



INSTITUTO  
SUPERIOR  
TÉCNICO

# Fundamentos de Electrónica

## Teoria

### Cap.4 – Transístores de Efeito de Campo

Jorge Manuel Torres Pereira  
IST-2010



# ÍNDICE

## CAP. 4 – TRANSÍSTORES DE EFEITO DE CAMPO

	Pag.
4.1 Introdução .....	4.1
4.2 Estrutura do MOS-FET .....	4.1
4.3 Princípio de funcionamento do MOS-FET .....	4.2
4.4 O canal no MOS-FET. O modelo das bandas na explicação do aparecimento do canal. ....	4.8
4.4.1 Equilíbrio termodinâmico .....	4.8
4.4.2 Não-equilíbrio termodinâmico .....	4.14
4.5 Característica estacionária .....	4.17
4.5.1 Simbologia .....	4.21
4.5.2 Efeito de corpo .....	4.22
4.5.3 Limitações do modelo .....	4.23
4.5.4 Efeito da temperatura .....	4.23
4.5.5 Efeito de modulação do canal .....	4.24
4.5.6 Efeito das resistências de acesso de fonte e de dreno .....	4.25
4.5.7 Dispositivos de canal curto- efeito de saturação da velocidade .....	4.28
4.6 Regime dinâmico .....	4.31
4.6.1 Modelo incremental para baixas frequências .....	4.31
4.6.2 Capacidades diferenciais .....	4.34
4.6.3 Efeito de $R_D$ e $R_S$ nas condutâncias incrementais .....	4.36
4.7 Circuitos de aplicação do MOS-FET – O Inversor .....	4.38
4.7.1 Inversor com carga passiva .....	4.38
4.7.2 Inversor CMOS .....	4.41
4.8 Estrutura e análise qualitativa do princípio de funcionamento do J-FET .....	4.44
4.9 Dedução da característica corrente-tensão do J-FET .....	4.48
4.9.1 Variação das características com a temperatura .....	4.51
4.10 Regime dinâmico .....	4.51



# TRANSÍSTORES DE EFEITO DE CAMPO

## 4.1. Introdução

Para além dos dispositivos bipolares já estudados existem dispositivos unipolares bastante importantes designados por Transístores de Efeito de Campo, referidos na literatura de origem Anglo-Saxónica pelo acrónimo **FET** (“**F**ield **E**ffect **T**ransístor”). Nestes dispositivos a corrente está associada ao transporte por condução de um único tipo de portadores de carga, os maioritários nessa região do semiconductor. De entre os vários tipos de FETs existentes o mais importante, sob o ponto de vista das aplicações, é um elemento da família do **MIS-FET** (“**M**etal **I**nsulator **S**emiconductor – **F**ield **E**ffect **T**ransístor”), o **MOS-FET** (“**M**etal **O**xide **S**emiconductor – **F**ield **E**ffect **T**ransístor”). No MOS-FET normalmente o material semiconductor é o Silício, os contactos metálicos são de Alumínio e o isolante é um óxido de Silício ( $SiO_2$ ). No entanto, quer a natureza do óxido quer a dos contactos metálicos pode ser alterada por forma a melhorar a resposta destes dispositivos em aplicações determinadas. Neste capítulo será também apresentada a estrutura e descrito o funcionamento do Transístor de Efeito de Campo de Junções, o **J-FET** (“**J**unction-**F**ield **E**ffect **T**ransistor”).

## 4.2. Estrutura do MOS-FET

O MOS-FET apresenta a configuração esquematizada na Fig. 4.1 que, neste caso particular, se reporta ao canal- $n$  pois o substrato é  $p$ . Um substrato tipo  $n$  será utilizado para um MOS-FET canal- $p$ .

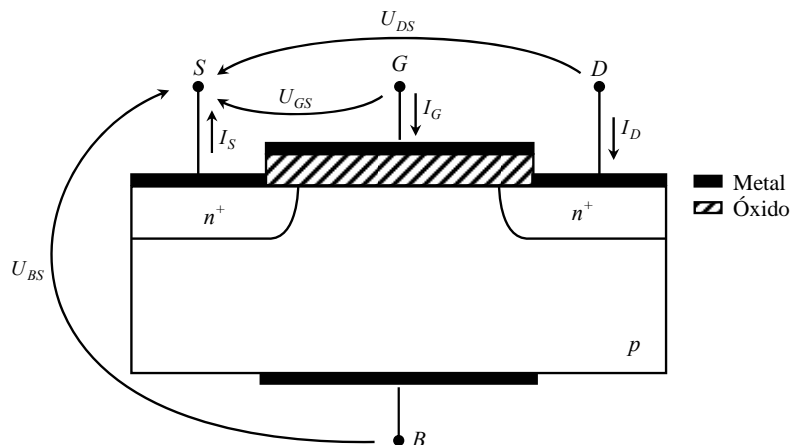


Fig. 4.1 – Representação esquemática da secção transversal de um MOS-FET canal- $n$ .

## 4.2 TRANSISTORES DE EFEITO DE CAMPO

O canal irá ser analisado em grande detalhe mais à frente porque o funcionamento do dispositivo assenta na existência e nas propriedades do canal. Contudo pode-se já adiantar que o canal consiste numa região do semiconductor, junto ao óxido, em que os portadores maioritários são do mesmo tipo dos das regiões fortemente dopadas onde se encontram ligados os terminais D e S (Dreno e Fonte). Deste modo os portadores maioritários no canal são minoritários no substrato longe da interface com o óxido. Se em equilíbrio termodinâmico já existir canal o MOS-FET chama-se de empobrecimento caso contrário chama-se de enriquecimento. A maioria dos MOS-FET comerciais são de enriquecimento. As duas junções que aparecem na figura são fortemente assimétricas e destinam-se a permitir a ligação entre o canal e o circuito exterior. O terminal G (Porta) está ligado ao óxido e por isso, sob o ponto de vista estacionário, a corrente  $I_G$  é desprezável. O terminal B (Corpo) está ligado ao substrato e, na maioria dos dispositivos, encontra-se curto-circuitado com o terminal S,  $U_{BS}=0$ . Neste caso o dispositivo possui só três terminais acessíveis. Para se ter uma ideia da ordem de grandeza das dimensões destes dispositivos, basta referir que a espessura do óxido pode variar de centenas de Å a alguns  $\mu m$ , a distância da região do Dreno à da Fonte está entre 10 e 20  $\mu m$  e o comprimento dos eléctrodos pode ser 1 mm.

Na mesma figura indicam-se os sentidos convencionados como positivos, para as correntes e tensões. Como as tensões possuem dois índices uma alteração do sentido convencionado para as tensões implica uma troca da posição dos índices.

## 4.3. Princípio de Funcionamento do MOS-FET

Consideremos a estrutura dum MOS-FET canal-n, como se representa na Fig.4.1. Sem canal não deverá haver condução entre a Fonte e o Dreno. Na realidade, qualquer que seja o sinal de  $U_{DS}$ , uma das junções estará sempre polarizada inversamente sendo o valor máximo da corrente o da junção com polarização inversa. Quando o terminal da porta se torna positivo, relativamente à Fonte e ao Dreno, haverá um campo eléctrico dirigido da superfície do óxido para o semiconductor dando origem à acumulação de carga negativa no substrato, numa região próxima do plano de separação óxido-semiconductor. Esta carga negativa será constituída por portadores móveis, electrões, que se localizarão numa região extremamente fina junto do plano de separação óxido-semiconductor, e por cargas fixas devidas às impurezas aceitadoras ionizadas ( $N_a^-$ ) que constituirão uma zona depleta com uma largura muito maior que a ocupada pelos electrões. Para além destas duas regiões teremos a considerar o substrato

tipo-*p*, equipotencial e electricamente neutro. Os electrões acumulados junto à superfície de separação óxido-semicondutor, quando em grande quantidade, dão origem a um canal de condutividade elevada. A aplicação de um campo longitudinal, por intermédio de  $U_{DS}$ , dá origem a uma corrente  $I_D$ . Em qualquer caso o valor de  $I_G \approx 0$  pois o terminal da porta está separado do canal por um isolante.

A análise da relação corrente-tensão,  $I_D(U_{DS})$ , está directamente ligada com as considerações a fazer sobre o canal atrás referido. Vamos investigar duas situações:  $U_{DS} \ll U_{GS}$  e  $U_{DS} \sim U_{GS}$ . O estudo será feito para um MOS-FET canal-n de enriquecimento e  $U_{BS}=0$ .

**I)  $U_{DS} \ll U_{GS}$ ;  $U_{DS} > 0$  e  $U_{GS} > 0$**

Atendendo a que  $U_{DS} = U_{GS} - U_{GD}$  então  $U_{GS} \approx U_{GD}$ . Sendo assim o canal, suposto existente, terá uma largura aproximadamente constante ao longo do seu comprimento, Fig.4.2.

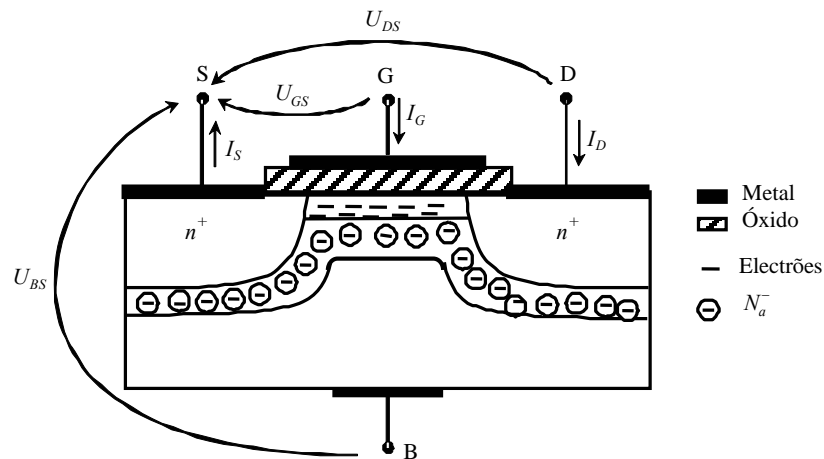


Fig. 4.2 – Representação esquemática e não à escala do canal no MOS quando  $U_{DS} \ll U_{GS}$ .

Com  $U_{DS}$  aplicada, haverá corrente  $I_D$  devida aos electrões que constituem o canal e que apresentam uma densidade muito maior que a densidade dos minoritários do substrato. A relação  $I_D(U_{DS})$  a  $U_{GS}$  constante deverá ser aproximadamente linear pois o canal comporta-se como uma resistência constante. Também é de prever um aumento de  $I_D$  com  $U_{GS}$ , para cada valor de  $U_{DS}$ , porque para  $U_{GS}$  maiores o canal apresenta uma maior largura, a que corresponde uma resistência mais baixa.

#### 4.4 TRANSISTORES DE EFEITO DE CAMPO

II)  $U_{DS} \sim U_{GS}$ ;  $U_{DS} > 0$  e  $U_{GS} > 0$

Para  $U_{DS}$  da ordem de grandeza ou maior que  $U_{GS}$ , o canal possui uma largura variável ao longo da direcção longitudinal, entre D e S, Fig. 4.3, estreitando junto à região do dreno. A resistência do canal vai ser portanto superior à da situação anterior.

A relação  $I_D(U_{DS})$  deixará de ser linear, já que o canal se comporta como uma resistência variável, e o aumento de  $I_D$  com  $U_{DS}$  vai ser menor que no caso anterior. Continuando a aumentar a tensão  $U_{DS}$  pode-se chegar a uma situação em que o canal fica estrangulado, Fig. 4.4. Designa-se por tensão de saturação,  $U_{DSSat}$ , a tensão  $U_{DS}$  que estabelece a condição de estrangulamento junto ao dreno. A corrente de dreno correspondente é designada por corrente de saturação  $I_{DS}$ .

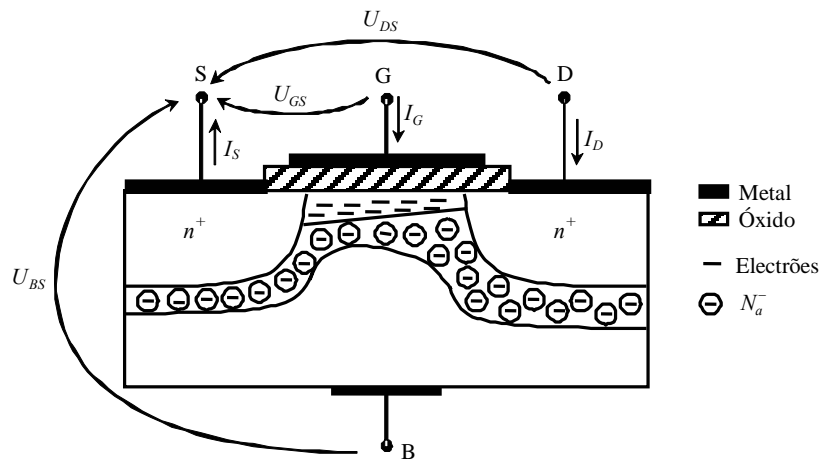


Fig. 4.3 – Representação esquemática do canal no MOS quando  $U_{DS} \sim U_{GS}$ .

Se considerarmos que  $V_T$  é o valor mínimo da tensão necessário para provocar o aparecimento do canal pode-se dizer que, para o caso em estudo, a saturação é atingida quando

$$U_{GD} = V_T \quad (4.1)$$

Assim ter-se-à

$$U_{DSSat} = U_{GS} - V_T \quad (4.2)$$

A tensão  $V_T$  designa-se por tensão de limiar. Para  $U_{GS} \leq V_T$  não há canal e portanto a corrente de dreno é nula para qualquer valor de  $U_{DS} > 0$ . O valor de  $V_T$  é extremamente importante na caracterização destes dispositivos e o seu controlo é feito tecnologicamente podendo-se considerar independente do ponto de funcionamento em repouso. Contudo a tensão de limiar depende da tensão  $U_{BS}$ , através da carga da região depleta do substrato, e



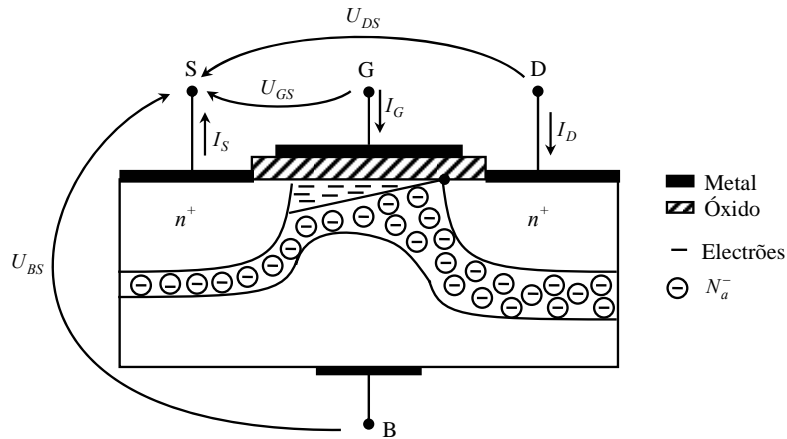


Fig. 4.4 – Representação esquemática do canal no MOS quando  $U_{DS} = U_{DSsat}$ .

poderá também variar com o tempo, em virtude da redistribuição de cargas no óxido.

Aumentando a tensão  $U_{DS}$  acima do valor  $U_{DSsat}$  a corrente  $I_D$  mantém-se aproximadamente constante e igual a  $I_{DS}$ . Na prática observa-se no entanto um ligeiro aumento da corrente  $I_D$  com  $U_{DS}$  na região de saturação. Este comportamento pode ser explicado em termos duma diminuição do comprimento do canal por deslocação do ponto de estrangulamento  $A$  para a esquerda, Fig. 4.5. Na região de saturação a distribuição do valor de  $U_{DS}$  através do canal pode decompor-se na soma das duas parcelas:  $U_{DS} = U_{DA} + U_{AS}$ . O valor de  $U_{AS} \approx U_{DSsat}$ , o que faz com que entre  $A$  e  $D$  caia a tensão  $U_{DA} \approx U_{DS} - U_{DSsat}$ . Na região do substrato entre  $A$  e  $D$  já não é válida a hipótese de depleção total, havendo por isso que ter em linha de conta a carga negativa móvel (electrões). Estes electrões atingirão o Dreno por acção do campo eléctrico intenso que se estabelece nesta zona depleta. Alguns autores modelizam a corrente de electrões nesta região considerando que eles se movimentam por condução num canal muito estreito de secção constante.

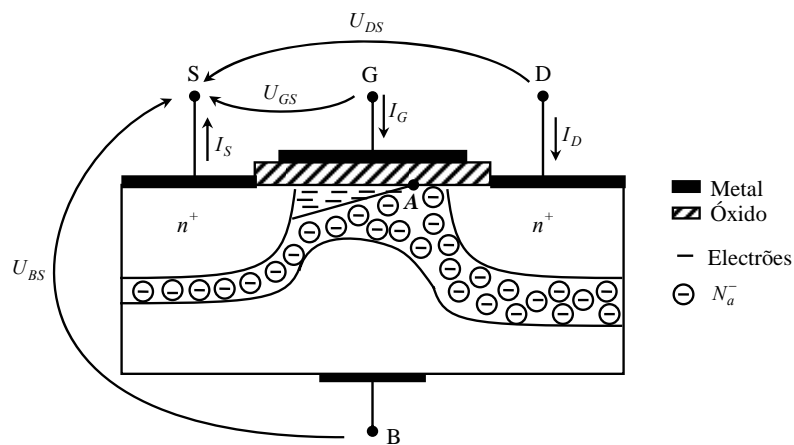


Fig. 4.5 – Representação esquemática do canal no MOS quando  $U_{DS} > U_{DSsat}$ .

#### 4.6 TRANSISTORES DE EFEITO DE CAMPO

Os valores de  $U_{DS}$  positivos são usualmente limitados pela disrupção. Esta pode ser devida à:

- 1) **Disrupção do canal.** Verifica-se para correntes de saturação elevadas e tem a ver com o fenómeno de multiplicação por avalanche no canal.
- 2) **Disrupção do Dreno.** A junção do Dreno vai ficando polarizada com valores de tensão aplicada cada vez maiores (em módulo) podendo atingir-se o valor de tensão de disrupção que, para correntes baixas, dominará relativamente à disrupção do canal.
- 3) **Disrupção do dieléctrico.** O campo eléctrico no óxido é relativamente elevado, mesmo para tensões aplicadas relativamente baixas, devido à pequena espessura do óxido. A disrupção do dieléctrico terá lugar quando o campo eléctrico toma valores acima do valor crítico e que é determinado pelo tipo de dieléctrico utilizado.

A análise do funcionamento do MOS canal- $n$  para  $U_{DS} > 0$  pode resumir-se no gráfico  $I_D(U_{DS})_{U_{GS}=C_{te}}$  da Fig. 4.6 onde se mostram, de forma qualitativa, os fenómenos de disrupção 1) e 2) atrás referidos.

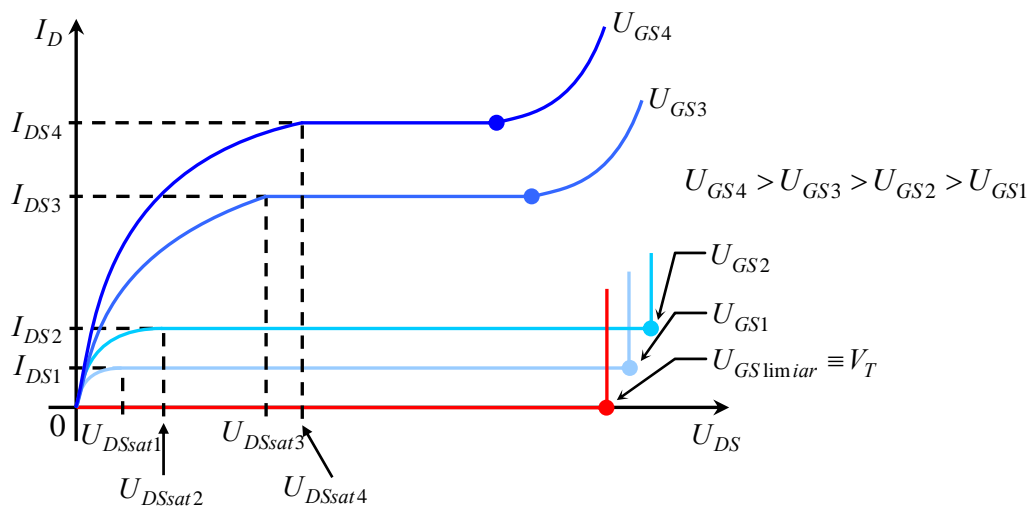


Fig. 4.6 – Características  $I_D(U_{DS})_{U_{GS}=C_{te}}$  para um MOS canal- $n$ .

As características  $I_D(U_{DS})_{U_{GS}=C_{te}}$  no 3º Quadrante são bastante diferentes das do 1º Quadrante, havendo mesmo um conjunto de curvas para  $U_{GS} < U_{GSlimiar}$  e que não aparecem para  $U_{DS} > 0$ , Fig. 4.7. Se o canal já existir, i.e.,  $U_{GS} > V_T$ , ter-se-á sempre  $U_{GD} > V_T$  em

virtude de  $U_{DS} < 0$ . Quer dizer por isso que, para valores negativos de  $U_{DS}$ , o canal nunca estrangulará, e o módulo da corrente vai aumentar com o aumento do módulo de  $U_{DS}$  (desaparece a zona de saturação). Para  $U_{DS}$  comparável com  $U_{GS}$  ter-se-á um canal com a configuração da Fig. 4.8. É importante realçar que para  $U_{DS} < 0$  a junção  $n^+p$ , junto ao dreno, fica polarizada directamente e portanto a corrente  $I_D$  terá contribuições da corrente no canal e na junção. As características do 3º quadrante indicam que o efeito da junção é determinante para valores de  $|U_{DS}|$  da ordem das tensões de polarização directa dum díodo.

Para terminar esta análise qualitativa consideremos a situação caracterizada por  $U_{GS} < 0$  e  $U_{GS} < U_{GSlimiar}$ . Estabelece-se um campo eléctrico entre o óxido e o substrato semiconductor conduzindo à acumulação de carga positiva junto da superfície de separação óxido-semiconductor. Esta carga positiva é constituída por buracos e por analogia com o que foi dito anteriormente, podemos associar a esta região de condutividade mais elevada que o substrato, um canal de cargas positivas. No entanto para  $U_{DS} > 0$  e um intervalo de valores de  $U_{DS} < 0$ , Fig. 4.7, não se verifica passagem apreciável da corrente  $I_D$ . Este facto resulta de os terminais  $D$  e  $S$ , estarem isolados do referido “canal” por intermédio de regiões fortemente  $n$  que não conseguem fornecer os buracos necessários para manter uma corrente  $I_D$  elevada.

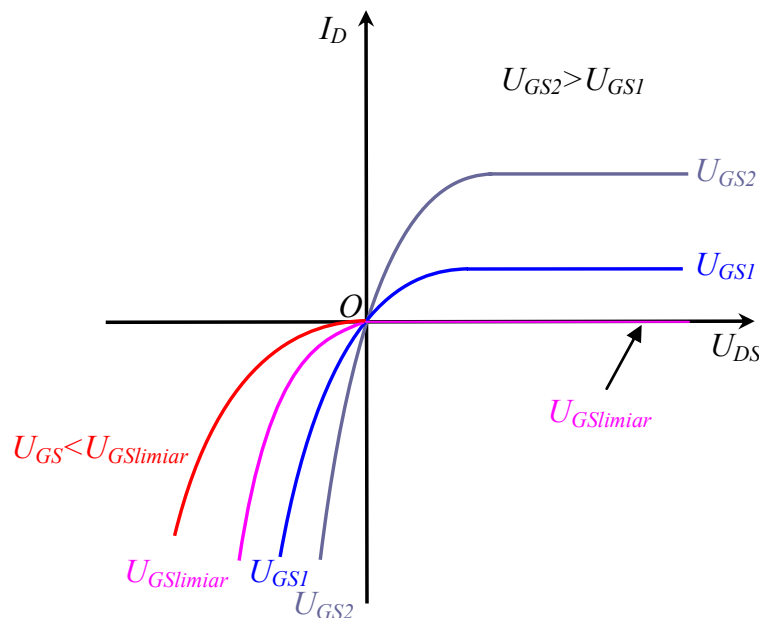


Fig. 4.7 – Características  $I_D(U_{DS})_{U_{GS}=C_{te}}$  para um MOS canal- $n$  abrangendo o 1º e 3º Quadrantes.

## 4.8 TRANSISTORES DE EFEITO DE CAMPO

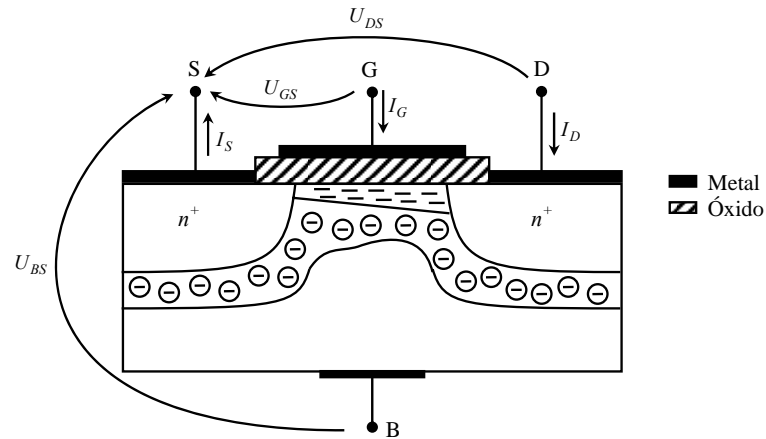


Fig. 4.8 – Representação esquemática do canal no MOS quando  $U_{DS} < 0$ .

Para um MOS-FET canal- $p$ , as considerações feitas continuam a ser válidas embora seja necessário ter em atenção os sentidos das correntes e tensões e o tipo de portadores.

### 4.4. O canal no MOS-FET. O modelo das bandas na explicação do aparecimento do canal.

Como já foi referido a existência do canal  $n$  tem a ver com o estabelecimento de um campo eléctrico intenso dirigido do óxido para o substrato semiconductor. Os portadores móveis, electrões, que constituem este tipo de canal têm duas origens: os minoritários do substrato e os resultantes da acção do campo eléctrico junto ao plano de separação óxido-semiconductor. O campo eléctrico referido é, em geral, o resultante do campo inerente ao dispositivo e do campo imposto exteriormente.

O campo inerente ao dispositivo está associado à diferença de potencial de contacto metal-semiconductor,  $V_{MS}$ , cargas existentes no óxido,  $Q_{OX}$ , e cargas existentes na superfície de separação óxido-semiconductor,  $Q_{SS}$ . A tensão  $U_{GS}$  determina o campo imposto exteriormente.

Serão analisadas duas situações: equilíbrio Termodinâmico;  $U_{GS} \neq 0$ ,  $U_{DS} = 0$ , e  $U_{BS} = 0$ .

#### 4.4.1. Equilíbrio Termodinâmico

I)  $V_{MS} = 0$ ;  $Q_{SS} = 0$ ;  $Q_{OX} = 0$

Se, para além do equilíbrio termodinâmico, se verificar  $V_{MS} = 0$ ;  $Q_{SS} = 0$ ;  $Q_{OX} = 0$ , o diagrama das bandas de energia será o esquematizado na Fig. 4.9, que mostra claramente que

a energia dos electrões do substrato p, na banda de condução, é independente da posição. O nível de Fermi terá de ser o mesmo para as três regiões consideradas em virtude de se estar numa situação de equilíbrio termodinâmico.

II)  $V_{MS} \neq 0$ ;  $Q_{SS} = 0$ ;  $Q_{OX} = 0$

Se  $V_{MS} \neq 0$ ;  $Q_{SS} = 0$ ;  $Q_{OX} = 0$  o andamento das bandas é alterado em virtude de, nestas condições, existir um campo eléctrico entre o metal e o semiconductor. O novo andamento das bandas pode ser determinado a partir da expressão de potencial em função da distância,  $V(x)$ , e tendo em linha de conta as expressões

$$W_C(x) = W_{CO} - qV(x) \tag{4.3}$$

$$W_V(x) = W_{VO} - qV(x) \tag{4.4}$$

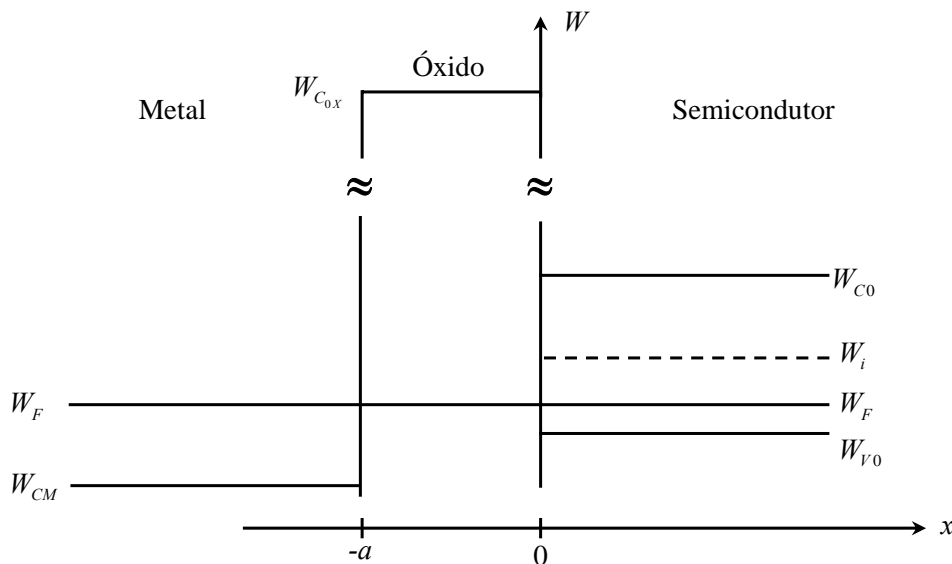


Fig. 4.9 – Diagrama das bandas no equilíbrio termodinâmico para  $V_{MS} = 0$ ,  $Q_{SS} = Q_{OX} = 0$ .

Consideremos por hipótese que  $V_{MS} > 0$ . Nestas condições os buracos no semiconductor ir-se-ão afastar do contacto óxido-semiconductor deixando a descoberto uma carga negativa igual e de sinal oposto à do metal e que é determinada fundamentalmente pelas impurezas ionizadas  $Na^-$ . Aparece portanto no semiconductor, junto ao contacto com o óxido, uma região depleta que, a partir do contacto, se prolonga para o interior do semiconductor. Na Fig. 4.10 está representada a densidade de carga em função da distância, para uma estrutura MOS em que  $V_{MS} > 0$ , antes do aparecimento do canal.

#### 4.10 TRANSISTORES DE EFEITO DE CAMPO

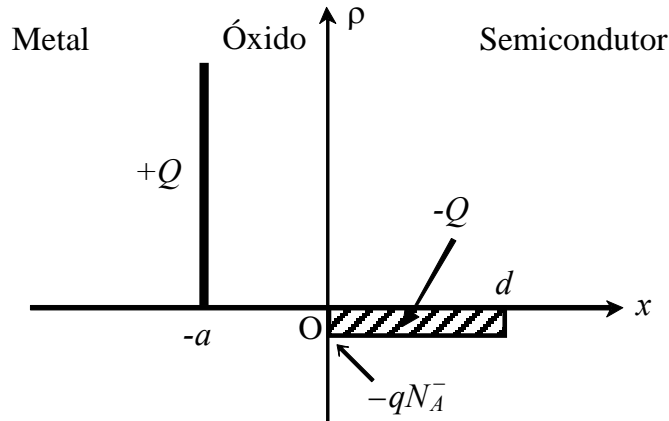


Fig. 4.10 – Densidade de carga em função da distância para uma estrutura MOS em que  $V_{MS} > 0, Q_{SS}=Q_{OX}=0$ , antes da formação do canal.

Com base na distribuição de carga da Fig. 4.10 é fácil de determinar a evolução do campo eléctrico no metal, óxido e semicondutor, Fig. 4.11.

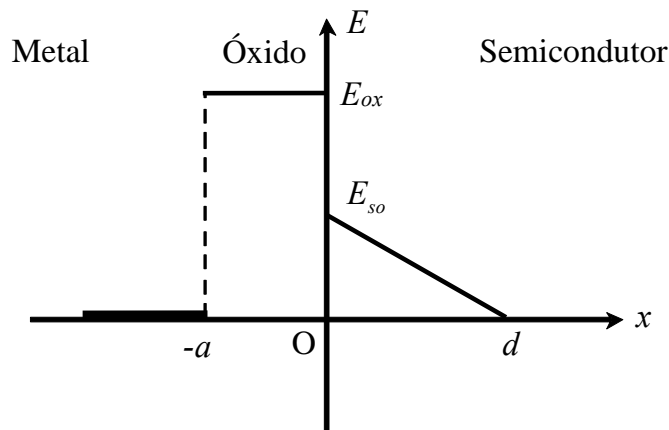


Fig. 4.11 – Evolução do campo eléctrico na estrutura MOS, obtida a partir da distribuição de carga da Fig. 4.10

A expressão do campo, no semicondutor, é dada por:

$$E_s(x) = E_{so} - (qN_a^- / \epsilon_s)x \quad \text{com} \quad E_{so} = (qN_a^- / \epsilon_s)d \quad (4.5)$$

Por sua vez, em virtude da continuidade imposta ao vector deslocamento eléctrico na transição do dieléctrico para o semicondutor, ter-se-á:

$$E_{so} = \left( \frac{\epsilon_{ox}}{\epsilon_s} \right) E_{ox} \quad (4.6)$$

donde

$$d = \left( \frac{E_{ox}}{qN_a^-} \right) \epsilon_{ox} \quad (4.7)$$

Admitindo que, para  $x > d$ , o potencial é nulo no substrato semiconductor, ter-se-á então:

No semiconductor,

$$V_s(x) = E_{so}(d-x) - \left(qN_a^- / 2\epsilon_s\right)d^2 + \left(qN_a^- / 2\epsilon_s\right)x^2 \quad (4.8)$$

$$V_s(d) = 0 \quad e \quad V_s(0) = \left(qN_a^- / 2\epsilon_s\right)d^2 = E_{so}d/2$$

No óxido,

$$V_{ox}(x) = V_{MS} - E_{ox}(x+a) \quad (4.9)$$

$$V_{ox}(0) = V_{MS} - E_{ox}a$$

No metal,

$$V_M(x) = V_{MS} = Cte \quad (4.10)$$

Na Fig. 4.12 está representada a função  $V(x)$  na estrutura MOS com  $V_{MS} > 0$ .

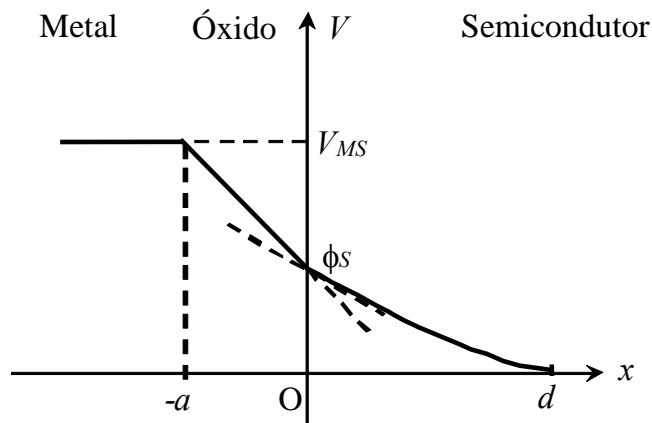


Fig. 4.12 – Evolução do potencial na estrutura MOS, obtida a partir da evolução do campo eléctrico da Fig. 4.11.

Conhecendo em pormenor a estrutura, podemos pois determinar de uma forma aproximada o valor de  $d$ , que traduz a profundidade de penetração do campo eléctrico no semiconductor, com base na expressão:

$$V_{MS} = \left(qN_a^- / \epsilon_{ox}\right)d a + \left(qN_a^- / 2\epsilon_s\right)d^2 \quad (4.11)$$

**Exemplo 4.1** – A título de exemplo considere-se uma estrutura MOS em que os eléctrodos são de Alumínio, o semiconductor é Silício com uma densidade de aceitadores

$N_a = 10^{20} m^{-3}$ ;  $\epsilon_s = 12\epsilon_0$  e o óxido é  $SiO_2$  com uma espessura  $a = 10^{-6} m$  e  $\epsilon_{ox} = 3,96\epsilon_0$ .

Para o contacto alumínio/semicondutor considerar que  $V_{MS} = 0,85 V$ . Determinar a

#### 4.12 TRANSISTORES DE EFEITO DE CAMPO

profundidade de penetração do campo eléctrico no semiconductor, o valor do campo eléctrico na interface óxido/semiconductor e as diferenças de potencial no óxido e no semiconductor.

**Solução:**

A partir da relação (4.11) obtém-se  $d = 1,6 \mu\text{m}$ . Por aplicação de (4.5) e (4.6) tira-se  $E_{\text{so}} = 2,2 \times 10^5 \text{Vm}^{-1}$  e  $E_{\text{ox}} = 6,67 \times 10^5 \text{Vm}^{-1}$ . O valor de  $V_{\text{MS}} = 0,85 \text{V}$  vai-se distribuir pelo óxido e pelo semiconductor com  $V_{\text{ox}} = 0,67 \text{V}$  e  $\phi_{\text{S}} = 0,18 \text{V}$ .

A Fig. 4.13 mostra o andamento das bandas de energia quando  $V_{\text{MS}} > 0$  e  $Q_{\text{SS}} = Q_{\text{OX}} = 0$ . O encurvamento para baixo das bandas de energia no semiconductor, junto à interface com o óxido, indica um aumento da densidade de electrões nessa região relativamente ao valor que toma no substrato longe da interface. É possível aumentar o encurvamento das bandas para baixo, isto é, a densidade de electrões junto à interface, reforçando o campo eléctrico quer através da utilização de metais que permitam  $V_{\text{MS}}$  superiores, ou da inclusão de cargas positivas no óxido e na interface ou por aplicação de tensões  $U_{\text{GS}} > 0$ . No caso de  $V_{\text{MS}} < 0$  o encurvamento das bandas é para cima e consequentemente vai baixar a densidade de electrões e aumentar a densidade de buracos junto à interface.

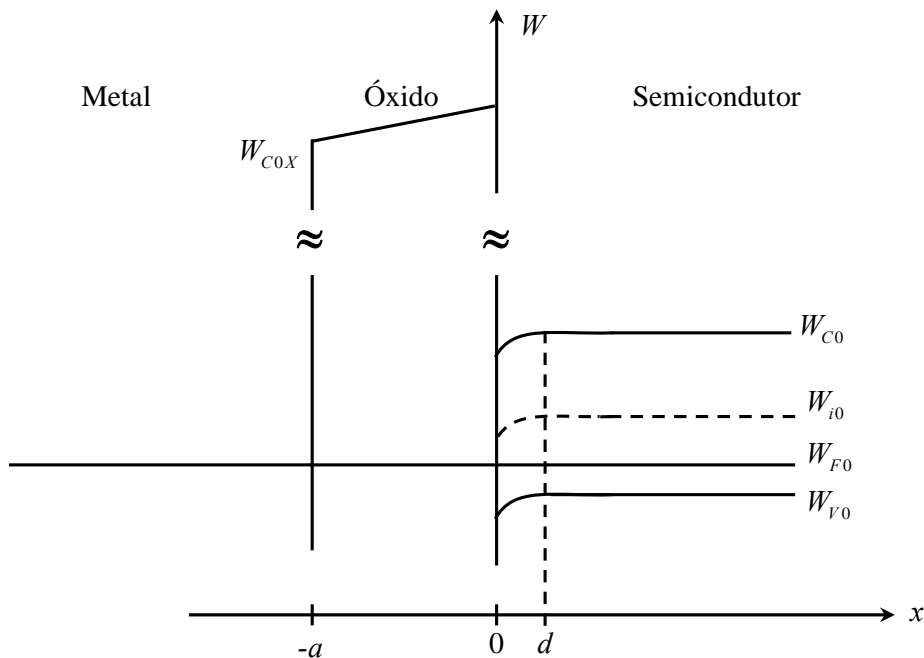


Fig. 4.13 – Diagrama das bandas no equilíbrio termodinâmico para  $V_{\text{MS}} > 0$ ,  $Q_{\text{SS}} = Q_{\text{OX}} = 0$ .



III)  $V_{MS} \neq 0; Q_{SS} \neq 0; Q_{OX} \neq 0$

Se para além de  $V_{MS} \neq 0$  se tiver também  $Q_{SS} \neq 0; Q_{OX} \neq 0$ , obter-se-ão resultados qualitativamente idênticos aos referidos nos parágrafos anteriores desde que o campo resultante esteja aplicado no sentido do metal para o semiconductor. Pode mesmo acontecer que, devido às cargas no óxido e na interface, o campo eléctrico seja suficientemente intenso para que, junto ao contacto, a distância da banda de condução ao nível de Fermi seja menor que a distância da banda de valência ao nível de Fermi no substrato  $p$  longe do contacto. Nestas condições já existe um canal de electrões. Se o sentido do campo resultante for do substrato para o metal o encurvamento das bandas é para cima o que significa uma acumulação de buracos na zona do substrato próximo de óxido. Como já foi referido, esta situação não é desejável pois pretende-se criar um canal de electrões.

Como já vimos, o aparecimento do canal de electrões, exige que o andamento das bandas de condução e valência seja do tipo indicado na Fig. 4.13. A estatística de Fermi-Dirac aplicada aos semicondutores não degenerados, em equilíbrio termodinâmico, permite escrever a densidade de electrões e de buracos como:

$$\text{electrões} \quad n = n_i e^{-\frac{(W_{i0}-W_{F0})}{kT}} \quad (4.12)$$

$$\text{buracos} \quad p = n_i e^{-\frac{(W_{FO}-W_{i0})}{kT}} \quad (4.13)$$

Da Fig. 4.13 e das expressões (4.12) e (4.13) conclui-se que a densidade de electrões e de buracos varia com a distância, havendo um aumento de densidade de electrões na região do substrato junto ao óxido. O valor máximo desta densidade é obtido no plano  $x=0$ . O aparecimento do canal dá-se, por convenção, quando no plano  $x=0$  a densidade de electrões é igual à densidade de buracos no substrato, a que corresponde o diagrama das bandas da Fig. 4.14.

O valor da diferença de potencial que é necessário estabelecer entre o óxido e o substrato semiconductor por forma a obter o andamento das bandas esquematizadas na Fig. 4.14 é dado por:

$$\phi_{Sinv} = 2\Delta W / q \quad \text{com } \Delta W = W_{i0} - W_{FO} \quad (4.14)$$

ou, utilizando a relação (4.13),

$$\phi_{Sinv} = 2u_T \ln(p_o / n_i) \quad (4.15)$$

#### 4.14 TRANSISTORES DE EFEITO DE CAMPO

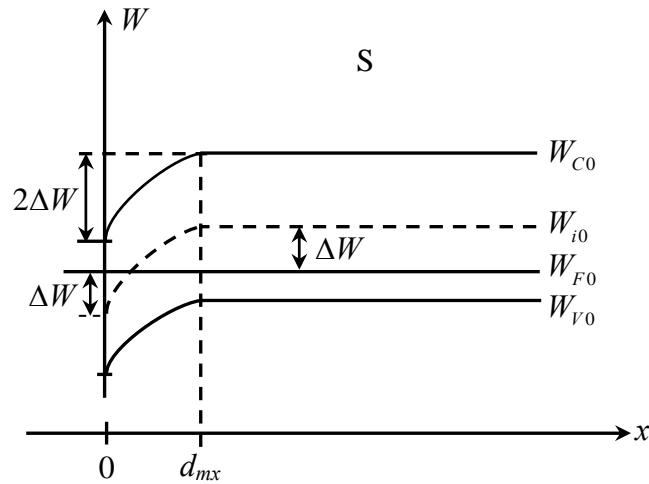


Fig. 4.14 – Diagrama das bandas correspondente ao aparecimento do canal n.

**Exemplo 4.2** – Para a estrutura MOS do exemplo anterior determinar, a 300 K, o valor mínimo do potencial na interface óxido/semicondutor para que haja canal. Admita que para o Si  $n_i(300\text{ K}) = 10^{16}\text{ m}^{-3}$ .

**Solução:**

A partir da relação (4.15) obtém-se  $\phi_{\text{Sinv}} = 0,48\text{ V}$ . Este resultado permite concluir que nas condições do exemplo 4.1 ainda não há canal.

#### 4.4.2. Não-Equilíbrio Termodinâmico

Vamos admitir que  $U_{GS} \neq 0$ ,  $U_{DS} = 0$ ,  $U_{BS} = 0$ .

I)  $V_{MS} = 0$ ,  $Q_{SS} = Q_{OX} = 0$

A tensão  $U_{GS}$  aplicada ir-se-á distribuir pelo óxido e pelo substrato semicondutor podendo escrever-se:

$$U_{GS} = V_{OX} + \phi_S \quad (4.16)$$

Supondo que  $Q_S$  é a carga por unidade de área induzida no substrato pela tensão  $U_{GS}$ , ter-se-á, na generalidade dos casos,

$$Q_S = Q_n + Q_B \quad (4.17)$$

em que  $Q_n$  é a carga por unidade de área devida aos electrões e  $Q_B$  é a carga por unidade de área devida às impurezas ionizadas.

Se, com  $U_{GS}$  aplicada, não houver canal,  $Q_n \approx 0$  e portanto  $Q_S \approx Q_B$ .

A queda de tensão no óxido,  $V_{OX}$ , pode ser expressa em termos da carga  $Q_S$  através da

relação

$$V_{OX} = -Q_S / C_O \quad (4.18)$$

em que  $C_O$  é a capacidade por unidade de área dum condensador com um espaçamento entre placas de  $a$  e cujo dieléctrico é o óxido de silício com permitividade eléctrica  $\epsilon_{OX}$ . A capacidade  $C_O$  é dada por

$$C_O = \epsilon_{OX} / a \quad (4.19)$$

A largura da região depleta, associada à carga  $Q_B$ , pode ser determinada a partir de  $\phi_S$ . Nesse sentido vamos supor que esta região depleta representa a região depleta de uma junção  $p-n$  fortemente assimétrica ( $Nd^+ \gg Na^-$ ), pelo que

$$d \approx \sqrt{2\epsilon_S |\phi_S| / (qNa^-)} \quad (4.20)$$

Considerando agora que, para  $|\phi_S| < |\phi_{Sinv}|$ , toda a carga induzida por  $U_{GS}$  contribui para a zona depleta e que para  $|\phi_S| > |\phi_{Sinv}|$ , a carga induzida contribui para o canal, pode escrever-se:

$$d_{mx} \approx \sqrt{2\epsilon_S |\phi_{Sinv}| / (qNa^-)} \quad (4.21)$$

Sendo assim a tensão  $U_{GS}$  necessária para o início da inversão, i.e., do aparecimento do canal, será dada por:

$$U_{GS} = U_{GSlimiar} = -Q_B / C_O + \phi_{Sinv} \quad (4.22)$$

Com

$$Q_B = -qNa^- d_{mx} \quad (4.23)$$

Iremos admitir que toda a carga induzida por  $U_{GS}$ , a partir do valor de  $U_{GSlimiar}$ , contribui para o canal e é constituída por electrões pelo que

$$U_{GS} = -Q_B / C_O + \phi_{Sinv} - Q_n / C_O \quad (4.24)$$

Nestas condições, a distribuição de carga na estrutura MOS é a que está representada na Fig. 4.15.

A expressão (4.24) permite determinar  $Q_n$  para um dado valor de  $U_{GS} > U_{GSlimiar}$ , desde que seja conhecido  $U_{GSlimiar}$  e  $C_O$ .

#### 4.16 TRANSISTORES DE EFEITO DE CAMPO

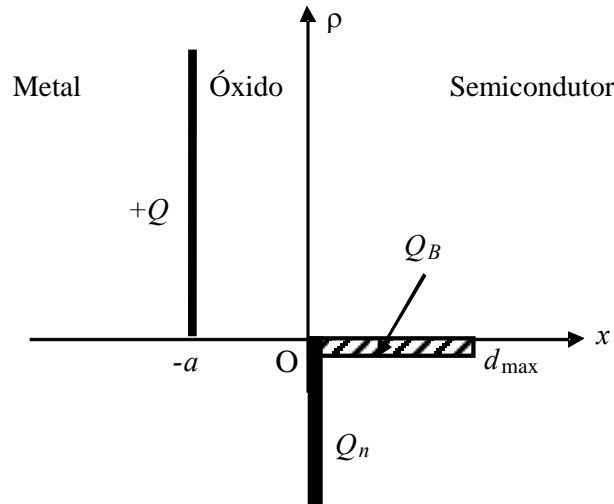


Fig. 4.15 – Distribuição da densidade decarga na estrutura MOS canal n para  $U_{GS} > U_{GSlimiar}$

II)  $V_{MS} \neq 0$ ,  $Q_{SS} \neq 0$  e  $Q_{OX} \neq 0$ .

Com estas condições as bandas já se encontram encurvadas mesmo para  $U_{GS} = 0$ . Poder-se-ão utilizar os resultados anteriores se se introduzir uma grandeza  $U_{GS|BD}$  que irá ser definida como a tensão Porta-Substrato que é necessário aplicar, para colocar as bandas direitas.

Esta grandeza,  $U_{GS|BD}$ , deverá contrariar os efeitos produzidos por  $V_{MS}$ ,  $Q_{SS}$  e  $Q_{OX}$ . Supondo que contabilizamos em  $Q_{SS}$  a carga no óxido  $Q_{OX}$ , por meio de uma carga equivalente em superfície, pode escrever-se:

$$U_{GS|BD} = -V_{MS} - Q_{SS} / C_O \quad (4.25)$$

A expressão para a tensão de limiar será então

$$U_{GSlimiar} = U_{GS|BD} - Q_B / C_O + \phi_{Sinv} \quad (4.26)$$

Ou seja:

$$V_T = U_{GSlimiar} = -V_{MS} - Q_{SS} / C_O - Q_B / C_O + \phi_{Sinv} \quad (4.27)$$

A relação (4.27) mostra a dependência de  $V_T$  com um conjunto de parâmetros que podem ser controlados tecnologicamente. Dependendo dos valores desses parâmetros,  $V_T$  pode tomar valores positivos ou negativos. Um  $V_T < 0$  indica que já existe canal em equilíbrio termodinâmico. Um MOS canal n com  $V_T < 0$  designa-se por MOS de empobrecimento e um MOS canal n com  $V_T > 0$  designa-se por MOS de enriquecimento.

**Exemplo 4.3** – Para a estrutura MOS do exemplo 4.1 determinar, a 300 K, o valor mínimo da carga por unidade de área,  $Q_{SS}$ , necessário para que o MOS-FET seja um canal- $n$  de empobrecimento.

**Solução:**

A condição que estabelece o valor mínimo de  $Q_{SS}$  é expressa por  $V_T=0$ . Trabalhando a expressão (4.27) tira-se  $Q_{SS} = C_O (-V_{MS} + \phi_{Sinv}) - Q_B$  que, por aplicação dos valores numéricos fornecidos, dá  $Q_{SS} = 27 \mu\text{C}/\text{m}^2$ . Este é o valor mínimo pedido. Acima deste valor a tensão de limiar é negativa e portanto o MOS-FET é de empobrecimento.

### 4.5. Característica estacionária

Estudar-se á um TEC-MOS canal  $n$  de enriquecimento. Admite-se  $U_{GS} > V_T$ ,  $U_{DS} > 0$  e  $U_{BS} = 0$ . Na Fig. 4.16 indicam-se os sentidos convencionados como positivos para as correntes e tensões, além do sistema de eixos utilizados.

Seja  $S(y) = x_C(y)W$  a área da secção do canal normal ao eixo  $y$  em que  $x_C(y)$  é a dimensão do canal segundo  $x$  e  $W$  é a dimensão do eléctrodo (segundo  $-z$ ).

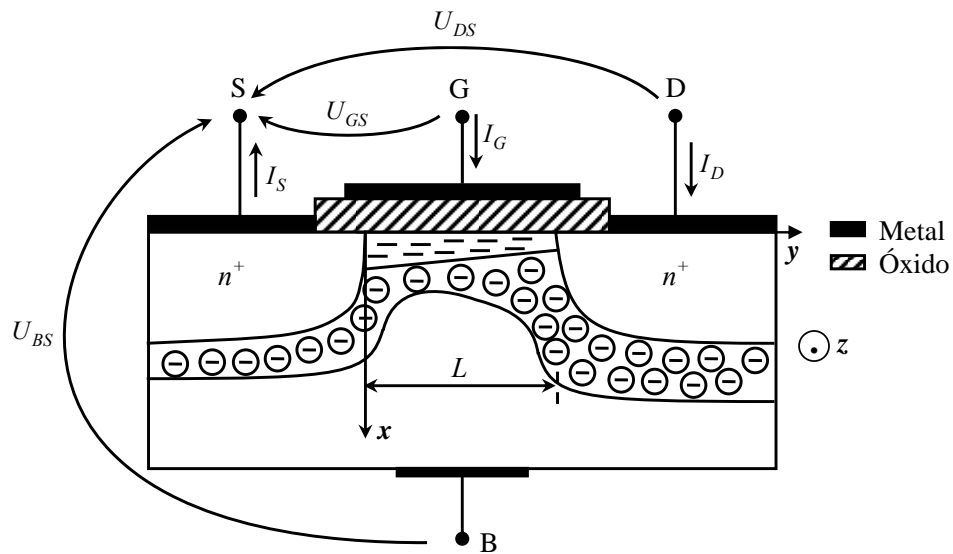


Fig. 4.16 – Estrutura utilizada na determinação da característica estacionária do MOS canal- $n$ .

De acordo com os sentidos convencionados:

$$I_D = \int_{S(y)} (\mathbf{J}, -\bar{u}_y) dS \quad (4.28)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} = -\sigma \text{grad}V \quad (4.29)$$

$$\sigma = \sigma(x, y) = qn(x, y)\mu_n(x, y) \quad (4.30)$$

#### 4.18 TRANSISTORES DE EFEITO DE CAMPO

donde:

$$I_D = \int_0^{x_c(y)} Wqn(x,y)\mu_n(x,y) \frac{dV(x,y)}{dy} dx \quad (4.31)$$

Supondo que  $V(x,y) \sim V(y)$

$$I_D = W \frac{dV(y)}{dy} \underbrace{\int_0^{x_c(y)} qn(x,y)\mu_n(x,y) dx}_{-Q_n(y)\mu_n^*} \quad (4.32)$$

em que  $Q_n(y)$  é a carga por unidade de área no canal no ponto  $y$  e  $\mu_n^*$  é a mobilidade eficaz dos electrões no canal, que suporemos independente de  $y$  e é bastante inferior à mobilidade dos electrões no substrato. Verifica-se que a mobilidade eficaz também depende da orientação cristalográfica escolhida para o substrato.

Assim

$$I_D = -W\mu_n^*Q_n(y) \frac{dV(y)}{dy} \quad (4.33)$$

e portanto

$$I_D = -\frac{W\mu_n^*}{L} \int_0^{U_{DS}} Q_n(y) dV(y) \quad (4.34)$$

De (4.17) tira-se

$$Q_n(y) = Q_S(y) - Q_B(y) \quad (4.35)$$

Sendo

$$Q_S(y) = -C_0 \left( U_{GS} - U_{GS|BD} - \phi_S(y) \right) \quad (4.36)$$

Com

$$\phi_S(y) = \phi_{Sinv} + V(y) \quad (4.37)$$

e

$$Q_B(y) = -\sqrt{2q\epsilon_S N_a (\phi_{Sinv} + V(y))} \quad (4.38)$$

Substituindo (4.36) e (4.37) em (4.35) poder-se-á escrever (4.34) como

$$I_D = \frac{W\mu_n^*C_0}{L} \int_0^{U_{DS}} \left[ U_{GS} - U_{GS|BD} - \phi_{Sinv} - V(y) + \frac{Q_B(y)}{C_0} \right] dV(y) \quad (4.39)$$

Como hipótese simplifiativa, e sem perda de conteúdo físico, consideremos que  $Q_B \approx Cte$ , dada por:

$$Q_B = -\sqrt{2q\epsilon_S N_a^- \phi_{\text{Sinv}}} \quad (4.40)$$

Vem então:

$$I_D = \frac{\mu_n^* C_O W}{L} \left[ \left( U_{GS} - U_{GS|_{BD}} + \frac{Q_B}{C_O} - \phi_{\text{Sinv}} \right) U_{DS} - U_{DS}^2 / 2 \right] \quad (4.41)$$

Atendendo à expressão de  $V_T$ , (4.26) e (4.27), pode-se escrever:

$$I_D = \frac{\mu_n^* C_O W}{L} \left[ (U_{GS} - V_T) U_{DS} - U_{DS}^2 / 2 \right] \quad (4.42)$$

ou

$$I_D = A \left[ (U_{GS} - V_T) U_{DS} - U_{DS}^2 / 2 \right] \quad (4.43)$$

com  $A = \frac{\mu_n^* C_O W}{L} = K_p \left( \frac{W}{L} \right)$  em que  $K_p$  é um parâmetro SPICE do dispositivo e é designado pelo parâmetro da transcondutância.

Esta expressão só é válida fora da situação de estrangulamento. No caso de  $U_{DS} \ll U_{GS} - V_T$  ter-se-à

$$I_D \approx A (U_{GS} - V_T) U_{DS} \quad (4.44)$$

Esta situação corresponde à existência de um canal de largura aproximadamente constante e o MOS-FET pode ser olhado, para cada valor de  $U_{GS}$ , como uma resistência constante  $R$  dada por

$$R = \frac{1}{A (U_{GS} - V_T)} \quad (4.45)$$

Como já foi referido a entrada na saturação corresponde ao estrangulamento do canal junto à região do Dreno, e é obtida para uma tensão  $U_{DSsat}$  designada por tensão dreno-fonte de saturação dada por

$$U_{DSsat} = U_{GS} - V_T \quad (4.46)$$

Extrapolando a validade da expressão (4.43) para a entrada na saturação e substituindo a tensão  $U_{DS}$  por (4.46), obtém-se

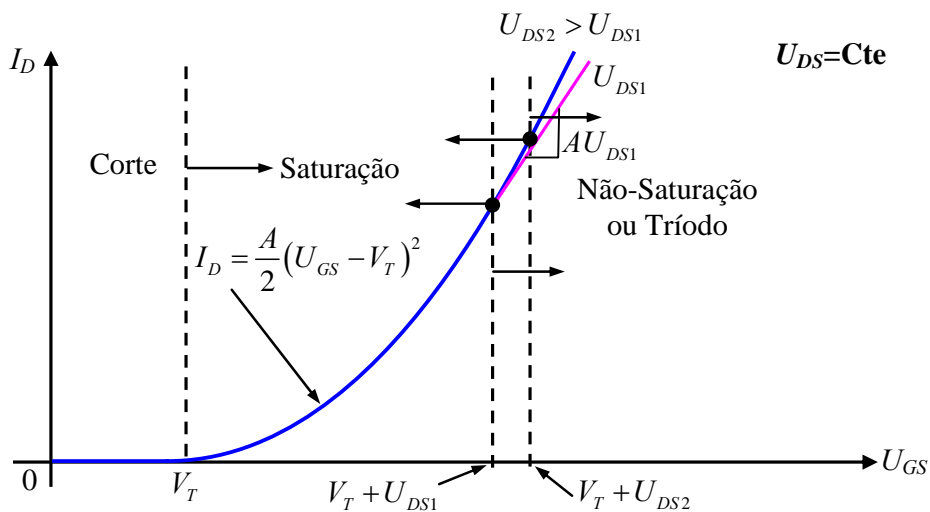
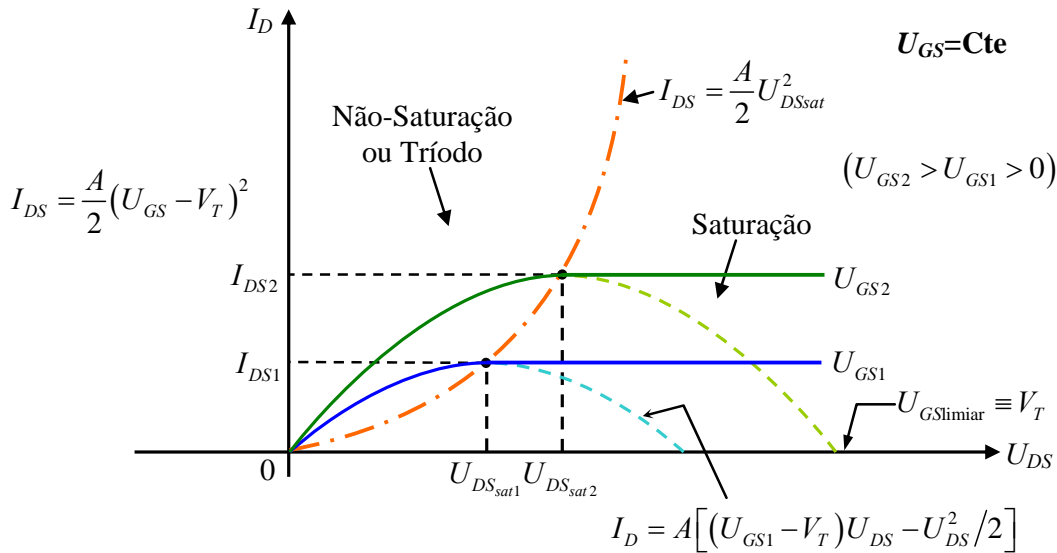
$$I_{DS} = \frac{A}{2} (U_{GS} - V_T)^2 \quad (4.47)$$

designada por corrente de saturação.

Poder-se-ia provar que este valor de  $I_{DS}$  corresponde ao máximo da função  $I_D(U_{DS})$  expressa por (4.42).

#### 4.20 TRANSISTORES DE EFEITO DE CAMPO

As equações (4.43) e (4.47) permitem traçar as características  $I_D(U_{DS})_{U_{GS}=Cte}$  e  $I_D(U_{GS})_{U_{DS}=Cte}$ , que se encontram representadas nas Fig. 4.17 e Fig. 4.18 respectivamente.



Nestas figuras estão definidas as duas regiões de funcionamento do MOS designadas por região de saturação, para  $U_{DS} > U_{DSsat}$  e de não-saturação ou triodo, para  $U_{DS} < U_{DSsat}$ .

As características dum MOS canal- $n$  de empobrecimento são em tudo idênticas às da Fig. 4.17 e Fig. 4.18, contudo deve ter-se em linha de conta que  $V_T < 0$  e portanto pode haver corrente de dreno para tensões  $U_{GS} < 0$ , Fig. 4.19.



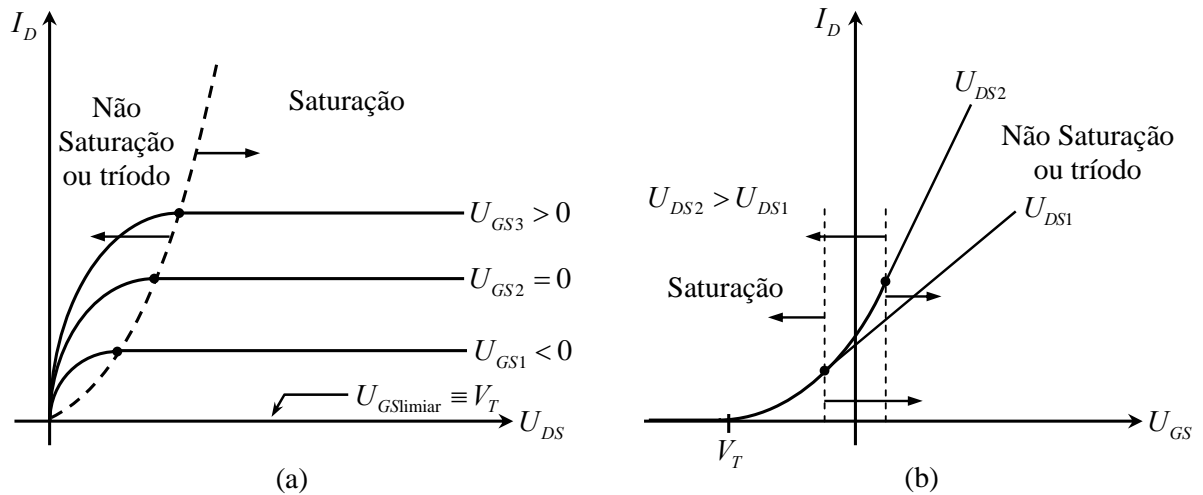


Fig. 4.19 – Características (a)  $I_D(U_{DS})_{U_{GS}=cte}$  e (b)  $I_D(U_{GS})_{U_{DS}=cte}$  para um MOS canal- $n$  de empobrecimento.

As equações (4.43) e (4.47) foram deduzidas para um MOS canal  $n$ , podendo ser de empobrecimento ou de enriquecimento pois só depende do sinal de  $V_T$ . Se se tratasse dum canal  $p$  as equações mantinham-se desde que se trocasse o sentido de referência das correntes e tensões. Dever-se-ão também trocar a ordem das letras nos índices das tensões.

**4.5.1. Simbologia**

Na Fig. 4.20 e Fig. 4.21 mostram-se duas das várias simbologias adoptadas para o MOS.

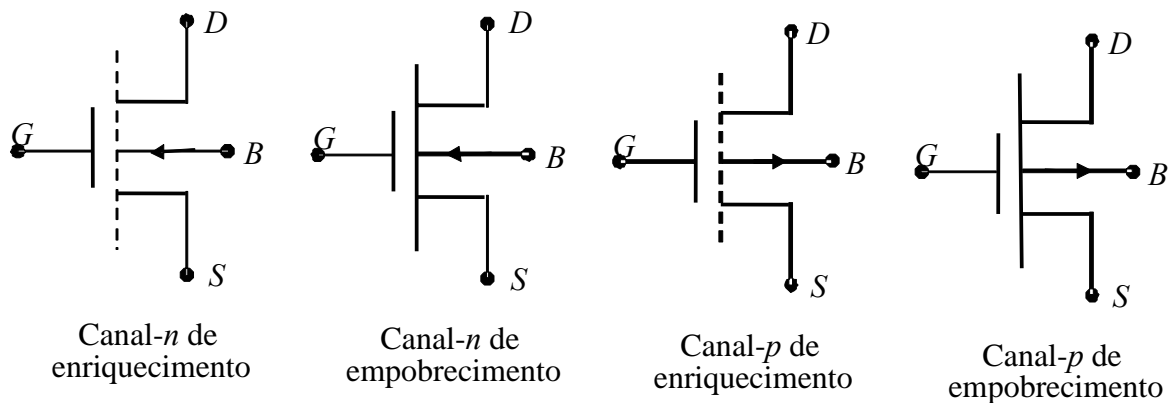


Fig. 4.20 – Simbologia para o MOS com 4 terminais acessíveis.

## 4.22 TRANSISTORES DE EFEITO DE CAMPO

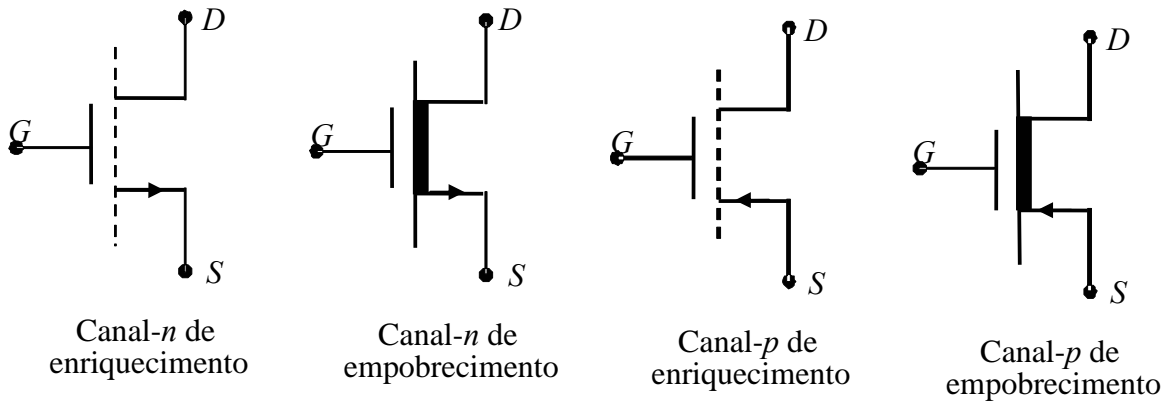


Fig. 4.21 – Simbologia para o MOS com 3 terminais acessíveis ( $U_{BS}=0$ ).

### 4.5.2. Efeito de corpo

No caso em que o terminal B está acessível, e não curto-circuitado com a fonte, a aplicação duma tensão  $U_{BS} \neq 0$  vai-se traduzir numa alteração da largura da região depleta. Para um substrato tipo-p  $U_{BS}$  deve ser negativa caso contrário a junção substrato-fonte fica directamente polarizada e a corrente de dreno é diferente da corrente da fonte. Para  $U_{BS} < 0$  a carga  $Q_B$  é dada por

$$Q_B = -\sqrt{2q\epsilon_S N_a^- (\phi_{Sinv} - U_{BS})} \quad (4.48)$$

e  $V_T$  pode ser escrito com generalidade como

$$V_T = U_{GS|BD} + \sqrt{2\epsilon_S q N_a^- (\phi_{Sinv} - U_{BS})} / C_O + \phi_{Sinv} \quad (4.49)$$

Esta relação permite concluir que, para  $U_{BS} < 0$ , há um aumento de  $V_T$  relativamente a  $U_{BS}=0$ . Este aumento de  $V_T$  pode ser quantificado em termos da relação:

$$\Delta V_T = V_T(U_{BS}) - V_T(0) = \gamma (\sqrt{\phi_{Sinv} - U_{BS}} - \sqrt{\phi_{Sinv}}) \quad (4.50)$$

em que  $\gamma = \sqrt{2\epsilon_S q N_a^-} / C_O$ .

O efeito de  $U_{BS}$  nas características  $I_D(U_{GS})_{U_{DS}=Cte}$  está representado na Fig. 4.22.

**Exemplo 4.4** – Para a estrutura MOS do exemplo 4.1 determinar, a 300 K, a variação sofrida pela tensão de limiar quando a tensão  $U_{BS}$  varia de  $U_{BS}=0$  para  $U_{BS}=-2$  V.

**Solução:**

Com base na relação (4.50) obtém-se  $\Delta V_T = 1,47$  V.

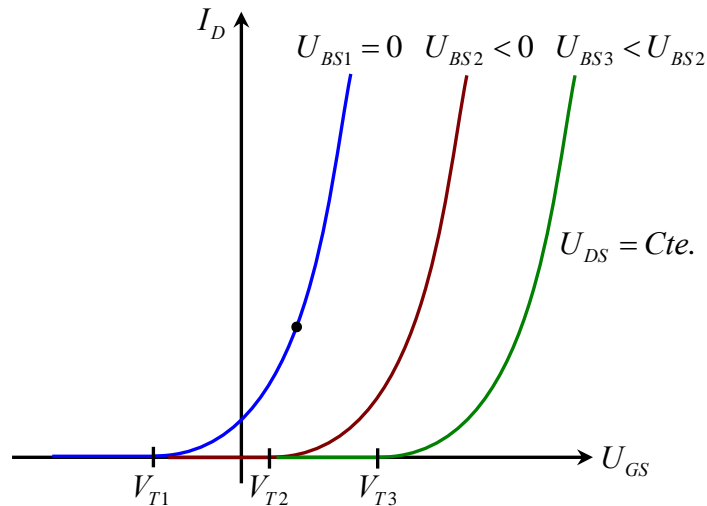


Fig. 4.22 – Características  $I_D(U_{GS})_{U_{DS}=Cte}$  para vários valores de  $U_{BS} < 0$  para um MOS canal n de empobrecimento.

### 4.5.3. Limitações do modelo

Convém analisar as limitações da relação (4.43), determinadas pelas hipóteses simplificativas utilizadas na sua dedução. Nomeadamente considerámos  $\mu_n^*$  e  $Q_B$  constantes mas na realidade  $\mu_n^*$  depende de  $(U_{GS} - V_T)$  e  $Q_B$  varia com a abcissa  $y$  em virtude de  $U_{DS} \neq 0$ .

Quando não é necessária muita precisão nos resultados, isto é, com erros da ordem de  $\pm 10\%$ , poder-se-á desprezar a variação de  $\mu_n^*$  com  $(U_{GS} - V_T)$ , utilizando contudo um valor de  $\mu_n^*$  típico para a orientação cristalina considerada.

Admitir  $Q_B$  constante introduz na realidade alguns erros no cálculo das características do dispositivo nomeadamente na região de saturação. Este facto pode ser comprovado facilmente, resolvendo o integral em (4.39) e analisando as alterações introduzidas.

### 4.5.4. Efeito da temperatura

A expressão (4.43) mostra que as características  $I_D(U_{DS})_{U_{GS}=Cte}$  dependem da temperatura através de  $\mu_n^*$  e  $V_T$ , esta última por intermédio do  $\phi_{Sinv}$ .

A mobilidade eficaz diminui com o aumento de temperatura e, em princípio,  $\mu_n^* \sim 1/T$ . Por sua vez a taxa de variação de  $V_T$  com a temperatura é dada por

#### 4.24 TRANSISTORES DE EFEITO DE CAMPO

$$\frac{dV_T}{dT} \approx \frac{d\phi_{\text{Sinv}}}{dT} \left[ 1 - Q_B / (2C_0\phi_{\text{Sinv}}) \right] \quad (4.51)$$

em que

$$\frac{d\phi_{\text{Sinv}}}{dT} \approx \frac{1}{T} \left[ -\frac{W_G}{q} + \phi_{\text{Sinv}} \right] \quad (4.52)$$

De acordo com (4.52) e (4.51),  $V_T$  baixa com o aumento de temperatura.

Os resultados anteriores permitem concluir então que  $U_{DSsat}$  aumenta com a temperatura. Quanto à corrente  $I_D$  é fácil de ver que tem uma dependência com a temperatura relativamente fraca porque é dada pelo produto de dois factores em que um deles sobe e o outro desce com o aumento da temperatura. Atendendo a que a influência de cada um dos factores é dominante para uma dada gama de tensões aplicadas é possível polarizar o transístor num PFR que é praticamente independente da temperatura. As expressões (4.51) e (4.52) em conjunto com a relação que exprime a dependência de  $\mu_n^*$  com a temperatura permitem determinar  $dI_{DS}/dT$ . Verifica-se que na maior parte dos casos  $dI_{DS}/dT < 0$ , ou seja, o TEC-MOS torna-se menos activo electricamente à medida que a temperatura aumenta.

#### 4.5.5. Efeito da modulação do canal

É ainda de realçar que o modelo prevê que, na saturação, a corrente de dreno seja constante embora os resultados experimentais mostrem que  $I_D$  sobe linearmente com a tensão  $U_{DS}$ . Este efeito, como já foi referido, é justificado em termos duma diminuição do comprimento do canal por deslocação do ponto de estrangulamento no sentido do dreno para fonte e pode ser incorporado na expressão (4.47) através da inclusão do factor  $1 + \lambda U_{DS}$ ,

$$I_{DS} = \frac{A}{2} (U_{GS} - V_T)^2 (1 + \lambda U_{DS}) \quad (4.53)$$

em que a constante positiva  $\lambda$  é um parâmetro do MOS. A interpretação de  $\lambda$  pode ser compreendida mais facilmente através da Fig. 4.23. Como se mostra na figura as características do MOS na saturação, quando extrapoladas, intersectam o eixo de  $U_{DS}$  num ponto que vale  $-1/\lambda \equiv -V_A$ . Atendendo às semelhanças entre esta tensão  $V_A$  e tensão de Early no TBJ, é usual dar-lhe também o mesmo nome.

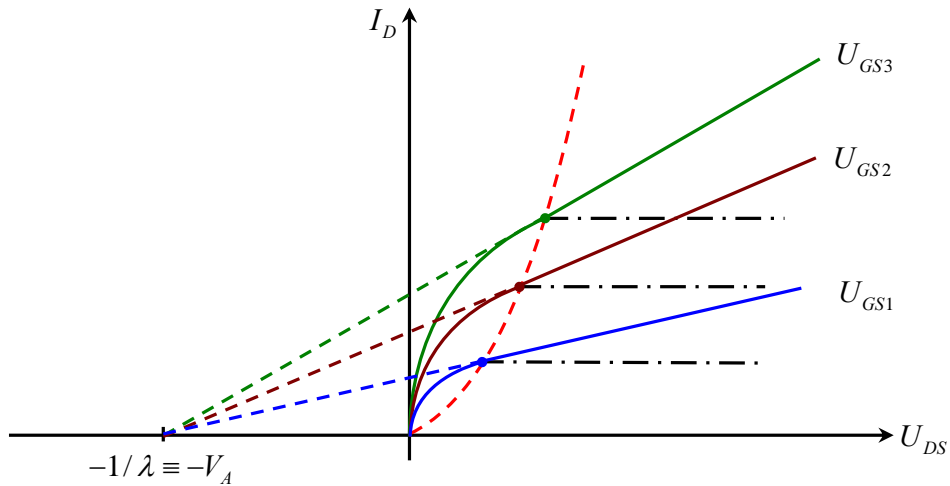


Fig. 4.23 – Efeito da modulação do canal nas características  $I_D(U_{DS})_{U_{GS}=Cte}$ .

**4.5.6. Efeito das resistências de acesso de fonte e de dreno**

A ligação dos contactos do dreno e da fonte ao canal é feita através de materiais que apresentam uma certa resistência pelo que, em geral, deve ter-se em linha de conta a resistência associada ao dreno,  $R_D$  e a resistência associada à fonte,  $R_S$ . O efeito destas resistências nas tensões aos terminais do dispositivo podem ser expressas como

$$\begin{aligned} U'_{DS} &= U_{DS} + (R_S + R_D)I_D \\ U'_{GS} &= U_{GS} + R_S I_D \end{aligned} \tag{4.54}$$

As características estacionárias vão portanto ser alteradas, nomeadamente a entrada em saturação, para as mesmas tensões  $U_{GS}$  e  $U_{DS}$  aos terminais, dá-se para um  $I_{DS}$  mais baixo. Na Fig. 4.24 mostra-se, de forma qualitativa o efeito de  $R_S$  e  $R_D$  nas características estacionárias.

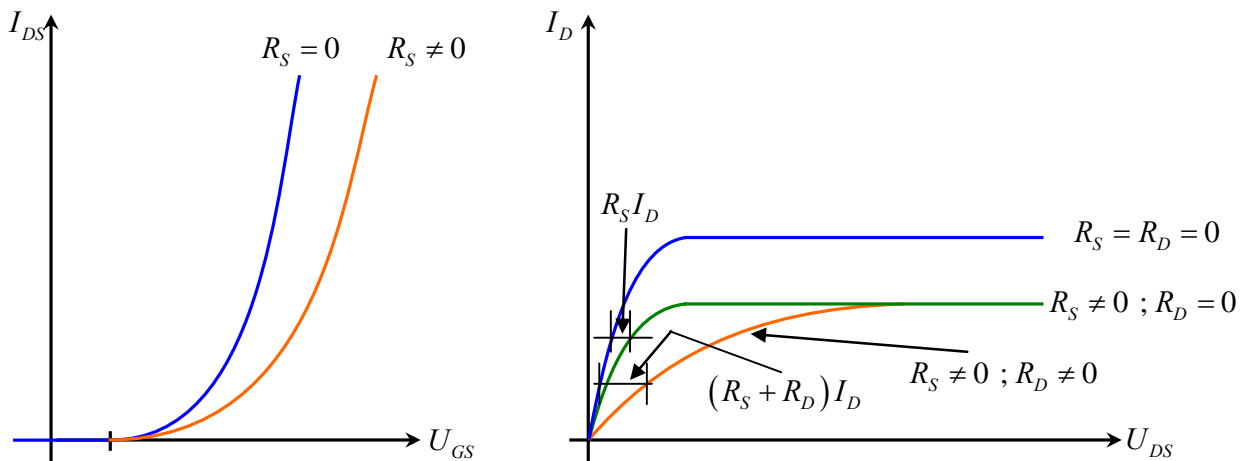
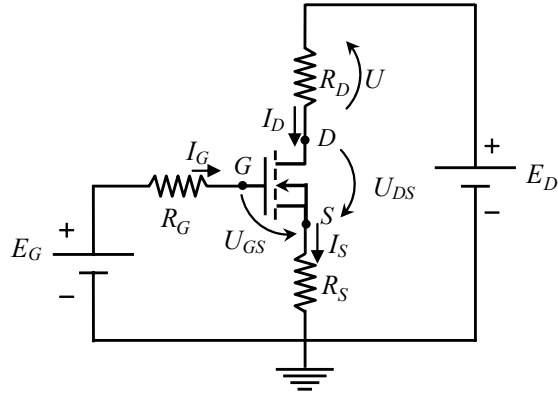


Fig. 4.24 – Efeito de  $R_S$  e  $R_D$  nas características estacionárias.

#### 4.26 TRANSISTORES DE EFEITO DE CAMPO

**Exemplo 4.5** – Considere o circuito da figura que envolve um MOS-FET canal- $n$  de enriquecimento. MOS(300K):  $A = 2 \text{ mAV}^{-2}$ ;  $V_T = 2 \text{ V}$ .  $E_G = 5 \text{ V}$ ;  $E_D = 20 \text{ V}$ . Determinar o PFR do transistor para as seguintes situações: (i)  $R_S = 0$ ,  $R_D = 1 \text{ k}\Omega$ ; (ii)  $R_S = 0$ ,  $R_D = 10 \text{ k}\Omega$ ; (iii)  $R_S = 100 \Omega$ ,  $R_D = 1 \text{ k}\Omega$ .



**Solução:**

O PFR está associado a uma dada zona de funcionamento do MOS que, não estando no corte, pode ser a saturação ou não-saturação. Na determinação do PFR deve-se portanto começar por escolher uma dessas zonas de funcionamento. Com base nos resultados obtidos é obrigatório verificar se a hipótese é ou não confirmada. Se não for confirmada devem repetir-se os cálculos para a nova zona de funcionamento de modo a obter-se o PFR correcto. Fora do corte e desconhecendo em absoluto a zona de funcionamento a hipótese inicial deve ser a zona de saturação, porque é aquela que permite cálculos mais simples.

(i)  $R_S = 0$ ,  $R_D = 1 \text{ k}\Omega$ . Da malha de entrada tira-se  $E_G = U_{GS}$  pois  $I_G \approx 0$  e  $R_S = 0$ . Como  $V_T = 2 \text{ V}$  e  $E_G = U_{GS} = 5 \text{ V}$  então o MOS já tem canal e portanto vai haver corrente  $I_D$  na malha de saída. Supondo que o MOS está na saturação tem-se  $I_D = (A/2)(U_{GS} - V_T)^2$ ,  $I_D = 9 \text{ mA}$ . Da malha de saída tira-se  $E_D = R_D I_D + U_{DS}$  ou seja  $U_{DS} = E_D - R_D I_D$ . Substituindo valores numéricos obtém-se  $U_{DS} = 11 \text{ V}$ . Deve-se agora testar a hipótese formulada. Para o MOS estar na saturação deve-se verificar  $U_{DS} > U_{DSsat}$ . Sendo  $U_{DSsat} = U_{GS} - V_T = 3 \text{ V}$ , a hipótese está confirmada.

(ii)  $R_S = 0$ ,  $R_D = 10 \text{ k}\Omega$ . Neste caso continua a ser  $U_{GS} = 5 \text{ V}$  e, supondo que o MOS está na saturação,  $I_D = 9 \text{ mA}$ . O valor de  $U_{DS}$  é agora  $U_{DS} = 20 - 10 \times 9 = -70 \text{ V} < U_{DSsat}$ . Não se confirma a hipótese e portanto o PFR do MOS está na zona de não-saturação ou triodo. Neste caso a expressão para a corrente  $I_D$  é  $I_D = A \left[ (U_{GS} - V_T) U_{DS} - U_{DS}^2 / 2 \right]$  que, em conjunto com a equação da malha de saída,  $E_D = R_D I_D + U_{DS}$ , permite obter os valores pretendidos. A resolução deste sistema de equações conduz inevitavelmente a uma equação do 2º grau em  $I_D$  ou  $U_{DS}$ , e portanto a duas soluções para a grandeza em questão. É fácil de verificar que a solução correcta para  $I_D$  corresponde ao valor positivo mais elevado e que para  $U_{DS}$  corresponde ao valor positivo mais baixo. A título de exemplo vamos considerar a equação de 2º grau em  $U_{DS}$ , resultante da substituição de  $I_D$ , da equação do MOS, pelo seu valor na equação da malha de saída,  $U_{DS}^2 - 6,1 U_{DS} + 2 = 0$ , que possui as soluções  $U_{DS1} = 0,35 \text{ V}$  e  $U_{DS2} = 5,75 \text{ V}$ . Destas duas soluções só é válida a solução  $U_{DS1} = 0,35 \text{ V}$  porque é menor que  $U_{DSsat} = 5 \text{ V}$ . Deste

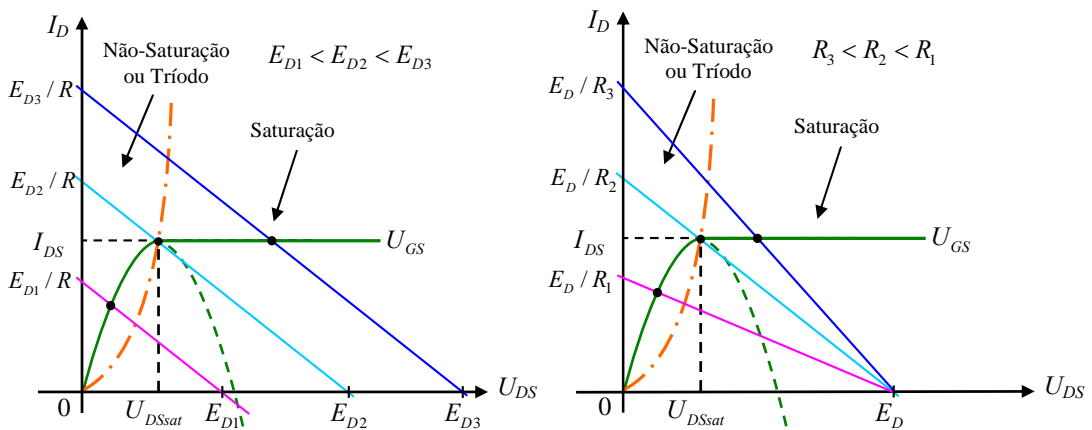
modo a corrente  $I_D = 1,97 \text{ mA}$ .

(iii)  $R_S=100 \ \Omega$ ,  $R_D= 1 \text{ k}\Omega$ . Admite-se que o MOS está na saturação. As equações a considerar são:  $I_D = (A/2)(U_{GS} - V_T)^2$ ;  $E_G = U_{GS} + R_S I_D$  e  $E_D = (R_S + R_D)I_D + U_{DS}$ . A equação do MOS e a da malha de entrada possuem duas das incógnitas,  $I_D$  e  $U_{GS}$ , que podem ser determinadas resolvendo o sistema que envolve essas duas equações. Substituindo a corrente  $I_D$  da 1ª equação na 2ª equação, obtém-se a equação de 2º grau em  $U_{GS}$ ,  $U_{GS}^2 + 6U_{GS} - 46 = 0$  com soluções  $U_{GS1} = 4,42 \text{ V}$  e  $U_{GS2} = -10,4 \text{ V}$ . **Só a solução  $U_{GS} = U_{GS1} = 4,42 \text{ V}$  é válida** porque para  $U_{GS2} < 0$  não há canal e os resultados seriam inconsistentes. A corrente  $I_D$  pode ser obtida através da 1ª ou 2ª equação e dá  $I_D = 5,8 \text{ mA}$ . Da 3ª equação obtém-se  $U_{DS} = 13,62 \text{ V} > U_{DSsat} = 2,42 \text{ V}$ . **Confirma-se a zona de saturação.**

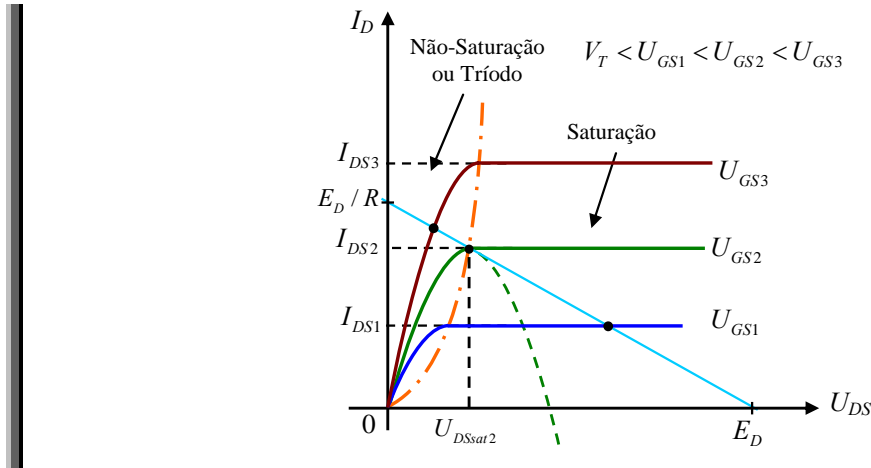
**Exemplo 4.6** – Para o circuito do exemplo anterior, com  $R_S=0$ , analisar graficamente a evolução do PFR quando se varia  $E_D$ ,  $R_D$  e  $E_G$ .

**Solução:**

Quando  $R_S=0$ ,  $U_{GS}=E_G$ , e portanto para cada valor de  $E_G$  corresponde uma curva no plano  $I_D(U_{DS})U_{GS}=\text{cte}$ . Da malha de saída sai a recta de carga  $I_D = (E_D - U_{DS}) / R_D$ . O ponto de intersecção da característica de saída com a recta de carga define o PFR. Pode-se alterar a recta de carga mexendo em  $E_D$  e  $R_D$ . Alterar  $E_D$  com  $R_D$  fixo é deslocar a recta de carga paralelamente a si própria, intesectando o eixo das abcissas no novo valor de  $E_D$ . Alterar  $R_D$  com  $E_D$  fixo é mexer no declive da recta de carga mas mantendo o ponto de intersecção com o eixo das abcissa no valor de  $E_D$ . Para  $E_D$  e  $R_D$  fixos fixamos a recta de carga. Vários valores de  $E_G$  dão origem a várias curvas características do MOS.



## 4.28 TRANSISTORES DE EFEITO DE CAMPO



### 4.5.7. Dispositivos de canal curto – efeito de saturação da velocidade

A miniaturização crescente dos dispositivos tem permitido obter estruturas MOS com canais mais curtos que o usual, tipicamente menores que  $3\ \mu\text{m}$ . Sob condições normais de funcionamento os campos eléctricos no canal podem ser suficientemente elevados para que os efeitos associados à saturação da velocidade dos portadores sejam bastante importantes.

Na Fig. 4.23 mostram-se as curvas que traduzem a dependência da velocidade dos electrões em função do campo eléctrico para vários semicondutores.

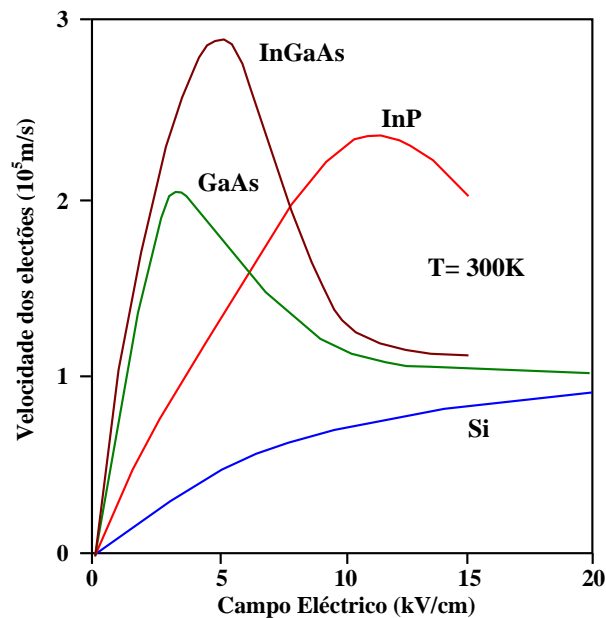


Fig. 4.25 – Velocidade dos electrões em função do campo eléctrico à temperatura ambiente para o Si e vários semicondutores compostos.

Nos dispositivos de canal curto a entrada na saturação dá-se quando, do lado do dreno e com o canal ainda não estrangulado, o campo eléctrico alcança um valor suficientemente



elevado para que a velocidade dos portadores seja a velocidade de saturação. Analisar-se-à este efeito na corrente de dreno tendo em linha de conta que, abaixo da saturação e com base em (4.33), (4.35), (4.36), (4.37) e (4.27), o campo eléctrico ao longo do canal pode ser expresso como

$$E(y) = \frac{I_D}{AL[(U_{GS} - V_T) - V(y)]} \quad (4.55)$$

com  $E(y) = dV(y)/dy$ .

Integrando (4.55) entre 0 e  $y$  obtém-se

$$AL \left[ (U_{GS} - V_T)V(y) - \frac{V^2(y)}{2} \right] = I_D y \quad (4.56)$$

donde se tira

$$V(y) = (U_{GS} - V_T) - \left[ (U_{GS} - V_T)^2 - \frac{2I_D y}{AL} \right]^{1/2} \quad (4.57)$$

Substituindo (4.57) em (4.55) a relação para o campo eléctrico no canal em função da distância é dado por

$$E(y) = \frac{I_D}{AL \left[ (U_{GS} - V_T)^2 - \frac{2I_D y}{AL} \right]^{1/2}} \quad (4.58)$$

A saturação é atingida quando  $E(L) = E_s$ , em que  $E_s$  é o campo que conduz à saturação da velocidade. Para o Si, e numa primeira aproximação,  $E_s \approx v_s / \mu_n$  em que  $v_s$  é a velocidade de saturação dos electrões e  $\mu_n$  a mobilidade dos portadores traduzida pelo declive na origem da curva  $v_n(E)$ . A corrente de saturação é obtida introduzindo em (4.58) a condição de saturação referida, sendo dada por

$$I_{DS} = AV_s^2 \left\{ \left[ 1 + \left( \frac{U_{GS} - V_T}{V_s} \right)^2 \right]^{1/2} - 1 \right\} \quad (4.59)$$

em que  $V_s = E_s L$ . Por sua vez a tensão de saturação,  $U_{DSsat}$  pode ser obtida directamente de (4.57) tendo em linha de conta que, para este valor da tensão,  $I_D = I_{DS}$ . Tem-se então

$$U_{DSsat} = (U_{GS} - V_T) - \left[ (U_{GS} - V_T)^2 - \frac{2I_{DS}}{A} \right]^{1/2} \quad (4.60)$$

O mesmo resultado poderia ser obtido calculando

#### 4.30 TRANSISTORES DE EFEITO DE CAMPO

$$U_{DSsat} = \int_0^L E(y) dy \quad (4.61)$$

Se em (4.60) se substituir  $I_{DS}$  pela relação (4.59) obtém-se

$$U_{DSsat} = (U_{GS} - V_T) + V_s - \left[ (U_{GS} - V_T)^2 + V_s^2 \right]^{1/2} \quad (4.62)$$

Para dispositivos com canal longo, i.e.,  $V_s \gg U_{GS} - V_T$  as expressões (4.59) e (4.62) podem ser aproximadas por

$$I_{DS} \approx \frac{A}{2} (U_{GS} - V_T)^2 \quad (4.63)$$

e

$$U_{DSsat} \approx (U_{GS} - V_T) \quad (4.64)$$

que estão de acordo com as obtidas com o modelo anterior.

**Exemplo 4.7** – Considere-se uma estrutura MOS canal- $n$  de Si em que  $V_T = 1$  V. Supõe-se que, para o Si,  $v_s = 10^5$  m/s e  $\mu_n = 0,08$  m<sup>2</sup>V<sup>-1</sup>s<sup>-1</sup>. Determinar para que valores do comprimento do canal se pode considerar que o dispositivo é de canal longo, quando  $U_{GS} = 4$  V.

**Solução:**

A condição de canal longo é expressa por  $U_{GS} - V_T \ll V_s$ . Atendendo a que  $V_s = Lv_s / \mu_n$  ter-se-à então  $L \gg (U_{GS} - V_T) \mu_n / v_s$ . Para  $U_{GS} = 4$  V, a condição de canal longo é dada por  $L \gg 2,4 \mu m$ .

Para canais curtos, em que  $V_s \ll U_{GS} - V_T$ , ter-se-à

$$I_{DS} \approx AV_s (U_{GS} - V_T) \quad (4.65)$$

e

$$U_{DSsat} \approx V_s. \quad (4.66)$$

A correcção imposta pelo canal curto permite obter correntes  $I_{DS}$  que são  $2V_s / (U_{GS} - V_T)$  vezes menores que as previstas pelo modelo para canal longo. Na Fig. 4.26 mostra-se o andamento qualitativo da corrente  $I_{DS}$  em função do comprimento do canal para uma dada tensão  $U_{GS}$ . A curva a tracejado evidencia os resultados obtidos para  $I_{DS}$  utilizando o modelo para canais longos.

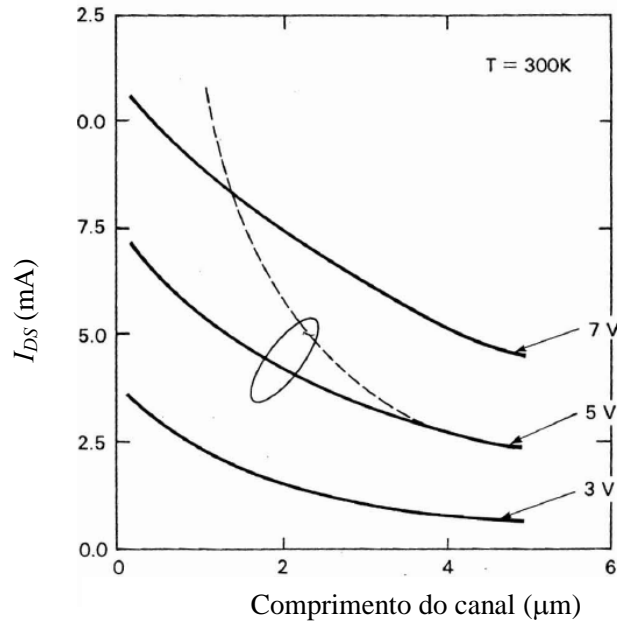


Fig. 4.26 – Corrente de saturação em função do comprimento do canal obtida com as expressões deduzidas para o canal curto (—) e canal longo (-----) para vários valores de  $U_{GS}$ .

É importante realçar que nos dispositivos com canal ultra-curto, com comprimentos da ordem do espaço livre médio para os electrões, o movimento dos portadores é do tipo quase-balístico e não é possível associar aos portadores o conceito de mobilidade porque as colisões não são em número suficiente para que se possa falar em velocidade média no tempo. Os resultados obtidos para os canais curtos não são portanto extrapoláveis para os canais ultra-curtos cuja análise cai fora do âmbito deste texto.

## 4.6. Regime Dinâmico

### 4.6.1. Modelo incremental para baixas frequências

Para baixas frequências e sinais fracos o regime dinâmico pode ser estudado com base na aproximação quase estacionária que consiste em admitir que a relação entre as variações no tempo das diversas grandezas é a que se obtém utilizando as relações estacionárias entre correntes e tensões. Os modelos incrementais mais simples para os dispositivos são os que se obtém com esta aproximação. Contudo, como é evidente, esta aproximação não permite incluir os efeitos capacitivos no modelo e, nalgumas situações, pode conduzir a erros significativos.

Considere-se então que o dispositivo MOS está polarizado num dado ponto de

#### 4.32 TRANSISTORES DE EFEITO DE CAMPO

funcionamento em repouso PFR ( $I_{D0}, U_{DS0}, U_{GS0}, I_{G0} \approx 0$ ) e que  $U_{BS} = 0$ . Ao aplicar-se um sinal variável no tempo as correntes e tensões no dispositivo passarão a ter os valores:

$$\begin{aligned} i_D &= I_{D0} + i_d \\ u_{DS} &= U_{DS0} + u_{ds} \\ u_{GS} &= U_{GS0} + u_{gs} \end{aligned} \quad (4.67)$$

Em regime quase-estacionário as relações  $i_D = i_D(u_{GS}, u_{DS})$  e  $i_G \approx 0$  são idênticas à do regime estacionário (4.42). Desenvolvendo a função  $i_D$  na série de Taylor, em torno do PFR, obtém-se:

$$\begin{aligned} i_D &= (i_D)_{PFR} + \left( \frac{\partial i_D}{\partial u_{DS}} \right)_{PFR} u_{ds} + \left( \frac{\partial i_D}{\partial u_{GS}} \right)_{PFR} u_{gs} + \frac{1}{2!} \left( \frac{\partial^2 i_D}{\partial u_{DS}^2} \right)_{PFR} u_{ds}^2 + \\ &+ \frac{1}{2!} \left( \frac{\partial^2 i_D}{\partial u_{GS}^2} \right)_{PFR} u_{gs}^2 + \left( \frac{\partial^2 i_D}{\partial u_{DS} \partial u_{GS}} \right)_{PFR} u_{ds} u_{gs} + \dots \end{aligned} \quad (4.68)$$

Para sinais fracos podem desprezar-se os termos da série de ordem superior à primeira pelo que:

$$i_D \approx (i_D)_{PFR} + \left( \frac{\partial i_D}{\partial u_{DS}} \right)_{PFR} u_{ds} + \left( \frac{\partial i_D}{\partial u_{GS}} \right)_{PFR} u_{gs} \quad (4.69)$$

ou seja:

$$i_d = \left( \frac{\partial i_D}{\partial u_{DS}} \right)_{PFR} u_{ds} + \left( \frac{\partial i_D}{\partial u_{GS}} \right)_{PFR} u_{gs} \quad (4.70)$$

Definindo a condutância incremental de saída  $g_{ds}$

$$g_{ds} = \left( \frac{\partial i_D}{\partial u_{DS}} \right)_{PFR} \quad (4.71)$$

e a transcondutância incremental  $g_m$  como

$$g_m = \left( \frac{\partial i_D}{\partial u_{GS}} \right)_{PFR} \quad (4.72)$$

pode-se ainda escrever (4.69) como

$$i_d = g_{ds} u_{ds} + g_m u_{gs} \quad (4.73)$$

Atendendo a que

$$i_g \approx 0 \quad (4.74)$$

então o modelo incremental do MOS em regime quase estacionário pode ser representado pelo circuito da Fig. 4.27.

Este modelo incremental, obtido através de uma aproximação de primeira ordem, não permite dar conta das não linearidades inerentes ao dispositivo pelo que não pode explicar alguns fenómenos como por exemplo a distorção dum amplificador.

As condutâncias incrementais  $g_{ds}$  e  $g_m$  dependem do *PFR* pelo que será instrutivo determinar as expressões para estas grandezas quando o MOS está na região de saturação e fora da saturação, baseados nas expressões teóricas de  $I_D(U_{DS}, U_{GS})$  deduzidas anteriormente.

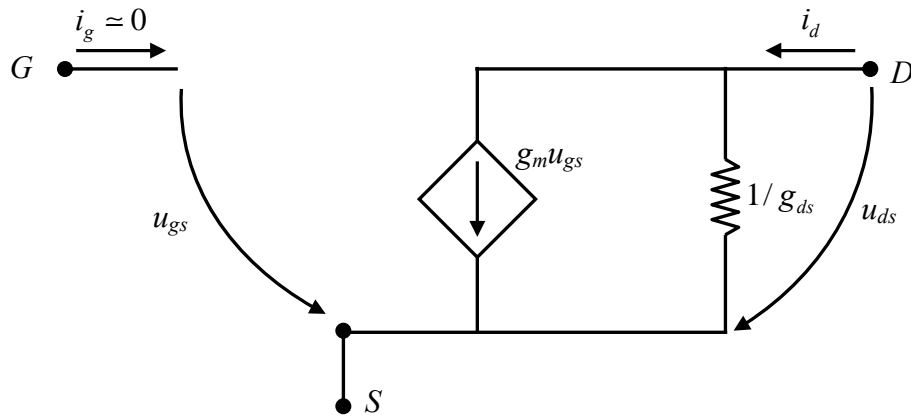


Fig. 4.27 – Modelo incremental do MOS para baixas frequências.

Em regime estacionário, fora da saturação, tem-se

$$I_D = A \left[ (U_{GS} - V_T) U_{DS} - \frac{U_{DS}^2}{2} \right] \quad (0 \leq U_{DS} \leq U_{DSat}) \quad (4.75)$$

Na saturação

$$I_D = \frac{A}{2} (U_{GS} - V_T)^2 \quad (U_{DS} \geq U_{DSat}) \quad (4.76)$$

Sendo assim, se o *PFR* está na região de não saturação, ter-se-á:

$$\begin{cases} g_{ds} = A [(U_{GS0} - V_T) - U_{DS0}] = A [U_{DSsat} - U_{DS0}] \\ g_m = A U_{DS0} \end{cases} \quad (4.77)$$

Para um *PFR* na saturação vem:

$$\begin{cases} g_{ds} = 0 \\ g_m = A (U_{GS0} - V_T) = A U_{DSsat} \end{cases} \quad (4.78)$$

As relações corrente tensão para o MOS, referidas anteriormente, constituem o modelo de nível 1 utilizado pelo programa SPICE. Há contudo efeitos de 2ª ordem que podem ter

#### 4.34 TRANSISTORES DE EFEITO DE CAMPO

grande importância na resposta do dispositivo sob o ponto de vista dinâmico. Um desses efeitos prende-se com o facto de, na saturação, a corrente subir linearmente com a tensão aplicada dreno-fonte. Sendo assim a resistência incremental de saída deixa de ser infinita na saturação. A partir da relação (4.53) ter-se-à então:

$$g_{ds} = \frac{A}{2} (U_{GS0} - V_T)^2 \lambda \approx I_{DS0} \lambda = \frac{I_{DS0}}{V_A} \quad (4.79)$$

#### 4.6.2. Capacidades Diferenciais

As capacidades diferenciais a considerar são as capacidades porta-fonte,  $C_{gs}$ , e porta-dreno,  $G_{gd}$  e estão associadas às variações da carga no canal quando há variações de tensão  $U_{GS}$  e  $U_{GD}$  respectivamente. Estas capacidades são definidas como

$$C_{gs} = \left( \frac{\partial Q_{nc}}{\partial U_{GS}} \right)_{PFR} \quad \text{e} \quad C_{gd} = \left( \frac{\partial Q_{nc}}{\partial U_{GD}} \right)_{PFR} \quad (4.80)$$

em que  $Q_{nc}$  é a carga total no canal por unidade de área dada por

$$Q_{nc} = \frac{1}{L} \int_0^L Q_n(y) dy \quad (4.81)$$

É importante notar que, de acordo com a definição anterior,  $C_{gs}$  e  $G_{gd}$  são capacidades diferenciais por unidade de área.

Atendendo a que

$$I_D y = AL \left[ (U_{GS} - V_T) V(y) - \frac{V^2(y)}{2} \right] \quad (4.82)$$

tira-se

$$V(y) = U_{GSE} \pm \sqrt{U_{GSE}^2 - \frac{2I_D}{AL} y} \quad ; \quad U_{GSE} = U_{GS} - V_T \quad (4.83)$$

Substituindo  $V(y)$  na expressão de  $Q_n(y)$ , tem-se

$$Q_{nc} = \int_0^L \frac{C_O}{L} \sqrt{U_{GSE}^2 - \frac{2I_D}{AL} y} dy \quad (4.84)$$

e portanto

$$Q_{nc} = -\frac{A}{2I_D} \frac{2}{3} C_O \left\{ \left( U_{GSE}^2 - \frac{2I_D}{A} \right)^{3/2} - U_{GSE}^3 \right\} \quad (4.85)$$

Até à saturação a expressão anterior pode escrever-se como

$$Q_{nc} = -\frac{2}{3} C_O \frac{(U_{GDE}^3 - U_{GSE}^3)}{(U_{GDE}^2 - U_{GSE}^2)} \quad (4.86)$$

em que

$$U_{GDE} = U_{GSE} - U_{DS} = U_{GS} - V_T - U_{DS} \quad (4.87)$$

Deste modo,

$$C_{gs} = \left( \frac{\partial Q_{nc}}{\partial U_{GS}} \right)_{PFR} = \frac{2}{3} C_O \frac{U_{GSE} (U_{GSE} + 2U_{GDE})}{(U_{GSE} + U_{GDE})^2} \quad (4.88)$$

$$C_{gd} = \left( \frac{\partial Q_{nc}}{\partial U_{GD}} \right)_{PFR} = \frac{2}{3} C_O \frac{U_{GDE} (U_{GDE} + 2U_{GSE})}{(U_{GSE} + U_{GDE})^2}$$

que são inferiores a  $\frac{2}{3} C_O$ .

Na saturação, com a expressão de corrente dada por (4.76), obtém-se

$$C_{gs} = \frac{2}{3} C_O \quad (4.89)$$

$$C_{gd} = 0$$

Os resultados anteriores mostram que o valor da capacidade porta-fonte é maior na saturação que fora dela, o que é uma desvantagem. Diminuir  $C_O$  diminui  $C_{gs}$ , o que se pode conseguir com um aumento da espessura do óxido. Diminuir  $C_O$  vai contudo diminuir  $g_m$  e portanto piorar o desempenho do dispositivo. É pois necessário estabelecer uma solução de compromisso adequada ao tipo de aplicação. O modelo equivalente do MOS para pequenos sinais, e que inclui os efeitos capacitivos, está representado na Fig. 4.28, onde  $C_{GS}$  e  $C_{GD}$  representam as capacidades diferenciais do dispositivo relativas a  $G_{gs}$  e  $G_{gd}$  respectivamente.

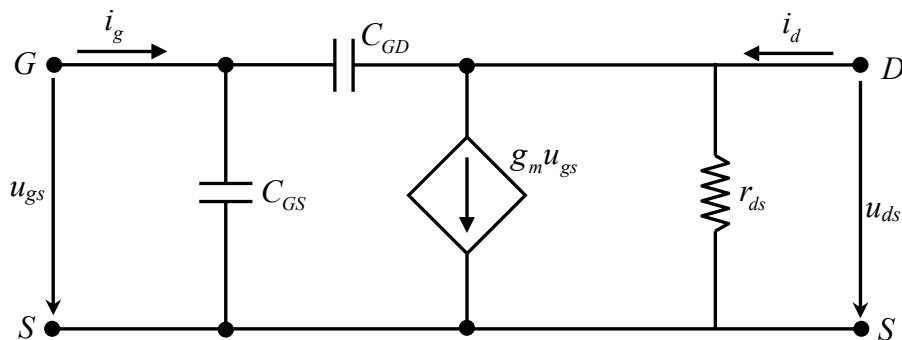


Fig. 4.28 – Modelo incremental do MOS para baixas frequências.

## 4.36 TRANSISTORES DE EFEITO DE CAMPO

### 4.6.3. Efeito de $R_D$ e $R_S$ nas Condutâncias Incrementais

As resistências de Dreno,  $R_D$ , e de fonte,  $R_S$ , vão ter importância no comportamento dinâmico do MOS, nomeadamente alterando o valor das condutâncias incrementais  $g_m$  e  $g_{ds}$ . A análise deste efeito baseia-se nas relações (4.54) que permitem escrever, sob o ponto de vista do sinal

$$u_{ds} = u'_{ds} - (R_S + R_D) i_D \quad (4.90)$$

$$u_{gs} = u'_{gs} - R_S i_D \quad (4.91)$$

Multiplicando (4.90) por  $g_{ds}$  e (4.91) por  $g_m$  e somando membro a membro obtém-se:

$$i_D = \frac{g_m u'_{gs} + g_{ds} u'_{ds}}{1 + g_m R_S + g_{ds} (R_S + R_D)} \quad (4.92)$$

que se pode escrever como

$$i_d = g'_m u'_{gs} + g'_{ds} u'_{ds} \quad (4.93)$$

em que

$$g'_m = \frac{g_m}{1 + g_m R_S + g_{ds} (R_S + R_D)} \quad (4.94)$$

e

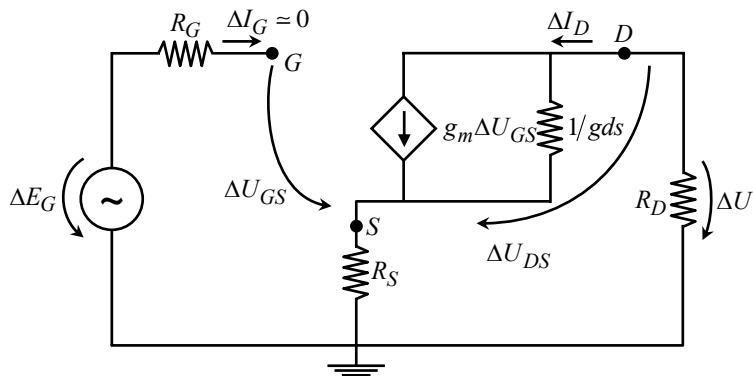
$$g'_{ds} = \frac{g_{ds}}{1 + g_m R_S + g_{ds} (R_S + R_D)} \quad (4.95)$$

Os resultados obtidos indicam que  $R_S$  e  $R_D$  provocam uma diminuição de transcondutância  $g_m$  e condutância  $g_{ds}$  pelo que pioram o desempenho do dispositivo sob o ponto de vista do sinal.

**Exemplo 4.8** – Considerar o circuito com MOS-FET analisado no Exemplo 4.5. Admitir que  $E_G$  sofre uma variação  $\Delta E_G \ll E_G$ . Em regime quase-estacionário calcular  $\Delta U / \Delta E_G$  e  $\Delta I_D / \Delta E_G$  nos PFR obtidos para (i)  $R_S=0$ ,  $R_D=1 \text{ k}\Omega$ ; (ii)  $R_S=0$ ,  $R_D=10 \text{ k}\Omega$ ; (iii)  $R_S=100 \Omega$ ,  $R_D=1 \text{ k}\Omega$ .

**Solução:**

Sob o ponto de vista de sinal o circuito a analisar é o da figura ao lado, em que se substitui o MOS





pelo seu modelo incremental para baixas frequências e se curto-circuita a fonte de tensão independente  $E_D$ .

Do circuito da figura tira-se  $\Delta E_G = \Delta U_{GS} + R_S \Delta I_D$ ;  $\Delta U = -R_D \Delta I_D$ ;  
 $\Delta I_D = g_m \Delta U_{GS} + g_{ds} \Delta U_{DS}$  e  $\Delta U_{DS} = \Delta U - R_S \Delta I_D$ .

(i) Com  $R_S=0$ ,  $R_D= 1 \text{ k}\Omega$  o MOS-FET está na saturação, no PFR  $U_{DS0}= 11 \text{ V}$  e  $U_{GS0}=5\text{V}$ . Desprezando o efeito da modulação do canal  $g_{ds} = 0$  e portanto as equações anteriores podem simplificar-se para  $\Delta E_G = \Delta U_{GS}$ ;  $\Delta U = -R_D \Delta I_D$ ;  $\Delta I_D = g_m \Delta U_{GS}$  e  $\Delta U_{DS} = \Delta U$ .

Combinado adequadamente as várias equações obtém-se  $\Delta U / \Delta E_G = -g_m R_D$  e  $\Delta I_D / \Delta E_G = g_m$ . O valor de  $g_m = A(U_{GS0} - V_T) = 6 \text{ mS}$  e por isso  $\Delta U / \Delta E_G = -6$  e  $\Delta I_D / \Delta E_G = 6 \text{ mS}$ . Se a  $\Delta E_G$  estiver associado um sinal alternado sinusoidal o sinal  $\Delta U$  é também sinusoidal, amplificado de 6 vezes e em oposição de fase relativamente a  $\Delta E_G$ . Este tipo de montagem é a montagem clássica de um amplificador envolvendo um MOS-FET e que corresponde, no TBJ, à montagem emissor comum.

(ii) Com  $R_S=0$ ,  $R_D= 10 \text{ k}\Omega$  o MOS-FET está na zona de não-saturação ou triodo, no PFR  $U_{DS0}= 0,35 \text{ V}$  e  $U_{GS0}=5\text{V}$ . Neste caso  $g_{ds} \neq 0$  e portanto as equações são escritas como  $\Delta E_G = \Delta U_{GS}$ ;  $\Delta U = -R_D \Delta I_D$ ;  $\Delta I_D = g_m \Delta U_{GS} + g_{ds} \Delta U_{DS}$  e  $\Delta U_{DS} = \Delta U$ . Combinando estas equações obtém-se  $\Delta U / \Delta E_G = -g_m R_D / (1 + g_{ds} R_D)$  e  $\Delta I_D / \Delta E_G = g_m / (1 + g_{ds} R_D)$  em que  $g_m = A U_{DS0} = 0,7 \text{ mS}$  e  $g_{ds} = A [U_{DSsat} - U_{DS0}] = 9,3 \text{ mS}$ . Tem-se então  $\Delta U / \Delta E_G = -0,07$  e  $\Delta I_D / \Delta E_G = 0,007 \text{ mS}$ . Nesta zona de funcionamento não há amplificação do sinal de entrada.

(iii) Com  $R_S=100 \Omega$ ,  $R_D= 1 \text{ k}\Omega$  o MOS-FET está na zona de saturação, no PFR  $U_{DS0}=13,62\text{V}$  e  $U_{GS0}= 4,42 \text{ V}$ . Se se continuar a desprezar o efeito da modulação do canal, isto é,  $g_{ds} = 0$ , as equações vêm  $\Delta E_G = \Delta U_{GS} + R_S \Delta I_D$ ;  $\Delta U = -R_D \Delta I_D$ ;  $\Delta I_D = g_m \Delta U_{GS}$  e  $\Delta U_{DS} = \Delta U - R_S \Delta I_D$ . Combinando as equações de forma apropriada obtém-se  $\Delta U / \Delta E_G = -g_m R_D / (1 + g_m R_S)$  e  $\Delta I_D / \Delta E_G = g_m / (1 + g_m R_S)$  em que  $g_m = A(U_{GS0} - V_T) = 4,84 \text{ mS}$ . Tem-se então  $\Delta U / \Delta E_G = -3,26$  e  $\Delta I_D / \Delta E_G = 3,26 \text{ mS}$ .

A inclusão de  $R_S$  baixa o ganho mas o circuito continuar a funcionar como amplificador. Se não se desprezasse o efeito da modulação do canal ter-se-ia  $g_{ds} \neq 0$  do que resulta,

com generalidade,  $\Delta U / \Delta E_G = -g_m R_D / [1 + (g_m + g_{ds}) R_S + g_{ds} R_D]$  e  $\Delta I_D / \Delta E_G = g_m / [1 + (g_m + g_{ds}) R_S + g_{ds} R_D]$ .

## 4.7. Circuitos de Aplicação do MOS-FET – O Inversor

O circuito lógico mais elementar é o inversor. O MOS-FET é um dispositivo particularmente adequado para a implementação do circuito inversor. Este circuito é constituído por um dispositivo activo e por uma carga que pode ser passiva ou activa, Fig. 4.29. Os MOS-FET utilizados nos inversores podem ser do tipo-*n* ou do tipo-*p*, de enriquecimento ou de empobrecimento. Os inversores correntes possuem todos uma carga activa, isto é, um transístor MOS.

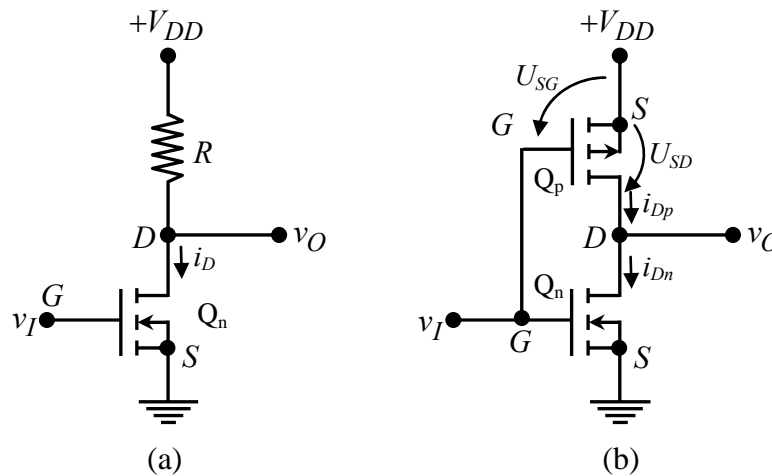


Fig. 4.29 – Circuito inversor: (a) carga passiva; (b) carga activa (CMOS).

### 4.7.1. Inversor com carga passiva

Embora o inversor de carga passiva, Fig.4.29(a), não seja utilizado nos circuitos lógicos actuais é importante analisá-lo sob o ponto de vista pedagógico pois, para além de ser bastante simples, permite perceber melhor os inversores mais complexos, como é o caso do CMOS.

No inversor de carga passiva o MOS-FET utilizado é um canal-*n* de enriquecimento, isto é, com uma tensão de limiar  $V_T > 0$  e admite-se que o sinal de entrada pode tomar valores no intervalo  $0 \leq v_I \leq V_{DD}$ . No sentido de obter a característica de transferência do circuito,  $v_O(v_I)$ , ir-se-à analisar graficamente a evolução do PFR do MOS-FET. Na Fig. 4.30 mostram-se as características de saída do transístor para cada valor de  $v_I$  e a recta de carga do circuito. Como sabemos o PFR corresponde ao ponto de intersecção da recta de carga com a curva de saída do transístor.

Para  $v_I \leq V_T$  o MOS está cortado e portanto  $v_O = V_{DD}$ . Na Fig. 4.30 este PFR é designado por 1. Para  $v_I > V_T$  o PFR vai subir ao longo da recta de carga, do ponto 1 ao ponto

4. No intervalo  $V_T < v_I \leq v_O + V_T$  o MOS está na saturação e para  $v_I \geq v_O + V_T$  na zona de triodo. Verifica-se portanto que quando a tensão de entrada,  $v_I$ , sobe de 0 a  $V_{DD}$  a tensão de saída,  $v_O$ , desce de  $V_{DD}$  para valores próximos de zero.

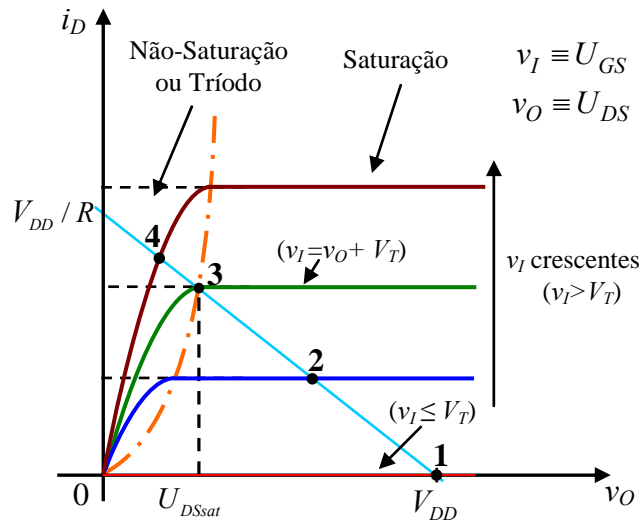


Fig. 4.30 – Análise gráfica da evolução do PFR quando  $0 \leq v_I \leq V_{DD}$ .

Na zona de saturação

$$i_D = \frac{A}{2} (v_I - V_T)^2 \quad (4.96)$$

e portanto

$$v_O = V_{DD} - \frac{RA}{2} (v_I - V_T)^2. \quad (4.97)$$

Esta relação mostra que a curva é um arco de parábola com a concavidade voltada para baixo e com o máximo em  $v_I = V_T$ . Para um dado circuito a tensão  $v_I$ , para a qual se passa da zona de saturação para a zona de triodo, será obtida da relação (4.97) substituindo  $v_O$  por  $v_I - V_T$ . Na zona de triodo

$$i_D = A \left[ (v_I - V_T) v_O - v_O^2 / 2 \right] \quad (4.98)$$

e portanto

$$v_O = V_{DD} - RA \left[ (v_I - V_T) v_O - v_O^2 / 2 \right] \quad (4.99)$$

que se pode escrever na forma

$$v_I = \left( V_T - \frac{1}{RA} \right) + \frac{v_O}{2} + \frac{V_{DD}}{RA} \frac{1}{v_O} \quad (4.100)$$

Na Fig. 4.31 está representada a função de transferência do inversor com carga passiva para dois valores da resistência de carga.

#### 4.40 TRANSISTORES DE EFEITO DE CAMPO

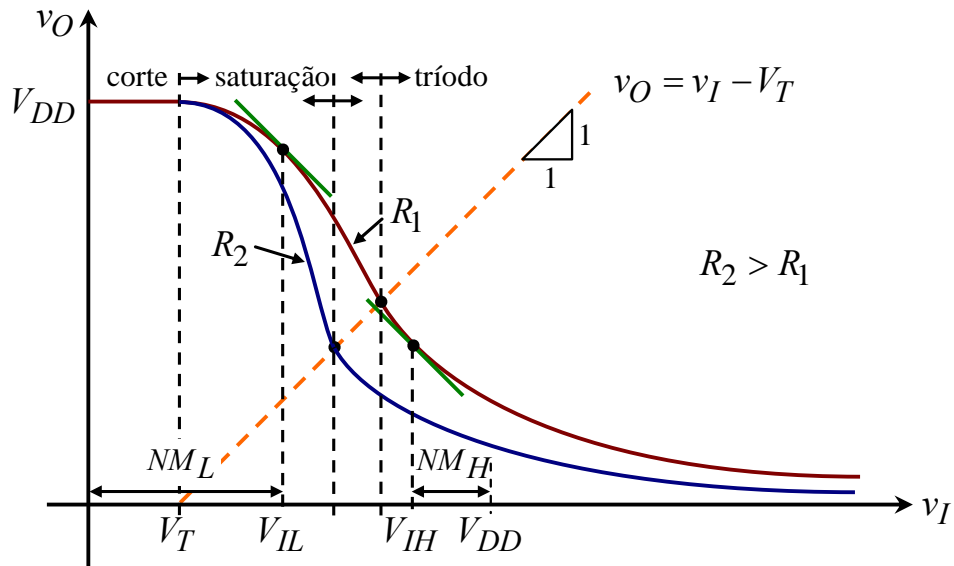


Fig. 4.31 – Função de transferência do inversor com carga passiva para dois valores de resistência.

Na curva  $v_O(v_I)$  é usual definirem-se os pontos para os quais o declive é  $-1$ , a que correspondem os valores de  $V_{IL}$  e  $V_{IH}$ , que definem o valor máximo de  $v_I$  para o qual a saída é “1” e o valor mínimo de  $v_I$  para o qual a saída é “0” respectivamente. Aplicando a relação

$$\frac{dv_O}{dv_I} = -1 \quad (4.101)$$

a (4.97) obtém-se

$$RA(V_{IL} - V_T) = 1 \quad (4.102)$$

ou seja

$$V_{IL} = \frac{1}{RA} + V_T \quad (4.103)$$

De igual modo derivando em ordem a  $v_I$  a relação (4.99) e aplicando (4.101) obtém-se

$$v_O = \frac{V_{IH} - V_T}{2} + \frac{1}{2RA} \quad (4.104)$$

que, substituída em (4.99), dá a equação de 2º grau

$$(V_{IH} - V_T)^2 + \frac{2}{RA}(V_{IH} - V_T) + \frac{1}{RA} \left( \frac{1}{RA} - \frac{8V_{DD}}{5} \right) = 0 \quad (4.105)$$

a partir da qual se pode calcular  $V_{IH}$ .

As margens de ruído superior ou inferior definem-se como  $NM_H = V_{OH} - V_{IH}$  ou  $NM_L = V_{IL} - V_{OL}$ , e representam a gama de variação permitida para o sinal de entrada de modo a que a saída seja “1” ou “0” respectivamente. Sendo  $V_{OH} = V_{DD}$  e  $V_{OL} \approx 0$  ter-se-à  $NM_H = V_{DD} - V_{IH}$  e  $NM_L = V_{IL}$ .

#### 4.7.2. Inversor CMOS

O inversor CMOS está representado na Fig. 4.29(b) e consiste em dois MOS-FET de enriquecimento, um canal- $p$  e outro canal- $n$ . O MOS-FET canal- $p$  é utilizado em substituição da resistência  $R$  do circuito inversor analisado na secção anterior. É vantajoso que os dois MOS-FET sejam idênticos, isto é, possuam uma tensão de limiar igual, em módulo, e a constante multiplicativa  $A$ , da relação tensão-corrente, também igual. Atendendo a que, para o MOS-FET canal- $n$ ,

$$A_n = \mu_n^* C_o \left( \frac{W}{L} \right)_n \quad (4.106)$$

e que para o canal- $p$

$$A_p = \mu_p^* C_o \left( \frac{W}{L} \right)_p \quad (4.107)$$

então para se ter  $A_n = A_p$  terá que se verificar a relação

$$\frac{\left( \frac{W}{L} \right)_p}{\left( \frac{W}{L} \right)_n} = \frac{\mu_n^*}{\mu_p^*} \quad (4.108)$$

Como  $\mu_n^*$  é duas a três vezes superior a  $\mu_p^*$  é usual obter-se  $A_n = A_p$  fazendo com que  $W_p$  seja duas a três vezes superior a  $W_n$  pois os transístores possuem normalmente o mesmo valor de  $L$ .

A função de transferência do CMOS pode ser investigada a partir da análise gráfica do PFR, como foi feito na secção anterior. Neste caso, contudo, em vez da recta de carga iremos ter uma curva de carga que está associada à relação corrente-tensão para o MOS-FET canal- $p$ . Atendendo aos sentidos das correntes e tensões da Fig. 4.29(b) a corrente no MOS canal- $p$ , na região do tríodo e saturação, é expressa por relações idênticas às usadas para o MOS canal- $n$ , desde que se troquem os índices das tensões e se use o módulo da tensão de limiar. Assim ter-se-à para a região de tríodo

$$i_{Dp} = A_p \left[ \left( U_{SG} - |V_{Tp}| \right) U_{SD} - U_{SD}^2 / 2 \right] \quad (4.109)$$

e na região de saturação

$$i_{Dp} = \frac{A_p}{2} \left( U_{SG} - |V_{Tp}| \right)^2 \quad (4.110)$$

Atendendo a que

#### 4.42 TRANSISTORES DE EFEITO DE CAMPO

$$U_{SG} = V_{DD} - v_I \text{ e } U_{SD} = V_{DD} - v_O \quad (4.111)$$

as relações (4.109) e (4.110) tomam a forma

$$i_D = i_{Dn} = i_{Dp} = A_p \left[ (V_{DD} - v_I - |V_{Tp}|)(V_{DD} - v_O) - (V_{DD} - v_O)^2 / 2 \right] \quad (4.112)$$

$$i_D = i_{Dn} = i_{Dp} = \frac{A_p}{2} (V_{DD} - v_I - |V_{Tp}|)^2 \quad (4.113)$$

que são as expressões para a curva de carga associada ao MOS canal- $p$  no plano  $i_{Dn}(v_O)$ . As curvas de carga são por isso as características de saída do MOS canal- $p$  após a transformação  $U_{SD} = V_{DD} - v_O$ , Fig. 4.32.

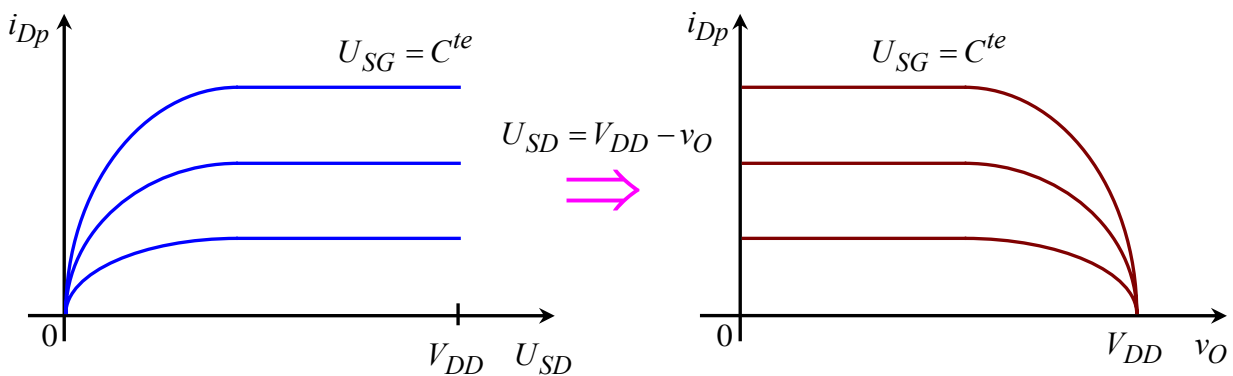


Fig. 4.32 – Obtenção das curvas de carga associadas ao MOS canal- $p$ , a partir das suas características de saída.

Começaremos por analisar duas situações extremas:  $v_I = 0$  e  $v_I = V_{DD}$ . Vai-se admitir que os transístores são idênticos, isto é,  $A_n = A_p$  e  $V_{Tn} = |V_{Tp}| = V_T$ . Na Fig. 4.33 mostram-se as características de saída para o MOS canal- $n$  e as curvas de carga relativas ao canal- $p$  nas duas situações.

Para  $v_I = 0$  o MOS canal- $n$  está cortado, isto é, não há corrente  $i_D$ . Tensão  $U_{SG} = V_{DD}$  faz aparecer um canal no MOS canal- $p$  mas a corrente é nula. O PFR é portanto o ponto 1 na Fig. 4.33, ao qual corresponde uma tensão de saída  $v_O = V_{DD}$ . Para  $v_I = V_{DD}$  há canal no MOS canal- $n$  mas o MOS canal- $p$  está cortado pois  $U_{SG} = 0$ . Por consequência corrente de dreno é zero. O PFR é o ponto 2 e  $v_O \approx 0$ . Em ambos os casos a potência estática posta em jogo nos transístores é praticamente zero, o que é muito importante e distingue este circuito do circuito inversor com carga passiva.

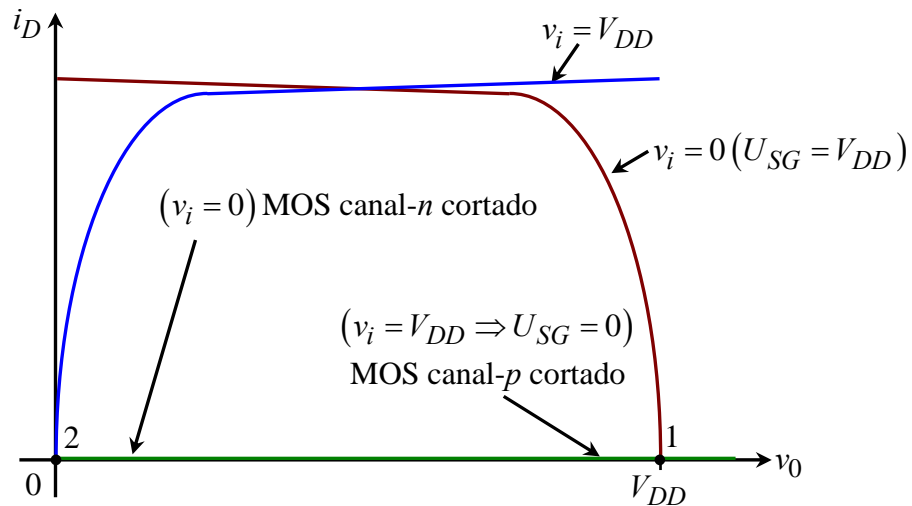


Fig. 4.33 – Análise gráfica do PFR para  $v_i = 0$  e  $v_i = V_{DD}$ .

Consideremos agora uma situação intermédia, Fig. 4.34.

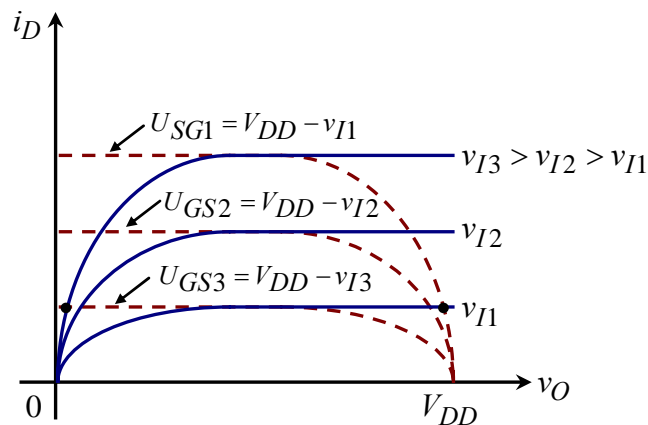


Fig. 4.34 – Análise gráfica do PFR para  $0 < v_i < V_{DD}$ .

Verifica-se que, fora do corte, para  $V_T < v_i < V_{DD}/2$  o MOS canal- $n$  está na zona de saturação e o MOS canal- $p$  na zona de triódo. Para  $v_i > V_{DD}/2$  o MOS canal- $n$  está na zona de triódo e o MOS canal- $p$  na zona de saturação. Para  $v_i = V_{DD}/2$  ambos os MOS estão na zona de saturação. A característica de transferência do CMOS está representada na Fig. 4.35. A simetria apresentada pela característica de transferência deve-se ao facto dos transístores serem idênticos. Os valores de  $V_{IL}$  e  $V_{IH}$  são obtidos como anteriormente a partir da condição (4.101) e tendo em linha de conta as zonas de funcionamento dos transístores. Após alguma manipulação matemática obtém-se

$$V_{IL} = \frac{1}{8}(3V_{DD} + 2V_T) \tag{4.114}$$

#### 4.44 TRANSISTORES DE EFEITO DE CAMPO

e

$$V_{IH} = \frac{1}{8}(5V_{DD} - 2V_T) \quad (4.115)$$

Por sua vez as margens de ruído são

$$NM_H = V_{DD} - V_{IH} = \frac{1}{8}(3V_{DD} + 2V_T) \quad (4.116)$$

e

$$NM_L = V_{IL} - 0 = \frac{1}{8}(3V_{DD} + 2V_T) \quad (4.117)$$

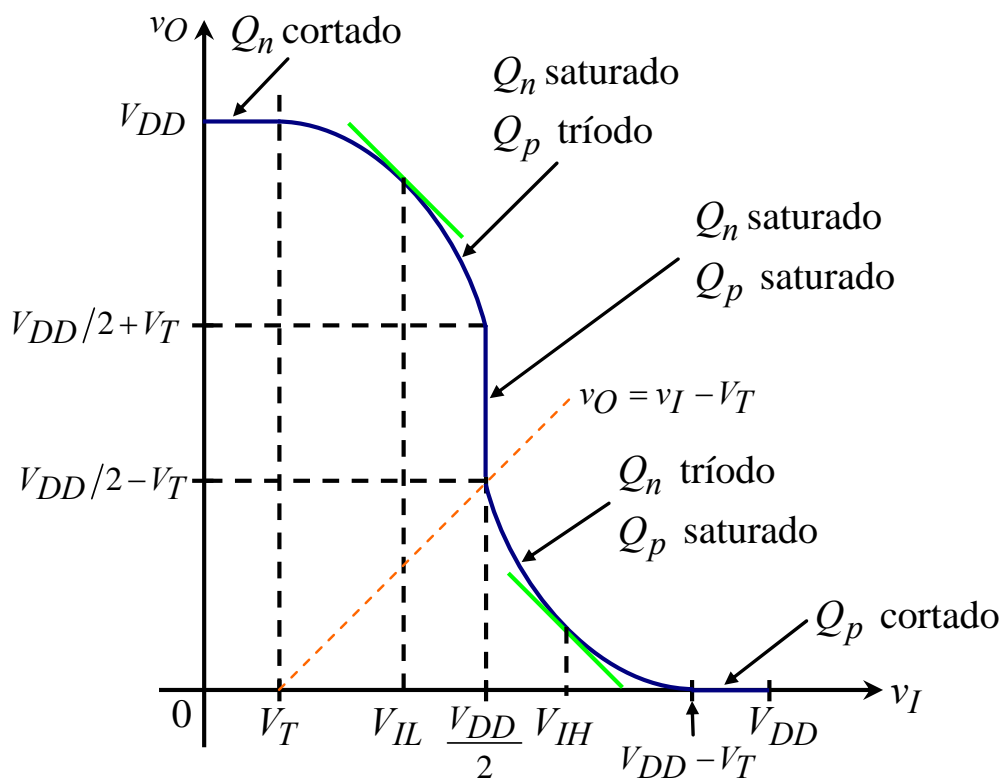


Fig. 4.35 – Função de transferência do inversor CMOS.

#### 4.8. Estrutura e Análise Qualitativa do Princípio de Funcionamento do J-FET

O transistor de efeito de campo de junção, J-FET (“Junction-Field Effect Transistor”), é como o MOS-FET um dispositivo unipolar. O seu princípio de funcionamento pode ser apresentado qualitativamente de forma semelhante à que foi feita para o MOS na medida em que, também para o J-FET, as características do dispositivo estão dependentes da existência dum canal e da sua evolução com as tensões aplicadas.



Na Fig. 4.36 mostra-se, de forma esquemática, a estrutura de um J-FET canal- $n$  assim como os sentidos, convencionados como positivos, para as tensões e correntes. Um J-FET canal- $p$  possui uma estrutura semelhante mas em que as regiões  $p$  e  $n$  estão trocadas. As expressões obtidas para o canal- $n$  são ainda válidas para o canal- $p$  desde que se troquem os sentidos das correntes e tensões e a ordem dos índices para as tensões. As junções  $p$ - $n$  são supostas abruptas e assimétricas com  $N_a \gg N_d$  e portanto a largura da região de transição está toda praticamente do lado  $n$ . Os contactos  $p$ - $n$  estão separados duma distância  $2a$  que é dimensionada para que, em equilíbrio termodinâmico, exista um canal  $n$  relativamente largo entre as regiões de transição do lado  $n$  das duas junções.

De acordo com a hipótese de depleção total, e em equilíbrio termodinâmico,

$$x_n = A\sqrt{V_{C0}} \tag{4.118}$$

em que

$$A = \sqrt{\frac{2\epsilon}{q} \frac{N_a^-}{N_d^+ (N_a^- + N_d^+)}} \approx \sqrt{\frac{2\epsilon}{q} \frac{1}{N_d^+}} \tag{4.119}$$

devendo ter-se obrigatoriamente  $x_n < a$ .

As condições normais de funcionamento partem do princípio de que as junções  $p$ - $n$  estão polarizadas inversamente, isto é  $U_{GS1} < 0$  e  $U_{GS2} < 0$ . Deste modo as correntes  $I_{G1}$  e  $I_{G2}$  são muito baixas, da ordem dos  $nA$  para o Silício, e portanto  $I_D \approx I_S$ . Na maior parte dos dispositivos as portas  $G_1$  e  $G_2$  estão curto-circuitadas pelo que  $U_{GS1} = U_{GS2} = U_{GS}$ .

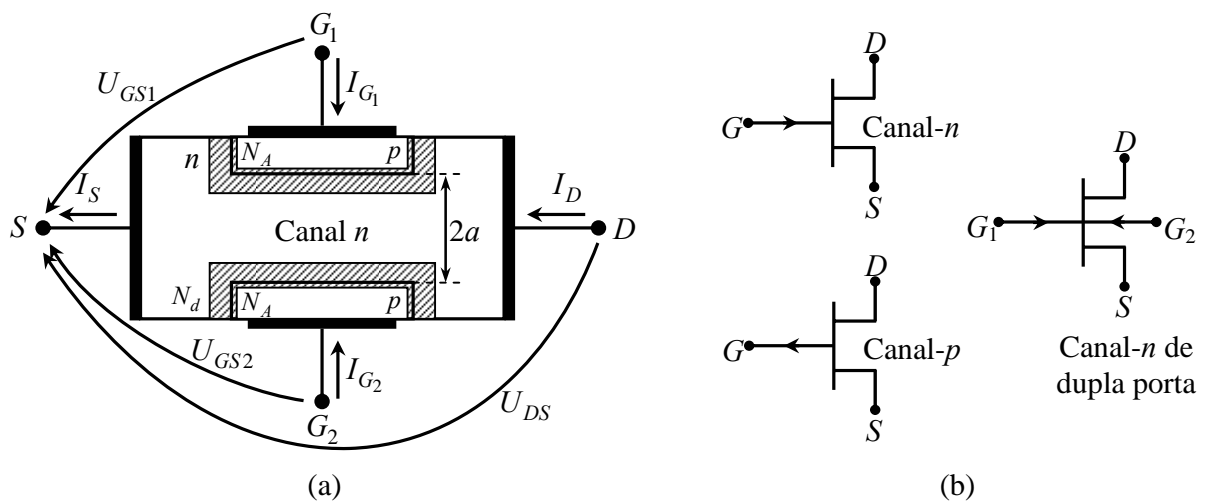


Fig. 4.36 – (a) Representação esquemática da estrutura de um J-FET canal  $n$ . A designação para os contactos é idêntica à utilizada para o MOS. Os sentidos para as tensões e correntes são os convencionados como positivos. (b) Símbolo eléctrico.

#### 4.46 TRANSISTORES DE EFEITO DE CAMPO

Considera-se em primeiro lugar que  $U_{DS} = 0$  e que  $U_{GS} = U_{GS1} = U_{GS2} < 0$ . Relativamente à situação de equilíbrio termodinâmico  $U_{GS} < 0$  faz aumentar a largura da região de transição das junções que, em virtude de  $U_{DS} = 0$ , se deve manter aproximadamente constante ao longo do canal. Atendendo a que  $V_C = V_{C0} - U_{GS}$  então  $x'_n = A\sqrt{V_{C0} - U_{GS}}$  e portanto há uma diminuição da largura do canal, ou seja um aumento da sua resistência, Fig. 4.37(a). Continuando a aumentar  $U_{GS}$  em módulo, de modo a que  $x'_n = a$ , Fig. 4.37(b), o canal acaba por ficar estrangulado em todo o seu comprimento. Neste caso, mesmo com  $U_{DS} \neq 0$ , a corrente  $I_D \approx 0$ . O valor de tensão  $U_{GS}$  que conduz ao estrangulamento do canal designa-se por tensão de estrangulamento e costuma escrever-se como  $U_{GSP}$  (O índice **P** vem do inglês “**P**inch-off”).

O valor de  $U_{GSP}$  é obtido a partir da relação

$$a = A\sqrt{V_{CP}} = A\sqrt{V_{C0} - U_{GSP}} \quad (4.120)$$

que se pode exprimir como

$$U_{GSP} = V_{C0} \left[ 1 - \left( \frac{a}{x_n} \right)^2 \right] \quad (4.121)$$

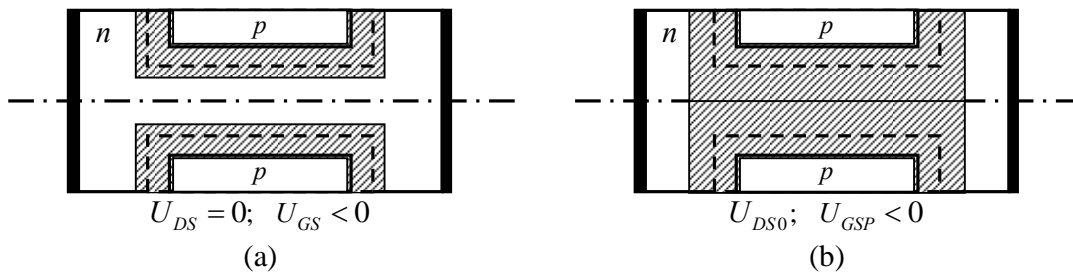


Fig. 4.37 – Configuração da canal para (a)  $U_{DS} = 0$ ,  $U_{GS} < 0$ ; (b)  $U_{DS} = 0$ ,  $U_{GS} = U_{GSP}$ .

Consideremos agora que  $U_{GS}$  é constante e menor ou igual a zero mas  $|U_{GS}| < |U_{GSP}|$  e que  $U_{DS} \neq 0$ . Com  $U_{DS} > 0$ , e sendo  $U_{GD} = -U_{DS} + U_{GS}$ , as regiões das junções junto ao dreno estão polarizadas inversamente com uma tensão superior em módulo que as regiões que estão junto à fonte, isto é, o canal junto do dreno é mais estreito que junto à fonte, Fig. 4.38(a). Para  $U_{GD} = U_{GSP}$ , o canal estrangula junto ao dreno, Fig. 4.38(b). Ao valor de  $U_{DS}$  que conduz a esta situação designa-se por tensão de saturação  $U_{DSat}$ , pelo que

$$U_{DSat} = U_{GS} - U_{GSP} \quad (4.122)$$

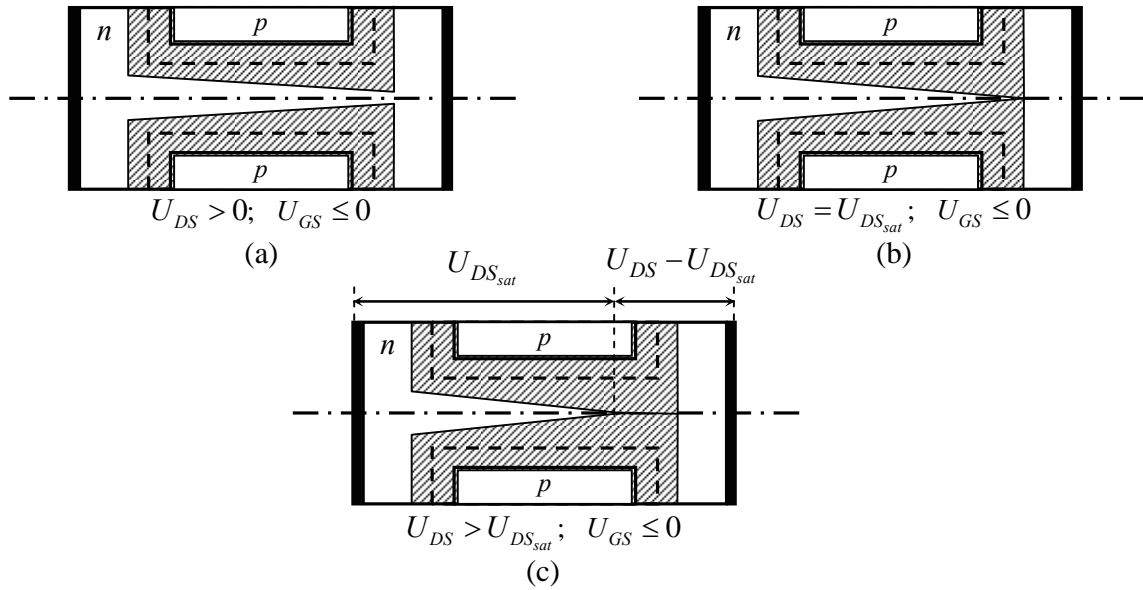


Fig. 4.38 – Evolução do canal para: (a)  $U_{DS} > 0, U_{GS} \leq 0$ ; (b)  $U_{DS} = U_{DS_{sat}}, U_{GS} \leq 0$ ; (c)  $U_{DS} > U_{DS_{sat}}, U_{GS} \leq 0$ .

Para valores de  $U_{DS} > U_{DS_{sat}}$  diz-se que o dispositivo está na saturação e a corrente  $I_D \approx Cte$ . Na verdade a corrente sobe ligeiramente com a tensão  $U_{DS}$  para valores  $U_{DS} > U_{DS_{sat}}$  em virtude de o ponto de estrangulamento se deslocar em direcção à fonte, havendo portanto uma redução da resistência do canal, Fig. 4.38(c).

Com base na análise qualitativa anterior é possível traçar as curvas  $I_D(U_{DS})_{U_{GS} = Cte}$ , que estão representadas na Fig. 4.39, e que são muito semelhantes às obtidas para o MOS.

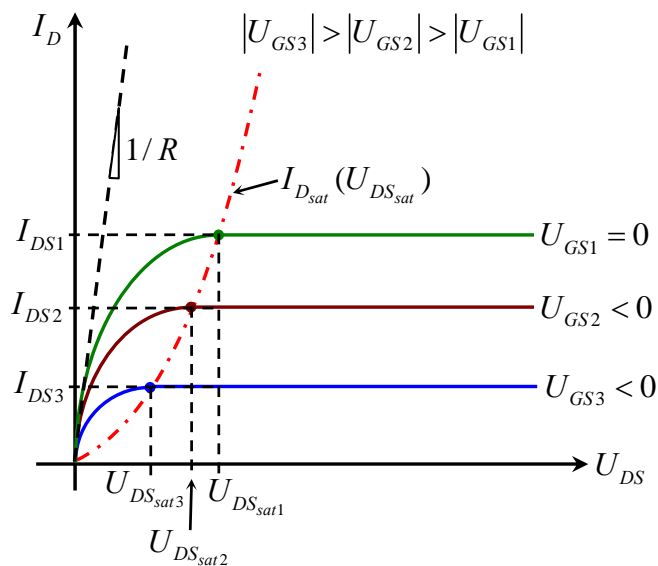


Fig. 4.39 – Curvas  $I_D(U_{DS})_{U_{GS} = Cte}$  para o J-FET.

#### 4.48 TRANSISTORES DE EFEITO DE CAMPO

A variação aproximadamente linear de  $I_D$  com  $U_{DS}$ , para tensões  $U_{DS}$  baixas, corresponde a um canal de largura aproximadamente constante ao longo do seu comprimento ao qual está associada uma resistência independente de  $U_{DS}$ . Subindo mais  $U_{DS}$  o canal vai estreitar junto ao dreno e a sua resistência vai aumentar com  $U_{DS}$  pelo que a subida de corrente com a tensão vai ser mais lenta que anteriormente. Para  $U_{DS} = U_{DS_{sat}}$  o canal estrangula junto ao dreno e a corrente toma o valor de corrente de saturação que se mantém aproximadamente constante para os valores de  $U_{DS} > U_{DS_{sat}}$ .

Junto à origem é fácil de estimar o valor da resistência do canal, que pode ser expressa como

$$R = \frac{1}{\sigma} \frac{L}{2(a - x'_n)b} \quad (4.123)$$

Em que  $\sigma \cong \sigma_n$  é a condutividade do semiconductor tipo  $n$ ,  $L$  o comprimento do canal e  $b$  a profundidade do canal. O produto  $2(a - x'_n)b$  é a área de secção transversal do canal. O valor de  $R$  depende da tensão  $U_{GS}$  através de  $x'_n$ , podendo-se escrever como

$$R = \frac{1}{\sigma} \frac{L}{2\left(a - A\sqrt{V_{C0} - U_{GS}}\right)b} \quad (4.124)$$

o que mostra que um aumento de  $U_{GS}$  em módulo faz com que  $R$  aumente, traduzido no gráfico da Fig. 4.39 por uma diminuição do declive da tangente às curvas na origem. O valor mínimo de  $R$  é obtido para  $U_{GS} = 0$ .

#### 4.9. Dedução da Característica Corrente-Tensão do J-FET

Na dedução da característica corrente-tensão para o J-FET considera-se o esquema da Fig. 4.40 com o sistema de eixos aí indicados.

Sendo  $U_{GS} \neq 0$  e  $U_{DS} \neq 0$ , o potencial  $V$  ao longo do canal será em geral função de  $x$  e  $y$ ,  $V(x, y)$ . Contudo, longe do estrangulamento,  $V(x, y) \approx V(y)$  o que significa considerar as equipotenciais como perpendiculares a  $y$ . Por sua vez a densidade de corrente de dreno pode ser escrita como

$$\vec{J}_D = J_{Dx} \vec{u}_x + J_{Dy} \vec{u}_y \approx J_{Dy} \vec{u}_y. \quad (4.125)$$

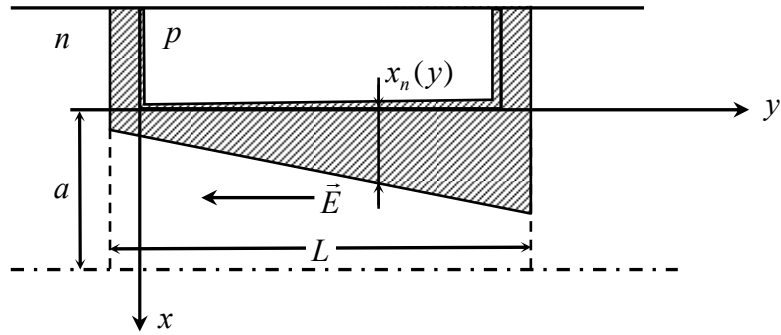


Fig. 4.40 – Estrutura e sistema de eixos utilizados na dedução da relação corrente-tensão do J-FET canal-n.

Consideremos então que

$$\begin{aligned} x_n(y) &= A\sqrt{V_C(y)} \\ J_D(y) &\approx \sigma \frac{dV_C(y)}{dy} \end{aligned} \quad (4.126)$$

em que  $\sigma \approx \sigma_n = qn\mu_n$ , e que a corrente de dreno é dada por

$$I_D = S(y) J_D(y) \quad (4.127)$$

em que

$$S(y) = 2[a - x_n(y)]b \quad (4.128)$$

Deste modo

$$I_D = 2b[a - x_n(y)]\sigma \frac{dV_C(y)}{dy} \quad (4.129)$$

ou seja

$$I_D = 2ab\sigma \left[ 1 - \frac{x_n(y)}{a} \right] \frac{dV_C(y)}{dy} \quad (4.130)$$

Atendendo a que

$$\frac{x_n(y)}{a} = \sqrt{\frac{V_C(y)}{V_{CP}}} \quad (4.131)$$

tem-se então

$$I_D = 2ab\sigma \left[ 1 - \sqrt{\frac{V_C(y)}{V_{CP}}} \right] \frac{dV_C(y)}{dy} \quad (4.132)$$

Integrando ao longo do canal

$$\int_{y=0}^L I_D dy = 2ab\sigma \int_{V_C(y)=0}^{V_C(y)=V_{C0} - (U_{GS} - U_{DS})} \left[ 1 - \sqrt{\frac{V_C(y)}{V_{CP}}} \right] dV_C(y) \quad (4.133)$$

em que  $V_C(y=0) = V_{C0} - U_{GS}$  e  $V_C(y=L) = V_{C0} - (U_{GS} - U_{DS})$  obter-se-à

#### 4.50 TRANSISTORES DE EFEITO DE CAMPO

$$I_D = \frac{2ab\sigma}{L} \left\{ U_{DS} - \frac{2}{3\sqrt{V_{CP}}} \left[ (V_{C0} - U_{GS} + U_{DS})^{3/2} - (V_{C0} - U_{GS})^{3/2} \right] \right\} \quad (4.134)$$

ou seja

$$I_D = \frac{2ab\sigma}{L} V_{CP} \left[ \frac{U_{DS}}{V_{CP}} - \frac{2}{3} \left( \frac{V_{C0} - U_{GS} + U_{DS}}{V_{CP}} \right)^{3/2} + \frac{2}{3} \left( \frac{V_{C0} - U_{GS}}{V_{CP}} \right)^{3/2} \right] \quad (4.135)$$

Admitindo que a equação anterior ainda é válida para o estrangulamento e que, neste caso,

$$V_{C0} - U_{GS} + U_{DS_{sat}} = V_{CP} \quad (4.136)$$

vem

$$I_{D_{sat}} = \frac{2ab\sigma}{L} V_{CP} \left[ -\frac{V_{C0} - U_{GS}}{V_{CP}} + \frac{2}{3} \left( \frac{V_{C0} - U_{GS}}{V_{CP}} \right)^{3/2} + \frac{1}{3} \right] \quad (4.137)$$

As equações (4.135) e (4.137) permitem traçar as características de saída do J-FET, como se mostra na Fig. 4.39.

Por sua vez a curva que relaciona  $I_{D_{sat}}$  com  $U_{D_{sat}}$  é dada por

$$I_{D_{sat}} = \frac{2ab\sigma}{L} V_{CP} \left[ \frac{U_{D_{sat}}}{V_{CP}} + \frac{2}{3} \left( 1 - \frac{U_{D_{sat}}}{V_{CP}} \right)^{3/2} - \frac{2}{3} \right] \quad (4.138)$$

e está representada na Fig. 4.39 pela linha a traço-ponto.

As curvas no 3º quadrante, correspondentes a  $U_{DS} < 0$ , têm um comportamento diferente do observado para o 1º quadrante já que um aumento de  $U_{DS}$  em módulo faz com que o canal alargue junto ao dreno e pode eventualmente conduzir à polarização directa das junções. Assim a corrente  $I_D$  tende sempre a aumentar, como se mostra na Fig. 4.41.

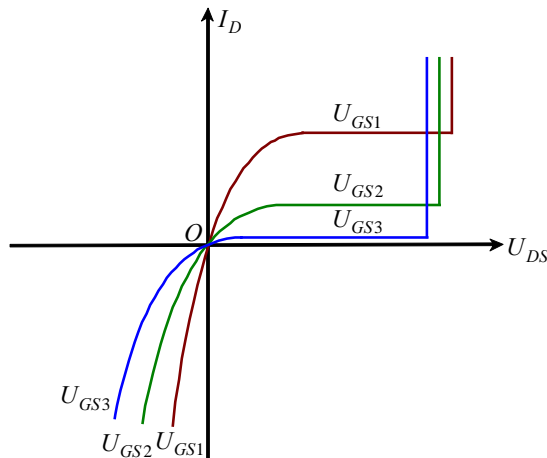


Fig. 4.41 – Curvas  $I_D(U_{DS})_{U_{GS} = Cte}$  no 1º e 3º Quadrante.

**4.9.1. Variação das características com a temperatura**

Quando a temperatura aumenta  $V_{C0}$  diminui e portanto diminui a largura da região de transição, isto é, aumenta a largura do canal. Por sua vez a mobilidade dos electrões diminui com o aumento da temperatura pelo que compensa de certo modo o efeito anterior. Assim, para uma polarização conveniente é possível compensar os efeitos atrás referidos. É de realçar que o aumento da temperatura é responsável por um aumento de  $|U_{GSP}|$ .

**4.10. Regime dinâmico**

Efectuando uma análise idêntica à que foi feita para o MOS, o modelo incremental do J-FET para baixas frequências pode ser expresso em termos duma condutância incremental de saída  $g_0$  e duma transcondutância incremental  $g_m$  definidas como

$$g_0 = \left. \frac{\partial I_D}{\partial U_{DS}} \right|_{\substack{PFR \\ U_{GS}=Cte}} \tag{4.139}$$

$$g_m = \left. \frac{\partial I_D}{\partial U_{GS}} \right|_{\substack{PFR \\ U_{DS}=Cte}}$$

e que verificam a relação:

$$i_d = g_m u_{gs} + g_0 u_{ds} \tag{4.140}$$

Sendo ainda

$$i_g \approx 0 \tag{4.141}$$

A interpretação gráfica de  $g_0$  e  $g_m$  está representada na Fig. 4.42. Na Fig. 4.43 mostra-se o circuito eléctrico equivalente do J-FET para sinais fracos e frequências baixas.

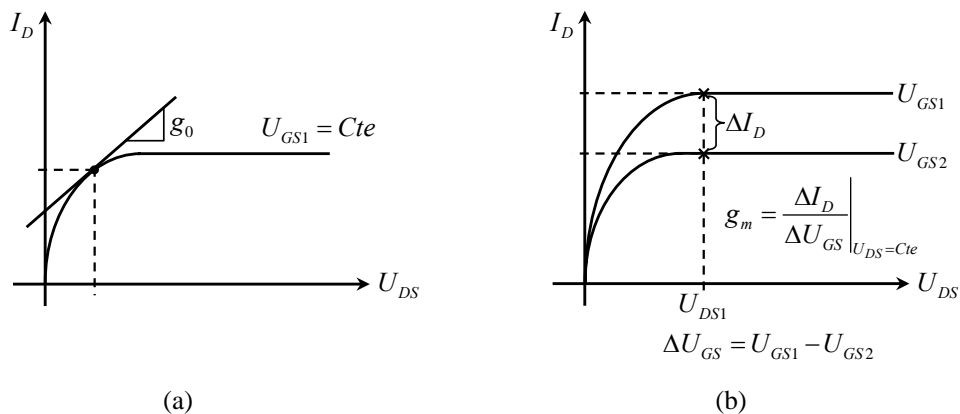


Fig. 4.42 – Interpretação gráfica de: (a)  $g_0$  e (b)  $g_m$ .

#### 4.52 TRANSISTORES DE EFEITO DE CAMPO

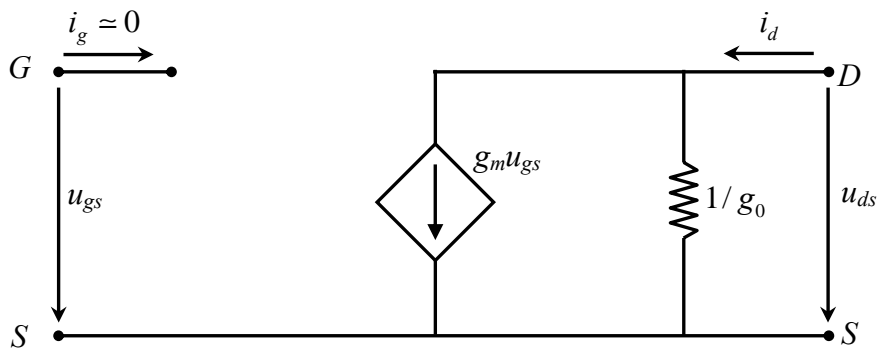


Fig. 4.43 Modelo incremental do J-FET para baixas frequências.

Para frequências altas é importante considerar também os efeitos capacitivos que envolvem as capacidades porta-dreno,  $C_{GD}$ , e a porta-fonte,  $C_{GS}$  sendo que normalmente  $C_{GD} \ll C_{GS}$ . Na Fig. 4.44 mostra-se o circuito incremental do J-FET para as altas frequências.

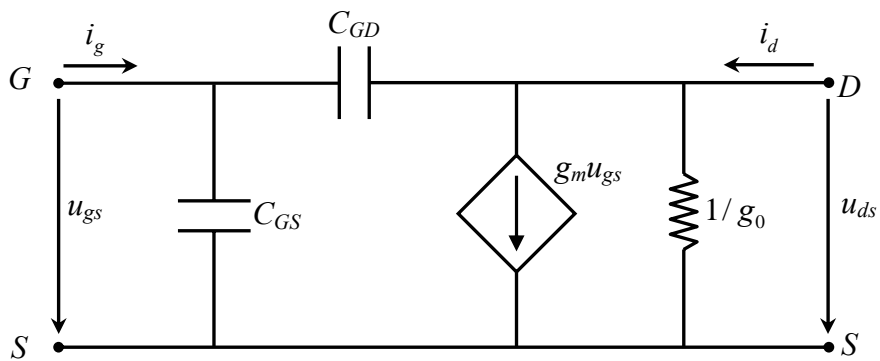


Fig. 4.44 Modelo incremental do J-FET para altas frequências.