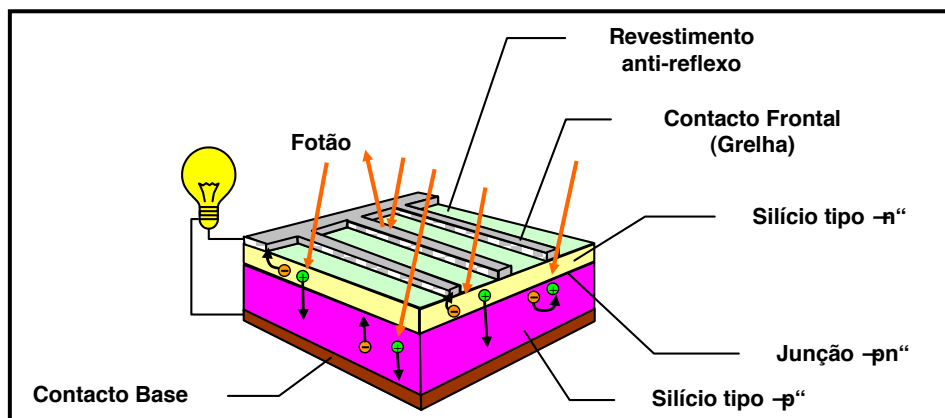


**Universidade do Minho**

Escola de Ciências  
Departamento de Física  
Campus de Azurém  
4800-058 Guimarães

**ELECTROMAGNETISMO B**  
**SEMICONDUCTORES – MODELO**  
**MATEMÁTICO DA CÉLULA**  
**FOTOVOLTAICA**

*2º Ano do Mestrado Integrado em Engenharia Civil*  
*1º Semestre*  
*(2010)*



**Joaquim Carneiro**

## Índice

<b>1.1. Semicondutores e Efeito Fotovoltaico</b> .....	<b>3</b>
1.1.2. Teoria de Bandas de Energia .....	4
1.1.2.1. <i>Materiais condutores</i> .....	4
1.1.2.2. <i>Materiais isoladores</i> .....	5
1.1.2.3. <i>Materiais semicondutores</i> .....	6
<b>1.2. Modelo matemático da célula fotovoltaica</b> .....	<b>12</b>
1.2.1. Junção p – n no escuro .....	12
1.2.1.2. <i>Junção p – n em polarização directa</i> .....	15
1.2.1.3. <i>Junção p – n em polarização inversa</i> .....	16
1.2.2. Junção p – n sob iluminação .....	19
1.2.3. Célula fotovoltaica: curva característica IV .....	22
1.2.3.1. <i>Principais parâmetros de desempenho de uma célula fotovoltaica</i> .....	25
1.2.3.2. <i>Curvas características IV: influência da temperatura e da radiação incidente</i> .....	30
<b>Referências</b> .....	<b>36</b>

## 1.1. Semicondutores e Efeito Fotovoltaico

As tecnologias subjacentes ao aproveitamento da energia solar para a produção de electricidade, baseiam-se fundamentalmente na utilização de materiais semicondutores (SC) que permitem que ocorra a transformação directa da radiação solar em energia eléctrica. O efeito fotovoltaico consiste no aparecimento de uma diferença de potencial eléctrico (produzida pela absorção de luz) nas extremidades de uma estrutura constituída por um material semiconductor.

A descoberta do efeito fotovoltaico ocorreu em 1876 por Adams e Day, Contudo, a devida compreensão científica deste fenómeno físico, só foi possível após Max Planck ter estabelecido a teoria quântica no ano de 1900. No entanto, importa realçar que a descoberta do efeito fotovoltaico é por vezes atribuída a Edmond Becquerel, quando em 1839 este cientista observou que a ocorrência de algumas reacções químicas induzidas pela luz produzia correntes eléctricas. Na verdade, a observação deste efeito despoletou na comunidade o interesse e a motivação necessária para investigar o mesmo tipo de fenómeno em sólidos, o que se veio a confirmar com a descoberta de Adams e Day.

Numa época mais recente, a “*corrida ao espaço*” funcionou como um motor impulsionador da indústria fotovoltaica. Por outro lado, o choque petrolífero de 1973 renovou e aumentou substancialmente o interesse em aplicações terrestres das tecnologias fotovoltaicas. Acreditava-se então, que a energia solar fotovoltaica poderia contribuir de modo significativo para satisfazer a procura mundial de energia eléctrica. Na verdade, este pressuposto permitiu a implementação de inúmeros programas de investigação científica visando ultrapassar duas barreiras tecnológicas fundamentais: os custos de produção e a eficiência do processo de conversão de energia.

Por outro lado, a década de 80 foi marcada por um mercado fortemente sustentado na utilização do petróleo com preços estabilizados, tendo por isso contribuído negativamente para o desenvolvimento de novas tecnologias e também para o crescimento da indústria solar fotovoltaica. Não obstante estas adversidades, a indústria fotovoltaica (embrionariamente estabelecida na década de 70) continuou a efectuar uma trajectória que fundamentalmente visou desenvolver novos materiais e processos produtivos, de modo a permitir a diminuição significativa dos custos de produção e também o aumento da eficiência dos processos de conversão de energia.

Entretanto, o actual enquadramento geopolítico, a época dos preços baixos do petróleo e as suas correspondentes reservas estratégicas, impõe a adopção de novas políticas de produção e de gestão da energia. Por isso, a aposta na utilização de energias renováveis, onde a fileira fotovoltaica se insere, permite não só minimizar a dependência relativa à utilização das fontes tradicionais de energia, mas também contribuir positivamente para a consolidação de um verdadeiro desenvolvimento sustentável.

## 1.1.2. Teoria de Bandas de Energia

### 1.1.2.1. Materiais condutores

Nos átomos isolados de um metal sólido, os electrões estão ligados aos núcleos e só podem ocupar níveis de energia bem definidos: os correspondentes às orbitais ( $1s$ ,  $2s$ ,  $2p$ ,  $\dots$ ), que são preenchidas de acordo com o princípio de exclusão de Pauli (dois electrões por cada nível). Por exemplo, os 11 electrões ( $e^-$ ) do átomo neutro de sódio distribuem-se de modo a colocar  $2e^-$  no nível  $1s$ ,  $2e^-$  no nível  $2s$ ,  $6e^-$  no nível  $2p$  e  $1e^-$  no nível  $3s$ , conforme representado na figura 1.1.

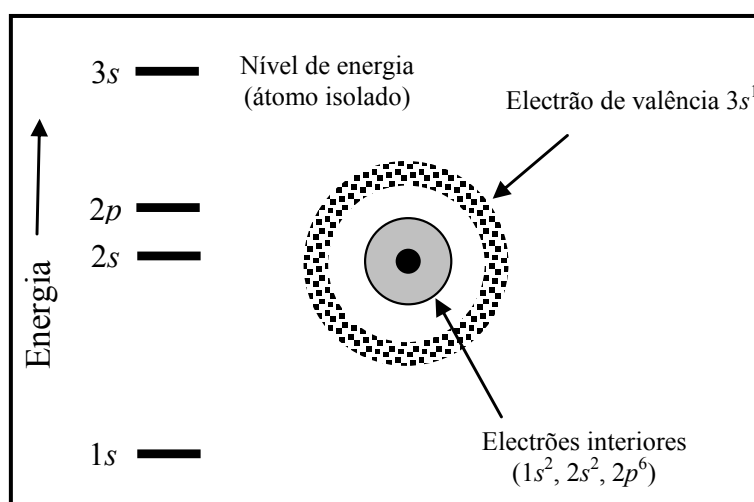


Fig. 1.1 – Níveis de energia de um átomo isolado de sódio

Os electrões localizados nos níveis mais baixos de energia estão fortemente ligados ao núcleo e constituem os electrões interiores do átomo de sódio. O electrão  $3s^1$  pode participar na ligação com outros átomos e designa-se por **electrão de valência**. Numa amostra sólida de sódio, os átomos estão muito próximos e por isso, “tocam-se” uns nos outros.

Deste modo, os electrões de valência encontram-se deslocalizados e interactivam conforme esquematizado na figura 1.2.

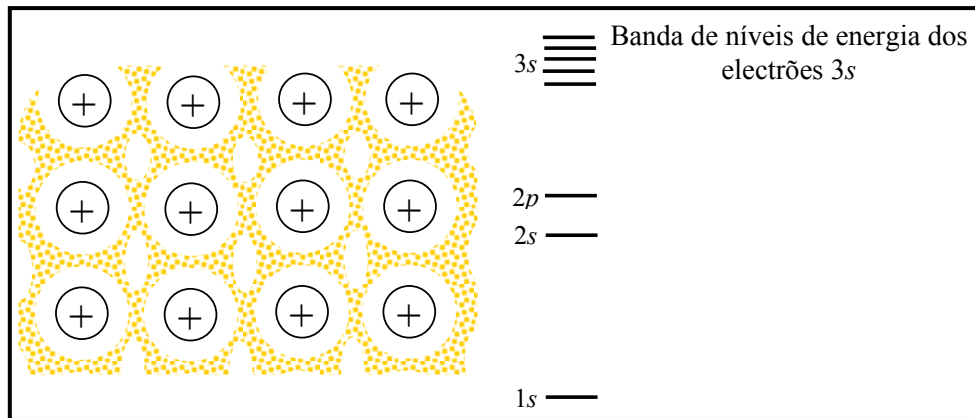


Fig. 1.2 – Eléctrons de valência deslocalizados numa amostra do sódio metálico

Neste caso, as orbitais interpenetram-se de tal modo que os níveis de energia originais (bem definidos), separam-se uns dos outros (desdobram-se) e originam **bandas de energia** mais largas. Importa referir que os electrões interiores não originam bandas, já que estão protegidos ou blindados pelos electrões de valência. Relativamente ao átomo de sódio, verifica-se que é necessário fornecer muito pouca energia para excitar os electrões desde os níveis de energia ocupados mais baixos (da banda de energia) para os níveis de energia desocupados mais altos. Por isso, o sódio é um bom **condutor**, na medida em que basta apenas fornecer uma quantidade muito pequena de energia para originar uma corrente de electrões. Nos condutores metálicos a condução eléctrica efectua-se na banda de valência já que esta se encontra apenas semipreenchida (ver figura 1.3).



Fig. 1.3 – Diagrama esquemático da banda de energia de um condutor metálico

O cobre, a prata e o ouro representam também exemplos de metais condutores que têm bandas de energia exteriores semipreenchidas.

### 1.1.2.2. Materiais isoladores

Nos materiais **isoladores**, os electrões estão fortemente ligados aos átomos em cuja ligação iónica ou covalente intervêm, e não são “livres” para que possam conduzir electricidade, a menos que se lhes forneça uma grande quantidade de energia.

O modelo de bandas de energia dos isoladores compreende uma banda de valência inferior, totalmente preenchida, e uma banda de condução superior, sem a presença de electrões (vazia). Estas bandas encontram-se separadas por um *hiato de energia* (do Inglês, *band gap*),  $E_g$  muito grande (por isso, não conduzem a electricidade) conforme esquematizado na figura 1.4.

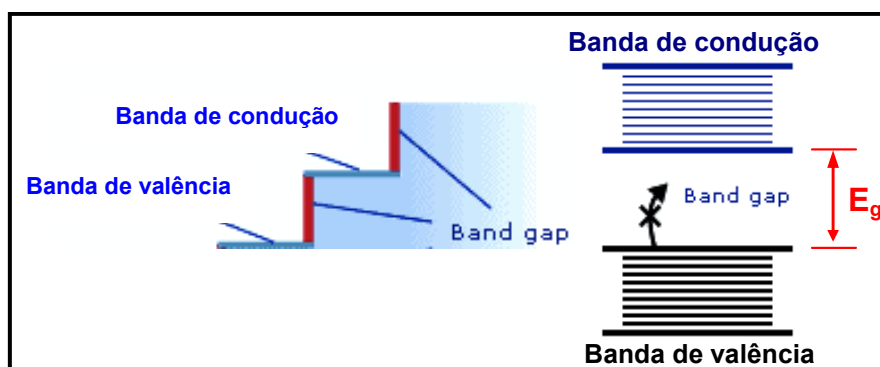


Fig. 1.4 – Diagrama de bandas de energia de um isolador: analogia com os degraus de uma escada: “da mesma maneira que não é possível colocar um pé entre os degraus de uma escada, também não é possível existirem electrões no hiato de energia”

### 1.1.2.3. Materiais semicondutores

Os semicondutores são materiais cujas condutividades eléctricas se situam entre as dos metais (bons condutores) e a dos isoladores (maus condutores). Os materiais semicondutores têm uma banda de valência totalmente preenchida por electrões e uma banda de condução vazia. A separação entre estas duas bandas de energia (do Inglês, *band gap*) é da ordem de  $1eV$ .

#### 1.1.2.3.1. Semicondutores intrínsecos

Os semicondutores intrínsecos são *semicondutores puros*, cuja condutividade eléctrica é determinada pelas suas propriedades condutoras intrínsecas (próprias). Por exemplo, os elementos puros tais como o *silício* ou o germânio são materiais semicondutores intrínsecos. Estes elementos têm a estrutura cúbica do diamante com *ligações covalentes fortemente direccionais*, conforme se mostra esquematicamente na figura 1.5.

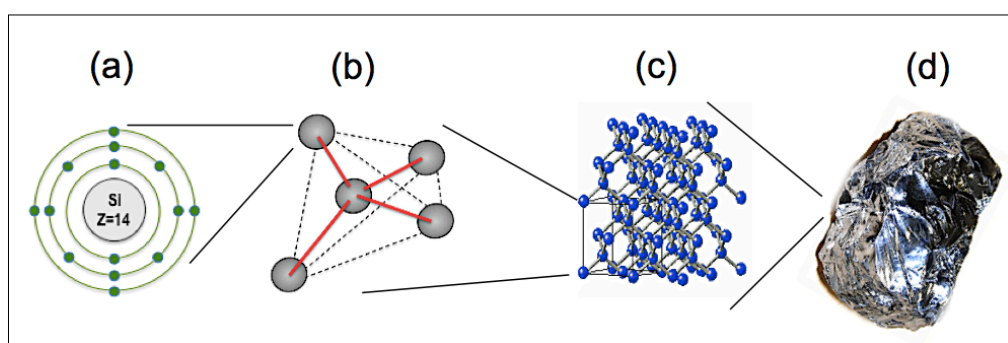


Fig. 1.5 – Silício: (a) Estrutura atómica, (b) tetraédrica, (c) cristalina, (d) silício puro

No silício, os átomos estão ligados de forma tetraédrica na rede cristalina por pares de electrões em orbitais ligantes híbridas  $sp^3$ . Nesta estrutura, cada átomo de silício contribui com quatro electrões de valência.

Na prática, a estrutura cristalina só é conseguida quando o cristal de silício é sujeito à temperatura do zero absoluto ( $-273^\circ\text{C}$ ). A esta temperatura, todas as ligações covalentes estão completas (permitindo que o átomo tenha estabilidade química e molecular); por isso, o material comporta-se como um isolador já que, não havendo electrões livres, não é possível estabelecer-se uma corrente eléctrica através do cristal. A figura 1.6 representa esquematicamente o modelo bidimensional da ligação covalente da rede cristalina do silício à temperatura de  $-273^\circ\text{C}$ .

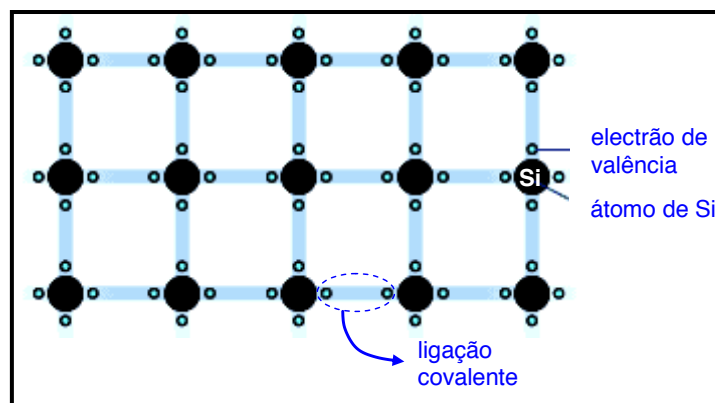


Fig. 1.6 – Representação bidimensional da ligação covalente da rede cristalina do silício puro

No diagrama de bandas de energia dos semicondutores intrínsecos (como o Si ou o Ge), os electrões ligantes ocupam os níveis de energia da banda de valência (a qual está totalmente preenchida à temperatura de  $20^\circ\text{C}$ ). Acima da banda de valência existe um hiato de energia proibida (do Inglês, *band gap*), onde não há estados de energia permitidos. Por exemplo, para o silício à temperatura de  $20^\circ\text{C}$ , o hiato de energia é de  $1,1\text{eV}$ . Por outro lado, acima do hiato de energia, situa-se a banda de condução vazia, conforme é mostrado na figura 1.7.

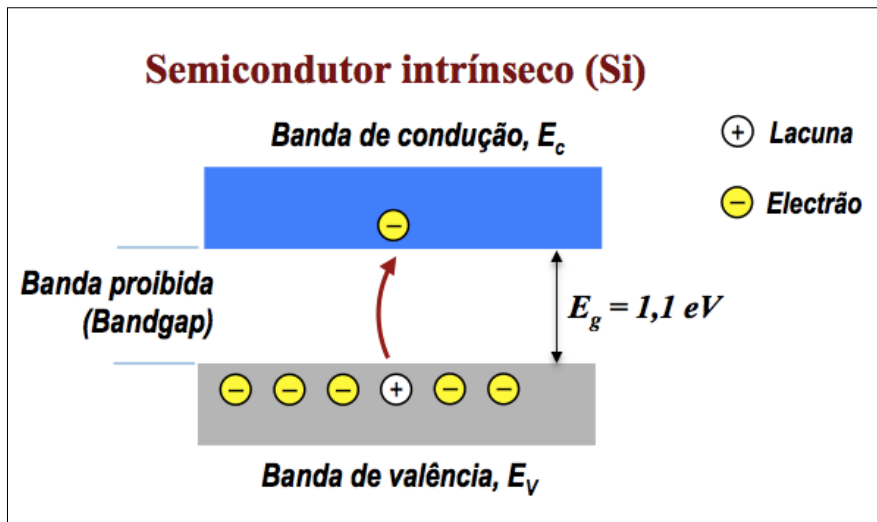


Fig. 1.7 – Esquema do diagrama de bandas de energia de um semicondutor intrínseco com o Si

Quando um cristal de silício é sujeito à temperatura de aproximadamente  $20^{\circ}\text{C}$ , a energia térmica (calor) que é fornecida consegue ser suficiente elevada para excitar alguns electrões desde a banda de valência até à banda de condução, deixando assim locais vazios ou lacunas (com carga positiva, já que correspondem a regiões com ausência de electrões) na banda de valência. Deste modo, quando um electrão é excitado para a banda de condução (através do hiato de energia), são criados dois transportadores de carga: um electrão carregado negativamente e uma lacuna carregada positivamente. Na presença de um campo eléctrico externamente aplicado (ou diferença de potencial eléctrico), tanto os electrões como as lacunas transportam a corrente eléctrica, conforme se esquematiza na figura 1.8.

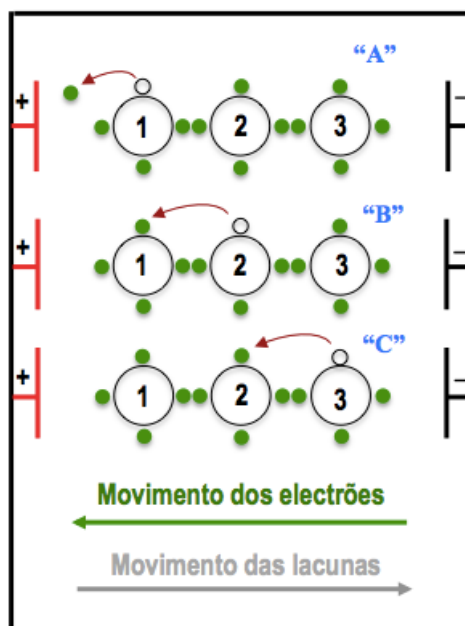


Fig. 1.8 – Representação esquemática do movimento dos electrões e das lacunas, quando o cristal semicondutor é sujeito a uma diferença de potencial eléctrico



Observando-se a figura 1.8 verifica-se que se no átomo “1” for eventualmente quebrada uma ligação covalente, aparecerá um electrão que deverá ser rapidamente atraído para o pólo positivo (+) deixando no lugar desse átomo uma lacuna. Um electrão pertencente a qualquer ligação covalente do átomo “2” poderá preencher a lacuna deixada pelo primeiro electrão do átomo “1”. Entretanto, quando o electrão abandona a ligação covalente do átomo “2”, surgirá uma nova lacuna que, por sua vez, poderá ser preenchida por qualquer electrão de uma ligação covalente do átomo “3”, e assim sucessivamente.

### 1.1.2.3.2. Semicondutores extrínsecos

Os *semicondutores extrínsecos* são soluções sólidas substitucionais muito diluídas, nas quais os átomos de impurezas dissolvidas têm características de valência que são diferentes das dos átomos da rede cristalina do solvente. O processo de dopagem consiste na inserção de impurezas, ou seja, a introdução de átomos de um outro elemento químico na estrutura cristalina do silício.

Neste tipo de semicondutores, as concentrações de átomos de impurezas adicionados são da ordem de *100 a 1000* partes por milhão (*ppm*). Por exemplo, se um átomo de Si da rede cristalina do silício puro for substituído por um átomo de fósforo (elemento pentavalente), então haverá o excesso de um electrão para além dos quatro que são necessários para estabelecer as ligações covalentes da rede cristalina do silício (ver figura 1.9). Nesta situação, o electrão extra encontra-se fracamente ligado ao núcleo do átomo de fósforo, tendo uma energia de ligação com o valor de aproximadamente igual a  $0,05eV$ .

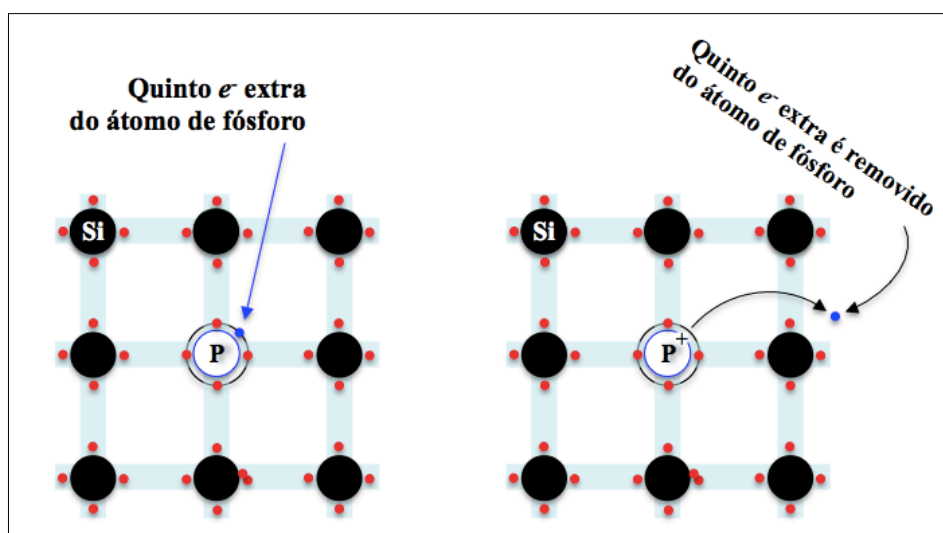


Fig. 1.9 – Representação esquemática da substituição (dopagem) de um átomo de Si por um átomo de P

O processo de dopagem permite que perante o fornecimento externo de uma pequena quantidade de energia (por exemplo, através da incidência de luz), o electrão extra do átomo de fósforo possa transformar-se num electrão livre e por conseguinte, o material torna-se capaz de conduzir a corrente eléctrica. Neste caso, os átomos de fósforo doam electrões de condução, designando-se assim por átomos de impurezas dadoras. Os semicondutores que na sua rede cristalina contenham átomos de impurezas do grupo  $V$  (por exemplo, o *fósforo*) designam-se por semicondutores extrínsecos do **tipo  $n$**  (tipo negativo), já que os principais portadores de carga são electrões.

A figura 1.10 mostra esquematicamente o diagrama de bandas de energia dos semicondutores dopados com fósforo (do tipo  $n$ ). Para estes materiais, o electrão “extra” do átomo dador ocupa um nível de energia (designado por *nível dador*) que está localizado dentro da banda proibida e imediatamente abaixo da banda de condução vazia.

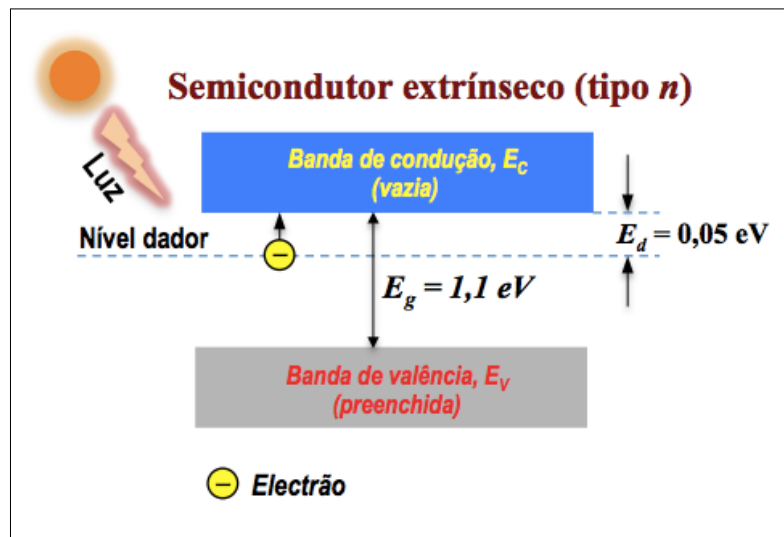


Fig. 1.10 – Diagrama de bandas de energia de um semicondutor extrínseco do tipo  $n$ . Mostra-se a posição do nível dador do electrão “extra” fornecido por um átomo de impureza (por exemplo, o fósforo), introduzido na rede cristalina do silício

Por outro lado, quando o átomo de um elemento trivalente do grupo 13 (por exemplo, o *boro*) é introduzido na rede cristalina do silício, ficará a faltar um electrão nas orbitais ligantes.

A ausência de um electrão traduz-se na prática, no aparecimento de uma lacuna nas ligações tetraédricas da rede cristalina do silício (ver figura 1.11).

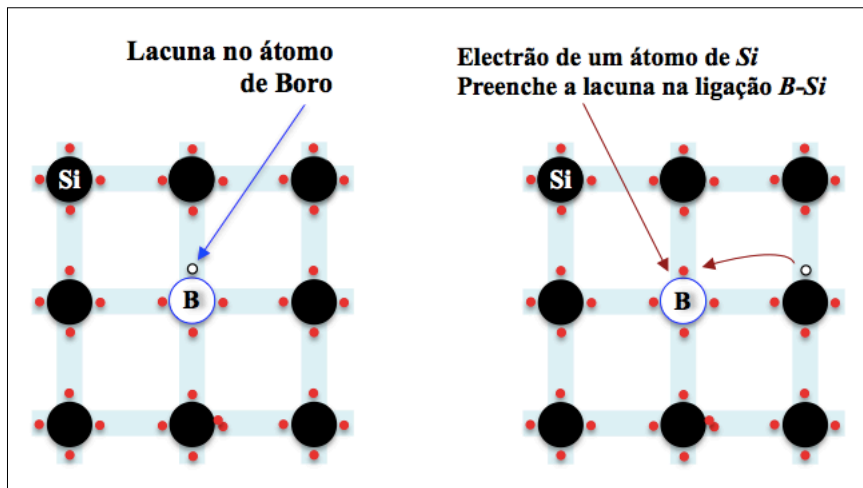


Fig. 1.11 – Representação esquemática da substituição (dopagem) de um átomo de *Si* por um átomo de *B*

O fornecimento externo de uma pequena quantidade de energia (por exemplo, através da incidência de luz) pode deslocar um electrão de um átomo vizinho de silício, de modo a preencher a lacuna do átomo de boro. Nestas condições, o boro é um átomo aceitador de electrões e denomina-se por dopante do **tipo *p*** (tipo positivo) ou impureza do tipo *p*.

A figura 1.12 mostra esquematicamente o diagrama de bandas de energia dos semicondutores dopados com boro (do tipo *p*). Para estes materiais, a lacuna do átomo aceitador ocupa um nível de energia (designado por **nível aceitador**) localizado dentro da banda proibida e imediatamente acima da banda de valência (preenchida) do silício.

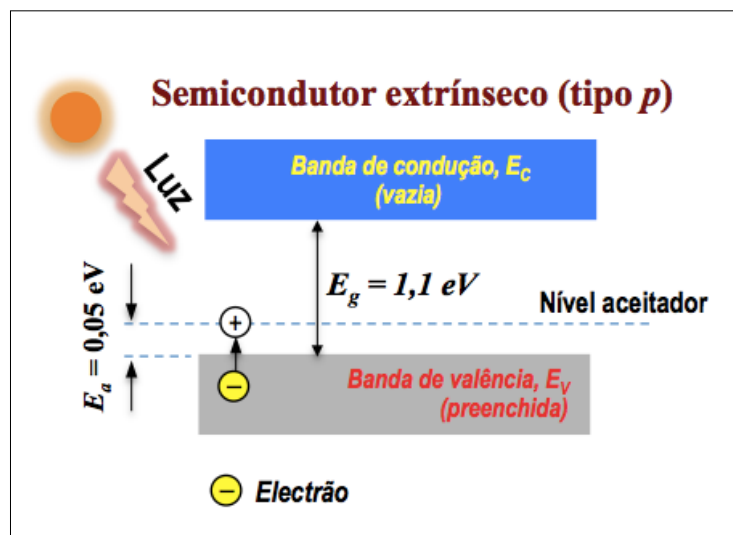


Fig. 1.12 – Diagrama de bandas de energia de um semicondutor extrínseco do tipo *p*. Mostra-se a posição do nível aceitador que resulta da adição de um átomo de boro que substituiu um átomo de silício na sua rede cristalina

## 1.2. Modelo matemático da célula fotovoltaica

### 1.2.1. Junção $p - n$ no escuro

Os semicondutores do tipo  $p$  ou do tipo  $n$  são melhores condutores eléctricos do que o silício puro. No entanto, quando aplicados isoladamente não têm grande interesse no que concerne à sua utilização comercial para a fabricação de células fotovoltaicas. A maior parte dos semicondutores é baseada nas propriedades da fronteira que se estabelece entre materiais do tipo  $p$  e do tipo  $n$ . Pode obter-se um diodo (ver figura 1.13) de junção  $p-n$  fazendo crescer um monocrystal de silício intrínseco que é depois dopado sucessivamente com um material do tipo  $n$  e um material do tipo  $p$ .

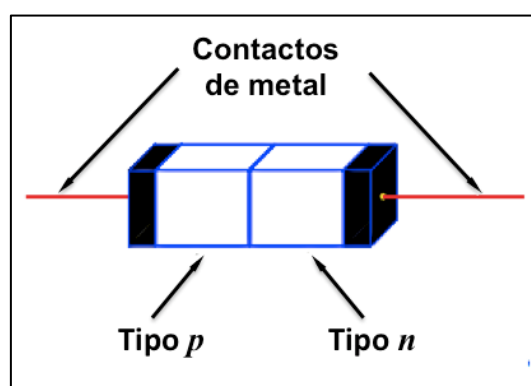


Fig. 1.13 – Diodo de junção  $p-n$  implementado numa barra de silício monocristalino

Com efeito, quando estes semicondutores estão separados, a concentração de electrões no SC do tipo  $n$  é maior do que no SC do tipo  $p$ . Contudo, a concentração de lacunas (cargas positivas) no SC do tipo  $p$  é maior do que no SC do tipo  $n$ . Entretanto, se estes dois semicondutores forem colocados em contacto, a desigualdade na concentração electrónica é minimizada. Para igualar esse gradiente, alguns electrões difundem para o SC do tipo  $p$  e as lacunas difundem para o SC do tipo  $n$ , originando-se uma carga positiva (ião) no SC do tipo  $n$  e uma carga negativa (ião) no SC do tipo  $p$ . Atendendo a que os iões formados na junção são fisicamente maiores e mais pesados do que os electrões e lacunas, estes deverão permanecer nas respectivas posições na rede cristalina do silício (ver figura 1.14).

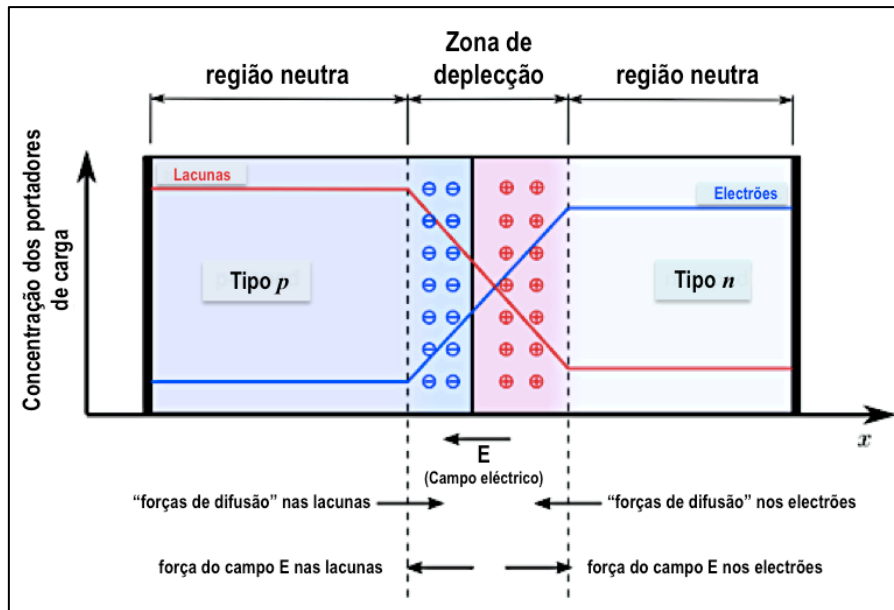


Fig. 1.14 – Esquema representativo de uma junção  $p-n$ . A concentração de electrões e lacunas é representada respectivamente pela cor azul e vermelha. O vector campo eléctrico é mostrado na parte inferior da figura. Também são mostradas as forças electrostáticas e as “forças de difusão” que são exercidas nos electrões e nas lacunas e que tendem a movimentar estes portadores de carga

O campo eléctrico criado pelos iões imóveis da junção, dá origem a uma zona isenta de ou desprovida de transportadores maioritários que é designada por *região de depleção* ou *região de carga espacial*, de largura  $d$ .

Existem dois fenómenos que ocorrem em simultâneo: o processo de difusão, que tende a aumentar a largura da zona de depleção (carregada), e o campo eléctrico local intrínseco gerado pela carga espacial que tende a contrariar a difusão. Após algumas recombinações dos transportadores maioritários na junção (a designada corrente de recombinação,  $I_r$ ), o processo cessa, porque os electrões são impedidos de atravessar a junção para o SC do tipo  $p$ , devido à repulsão por parte dos volumosos iões negativos.

Analogamente, as lacunas que eventualmente atravessem a junção são repelidas pelos volumosos iões positivos no SC do tipo  $n$ . Em condições de circuito aberto, há uma barreira ou diferença de potencial eléctrico que impede o fluxo de transportadores positivos. Assim, sendo, não há circulação de corrente em condições de circuito aberto.

A figura 1.15 representa graficamente a variação densidade de carga eléctrica, do campo eléctrico e da “barreira” de potencial eléctrico numa junção  $p-n$  no escuro (em condições de circuito aberto - equilíbrio - e sem a aplicação externa de uma diferença de potencial eléctrico).

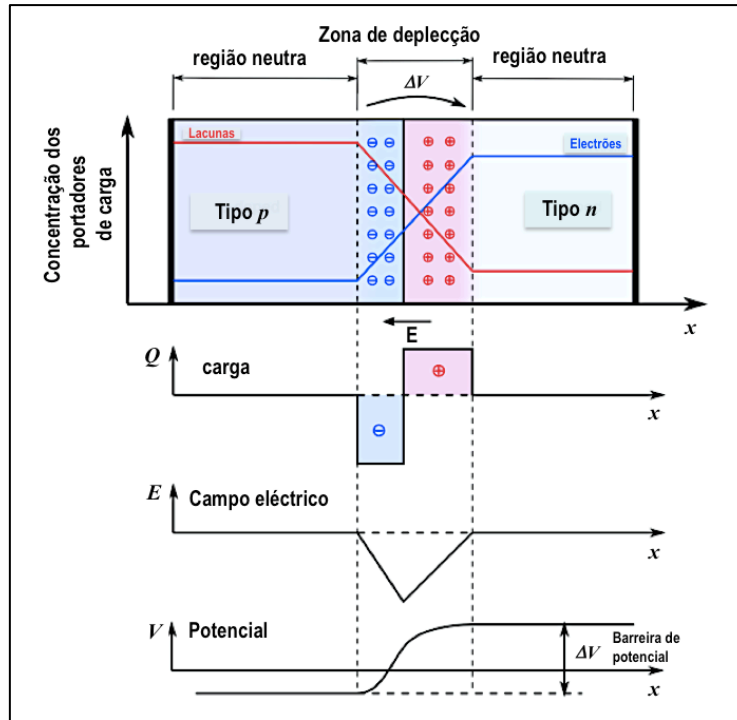


Fig. 1.15 – Junção  $p-n$  no escuro em equilíbrio e sem a aplicação externa de uma diferença de potencial eléctrico. Abaixo da junção mostra-se graficamente a variação da carga eléctrica, do campo eléctrico e da “barreira” de potencial eléctrico

A *região de depleção*, caracterizada pela presença de um campo eléctrico ( $E$ ) local intrínseco, provoca o emparelhamento ou nivelamento dos níveis de Fermi dos dois tipos de materiais semicondutores (ver figura 1.16 a e b). O campo eléctrico estabelecido na *zona de depleção* é caracterizado pela distorção das bandas de energia e pela barreira de potencial  $V_B$ . Para uma junção  $p-n$  de silício cristalino, e considerando  $V_B \approx 0,8V$  e  $d \approx 0,5\mu m$ , a intensidade do campo eléctrico é aproximadamente igual a  $2 \times 10^6 Vm^{-1}$ .

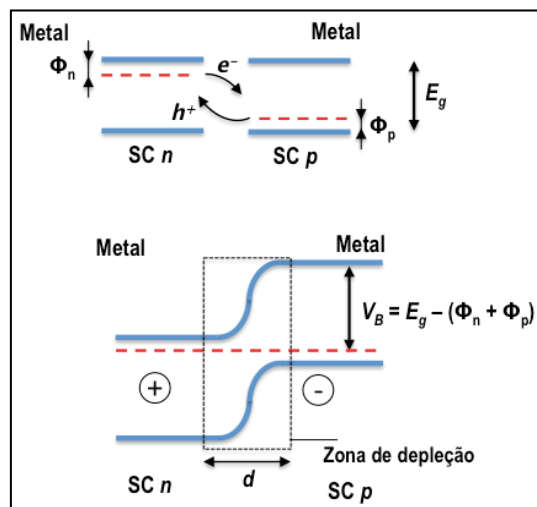


Fig. 1.16: (a) – Esquema representativo da formação de uma junção  $p-n$ . Os níveis de Fermi dos componentes isolados estão indicados com a linha a tracejado, onde  $\phi_p$  e  $\phi_n$  representam a diferença de potencial entre o nível de Fermi e a  $BV$  e  $BC$ , respectivamente e  $E_g$  é a energia da banda proibida; (b) Diagrama de nível de energia para uma junção  $p-n$  com um contacto metálico óhmico

Entretanto, portadores de carga minoritários (electrões no SC  $p$  e lacunas no SC  $n$ ) gerados por *excitação térmica*, podem também atingir a *zona de depleção* e serem atraídos pelo campo eléctrico. Este pequeno fluxo de portadores de carga, gerado por excitação térmica, é definido como *corrente de geração* ou *corrente de fuga* ( $I_g$ ). Uma das características desta corrente traduz-se no facto de que esta é controlada pela acção da temperatura e não depende da diferença de potencial aplicada. Esta corrente opõe-se ao fluxo inicial de portadores de carga maioritários, atingindo-se assim um estado de equilíbrio térmico. Desta forma, se não for externamente aplicada uma diferença de potencial eléctrico, estas duas correntes têm a mesma intensidade e movimentam-se em sentidos contrários. Nesta situação, a intensidade de corrente é muito baixa, da ordem dos microampères ( $\mu\text{A}$ ) para um diodo de silício.

Ainda em *condições de escuro*, o balanço de correntes altera-se significativamente quando uma diferença de potencial eléctrico é aplicada externamente através da junção.

### 1.2.1.2. Junção $p - n$ em polarização directa

Se o SC  $n$  de uma junção estiver ligado ao terminal negativo da uma bateria exterior e o SC  $p$  estiver ligado ao terminal positivo (ver figura 1.17), diz-se que o diodo de junção  $p-n$  está polarizado directamente (directa, relativamente aos transportadores maioritários). Em condições de *polarização directa* (tensão positiva aplicada ao SC  $p$ ), os transportadores maioritários são repelidos para a junção e podem sofrer recombinação. Por outras palavras, os electrões são repelidos pelo terminal negativo da bateria em direcção à junção e as lacunas são repelidas pelo terminal positivo em direcção à junção. Em *polarização directa*, a barreira (região de depleção) de potencial intrínseca ( $V_B$ ) na junção torna-se menor (o campo eléctrico intrínseco subtrai-se ao campo eléctrico aplicado), o que permite que alguns electrões e lacunas atravessem a junção e se recombinaem.

Com efeito, aumentando a tensão de polarização directa, a zona de depleção torna-se muito mais estreita, e por conseguinte, a barreira de potencial intrínseca não consegue contrariar o movimento dos portadores de carga através da junção  $p-n$ , reduzindo, por isso, a resistência eléctrica.

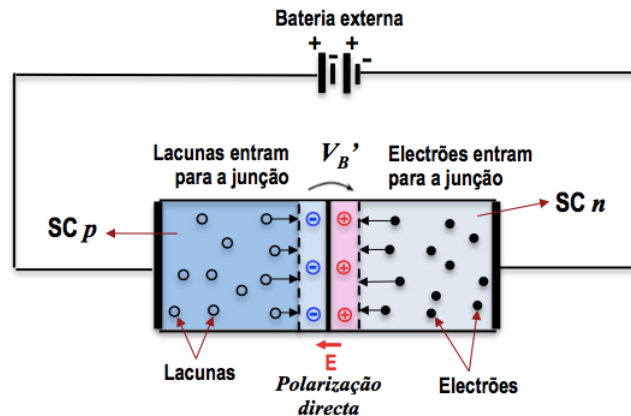


Fig. 1.17 – Diodo de junção  $p-n$  em polarização directa. Os portadores maioritários são repelidos para a junção e recombina-se depois de a atravessarem, originando a passagem de uma corrente apreciável

Na polarização directa de uma junção  $p-n$ , há entrada de electrões da bateria para o interior do SC  $n$  do diodo (ver figura 1.17). Por cada electrão que atravessa a junção e se recombina com uma lacuna, há outro electrão que entra vindo da bateria. Por outro lado, por cada lacuna que se recombina com um electrão no SC  $n$ , há a formação de uma nova lacuna por cada electrão que abandona o SC  $p$ , movendo-se para o terminal positivo da bateria.

Nesta situação, a corrente que flui do SC  $p$  para o SC  $n$ , através da barreira de potencial  $V_B$ , aumenta drasticamente. Esta corrente (*corrente de recombinação*,  $I_r$ ), envolvendo a difusão de portadores maioritários (electrões no SC  $n$  e lacunas no SC  $p$ ), depende do potencial aplicado exteriormente. O fluxo de portadores maioritários pode manter-se enquanto a junção  $p-n$  estiver directamente polarizada e a bateria funcionar como fonte de electrões.

### 1.2.1.3. Junção $p-n$ em polarização inversa

A junção  $p-n$  diz-se *polarizada inversamente* se o SC  $n$  da junção for ligado ao terminal positivo da bateria e o SC  $p$  for ligado ao terminal negativo (ver figura 1.18).

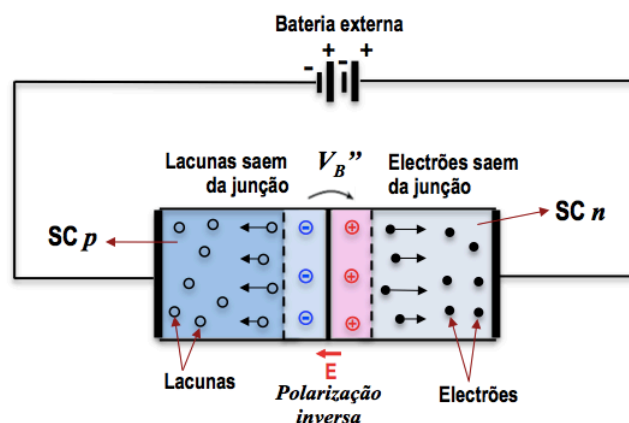


Fig. 1.18 – Diodo de junção  $p-n$  com polarização inversa. Os portadores maioritários são atraídos para longe da junção, criando-se uma região de depleção mais larga do que em condições de equilíbrio



Para estas ligações, os electrões (transportadores maioritários) do SC  $n$  são atraídos para o terminal positivo da bateria, afastando-se da junção, e as lacunas (transportadores maioritários) do SC  $p$  são atraídos para o terminal negativo da bateria, afastando-se da junção. O movimento dos transportadores maioritários (electrões ou lacunas) afasta-os da junção e aumenta a largura da barreira de potencial,  $V_{B''}$ ; por consequência, não há corrente transportada pelos transportadores maioritários. Porém, os transportadores minoritários, gerados termicamente (lacunas no SC  $n$  e electrões no SC  $p$ ) são atraídos (polarizados directamente) para a junção e por isso, podem recombinar-se, originando-se uma pequena *corrente de fuga*, ( $I_g$ ).

Em condições de *polarização inversa* (tensão positiva aplicada ao SC  $n$ ), o potencial exteriormente aplicado adiciona-se ao potencial intrínseco existente,  $V_{B'}$ . Esta condição, irá impedir o fluxo dos portadores de carga maioritários e, por conseguinte a corrente de recombinação será nula ( $I_r = 0$ ).

Nesta situação, pode ainda ser observada a existência de uma corrente muito fraca (*corrente de fuga*) em condições de polarização inversa (neste caso, a junção age como um rectificador). A figura 1.19 mostra esquematicamente a distorção das bandas de energia de um diodo de junção  $p-n$  para as três condições estudadas.

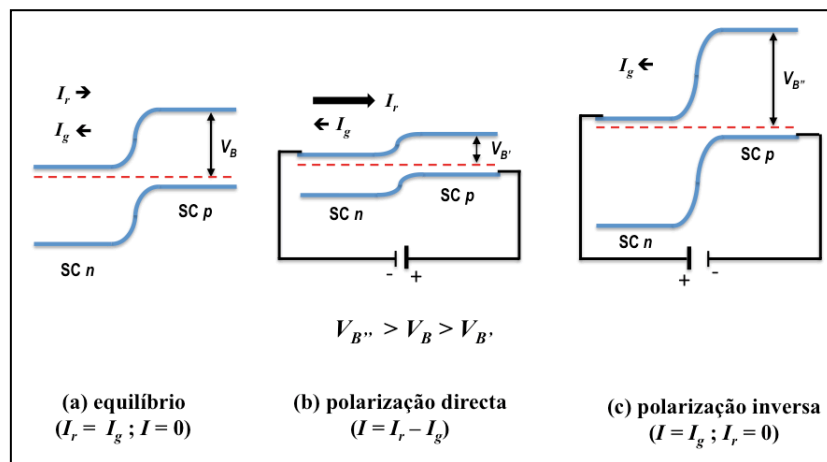


Fig. 1.19 – Junção  $p-n$  no escuro (a) esquema representativo de uma situação de equilíbrio; (b) polarização directa; (c) polarização inversa

A corrente de recombinação relaciona-se com a de geração de acordo com a seguinte expressão

[1]:

$$I_r = I_g \exp\left(\frac{V}{m U_T}\right) \tag{1.1}$$

onde:

- ❑  $I_g$  – Corrente de geração ou corrente de fuga do diodo;
- ❑  $V$  – Diferença de potencial eléctrico aplicada aos terminais do diodo;
- ❑  $m$  – Factor de idealidade do diodo (diodo ideal:  $m = 1$ ; diodo real:  $m > 1$ );
- ❑  $U_T$  – Designado por potencial térmico ( $U_T = \frac{K T}{q}$ );
- ❑  $K$  – Constante de Boltzmann ( $K = 1,38 \times 10^{-23} J / ^\circ K$ );
- ❑  $T$  – Temperatura absoluta da célula ( $0^\circ C = 273,16^\circ K$ );
- ❑  $q$  – carga eléctrica do electrão ( $q = 1,6 \times 10^{-19} C$ ).

A corrente total do diodo (*no escuro*) é calculada da seguinte maneira:

$$I_D = I_r - I_g \quad (1.2)$$

ou seja:

$$I_D = I_g \left[ \exp\left(\frac{V}{m U_T}\right) - 1 \right] \quad (1.3)$$

A figura 1.20 corresponde à representação gráfica da equação 1.3, ou seja, a curva característica de *corrente – tensão* de um diodo de junção *p-n* no escuro.

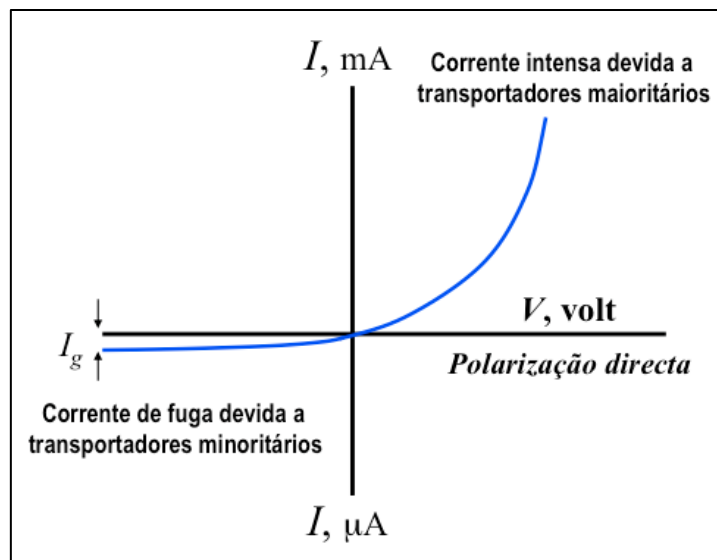


Fig. 1.20 – Representação esquemática da curva característica de corrente – tensão de um diodo de junção *p-n*. Quando a junção está com polarização inversa, há uma corrente de fuga ( $I_g$ ), devido à recombinação dos transportadores minoritários. Quando a junção está com polarização directa, flui uma corrente forte devido à recombinação dos transportadores maioritários

### 1.2.2. Junção $p - n$ sob iluminação

Quando a luz atinge a superfície de um diodo (ver figura 1.21), os fótons com energia igual ou superior à energia da banda proibida (do Inglês, *band gap*,  $E_g$ ) são absorvidos e geram-se pares electrão – lacuna ( $e^-/h^+$ ).

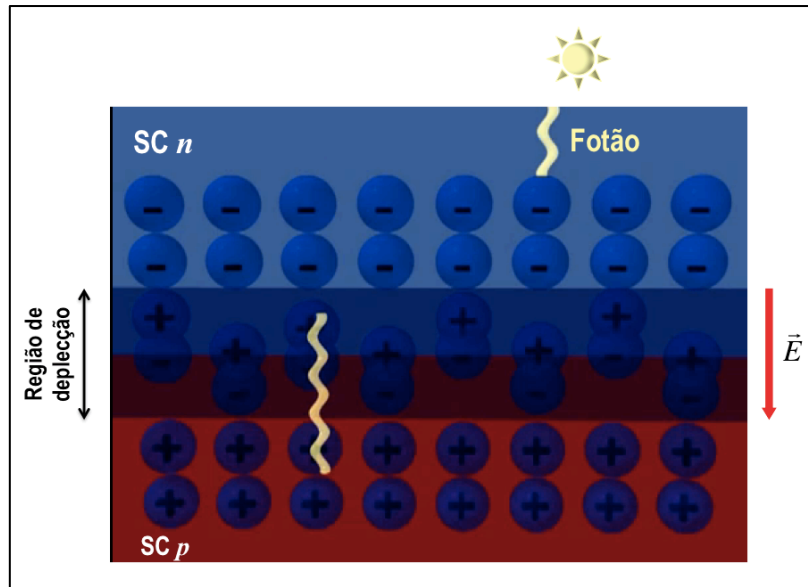


Fig. 1.21 – Representação esquemática de um diodo de junção  $p-n$  sujeita à acção da luz

A absorção da luz aumenta drasticamente a geração dos pares  $e^-/h^+$  (ver figura 1.22a), para além da geração que advém da excitação térmica.

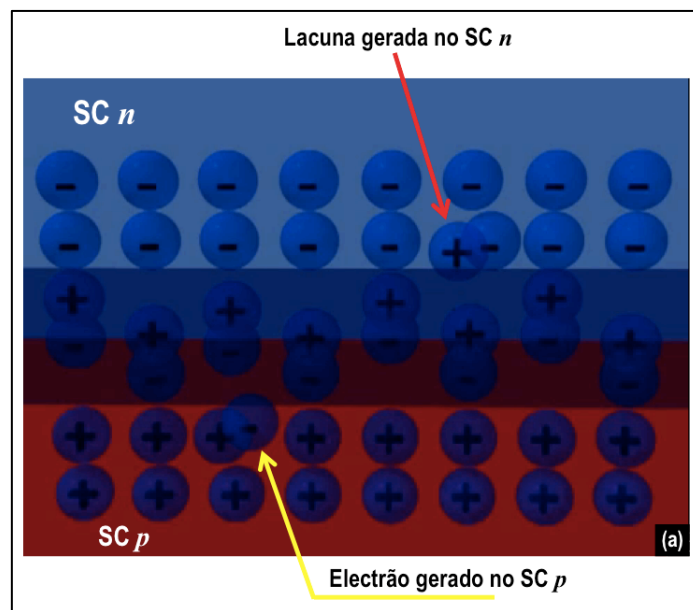


Fig. 1.22 – (a) Representação esquemática da geração de pares  $e^-/h^+$  num diodo de junção  $p-n$  sujeita à acção da luz

Na presença do campo eléctrico, os electrões (foto - gerados no SC  $p$ ) irão mover-se para a região do semiconductor do tipo  $n$ , enquanto as lacunas (foto - geradas no SC  $n$ ) irão deslocar-se para a região do semiconductor do tipo  $p$  (ver figura 1.22b) dando origem à designada corrente gerada pela luz,  $I_L$ .

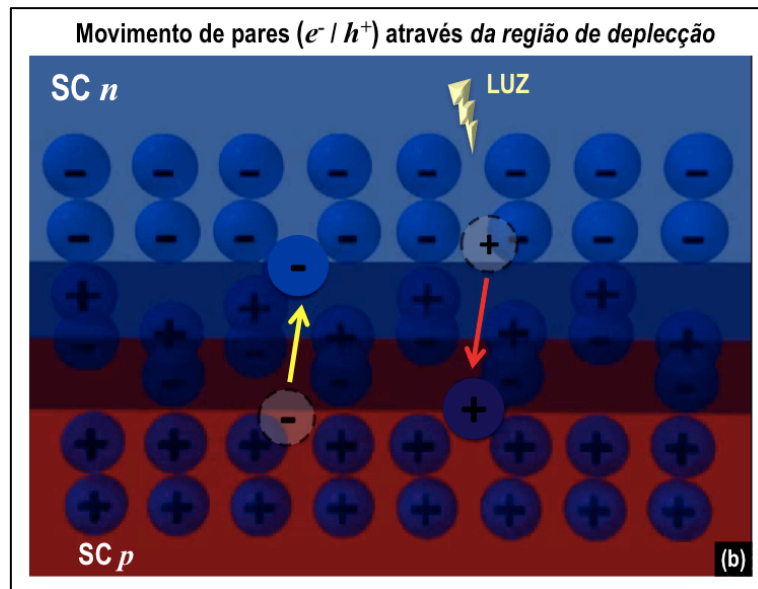


Fig. 1.22 – (b) Representação esquemática da movimentação dos pares  $e^-/h^+$  através da região de depleção de um diodo de junção  $p-n$  sujeita à acção da luz

Nestas circunstâncias, o sistema recairia num estado que se traduziria na perda da sua neutralidade eléctrica. Com efeito, nesta situação, o SC  $n$  ficaria com excesso de electrões enquanto o SC  $p$  teria um correspondente excesso de lacunas (ver figura 1.22c).

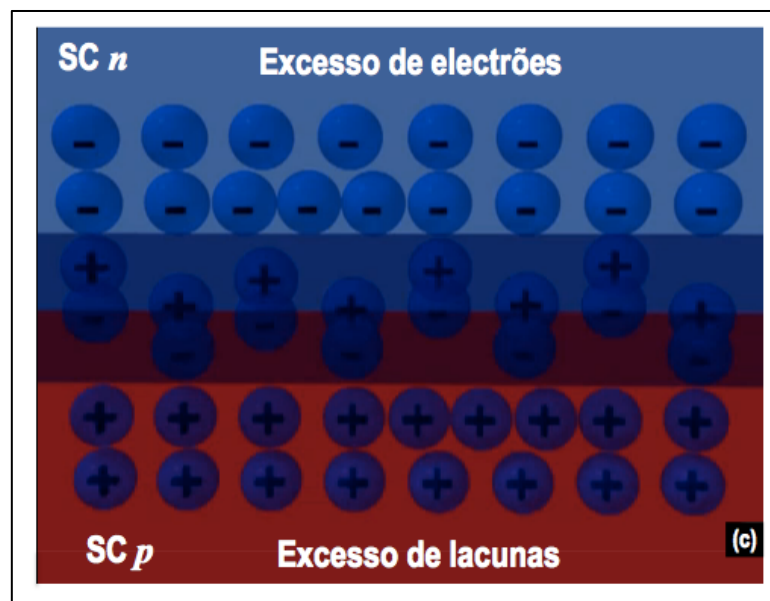


Fig. 1.22 – (c) Representação esquemática do excesso de transportadores de carga (electrões no SC  $n$  e lacunas no SC  $p$ ) após a movimentação dos pares  $e^-/h^+$  através da região de depleção de um diodo de junção  $p-n$

Neste sentido, poderia pensar-se que estes electrões e lacunas poderiam combinar-se. Contudo, o campo eléctrico existente na região de deplecção não permitirá que tal aconteça. Entretanto, se um fio condutor for utilizado para ligar a região do semiconductor do tipo  $n$  à região do semiconductor do tipo  $p$ , verifica-se que o excesso de electrões (no SC  $n$ ) irão movimentar-se através do fio condutor de modo a se combinarem com o excesso de lacunas existentes no SC  $p$ . Nestas circunstâncias, gera-se uma corrente eléctrica,  $I$  conforme representado de modo esquemático na figura 1.22d.

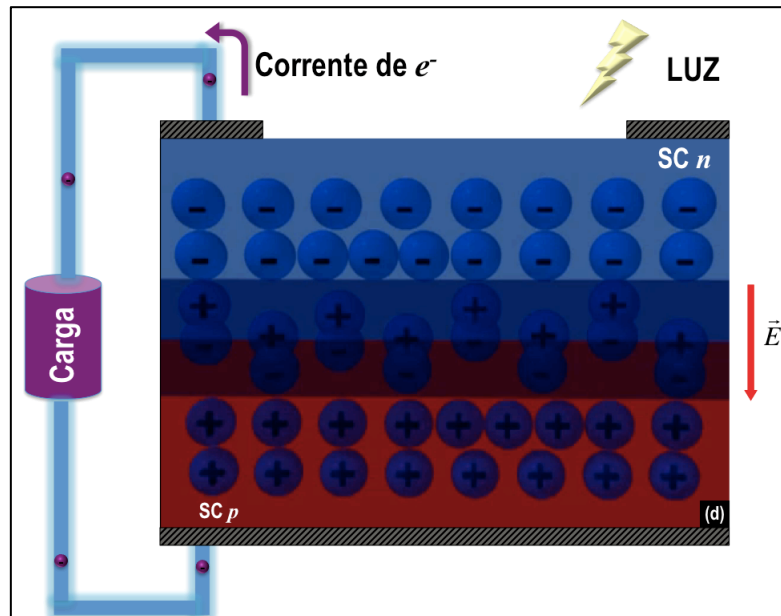


Fig. 1.22 – (d) Representação esquemática do excesso de transportadores de carga (electrões no SC  $n$  e lacunas no SC  $p$ ) após a movimentação dos pares  $e^-/h^+$  através da região de deplecção de um diodo de junção  $p-n$

A corrente eléctrica,  $I$  que circula através do circuito externo ao diodo é calculada através da equação 1.4.

$$I = I_g \left[ \exp\left(\frac{V}{m U_T}\right) - 1 \right] - I_L \quad (1.4)$$

onde  $I_L$  é a corrente gerada pela luz. A corrente eléctrica  $I$  que flui através do circuito externo resulta da soma das contribuições da corrente do diodo no escuro, e da corrente foto-gerada pela acção da luz. Por isso, esta condição, é designada por princípio da sobreposição.

O termo  $I_L$  desloca a curva característica *corrente – tensão* ( $I-V$ ) do diodo para o quarto quadrante, onde a tensão é positiva, mas a corrente é negativa. Deste modo, a potência absorvida (usando a convenção usual de sinal) é negativa, ou seja, **o diodo iluminado fornece energia para o circuito externo.**

A figura 1.23 corresponde à representação gráfica da equação 1.4, ou seja, a curva característica de corrente – tensão ( $IV$ ) de um diodo de junção  $p-n$  em condições de iluminação.

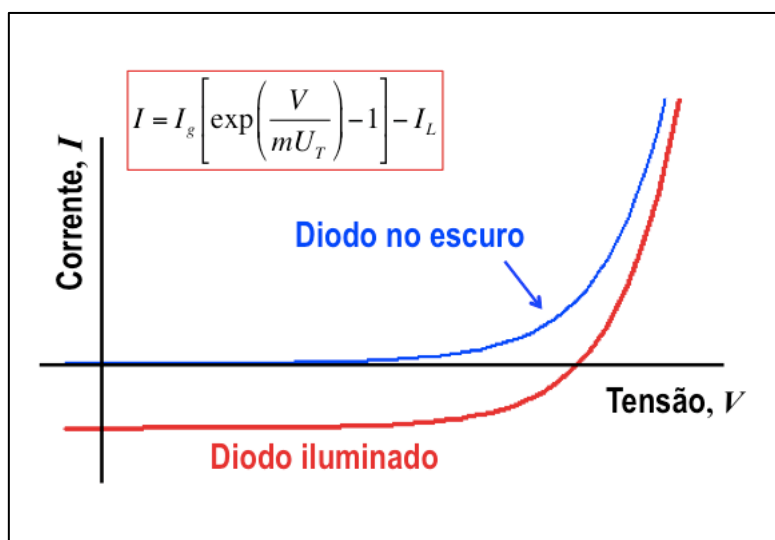


Fig. 1.23 – Representação esquemática da curva característica  $IV$  de um diodo de junção  $p-n$  sob condições de iluminação. Quando a junção está com polarização directa (ou seja na presença de uma carga externa no circuito), flui corrente  $I$  que se vai aproximando do valor nulo à medida que aumenta a resistência eléctrica da carga exterior

### 1.2.3. Célula fotovoltaica: curva característica $IV$

Nesta fase, é importante referir que para aplicações em células fotovoltaicas, é habitual convencionar-se que a corrente fornecida pela célula tem valor positivo. Deste modo, o eixo  $I$  da figura 1.23 deve ser invertido (é equivalente a multiplicar a equação 1.4 por  $-1$ ) de forma a se obterem valores positivos para a intensidade de corrente,  $I$ .

A Figura 1.24 mostra a superfície activa de uma célula fotovoltaica típica de silício policristalino. A célula apresenta a forma aproximadamente quadrada com cerca de  $15\text{cm}$  de largura e revestida superficialmente através de um revestimento anti-reflexo de nitreto de silício.

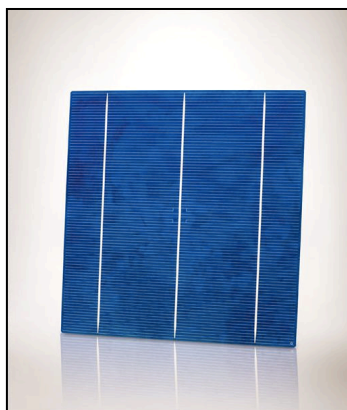


Fig. 4.24 – Superfície activa de uma célula fotovoltaica [2]

Por outro lado, a figura 1.25 mostra esquematicamente a constituição interna típica de uma célula fotovoltaica de silício.

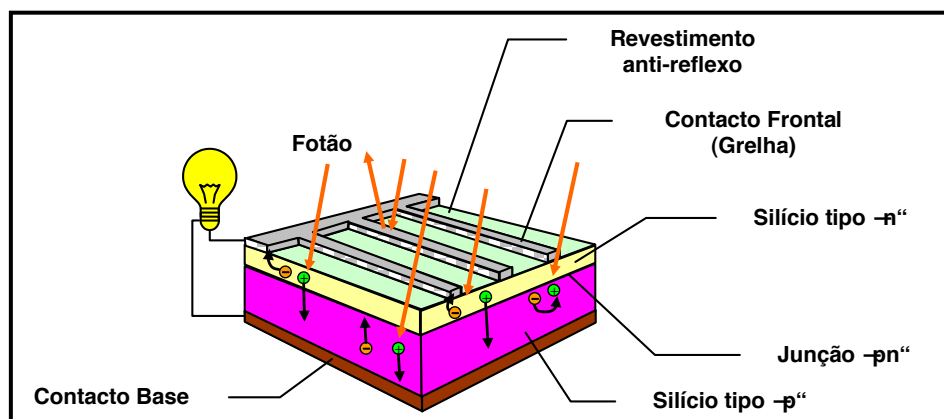


Fig. 1.25 – Constituição interna de uma célula fotovoltaica de silício

Os elementos que tipicamente constituem uma célula fotovoltaica de silício podem ser resumidamente descritos da seguinte maneira:

- **Contactos frontais:** grelha de contacto metálica funcionando como terminal negativo;
- **Revestimento anti-reflexo:** este revestimento reduz a reflexão dos fotões incidentes para valores abaixo de 5%. Sem a incorporação deste revestimento a célula reflectiria cerca de um terço da radiação;
- **Região tipo *n*:** silício dopado com fósforo (por exemplo) contendo excesso de electrões (transportadores maioritários). A espessura desta camada é cerca de  $300\text{nm}$ ;
- **Região tipo *p*:** silício dopado com boro (por exemplo) contendo excesso de lacunas (transportadores maioritários). A espessura desta camada é cerca de  $250\ \mu\text{m}$ ;
- **Contacto base:** contacto metálico localizado na parte inferior da célula, constituindo o terminal positivo da célula.

As curvas características  $IV$  de uma célula fotovoltaica podem ser obtidas através de um esquema simplificado, referente a um circuito eléctrico equivalente do dispositivo (ver figura 1.26). A corrente gerada pela luz,  $I_L$  é representada no circuito por um gerador em paralelo com um diodo que representa a junção  $p-n$ .

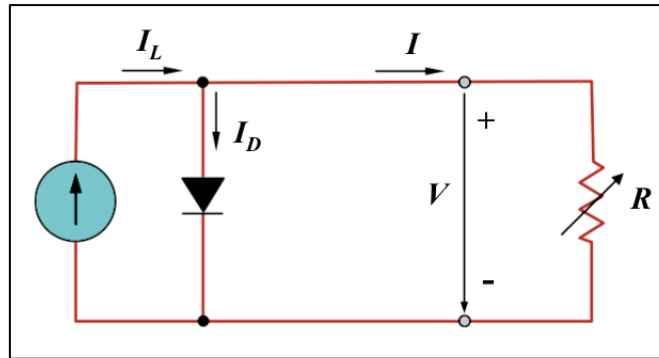


Fig. 1.26 – Representação esquemática do circuito eléctrico equivalente para uma célula fotovoltaica de junção  $p-n$

A corrente gerada pela célula fotovoltaica,  $I$  é determinada pela subtração da corrente gerada pela luz  $I_L$ , da corrente do diodo no escuro,  $I_D$ . Por outro lado, neste circuito eléctrico equivalente (simplificado)  $R$  representa a resistência eléctrica da carga externa ao dispositivo. Deste modo, para células fotovoltaicas, a corrente eléctrica,  $I$  que circula através do circuito externo ao dispositivo é calculada através da equação 1.5.

$$I = I_L - I_g \left[ \exp\left(\frac{V}{mU_T}\right) - 1 \right] \quad (1.5)$$

A figura 1.27 corresponde à representação gráfica da equação 1.5, ou seja, da curva característica de corrente – tensão de uma célula fotovoltaica de junção  $p-n$ .

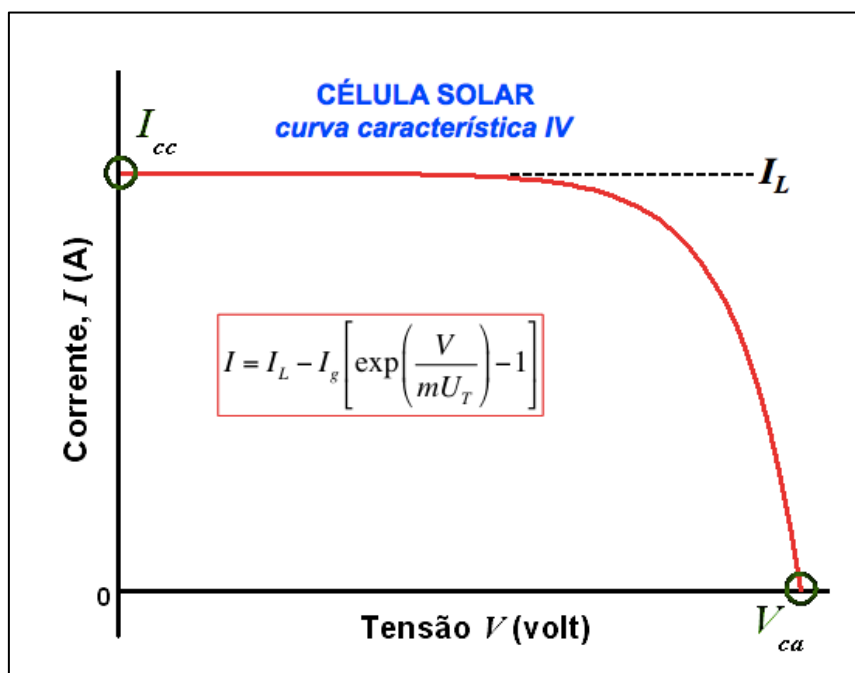


Fig. 1.27 – Representação gráfica da curva característica  $IV$  de uma célula fotovoltaica de silício



### 1.2.3.1. Principais parâmetros de desempenho de uma célula fotovoltaica

O circuito eléctrico equivalente que descreve o funcionamento de uma célula solar fotovoltaica pode operar em duas condições distintas. Na condição de *curto-circuito* ( $V = 0$ ), toda a corrente flui através de um “*caminho alternativo*” à carga externa (ver figura 1.28).

Na prática, esta situação é obtida quando se ligam directamente os dois terminais da célula (ou seja a resistência da carga externa é nula). Nesta condição, a corrente é designada por corrente de *curto-circuito*,  $I_{CC}$ .

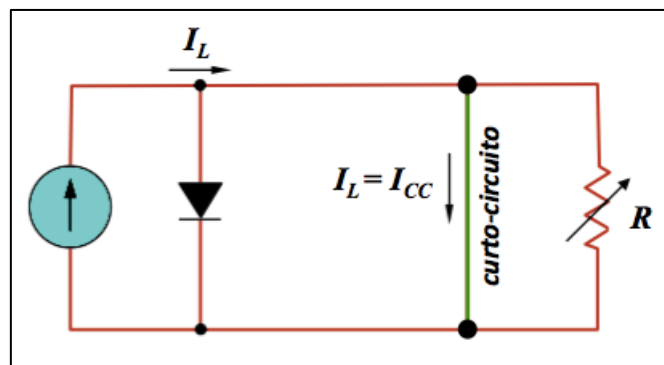


Fig. 1.28 – Representação esquemática do circuito eléctrico equivalente para uma célula fotovoltaica em condição de curto-circuito

Em situação de *curto-circuito* verificam-se as seguintes condições:

$$\begin{cases} V = 0 \\ I_D = 0 \\ I = I_L = I_{CC} \end{cases}$$

A corrente de curto-circuito  $I_{CC}$  corresponde ao valor máximo da corrente, e por conseguinte igual, à corrente gerada pela luz,  $I_L$ . O seu valor é uma característica da célula, sendo um **dado fornecido pelo fabricante** para determinadas condições de radiação incidente e temperatura.

Entretanto, a condição de *circuito aberto* (ver figura 1.29) ocorre quando os dois terminais da célula são isolados (corresponde a um interruptor aberto) e, por consequência, é equivalente a se considerar que a resistência da carga externa tem valor infinito.

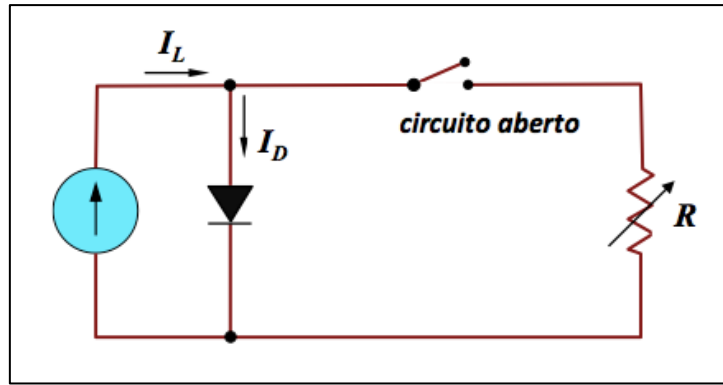


Fig. 1.29 – Representação esquemática do circuito eléctrico equivalente para uma célula fotovoltaica em condição de curto-circuito

Em situação de *circuito aberto* verificam-se as seguintes condições:

$$\begin{cases} I = 0 \\ I_L = I_D \end{cases}$$

Nesta condição, a tensão é designada por tensão de *circuito aberto*,  $V_{ca}$ . A tensão de *circuito aberto* representa o valor máximo da tensão nos terminais da célula. O seu valor é uma característica da célula, sendo também um dado *fornecido pelo fabricante* para determinadas condições de radiação incidente e temperatura.

Em condição de *circuito aberto* a corrente que flui através do circuito externo é nula. Por isso, a tensão de *circuito aberto* é calculada da seguinte maneira:

$$0 = I_L - I_g \left[ \exp\left(\frac{V_{ca}}{m U_T}\right) - 1 \right]$$

$$\frac{I_L}{I_g} = \exp\left(\frac{V_{ca}}{m U_T}\right) - 1$$

$$\frac{I_L + I_g}{I_g} = \exp\left(\frac{V_{ca}}{m U_T}\right)$$

$$V_{ca} = m U_T \ln\left(\frac{I_L + I_g}{I_0}\right) \cong m U_T \ln\left(\frac{I_L}{I_g}\right) \quad (1.6)$$

ou então:

$$V_{ca} \cong m U_T \ln \left( \frac{I_{CC}}{I_g} \right) \quad (1.7)$$

Esta aproximação resulta do facto de em condições de *curto-circuito* a corrente gerada pela luz é igual à corrente de *curto-circuito* ( $I_L = I_{CC}$ ). Atendendo a que o valor referente a  $V_{ca}$  é normalmente fornecido pelo fabricante, é possível manipular a equação 1.7 de modo a calcular o valor de  $I_g$  (*corrente de geração* ou *corrente de fuga*).

$$I_g = I_{CC} / \exp \left( \frac{V_{ca}}{m U_T} \right) \quad (1.8)$$

Estes parâmetros são normalmente obtidos para as designadas condições nominais de teste (do Inglês, *standard test conditions – STC*) ou também conhecidas por *condições de referência*. Nas *condições de referência (STC)*, estes parâmetros são obtidos a uma temperatura  $T^R = 25^\circ\text{C}$  e com utilização de luz incidente com intensidade  $G^R = 1000 \text{ W/m}^2$ .

Por outro lado, quando o fabricante apenas faculta os valores de  $V_{ca}^R$  e  $I_{CC}^R$  o modelo é desenvolvido substituindo a equação 1.8 na equação 1.5. Neste caso deve ter-se o cuidado de se desprezar o termo adicional já que  $\exp(V/mU_T) \gg 1$ . Deste modo, a corrente eléctrica,  $I$  que circula através do circuito externo ao dispositivo pode ser reescrita da seguinte forma:

$$I = I_{CC}^R \cdot \left[ 1 - \exp \left( \frac{V - V_{ca}^R}{m U_T^R} \right) \right] \quad (1.9)$$

Entretanto, para todas as situações em que o circuito externo contenha uma carga com resistência eléctrica não nula ou de valor infinito, o valor da diferença de potencial  $V$  entre os terminais da célula estará compreendido entre 0 e  $V_{ca}$ . Nesta situação, a célula fotovoltaica deverá fornecer uma intensidade de corrente  $I$  que obedece à seguinte equação:

$$V = IR \quad (1.10)$$

A potência eléctrica ( $P$ ) de uma célula fotovoltaica é calculada através da seguinte expressão:

$$P = V \cdot I \quad (1.11)$$

A equação 1.11 pode ser reescrita de forma a se contemplar a curva característica *corrente - tensão* da célula fotovoltaica. Com efeito, atendendo a que  $I_L = I_{CC}$  é possível substituir a equação 1.5 na equação 1.10 de modo a se obter:

$$P = V \left\{ I_{CC} - I_g \cdot \left[ \exp\left(\frac{V}{m U_T}\right) - 1 \right] \right\} \quad (1.12)$$

A figura 1.30 corresponde à representação gráfica da equação 1.11, ou seja, da curva típica de potência de uma célula fotovoltaica.

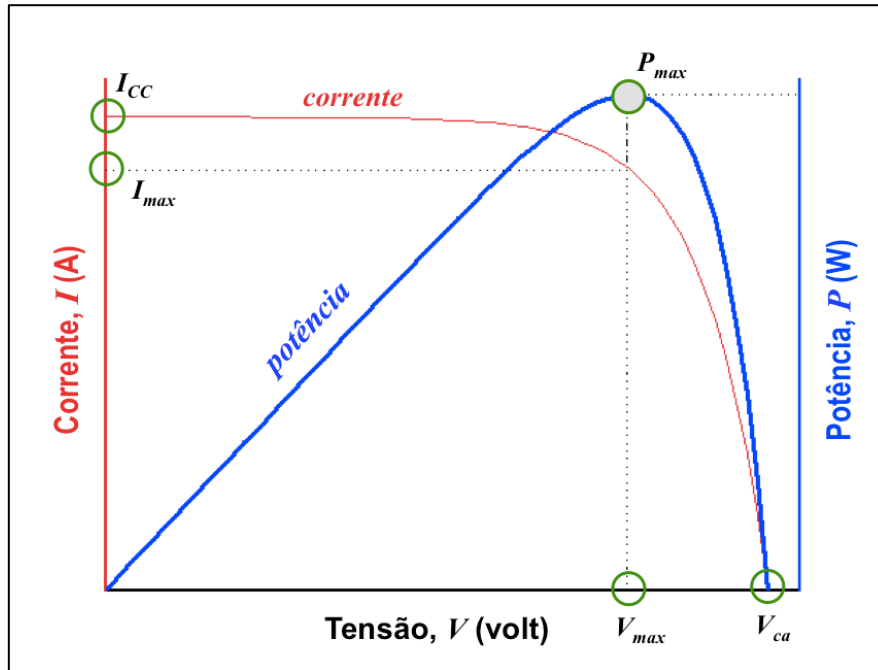


Fig. 1.30 – Representação gráfica da curva de *potência* para uma célula fotovoltaica de silício

A potência máxima  $P_{max}$  obtém-se quando  $(dP/dV = 0)$ . A solução desta derivada ocorre quando  $V = V_{max}$  onde a corrente assume o valor  $I_{max}$ . Deste modo, o ponto de potência máxima tem o valor  $P_{max} = V_{max} \times I_{max}$ .

Normalmente, após o processo de fabricação de células fotovoltaicas, o fabricante procede à execução de diversas tarefas que visam a caracterização de diversos parâmetros. Entre os parâmetros eléctricos mais relevantes, o fabricante fornece os valores da tensão de circuito aberto ( $V_{ca}$ ), da corrente de curto-circuito ( $I_{CC}$ ), da potência máxima ( $P_{max}$ ) e os valores da tensão máxima ( $V_{max}$ ) e corrente máxima ( $I_{max}$ ) que ocorrem no ponto de máxima potência. Estes parâmetros são obtidos para as condições de referência ( $STC$ ). O valor da intensidade de corrente máxima pode também ser obtido a partir da equação 1.9:

$$I_{max}^R = I_{CC}^R \cdot \left[ 1 - \exp\left(\frac{V_{max}^R - V_{ca}^R}{m U_T^R}\right) \right] \quad (1.13)$$

Por outro lado, manipulando algebricamente a equação 1.13 é possível calcular o factor de idealidade do díodo ( $m$ ) através da seguinte equação:

$$m = \frac{V_{\max}^R - V_{ca}^R}{U_T^R \cdot \ln\left(1 - \frac{I_{\max}^R}{I_{CC}^R}\right)} \quad (1.14)$$

Entretanto, os fabricantes fornecem ainda o valor referente a um parâmetro de desempenho que é designado por *factor de forma*,  $FF$  (do Inglês, *fill factor*). Este parâmetro é normalmente utilizado para descrever o “*grau de proximidade*” entre os valores  $V_{\max}$  e  $V_{ca}$  e também entre  $I_{\max}$  e  $I_{CC}$  (ver figura 1.31).

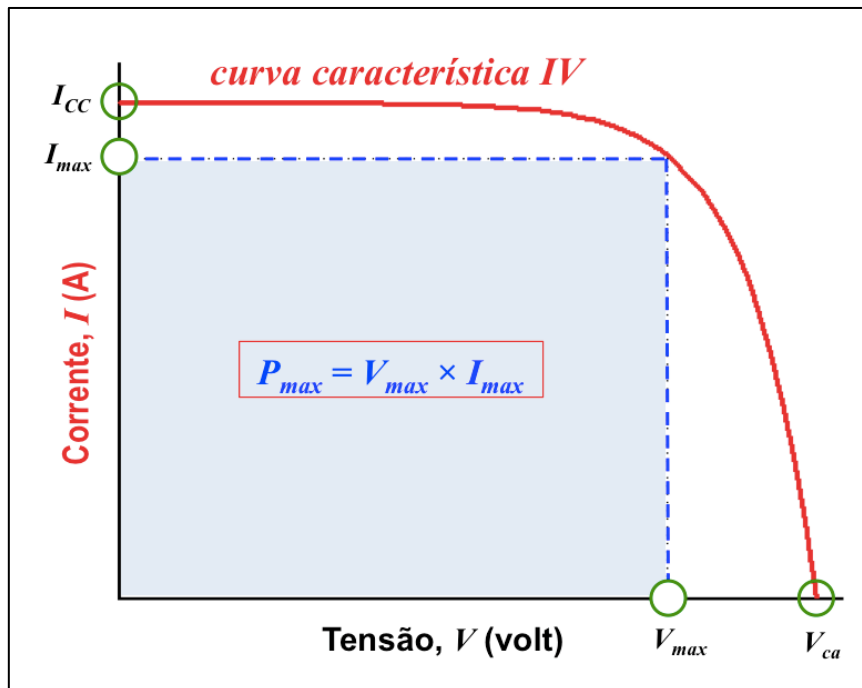


Fig. 1.31 – Representação esquemática do parâmetro de desempenho factor de forma. Note-se que a área do rectângulo definida por  $V_{\max}$  e  $I_{\max}$  preenche parcialmente a área da curva característica  $IV$

O factor de forma é calculado da seguinte maneira:

$$FF = \frac{V_{\max} I_{\max}}{V_{ca} I_{CC}} \Leftrightarrow V_{ca} I_{CC} \cdot FF = V_{\max} I_{\max} = P_{\max} \quad (1.15)$$

As células fotovoltaicas com elevado desempenho apresentam normalmente factores de forma compreendidos no intervalo entre 70% a 85%.

Acresce ainda referir que é também habitual os fabricantes de células fotovoltaicas fornecerem a designada *eficiência* (ou rendimento) da célula fotovoltaica. Nas condições *STC* a eficiência,  $\eta^R$  corresponde ao quociente entre a potência máxima,  $P_{max}$  e a potência da radiação incidente:

$$\eta^R = \frac{P_{max}^R}{A G^R} \quad (1.16)$$

onde  $A$  representa a área da superfície activa da célula. Para outras condições de funcionamento (isto é, temperatura e potência da radiação incidente diferentes das condições *STC*), a eficiência da célula é calculada da seguinte maneira:

$$\eta = \frac{P_{max}}{A G} \quad (1.17)$$

### 1.2.3.2. Curvas características IV: influência da temperatura e da radiação incidente

Em condições de operação, os fabricantes indicam que as células fotovoltaicas apresentam um comportamento que varia fundamentalmente com a temperatura ou com radiação da luz incidente. Relativamente ao efeito da temperatura, os fabricantes anunciam:

- A tensão de circuito aberto decresce com o aumento da temperatura;
- A potência máxima aumenta com a diminuição da temperatura;
- A corrente de curto-circuito varia muito pouco com a temperatura, sendo esta variação habitualmente desprezada.

Relativamente à acção da radiação incidente, os fabricantes anunciam:

- A tensão de circuito aberto pouco varia com a radiação incidente, sendo no entanto esta variação mais significativa para valores mais baixos de radiação incidente;
- A potência máxima aumenta com o aumento da radiação incidente;
- A corrente de curto-circuito aumenta com o aumento da radiação incidente (varia aproximadamente de *modo linear* com a radiação incidente).

A validade do modelo simplificado que foi apresentado (díodo de junção *p-n*) pode ser testada, analisando o seu comportamento face às variações da temperatura e da radiação incidente. Neste sentido, é necessário que em primeiro lugar os parâmetros característicos da célula fotovoltaica ( $I_g$  e  $I_{CC}$ ) sejam avaliados para circunstâncias diferentes das condições *STC*.

À temperatura  $T$  (sendo  $T \neq T^R$ ) a corrente de fuga,  $I_g$  pode ser calculada através da seguinte expressão [3]:

$$I_g(T) = I_0^R \cdot \left(\frac{T}{T^R}\right)^3 \cdot \exp\left[\frac{E_g}{m'} \left(\frac{1}{U_T^R} - \frac{1}{U_T}\right)\right] \quad (1.18)$$

onde:

- $I_g$  – Corrente de fuga à temperatura  $T$ ;
- $T$  – Temperatura da célula (em grau Kelvin);
- $U_T, U_T^R$  – Potencial térmico à temperatura  $T$  e em condições *STC*, respectivamente;
- $E_g$  – Hiato (*band gap*) de energia (para o silício,  $E_g = 1,12 \text{ eV}$ );
- $m'$  – *factor de idealidade equivalente* ( $m' = m/N_s$ ) onde  $N_s$  é o número de células em série (sempre que se considere um painel fotovoltaico); para uma célula  $m' = m$ .

O segundo parâmetro característico da célula fotovoltaica, refere-se à corrente de curto-circuito  $I_{CC}$ . A sua variação com a radiação incidente pode ser determinada através da seguinte expressão [3]:

$$I_{CC} = I_{CC}^R \cdot \left(\frac{G}{G^R}\right) \quad (1.19)$$

### EXERCÍCIO 1.1

Considere-se a célula fotovoltaica de silício policristalino mostrada na figura 4.25. Através de testes experimentais, o fabricante forneceu e registou os seguintes valores medidos nas *condições de referência (STC)*:

- Corrente de curto-circuito  $I_{CC} = 5,55 \text{ A}$ ;
- Tensão de circuito aberto  $V_{ca} = 0,62 \text{ V}$ ;
- Corrente no ponto de potência máxima  $I_{max} = 4,94 \text{ A}$ ;
- Tensão no ponto de potência máxima  $V_{max} = 0,49 \text{ V}$ .

Nestas condições pretende-se calcular:

- (a) Os parâmetros característicos do diodo de junção *p-n* ( $m, I_g$  e  $I_{CC}$ );
- (b) As curvas características *IV* e *PV*.

**RESOLUÇÃO**

(a) Nas condições de referência, o potencial térmico tem o seguinte valor:

$$U_T^R = \frac{K T^R}{q} = \frac{1,38 \times 10^{-23} \cdot 298,16}{1,6 \times 10^{-19}} = 25,72 \times 10^{-3} \text{ V}$$

– O factor de idealidade do diodo,  $m$  é calculado através da equação 1.14:

$$m = \frac{V_{\max}^R - V_{ca}^R}{U_T^R \cdot \ln\left(1 - \frac{I_{\max}^R}{I_{CC}^R}\right)} \Leftrightarrow m = \frac{0,49 - 0,62}{25,72 \times 10^{-3} \cdot \ln\left(1 - \frac{4,94}{5,55}\right)} = 2,29$$

– A corrente de fuga do diodo  $I_g$  é calculada através da equação 1.7:

$$I_g = I_{CC}^R / \exp\left(\frac{V_{ca}^R}{m U_T^R}\right) \Leftrightarrow I_g = 5,55 / \exp\left(\frac{0,62}{2,29 \cdot 25,72 \times 10^{-3}}\right) = 0,148 \times 10^{-3} \text{ A}$$

(b) Para calcular a curva característica  $IV$  pode-se utilizar a equação 1.9:

$$I = I_{CC}^R \cdot \left[1 - \exp\left(\frac{V - V_{ca}^R}{m U_T^R}\right)\right] \Leftrightarrow I = 5,55 \cdot \left[1 - \exp\left(\frac{V - 0,62}{2,29 \cdot 25,72 \times 10^{-3}}\right)\right]$$

Por outro lado, a curva potência - tensão ( $PV$ ), obtém-se através da equação 1.12:

$$P = V \cdot \left\{ I_{CC}^R - I_g^R \cdot \left[ \exp\left(\frac{V}{m U_T^R}\right) - 1 \right] \right\} \Leftrightarrow$$

$$P = V \cdot \left\{ 5,55 - 0,148 \times 10^{-3} \cdot \left[ \exp\left(\frac{V}{2,29 \cdot 25,72 \times 10^{-3}}\right) - 1 \right] \right\}$$

Os resultados obtidos (para as condições  $STC$ ) estão graficamente representados na figura 1.32.



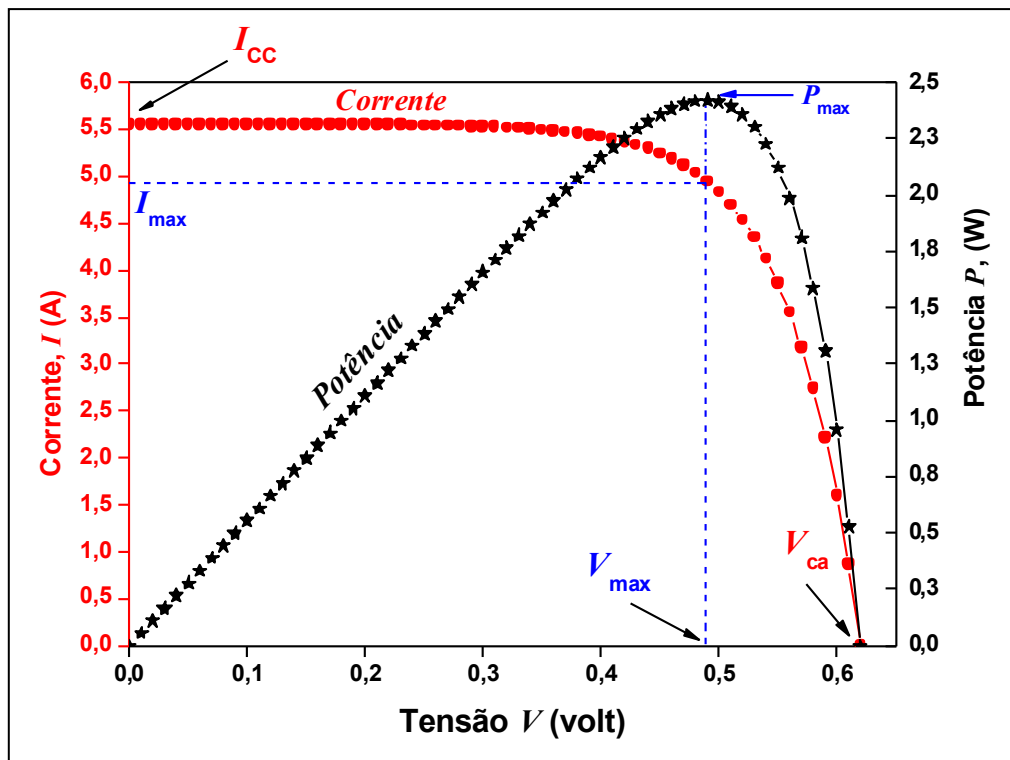


Fig. 1.32 – Representação gráfica das curvas  $IV$  e  $PV$  da célula de silício policristalino, em condições  $STC$

### EXERCÍCIO 1.2

Considere-se a célula fotovoltaica de silício policristalino considerada no exercício 1.1. Pretende-se traçar as curvas  $IV$  e  $PV$  em função das seguintes condições:

- (a) Temperatura da célula ( $-10, 25, 50$  e  $70$  °C), considerando a radiação incidente constante e igual à da radiação em condições  $STC$  ( $G^R = 1000$   $W/m^2$ );
- (b) Radiação incidente ( $1000, 800, 500$  e  $200$   $W/m^2$ ), considerando a temperatura constante e igual à da temperatura em condições  $STC$  ( $T^R = 25$  °C)

### RESOLUÇÃO

O potencial térmico varia com a temperatura e, nas hipóteses admitidas para o modelo de um diodo de junção  $p-n$ , a corrente de fuga  $I_g$  varia com a temperatura. Admitiu-se também que a corrente de *curto-circuito* é invariante com a temperatura. Para uma temperatura  $T \neq T^R$  (por exemplo  $T = 70$  °C) o potencial térmico tem o seguinte valor:

$$U_T^{(T=70^\circ C)} = \frac{K T}{q} = \frac{1,38 \times 10^{-23} \cdot 343,15}{1,6 \times 10^{-19}} = 29,6 \times 10^{-3} \text{ V}$$

O factor de idealidade equivalente do diodo é  $m' = m = 2,29$ , já que se trata apenas de uma célula. A corrente de fuga  $I_g$  é obtida através da equação 1.18:

$$I_g(T) = I_0^R \cdot \left(\frac{T}{T^R}\right)^3 \cdot \exp\left[\frac{E_g}{m' \cdot U_T} \left(\frac{1}{U_T^R} - \frac{1}{U_T}\right)\right] \Leftrightarrow$$

$$I_g(T) = 0,148 \times 10^{-3} \cdot \left(\frac{T}{298,16}\right)^3 \cdot \exp\left[\frac{1,12}{2,29} \left(\frac{1}{25,72 \times 10^{-3}} - \frac{1}{U_T(T)}\right)\right]$$

(a) Para radiação incidente constante ( $G^R = 1000 \text{ W/m}^2$ ) e temperatura variável, a curva característica  $IV$  calcula-se através da equação:

$$I = I_{CC}^R - I_g(T) \cdot \left[\exp\left(\frac{V}{m \cdot U_T}\right) - 1\right] \Leftrightarrow I = 5,55 - I_g(T) \cdot \left[\exp\left(\frac{V}{2,29 \cdot U_T}\right) - 1\right]$$

Por outro lado, a característica  $PV$ , obtém-se através da equação:

$$P = V \cdot I \Leftrightarrow P = V \cdot \left\{ 5,55 - I_g(T) \cdot \left[\exp\left(\frac{V}{2,29 \cdot U_T}\right) - 1\right] \right\}$$

Os resultados obtidos da simulação relativamente à influência da temperatura nas curvas  $IV$  e  $PV$  estão representados, na figura 1.33.

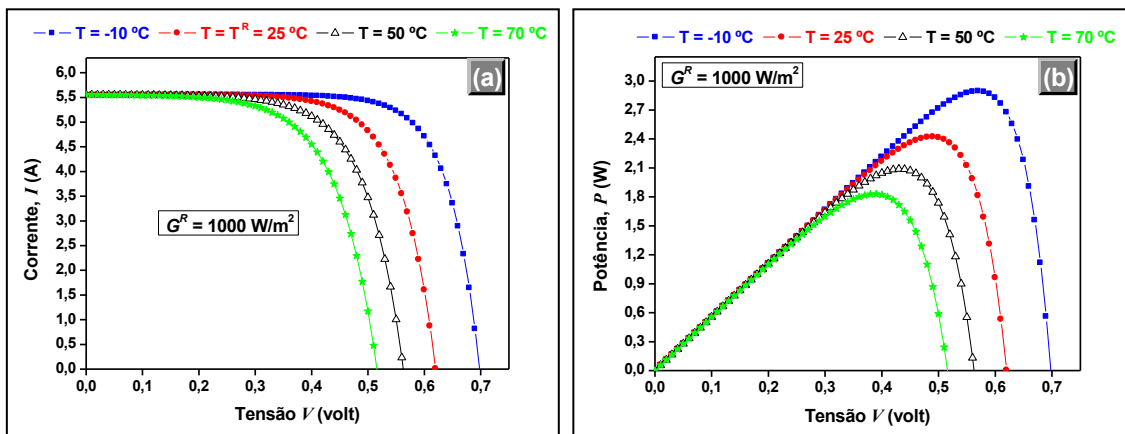


Fig. 1.33 – Representação gráfica do efeito da variação da temperatura nas curvas características (a) corrente – tensão e (b) potência – tensão

Analisando a figura 1.33 (a) e (b), verifica-se a ocorrência de uma acentuada dependência da tensão de circuito aberto e da potência máxima com a temperatura. Observa-se que os valores da tensão de circuito aberto assim como da potência máxima decrescem com o aumento da

temperatura. Esta situação representa um aspecto muito importante quando se dimensionam sistemas fotovoltaicos com ligação à rede eléctrica de distribuição.

(b) Para temperatura constante ( $T^R = 25\text{ }^\circ\text{C}$ ) e intensidade da radiação da luz incidente variável, a curva característica  $IV$  calcula-se através da seguinte equação:

$$I = I_{CC}^R \cdot \left( \frac{G}{G^R} \right) - I_g \cdot \left[ \exp \left( \frac{V}{m \cdot U_T^R} \right) - 1 \right] \Leftrightarrow$$

$$I = 5,55 \cdot \left( \frac{G}{1000} \right) - 0,148 \times 10^{-3} \cdot \left[ \exp \left( \frac{V}{2,29 \cdot 25,72 \times 10^{-3}} \right) - 1 \right]$$

Por outro lado, a curva  $PV$ , obtém-se através da seguinte equação:

$$P = V \cdot I \Leftrightarrow P = V \cdot \left[ 5,55 \cdot \left( \frac{G}{1000} \right) - 0,148 \times 10^{-3} \cdot \left[ \exp \left( \frac{V}{2,29 \cdot 25,72 \times 10^{-3}} \right) - 1 \right] \right]$$

Os resultados obtidos da simulação relativamente à influência intensidade da radiação da luz incidente nas curvas  $IV$  e  $PV$  estão representados, na figura 1.34.

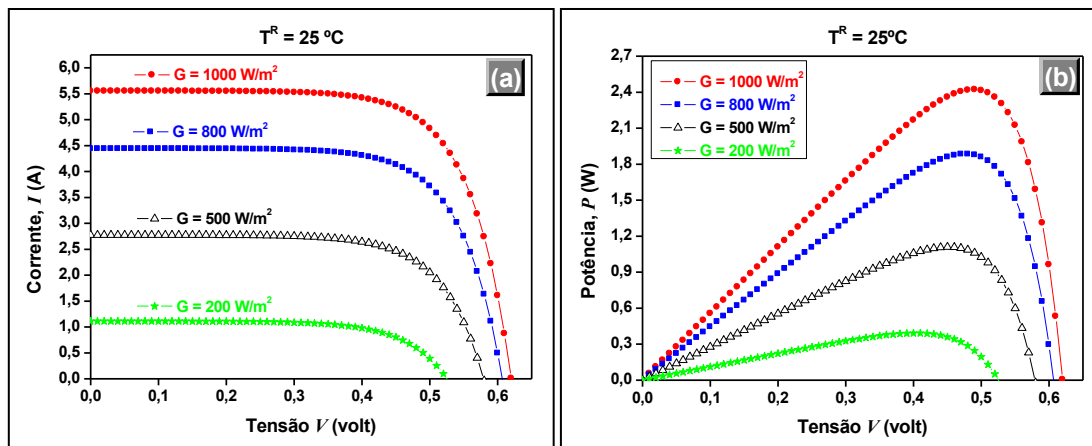


Fig. 1.34 – Representação gráfica do efeito da variação da radiação da luz incidente nas curvas características (a) corrente – tensão e (b) potência – tensão

Analisando a figura 1.34 (a) e (b), verifica-se a ocorrência de uma acentuada dependência da corrente de *curto-circuito* e da *potência máxima* com a intensidade da luz incidente. Com efeito, pode ser observado que os valores da corrente de *curto-circuito* assim como os da *potência máxima* aumentam com o aumento da intensidade da luz.

No que concerne à influência da intensidade da luz incidente no comportamento da tensão de *circuito aberto*, verifica-se que os valores referentes a este parâmetro eléctrico não sofrem grandes variações (mantêm-se aproximadamente constantes) quando a célula fotovoltaica é sujeita à acção de radiação, com elevada intensidade (ver na figura 1.35).

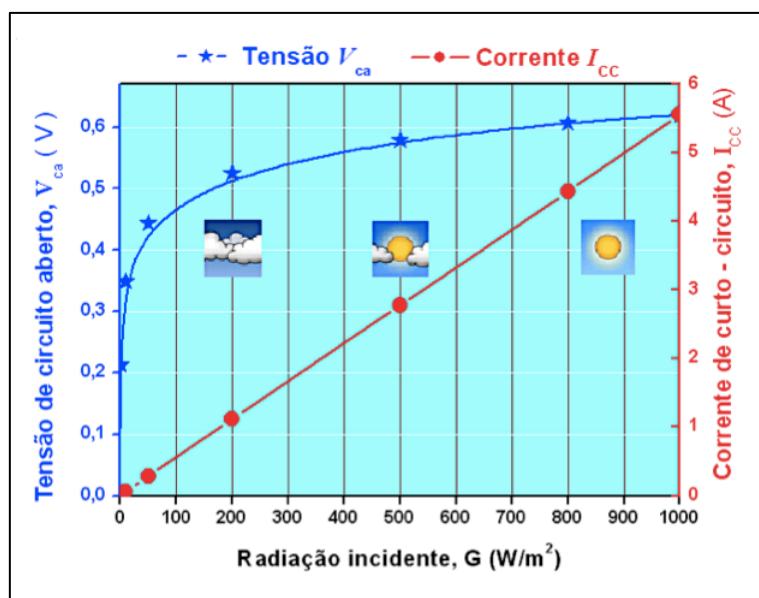


Fig. 1.35 – Representação gráfica da variação da tensão de *circuito aberto* e da corrente de *curto-circuito* com radiação incidente ( $T = T^R$ )

Observando a figura 1.35, verifica-se que somente quando a intensidade da luz incidente atinge um valor inferior a  $200 W/m^2$ , a tensão de *circuito aberto* sofre um decréscimo bastante significativo.

## Referências

- [1] A. F. Nogueira, “Células solares de Gratzel com electrólito polimérico” Tese de Doutoramento, UNICAMP, Campinas, São Paulo, 2001.
- [2] [http://www.q-cells.com/english/products/solar\\_cells.html#3364](http://www.q-cells.com/english/products/solar_cells.html#3364)
- [3] R. M. G. Castro, “Introdução à energia fotovoltaica”, Instituto Superior Técnico, Portugal, Maio de 2007, 2ª ed.