fig. (3.10) quando então o unijunção entra em condução saltando para o ponto B da mesma curva. Ao entrar em condução o capacitor descarrega-se rapidamente, através das resistências $r_{B1} + R_1$, com uma corrente elevada e decrescente exponencialmente no tempo até atingir o ponto C, produzindo um aumento brusco na tensão sobre R_1 . O capacitor descarrega-se através da junção do unijunção até que a tensão $v_E = v_C$ chegue à tensão de vale v_V , ponto C, levando o unijunção ao corte.

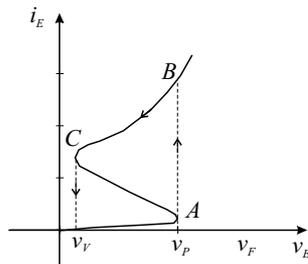


Figura 3.10: Trajetória do ponto de operação durante um ciclo do oscilador de relaxação.

Durante a condução do unijunção, além da corrente de descarga do capacitor existe também uma corrente através da resistência R_1 para formar a corrente de emissor. Contudo essa resistência deve ser suficientemente alta para que a reta de carga esteja interceptando a curva na região instável de modo que o unijunção não permaneça em condução. Uma vez cortado, o ciclo se repete e o capacitor volta novamente a se carregar.

Vejamos agora uma análise quantitativa:

Partindo do capacitor inicialmente descarregado (TUJ cortado) temos a equação da carga

$$v_C = v_f (1 - e^{-\frac{t}{RC}})$$

Em $t = t_1$ a tensão no capacitor atinge seu valor máximo v_P disparando o TUJ, figura Fig. (3.11).

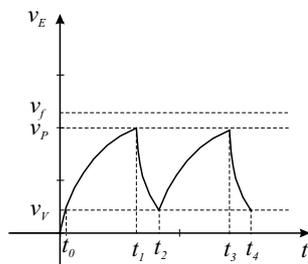


Figura 3.11: Carga e descarga do capacitor.

$$v_P = v_f (1 - e^{-\frac{t_1}{RC}})$$

$$\therefore v_P - v_f = -v_f e^{-\frac{t_1}{RC}} \quad (3.3)$$

Entrando em condução, o capacitor descarrega-se rapidamente até o tempo t_2 quando atinge a tensão v_V . O intervalo de tempo $t_2 - t_1$ é impossível de ser calculado uma vez que não sabemos o valor da resistência r_{B1} durante a condução do TUJ. Contudo esse intervalo é suficientemente pequeno para que possamos desprezá-lo.

Em seguida o capacitor volta novamente a se carregar, dessa vez partindo com uma tensão inicial v_P e o ciclo continua até atingir o tempo t_3 quando voltará novamente a se descarregar. O período da oscilação vale $T = t_4 - t_2 = t_4 - t_3 + t_3 - t_2$. Como $t_4 - t_3$ é desprezível, $T \approx t_3 - t_2 \approx t_1 - t_0$. Temos que:

$$v_V = v_f (1 - e^{-\frac{t_0}{RC}})$$

$$\therefore v_V - v_f = -v_f e^{-\frac{t_0}{RC}}. \quad (3.4)$$

Dividindo a equação (3.3) pela equação (3.4) e tomando o logaritmo chegaremos a

$$T = t_1 - t_0 = RC \ln \frac{v_V - v_f}{v_P - v_f} = RC \ln \frac{v_f - v_V}{v_f - v_P}.$$

Que expressa o período da oscilação.

Capítulo 4

O transistor bipolar de junção TBJ.

É o dispositivo semiconductor que revolucionou a eletrônica desde 1950. Basicamente é constituído por três camadas semiconductoras alternadas, tipo p , tipo n e tipo p (pnp) ou então tipo n , tipo p e tipo n (npn) chamadas de emissor (e) base (b) e coletor (c) respectivamente. A camada intermediária, a base, possui uma espessura menor que as anteriores e uma concentração de dopante muito pequena quando comparada com o emissor e o coletor. A figura (Fig. 4.1) mostra um transistor pnp . O npn é similar.

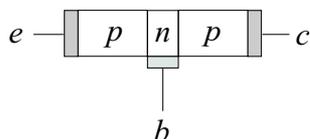


Figura 4.1: O transistor bipolar de junção.

No funcionamento normal existem três possibilidades de polarização das junções emissor-base e coletor-base. Na primeira possibilidade essas duas junções estão polarizadas diretamente, chamamos de transistor saturado, na segunda possibilidade as duas junções estão polarizadas inversamente, transistor cortado e na terceira possibilidade a junção emissor-base está diretamente polarizada e a junção coletor-base está inversamente polarizada, transistor ativo (operação normal como amplificador). As figuras (Fig. 4.2), (Fig. 4.3) e (Fig. 4.4) mostram essas três possibilidades. Nessas figuras, as resistências R_e e R_c foram introduzidas no circuito para limitar os valores das correntes não sendo estritamente necessárias se as fontes de tensão tiverem pequenos valores.

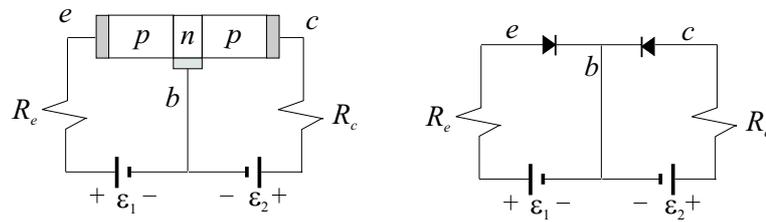


Figura 4.2: O transistor saturado e seu circuito equivalente.

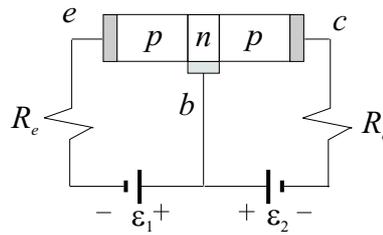


Figura 4.3: O transistor cortado.

Para um transistor *npn* as fontes de tensões são invertidas para manterem as polarizações.

Vejamos o funcionamento de um transistor *pnp* operando no modo ativo tendo como referência a figura (Fig. 4.5) onde são mostradas as correntes i_e , i_b e i_c com os sentidos verdadeiros.

Vejamos como as correntes dos portadores de cargas atravessam as junções: Como a junção emissor-base está polarizada diretamente, as lacunas (ou buracos) do emissor atravessam essa junção em direção à base. Contudo, a base é estreita e com baixa concentração de elétrons de condução e poucas lacunas conseguem completar o circuito pela base. A maior parte (mais de 90 %) atravessam a junção base-coletor entrando no coletor e indo em direção ao seu terminal para completar o circuito pela malha externa onde as duas fontes de tensão encontram-se ligadas em série no mesmo sentido.

Na junção base-emissor existe ainda um movimento de elétrons da base

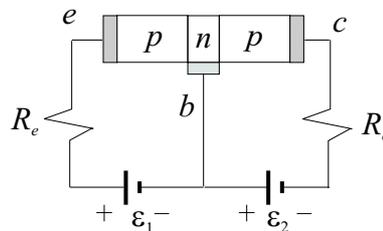


Figura 4.4: O transistor ativo.

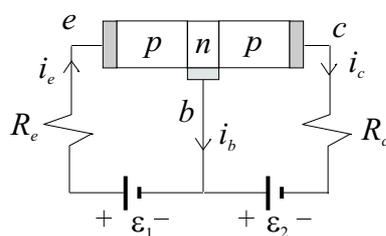


Figura 4.5: O transistor ativo e as indicações das correntes verdadeiras.

para o emissor mas essa corrente tem um valor muito pequeno devido à baixa concentração de dopante na base.

Como a junção base-coletor está polarizada inversamente, existe também uma corrente de saturação inversa (i_{cbo}) nessa junção que também é muito pequena. A corrente de coletor i_c é composta por dois termos: uma fração da corrente de emissor i_e e a corrente de saturação inversa. A fração da corrente de emissor é escrita como αi_e sendo os valores típicos de α compreendidos entre 0,90 e 0,95 a depender das concentrações de dopantes, das dimensões geométricas e um pouco da temperatura. Essa fração depende muito pouco da corrente i_c sendo aproximadamente constante em uma ampla faixa de valores dessa corrente,

$$i_c = \alpha i_e + i_{cbo}.$$

temos ainda que

$$i_e = i_b + i_c$$

então

$$i_c = \alpha(i_b + i_c) + i_{cbo} = \frac{\alpha}{1 - \alpha} i_b + \frac{i_{cbo}}{1 - \alpha} = \beta i_b + \frac{i_{cbo}}{1 - \alpha}.$$

A constante β é o ganho de corrente do transistor e depende da temperatura. Essa constante é muito grande uma vez que α é próximo da unidade tendo valores típicos da ordem de 100 ou 300 e pequenas variações em α produzem grandes variações em β . Para fins práticos podemos desprezar o termo da corrente de saturação inversa e teremos a aproximação

$$i_c \approx \beta i_b. \quad (4.1)$$

Vemos então que o transistor pode ser encarado como um amplificador de corrente quando operando na região ativa. Essa constante β também é conhecida como h_{FE} na representação dos parâmetros híbridos como veremos posteriormente, é o ganho de corrente para grandes sinais.

4.1 Curvas características do TBJ em base comum.

Vamos apresentar agora as curvas características de entrada e saída do TBJ na configuração base comum. Iniciemos com a característica de entrada num transistor *pnp* como na figura (Fig. 4.6) onde as fontes de tensão podem ser variadas.

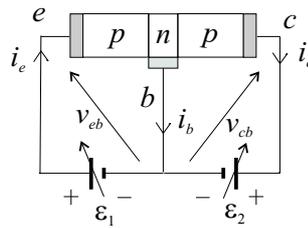


Figura 4.6: Circuito para determinar a característica de entrada de um TBJ *pnp* em base comum.

A característica de entrada $i_e \times v_{eb}$ é semelhante à característica de um diodo. Porém, a tensão v_{cb} perturba o funcionamento do diodo uma vez que a região de depleção criada na junção coletor-base, que está inversamente polarizada, influencia na condução dos portadores disponíveis para formar a corrente i_{eb} . A figura (Fig. 4.7) mostra a característica de entrada parametrizada pelos valores de v_{cb} .

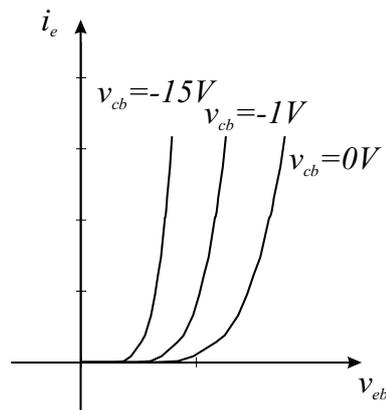


Figura 4.7: Característica de entrada de um TBJ *pnp* em base comum.

A característica de saída parametrizada pela corrente de entrada é levantada com o circuito da figura (Fig. 4.8).

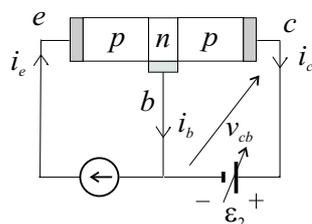


Figura 4.8: Circuito para a característica de saída de um TBJ *pnp* em base comum.

Nosso interesse é determinar as curvas de $i_c \times v_{cb}$ parametrizadas pelos valores da corrente de emissor i_e . Para isso, fixa-se um valor para a fonte de corrente e mede-se a corrente de coletor em função da tensão entre o coletor e a base. É conveniente mostrar o resultado com os valores negativos de v_{cb} no lado direito do eixo horizontal como mostra a figura (Fig. 4.9).

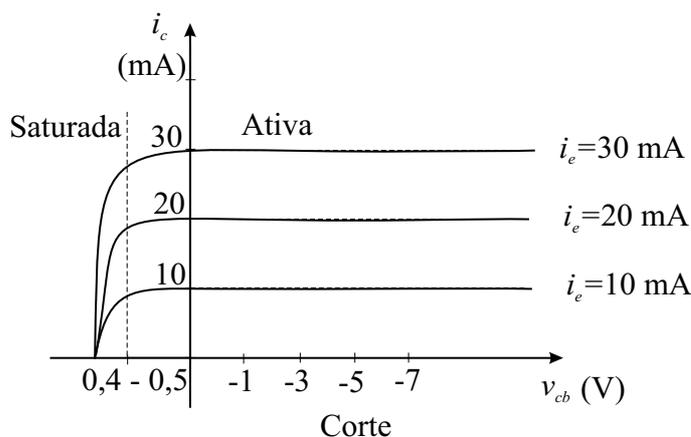


Figura 4.9: A característica de saída de um TBJ *pnp* em base comum.

A corrente de coletor estabiliza-se em um valor aproximadamente igual à corrente de emissor para uma extensa faixa de valores da tensão de polarização inversa da junção base-coletor. Essas curvas confirmam a relação $i_c = \alpha i_e + i_{cbo}$ com $\alpha \approx 1$ e $i_{cbo} \ll i_e$. Dessa forma, podemos formular um modelo para o transistor baseado em fontes de correntes para a junção base-coletor. A junção base-emissor pode ser modelada pelo modelo linear de um diodo como mostrado na figura (Fig. 4.10).

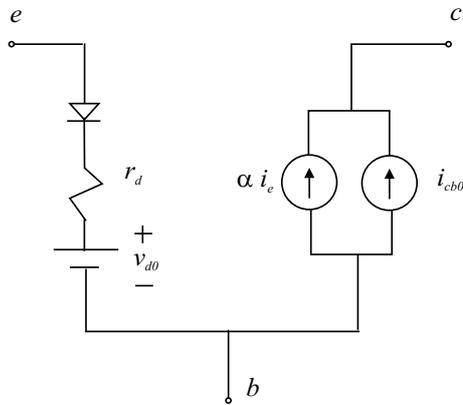


Figura 4.10: O modelo de um TBJ *pn*p em base comum.

4.2 O transistor como amplificador de sinal.

Consideremos que uma fonte de tensão senoidal seja adicionada em série no circuito de polarização da junção base-emissor (Fig. 4.11).

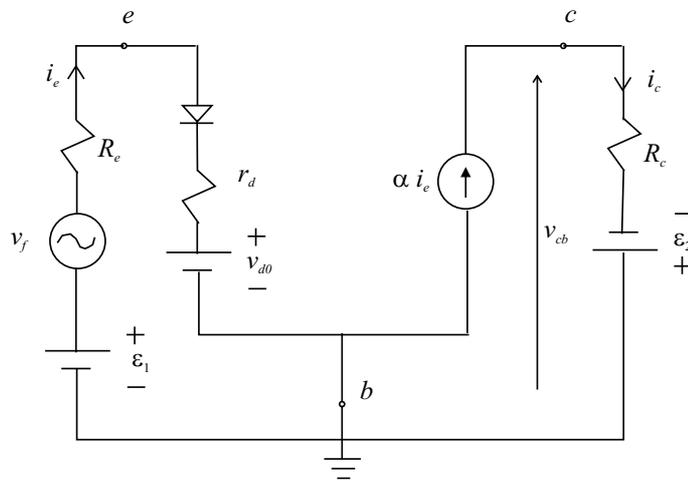


Figura 4.11: O amplificador com um TBJ *pn*p em base comum.

Faremos a hipótese que $v_f = v_{f0} \text{sen}(\omega t)$ com $v_{f0} \ll \epsilon_1$ de modo que o diodo não retifique o sinal. Se $\epsilon_1 - v_{f0} > 0,7\text{V}$ o diodo não se polariza inversamente e se $v_{f0} \ll \epsilon_1$ podemos linearizar o trecho exponencial da curva do diodo ao redor do ponto de operação. A equação do circuito de entrada é

$$\epsilon_1 + v_f = (R_e + r_d) i_e + 0,7$$

portanto

$$i_e = \frac{\epsilon_1 - 0,7}{R_e + r_d} + \frac{v_{f0} \text{sen}(\omega t)}{R_e + r_d} = i_{eq} + i_e(t)$$

onde i_{eq} é a corrente quiescente ou componente contínua e $i_e(t)$ é a componente alternada.

Do circuito de coletor com $i_c = \alpha i_e$ temos

$$v_{cb} = R_c i_c - \epsilon_2 = R_c \alpha i_e - \epsilon_2 = R_c \alpha (i_{eq} + i_e(t)) - \epsilon_2$$

portanto

$$v_{cb} = \frac{\alpha R_c}{R_e + r_d} (\epsilon_1 - 0,7) - \epsilon_2 + \frac{\alpha R_c}{R_e + r_d} v_{f0} \text{sen}(\omega t),$$

temos então $v_{cb} =$ componente contínua + componente alternada. Observe que a componente alternada foi amplificada por um fator ou ganho de tensão AC = $\alpha R_c / (R_e + r_d)$. Normalmente $r_d \ll R_e$ e $\alpha \approx 1$ de modo que o ganho AC é praticamente igual a R_c / R_e .

4.3 Curvas características do TBJ em emissor comum.

É a configuração de maior interesse prático. O terminal do emissor do transistor é comum à entrada e à saída. Tomemos por conveniência um transistor npn e o circuito de polarização mostrado na figura (Fig. 4.12). Nesse circuito vemos a junção base-emissor polarizada diretamente e a junção coletor-base polarizada inversamente desde que a fonte de tensão ϵ_2 seja suficientemente maior que a fonte de tensão ϵ_1 para manter o transistor na região ativa.

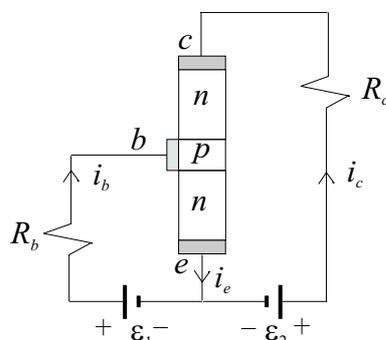


Figura 4.12: Circuito de polarização de um TBJ npn em emissor comum.

As curvas características de entrada são as curvas $i_b \times v_{be}$ parametrizadas pelos valores de v_{ce} . Essas curvas são semelhantes às curvas de um diodo. A figura (Fig. 4.13) mostra as curvas e o circuito utilizado para a determinação.

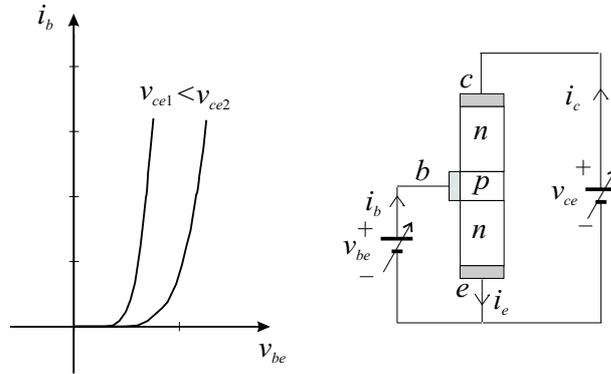


Figura 4.13: Características de entrada de um TBJ *npn* em emissor comum.

As curvas características de saída são as curvas $i_c \times v_{ce}$ parametrizadas pelos valores de i_b . A figura (Fig. 4.14) mostra as curvas e o circuito utilizado para a determinação.

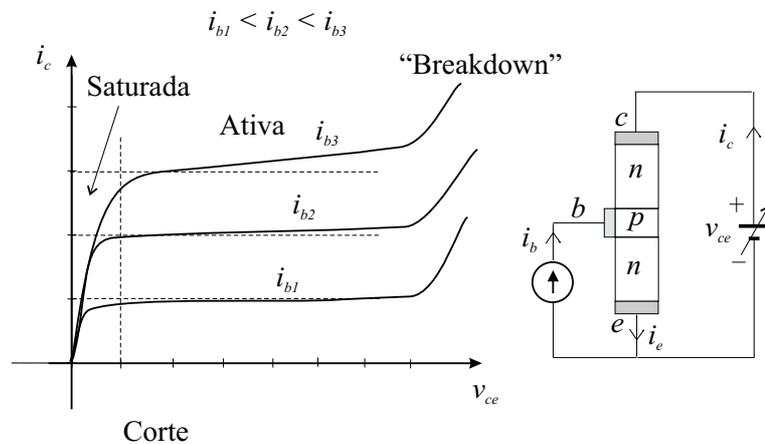


Figura 4.14: Características de saída de um TBJ *npn* em emissor comum.

As curvas mostram que na região ativa a corrente de coletor tem uma inclinação muito pequena podendo ser modelada por uma fonte de corrente controlada pelo valor da corrente de base. A corrente de coletor permanece praticamente constante em uma ampla faixa de valores de v_{ce} até alcançar a tensão de ruptura ou breakdown onde a corrente aumenta bruscamente, usualmente, danificando o TBJ.

A região saturada é caracterizada por um pequeno valor da tensão v_{ce} sendo a corrente de coletor fortemente dependente dessa tensão.

Na região ativa podemos escrever

$$i_c = \alpha i_e + i_{cbo} \quad \text{e} \quad i_e = i_c + i_b$$

ou, desprezando a corrente de saturação inversa i_{cbo} ,

$$i_c = \frac{\alpha}{1 - \alpha} i_b = \beta i_b$$

onde

$$\beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha}$$

tem valor elevado, entre 100 e 300. A figura (Fig. 4.15) mostra um modelo simplificado para o TBJ na configuração de emissor comum compatível com as curvas características. Esse modelo não leva em conta o fato das curvas da corrente de coletor serem levemente inclinadas. É necessário acrescentar um resistor de valor adequado em paralelo com a fonte de corrente controlada βi_b para considerar esse fato.

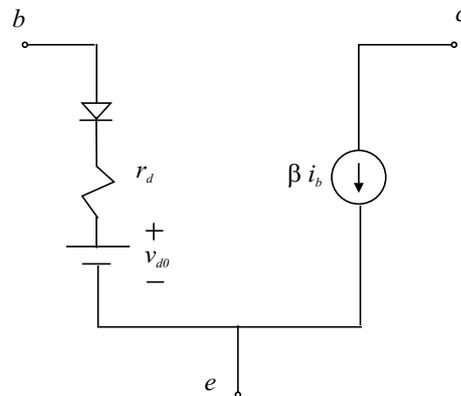


Figura 4.15: Modelo simplificado de um TBJ *npn* em emissor comum.

4.3.1 Polarização do TBJ em emissor comum.

Polarizar um transistor significa estabelecer um ponto de funcionamento para a corrente de coletor em um circuito DC (ou CC, corrente contínua) de tal forma que seja possível, posteriormente, ter um sinal alternado (AC) ao redor desse ponto. Polarizar é sinônimo de estabelecer as condições quiescentes. Considere o circuito mostrado na figura (Fig. 4.16) onde o transistor *npn* está representado pelo seu símbolo.

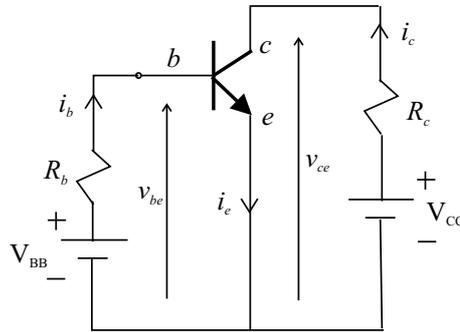


Figura 4.16: Circuito para polarizar um TBJ *n*pn em emissor comum.

Suponhamos que o transistor esteja operando na região ativa. No circuito de base temos:

$$V_{BB} = R_b i_b + v_{be} \quad \therefore i_b = \frac{V_{BB}}{R_b} - \frac{v_{be}}{R_b}$$

que é a equação da reta de carga. Com essa equação e a curva característica de entrada determinamos a corrente de base quiescente, i_{bQ} .

Do circuito de coletor temos:

$$V_{CC} = v_{ce} + R_c i_c$$

mas $i_c = \beta i_b$ e nas condições quiescentes $i_b = i_{bQ}$ e $v_{ce} = v_{ceQ}$. Portanto fica

$$v_{ceQ} = V_{CC} - R_c \beta i_{bQ}.$$

A partir do valor de v_{ceQ} podemos verificar se o transistor se encontra realmente na região ativa pois isso ocorrerá se essa tensão for aproximadamente maior que 0,2 V. Se o β do transistor não for conhecido mas tivermos conhecimento da curva característica de saída, podemos determinar a corrente de coletor quiescente para a corrente de base i_{b2} a partir do método da reta de carga como mostra a figura (Fig. 4.17) pois

$$i_c = \frac{V_{CC}}{R_c} - \frac{v_{ce}}{R_c}.$$

Observe que o estabelecimento do ponto quiescente é dependente dos valores de V_{CC} , R_c e da corrente de base uma vez que esta corrente é que define qual é a curva de saída que intercepta a reta de carga.

É importante notar que, para um determinado valor da corrente de base, podemos ter o ponto quiescente de saída na região ativa ou na região saturada, pois tudo depende da reta de carga e da corrente de base. Uma

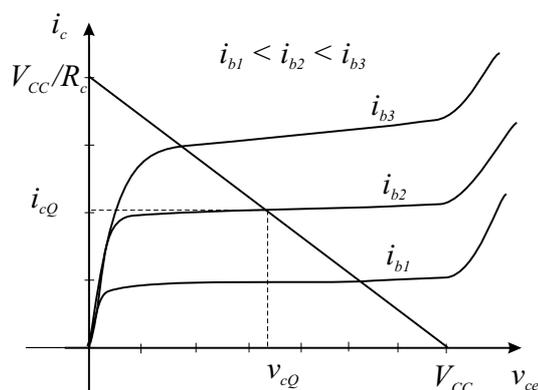


Figura 4.17: Reta de carga na característica de saída do TBJ *npn* em emissor comum.

vez estabelecida uma corrente de base diferente de zero (junção base emissor polarizada diretamente) o transistor só pode estar na região saturada ou na região ativa. Mantendo fixos os valores de V_{CC} e R_c , teremos uma reta de carga definida e considerando que o valor da corrente de base possa ser controlado à vontade pela variação de V_{BB} ou de R_b , para cada valor de corrente de base teremos uma curva característica de saída. Para i_b muito pequeno, a curva característica de saída praticamente se confunde com o eixo dos valores de v_{ce} ($i_c = 0$) caracterizando a região próxima ao corte. Na medida que aumentamos o valor de i_b a característica de saída se eleva e o ponto quiescente se desloca sobre a reta de carga dentro da região ativa. Aumentando muito a corrente de base é possível que o ponto quiescente entre na região saturada. Em outras palavras, variando-se a corrente de base é possível levar o transistor do corte para a região ativa e para a saturação.

O problema básico do projeto é estabelecer o ponto quiescente e determinar os valores dos resistores para obter os valores do ponto quiescente. Normalmente já se dispõem de uma fonte de alimentação DC (Ex: 9 V, 12 V, etc.). O resistor de coletor terá seu valor definido pelo ganho de tensão que se deseja obter para o amplificador como será visto posteriormente. Assim, fica definida uma reta de carga.

A escolha do ponto quiescente normalmente é feita aproximadamente no meio da reta de carga de modo que seja possível excursionar esse ponto simetricamente com máximo valor. De posse dos dados do fabricante, utilizam-se as curvas características de saída procurando a interseção com a reta de carga para o ponto quiescente desejado e lê-se na curva característica correspondente qual é o valor da corrente de base dessa curva.

Caso não se disponha das curvas características de saída do fabricante

deverá ter sido fornecido um gráfico de $i_c \times i_b$ ou então de $\beta \times i_c$. Com qualquer dessas informações fornecida pelo fabricante podemos determinar o valor de i_b quiescente, restando apenas determinar os valores de V_{BB} e R_b que produzirão tal corrente juntamente com a característica de entrada do transistor.

O valor da corrente de base quiescente corresponde a uma tensão v_{beQ} na curva característica de entrada ou então através da curva $i_c \times v_{be}$ algumas vezes fornecida pelo fabricante. Sabendo-se esse valor de v_{beQ} , resta determinar V_{BB} e R_b . Em princípio, pode-se arbitrar um desses valores e calcular o outro, pode-se por exemplo fazer $V_{BB} = V_{CC}$ para utilizar apenas uma única fonte e determinar R_b pela equação de entrada:

$$R_b = \frac{V_{CC} - v_{beQ}}{i_{bQ}}.$$

Quando optamos por esse caminho, dizemos que a polarização é fixa no sentido que a corrente de base é praticamente fixa, pois a tensão v_{be} varia muito pouco. A figura (Fig. 4.18) mostra esse tipo de polarização.

$$i_b = \frac{V_{CC} - v_{be}}{R_b}.$$

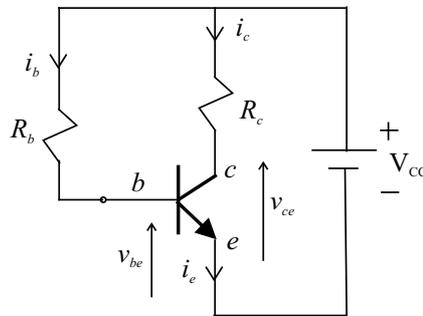


Figura 4.18: Polarização fixa em emissor comum.

Suponhamos que para um determinado transistor tenhamos determinado $v_{be} = 0,70 \pm 0,05$ V, $R_b = 2,93 \times 10^6 \Omega$ e uma alimentação $V_{CC} = 30$ V. Teremos então:

$$i_b = \frac{30 - 0,70 \pm 0,05}{2,93 \times 10^6} = (10,00 \pm 0,02) \mu\text{A}.$$

Observe que a variação de i_b é muito pequena, por isso falamos em polarização fixa.

Apesar desse esquema de polarização ser muito simples ele é pouco utilizado na prática, pois a corrente de coletor é fortemente dependente do β do transistor que varia muito, até mais do dobro do valor entre transistores de mesmo código, podendo leva-lo da região ativa para a região saturada pela simples troca do transistor por outro supostamente igual. Vejamos um exemplo:

Consideremos um circuito em emissor comum alimentado por 15 V com $R_c = 1,0 \text{ k}\Omega$ que deve ser polarizado com tensão v_{ceQ} de 5 V, com polarização fixa sendo o transistor o BC547A que possui um $\beta = 200$ típico podendo variar entre 110 e 240. Traçando a reta de carga na curva característica de saída fornecida pelo fabricante encontraremos uma corrente de coletor quiescente $i_{cQ} = 10 \text{ mA}$. Com o valor $\beta = 200$, corresponde uma corrente de base quiescente $i_{bQ} = 10/200 = 50\mu\text{A}$.

Consultando a curva $i_c \times v_{be}$ encontraremos $v_{beQ} = 720 \text{ mV}$. Determinemos o resistor de base:

$$R_b = \frac{V_{CC} - v_{beQ}}{i_{beQ}} = \frac{15 - 0,72}{50 \times 10^{-6}} = 280 \times 10^3 \Omega.$$

Suponha que o transistor BC547 seja substituído por outro de mesmo código com $\beta = 300$. Vejamos a alteração no ponto quiescente. Observemos de início que não existe alteração na corrente de base pois ela é independente do valor de β , contudo haverá mudança na corrente de coletor quiescente. Se o transistor continuar na região ativa, o valor esperado para essa corrente será $i_{cQ} = 300 \times 50 \times 10^{-6} = 15 \text{ mA}$. Mas de acordo com a equação do circuito de saída:

$$v_{ce} = V_{CC} - R_c i_c = 15 - 15 \times 10^{-3} \times 1 \times 10^3 = 0\text{V}.$$

Ou seja, o transistor está na região saturada!

Vejamos agora um outro processo de polarizar o transistor que é praticamente insensível às variações de β . Isso pode se conseguir acrescentando um resistor no emissor conforme a figura (Fig. 4.19).

Desejamos a operação na região ativa onde $i_c = \beta i_b$. Temos que:

$$V_{CC} = R_e i_e + v_{ce} + R_c i_c \quad \text{e} \quad i_e = i_c + i_b = (\beta + 1) i_b.$$

Na entrada:

$$V_{BB} = R_b i_b + v_{be} + R_e i_e = R_b \frac{i_e}{\beta + 1} + v_{be} + R_e i_e = v_{be} + \left(\frac{R_b}{\beta + 1} + R_e \right) i_e$$

$$\therefore i_e = \frac{V_{BB} - v_{be}}{\frac{R_b}{\beta + 1} + R_e}$$

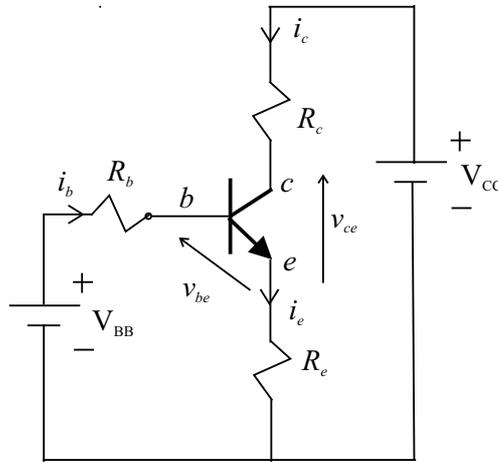


Figura 4.19: Polarização com resistor de emissor em emissor comum.

Nessa equação notamos que i_e depende de v_{be} e do β do transistor. Ambos variam com a temperatura e de transistor para transistor. Contudo, podemos tornar i_e praticamente insensível às variações de v_{be} e β se fizermos $V_{BB} \gg v_{be}$ e $R_e \gg (R_b/(\beta + 1))$

$$\therefore i_e \approx \frac{V_{BB} - 0,7}{R_e}$$

e sendo $i_b = i_c/\beta \ll i_c$ teremos $i_e \approx i_c$.

Desse modo, a corrente de coletor é praticamente constante e seu valor é estabelecido pela tensão V_{BB} e pelo resistor com resistência R_e , independente de R_c e V_{CC} desde que o transistor opere na região ativa.

Como não é prático ter uma fonte de tensão exclusiva V_{BB} , além da outra fonte de tensão V_{CC} , pode-se obter o valor da tensão V_{BB} a partir de um divisor de tensão resistivo conectado ao V_{CC} como na figura (Fig. 4.20). Chama-se circuito de polarização automática esse circuito contendo um divisor de tensão na entrada e um resistor de emissor.

O divisor de tensão tem o equivalente de Thevenin igual a à fonte de tensão V_{BB} em série com R_b .

$$R_b = R_1 // R_2 = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}$$

e

$$V_{BB} = \frac{R_2}{R_1 + R_2} V_{CC}.$$

Resolvendo para R_1 e R_2 teremos:

$$R_1 = \frac{R_b V_{CC}}{V_{BB}} \quad \text{e} \quad R_2 = \frac{V_{CC} R_b}{V_{CC} - V_{BB}}.$$

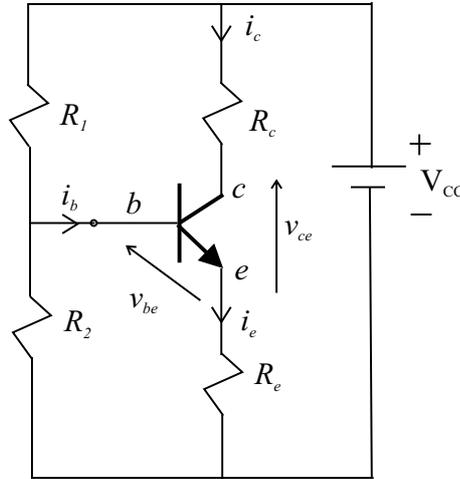


Figura 4.20: Polarização automática com resistor de emissor em emissor comum.

Até agora não apresentamos nenhum critério para determinar qual seria o valor R_e ótimo do resistor de emissor, apenas dissemos que a condição $R_e \gg (R_b/(\beta+1))$ deveria ser respeitada. O estudo da estabilidade térmica do transistor permitirá estabelecer um critério para determinarmos o valor de R_e como veremos.

4.3.2 Fatores de estabilidade térmica na polarização automática

A corrente de polarização de coletor, i_{cQ} é função do β do transistor, da tensão V_{be} e da corrente de saturação inversa, I_{cbo} . Essas três variáveis mudam de transistor para transistor e em um mesmo transistor mudam com a temperatura. Podemos escrever:

$$i_c = i_c(\beta, v_{be}, i_{cbo}).$$

Para pequenas variações podemos considerar a aproximação diferencial

$$\Delta i_c \approx \frac{\partial i_c}{\partial \beta} \Delta \beta + \frac{\partial i_c}{\partial v_{be}} \Delta v_{be} + \frac{\partial i_c}{\partial i_{cbo}} \Delta i_{cbo} = S_\beta \Delta \beta + S_{v_{be}} \Delta v_{be} + S_{i_{cbo}} \Delta i_{cbo}.$$

onde chamamos S_i de fator de estabilidade térmica com relação à variável i .

É desejável que os três fatores de estabilidade sejam os menores possíveis de modo que a corrente i_c varie muito pouco com as variações de β , v_{be} e i_{cbo} .

Como veremos, cada um desses fatores de estabilidade depende dos resistores de polarização. Estudaremos apenas o caso da polarização automática. Expressemos a corrente de coletor i_c em função dessas variáveis:

$$\begin{aligned} i_c &= i_e - i_b = \beta i_b + (\beta + 1) i_{cbo} \\ \therefore i_b &= \frac{i_c - (\beta + 1) i_{cbo}}{\beta} \end{aligned}$$

Do circuito de entrada temos:

$$V_{BB} = R_b i_b + v_{be} + R_e i_e = R_b i_b + v_{be} + R_e (i_c + i_b)$$

substituindo a expressão de i_b fica

$$\begin{aligned} V_{BB} &= (R_b + R_e) \frac{i_c - (\beta + 1) i_{cbo}}{\beta} + v_{be} + R_e i_c, \\ \therefore i_c &= \frac{\beta}{R_e + R_b + \beta R_e} (V_{BB} - v_{be}) + \frac{R_e + R_b}{R_e + R_b + \beta R_e} (\beta + 1) i_{cbo}. \end{aligned}$$

Podemos agora calcular os fatores de estabilidade:

$$\begin{aligned} S_{v_{be}} &= \frac{\partial i_c}{\partial v_{be}} = -\frac{\beta}{R_e + R_b + \beta R_e}, \\ S_{i_{cbo}} &= \frac{\partial i_c}{\partial i_{cbo}} = \frac{R_e + R_b}{R_e + R_b + \beta R_e} (\beta + 1) \end{aligned}$$

Reescrevamos i_c para calcular o último fator de estabilidade

$$i_c = \frac{\beta}{R_e + R_b + \beta R_e} \left[V_{BB} - v_{be} + (R_e + R_b) \frac{\beta + 1}{\beta} i_{cbo} \right].$$

Como $\beta \gg 1$, $\frac{\beta+1}{\beta} \approx 1$, então

$$S_\beta = \frac{\partial i_c}{\partial \beta} \approx [V_{BB} - v_{be} + (R_e + R_b) i_{cbo}] \frac{R_e + R_b}{(R_e + R_b + \beta R_e)^2}.$$

A parcela $(R_e + R_b) i_{cbo}$ é muito pequena quando comparada com $V_{BB} - v_{be}$. Além disso temos também que

$$V_{BB} - v_{be} = R_b i_b + R_e i_e = R_b \frac{i_c}{\beta} + R_e \left(i_c + \frac{i_c}{\beta} \right) = \frac{i_c}{\beta} [R_b + (\beta + 1) R_e]$$

então

$$S_\beta = \frac{\partial i_c}{\partial \beta} \approx \frac{i_c}{\beta} [R_b + (\beta + 1) R_e] \frac{R_e + R_b}{(R_e + R_b + \beta R_e)^2}$$

$$S_{\beta} \approx \frac{i_c}{\beta} \frac{R_e + R_b}{R_e + R_b + \beta R_e}.$$

Observando os três fatores de estabilidade, vemos que $S_{i_{cbo}}$ é numericamente maior que S_{β} e $S_{v_{be}}$. Portanto, se dimensionarmos os resistores de polarização de modo a minimizar $S_{i_{cbo}}$, automaticamente estaremos minimizando os outros fatores. Por isso esse fator é considerado o mais importante.

Temos as seguintes expressões aproximadas considerando $\beta \gg 1$:

$$S_{\beta} \approx \frac{R_e + R_b}{\beta^2 R_e} i_c,$$

$$S_{v_{be}} \approx -\frac{1}{R_e},$$

$$S_{i_{cbo}} \approx 1 + \frac{R_b}{R_e}.$$

A experiência mostra que um fator de estabilidade $S_{i_{cbo}}$ menor que 10 é um bom compromisso (para não reduzir excessivamente o ganho do amplificador). Nos circuitos mais exigentes, pode-se considerar um fator de estabilidade menor que 5.

Veamos um exemplo de polarização automática utilizando o transistor BC547B. Vamos polarizar o transistor de modo que $v_{ceQ} = 5$ V, que o ganho de corrente, $\beta = h_{FE}$ seja o maior possível e que o fator de estabilidade seja menor que 10. Consideraremos também que o ganho de sinal (veremos posteriormente) imponha uma resistência de coletor $R_c = 1,5$ k Ω .

Pelas curvas fornecidas pelo fabricante podemos observar que o valor máximo do ganho β corresponde a uma corrente de coletor entre 5 e 15 mA com muito pouca variação nessa região. Escolheremos uma corrente de coletor quiescente igual a 5 mA. Para essa corrente corresponde $\beta = h_{FE} = 300$, $v_{beQ} = 690$ mV.

Suponha que a fonte de alimentação seja $V_{CC} = 15$ V. Determinar R_e , R_1 e R_2 . Temos:

$$V_{CC} = R_c i_c + v_{ce} + R_e i_e = R_c i_c + v_{ce} + R_e \left(i_c + \frac{i_c}{\beta} \right)$$

$$R_e = \frac{V_{CC} - R_c i_c - v_{ce}}{i_c + \frac{i_c}{\beta}}$$

$$R_e = \frac{15 - 1500 \times 0,005 - 5}{0,005 + \frac{0,005}{300}} = 498 \Omega, \quad (470 + 27) \text{ em valores comerciais.}$$

Queremos $S_{i_{cbo}} \approx 1 + \frac{R_b}{R_e} < 10$, portanto $R_b < 9 R_e = 9 \times 498$, ou $R_b < 4480 \Omega$.

Calculemos V_{BB} para em seguida calcularmos R_1 e R_2 .

$$V_{BB} = R_b i_b + v_{be} + R_e i_e = 4480 \frac{0,005}{300} + 0,69 + 498 \times 0,005 = 3,25 \text{ V.}$$

$$R_1 = \frac{R_b V_{CC}}{V_{BB}} \quad \text{e} \quad R_2 = \frac{V_{CC} R_b}{V_{CC} - V_{BB}}.$$

$$R_1 = \frac{15}{3,25} 4480 = 20680 \, \Omega, \quad (18000 + 2700)$$

$$R_2 = \frac{15}{15 - 3,25} 4480 = 5720 \, \Omega, \quad (5600 + 120).$$

Observação: Na escolha dos valores comerciais para R_1 e R_2 procuramos uma combinação cujo resultado produza o resultado mais próximo possível do valor do V_{BB} calculado podendo relaxar o valor de R_b pois a queda de tensão nessa resistência é pequena.

4.3.3 O transistor amplificando pequenos sinais.

Consideremos que o transistor está polarizado na região ativa pelo método de polarização automática tendo uma condição quiescente bem determinada. Vimos anteriormente que a presença de um sinal alternado juntamente com um nível DC de polarização pode ser compreendido como a superposição ou soma do valor alternado com o valor quiescente. Isto é válido para tensões e correntes tanto na entrada como na saída desde que seja possível considerar o modelo linear para o transistor. Vimos também que a aproximação linear só é válida quando a amplitude do sinal alternado é pequena quando comparada ao valor quiescente.

Uma vez que já sabemos fixar o ponto de trabalho do transistor por meio da polarização automática, passaremos a estudar o modelo linear para o transistor considerando apenas os sinais AC (pequenos sinais alternados).

O modelo linear mais utilizado para representar o transistor em baixas frequências é o modelo dos parâmetros híbridos ou modelo h .

Nesse modelo, considera-se como variável independente a corrente de entrada e a tensão de saída e como variáveis dependentes a tensão de entrada e a corrente de saída de acordo com o diagrama da figura (Fig. 4.21).

Escrevemos as seguintes relações lineares:

$$v_1 = h_{11} i_1 + h_{12} v_2$$

$$i_2 = h_{21} i_1 + h_{22} v_2$$

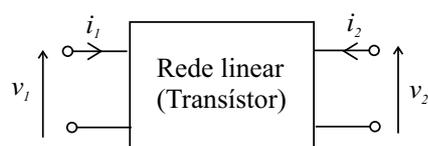


Figura 4.21: Convenções de tensões e correntes no quadripolo que representa o transistor.

e tentaremos encontrar um modelo para o transistor que se encaixe nessas equações. A escolha desses parâmetros é justificada pela facilidade experimental de medi-los em laboratório.

Existem três possibilidades de configurar o transistor de modo que para os sinais AC possamos considerar um dos seus terminais como estando aterrado, ou seja, o terminal é comum à entrada e à saída. As configurações são a de emissor comum, a de base comum e a de coletor comum. Cada uma delas pode ser obtida aterrando-se o respectivo terminal, *apenas para os sinais AC*, utilizando-se um capacitor com capacitância suficientemente alta de modo a produzir uma reatância capacitiva desprezível, na frequência de operação, quando comparada à resistência conectada ao terra. Vejamos a configuração emissor comum mostrada na figura (Fig. 4.22).

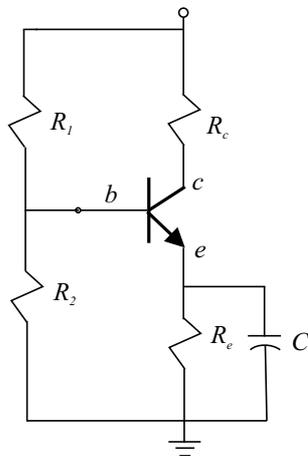


Figura 4.22: Transistor na configuração emissor comum para sinais AC.

Deveremos ter $X_c = \frac{1}{\omega C} \ll R_e$ para considerar o emissor efetivamente aterrado para os sinais AC. A componente DC da corrente de emissor não atravessa o capacitor, atravessa somente o resistor de emissor. A componente AC da corrente de emissor atravessa o capacitor quase na sua totalidade uma vez que a reatância capacitiva é muito menor que a resistência de emissor.

Uma observação **importantíssima**: As fontes de tensão DC utilizadas

para polarizar o transistor são consideradas como curto circuito para os sinais AC, a reatância da fonte é nula em toda a faixa de frequência de interesse.

Um modelo para o transistor deve representar as variações que existem nas curvas características ao redor do ponto quiescente. Na característica de entrada a inclinação da reta no modelo linear varia um pouco com a tensão v_{ce} e na característica de saída as retas não são paralelas ao eixo horizontal ($i_c = 0$). Além disso, a separação entre as retas não é a mesma para incrementos constantes na corrente de base, β não é estritamente constante mas esse efeito é muito pequeno. Um modelo que represente o transistor deve levar tudo isso em conta. A figura (Fig. 4.23) mostra o modelo onde os índices nos parâmetros h tem os seguintes significados: i = input ou entrada, r = reverse ou reverso, f = forward ou direto e o = output ou saída. O índice e significa emissor comum. Observar que as tensões e correntes v e i agora significam pequenas variações ou componente AC.

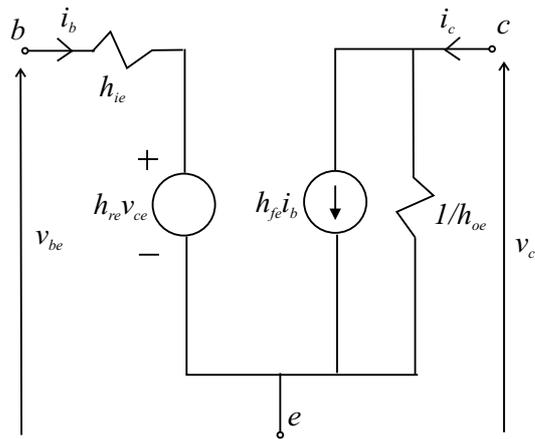


Figura 4.23: Modelo na configuração emissor comum para pequenos sinais AC.

Esse modelo corresponde à representação dos parâmetros híbridos com uma nova nomenclatura

$$v_{be} = h_{ie} i_b + h_{re} v_{ce}$$

$$i_c = h_{fe} i_b + h_{oe} v_{ce}$$

Onde h_{ie} é a resistência de entrada com a saída em curto-circuito na configuração emissor comum, h_{re} é o ganho de tensão reverso com a entrada aberta na configuração emissor comum, h_{fe} é o ganho de corrente com a saída em curto-circuito na configuração emissor comum e h_{oe} é a condutância de saída com a entrada aberta na configuração emissor comum. Os valores desses

parâmetros são dados pelo fabricante do transistor na forma de gráficos. Esse modelo será utilizado no estudo do amplificador a transistor.

4.4 Amplificadores de pequenos sinais.

Na representação de um amplificador mostrado na figura (Fig. 4.24) estabelecemos algumas convenções e definições:

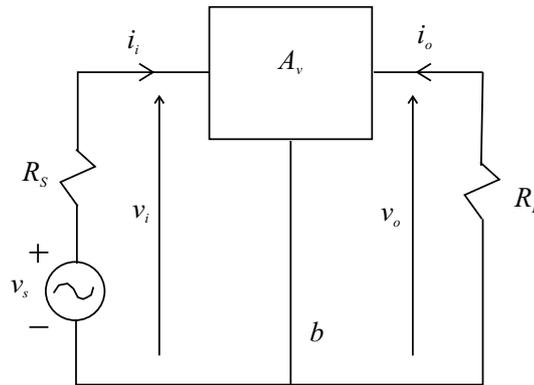


Figura 4.24: Convenções de tensões e correntes na representação de um amplificador.

Definimos algumas grandezas importantes:

- $A_v = \frac{v_o}{v_i}$, ganho de tensão do amplificador,
- $A_i = \frac{i_o}{i_i}$, ganho de corrente
- $A_{vs} = \frac{v_o}{v_s}$, ganho de tensão com relação à fonte,
- $A_{is} = \frac{i_o}{i_s}$, ganho de corrente com relação à fonte,
- $R_i = \frac{v_i}{i_i}$, resistência de saída,
- $R_o = \frac{v_o}{i_o} \Big|_{v_s=0}$, resistência de saída.

O amplificador será implementado por um transistor com seus resistores de polarização e capacitores de acoplamento e desacoplamento. Iniciemos com um amplificador a transistor na configuração emissor comum, figura (Fig. 4.25).

Os capacitores C_i e C_o acoplam o sinal AC da fonte para o transistor e do transistor para a resistência de carga R_L respectivamente. O capacitor C_e (às vezes chamado de capacitor de desacoplamento DC) acopla o sinal AC do

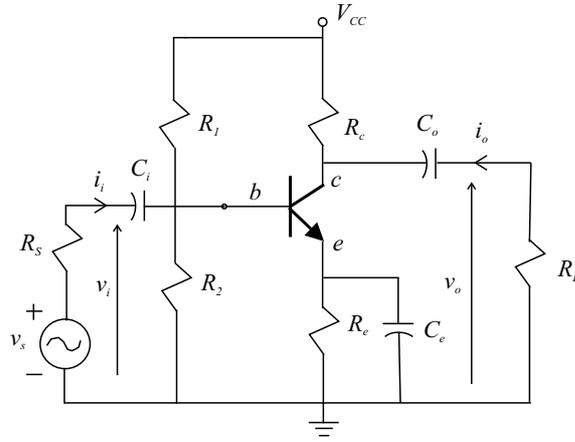


Figura 4.25: Amplificador a transistor em emissor comum.

emissor para o terra. Todos esses capacitores devem ter capacitâncias suficientemente altas para que as reatâncias capacitivas na faixa de frequências de interesse sejam muito pequenas, efetivamente nulas, quando comparadas com as resistências a eles associadas. Esses capacitores bloqueiam a passagem de corrente DC evitando alterações nas correntes de polarização do transistor garantindo o ponto quiescente.

No exemplo anterior, $R_e = 470 \Omega$. Para uma frequência $f = 1,0 \text{ kHz}$ deveremos ter $X_C \ll R_e$, ou seja

$$\frac{1}{\omega C_e} \ll R_e \quad \therefore C_e \gg \frac{1}{2\pi \cdot 10^3 \cdot 470} \approx 0,34 \mu\text{F}.$$

Podemos utilizar um valor comercial dez vezes maior como $4,7 \mu\text{F}$ ou mesmo $10 \mu\text{F}$.

Vamos agora substituir o transistor por seu modelo para pequenos sinais AC levando em conta que as capacitâncias são todas de valores muito altos, que a fonte de alimentação V_{CC} está efetivamente aterrada para os sinais AC e que a resistência de carga R_L não esteja presente, essa resistência pode ser colocada em paralelo com o resistor de coletor R_c posteriormente. Veja a figura (Fig. 4.26).

Iniciemos calculando o ganho de corrente com relação à fonte considerando a corrente de saída como sendo a corrente em R_c .

$$A_{is} = \frac{-i_c}{i_s}.$$

$$\frac{v_o}{R_c} = -i_c = -h_{fe} i_b - h_{oe} v_o, \quad \therefore v_o = -\frac{h_{fe} i_b}{h_{oe} + \frac{1}{R_c}}, \quad (4.2)$$

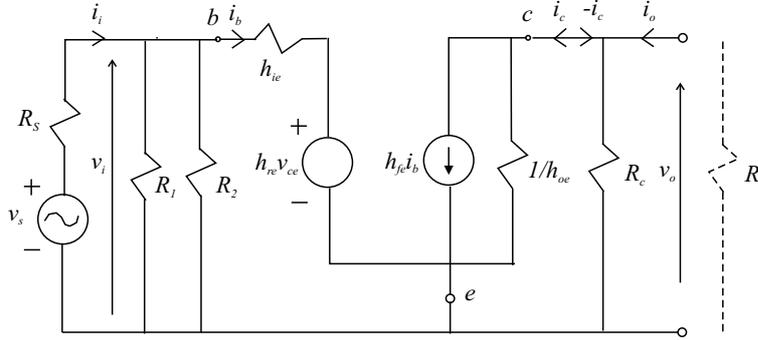


Figura 4.26: Amplificador a transístor em emissor comum para pequenos sinais.

portanto

$$-i_c = -h_{fe} i_b + h_{oe} \frac{h_{fe} i_b}{h_{oe} + \frac{1}{R_c}} = \left(\frac{h_{oe} h_{fe}}{h_{oe} + \frac{1}{R_c}} - h_{fe} \right) i_b \quad (4.3)$$

e

$$i_s = i_i = \frac{v_i}{R_1 // R_2} + i_b = \frac{v_i}{R_b} + i_b = \frac{h_{ie} i_b + h_{re} v_o}{R_b} + i_b. \quad (4.4)$$

Substituindo v_o , (eq. 4.2) fica

$$i_s = \left(\frac{h_{ie}}{R_b} - \frac{h_{re} h_{fe}}{R_b \left(h_{oe} + \frac{1}{R_c} \right)} + 1 \right) i_b. \quad (4.5)$$

Dividindo $-i_c$ (eq. 4.3) por i_s (eq. 4.5) teremos

$$A_{i_s} = \frac{\left(\frac{h_{oe} h_{fe}}{h_{oe} + \frac{1}{R_c}} - h_{fe} \right)}{\left(\frac{h_{ie}}{R_b} - \frac{h_{re} h_{fe}}{R_b \left(h_{oe} + \frac{1}{R_c} \right)} + 1 \right)}. \quad (4.6)$$

Quando a resistência R_b tem valor muito elevado, na equação (eq. 4.5) a corrente i_s é praticamente igual à corrente i_b e a expressão para o ganho $A_{i_s} \approx i_o/i_b$ simplifica

$$A_{i_s} \approx \frac{i_o}{i_b} \approx \frac{-h_{fe}}{h_{oe} R_c + 1}. \quad (4.7)$$

Veamos o ganho de tensão A_v ,

$$A_v = \frac{v_o}{v_i} = \frac{-R_c i_c}{h_{ie} i_b + h_{re} v_o} = \frac{-R_c (h_{fe} i_b + h_{oe} v_o)}{h_{ie} i_b + h_{re} v_o},$$

Mas

$$v_o = -h_{fe} i_b \left(R_c // \frac{1}{h_{oe}} \right) = -h_{fe} i_b \frac{R_c}{1 + R_c h_{oe}},$$

então

$$A_v = -\frac{R_c \left(h_{fe} i_b - \frac{h_{fe} R_c}{1 + R_c h_{oe}} h_{oe} i_b \right)}{h_{ie} i_b - h_{re} h_{fe} i_b \frac{R_c}{1 + R_c h_{oe}}}$$

$$A_v = -\frac{R_c h_{fe}}{h_{ie} + (h_{ie} h_{oe} - h_{re} h_{fe}) R_c}. \quad (4.8)$$

Vejamos a resistência de entrada R_i vista pela fonte

$$R_i = \frac{v_i}{i_s} = \frac{h_{ie} i_b + h_{re} v_o}{i_s} = \frac{h_{ie} i_b + h_{re} \left(\frac{-h_{fe} R_c i_b}{1 + h_{oe} R_c} \right)}{i_s}$$

substituindo i_s , (eq. 4.5) fica

$$R_i = \frac{h_{ie} i_b - h_{re} \left(\frac{-h_{fe} R_c i_b}{1 + h_{oe} R_c} \right)}{\left(\frac{h_{ie}}{R_b} - \frac{h_{re} h_{fe}}{R_b (h_{oe} + \frac{1}{R_c})} + 1 \right) i_b}$$

$$R_i = \frac{\left(h_{ie} - \frac{h_{re} h_{fe}}{h_{oe} + \frac{1}{R_c}} \right) R_b}{h_{ie} - \frac{h_{re} h_{fe}}{h_{oe} + \frac{1}{R_c}} + R_b} \quad (4.9)$$

Se $h_{oe} R_c \ll 1$ as expressões do ganho e da resistência de entrada são mais simplificadas e se $h_{re} h_{fe} R_c \ll h_{ie}$, as expressões simplificam mais ainda. Caso essas condições ocorram, podemos utilizar o modelo simplificado para o transistor em pequenos sinais. Veja a figura (Fig. 4.27).

Nesse caso as expressões simplificam bastante:

$$A_v = -\frac{R_c h_{fe}}{h_{ie}} \quad (4.10)$$

$$R_i \approx \frac{h_{ie} R_b}{h_{ie} + R_b} = h_{ie} // R_b. \quad (4.11)$$

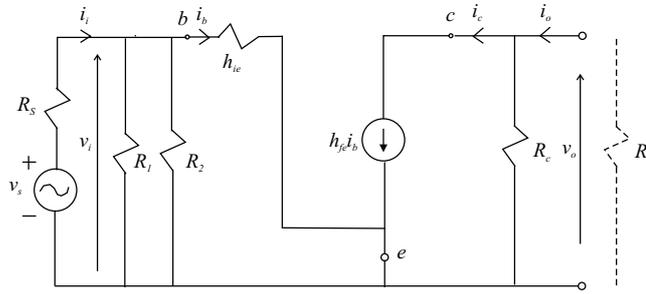


Figura 4.27: Modelo simplificado do transístor para pequenos sinais.

Exemplo:

Desejamos projetar um amplificador a transístor em emissor comum com um ganho de tensão igual a 10 utilizando um BC547B polarizado com $i_{cQ} = 5$ mA e $v_{cQ} = 5$ V. Determinar o valor de R_c com o modelo simplificado e verificar se as condições para essa simplificação são satisfeitas.

Para uma corrente quiescente $i_{cQ} = 5$ mA as curvas do fabricante fornecem $h_{FE} = 300$, $h_{ie} \approx 2,2$ k Ω , $h_{fe} = 360$, $h_{re} = 1,3 \times 10^{-4}$ e $h_{oe} = 60$ μ A/V.

$$|A_v| = \frac{R_c h_{fe}}{h_{ie}} = R_c \frac{360}{2,2 \times 10^3}, \quad \therefore R_c \approx 611 \Omega,$$

Verificando as condições para o modelo simplificado:

$$h_{oe} R_c = 60 \times 10^{-6} \times 611 = 3,66 \times 10^{-2} \ll 1,$$

$$h_{re} h_{fe} R_c = 1,3 \times 10^{-4} \times 360 \times 611 = 28,6 \ll h_{ie} = 2,2 \times 10^3.$$

Portanto, as condições para o modelo simplificado estão satisfeitas.

Vejamos agora como fica o ganho de corrente do amplificador:

$$A_{is} = - \frac{i_c}{i_s} = - \frac{i_c}{i_b} \frac{i_b}{i_s} = - h_{fe} \frac{i_b}{i_s}.$$

mas o divisor de corrente formado por R_b e h_{ie} produz

$$i_b = \frac{R_b}{R_b + h_{ie}} i_s,$$

$$\therefore A_{is} = - h_{fe} \frac{R_b}{R_b + h_{ie}}.$$

Calculemos agora a resistência de saída, é a resistência vista nos terminais de saída quando a excitação é nula, $v_s = 0$.

$$R_o = \left. \frac{v_o}{i_o} \right|_{v_s=0}$$

Com $v_s = 0$ temos $i_b = 0$, portanto $i_c = h_{fe} i_b = 0$. Então, a corrente i_o passa toda por R_c . Logo, $v_o = R_c i_o$.

$$R_o = \left. \frac{R_c i_o}{i_o} \right|_{v_s=0} = R_c.$$

Se considerarmos que v_s e R_s sejam o equivalente de Thevenin de um estágio anterior que esteja excitando o amplificador, é possível calcular o ganho de tensão com relação a v_s

$$A_{vs} = \frac{v_o}{v_s} = \frac{v_o}{v_i} \frac{v_i}{v_s} = A_v \frac{v_i}{v_s},$$

observando no circuito que a resistência R_b está em paralelo com h_{ie} , teremos um divisor de tensão formado por R_s e essa combinação em paralelo

$$\frac{v_i}{v_s} = \frac{R_b // h_{ie}}{R_s + R_b // h_{ie}} = \frac{R_b h_{ie}}{R_s R_b + R_s h_{ie} + R_b h_{ie}}$$

fica então

$$A_{vs} = - \frac{R_c h_{fe}}{h_{ie}} \frac{R_b h_{ie}}{R_s R_b + R_s h_{ie} + R_b h_{ie}}.$$

Exemplo:

Vejam agora um exemplo de cálculo completo para um amplificador com ganho de tensão $A_v = 100$ na configuração emissor comum com capacitor de emissor infinito e polarização automática. Utilizaremos o transistor BC547B nas mesmas condições quiescentes do exemplo anterior, $v_{ceQ} = 5$ V e $i_{cQ} = 5$ mA. A fonte de tensão de alimentação disponível é de 12 V e imporemos um fator de estabilidade $S_{i_{cbo}} < 10$. Determinar os valores de todos os resistores.

Para obter o ganho desejado já havíamos calculado no exemplo anterior a resistência de coletor como sendo $R_c = 611 \Omega$ que pode ser aproximada pela combinação de valores comerciais $(560 + 47) \Omega$.

No circuito de saída devemos ter $V_{CC} = R_c i_c + v_{ce} + R_e i_e$,

$$R_e = \frac{V_{CC} - R_c i_c - v_{ce}}{i_e}$$

mas $i_e = i_c + i_b = i_c + i_c/\beta$ ou $i_e = (5 + 5/300) \text{ mA} = 5,02 \text{ mA}$. Então fica

$$R_e = \frac{12 - 611 \cdot 5 \times 10^{-3} - 5}{5,02 \times 10^{-3}} \approx 787 \Omega \quad (680 + 100).$$

Utilizando o fator de estabilidade teremos

$$S_{i_{c0}} = 1 + \frac{R_b}{R_e} < 10, \quad \therefore R_b < 9 R_e < 7083 \Omega.$$

Vamos para o circuito de entrada e utilizaremos o valor da tensão de base-emissor quiescente dado pelo gráfico do fabricante para a corrente quiescente desejada como sendo $v_{beQ} = 690$ mV.

$$V_{BB} = R_b i_b + v_{beQ} + i_e R_e = 7083 \frac{5 \times 10^{-3}}{300} + 0,690 + 5,02 \times 10^{-3} \times 787 =$$

$$= 0,118 + 0,69 + 3,95 = 4,76 \text{ V.}$$

Com esse valor de R_b podemos determinar R_1 e R_2 ,

$$R_1 = R_b \frac{V_{CC}}{V_{BB}} = 7083 \frac{12}{4,76} = 17,8 \text{ k}\Omega$$

$$R_1 = R_b \frac{V_{CC}}{V_{CC} - V_{BB}} = 7083 \frac{12}{12 - 4,76} = 11,7 \text{ k}\Omega.$$

Se utilizarmos os valores comerciais $R_1 = 18 \text{ k}\Omega$ e $R_2 = 12 \text{ k}\Omega$ obteremos $R_b = 7200 \Omega$ que é maior que o máximo 7083Ω e $V_{BB} = 4,8 \text{ V}$ que está bom.

Se utilizarmos os valores comerciais $R_1 = 15 \text{ k}\Omega$ e $R_2 = 10 \text{ k}\Omega$ obteremos $R_b = 6000 \Omega$ que é menor que o máximo 7083Ω e $V_{BB} = 4,8 \text{ V}$ que está bom. Essa é uma melhor opção.

A resistência de entrada do amplificador será $R_i = R_b // h_{ie}$

$$R_i = \left(\frac{2,2 \times 6}{2,2 + 6} \right) \text{ k}\Omega = 1,6 \text{ k}\Omega$$

e o ganho de corrente A_{is}

$$A_{is} = h_{fe} \frac{R_b}{R_b + h_{ie}} = 360 \frac{6}{6 + 2,2} = 263.$$

A resistência de saída será $R_o = R_c = 611 \Omega$.

4.5 O amplificador de base comum.

Essa configuração é caracterizada pelo efetivo aterramento da base do transistor por um capacitor de capacitância C_b suficientemente alta para que a reatância capacitiva na frequência de interesse seja muito pequena. A entrada é considerada como sendo entre o emissor e a base e a saída como sendo entre o coletor e a base. Os sinais de entrada e saída são acoplados através de capacitores para não haver alteração nas condições quiescentes DC. A figura (Fig. 4.28) mostra essa configuração

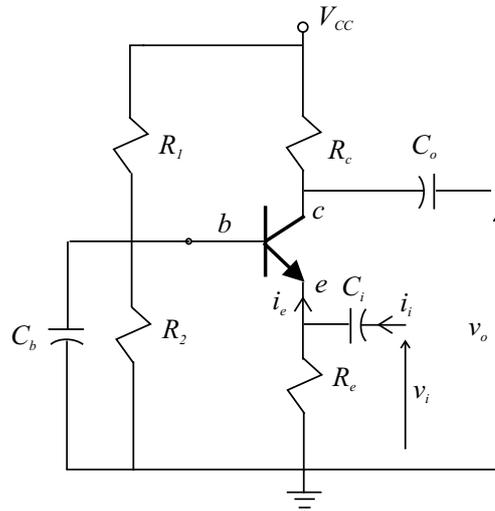


Figura 4.28: Amplificador em base comum.

A figura (Fig. 4.29) mostra o mesmo amplificador com o transistor em uma posição mais conveniente, com os resistores de polarização R_1 e R_2 substituídos por R_b e pela fonte V_{bb} . Foi acrescentado a fonte de sinal AC.

Vamos agora substituir o transistor por seu modelo simplificado e considerar apenas o sinal AC, figura (Fig. 4.30).

Calculemos o ganho de tensão A_v :

$$A_v = \frac{v_o}{v_i} = - \frac{R_c i_c}{-h_{ie} i_b} = \frac{R_c h_{fe} i_b}{h_{ie} i_b} = \frac{R_c h_{fe}}{h_{ie}}.$$

Compare com a configuração emissor comum com modelo simplificado

$$A_v = \frac{-R_c h_{fe}}{h_{ie}},$$

veja que para emissor comum existe inversão de fase .

Calculemos o ganho de corrente A_{is} :

$$A_{is} = \frac{i_c}{i_s} = \frac{i_c}{i_e} \frac{i_e}{i_s}$$

mas $i_c = h_{fe} i_b$ e $i_c + i_e = -i_b$, portanto $i_c = h_{fe} (-i_c - i_e)$. Então

$$i_c = - \frac{h_{fe}}{1 + h_{fe}} i_e$$

ou

$$\frac{i_c}{i_e} = - \frac{h_{fe}}{1 + h_{fe}} \approx -1.$$

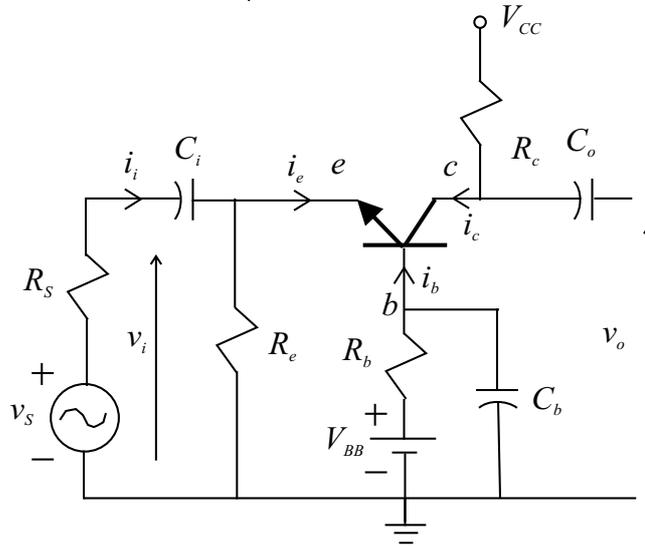


Figura 4.29: Amplificador em base comum reposicionado.

Além disso, $i_s = i_e + v_i/R_e$ e $v_i = -h_{ie} i_b$, portanto

$$i_s = i_e + \frac{v_i}{R_e} = i_e - \frac{h_{ie} i_b}{R_e}.$$

Relacionemos agora i_b com i_e . Como $i_e = -i_b - h_{fe} i_b$ fica

$$i_b = -\frac{i_e}{1 + h_{fe}},$$

sendo assim,

$$i_s = i_e + \frac{h_{ie}}{R_e} \frac{i_e}{1 + h_{fe}} = i_e \left[1 + \frac{h_{ie}}{R_e (1 + h_{fe})} \right]$$

e

$$\frac{i_e}{i_s} = \frac{R_e (1 + h_{fe})}{R_e (1 + h_{fe}) + h_{ie}}.$$

Finalmente:

$$A_{is} = -\frac{h_{fe}}{1 + h_{fe}} \frac{R_e (1 + h_{fe})}{R_e (1 + h_{fe}) + h_{ie}} = -\frac{R_e h_{fe}}{R_e (1 + h_{fe}) + h_{ie}},$$

$$|A_{is}| < 1.$$

Veja que essa configuração produz ganho de tensão e atenuação da corrente.

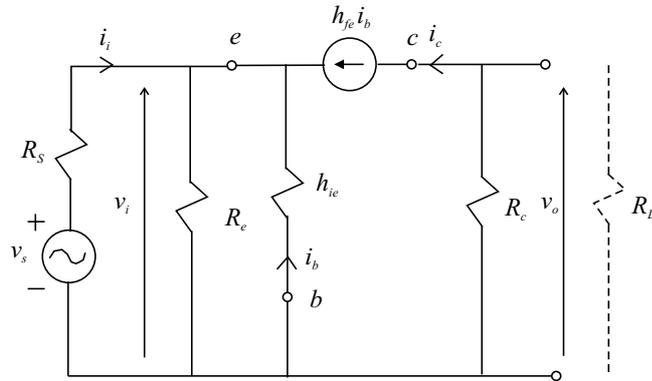


Figura 4.30: Amplificador em base comum para sinais AC e com modelo simplificado do transistor.

Calculemos a resistência de entrada no transistor $R_i = v_i/i_e$ com $v_i = -h_{ie} i_b$ e $i_e = -(1 + h_{fe}) i_b$, então

$$R_i = \frac{h_{ie}}{1 + h_{fe}} \ll h_{ie}.$$

A resistência vista pela fonte $R_i' = R_e // R_i$ é mais baixa que a resistência R_i e uma das características da configuração base comum é o baixo valor da resistência de entrada.

Vejamos agora a resistência de saída R_o que é a resistência vista na saída considerando excitação nula, $v_s = 0$. Sem excitação a corrente de base é nula e conseqüentemente a corrente de coletor também é nula logo $R_o = R_c$.

4.6 O amplificador de coletor comum.

Essa configuração é caracterizada pelo efetivo aterramento do coletor do transistor por um capacitor de capacitância C_c suficientemente alta para que a reatância capacitiva na frequência de interesse seja muito pequena. A entrada é considerada como sendo entre a base e o terra e a saída como sendo entre o emissor e o terra como na figura (Fig. 4.31).

Substituindo R_1 e R_2 pelo equivalente de Thevenin temos a figura (Fig. 4.32).

Para pequenos sinais AC temos a figura (Fig. 4.33).

Cálculo do ganho de tensão A_v .

$$A_v = \frac{v_o}{v_i}$$

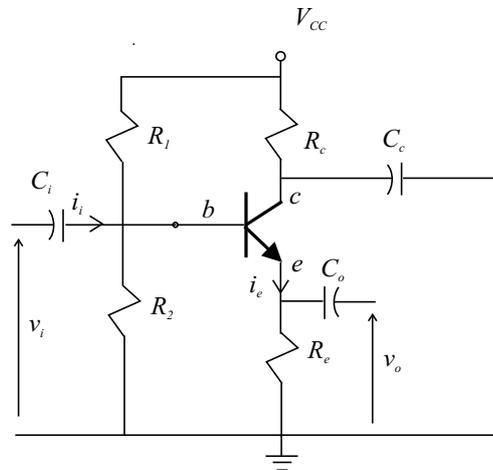


Figura 4.31: Amplificador em coletor comum.

$$\text{com } v_o = R_e i_e = R_e (i_b + h_{fe} i_b) = R_e (1 + h_{fe}) i_b.$$

Mas $i_b = (v_i - v_o)/h_{ie}$, então

$$v_o = R_e (1 + h_{fe}) \frac{v_i - v_o}{h_{ie}}$$

$$\therefore A_v = \frac{v_o}{v_i} = \frac{R_e (1 + h_{fe})}{h_{ie} + R_e (1 + h_{fe})}.$$

Observe que $A_v < 1$ nessa configuração.

Cálculo do ganho de corrente A_{is} :

$$A_{is} = \frac{i_e}{i_s} = \frac{i_e}{i_b} \frac{i_b}{i_s} = (1 + h_{fe}) \frac{i_b}{i_s}$$

temos

$$i_s = i_i = i_b + \frac{v_i}{R_b} \text{ e } v_i = h_{ie} i_b + v_o = h_{ie} i_b + R_e (1 + h_{fe}) i_b$$

portanto,

$$i_s = i_b + \frac{1}{R_b} [h_{ie} + R_e (1 + h_{fe})] i_b \quad \therefore \frac{i_b}{i_s} = \frac{R_b}{R_b + h_{ie} + R_e (1 + h_{fe})}.$$

Finalmente

$$A_{is} = \frac{R_b (1 + h_{fe})}{R_b + h_{ie} + R_e (1 + h_{fe})}.$$

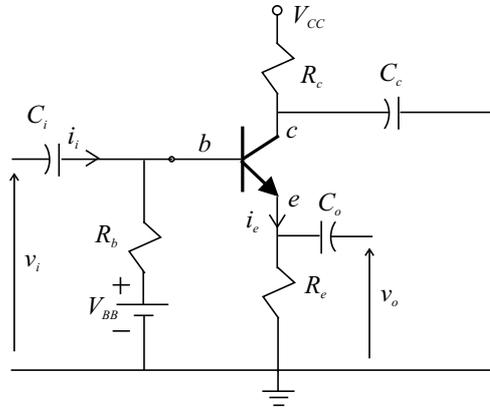


Figura 4.32: Amplificador em coletor comum com o equivalente de Thevenin na polarização da base.

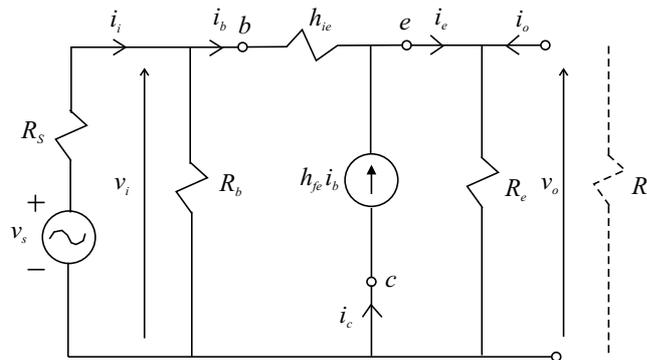


Figura 4.33: Amplificador em coletor comum com o modelo para pequenos sinais AC.

Cálculo da resistência de entrada: A resistência vista na base do transistor é

$$R_{ib} = \frac{v_i}{i_b} = \frac{h_{ie} i_b + v_o}{i_b} = \frac{h_{ie} i_b + R_e (i_b + h_{fe} i_b)}{i_b} = h_{ie} + R_e (1 + h_{fe}),$$

essa resistência tem valor elevado.

A resistência R_i vista na entrada terá o valor de R_{ib} em paralelo com R ,

$$R_i = \frac{v_i}{i_i} = R_{ib} // R.$$

A resistência de saída R_o com excitação nula será:

$$R_o = \frac{v_o}{i_o} = -\frac{R_{eqv} i_b}{i_o}, \quad R_{eqv} = h_{ie} + R_b // R_s$$

por outro lado, v_o também é igual a

$$v_o = R_e [i_o + (1 + h_{fe}) i_b]$$

$$\therefore -R_{eqv} i_b = R_e i_o + R_e(1 + h_{fe}) i_b$$

$$\therefore i_o = -\frac{R_{eqv} + R_e(1 + h_{fe})}{R_e}$$

finalmente

$$R_o = \frac{v_o}{i_o} = \frac{R_{eqv} R_e}{R_e(1 + h_{fe}) + R_{eqv}}$$

Essa resistência de saída normalmente tem valor pequeno, de alguns ohms a algumas dezenas de ohms.

A escolha de qual configuração utilizar vai depender dos objetivos desejados para o amplificador em termos de ganhos de tensão ou de corrente e em termos das resistências de entrada e saída. Tais objetivos estão relacionados com a aplicação do amplificador.

Capítulo 5

O transistor de efeito de campo

Vamos agora apresentar uma nova categoria de transistores onde o controle da corrente elétrica é realizado por um campo elétrico ao invés de uma outra corrente elétrica como no transistor bipolar apresentado anteriormente. Existem dois tipos de transistores nessa categoria; o transistor de efeito de campo de junção, o JFET, e o transistor de efeito de campo de porta metálica isolada, o MOSFET. O transistor de efeito de campo surgiu após o transistor bipolar mas as dificuldades técnicas de sua implementação fizeram com que ficasse esquecido por um certo tempo enquanto o transistor bipolar foi se desenvolvendo. Posteriormente, voltou o interesse por essa concepção e atualmente predomina em larga escala na produção dos circuitos integrados de alta complexidade e integração principalmente com o desenvolvimento da tecnologia CMOS que faz uso de dois MOS complementares como veremos adiante.

5.1 O transistor de efeito de campo de junção

Esse foi o primeiro tipo de transistor de efeito de campo desenvolvido. De modo simplificado, trata-se de uma barra semicondutora tipo n ou tipo p ladeada por outro semicondutor do tipo oposto que forma uma junção com o primeiro como mostra a figura (Fig. 5.1) .

A barra semicondutora tipo n , fracamente dopada, entre as duas regiões tipo p , fortemente dopadas, é conhecida como canal n . As duas regiões tipo p são interligadas e possuem um terminal único chamado de *gate* ou *porta* representadas pela letra g . Nas partes superior e inferior da barra tipo n existem dois contatos metálicos que formam o *drain* ou *dreno* e o *source* ou *fonte* representados pelas letras d e s respectivamente.

Consideremos inicialmente que os terminais d e s estejam conectados em

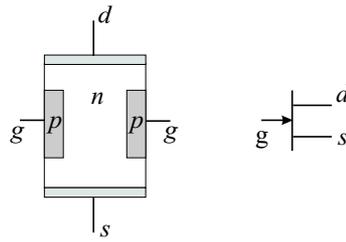


Figura 5.1: Estrutura simplificada de um JFET canal n e seu símbolo.

curto-circuito e apliquemos uma tensão $v_{gs} < 0$ entre o gate e esses dois terminais como mostra a figura (Fig. 5.2) .

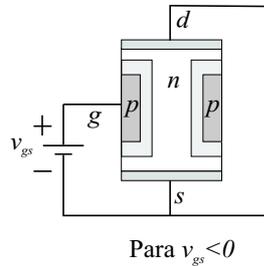


Figura 5.2: Um JFET canal n com a junção pn polarizada reversamente formando a região de depleção.

Com a junção estando reversamente polarizada para uma tensão v_{gs} negativa, forma-se uma região de depleção no canal n entre as regiões tipo p . A medida que v_{gs} torna-se mais negativa, aumenta a região de depleção estreitando-se cada vez mais o canal. Observe a simetria da região de depleção.

Consideremos agora uma outra situação em que a tensão v_{gs} seja nula e uma pequena tensão v_{ds} positiva seja aplicada entre o dreno e a fonte. Essa tensão estabelece um campo elétrico no interior do semicondutor tipo n que movimenta os portadores de carga negativa no sentido da fonte para o dreno estabelecendo uma pequena corrente elétrica como mostra a figura (Fig. 5.3) .

O canal toma um aspecto afunilado uma vez que a configuração das linhas de campo elétrico nesse caso deforma a região de depleção tornando-a maior na parte superior. Observe que a tensão v_{ds} positiva mantém a junção reversamente polarizada ao mesmo tempo que força os portadores de carga negativa a se movimentarem de baixo para cima.

Se continuarmos a aumentar a tensão v_{ds} observaremos um aumento na corrente I_{ds} devido ao aumento do campo elétrico e ao mesmo tempo,

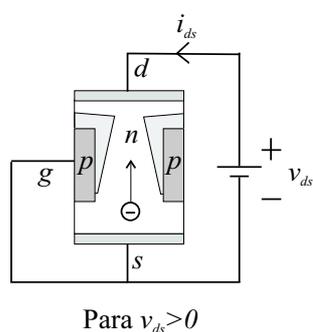


Figura 5.3: Movimento dos portadores de carga no canal n e deformação da região de depleção.

aprofunda-se mais a região de depleção estreitando-se mais ainda o canal e a junção fica mais fortemente polarizada inversamente.

O crescimento de v_{ds} produz uma tendência ao fechamento do canal. No entanto o canal nunca se fecha. Quando sua largura chega a um valor mínimo no extremo superior, dizemos que a tensão v_{ds} atingiu a tensão de estrangulamento ou de pinch-off, v_p como mostra a figura (Fig. 5.4) .

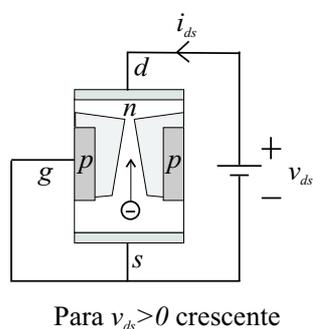
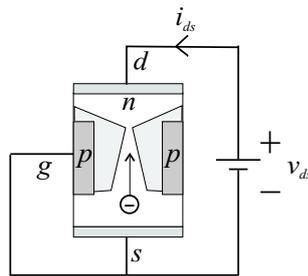


Figura 5.4: Estrangulamento do canal.

Aumentando v_{ds} além desse valor v_p (positivo) a corrente i_{ds} não consegue mais crescer acompanhando o crescimento da tensão v_{ds} tendendo a saturar em um valor constante com o canal estrangulado. Com o aumento de v_{ds} os elétrons aumentam a velocidade devido ao aumento do campo elétrico apesar do estrangulamento do canal mantendo a corrente praticamente constante. Existe ainda um efeito de segunda ordem que é um pequeno deslocamento do início da região estrangulada afastando-se do dreno em direção à fonte encurtando o comprimento do canal (modulação do comprimento do canal) mostrado de maneira exagerada como na figura (Fig. 5.5). Isso faz com que a corrente tenha um pequeno crescimento com o aumento da tensão.



Para v_{ds} crescente
além de v_p .

Figura 5.5: Afastamento do início canal estrangulado.

Esse comportamento físico resulta em uma curva característica $i_{ds} \times v_{ds}$ com o aspecto mostrado na figura (Fig. 5.6).

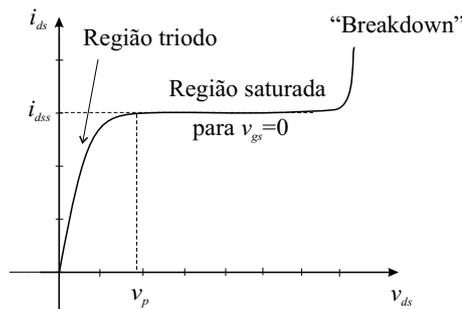


Figura 5.6: Curva característica do JFET para $v_{gs} = 0$.

Nessa condição de $v_{gs} = 0$ e para $v_{ds} < v_p$ dizemos que o transistor opera na região triodo (como numa válvula termo-iônica triodo) e para $v_{ds} > v_p$ dizemos que o transistor opera na região saturada. Na verdade a região saturada tem uma inclinação muito pequena até atingir a região de breakdown onde ocorre o rompimento da isolamento e destruição do dispositivo.

Se agora fizermos a tensão v_{gs} assumir um valor negativo, forçaremos a junção a ficar mais reversamente polarizada estreitando mais ainda o canal, reduzindo a corrente i_{ds} para um mesmo valor de v_{ds} . Isso ocorre até $v_{gs} = -v_p$ quando a corrente zera (corte). A curva característica se desloca para baixo e joelho que caracteriza a entrada na região saturada desloca-se para a esquerda como mostra a figura (Fig. 5.7).

Na região saturada a corrente i_{ds} é praticamente independente da tensão v_{ds} mas é fortemente dependente da tensão v_{gs} . Verifica-se experimentalmente que a corrente i_{ds} é uma função quadrática da tensão v_{gs} na região de

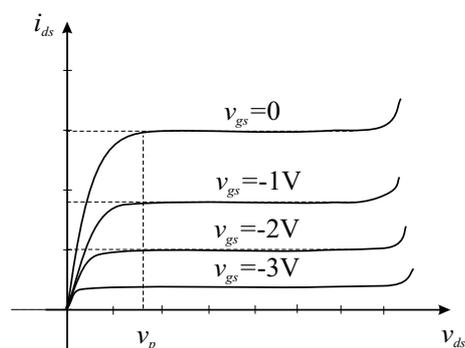


Figura 5.7: Curva característica do JFET para vários valores de $v_{gs} < 0$.

saturação:

$$i_{ds} = i_{dss} \left(1 - \frac{|v_{gs}|}{v_p} \right)^2, \quad (5.1)$$

representado na figura (Fig. 5.8).

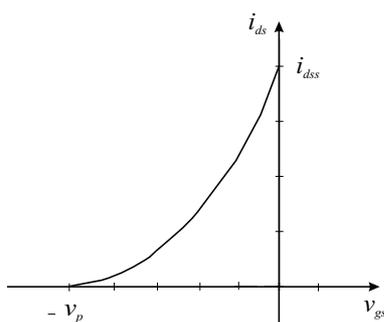


Figura 5.8: Dependência da corrente i_{ds} com a tensão v_{gs} na região saturada.

Vejamos agora como polarizar um JFET.

O funcionamento normal desse transistor deve ocorrer na região saturada e com a tensão $v_{gs} < 0$. Se a tensão v_{gs} fosse igual a zero a região de saturação começaria para um valor de v_{ds} maior que v_p de modo que qualquer valor de v_{ds} maior que v_p e menor que o valor de breakdown garantiria a operação na região saturada. Como vimos nas curvas características, o joelho da curva desloca-se para a esquerda a medida que v_{gs} toma valores mais negativos, até atingir o valor $-v_p$ quando a corrente i_{ds} se anula, de modo que o início da região saturada desloca-se para a esquerda. Em geral podemos considerar a operação na região saturada quando $v_{ds} > v_p + v_{gs}$. Fazer o valor de $v_{ds} > v_p$ garante sempre a operação na região saturada.

Para manter a tensão v_{gs} com valor negativo seria necessário utilizar uma fonte de tensão adicional com o valor adequado. Para evitar o uso de mais

uma fonte pode-se utilizar um resistor em série entre a fonte (source s) e o terra e um outro resistor de valor muito elevado entre a porta (gate g) e o terra como mostra a figura (Fig. 5.9).

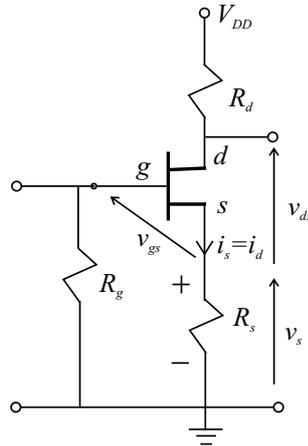


Figura 5.9: Circuito de polarização automática de um JFET.

Observe que estando a junção entre a porta e a fonte reversamente polarizada, a corrente na porta é praticamente nula. Portanto não há corrente no resistor de valor R_g e $v_g = 0$.

A equação do circuito de saída é:

$$V_{DD} = R_d i_d + v_{ds} + R_s i_d = (R_d + R_s) i_d + v_{ds},$$

que produz a seguinte equação da reta de carga:

$$i_d = \frac{V_{DD}}{R_d + R_s} - \frac{v_{ds}}{R_d + R_s}.$$

De posse da curva característica do transistor escolhe-se um ponto quiescente e traça-se a reta de carga passando por esse ponto e pelo ponto de valor V_{DD} sobre o eixo dos valores de v_{ds} . A interseção da reta com uma curva característica indica o valor de v_{gs} que caracteriza essa curva e a interseção com o eixo vertical dos valores de i_{ds} permite calcular o valor de $R_d + R_s$. Outra opção é realizar o cálculo pela equação da reta de carga a partir dos valores que caracterizam o ponto quiescente.

Com o valor de v_{gs} determinado por qualquer dos dois gráficos que caracterizam o JFET, correspondente ao i_{ds} escolhido, calcula-se R_s

$$R_s = \frac{v_{gs}}{i_{ds}}$$

e finalmente determina-se R_d uma vez que $R_d + R_s$ já tem seu valor determinado.

Veamos um exemplo simples: Polarizar um transistor JFET BF245 com uma corrente quiescente $i_{ds} = 2$ mA e $v_{ds} = 9$ V utilizando uma fonte de tensão com $V_{DD} = 15$ V. As curvas características desse transistor mostram que esse ponto quiescente encontra-se na região de operação saturada e a curva de entrada $v_{gs} \times i_{ds}$ indicam uma tensão $v_{gs} = -0,6$ V. A equação de saída

$$V_{DD} = R_d i_d + v_{ds} + v_s = R_d i_d + v_{ds} - v_{gs}$$

produz

$$15 = R_d \times 2 \times 10^{-3} + 9 + 6$$

$$\therefore R_d = 2,7 \times 10^3 \Omega,$$

e

$$R_s = -\frac{v_{gs}}{i_{ds}} = \frac{0,6}{0,002} = 300 \Omega.$$

5.1.1 O JFET como amplificador

Estudaremos agora um JFET funcionando como um amplificador de pequenos sinais considerando um modelo linear. Como vimos, a curva característica de entrada ou curva de transferência $i_{ds} \times v_{gs}$ é uma função quadrática (do segundo grau). Para sinais alternados suficientemente pequenos, variando ao redor do ponto quiescente (v_{gsQ}, i_{dsQ}) a característica quadrática pode ser aproximada pela reta tangente ao ponto quiescente sendo, portanto, uma aproximação linear.

Uma pequena variação Δv_{gs} produzirá uma pequena variação na corrente Δi_{ds} ,

$$\Delta v_{gs} = \frac{\partial i_{ds}}{\partial v_{gs}} \Delta i_{ds}.$$

Derivando a corrente com relação à tensão na equação (5.1) teremos

$$\frac{\partial i_{ds}}{\partial v_{gs}} = 2 i_{dss} \left(\frac{|v_{gs}|}{v_p^2} - \frac{1}{v_p} \right) = g_m,$$

que deverá ser calculada no ponto quiescente, sendo g_m chamada de transcondutância e

$$\Delta i_{ds} = g_m \Delta v_{gs}.$$

Em uma segunda aproximação poderíamos considerar também uma pequena dependência da corrente i_{ds} com a tensão v_{ds} uma vez que na região saturada as curvas são levemente inclinadas,

$$\Delta v_{gs} = \frac{\partial i_{ds}}{\partial v_{gs}} \Delta i_{ds} + \frac{\partial i_{ds}}{\partial v_{ds}} \Delta v_{ds}$$

onde

$$\frac{\partial i_{ds}}{\partial v_{ds}} = \frac{1}{r_d},$$

e r_d uma resistência de valor elevado. Um modelo para pequenos sinais pode ser construído como na figura (Fig. 5.10).

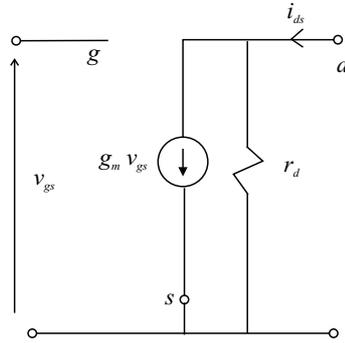


Figura 5.10: Modelo de pequenos sinais para um JFET.

Nessa figura, v_{gs} e i_{ds} são entendidos como pequenos sinais.

5.1.2 O amplificador de fonte comum.

Tomemos um JFET polarizado e conectemos um capacitor de capacitância suficientemente alta entre a fonte e o terra comum de modo que a fonte esteja efetivamente aterrada para os pequenos sinais AC. O transistor será excitado por uma fonte alternada conectada à porta também através de um capacitor de capacitância suficientemente alta de modo a acoplar apenas o sinal AC sem alterar o ponto de polarização. O sinal de saída v_o será tomado entre o dreno e o terra como mostra a figura (Fig. 5.11).

A figura (Fig. 5.12) mostra o circuito para pequenos sinais. Observe que a resistência R_d aparece em paralelo com r_d uma vez que a fonte de alimentação está efetivamente aterrada.

O ganho de tensão $A_v = v_o/v_i$ será:

$$A_v = \frac{v_o}{v_i} = \frac{v_o}{v_{gs}} = -\frac{R_d // r_d g_m v_{gs}}{v_{gs}} = -r_d // R_d g_m$$

A impedância de entrada é a própria resistência $R_i = R_g$ cujo valor pode ser tão grande quanto se queira. A impedância de saída com a excitação zerada é a resistência $R_o = r_d // R_d$.

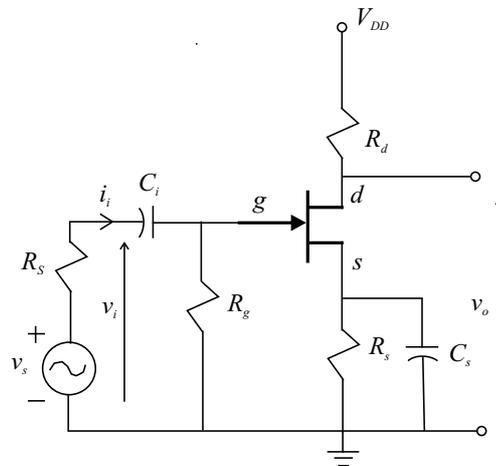


Figura 5.11: Amplificador JFET de fonte comum de pequenos sinais.

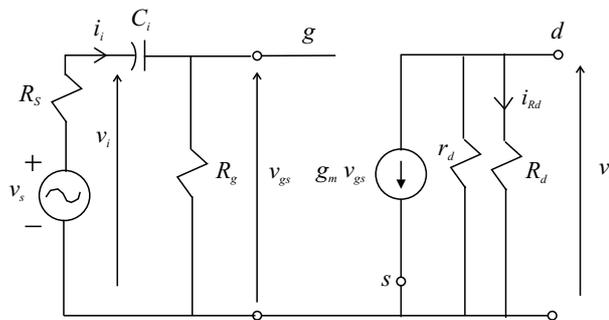


Figura 5.12: Circuito equivalente do amplificador de fonte comum de pequenos sinais excitado.

O ganho de corrente definido como $A_i = i_{Rd}/i_i$ será:

$$A_i = \frac{r_d}{R_d + r_d} (-g_m v_{gs}) \frac{R_g}{v_{gs}} = - \frac{r_d}{R_d + r_d} g_m R_g.$$

5.1.3 O amplificador de dreno comum.

Tomemos um JFET polarizado e conectemos um capacitor de capacitância suficientemente alta entre o dreno e o terra comum de modo que o dreno esteja efetivamente aterrada para os pequenos sinais AC. O transistor será excitado por uma fonte alternada conectada à porta também através de um capacitor de capacitância suficientemente alta de modo a acoplar apenas o sinal AC sem alterar o ponto de polarização. O sinal de saída v_o será tomado entre a fonte e o terra como mostra a figura (Fig. 5.13). Essa configuração também é chamada de seguidor de fonte.

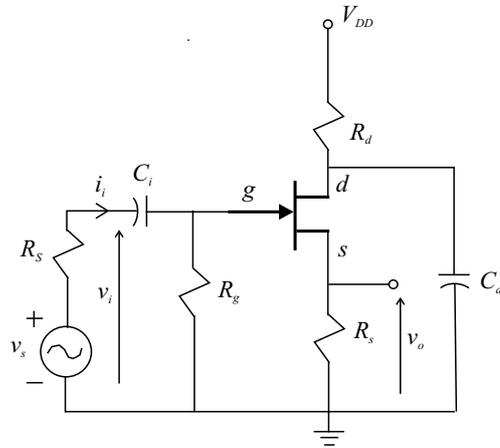


Figura 5.13: Amplificador JFET de dreno comum de pequenos sinais.

A figura (Fig. 5.14) mostra o circuito para pequenos sinais.

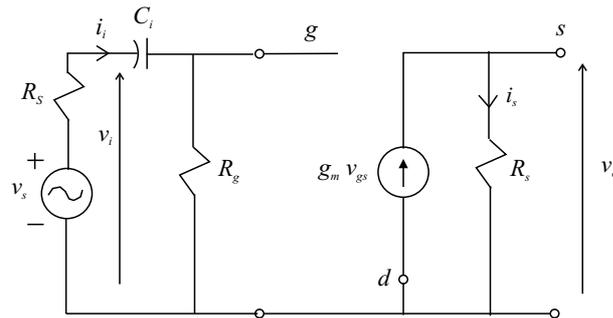


Figura 5.14: Circuito equivalente do amplificador de dreno comum de pequenos sinais excitado.

O ganho de tensão $A_v = v_o/v_i$ será:

$$A_v = \frac{v_o}{v_i} = \frac{R_s g_m v_{gs}}{v_i} = \frac{R_s g_m v_{gs}}{v_{gs} + g_m v_{gs} R_s} = \frac{R_s g_m}{1 + g_m R_s} < 1$$

A impedância de entrada é a própria resistência $R_i = R_g$ cujo valor pode ser tão grande quanto se queira.

A impedância de saída com a excitação zerada é a impedância vista entre a fonte e o terra como mostra a figura (Fig. 5.15) no circuito para pequenos sinais.

A impedância de saída é $R_o = v_o/i_o$. Temos $i_o = i_s - g_m v_{gs}$ e $v_o = R_s i_s$. Como não existe excitação, a corrente de entrada $i_i = 0$ e $v_o = -v_{gs}$. Sendo assim,

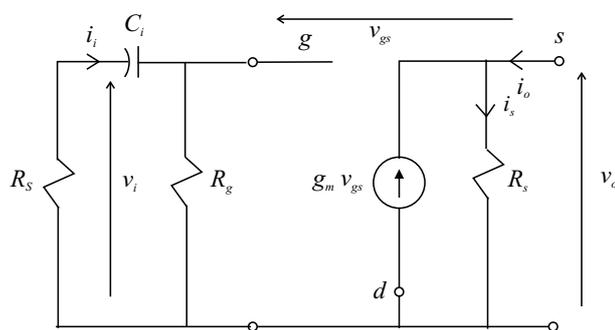


Figura 5.15: Circuito equivalente para o cálculo da impedância de saída do amplificador de dreno comum.

$$R_o = \frac{v_o}{\frac{v_o}{R_s} + g_m v_o} = \frac{R_s}{1 + g_m R_s} < R_s.$$

O ganho de corrente A_i será:

$$A_i = \frac{i_s}{i_i} = \frac{g_m v_{gs}}{\frac{v_i}{R_g}}$$

mas

$$v_i = v_{gs} + v_o = v_{gs} + g_m v_{gs} R_s$$

então

$$A_i = \frac{g_m v_{gs} R_g}{v_{gs} + g_m v_{gs} R_s} = \frac{g_m R_g}{1 + g_m R_s}.$$

5.2 O MOSFET.

Nesse transistor de efeito de campo a porta ou gate é isolada do restante por uma fina camada de óxido de silício (0,1 micrometro) de modo não haver corrente elétrica na porta. O eletrodo da porta age como a placa de um capacitor que estabelece um campo elétrico no interior do semiconductor. Para compreender o funcionamento desse transistor vejamos a figura (Fig. 5.16).

Nessa figura vemos um substrato tipo p que forma o corpo do transistor e duas regiões fortemente dopadas tipo n separadas. Eletrodos metálicos em contato com essas regiões formam os terminais da fonte (*source*) e do dreno (*drain*). Um outro eletrodo metálico devidamente isolado pela fina camada de óxido de silício situa-se entre os dois eletrodos anteriores formando o terminal porta (*gate*) e um quarto eletrodo metálico no lado oposto ao eletrodo da

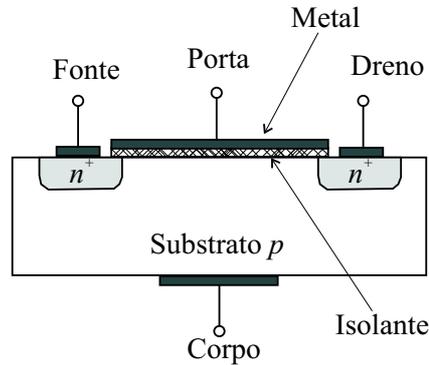


Figura 5.16: Estrutura de um MOSFET.

porta forma o terminal do *corpo* (*body*). Esses dois eletrodos irão agir como as placas de um capacitor.

Se nenhuma tensão externa for aplicada, os portadores n^+ das duas regiões fortemente dopadas tendem a difundir para o substrato p na junção entre esse dois semicondutores criando um campo elétrico interno característico da junção de um diodo com a respectiva região de depleção. Essas duas regiões e o substrato formam dois diodos conectados pelos anodos e nenhuma corrente os atravessa sendo a resistência elétrica entre a *fonte* e o *dreno* um valor extremamente elevado, da ordem de $10^{12} \Omega$.

Consideremos agora que a *fonte*, o *dreno* e o *corpo* sejam conectados ao terra e a *porta* seja conectada ao terminal positivo de uma fonte de modo a estabelecer uma tensão $v_{gs} = v_{gd} = v_{gb}$ positiva como na figura (Fig. 5.17).

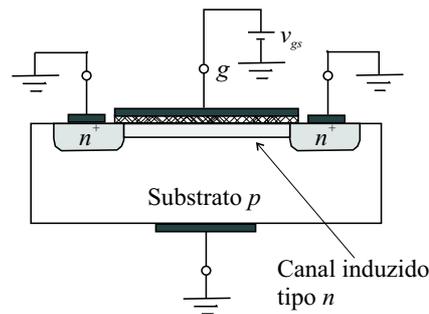


Figura 5.17: Formação do canal no MOSFET.

O campo elétrico criado entre a porta e os demais eletrodos repele os portadores p em direção ao eletrodo do *corpo* ao mesmo tempo que atrai os portadores n para próximo da região isolada abaixo do eletrodo da *porta* induzindo a criação de um canal entre o *dreno* e a *fonte*. A medida que a tensão v_{gs} cresce o canal vai se formando e existe um valor de tensão v_t que

o canal se completa ligando a fonte ao dreno. Esse valor de tensão tem um valor típico entre 1 e 3 volts e esse tipo de transistor é chamado de MOSFET de enriquecimento.

O aumento da tensão v_{gs} além do valor v_t aumenta a quantidade de portadores n dentro do canal diminuindo a resistência elétrica entre o *dreno* e a *fonte*.

O próximo passo é aplicar uma pequena diferença de potencial entre o *dreno* e a *fonte*, v_{ds} positivo. Essa tensão provoca o aparecimento de uma pequena corrente elétrica $i_d = i_s$ positiva do *dreno* para a *fonte* (corrente de portadores n da fonte para o dreno). A experiência mostra que essa corrente elétrica cresce linearmente com o aumento da tensão v_{ds} com um coeficiente angular proporcional à $v_{gs} - v_t$. Isso só é válido para pequenos valores de v_{ds} . Para valores maiores de v_{ds} a relação deixa de ser linear, o canal torna-se mais fino próximo ao dreno e mais profundo próximo da fonte aumentando a resistência elétrica e tomando um aspecto inclinado como mostra a figura (Fig. 5.18).

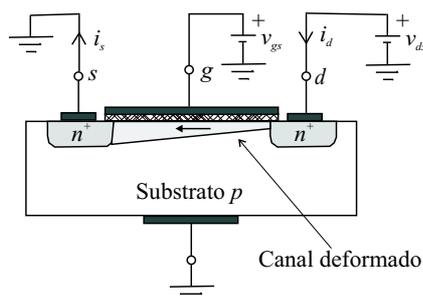


Figura 5.18: Canal com espessura variável no MOSFET.

A curva característica que era linear toma um aspecto curvo como na curva de um antigo triodo a vácuo e essa região é conhecida como região triodo. Quando o aumento da tensão é tal que $v_{ds} = v_{gs} - v_t$ o canal estrangula próximo ao dreno (pinch off) e o aumento da tensão v_{ds} não produz mais um aumento na corrente i_d . A corrente satura, tornando-se praticamente constante, independente de v_{ds} e dizemos que entrou na região saturada. O valor da tensão de saturação é $v_{dsSat} = v_{gs} - v_t$. A curva característica está representada na figura (Fig. 5.19).

Na região triodo a curva característica obedece aproximadamente à equação

$$i_d = K [2(v_{gs} - v_t) v_{ds} - v_{ds}^2]$$

onde K é um fator que depende das características geométricas de construção do transistor. Observe que para valores pequenos de v_{ds} o termo quadrático

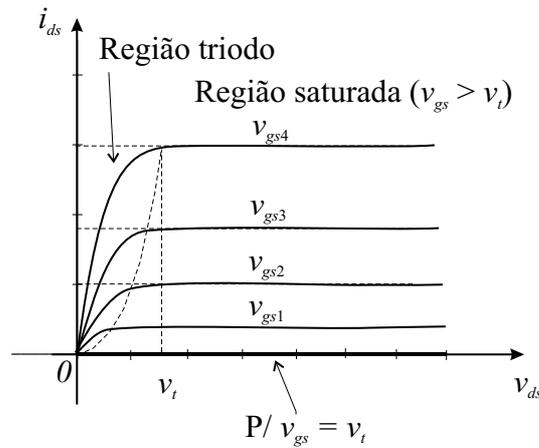


Figura 5.19: Curva característica do MOSFET.

pode ser desprezado restando apenas o termo linear podendo-se definir a resistência r_{ds} como

$$r_{ds} = \frac{v_{ds}}{i_{ds}} = \frac{1}{K 2(v_{gs} - v_t)}$$

que é uma resistência controlada pelo valor de v_{gs} .

Na região saturada a corrente de dreno é uma função quadrática da tensão v_{gs}

$$i_{ds} = K (v_{gs} - v_t)^2$$

que é a principal característica de funcionamento dos FETs em geral. Comparando com o transistor bipolar de junção, lembremos que a corrente de coletor é basicamente uma função exponencial de tensão entre base e emissor. A figura (Fig. 5.20) mostra o comportamento da corrente de dreno em função da tensão entre a porta e a fonte na região saturada.

O modelo para *grandes sinais* para a saída de um MOSFET é uma fonte de corrente controlada por tensão enquanto que a entrada é modelada por uma impedância infinita como mostrado na figura (Fig. 5.21).

Um modelo mais preciso para o MOSFET deve levar em conta que as curvas características na região saturada não são perfeitamente horizontais, independentes do valor de v_{ds} . Na verdade, na região saturada, quando o canal estrangula na região próxima do dreno, o aumento dessa tensão provoca um pequeno aumento do comprimento dessa região estrangulada conhecida como *modulação do comprimento do canal*. Esse aumento produz uma redução do comprimento efetivo do canal gerando uma pequena dependência linear entre i_d e v_{ds} . A equação pode ser corrigida pela introdução de um fator $1 + \lambda v_{ds}$ na equação onde λ é um número muito pequeno, tipicamente entre 0,005 e 0,03 /V.

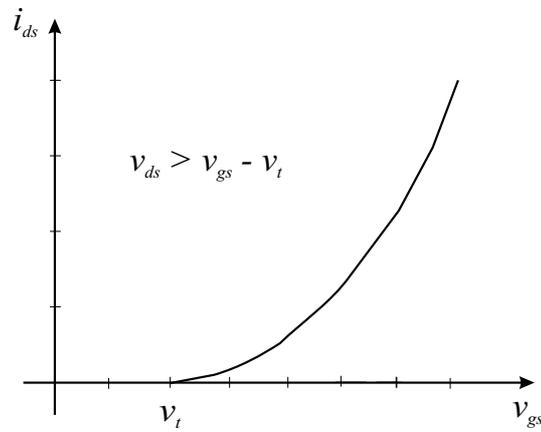


Figura 5.20: Dependência quadrática para o MOSFET na região saturada.

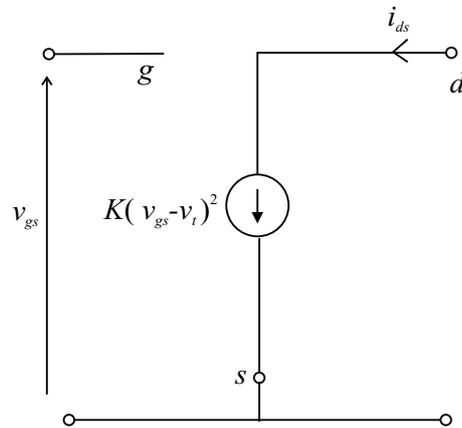


Figura 5.21: Modelo de grandes sinais para o MOSFET.

$$i_{ds} = K [(v_{gs} - v_t)^2] (1 + \lambda v_{ds})$$

A resistência incremental na região saturada é definida como o inverso da derivada da curva característica com v_{gs} constante.

$$\frac{1}{r_o} = \left[\frac{\partial i_{ds}}{\partial v_{ds}} \right]_{v_{gs}=cte}$$

$$r_o = \frac{1}{\lambda K (v_{gs} - v_t)^2} \approx \frac{1}{\lambda i_{DS}}$$

onde i_{DS} é a corrente correspondente ao valor $v_{gs} = cte$ e a correção $1 + \lambda v_{ds}$ foi desprezada. O modelo para grandes sinais considerando r_o é mostrado na figura (Fig. 5.22).

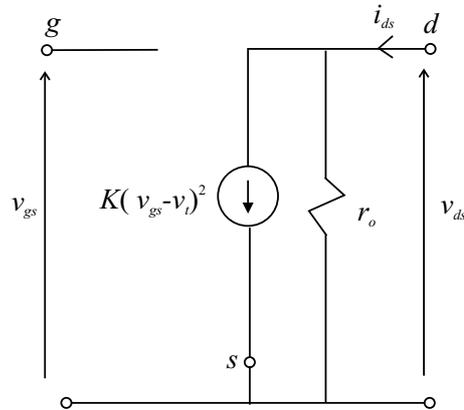


Figura 5.22: Modelo de grandes sinais com r_o para o MOSFET.

Normalmente, o terminal b correspondente ao corpo é internamente conectado à fonte s produzindo uma junção pn reversamente polarizada entre o substrato e o canal induzido sem nenhum prejuízo ao funcionamento do dispositivo. O símbolo utilizado para o MOSFET de enriquecimento nessa condição é mostrado na figura (Fig. 5.23).

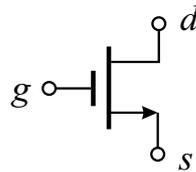


Figura 5.23: Símbolo para o MOSFET de enriquecimento canal n .

Do mesmo modo pode-se construir um MOSFET canal p . Nesse caso, o substrato é do tipo n e duas regiões fortemente dopadas p^+ formam o dreno e a fonte. O canal induzido pela tensão v_{ds} negativa é do tipo p . O funcionamento desse MOSFET canal p é idêntico ao do canal n invertendo-se apenas os sinais das tensões.

Esses dois tipos de MOSFET podem ser implementados num mesmo substrato tipo n numa técnica conhecida como CMOS ou MOS complementar onde os dois tipos de MOSFET são separados lateralmente por uma isolação espessa de óxido de silício. Para fabricar o MOSFET canal n no substrato n é necessário criar primeiro um poço com material p dentro do substrato para depois depositar a fonte e o dreno tipo n^+ para criar o canal n . Isso é feito em grande escala nos circuitos integrados onde são necessários coexistir os dois tipos de MOSFET.

Os MOSFET que descrevemos foram do tipo *enriquecimento* onde a

criação do canal que liga o dreno à fonte era feita pela aplicação da tensão v_{gs} acima do valor v_t (para o tipo canal n), ou seja, era necessário induzir o canal primeiro para poder existir a corrente entre o dreno e a fonte.

Existe também o MOSFET do tipo *depleção* onde o canal n é fisicamente depositado entre o dreno e a fonte interligando-os de modo existir corrente elétrica entre esses dois terminais mesmo com tensão $v_{gs} = 0$ pois o canal já está formado. A aplicação de uma tensão v_{gs} negativa repele os elétrons na parte de baixo da porta estreitando o canal e aumentando a região de depleção com a conseqüente diminuição da condutividade do canal. Uma tensão v_{gs} positiva atrai mais elétrons para a parte de baixo da porta aumentando a espessura do canal e sua condutividade. Tensões negativas fazem o MOSFET trabalhar no modo de depleção e tensões positivas o fazem trabalhar no modo de enriquecimento. Tensões muito negativas podem depletar o canal de seus portadores de carga e zerar a corrente entre o dreno e a fonte, mesmo com a aplicação de $v_{ds} > 0$, de modo que podemos definir uma tensão v_t negativa em que o dispositivo entra em corte para $v_{gs} < v_t$. O símbolo do MOSFET de depleção é mostrado na figura (Fig. 5.24).

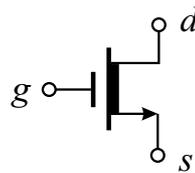


Figura 5.24: Símbolo para o MOSFET de depleção canal n .

A figura (Fig. 5.25) mostra o comportamento da corrente de dreno em função da tensão entre a porta e a fonte na região saturada para o MOSFET de depleção.

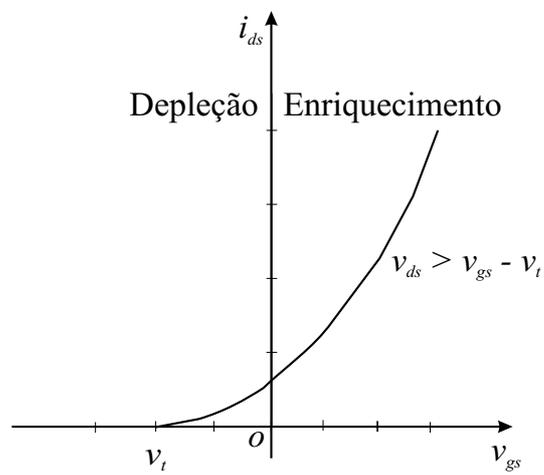


Figura 5.25: Dependência quadrática para o MOSFET *de depleção* na região saturada.

Capítulo 6

Resposta em frequência em amplificador a transístor.

É comum a utilização de redes RC nos circuitos amplificadores. Os capacitores são normalmente empregados para bloquear a passagem de corrente DC (desacoplamento DC) ou então para produzir realimentação AC. Além disso, existem as capacitâncias intrínsecas dos componentes inclusive dos transístores e da fiação. Tais capacitâncias fazem com que a função de transferência (o ganho) seja dependente da frequência, implicando no decréscimo do seu valor nas frequências muito baixas e nas frequências muito altas.

Para caracterizar tal comportamento são definidas as frequências de corte inferior e superior e a faixa de passagem. As frequências de corte são definidas quando o módulo da função de transferência ou ganho cai de 3 dB, estando a faixa de passagem entre os limites da frequência de corte inferior (low) e superior (high) como mostra a figura (Fig. 6.1) .

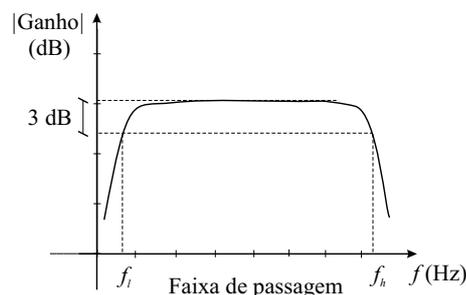


Figura 6.1: Ganho de um amplificador em função da frequência.

Como exemplo, consideremos um amplificador de emissor comum em pequenos sinais como na figura (Fig. 6.2) .

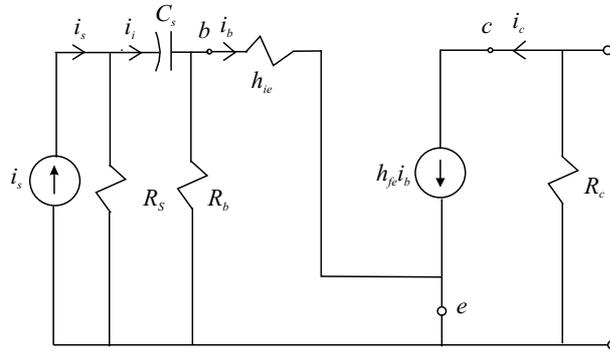


Figura 6.2: Amplificador de emissor comum em pequenos sinais.

Calculemos o ganho de corrente $A_i = i_c/i_s$,

$$A_i = \frac{i_c}{i_s} = \frac{i_c}{i_b} \frac{i_b}{i_s} = \frac{h_{fe} i_b}{i_b} \frac{i_b}{i_s}$$

mas

$$i_b = \frac{R_b}{R_b + h_{ie}} i_i = \frac{R_b}{R_b + h_{ie}} \frac{R_s}{R_s + R_b // h_{ie} - \frac{j}{\omega C_s}} i_s$$

então

$$A_i = h_{fe} \frac{R_b}{R_b + h_{ie}} \frac{R_s}{R - \frac{j}{\omega C_s}} = \frac{K}{R - \frac{j}{\omega C_s}}$$

onde $R = R_b // h_{ie} + R_s$. Podemos reescrever esse ganho como

$$A_i = \frac{K}{R} \frac{1}{1 - j \frac{\omega_l}{\omega}}, \quad \omega_l = \frac{1}{R C_s}.$$

O ganho de corrente em dB será

$$|A_i|_{dB} = 20 \log \left[\frac{K}{R} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega_l}{\omega}\right)^2}} \right].$$

O gráfico correspondente é mostrado na figura (Fig. 6.3) .

O capacitor de acoplamento com capacitância C_s é o responsável pela queda do ganho de corrente nas frequências baixas produzindo a frequência angular de corte inferior $\omega_l = 1/(R C_s)$. Os capacitores de emissor e de coletor, se existirem, também contribuem para a diminuição do ganho em baixa frequência mas não os calcularemos.

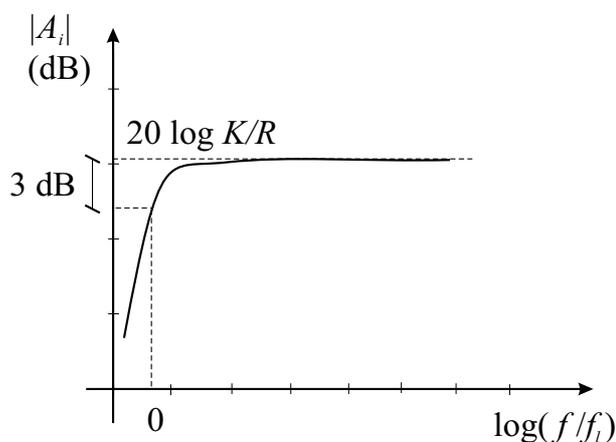


Figura 6.3: Resposta em frequência para baixa frequência.

Esse modelo simplificado para o transistor não possui nenhuma capacitância interna, as capacitâncias envolvidas são externas e o efeito foi produzir a frequência de corte inferior. Em frequências mais elevadas é necessário levar em conta as capacitâncias internas. O próximo passo será utilizar um modelo para altas frequências do transistor no qual estão presentes as capacitâncias intrínsecas e mostrar a queda do ganho nas altas frequências. A configuração de maior interesse prático é a de emissor comum e para essa configuração existe um modelo que representa bem o comportamento em alta frequência do transistor. É o modelo π híbrido ou modelo de Giacoletto mostrado na figura (Fig. 6.4) .

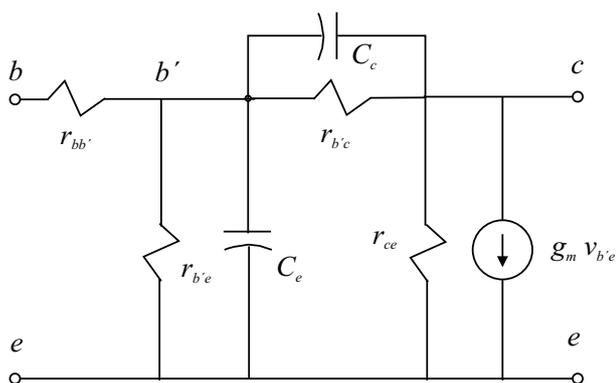


Figura 6.4: Modelo π híbrido para o transistor em alta frequência.

Os parâmetros desse modelo são considerados como sendo independentes da frequência mas podendo variar com o ponto de operação quiescente. Em pequenos sinais AC, sob condições de polarização bem determinadas, os

parâmetros são razoavelmente constantes.

Os componentes resistivos podem ser determinados a partir dos parâmetros h para baixa frequência e os capacitivos são normalmente fornecidos pelos fabricantes em função das tensões de polarização v_{cb} e v_{eb} .

A resistência r_{bb} está associada à queda de tensão entre o contato físico da base e a região ativa da mesma. Essa resistência decresce com o aumento da corrente e seus valores típicos situam-se entre 40 e 400 Ω .

A junção base-emissor, polarizada diretamente, é modelada por r_{be} e C_e sendo a resistência r_{be} relacionada com a resistência dinâmica da junção e a capacitância C_e uma capacitância de difusão. Os valores de r_{be} variam de algumas centenas a alguns milhares de ohms enquanto C_e está entre 3 e 200 pF.

A resistência r_{bc} é da ordem de vários $M\Omega$ e é normalmente desprezada nos cálculos. A capacitância C_c representa a capacitância da junção coletor-base, polarizada reversamente, e seu valor é normalmente muito baixo, de 1 a 5 pF. A resistência de saída r_{ce} se estende entre dezenas de $k\Omega$ e centenas de $k\Omega$.

O modelo π híbrido deve coincidir com o modelo h na situação de baixa frequência, onde as capacitâncias são praticamente equivalentes a um circuito aberto, pode-se mostrar que valem as seguintes relações:

1. $g_m = \frac{i_c}{V_T}$
2. $r_{be} = \frac{h_{fe}}{g_m}$
3. $r_{bc} = \frac{r_{be}}{h_{re}}$
4. $r_{bb} = h_{ie} - r_{be}$
5. $\frac{1}{r_{ce}} = h_{oe} - (1 + h_{fe}) \frac{1}{r_{bc}}$

Exemplo

Para o BC547B com $i_{cQ} = 2$ mA temos: $h_{ie} = 4,5$ $k\Omega$, $h_{fe} = 330$, $h_{re} = 2 \times 10^{-4}$, $h_{oe} = 30 \mu A/V$ e $V_T = 25$ mV. Então:

1. $g_m = \frac{2}{25} = 0,08$ A/V
2. $r_{be} = \frac{330}{0,08} = 4,125$ $k\Omega$
3. $r_{bc} = 20 \times 10^6 \Omega$
4. $r_{bb} = (4,5 - 4,125)$ $k\Omega = 0,375$ $k\Omega$

$$5. \frac{1}{r_{ce}} = 30 \times 10^{-6} - \frac{331}{20 \times 10^6} \approx 72 \text{ k}\Omega$$

As capacitâncias são dadas pelo fabricante, $C_e \approx 9 \text{ pF}$ ($@v_{be} \approx 0,5 \text{ V}$) e $C_c \approx 2,5 \text{ pF}$ ($@v_{cb} \approx 10$) V. Esses valores não mudam numa mesma série de transístores BC 547.

6.0.1 A frequência de transição

Nosso interesse agora é determinar o ganho de corrente em curto-circuito. Para isso consideremos uma resistência de carga R_L nula. Desprezando r_{bc} e a corrente que passa por C_c em direção à fonte de corrente teremos então o seguinte circuito da figura (Fig. 6.5).

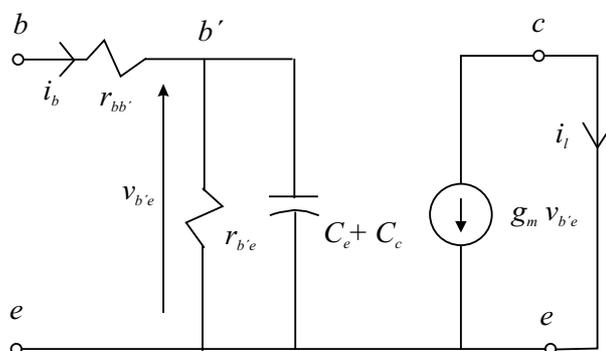


Figura 6.5: Modelo π híbrido para o cálculo do ganho de corrente em curto-circuito.

Ganho de corrente:

$$A_i = \frac{i_l}{i_b} = - \frac{g_m v_{be}}{i_b} = - \frac{g_m \frac{i_b}{g_{be} + j \omega (C_e + C_c)}}{i_b}$$

$$A_i = - \frac{g_m}{g_{be} + j \omega (C_e + C_c)}$$

mas

$$g_{be} = \frac{1}{r_{be}} = \frac{g_m}{h_{fe}}$$

então

$$A_i = - \frac{g_m h_{fe}}{g_m + j \omega (C_e + C_c) h_{fe}} = - \frac{h_{fe}}{1 + j \frac{f}{f_h}}, \quad f_h = \frac{1}{2 \pi} \frac{g_m}{(C_e + C_c) h_{fe}}$$

O módulo do ganho é

$$|A_i| = \frac{h_{fe}}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_h}\right)^2}}$$

e cai com o aumento da frequência. A frequência f_h corresponde à frequência de queda de 3 dB como na figura (Fig. 6.6) e a frequência de transição f_T é definida quando o módulo do ganho de corrente em curto-circuito torna-se unitário e é fornecida pelo fabricante.

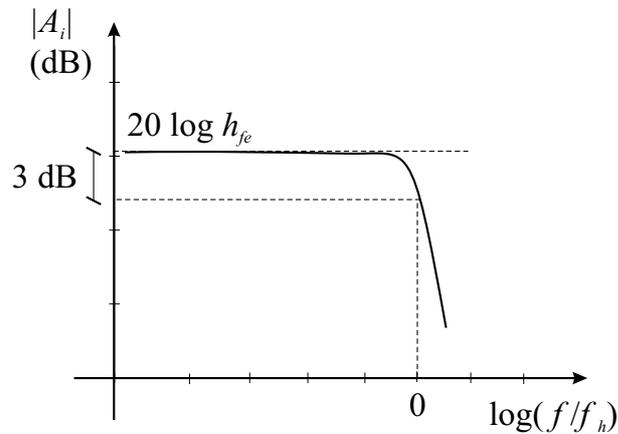


Figura 6.6: Módulo do ganho de corrente em curto-circuito em função da frequência.

$$1 + \left(\frac{f_T}{f_h}\right)^2 = h_{fe}^2 \implies f_T \approx f_h h_{fe}.$$

A frequência de transição f_T também é conhecida como o produto *ganho* x *banda de passagem*. Para o transistor BC547 o valor é 300 MHz.

Capítulo 7

Os Amplificadores

De modo geral, um amplificador amplia uma determinada variável, tensão, corrente ou outra variável de interesse. Os amplificadores podem ser representados como um quadripolo com dois terminais de entrada e dois de saída na representação de Thevenin ou na representação de Norton.

Na representação de Thevenin temos uma resistência de entrada, ou impedância de entrada no caso mais geral, e uma fonte de tensão controlada em série com uma resistência de saída, ou impedância de saída como mostra a figura (Fig. 7.1) .

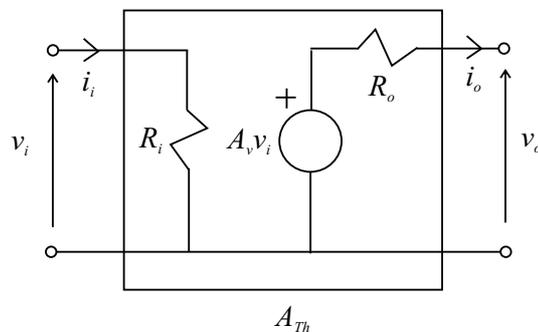


Figura 7.1: Representação de Thevenin para um amplificador.

Na representação de Norton temos uma resistência de entrada, ou impedância de entrada no caso mais geral, e uma fonte de corrente controlada em paralelo com uma resistência de saída, ou impedância de saída como mostra a figura (Fig. 7.2) .

Utiliza-se uma ou outra representação de acordo com a conveniência como veremos adiante. Os amplificadores costumam ser classificados em amplificadores de tensão, de corrente, de transcondutância e transresistência a depender das relações que existem entre as variáveis de saída e entrada.

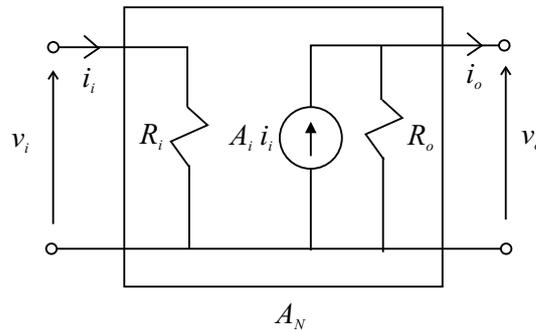


Figura 7.2: Representação de Norton para um amplificador.

Amplificador de tensão.

Conectemos um amplificador na representação de Thevenin a uma fonte de tensão com resistência interna R_s e a uma resistência de carga R_L como na figura (Fig. 7.3) .

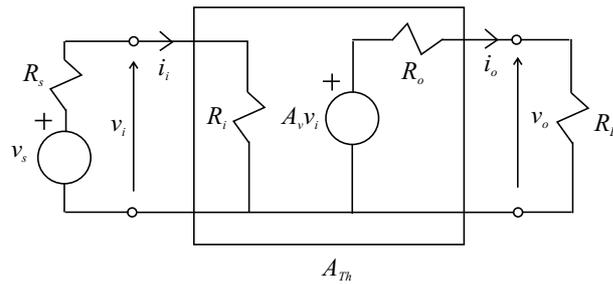


Figura 7.3: Amplificador de tensão.

Temos que

$$v_i = \frac{R_i}{R_i + R_s} v_s$$

e

$$v_o = \frac{R_L}{R_L + R_o} A_v v_i.$$

Então

$$v_o = \frac{R_L}{R_L + R_o} \frac{R_i}{R_i + R_s} A_v v_s.$$

Observe que se $R_o \ll R_L$ e $R_i \gg R_s$ teremos $V_o \approx A_v v_s$, ou seja, a tensão de saída é apenas função da tensão da fonte e não depende de R_L ou de R_s . Quando tal condição é satisfeita, é dito ter-se um amplificador de tensão. No caso ideal $R_i \rightarrow \infty$ e $R_o \rightarrow 0$.

Amplificador de corrente.

Conectemos um amplificador na representação de Norton a uma fonte de corrente com resistência interna R_s e a uma resistência de carga R_L como na figura (Fig. 7.4) .

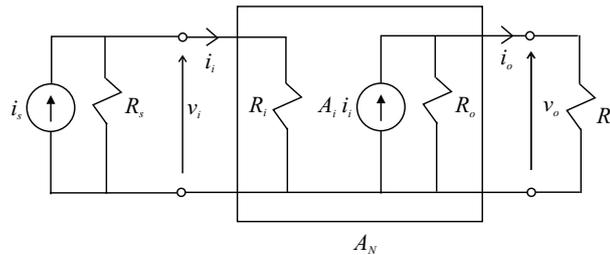


Figura 7.4: Amplificador de corrente.

Temos que

$$i_i = \frac{R_s}{R_s + R_i} i_s$$

e

$$i_o = \frac{R_o}{R_o + R_L} A_i i_i.$$

Então:

$$i_o = \frac{R_o}{R_o + R_L} \frac{R_s}{R_s + R_i} A_i i_s.$$

Se $R_i \ll R_s$ e $R_o \gg R_L$ teremos $i_o \approx A_i i_s$, ou seja, a corrente de saída é função apenas da corrente da fonte e não depende de R_L nem de R_s . Quando tal condição é satisfeita temos um amplificador de corrente. No caso ideal $R_i \rightarrow 0$ e $R_o \rightarrow \infty$.

Amplificador de transcondutância.

Conectemos um amplificador na representação de Norton a uma fonte de tensão com resistência interna R_s e a uma resistência de carga R_L como na figura (Fig. 7.5). Nesse caso, a fonte de corrente controlada interna depende da tensão de entrada .

Temos que

$$v_i = \frac{R_i}{R_i + R_s} v_s$$

e

$$i_o = \frac{R_o}{R_o + R_L} G_m v_i.$$

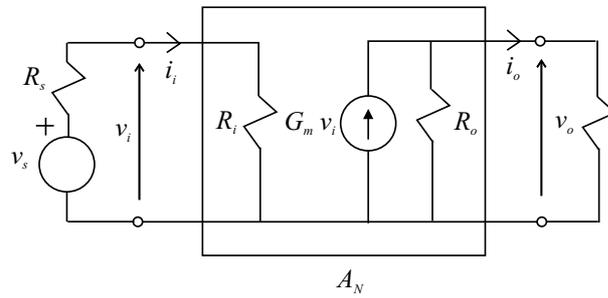


Figura 7.5: Amplificador de transcondutância.

Então

$$i_o = \frac{R_o}{R_o + R_L} \frac{R_i}{R_s + R_i} G_m v_s.$$

Se $R_o \gg R_L$ e $R_i \gg R_s$ teremos $i_o \approx G_m v_s$. Quando essa condição é satisfeita falamos em amplificador de transcondutância. No caso ideal $R_o \rightarrow \infty$ e $R_i \rightarrow \infty$.

Amplificador de transresistância

Esse é o menos comum dos amplificadores. Conectemos um amplificador na representação de Thevenin a uma fonte de corrente com resistência interna R_s e a uma resistência de carga R_L como na figura (Fig. 7.6) .

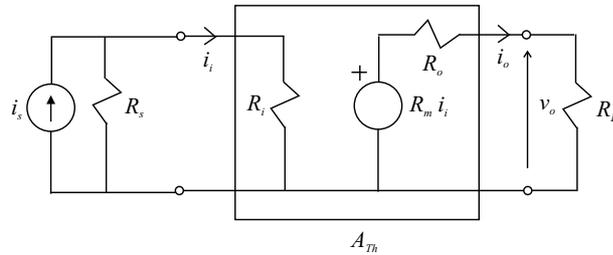


Figura 7.6: Amplificador de transresistância.

Nesse caso, a fonte de tensão controlada depende da corrente de entrada. Temos

$$i_i = \frac{R_s}{R_s + R_i} i_s$$

e

$$v_o = \frac{R_L}{R_L + R_o} R_m i_i.$$

Então

$$v_o = \frac{R_L}{R_L + R_o} \frac{R_s}{R_i + R_s} R_m i_s.$$

Se $R_o \ll R_L$ e $R_s \gg R_i$ teremos $v_o \approx R_m i_s$. Quando essa condição é satisfeita falamos em amplificador de transresistência. No caso ideal $R_o \rightarrow 0$ e $R_i \rightarrow \infty$.

7.1 Amplificadores realimentados

Realimentar é aplicar na entrada parte do sinal de saída. A realimentação mais usual é a realimentação negativa onde parte do sinal de saída é invertido (fase deslocada de π rad nos sinais senoidais) antes de ser aplicado na entrada. Na realimentação positiva parte do sinal de saída é aplicado sem inversão na entrada.

Utiliza-se a realimentação para se obter os mais variados efeitos como, por exemplo, tornar o ganho de um amplificador independente da variação dos parâmetros dos transistores e dos efeitos da variação da temperatura, para obter um efeito oscilatório, para aumentar a banda de passagem ou mesmo alterar as impedâncias de entrada e de saída.

Em cada um dos quatro tipos de amplificadores mencionados, é possível retirar parte do sinal de saída, amplificá-lo ou atenuá-lo com ou sem inversão e aplicá-lo na entrada. A retirada do sinal é feita pelo circuito de amostragem (que pode ser até uma simples ligação). Esse sinal é amplificado pelo amplificador de realimentação com ganho β e é então aplicado na entrada através de um circuito comparador ou misturador (que também pode ser uma simples ligação). O diagrama de blocos do amplificador realimentado é mostrado na figura (Fig. 7.7).

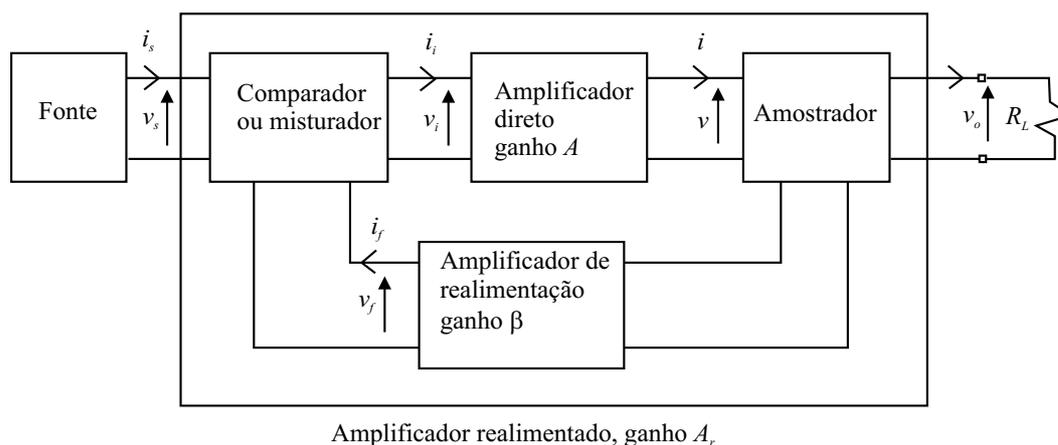


Figura 7.7: Amplificador realimentado.

A fonte de sinal pode ser descrita pela representação de Thevenin ou

Norton, ambas com resistência R_s , a que for mais conveniente.

O amplificador de realimentação pode ser um amplificador ativo ou pode ser uma rede passiva formada por combinação de resistores, capacitores e indutores.

Os circuitos de amostragem mais simples são os amostradores de tensão conectados em paralelo e os amostradores de corrente conectados em série como na figura (Fig. 7.8).

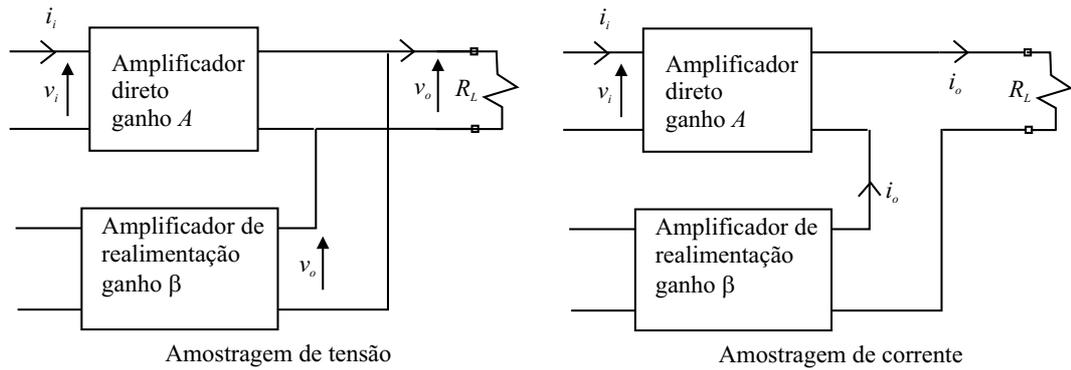


Figura 7.8: Amostradores de tensão e corrente.

Os circuitos comparadores ou misturadores mais simples, da mesma forma que os circuitos de amostragem, podem ser as conexões em paralelo e em série. Na conexão em paralelo somamos as correntes e na conexão em série somamos as tensões como na figura (Fig. 7.9). Nessas ligações em particular temos $v_i = v_s - v_f$ e $i_i = i_s + i_f$.

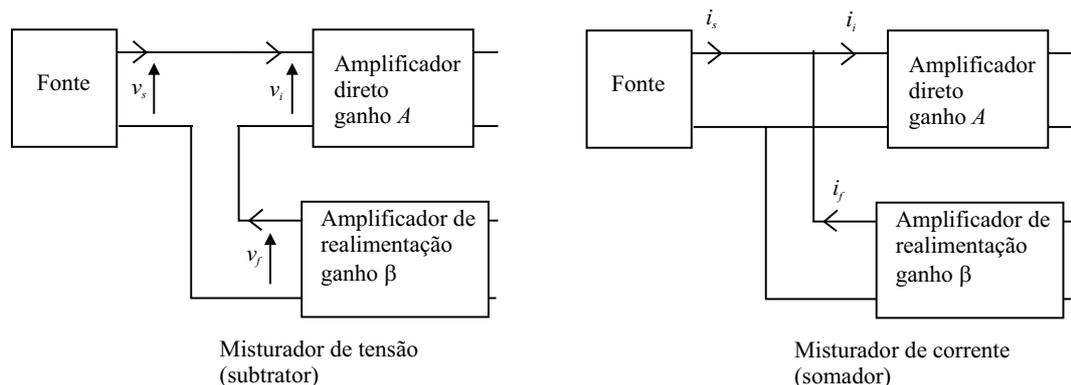


Figura 7.9: Misturadores de tensão e corrente.

Em nossa representação, o amplificador direto com ganho A , no interior do bloco maior que representa o amplificador realimentado com ganho A_r ,

pode ser de qualquer tipo, de tensão, de corrente, de transcondutância ou de transresistência. Esse ganho A é chamado de ganho de transferência direta ou ganho do amplificador base sem realimentação.

Vamos relacionar uma variável qualquer (tensão ou corrente) de saída X_o com uma variável qualquer de entrada X_s do amplificador realimentado utilizando o diagrama mostrado na figura (Fig. 7.10) .

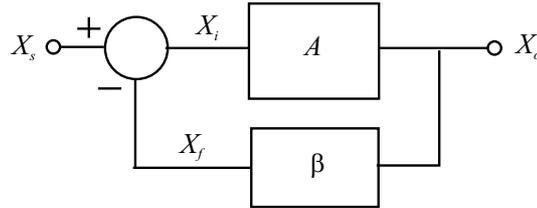


Figura 7.10: Diagrama do amplificador realimentado.

Temos:

$$X_i = X_s - X_f = X_s - \beta X_o$$

e

$$X_o = A X_i = A (X_s - \beta X_o).$$

Portanto

$$X_o = \frac{A}{1 + A\beta} X_s.$$

Se o misturador fizer a soma ao invés de uma subtração ficaria

$$X_o = \frac{A}{1 - A\beta} X_s.$$

Em geral fica

$$X_o = \frac{A}{1 \pm A\beta} X_s. \quad (7.1)$$

O ganho A_f do amplificador realimentado será

$$A_f = \frac{A}{1 \pm A\beta}.$$

Quando o módulo do ganho de A_f é menor do que o módulo do ganho de A dizemos que a realimentação é negativa e caso contrário a realimentação é positiva. É frequente comparar os ganhos em escala logarítmica expressando o resultado em dB

$$\left| \frac{A_f}{A} \right|_{\text{dB}} = 20 \log \left| \frac{1}{1 \pm A\beta} \right|.$$

Exemplo

Mostremos que a realimentação “tensão - série” pode alterar a impedância de entrada de um amplificador de tensão. Seja um amplificador de tensão realimentado em série na entrada a partir de uma amostra amplificada da tensão de saída como mostra a figura (Fig. 7.11) .

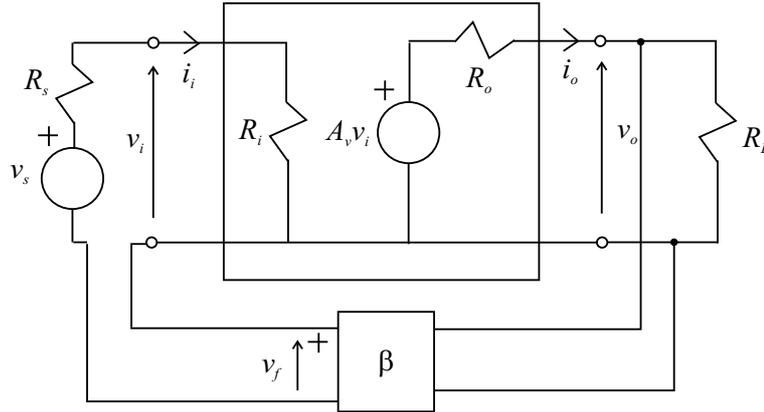


Figura 7.11: Amplificador com realimentação “tensão - série” .

Desprezando a resistência R_s da fonte quando comparada com a resistência R_i de entrada do amplificador, resistência de entrada R_{if} vista pela fonte será

$$R_{if} = \frac{v_s}{i_i} = \frac{v_i + v_f}{i_i} = \frac{v_i + \beta v_o}{i_i}.$$

A tensão de saída v_o é dada por

$$v_o = \frac{R_L}{R_o + R_L} A_v v_i \approx A_v v_i$$

uma vez que a resistência de saída $R_o \ll R_L$. Então

$$R_{if} = \frac{v_i + \beta A_v v_i}{i_i} = \frac{(1 + \beta A_v) v_i}{i_i} = \frac{(1 + \beta A_v) R_i i_i}{i_i}$$

$$R_{if} = (1 + \beta A_v) R_i.$$

Portanto, no circuito realimentado R_{if} é maior que R_i .

Outro efeito interessante é que a realimentação reduz a resistência de saída fazendo-a menor que R_o o que pode ser verificado como exercício zerando-se a excitação (substituindo a fonte de tensão v_s por um curto circuito) e aplicando-se uma corrente na saída.

7.2 O amplificador diferencial

Vimos que os transístores operando com pequenos sinais podem ser aproximados como um dispositivo linear quando na realidade são dispositivos não lineares para grandes sinais. A busca por um amplificador que possa trabalhar com sinais com maiores variações levou ao desenvolvimento de circuitos mais complexos com muitos transístores e utilização das técnicas de realimentação. Uma categoria especial de amplificador, o amplificador diferencial ou amplificador de diferença foi um passo importante na direção de se obter um amplificador com características mais próximas de um amplificador ideal.

O amplificador diferencial é definido como um dispositivo linear ativo capaz de amplificar a diferença entre dois sinais de entrada como mostra a figura (Fig. 7.12).

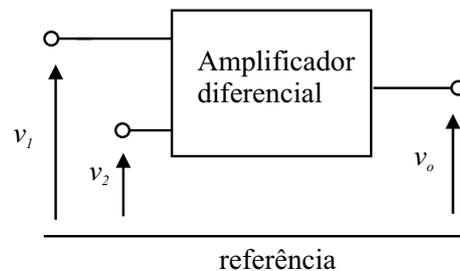


Figura 7.12: O amplificador diferencial.

No amplificador ideal temos $v_o = A_{vd}(v_1 - v_2) = A_{vd}v_d$ sendo A_{vd} o ganho de tensão diferencial e v_d a tensão diferencial. Em um amplificador real o sinal de saída depende não somente da diferença entre os sinais mas também do valor médio entre eles, o sinal de modo comum definido como

$$v_c = \frac{1}{2}(v_1 + v_2)$$

de modo que o sinal de saída pode ser escrito como

$$v_o = A_{vd}(v_1 - v_2) + A_{vc} \frac{1}{2}(v_1 + v_2)$$

onde A_{vc} é o ganho de tensão de modo comum.

O desejável é que $A_{vc} \ll A_{vd}$ e define-se a razão de rejeição do modo comum (CMRR - common mode rejection ratio) como o parâmetro de comparação entre os dois ganhos, muitas vezes expresso em decibéis.

$$\text{CMRR} = \left| \frac{A_{vd}}{A_{vc}} \right|.$$

Em um amplificador diferencial cada entrada possui o seu próprio ganho, A_1 e A_2 , de modo que a tensão de saída pode ser expressa como

$$v_o = (A_1 - A_2) v_d + (A_1 + A_2) v_c = A_{vd} v_d + A_{vc} v_c,$$

ou seja, é possível expressar o ganho diferencial e o ganho de modo comum em função dos ganhos individuais de cada entrada.

Um amplificador diferencial pode ser implementado com dois transístores idênticos acoplados pelo emissor, ou seja os dois emissores conectados, esse arranjo é conhecido como par diferencial como mostra a figura (Fig. 7.13) .

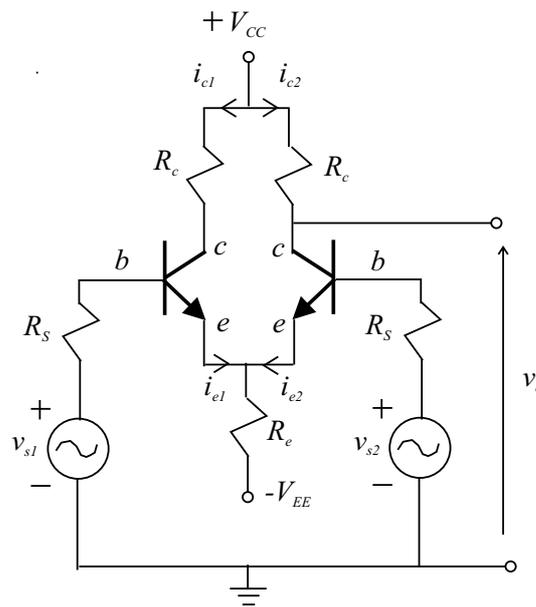


Figura 7.13: Implementação de um amplificador diferencial com dois transístores.

Observe que o resistor de emissor R_e é comum aos dois transístores, as duas correntes de emissores i_{e1} e i_{e2} se somam e atravessam esse resistor. O extremo inferior desse resistor está conectado ao lado negativo de uma fonte de tensão V_{EE} que polariza os transístores através das fontes de sinal v_{s1} e v_{s2} e dos resistores R_s .

O sinal de saída v_o é retirado do coletor do transístor da direita mas poderia ser retirado do outro transístor. Como os dois transístores são iguais, as correntes de coletores $i_{c1} = i_{c2}$ e as correntes de emissores $i_{e1} = i_{e2}$.

Considerando o modelo de pequenos sinais AC pode-se mostrar que o ganho diferencial e o ganho de modo comum são dados por:

$$A_{vd} = \frac{1}{2} \frac{h_{fe} R_c}{R_s + h_{ie}}$$

$$A_{vc} = \frac{(2 h_{oe} R_e - h_{fe}) R_c}{2 R_e (1 + h_{fe}) + (R_s + h_{ie}) (2 h_{oe} R_e + 1)}$$

Note que o ganho de modo comum é dependente da resistência R_e e o aumento dessa resistência tende a decrescer esse ganho como é desejado. Contudo, há limitações práticas para isso pois haverá diminuição na corrente quiescente. A rejeição de modo comum pode ser melhorada consideravelmente se no lugar de R_e introduzirmos uma fonte de corrente, pois nesse caso pode-se garantir que um aumento na corrente de emissor i_{e1} será exatamente igual à diminuição na corrente de emissor i_{e2} uma vez que a soma dessas duas correntes é uma constante. Tal fonte de corrente pode ser implementada por um terceiro transistor como na figura (Fig. 7.14).

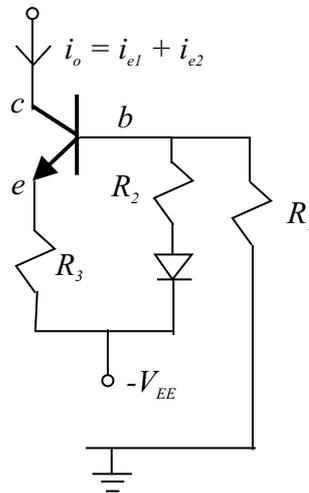


Figura 7.14: Implementação de uma fonte de corrente com um transistor.

Consideremos que o transistor tenha ganho de corrente elevado de modo que possamos desprezar a corrente de base e dizer que a corrente de emissor i_e é praticamente igual à corrente de coletor i_c .

temos que:

$$i_e R_3 + v_{be} = v_d + \frac{R_2}{R_1 + R_2} (V_{EE} - v_d)$$

então

$$i_c = i_e = \frac{1}{R_3} \left(V_{EE} \frac{R_2}{R_1 + R_2} + v_d \frac{R_1}{R_1 + R_2} - v_{be} \right).$$

Se fizermos

$$v_d \frac{R_1}{R_1 + R_2} = v_{be}$$

teremos

$$i_c = i_e = \frac{1}{R_3} \frac{R_2}{R_1 + R_2} V_{EE}.$$

Essa fonte de corrente é praticamente independente da temperatura uma vez que a característica da junção base emissor do transistor é igual a do diodo. Como a tensão da junção do diodo é praticamente igual à tensão da junção do transistor, a equação que relaciona as duas não teria solução, sendo necessário colocar dois diodos em série para que $v_d > v_{be}$.

Se não tivéssemos desprezado a corrente de base a corrente de coletor na mesma condição anterior seria dada por

$$i_c = \beta i_b = \frac{1}{R_{eq}} \frac{R_2}{R_1 + R_2} V_{EE}.$$

onde

$$R_{eq} = R_3 + \left(R_3 + \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \right) \frac{1}{\beta}.$$

Podemos observar que, para valores de β elevados, retornamos ao resultado anterior.

Consideremos então a introdução da fonte de corrente entre o resistor R_e e o terra. Teremos garantido que $i_{e1} + i_{e2} = i_o$. Além disso, temos também que $v_{b1} - v_{b2} = v_{be1} - v_{be2}$. Considerando que os transistores estão operando na região ativa temos que a corrente de emissor de cada transistor é dada por:

$$i_e = i_s \exp \frac{v_{be}}{V_T}.$$

Então, considerando que os dois transistores sejam iguais

$$i_s \exp \frac{v_{be1}}{V_T} + i_s \exp \frac{v_{be2}}{V_T} = i_o$$

ou

$$i_s \exp \frac{v_{be1}}{V_T} = \frac{i_o}{1 + \exp \frac{v_{be2} - v_{be1}}{V_T}} = \frac{i_o}{1 + \exp - \frac{v_{b1} - v_{b2}}{V_T}}$$

ou

$$i_{c1} \approx i_{e1} = \frac{i_o}{1 + \exp - \frac{v_{b1} - v_{b2}}{V_T}}.$$

Vejam a curva normalizada i_c/i_o em função da diferença de tensões, figura (Fig. 7.15).

Nessa curva observamos que a região central é praticamente linear. A derivada nessa região, $di_c/d(v_{b1} - v_{b2})$ é a transcondutância g_{md} diferencial.

$$g_{md} = \frac{d i_c}{d(v_{b1} - v_{b2})} = \frac{d i_c}{d v_d} = \frac{d}{d v_d} i_o \left[1 + \exp - \frac{v_d}{V_T} \right]^{-1}$$

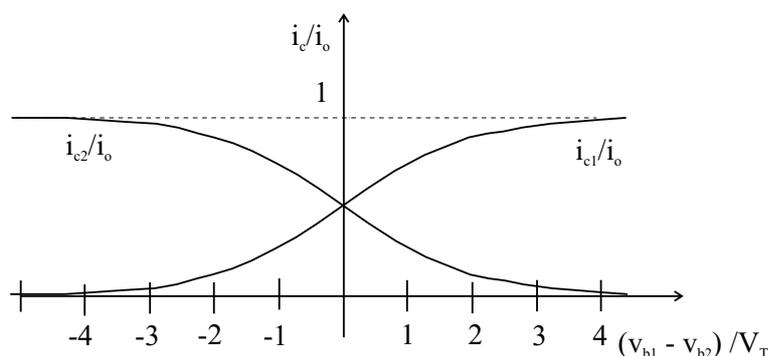


Figura 7.15: Curva do par diferencial.

$$g_{md} = \frac{1}{V_T} i_o \left[1 + \exp^{-\frac{v_d}{V_T}} \right]^{-2}$$

cujo valor na origem, $v_d = 0$ é

$$g_{md} = \frac{i_o}{4 V_T}.$$

Características do amplificador diferencial:

1. Age como limitador para $b_{b1} - v_{b2} > 4 V_T$ (100 mV à temperatura ambiente).
2. g_{md} varia de 0 ao máximo $i_o/4V_T$ e volta a 0. O máximo ocorre na origem, $v_d = 0$ e $i_{c1} = i_{c2} = i_o/2$.
3. A tensão de saída vale $v_{o2} = V_{CC} - R_c i_{c2}$. Na região linear central vale

$$v_{o2} = V_{CC} - R_c \left(\frac{i_o}{2} + g_{md} (v_{b2} - v_{b1}) \right) = V_{CC} - R_c \frac{i_o}{2} - R_c g_{md} (v_{b2} - v_{b1}).$$

4. Nessa região linear com tensão diferencial menor que V_T a transcondutância g_{md} é proporcional à corrente i_o .

7.3 O amplificador operacional.

É um amplificador de alto ganho capaz de amplificar sinais DC e AC (utiliza acoplamento direto entre os transístores internos) com entrada diferencial e usualmente uma única saída. Devido ao seu alto ganho necessita de realimentação externa para um funcionamento estável com as características

desejadas. Convenientemente realimentado pode realizar uma grande variedade de operações lineares ou não lineares tais como: soma de sinais, comparações, derivação, integração, oscilação bem como amplificação de modo geral (lineares, exponenciais, logarítmicas). É simbolizado como na figura (Fig. 7.16) .

Para que possa amplificar sinais DC com ambas polaridades é necessário que o amplificador operacional seja alimentado por uma fonte de tensão simétrica, usualmente chamada de $+V_{CC}$ e $-V_{EE}$ de modo que a saída possa excursionar tanto para valores positivos quanto negativos com relação ao terra. Para operação com sinais AC ele pode ser alimentado com uma única fonte de tensão $+V_{CC}$ e com a utilização de capacitores de desacoplamento DC tanto na entrada quanto na saída.

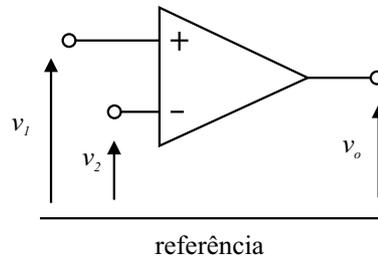


Figura 7.16: Símbolo do amplificador operacional.

As tensões de entrada e saídas são medidas com relação à referência ou terra. Em geral, os amplificadores operacionais são amplificadores de tensão mas existem também amplificadores de corrente. Os amplificadores operacionais de tensão ideais tem as seguintes características:

1. Resistência (ou impedância de entrada) infinita.
2. Resistência (ou impedância de saída) nula.
3. Ganho de tensão infinito ($10^6 - 10^9$).
4. Largura de faixa infinita, o ganho não depende da frequência.
5. Tensão de saída v_o nula para sinais de entrada iguais, $v_1 = v_2$.
6. Características independentes da temperatura.

A entrada $+$ é chamada de entrada não inversora e a entrada $-$ é chamada de entrada inversora tal que $v_o = A_v (v_1 - v_2) = A_v v_i$ sendo A_v o ganho de tensão.

Um amplificador operacional *real* possui resistência de entrada elevada, tipicamente de $10\text{ M}\Omega$ a $100\text{ M}\Omega$, resistência de saída pequena, alguns ohms, ganho de tensão elevado, $A_v > 50000$, e largura de faixa da ordem de 10 kHz ou mais.

Em baixas frequências podemos utilizar o modelo da figura (Fig. 7.17) .

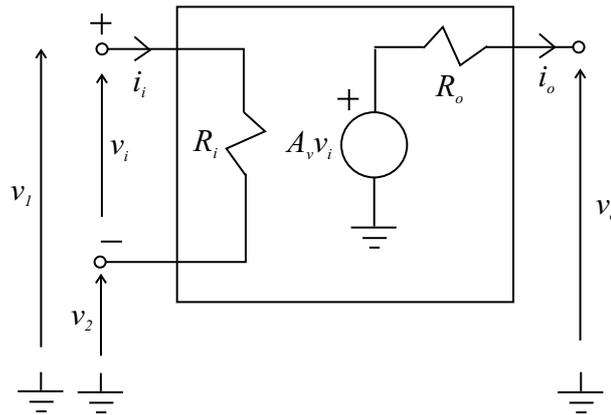


Figura 7.17: Modelo do amplificador operacional em baixa frequência.

Alguns parâmetros importantes do amplificador operacional real: As resistências de entrada entre cada entrada e o terra e entre as entradas são altas mas não são infinitas. Além disso, mesmo que as tensões de entrada tenham os mesmos valores, a tensão de saída pode ser ligeiramente diferente de zero (off set). Por isso alguns parâmetros caracterizam a qualidade do amplificador operacional:

1. Corrente de polarização de entrada: Valor médio entre as correntes de entrada quando a tensão de saída é nula, $(i_{b1} + i_{b2})/2$ quando $v_o = 0$.
2. Off set da corrente de entrada: Diferença entre as correntes de entrada quando a tensão de saída é nula, $(i_{b1} - i_{b2})$ quando $v_o = 0$.
3. Off set da tensão de entrada: É a diferença entre as tensões de entrada quando a tensão de saída é nula, $(v_1 - v_2)$ quando $v_o = 0$.
4. Off set da tensão de saída: É o valor da tensão de saída v_o quando as tensões de entrada são nulas, $v_1 = v_2 = 0$.
5. Slew rate: É o inverso da rapidez com que a tensão de saída muda de valor quando a entrada do amplificador realimentado é submetida a um degrau de tensão expresso como $\Delta t/\Delta v_o$

7.3.1 Aplicações dos amplificadores operacionais.

O amplificador operacional quando convenientemente realimentado pode desempenhar várias funções básicas.

Amplificador inversor.

Nesse amplificador, o sinal de saída é realimentado na entrada inversora como mostra a figura (Fig. 7.18).

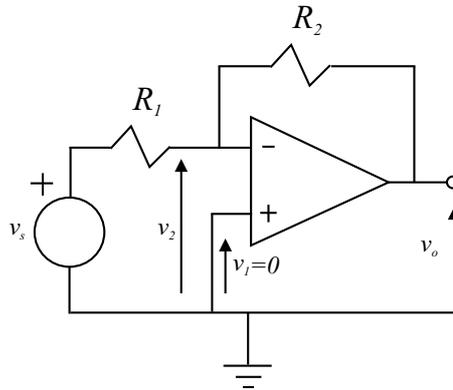


Figura 7.18: Amplificador inversor.

Substituindo o amplificador por seu modelo equivalente temos (Fig. 7.19).

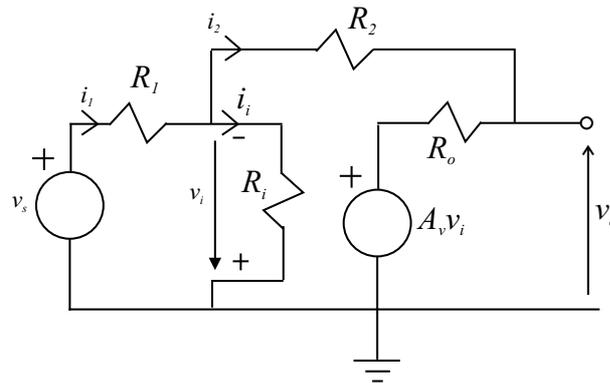


Figura 7.19: Amplificador inversor modelado.

Lembrando que $A_v \rightarrow \infty$, $R_i \rightarrow \infty$ e $R_o \rightarrow 0$ temos: $v_o = A_v v_i + R_o i_2 \approx A_v v_i$ e $i_1 = i_i + i_2 \approx i_2$. Temos então:

$$i_1 = \frac{v_s - v_o}{R_1 + R_2} \quad \text{e} \quad v_s + v_i = R_1 i_1$$

portanto

$$v_s + \frac{v_o}{A_v} = R_1 \frac{v_s - v_o}{R_1 + R_2}$$

$$v_s \left(1 - \frac{R_1}{R_1 + R_2} \right) = -v_o \left(\frac{1}{A_v} + \frac{R_1}{R_1 + R_2} \right)$$

No limite em que $A_v \rightarrow \infty$ temos

$$\frac{v_o}{v_s} = -\frac{R_2}{R_1}$$

daí o nome de amplificador inversor por causa do sinal negativo.

Observe também que

$$v_i = R_1 i_1 - v_s = R_1 \frac{v_s - v_o}{R_1 + R_2} - v_s = R_1 \frac{v_s - A_v v_i}{R_1 + R_2} - v_s$$

$$v_i = -v_i \frac{R_1 A_v}{R_1 + R_2} - v_s \frac{R_2}{R_1 + R_2}$$

$$v_i + v_i \frac{R_1 A_v}{R_1 + R_2} = -v_s \frac{R_2}{R_1 + R_2}$$

$$v_i = -\frac{R_2}{R_2 + R_1(1 + A_v)} v_s.$$

Logo, $v_i \rightarrow 0$ quando $A_v \rightarrow \infty$. Surge então o conceito de *terra virtual* pois $v_i \approx 0$. Pode-se dizer que as duas entradas do amplificador operacional estão no mesmo potencial do terra apesar das duas entradas não estarem fisicamente conectadas entre si porque existe a resistência de entrada R_i entre elas. Na verdade, o que dizemos é: como o ganho A_v é muito grande, uma tensão de saída v_o finita corresponde a uma tensão de entrada v_i muito pequena, para todos os efeitos, zero.

O conceito de *terra virtual* é importante na análise de circuitos com amplificadores operacionais realimentados pois permite simplificar os cálculos. Por exemplo, vejamos novamente o caso anterior: Considerando $v_i = 0$ e a resistência de entrada R_i infinita teremos:

$$i_1 = \frac{v_s}{R_1} \quad \text{e} \quad v_o = -R_2 i_1$$

logo

$$v_o = -R_2 \frac{v_s}{R_1} \quad \therefore v_o = -\frac{R_2}{R_1} v_s.$$

Usaremos, sempre que preciso, o conceito de *terra virtual*.

Amplificador não inversor.

No circuito anterior, troquemos a posição da fonte de sinal conectando-a diretamente à entrada não inversora e ligando o resistor R_1 ao terra como na figura (Fig. 7.20).

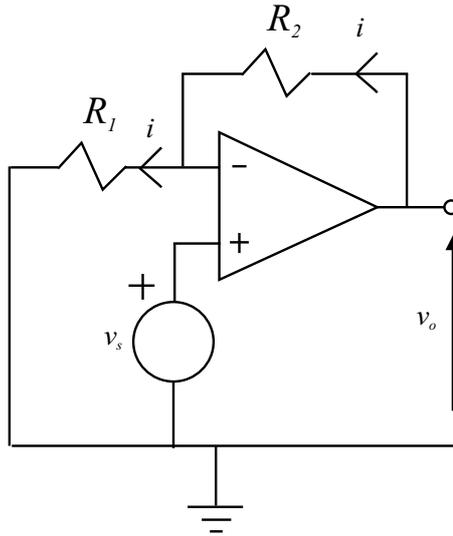


Figura 7.20: Amplificador não inversor.

Considerando $R_i \rightarrow \infty$ e $v_i \rightarrow 0$ temos:

$$i = \frac{v_o - v_s}{R_2} \quad \text{e} \quad v_s = R_1 i$$

logo

$$v_s = R_1 \frac{v_o - v_s}{R_2}, \quad \therefore v_s \left(1 + \frac{R_1}{R_2}\right) = \frac{R_1}{R_2} v_o$$

então

$$v_o = \left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right) v_s = A_{vf} v_s$$

Veja que o ganho é sempre maior que a unidade.

Comparando os dois amplificadores vemos que a resistência de entrada do amplificador inversor é menor do que a do não inversor pois, no segundo caso, ela é infinita. Para determinar a resistência de entrada do amplificador inversor basta observar que sendo $v_i = 0$, a resistência vista pela fonte é R_1 .

O Buffer.

Como caso particular do amplificador não inversor temos o *buffer* obtido fazendo $R_2 = 0$ e $R_1 \rightarrow \infty$, figura (Fig. 7.21). Nessa situação o ganho

é unitário e a utilidade do amplificador é oferecer uma alta impedância de entrada e uma baixa impedância de saída.

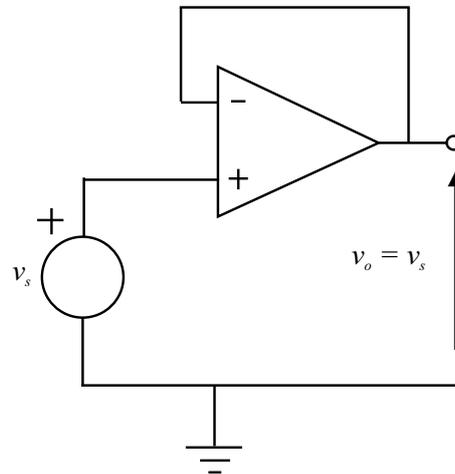


Figura 7.21: Amplificador não inversor com ganho unitário ou *buffer*.

Amplificador somador

Esse amplificador realiza a soma de várias tensões de entrada como mostra a figura (Fig. 7.22).

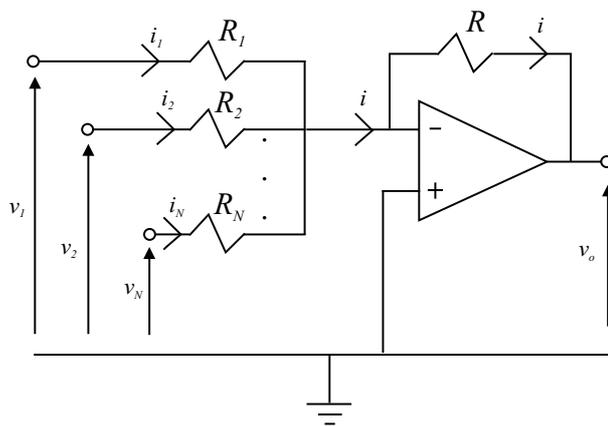


Figura 7.22: Amplificador somador.

Utilizando o conceito de *terra virtual* temos

$$i_1 = \frac{v_1}{R_1}, \quad i_2 = \frac{v_2}{R_2}, \quad \dots i_N = \frac{v_N}{R_N} \quad \text{e} \quad i = i_1 + i_2 + \dots + i_N$$

$$v_o = -R(i_1 + i_2 + \dots + i_N) = -R \left(\frac{v_1}{R_1} + \frac{v_2}{R_2} + \dots + \frac{v_N}{R_N} \right)$$

que é uma soma ponderada das tensões de entrada. Fazendo $R_1 = R_2 = \dots = R_N = \hat{R}$ fica

$$v_o = -\frac{R}{\hat{R}}(v_1 + v_2 + \dots + v_N)$$

que é uma soma com ganho $-R/\hat{R}$. Se todas as resistências forem iguais fica

$$v_o = -(v_1 + v_2 + \dots + v_N).$$

Amplificador subtrator.

Esse amplificador realiza a subtração entre dois sinais como na figura (Fig. 7.23).

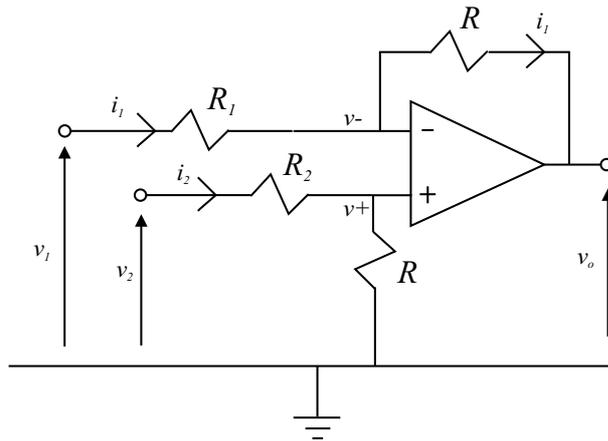


Figura 7.23: Amplificador subtrator.

Considerando que $v- = v+ = v$ temos

$$i_1 = \frac{v_1 - v}{R_1} \quad \text{e} \quad v = \frac{R}{R + R_2} v_2$$

$$v_o = v - R i_1 = v - R \left(\frac{v_1 - v}{R_1} \right) = -\frac{R}{R_1} v_1 + v \left(1 + \frac{R}{R_1} \right)$$

$$\therefore v_o = -\frac{R}{R_1} v_1 + \frac{R}{R + R_2} v_2 \frac{R_1 + R}{R_1}$$

Se fizermos $R_1 = R_2$ teremos

$$v_o = \frac{R}{R_1} (v_2 - v_1)$$

e se $R_1 = R$

$$v_o = v_2 - v_1$$

que é a operação desejada.

Amplificador de instrumentação.

Como vimos, o amplificador subtrator realiza a diferença entre os sinais nas duas entradas. Contudo, a resistência de entrada desse circuito não é muito elevada, valendo $2R$ no caso de todas as resistências serem iguais ou $R + R_1$ se quisermos amplificar a diferença entre os sinais.

É possível modificar esse circuito de modo obtermos resistências de entrada muito elevada se adicionarmos dois *buffers* nas duas entradas. Essa configuração é conhecida como *amplificador de instrumentação* e é mostrado na figura (Fig. 7.24) com resistência de entrada praticamente infinita.

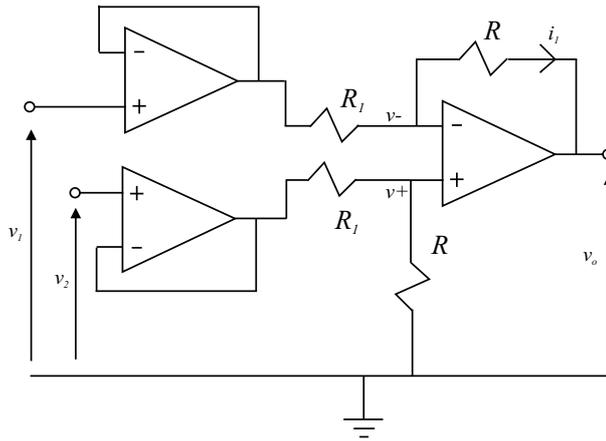


Figura 7.24: Amplificador de instrumentação.

Esse amplificador é útil para amplificar sinais diferenciais de transdutores que possuem resistência de saída elevada ou de fontes de tensão de alta resistência interna como, por exemplo, pilhas padrões para referência de tensão, sinais elétricos biológicos, potenciais eletroquímicos, etc. apresentando baixa resistência de saída e ganho de tensão diferencial.

$$v_o = \frac{R}{R_1} (v_2 - v_1).$$

Amplificador diferenciador.

Tomemos um amplificador inversor e façamos a substituição do resistor de resistência R_1 por um capacitor de capacitância C , (Fig. 7.25).

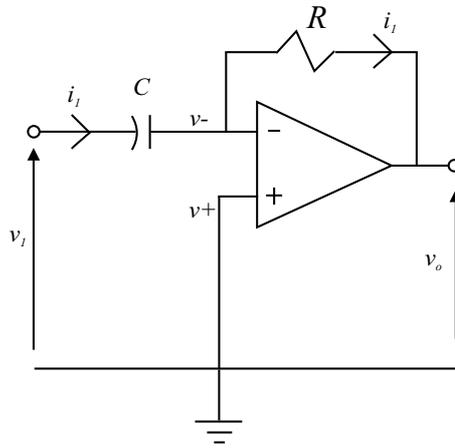


Figura 7.25: Amplificador diferenciador.

No capacitor temos $q = v_c C$, e derivando com relação ao tempo fica $i_1 = i = dq/dt = C dv_c/dt$. Utilizando o conceito do terra virtual temos que $v_o = -R i_1$ e $v_c = v_1$, portanto

$$v_o = -RC dv_c/dt = -RC dv_1/dt.$$

A tensão de saída é proporcional à derivada da tensão de entrada com um ganho igual a $-RC$. Se tomarmos por exemplo um sinal de entrada senoidal $v_1 = v_0 \text{sen}(\omega t)$ teremos um sinal de saída

$$v_o = -RC \omega v_0 \cos(\omega t) = RC \omega v_0 \text{sen}\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right).$$

Podemos observar que a tensão de saída é proporcional à frequência angular do sinal de entrada, ou seja, se considerarmos que exista um pequeno ruído na entrada, as componentes de alta frequência desse ruído serão fortemente amplificadas e isso torna esse amplificador inerentemente muito ruidoso.

Para limitar o ganho em alta frequência introduziremos um resistor com resistência R_1 em série com o capacitor. Em baixas frequências, $f \ll 1/(2\pi R_1 C)$, a reatância X_c é muito maior que R_1 e o circuito se comporta como um diferenciador. Em altas frequências a reatância é muito menor que a resistência e o amplificador se comporta como um amplificador inversor com ganho $-R/R_1$, figura (Fig. 7.26).

Quando $\omega \gg 1/(R_1 C)$ temos um amplificador inversor e quando $\omega \ll 1/(R_1 C)$ temos um amplificador diferenciador.

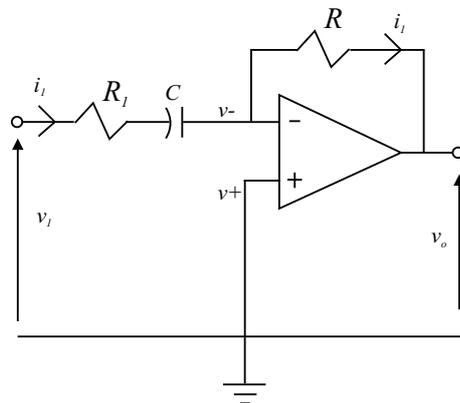


Figura 7.26: Amplificador diferenciador com ganho limitado para altas frequências.

Amplificador integrador.

Permutando as posições de R e C no circuito anterior obtemos a figura (Fig. 7.27).

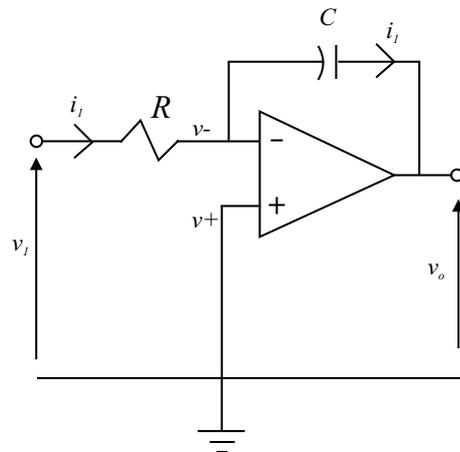


Figura 7.27: Amplificador integrador.

Utilizemos novamente o conceito de terra virtual e suponhamos que o capacitor esteja descarregado em $t = 0$ s. Temos que $i_1 = v_1/R$ e $v_o = -v_c$ com

$$v_c = \frac{1}{C} \int i_1 dt,$$

então

$$v_o = -\frac{1}{C} \int \frac{v_1}{R} dt = -\frac{1}{RC} \int v_1 dt.$$

No amplificador integrador, qualquer pequena diferença constante entre as tensões de entrada, devido ao off set de corrente, será integrada ao longo do tempo e o amplificador acabará atingindo a saturação, valor máximo ou mínimo de tensão possível. Esse problema pode ser minimizado com a colocação de um resistor na entrada não inversora para equalizar a tensão de entrada. Contudo, para tempos longos, mesmo pequenas diferenças entre as correntes nas entradas não inversora e inversora acabarão por levar o amplificador para a saturação. O problema pode ser resolvido acrescentando-se um resistor em paralelo com o capacitor para diminuir o ganho em baixas frequências como mostrado na figura (Fig. 7.28).

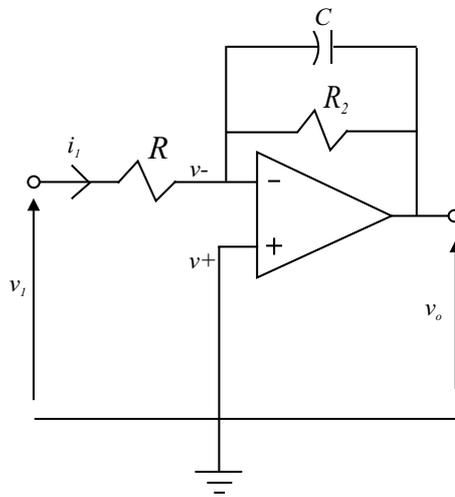


Figura 7.28: Amplificador integrador com ganho limitado em baixas frequências.

Para $X_c \gg R_2$, isto é, $f \ll 1/(2\pi R_2 C)$ o circuito se comporta como amplificador inversor com ganho $A_{vf} = -R_2/R$ e para $X_c \ll R_2$, isto é, $f \gg 1/(2\pi R_2 C)$ o circuito se comporta como amplificador integrador.

Observação: para minimizar o risco de saturação diminui-se o ganho em baixas frequências fazendo $R_2 < R$.

Comparador.

A finalidade do comparador é comparar o sinal de entrada com uma tensão de referência como na figura (Fig. 7.29).

A tensão de saída v_o depende da diferença entre as tensões de entrada, $v_o = A_v (v_{ref} - v_1)$ sendo o ganho A_v muito grande. A tensão de saída é limitada pela tensão de alimentação do amplificador podendo ter um valor mínimo igual a $-V_{EE}$ e um valor máximo igual a V_{CC} . Se a tensão de entrada

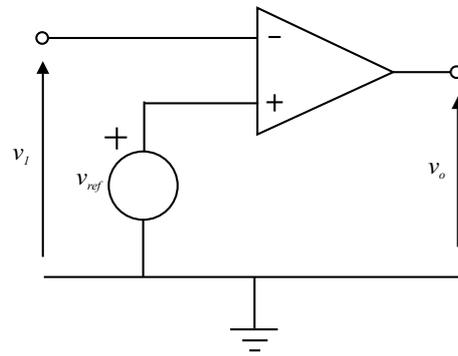


Figura 7.29: Comparador de tensões.

$v_1 < v_{ref}$ a tensão de saída satura em $v_o = V_{CC}$ e se a tensão de entrada $v_1 > v_{ref}$ a tensão de saída satura em $v_o = -V_{EE}$.

A tensão de referência pode ser obtida por diversas maneiras, pode-se utilizar um diodo Zener ou mesmo um divisor de tensão resistivo alimentado pelas fontes de alimentação do amplificador.

Compensação do off set da tensão de saída.

Os amplificadores operacionais não são perfeitos. podem apresentar um pequeno valor de tensão de saída, da ordem de alguns milivolts, quando as duas tensões de entrada são iguais. Essa tensão pode ser compensada (zerada) aplicando-se em uma das entradas, a que não estiver sendo utilizada como entrada de sinal, uma pequena tensão proveniente de uma fonte ajustável ou de um simples divisor de tensão, no sentido de diminuir a tensão de saída quando o sinal de entrada for zero.

Para um amplificador inversor que apresente uma tensão de saída v_{offset} com entrada nula deveremos aplicar na entrada não inversora uma tensão igual a $v_{offset}/(-R_2/R_1)$. Tal tensão é normalmente muito pequena e para obtê-la costuma-se utilizar um divisor de tensão que divida entre 100 e 1000 uma tensão de uma fonte ajustável para que a sensibilidade do ajuste não seja excessiva. Veja, por exemplo, a figura (Fig. 7.30).

O divisor de tensão é alimentado por uma tensão ajustável que pode ser proveniente do cursor móvel de um potenciômetro conectado entre $+V_{CC}$ e $-V_{EE}$. Com a tensão de entrada do amplificador realimentado no valor zero, ajusta-se o potenciômetro de modo a zerar a tensão de saída exatamente.

Para o amplificador não inversor a correção é semelhante, porém aplicada na outra entrada do amplificador realimentado como mostra a figura (Fig. 7.31).

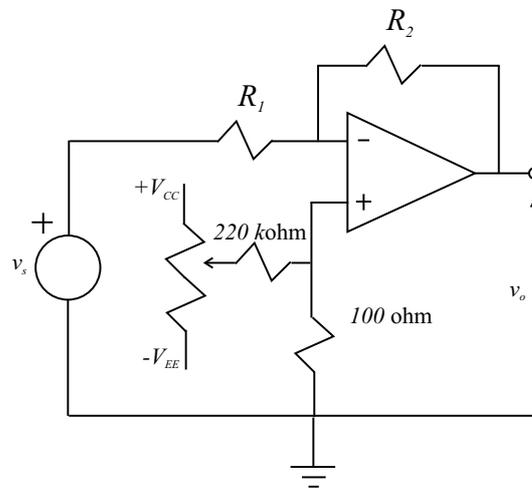


Figura 7.30: Compensação do off set da tensão de saída.

Com esses valores de resistências podemos adicionar uma tensão de até

$$\pm V_{CC} \frac{100}{220 \times 10^3}$$

às entradas (considerando que $V_{CC} = V_{EE}$), o que é normalmente suficiente para zerar a saída. Esse procedimento de correção também serve para outros tipos de amplificadores.

Alguns amplificadores operacionais são fornecidos com terminais específicos para se realizar a compensação do off set de saída de acordo com a instrução do fabricante. Por exemplo, o LM741, CA741 e outros da série 741 possuem dois terminais (pinos 1 e 5) dedicados a essa compensação. Um potenciômetro de valor 10 kohm deve ser conectado entre esses dois pinos e o cursor conectado ao $-V_{EE}$.

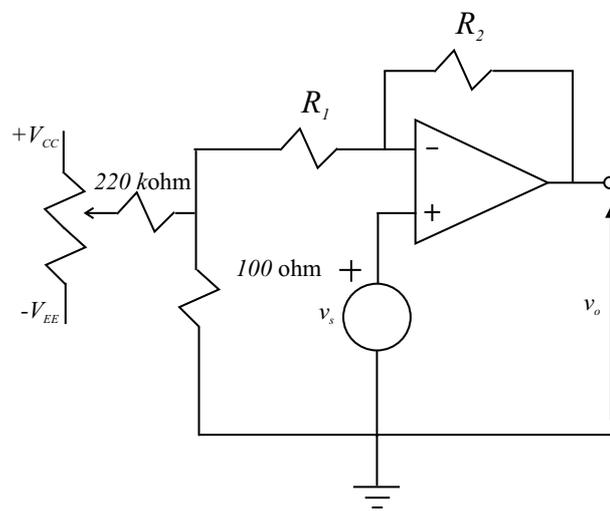


Figura 7.31: Compensação do off set da tensão de saída no amplificador não inversor.

Capítulo 8

Osciladores

Denominamos de oscilador um dispositivo capaz de produzir uma tensão ou corrente variável periodicamente. Em um capítulo anterior mostramos um oscilador simples, relacionado com a carga e a descarga de um capacitor, baseada numa característica de operação de um dispositivo não linear que permitia que um capacitor se carregasse até atingir uma determinada tensão em que o dispositivo entrava em condução abrupta realizando a descarga até que o capacitor atingisse uma tensão mínima e a descarga fosse interrompida. Nesse ponto o dispositivo voltava a sua condição inicial de alta isolamento e o capacitor voltava a se carregar repetindo o ciclo indefinidamente. Esse tipo de oscilador é conhecido como oscilador de relaxação e teve sua origem com os tubos de descarga em um gás que entrava em processo de ionização em uma determinada tensão, normalmente elevada. Como exemplo citamos uma lâmpada neon que ioniza por volta de 70V - 90 V. Posteriormente dispositivos de estado sólido como o TUNJ e outros vieram para substituí-la.

8.1 Oscilador de relaxação com comparador.

Vejam como é possível estabelecer uma oscilação periódica entre dois valores de tensão utilizando um amplificador comparador e um mecanismo de relaxação. Executaremos o comparador fazendo uma realimentação *positiva* da saída do amplificador operacional para a entrada não inversora utilizando um divisor de tensão como mostrado na figura (Fig. 8.1).

Se a saída do amplificador estiver, por exemplo, no valor saturado $+V_{CC}$ o divisor de tensão conectado entre essa saída e o terra produzirá uma tensão intermediária entre zero e $+V_{CC}$ digamos αV_{CC} , $0 < \alpha < 1$ que será aplicada na entrada v_+ não inversora. Enquanto a tensão v_- na entrada inversora se mantiver abaixo desse valor v_+ (valor de referência) a tensão de saída

permanecerá fixa no valor de saturação $+V_{CC}$.

$$v_+ = \alpha v_o = \frac{R_1}{R_1 + R_2} v_o = \frac{R_1}{R_1 + R_2} V_{CC}.$$

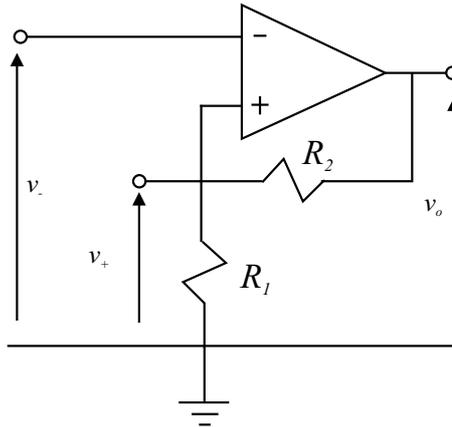


Figura 8.1: Amplificador com realimentação positiva.

Consideremos agora que a tensão v_- seja um pouco maior que a tensão v_+ anterior, a tensão de saída imediatamente inverterá seu valor saturando em $-V_{EE}$. A tensão v_+ que é uma fração de $-V_{EE}$ também inverterá seu valor

$$v_+ = \alpha v_o = \frac{R_1}{R_1 + R_2} v_o = -\frac{R_1}{R_1 + R_2} V_{EE}.$$

Essa situação permanecerá enquanto v_- for maior que esse novo valor de referência. Se a tensão v_- se tornar um pouco menor que esse valor de referência, a tensão de saída inverterá e saturará novamente no valor $+V_{CC}$.

Podemos variar a tensão v_- utilizando uma rede RC conectada entre a saída e o terra com a tensão v_- sendo a tensão no capacitor $v_- = v_c$ como mostra a figura (Fig. 8.2).

Consideremos inicialmente que a tensão de saída esteja no valor saturado $+V_{CC}$. O capacitor se carrega e sua tensão cresce no tempo até atingir a tensão de referência dada pelo divisor de tensão, $v_+ = \alpha V_{CC}$. Ao ultrapassar muito pouco esse valor a tensão de saída inverte para $-V_{EE}$ e o capacitor começa a se descarregar e depois a se carregar negativamente até atingir a nova tensão de referência $v_+ = -\alpha V_{EE}$. Quando diminuir um pouco abaixo desse valor, a tensão de saída inverte para $+V_{CC}$ e o capacitor volta a se carregar positivamente até atingir novamente a tensão de referência $v_+ = \alpha V_{CC}$ e o processo se repete como mostra a figura (Fig. 8.3) representativa

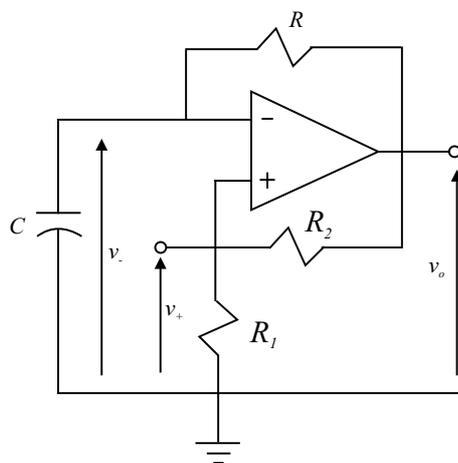


Figura 8.2: Amplificador com realimentação positiva e rede RC na realimentação negativa.

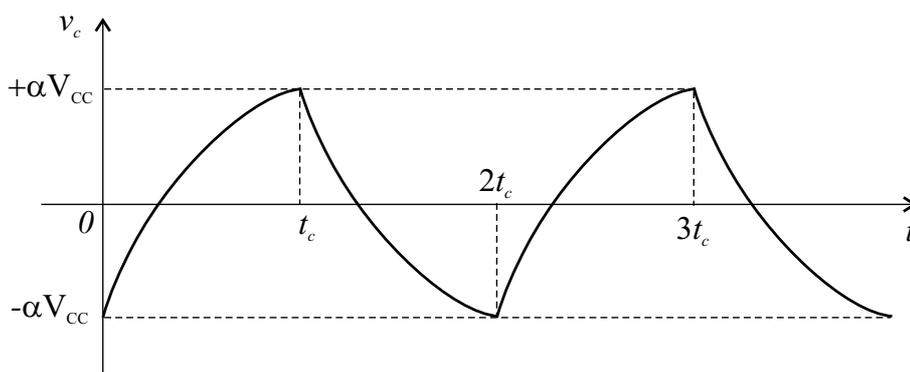


Figura 8.3: Tensão de carga e descarga do capacitor.

do processo de carga e descarga do capacitor cuja tensão oscila entre $-\alpha V_{EE}$ e αV_{CC} considerando que $V_{EE} = V_{CC}$ e $\alpha = R_1/(R_1 + R_2)$.

Calculemos o período da oscilação, $T = 2 t_c$ considerando que a tensão do capacitor oscila entre $\pm \alpha V_{CC}$. A equação do circuito de carga é

$$V_{CC} = v_r + v_c = RC \frac{dv_c}{dt} + v_c$$

$$\frac{dv_c}{v_c - V_{CC}} = -\frac{1}{RC} dt$$

integrando fica

$$v_c = k e^{-\frac{t}{RC}} + V_{CC}.$$

A condição inicial é $v_c = -\alpha V_{CC}$ quando $t = 0$. Portanto $k = -V_{CC}(1+\alpha)$ e a solução final é

$$v_c = V_{CC} \left(1 - (\alpha + 1) e^{-\frac{t}{RC}} \right).$$

Calculemos o tempo t_c necessário para que a tensão atinja o valor superior αV_{CC} .

$$\alpha V_{CC} = V_{CC} \left(1 - (\alpha + 1) e^{-\frac{t_c}{RC}} \right)$$

$$\alpha - 1 = -(\alpha + 1) e^{-\frac{t_c}{RC}}$$

$$e^{-\frac{t_c}{RC}} = \frac{1 - \alpha}{1 + \alpha}$$

$$t_c = RC \ln \left(\frac{1 + \alpha}{1 - \alpha} \right) = RC \ln \left(\frac{1 + \frac{R_1}{R_1 + R_2}}{1 - \frac{R_1}{R_1 + R_2}} \right)$$

$$t_c = RC \ln \left(\frac{2R_1}{R_2} + 1 \right).$$

A frequência de oscilação será

$$f = \frac{1}{2t_c} = \frac{1}{2RC \ln \left(\frac{2R_1}{R_2} + 1 \right)}.$$

Observe que a frequência é inversamente proporcional a RC . A tensão de saída é uma função oscilatória e retangular em função do tempo alternando entre $-V_{CC}$ e $+V_{CC}$.

Esse oscilador é um exemplo típico de oscilador de relaxação de carga e descarga capacitiva. A oscilação só é possível porque o amplificador realimentado positivamente apresenta histerese, a comutação entre os dois estados da saída ocorre para dois valores diferentes das tensões de entrada, $-\alpha V_{CC}$ e $+\alpha V_{CC}$.

Numa implementação desse circuito devemos evitar que R_1 e R_2 tenham valores muito elevados, da ordem de $M\Omega$, para evitar que a corrente que passa pelo divisor de tensão seja muito baixa a ponto de ser comparável com a corrente de entrada do amplificador que é muito pequena e foi desprezada nos cálculos dessas resistências do divisor.

8.2 Osciladores senoidais.

Mostraremos agora que uma condição de oscilação pode ser estabelecida em um amplificador realimentado quando a realimentação satisfaz a uma determinada condição ou critério.

Iniciemos observando que em um amplificador de tensão realimentado temos a tensão de saída v_o relacionada com a tensão de entrada por

$$v_o = \frac{A_v}{1 \pm \beta A_v} v_i.$$

Existe a possibilidade real de existir uma tensão v_o mesmo quando a tensão v_i for zero. Isso ocorre na situação em o denominador $1 \pm \beta A_v = 0$. Vejamos:

Em geral, os ganhos dos amplificadores dependem da frequência de trabalho. Suponhamos que o ganho A_v seja praticamente constante numa certa faixa de frequências, mas que o ganho β seja variável com a frequência nessa mesma faixa. Suponhamos ainda que em uma determinada frequência a condição $1 - \beta A_v = 0$ (ou $1 + \beta A_v = 0$) seja satisfeita, ou seja, $\beta = 1/A_v$. Nessa situação, o ganho A_{vf} torna-se infinito para uma frequência bem determinada na ausência de um sinal de entrada. Em outras frequências isso não ocorre, pois o ganho A_{vf} será finito.

Na verdade, para iniciar a oscilação, é necessário que alguma perturbação externa produza uma pequena excitação inicial que será amplificada pelo amplificador de ganho A_v e realimentada de volta para a entrada para ser novamente amplificada. Essa perturbação normalmente é de origem térmica e tem um espectro de frequências infinito. Apenas uma determinada frequência satisfaz a condição e o sinal com essa frequência é amplificado e realimentado estabelecendo a oscilação.

8.2.1 Oscilador por deslocamento de fase.

Vejamos um circuito oscilante utilizando um amplificador com um transistor JFET e um circuito de realimentação constituído por uma rede de deslocamento de fase (oscilador por deslocamento de fase).

Tomemos um amplificador com um JFET na configuração de fonte comum. A tensão de saída é a tensão no dreno que está defasada de 180 graus com relação à tensão da porta. Essa tensão de saída alimentará uma rede defasadora RC que deverá produzir uma diferença de fase de 180 graus de modo o sinal de saída da rede possa ser acoplado à entrada (porta) do JFET produzindo a realimentação. Ver a figura (Fig. 8.4) .

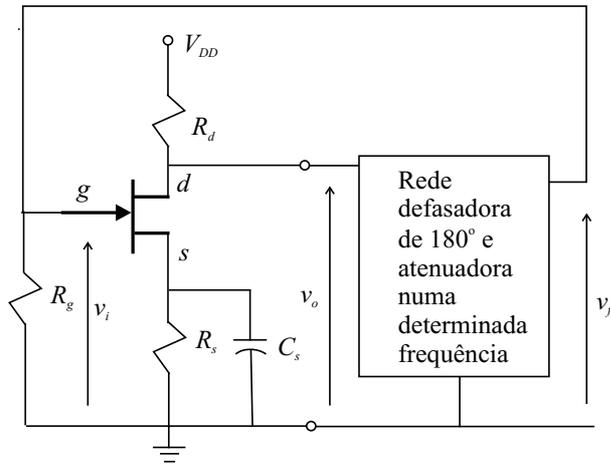


Figura 8.4: Oscilador de deslocamento de fase com JFET.

Consideremos inicialmente que a saída v_f ainda não esteja conectada à entrada do JFET. Se uma tensão v_i estiver presente na entrada do JFET, uma tensão v_o amplificada e invertida pelo JFET estará presente na entrada da rede. Essa tensão será atenuada e invertida pela rede e terá valor v_f na saída da rede. Se essa tensão for exatamente igual à tensão de entrada v_i a saída da rede pode ser conectada à entrada sustentando a oscilação. Ou seja, a condição necessária para manter a oscilação é $v_i = v_f$.

Implementemos a rede com uma sequência (escada ou ladder) de três filtros RC do tipo passa alta ligados em cascata como na figura (Fig. 8.5).

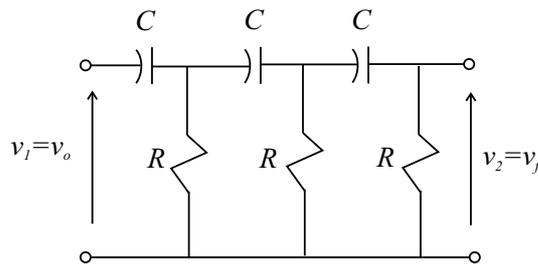


Figura 8.5: Rede defasadora RC.

A entrada dessa rede defasadora será conectada na saída do JFET e a saída da rede será conectada à entrada do JFET. A resistência de polarização da porta R_g será a última resistência da rede como mostra a figura (Fig. 8.6)

. Observe que o último capacitor impede qualquer alteração na polarização DC do JFET.

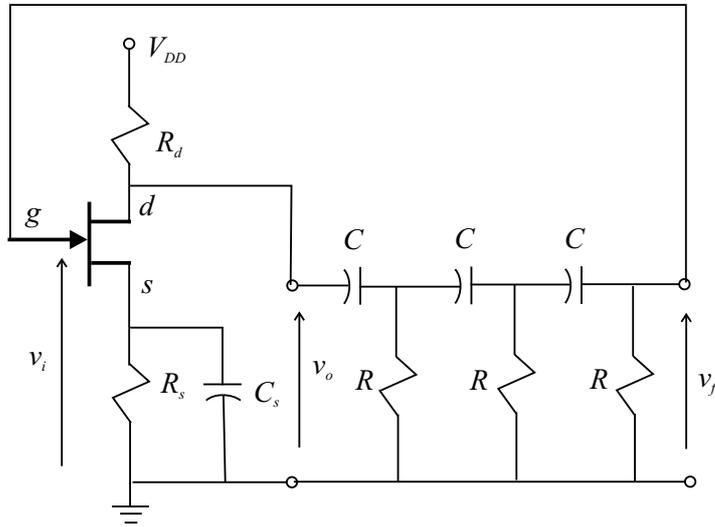


Figura 8.6: Rede defasadora RC conectada ao JFET.

Analisemos agora a rede RC. Essa rede possui três malhas independentes e a solução do sistema de equações fasorial resulta em

$$\mathbf{v}_1 = \left[\left(1 - j \frac{X_c}{R}\right) \left(2 - j \frac{X_c}{R}\right)^2 - \left(2 - j \frac{X_c}{R}\right) - \left(1 - j \frac{X_c}{R}\right) \right] \mathbf{v}_2.$$

Fazendo $\alpha = X_c/R$ e rearrumando fica

$$\frac{\mathbf{v}_2}{\mathbf{v}_1} = \frac{1}{-5\alpha^2 + 1 + j(\alpha^3 - 6\alpha)}.$$

Queremos uma diferença de fase entre \mathbf{v}_2 e \mathbf{v}_1 igual a π rad.

$$\phi = \text{atan} \frac{\alpha^3 - 6\alpha}{1 - 5\alpha^2} = \pi$$

logo

$$\alpha^3 - 6\alpha = 0, \quad \therefore \alpha = 0, \alpha = \pm\sqrt{6}.$$

A única solução possível é

$$\frac{1}{\omega RC} = \sqrt{6}, \quad \therefore R = \frac{1}{\omega C \sqrt{6}}.$$

Para esse valor de $\alpha = \sqrt{6}$ temos

$$\mathbf{v}_2 = -\frac{1}{29}\mathbf{v}_1.$$

Portanto, para produzir a diferença de fase de π rad com essa rede, a relação $R = 1/(\omega C \sqrt{6})$ deve ser satisfeita para alguma frequência e quando isso ocorrer, a tensão de saída será 29 vezes menor do que a tensão de entrada. Contudo, a tensão de saída é a tensão de realimentação do JFET, logo esse amplificador deverá ter um ganho igual a 29 para manter a condição de oscilação.

Essa é a condição matemática exata para que a oscilação se mantenha. Do ponto de vista prático é impossível fazer um amplificador com um ganho tão preciso, pois mesmo conseguindo executá-lo a dependência com a temperatura modificaria o ganho. Se o ganho for menor que 29, a oscilação tenderá a diminuir a amplitude com o passar do tempo até desaparecer por completo. Se o ganho for maior que esse valor, a amplitude da oscilação tenderá a crescer até o limite possível de operação do transistor produzindo uma grande distorção no sinal que deixará de ser senoidal. Para que a amplitude da oscilação seja mantida é necessário que o ganho se ajuste automaticamente por algum tipo de mecanismo, por exemplo, uma mudança do ponto de polarização em função da amplitude do sinal, uma resistência variável com a temperatura devido ao aumento da corrente no circuito de polarização poderia produzir esse efeito.

8.2.2 Oscilador com ponte de Wien.

Esse oscilador utiliza um amplificador não inversor realimentado por uma rede defasadora de 0 rad que só produz essa condição em uma única frequência. Essa rede é conhecida como ponte de Wien formada pela associação em série de um arranjo RC em série com um arranjo RC em paralelo como mostra a figura (Fig. 8.7).

A rede RC é um divisor de tensão dependente da frequência e aplica na entrada não inversora uma fração do sinal de saída do amplificador. Esse sinal de entrada v_+ deve ter a mesma fase do sinal de saída v_o do amplificador para que seja possível sustentar uma oscilação. Porém a rede RC atenua o sinal além de defasá-lo, portanto o ganho do amplificador deve ser tal que compense a atenuação (R_1 e R_2 devem ser determinados convenientemente).

$$\mathbf{v}_+ = \frac{R // (j \omega C)^{-1}}{R + (j \omega C)^{-1} + R // (j \omega C)^{-1}} \mathbf{v}_o$$

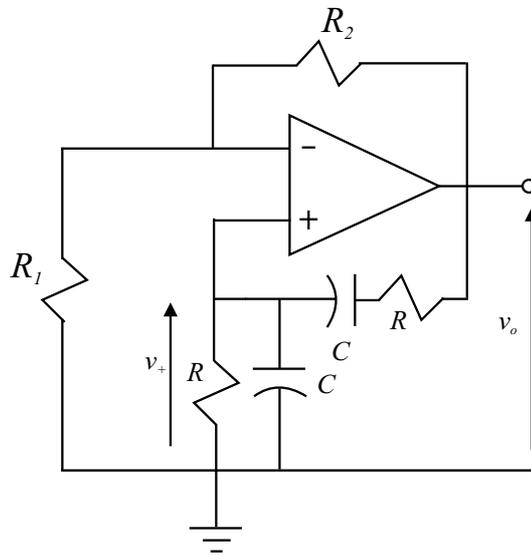


Figura 8.7: Oscilador ponte de Wien.

$$v_+ = \frac{\frac{R}{j\omega C}}{(R + (j\omega C)^{-1})^2 + \frac{R}{j\omega C}} v_o$$

$$\frac{v_+}{v_o} = \frac{j\omega RC}{1 - (\omega RC)^2 + j3\omega RC}$$

O argumento do numerador vale $\pi/2$ e para que a fração tenha argumento nulo deveremos ter também o argumento do denominador valendo $\pi/2$. O argumento ϕ do denominador é tal que

$$\tan \phi = \frac{3\omega RC}{1 - (\omega RC)^2}$$

Como ϕ deve valer $\pi/2$ deveremos ter $1 - (\omega RC)^2 = 0$, ou seja, $\omega = 1/(RC)$. nessa frequência angular termos

$$\frac{v_+}{v_o} = \frac{j\omega RC}{j3\omega RC} = \frac{1}{3}$$

Isso implica que o sinal de entrada do amplificador é três vezes menor que o sinal de saída, sendo assim, o amplificador deve ter um ganho igual a três,

$$1 + \frac{R_2}{R_1} = 3, \quad \therefore \quad R_2 = 2R_1$$

Essa é a condição matemática exata para se ter uma oscilação com qualquer valor de amplitude entre zero e a tensão de alimentação do amplificador.

Para que o amplificador possa dar a partida, iniciar a oscilação devido ao ruído térmico, é necessário fazer o ganho ligeiramente maior que esse valor calculado de modo que a oscilação possa crescer sua amplitude. Contudo, com o passar do tempo a oscilação crescerá tanto que o amplificador atingirá a saturação tanto positiva quanto negativa e teremos um sinal de saída ceifado (quase quadrado) ao invés de um sinal senoidal. Portanto, é preciso ter um mecanismo redutor do ganho para a condição exata quando a senoide atingir a amplitude desejada. Isso pode ser obtido utilizando no resistor com resistência R_1 um material cujo coeficiente da resistividade com a temperatura seja positivo (resistor de filme metálico), um filamento de lâmpada ou mesmo um termistor tipo PTC (coeficiente de temperatura positivo). Quando a amplitude do sinal de saída aumenta, aumenta a corrente em R_1 elevando sua temperatura e o valor da resistência produzindo uma pequena redução do ganho como desejado.

Capítulo 9

Eletrônica digital.

O mundo físico é um mundo em que os fenômenos variam continuamente, por exemplo, a temperatura de um corpo aquecido cresce gradualmente de forma contínua e um transdutor que transforme essa variação contínua da temperatura em um sinal de tensão ou de corrente realiza essa conversão de modo correspondente ou de modo análogo ponto a ponto. Dizemos então que esse sinal de tensão é um sinal analógico. A eletrônica que apresentamos nos capítulos anteriores é dita uma eletrônica analógica, ela lida com sinais de variação contínua no sentido da continuidade matemática.

Quando um sinal só pode assumir valores discretos correspondentes a valores inteiros dizemos que o sinal é um sinal digital e a eletrônica que lida com esse tipo de sinal é a eletrônica digital. A eletrônica digital que apresentaremos é aquela que lida com sinais digitais representados na base dois como veremos adiante.

9.1 Variáveis lógicas.

São variáveis que podem assumir apenas dois estados. Por exemplo, um sinal luminoso de trânsito pode estar aceso ou apagado, uma proposição pode ser verdadeira ou falsa, uma chave pode estar ligada ou desligada etc. Não existe estado intermediário, ou é um ou é outro.

Existe uma conexão direta entre uma variável lógica e um número binário pois os algarismos componentes de um número binário só podem assumir os valores “0” ou “1”. Na eletrônica, os dois valores possíveis de uma variável lógica correspondem usualmente a dois níveis de tensão, um nível baixo e um nível alto que eletricamente podem significar, por exemplo, no caso da família TTL (transistor-transistor logic) o seguinte: tensões de entrada entre 0V e 0,8V correspondem ao nível baixo e tensões de entrada entre 2V e 5V

A	B	C	Z
0	0	0	0
1	0	0	0
0	1	0	0
1	1	0	1
0	0	1	1
1	0	1	0
0	1	1	0
1	1	1	0

Tabela 9.1: Tabela verdade de uma função lógica

correspondem ao nível alto. Variáveis lógicas podem ser combinadas de modo a produzir outra variável lógica que é uma função das primeiras. Por exemplo, o acendimento de uma lâmpada poderá depender da combinação de várias chaves em que algumas deverão estar ligadas e outras desligadas.

Para representar o estado de variáveis lógicas como o resultado obtido pela combinação de estados de outras variáveis lógicas, frequentemente utilizamos uma tabela conhecida como tabela verdade. Nessa tabela aparecem identificadas as variáveis de entrada e as variáveis de saída e todas as combinações de valores possíveis que as variáveis possam assumir. Consideremos três variáveis de entrada A , B , e C que resultam em uma única variável de saída Z . Na tabela (Tab. 9.1) todas as possibilidades das variáveis de entrada estão representadas pelas três primeiras colunas e a quarta coluna representa o resultado para essa função específica.

É sempre possível utilizar uma tabela verdade para representar uma função, inclusive com várias saídas, mas seu tamanho cresce rapidamente com o aumento do número de variáveis de entrada e saída representadas. O número de linhas é dado por 2^n , onde n é o número de variáveis de entrada, ou variáveis independentes, e o número de colunas é $n + 1$ para uma variável de saída apenas, a variável dependente.

9.1.1 Operações lógicas.

São operações envolvendo uma ou mais variáveis lógicas. As operações básicas para apenas uma variável de entrada são:

1. Igualdade: $A = Z$. Se $A = 0$, $Z = 0$, se $A = 1$, $Z = 1$.
2. Negação: $Z = \bar{A}$. Se $A = 0$, $Z = 1$, se $A = 1$, $Z = 0$.
3. Nula: $Z = 0$. Se $A = 0$, $Z = 0$, se $A = 1$, $Z = 0$.

A	B	Z
0	0	0
1	0	0
0	1	0
1	1	1

Tabela 9.2: Tabela verdade da função E

4. Unitária: $Z = 1$. Se $A = 0$, $Z = 1$, se $A = 1$, $Z = 1$.

A função negação é representada pelo símbolo (Fig. 9.1) .

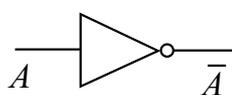
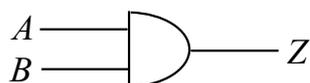


Figura 9.1: Símbolo da função negação.

As operações básicas para mais de uma variável são:

1. Função E (AND) também conhecida como detetor de zeros. Cuja tabela verdade é (Tab. 9.2).

Essa função é comutativa e é representada pelo símbolo (Fig. 9.2) .

Figura 9.2: Símbolo da função E

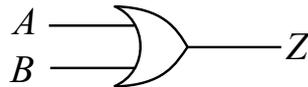
A função E , representada pelo sinal \cdot pode ser generalizada para muitas entradas. O resultado só será 1 quando todas as entradas forem 1. Nesse caso vale a propriedade associativa $A.(B.C) = (A.B).C = A.B.C = Z$.

2. Função OU (OR) também conhecida como detetor de uns. Cuja tabela verdade é (Tab. 9.3).

Essa função é comutativa e é representada pelo símbolo (Fig. 9.3).

A função OU , representada pelo sinal $+$ pode ser generalizada para muitas entradas, o resultado será 1 quando qualquer entrada for 1. Nesse caso vale a propriedade associativa $A+(B+C) = (A+B)+C = A+B+C = Z$.

A	B	Z
0	0	0
1	0	1
0	1	1
1	1	1

Tabela 9.3: Tabela verdade da função OU Figura 9.3: Símbolo da função OU

9.1.2 Álgebra de Boole.

Essa é a álgebra das variáveis lógicas. É comum que várias variáveis lógicas de entrada estejam relacionadas entre si para produzir para produzir uma variável lógica de saída através de expressões complexas. Muitas vezes as operações lógicas podem ser combinadas de forma a reduzir a complexidade dessas expressões otimizando o processo de como obter o resultado desejado com a menor quantidade de operações lógicas. Alguns teoremas importantes permitem realizar tais simplificações como veremos adiante. Antes porém, vale apreciar o *princípio da dualidade* que diz que: se em uma equação original trocarmos os sinais $+$ (que representa OU) pelo sinal $.$ (que representa E) e simultaneamente os zeros por uns, obteremos outra equação válida. Por exemplo: se na tabela verdade que define o E , a tabela (Tab. 9.4), fizermos a troca, teremos a tabela (Tab. 9.5) que é outra função igualmente válida. No caso, uma função OU . Dizemos então que a operação OU é a dual da operação E e vice-versa.

De modo geral, o princípio estabelece que: se $f = g$, sendo f e g duas expressões de funções lógicas, então $f_D = g_D$ sendo f_D o dual de f e g_D o dual de g .

Por exemplo, seja $f = (A + B).(\bar{A} + C)$ e $g = (A.C) + (\bar{A}.B)$. A tabela verdade (Tab. 9.6) mostra que essas duas funções são iguais

$0 . 0 = 0$
$1 . 0 = 0$
$0 . 1 = 0$
$1 . 1 = 1$

Tabela 9.4: A função E .

$$\begin{aligned}
 1 + 1 &= 1 \\
 1 + 0 &= 1 \\
 0 + 1 &= 1 \\
 0 + 0 &= 0
 \end{aligned}$$

Tabela 9.5: A função trocada ou função *OU*.

<i>A</i>	<i>B</i>	<i>C</i>	\bar{A}	$(A + B)$	$(\bar{A} + C)$	<i>f</i>	$(A.C)$	$(\bar{A}.B)$	<i>g</i>
0	0	0	1	0	1	0	0	0	0
1	0	0	0	1	0	0	0	0	0
0	1	0	1	1	1	1	0	1	1
1	1	0	0	1	0	0	0	0	0
0	0	1	1	0	1	0	0	0	0
1	0	1	0	1	1	1	1	0	1
0	1	1	1	1	1	1	0	1	1
1	1	1	0	1	1	1	1	0	1

Tabela 9.6: Tabela verdade das funções *f* e *g*

As expressões duais são: $f_D = (\bar{A}.\bar{B}) + (A.\bar{C})$ e $g_D = (\bar{A} + \bar{C}).(A + \bar{B})$ e a tabela verdade (Tab. 9.7) mostra que essas duas funções são iguais.

Teoremas para uma variável

1. $\bar{\bar{A}} = A$
2. $A + 0 = A$
3. $A + 1 = 1$

<i>A</i>	\bar{B}	\bar{C}	\bar{A}	$(\bar{A}.\bar{B})$	$(A.\bar{C})$	<i>f_D</i>	$(\bar{A} + \bar{C})$	$(A + \bar{B})$	<i>g_D</i>
0	0	0	1	0	0	0	1	0	0
1	0	0	0	0	0	0	0	1	0
0	1	0	1	1	0	1	1	1	1
1	1	0	0	0	0	0	0	1	0
0	0	1	1	0	0	0	1	0	0
1	0	1	0	0	1	1	1	1	1
0	1	1	1	1	0	1	1	1	1
1	1	1	0	0	1	1	1	1	1

Tabela 9.7: Tabela verdade das funções *f_D* e *g_D*

A	B	$A.B$	$\overline{A.B}$	\bar{A}	\bar{B}	$\bar{A} + \bar{B}$
0	0	0	1	1	1	1
1	0	0	1	0	1	1
0	1	0	1	1	0	1
1	1	1	0	0	0	0

Tabela 9.8: Tabela verdade do teorema de De Morgan

4. $A + A = A$
5. $A + \bar{A} = 1$
6. $A.1 = A$
7. $A.0 = 0$
8. $A.A = A$
9. $A.\bar{A} = 0.$

Teoremas para duas ou mais variáveis.

1. $A + (A.B) = A$ e $A.(A + B) = A$
2. $(A.B) + (A.\bar{B}) = A$ e $(A + B).(A + \bar{B}) = A$
3. $A + (\bar{A}.B) = A + B$ e $A.(\bar{A} + B) = A.B$
4. $A.(B + C) = (A.B) + (A.C)$ (distributividade)
5. $A + (B.C) = (A + B).(A + C)$ (distributividade).

Teorema de De Morgan.

$\overline{A.B} = \bar{A} + \bar{B}$ e o seu dual $\overline{\bar{A} + \bar{B}} = \overline{\bar{A}.\bar{B}}$.

Esse teorema pode ser demonstrado com o auxílio de uma tabela verdade (Tab. 9.8)

A dualidade já foi demonstrada mas vamos repeti-la por conveniência com a tabela verdade (Tab. 9.9)

O teorema de De Morgan mostra que é possível realizar a operação E a partir da operação OU e da negação pois :

$$\overline{A.B} = \bar{A} + \bar{B} \implies \overline{\overline{A.B}} = \overline{\bar{A} + \bar{B}} \implies A.B = \overline{\bar{A} + \bar{B}}.$$

A	B	$A + B$	$\overline{A \cdot B}$	\bar{A}	\bar{B}	$\bar{A} \cdot \bar{B}$
0	0	0	1	1	1	1
1	0	1	0	0	1	0
0	1	1	0	1	0	0
1	1	1	0	0	0	0

Tabela 9.9: Tabela verdade do dual do teorema de De Morgan

linha	A	B	C	Z
1	0	0	0	1
2	1	0	0	0
3	0	1	0	0
4	1	1	0	0
5	0	0	1	1
6	1	0	1	1
7	0	1	1	0
8	1	1	1	1

Tabela 9.10: Tabela verdade de uma função lógica

Se tivéssemos partido do dual teríamos

$$\overline{A + B} = \bar{A} \cdot \bar{B} \implies \overline{\overline{A + B}} = \overline{\bar{A} \cdot \bar{B}} \implies A + B = \overline{\bar{A} \cdot \bar{B}}.$$

Simbolicamente temos a figura (Fig. 9.4) .

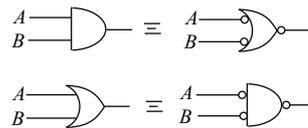


Figura 9.4: Símbolos no teorema de De Morgan.

9.1.3 Formas padrões das funções lógicas.

Toda função lógica de quaisquer que sejam a quantidade de variáveis pode ser escrita como soma de produtos ou como produto de somas.

$$f = (.) + (.) + (.) + \dots + (.) \quad \text{ou} \quad f = (+) \cdot (+) \cdot (+) \cdot \dots \cdot (+).$$

Por exemplo, considere uma função lógica descrita pela tabela verdade seguinte (Tab. 9.10) .

Procuremos escrever como soma de produto das variáveis

$$Z = (.) + (.) + (.) + \dots + (.)$$

Z será um quando qualquer das parcelas $(.)$ for um. Além disso, a parcela só será um se todos fatores forem um. Observe na tabela que $Z = 1$ nas linhas 1, 5, 6 e 8.

- Na linha 1 temos $A = 0$, $B = 0$ e $C = 0$; logo $\bar{A} = 1$, $\bar{B} = 1$ e $\bar{C} = 1$. Então, a primeira parcela será 1 na condição $(\bar{A}.\bar{B}.\bar{C})$.
- Na linha 5 temos $A = 0$, $B = 0$ e $C = 1$ logo, $\bar{A} = 1$, $\bar{B} = 1$ e $C = 1$. Então, a segunda parcela será 1 na condição $(\bar{A}.\bar{B}.C)$.
- Na linha 6 temos $A = 1$, $B = 0$ e $C = 1$; logo $A = 1$, $\bar{B} = 1$ e $C = 1$. Então, a terceira parcela será 1 na condição $(A.\bar{B}.C)$.
- Na linha 8 temos $A = 1$, $B = 1$ e $C = 1$. Então, a quarta parcela será 1 na condição $(A.B.C)$.

Somando todas as parcelas teremos

$$Z = (\bar{A}.\bar{B}.\bar{C}) + (\bar{A}.\bar{B}.C) + (A.\bar{B}.C) + (A.B.C)$$

Verifique que essa função reproduz corretamente os zeros da tabela.

Procuremos agora escrever a função como produto de somas

$$Z = (+).(+).(+).....(+)$$

Z será zero quando qualquer fator for zero. Observe na tabela que $Z = 0$ nas linhas 2, 3, 4 e 7.

- Na linha 2 temos $A = 1$, $B = 0$ e $C = 0$; logo $\bar{A} = 0$, $B = 0$ e $C = 0$. Então, o primeiro fator será 0 na condição $(\bar{A} + B + C)$.
- Na linha 3 temos $A = 0$, $B = 1$ e $C = 0$ logo, $A = 0$, $\bar{B} = 0$ e $C = 0$. Então, o segundo fator será 0 na condição $(A + \bar{B} + C)$.
- Na linha 4 temos $A = 1$, $B = 1$ e $C = 0$ logo, $\bar{A} = 0$, $\bar{B} = 0$ e $C = 0$. Então, o terceiro fator será 0 na condição $(\bar{A} + \bar{B} + C)$.
- Na linha 7 temos $A = 0$, $B = 1$ e $C = 1$; logo $A = 0$, $\bar{B} = 0$ e $\bar{C} = 0$. Então, o quarto fator será 0 na condição $(A + \bar{B} + \bar{C})$.

Fazendo o produto dos quatro fatores teremos

$$Z = (\bar{A} + B + C).(A + \bar{B} + C).(\bar{A} + \bar{B} + C).(A + \bar{B} + \bar{C})$$

Verifique que essa função reproduz corretamente os uns da tabela.

Simplificação de uma função.

Na síntese de uma função a partir da tabela verdade como soma de produtos ou produto de somas, são produzidos termos onde aparecem todas as variáveis lógicas. Frequentemente é possível simplificar tais expressões de modo diminuir a quantidade de operações necessárias para gerar a função.

Por exemplo, considere a forma padrão gerada por uma determinada tabela verdade.

$$f(A, B, C) = (A.B.C) + (A.B.\bar{C}) + (A.\bar{B}.C) + (A.\bar{B}.\bar{C}) + (\bar{A}.\bar{B}.C)$$

$$f(A, B, C) = (A.B).(C + \bar{C}) + (A + \bar{A}).(\bar{B}.C) + (A.\bar{B}.\bar{C})$$

$$f(A, B, C) = (A.B) + (\bar{B}.C) + (A.\bar{B}.\bar{C})$$

$$f(A, B, C) = (A.B) + (\bar{B}.(C + (A.\bar{C}))), \quad \text{mas} \quad (C + (A.\bar{C})) = C + A$$

$$f(A, B, C) = (A.B) + \bar{B}.(C + A)$$

$$f(A, B, C) = (A.B) + (\bar{B}.C) + (\bar{B}.A)$$

$$f(A, B, C) = A.(B + \bar{B}) + (\bar{B}.C) = A + (\bar{B}.C).$$

Considere agora a outra forma padrão gerada pela mesma tabela verdade anterior.

$$f(A, B, C) = (A + \bar{B} + C).(A + \bar{B} + \bar{C}).(A + B + C)$$

$$f(A, B, C) = [A.(A + \bar{B} + \bar{C}) + \bar{B}.(A + \bar{B} + \bar{C}) + C.(A + \bar{B} + \bar{C})].(A + B + C)$$

$$f(A, B, C) = [A + (A.\bar{B}) + (A.\bar{C}) + (\bar{B}.A) + \bar{B} + (\bar{B}.\bar{C}) + (C.A) + (C.\bar{B}) + (C.\bar{C})].(A + B + C)$$

$$f(A, B, C) = [A + (A.\bar{C}) + \bar{B} + (\bar{B}.\bar{C}) + (C.A) + (C.\bar{B})].(A + B + C)$$

$$f(A, B, C) = [A + \bar{B} + (C.A) + (C.\bar{B})].(A + B + C)$$

$$f(A, B, C) = A + (A.B) + (A.C) + (\bar{B}.A) + 0 + (\bar{B}.C) + (C.A) + (C.A.B) +$$

$$+(C.A) + (C.\bar{B}.A) + (C.\bar{B}.B) + (C.B)$$

$$f(A, B, C) = A + (A.C) + (\bar{B}.A) + (\bar{B}.C) + (C.A) + (C.\bar{B})$$

$$f(A, B, C) = A + (\bar{B}.A) + (\bar{B}.C) + (C.A) + (C.\bar{B}) = A + (\bar{B}.C) + (\bar{B} + C).A$$

$$f(A, B, C) = A + (\bar{B}.C).$$

Que é o mesmo resultado anterior.

Síntese de portas lógicas.

O teorema de De Morgan mostrou que a porta lógica *OU* pode ser construída com a negação de uma porta *E* (*NE* ou *NAND*) e que a porta *E* pode ser construída com a negação de uma porta *OU*, (*NOU* ou *NOR*). É fácil mostrar que outras portas podem ser construídas a partir das portas *NE* e *NOU*.

1. A porta inversora (negação) pode ser construída com a porta *NE* de duas entradas colocando-se uma das entradas com o valor um.
2. A porta *E* pode ser construída invertendo-se a saída da porta *NE*.
3. A porta inversora (negação) pode ser construída com a porta *NOU* de duas entradas colocando-se uma das entradas com o valor zero.
4. A porta *OR* pode ser construída invertendo-se a saída da porta *NOR*.

A figura (Fig. 9.5) mostra essas possibilidades. A vantagem dessa abordagem é que todas as portas podem ser implementadas utilizando-se apenas um tipo de porta, a *NE* ou a *NOU*.

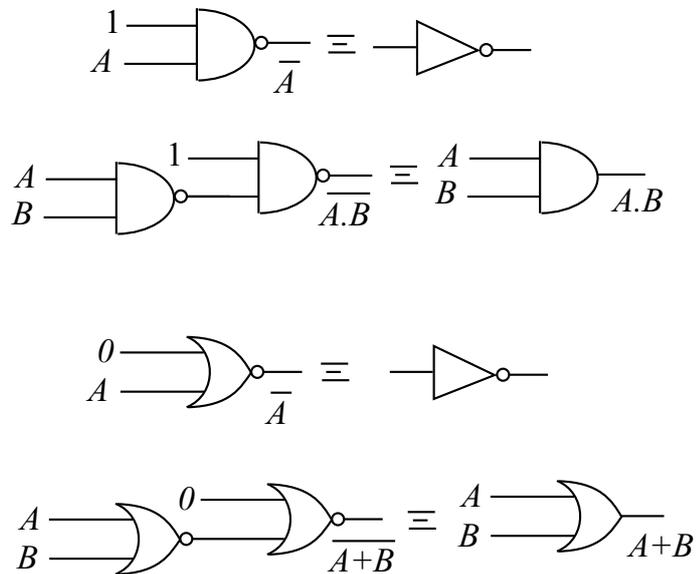


Figura 9.5: Portas construídas com *NE* e *NOU*.