# FABRICAÇÃO E ESTUDO DE CÉLULA SOLAR DE BARREIRA SCHOTTKY

Antonio de Campos Sachs

Orientador: Prof. Dr. Navin B. Patel

*Tese apresentada ao Instituto de Física "Gleb Wataghin", Universidade Estadual de Campinas, para a obtenção do título de mestre em Física.*

Abril de 1978

**Agradecimentos**

Ao Prof. Navin B. Patel pela orientação segura e indispensável.

Ao Prof. Frederico Dias Nunes por auxiliar o Prof. Patel na orientação e pelo apoio e incentivo durante todo o trabalho.

Ao Prof. Nicolas Winogradoff e a todos os meus colegas pelas sugestões, comentários e valiosas discussões.

Ao colega Antonio Carlos Bordeaux pela ajuda fundamental durante o trabalho.

Ao amigo Paulo Cesar Silva pelos excelentes trabalhos de evaporação.

Ao Lino (técnico) e ao Prof. Sérgio Bilac pelos crescimentos epitaxiais.

A todos os técnicos e funcionários do grupo de dispositivos de semicondutores que de alguma forma prestaram sua colaboração.

À Rosa pelo trabalho de datilografia.

À FAPESP e à TELEBRÁS pelo suporte financeiro.

Índice


Capítulo I - Introdução . . . . . 1

Capítulo II - A Célula Solar . . . . . 3

II.1 - Características Gerais . . . . . 3

II.2 - Junção p-n . . . . . 4

II.3 - Barreira Schottky . . . . . 6

II.4 - Características Gerais da Berreira Schottky . . . . . 7

II.5 - Características Óticas . . . . . 9

II.6 - Características Elétricas . . . . . 11

Capítulo III - Fatores que limitam a Eficiência de uma Célula Solar . . . . . 20

III.1 - Perdas por Reflexão . . . . . 20

III.2 - Absorção Parcial do Espectro . . . . . 23

III.3 - Utilização Incompleta da Energia do Foton . . . . . 23

III.4 - Coleção Incompleta de Portadores . . . . . 25

III.5 - Fator Voltagem . . . . . 28

III.6 - Fator de Curva . . . . . 30

III.7 - Resistência Série . . . . . 32

III.8 - Cálculo do Rendimento . . . . . 38

Capítulo IV - Construção e Resultados . . . . . 40

IV.1 - Construção . . . . . 40

IV.2 - Característica Corrente-tensão . . . . . 48

IV.3 - Resposta Espectral . . . . . 52

IV.4 - Tempo de Resposta . . . . . 54

Capítulo V - Conclusão . . . . . 56

# I - Introdução

O homem tem utilizado energia solar desde o início de sua existência. O próprio alimento, direta ou indiretamente, tem origem na fotossíntese, através da qual a energia solar é armazenada nos vegetais. Quando utilizamos energia dos ventos, não percebemos que estes têm sua origem na diferença de temperature entre massas de ar, e que portanto, a energia é de origem solar. O petróleo teve sua origem em substâncias orgânicas de animais ou vegetais que no passado também utilizaram energia solar na sua formação. Até mesmo a energia gerada em usinas hidroelétricas vem de quedas d'água,que só existem porque o sol se encarrega de evaporar a água dos mares e levá-la até regiões mais altas, possibilitando assim a formação e manutenção dos rios.

A grande maioria das máquinas e utensílios utilizados atualmente, funcionam com energia gerada em usinas hidro ou termoelétricos. Com isto, a energia elétrica tornou-se bastante difundida e versátil.

A transformação direta de energia solar em energia elétrica já é possível, mas o custo é muito elevado. Isto restringe o seu uso a casos como naves espaciais, estações repetidoras de rádio colocados em lugares de difícil acesso, bóias de telemetria colocadas no mar, e outros, onde é difícil a produção de energia elétrica por outros métodos.

O dispositivo que permite tal transformação direta é chamado célula solar, e foi desenvolvido com eficiência relativamente alta, em 1954 por Chapin, Fuller e Pearson[1] nos Estados Unidos. Seu funcionamento baseava-se numa junção p-n feita em silício.

Neste trabalho faremos um estudo sobre o funcionamento de um determinado tipo de célula solar denominado célula solar de bar

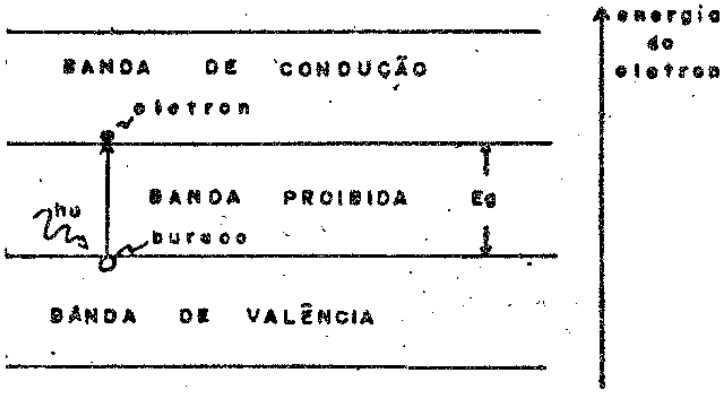
reira Schottky (baseada na junção de um metal com um semicondutor). Apresentaremos também os detalhes de fabricação e analíses das células por nós fabricadas, bem como viabilidade de produção de foto-detetores baseados no mesmo princípio. Neste último caso poderão ser usados para retransmissão e demodulação em sistemas de comunicação por lasers de semicondutor.

# II - A Célula Solar

## II.1 - Características Gerais

Para entender o funcionamento de uma célula solar, precisamos ter alguma noção sobre os semicondutores.

Nos semicondutores, os eletrons não podem ter qualquer energia. Existem bandas de energia permitidas e bandas proibidas (fig. II.1.1). Os elétrons mais ligados têm energias menores e preenchem as bandas de baixa energia. Os elétrons de maior energia estão colocados

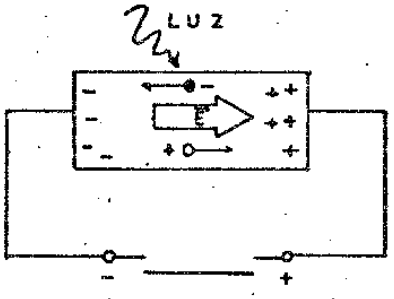



( FIG. II.1 )

na banda de valência. Estes poderão passar para a banda seguinte (banda de condução) se receberem energia maior ou igual à largura da banda proibida ($E_g$). Os elétrons da banda de condução são livres e podem se mover livremente dentro do semicondutor. Cada elétron libertado, deixa o seu átomo com carga positiva e uma vaga que pode ser ocupada por outro elétron. Quando isto ocorre com um elétron vindo de um átomo vizinho, a vaga se desloca de um átomo para outro e podemos pensar nesta vaga, se deslocando pelo semicondutor, como uma partícula de carga positiva que chamamos buraco.

Um par elétron-buraco pode ser gerado no processo de absorção de luz se a energia do foton (hν) for maior ou igual a $E_g$. A energia luminosa transferida para um elétron da banda de valência, o leva para a banda de condução.

Os pares gerados podem se recombinar reemitindo a luz absorvida; mas, como elétrons e buracos têm cargas opostas, um campo elétrico pode separá-los impedindo a recombinação. Esta separação de cargas faz com que apareça uma diferença de potencial no material que pode ser aproveitada (fig.II.1.2). Tal efeito é conhecido como efeito fotoelétrico.




( FIG. II.2 )

## II.2 - Junção p-n

O campo elétrico responsável pela separação das cargas no efeito fotoelétrico pode ser obtido através de uma junção p-n. Para entendermos como é obtido este campo, aprofundemo-nos um pouco mais no estudo dos semicondutores.

O número de estados de energia permitidos perto do fundo da banda de condução ($N_c$) ou do topo da banda de valência ($N_v$) é proporcional à raiz quadrada da energia. (fig.II.2.1b)

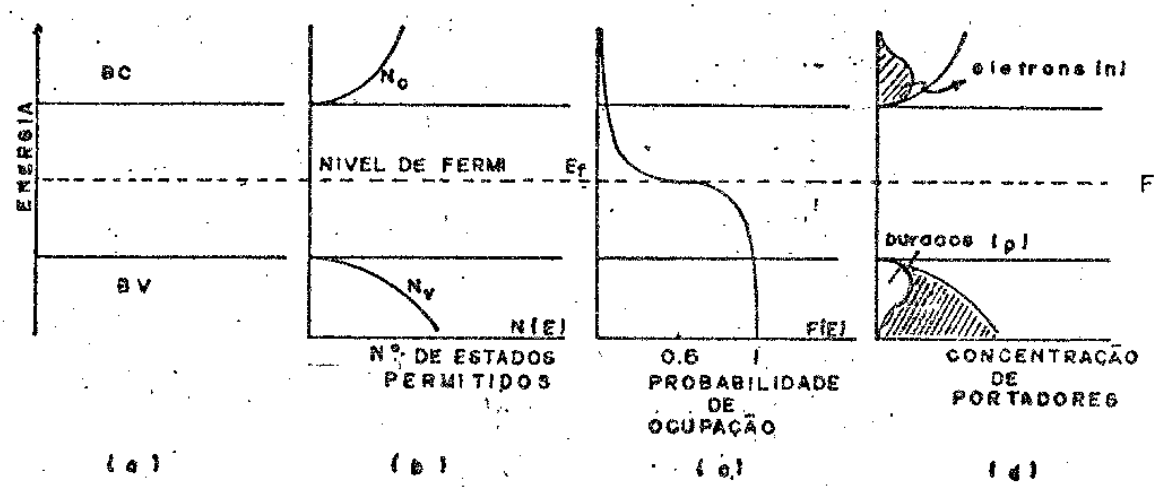



FIG. II2.1

O número de elétrons na banda de condução (n) será o produto do número de estados ($N_c$) pela probabilidade de ocupação F(E) dada pela função distribuição de Fermi-Dirac (eq. II.2.1)

$$F(E) = \frac{1}{1+\exp\frac{E-E_F}{KT}} \qquad \text{(eq. II.2.1)}$$

O nível de energia $E = E_F$, que corresponde à probabilidade de ocupação igual a 1/2, é chamado de nível de Fermi (fig. II.2.1c).

Quando substituimos alguns átomos do material, por impurezas que possuem um ou mais elétrons de ligação a mais que os átomos do cristal, aparecem níveis de energia (níveis de impureza) dentro da banda proibida próximos da banda de condução, que constituem novos estados de energia permitidos para elétrons. Por estarem estes níveis próximos da banda de condução, é preciso pouca energia para que elétrons sejam promovidos para a banda de condução. Isto faz com que a probabilidade de ocupação dos estados na banda de condução aumente, aumentando consequentemente, o nível de Fermi. Tais impurezas são chamadas doadoras por doarem elétrons à banda de condução.

Os elétrons da banda de condução podem, então, ter vindo da banda de valência, onde deixaram um buraco, ou ter vindo de um nível de impureza sem a criação de um buraco, mas sim deixando um átomo de impureza, ionizado positivamente, que se distingue de um buraco, por não poder caminhar livremente pelo material (carga positiva localizada ou impureza doadora ionizada). Por isso o número de elétrons é maior que o de lacunas, fazendo com que a condução do material, seja predominantemente através de elétrons que são portadores negativos. Neste caso o material é dito tipo-n.

Se a impureza tiver um elétron de ligação a menos que

o átomo que substitue no cristal, será chamada aceitadora e terá energia perto da banda de valência, com isto, facilmente um elétron pode saltar para um nível aceitador, criando, na banda de valência, um buraco. Neste caso, o número de lacunas será maior que o de elétrons, e, portanto, a condução será, predominantemente, através de portadores positivos. O material é, então, dito tipo-p, e terá o nível de Fermi mais próximo da banda de valência.

Quando juntamos um semicondutor tipo-n com um semicondutor tipo-p, formando um único cristal, elétrons do lado n difundem para o lado p e lacunas do lado p difundem para o lado n até que o equilíbrio termodinâmico seja atingido. Nesta situação teremos os níveis de Fermi igualados e na junção um campo elétrico que impede a difusão de novos portadores (fig. II.2.2). A deflexão das bandas na região da junção representa a barreira de potencial ali existente. Um par elétron-buraco gerado na junção será separado pelo campo elétrico, sendo o elétron atirado para o lado n e o buraco para o lado p.

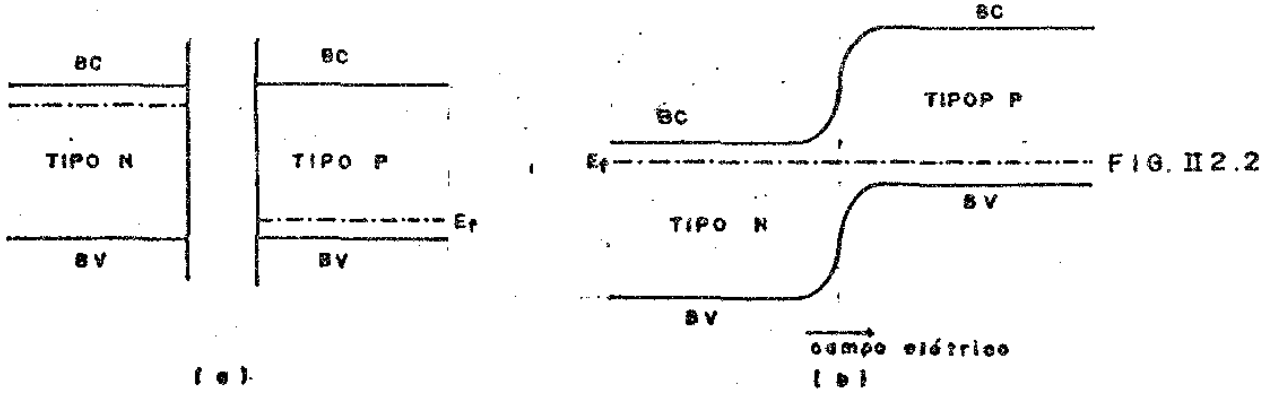



FIG. II2.2

## II.3. Barreira Schottky

Assim como numa junção p-n, na junção de um metal com um semicondutor, os níveis de Fermi precisam coincidir no equilíbrio térmico. Se o semicondutor tiver nível de Fermi acima do nível de Fermi do metal, elétrons passarão do semicondutor para o metal, a fim de igualar os níveis. (fig. II.3.1)

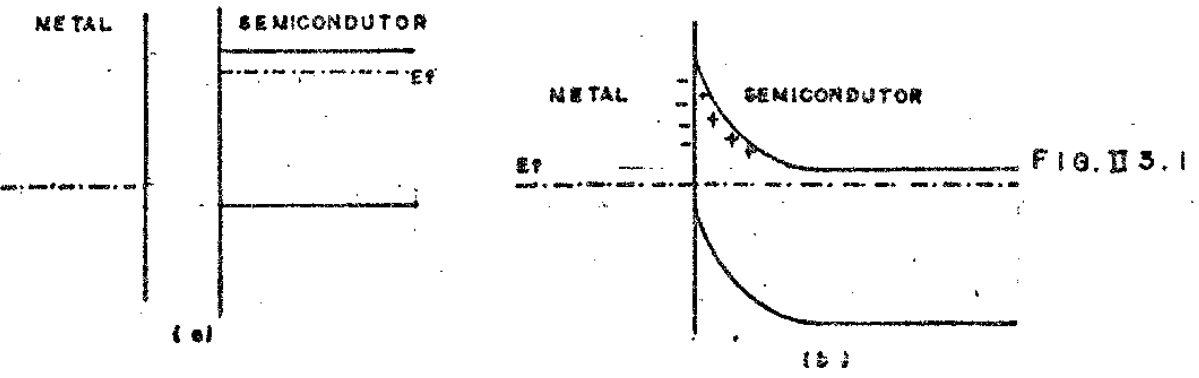



FIG. II 3.1

Do lado do metal praticamente não há mudança na densidade de elétrons pois esta é muito grande, mas do lado do semicondutor aparece uma distribuição espacial de cargas positivas devido à queda de densidade de elétrons.

A barreira de potencial que aparece devido à essa distribuição espacial de carga é conhecida como Barreira Schottky por ter sido analisada segundo este modelo por Walter Schottky[2] em 1938.

## II.4. Características gerais da barreira Schottky[3]

Considerando-se que a carga espacial positiva do lado do semicondutor esteja distribuida uniformemente (aproximação de uma junção abrupta), com densidade igual à densidade de impurezas doadoras ($\rho = q\ N_D$) até uma distância w da superfície de contacto (fig. II.4.1a), podemos facilmente calcular a forma da barreira de potencial.

O campo elétrico E(x) (fig. II.4.1b) é obtido pela integração da densidade de carga (fig. II.4.1a):

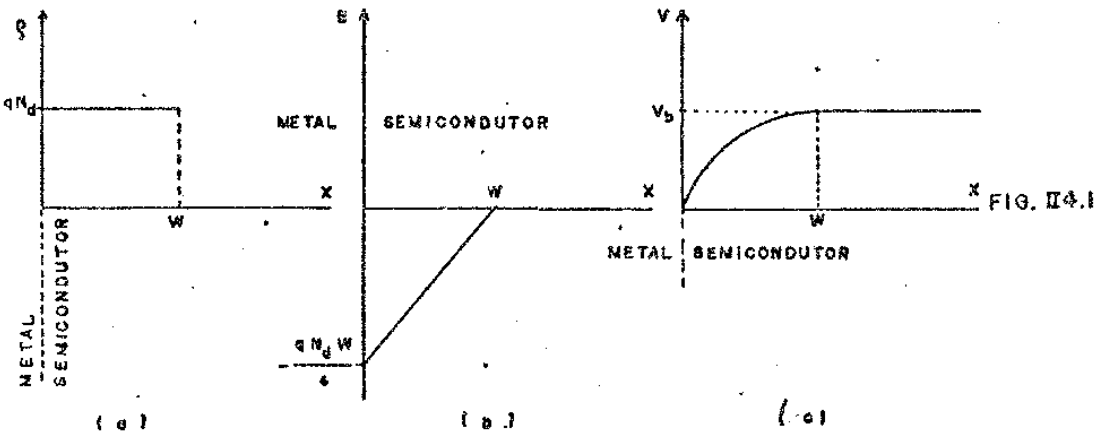



FIG. II4.1

$$E(x) = \int \frac{\rho(x)}{\varepsilon}\, dx = \frac{q\, N_D}{\varepsilon}(x-w) \qquad \text{(eq. II.4.1)}$$

onde $\varepsilon$ é a permissividade elétrica do semicondutor e $\rho(w) = 0$ foi usado como condição de contorno em $x = w$.

O potencial da barreira $V(x)$ (fig. II.4.1c) é obtido pela integração do campo elétrico:

$$V(x) = -\int E(x)dx = \frac{q\, N_D}{\varepsilon}\left(wx - \frac{x^2}{2}\right) \qquad \text{(eq. II.4.2)}$$

onde fizemos a constante de integração igual a zero para adotar $x = 0$ como origem do potencial.

A altura da barreira será dada pelo potencial $V_b$ em $x = w$.

$$V_b = \frac{q\, N_D\, w^2}{2\varepsilon} \qquad \text{(eq. II.4.3)}$$

A largura da barreira em função da altura $V_b$ e da concentração de impurezas é dada por:

$$w = \sqrt{\frac{2\varepsilon V_b}{q\ N_D}} \qquad \text{(eq. II.4.4)}$$

Quando o material está a uma temperatura T, os elétrons têm energia kT/q a mais, em média, e por isto veem a altura da barreira diminuida deste valor. Quando o dispositivo é polarizado diretamente* com um potencial V, a barreira será diminuida deste valor. Assim, a largura da barreira será dada por:

$$w = \sqrt{\frac{2\varepsilon(V_b - V - kT/q)}{q\ N_D}} \qquad \text{(eq. II.4.5)}$$

A carga por unidade de área na região de junção será a densidade de carga multiplicada pela largura da barreira

$$Q = q\ N_D w = \sqrt{2q\ N_D \varepsilon (V_b - V - kT/q)} \qquad \text{(eq. II.4.6)}$$

A capacidade de junção será dada por:

$$C = \frac{\partial Q}{\partial V} = \sqrt{\frac{q\ N_D \varepsilon}{2(V_b - V - kT/q)}} = \frac{\varepsilon}{w} \qquad \text{(eq. II.4.7)}$$

## II.5. Características óticas [4,5,6,7,8,9,10]

Numa célula solar de barreira Schottky, a luz deve atravessar uma camada metálica para atingir a junção. Ocorrerão reflexões múltiplas dentro do filme metálico resultando uma porcentagem de

---

* No nosso caso, considerando o nível de Fermi do semicondutor acima do nível de Fermi do metal, a polarização direta é feita colocando-se o positivo do lado do metal e o negativo do lado do semicondutor.

energia que volta para o meio de onde veio (R), uma porcentagem absorvida no filme metálico (A) e outra transmitida para dentro do semicondutor (T). (fig. II.5.1)

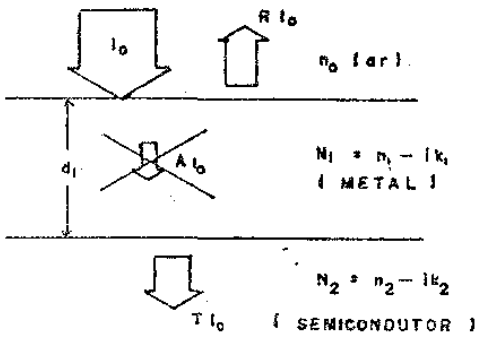



FIG. II5.1

Desta forma, R + T + A = 1.

Estas porcentagens podem ser encontradas no "American Institute of Physics Handbook"[10], e indicações de sua dedução são apresentados no apêndice A.

$$R = \frac{a_1 e^{\sigma} + a_2 e^{-\sigma} + a_3 \cos\delta + a_4 \operatorname{sen}\delta}{b_1 e^{\sigma} + b_2 e^{-\sigma} + b_3 \cos\delta + b_4 \operatorname{sen}\delta} \qquad \text{(eq. II.5.1)}$$

$$T = \frac{16\, n_o n_2 (n_1^2 + k_1^2)}{b_1 e^{\sigma} + b_2 e^{-\sigma} + b_3 \cos\delta + b_4 \operatorname{sen}\delta} \qquad \text{(eq. II.5.2)}$$

$$A = 1 - R - T \qquad \text{(eq. II.5.3)}$$

onde:

$$a_1 = |(n_o - n_1)^2 + k_1^2|\,|(n_1 + n_2)^2 + (k_1 + k_2)^2|$$

$$a_2 = |(n_o + n_1)^2 + k_1^2|\,|(n_1 - n_2)^2 + (k_1 + k_2)^2|$$

$$a_3 = 2\{|n_o^2 - (n_1^2 + k_1^2)|\,|(n_1^2 + k_1^2) - (n_2^2 + k_2^2)| + 4 n_o k_1 (n_1 k_2 - n_2 k_1)\}$$

$$a_4 = 4\{|n_o^2 - (n_1^2 + k_1^2)|\,|(n_1 k_2 - n_2 k_1) - n_o k_1|\,|(n_1^2 + k_1^2) - (n_2^2 + k_2^2)|\}$$

$$b_1 = |(n_o + n_1)^2 + k_1^2|\,|(n_1 + n_2)^2 + (k_1 + k_2)^2|$$

$$b_2 = |(n_o - n_1)^2 + k_1^2|\,|(n_1 - n_2)^2 + (k_1 - k_2)^2|$$

$$b_3 = 2\{|n_o^2 - (n_1^2 + k_1^2)|\,|(n_1^2 + k_1^2) - (n_2^2 + k_2^2)| - 4 n_o k_1 (n_1 k_2 - n_2 k_1)\}$$

$$b_4 = 4\{|n_o^2-(n_1^2+k_1^2)|(n_1k_2-n_2k_1)+n_ok_1|(n_1^2+k_1^2)-(n_2^2+k_2^2)|\}$$

$$\sigma = 4\pi k_1 d_1/\lambda_o$$

$$\delta = 4\pi n_1 d_1/\lambda_o \qquad (\lambda_o = \text{comprimento de onda no vácuo})$$

Obs.: Estas fórmulas foram deduzidas considerando-se incidência normal.

## II.6. Características Elétricas

Veremos agora, um modo[20] de chegar à característica corrente-tensão da célula. A finalidade é entender as idéias físicas envolvidas no processo de conversão de energia solar em energia elétrica.

Consideremos uma célula solar de barreira Schottky esquematizada na figura II.6.1a.

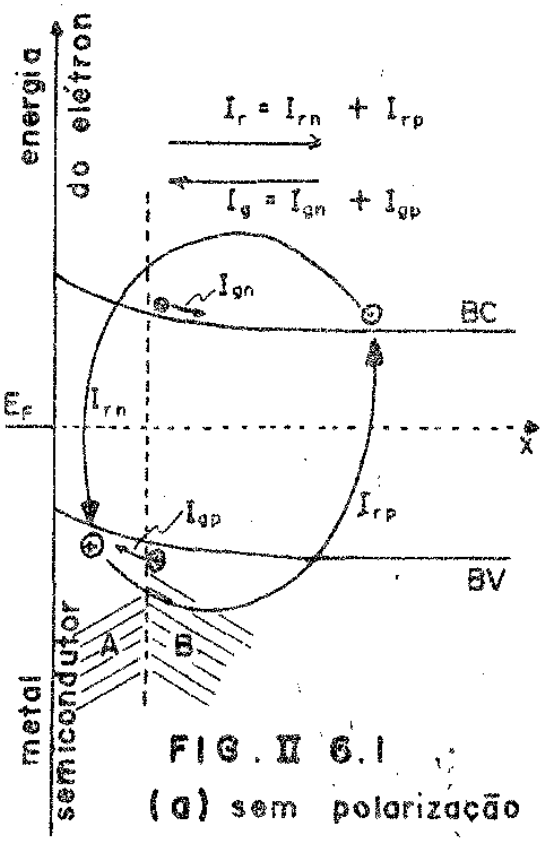



FIG. II 6.1
(a) sem polarização

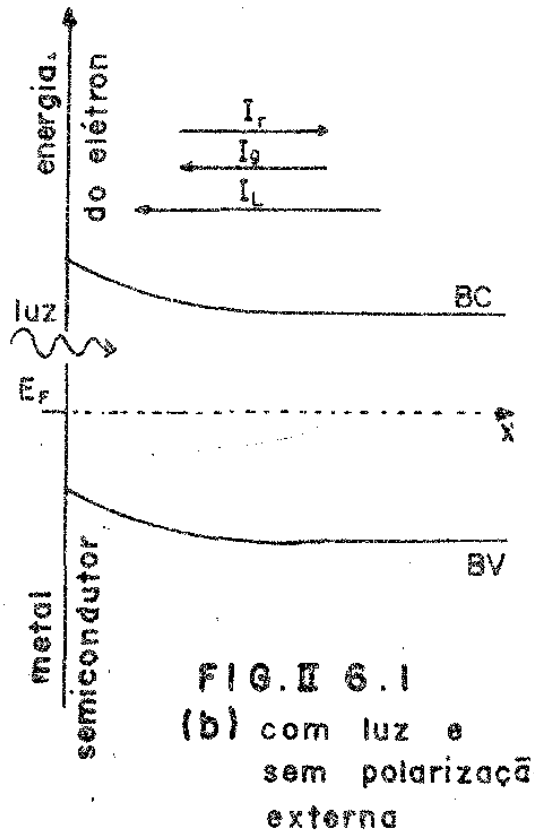



FIG. II 6.1
(b) com luz e sem polarização externa

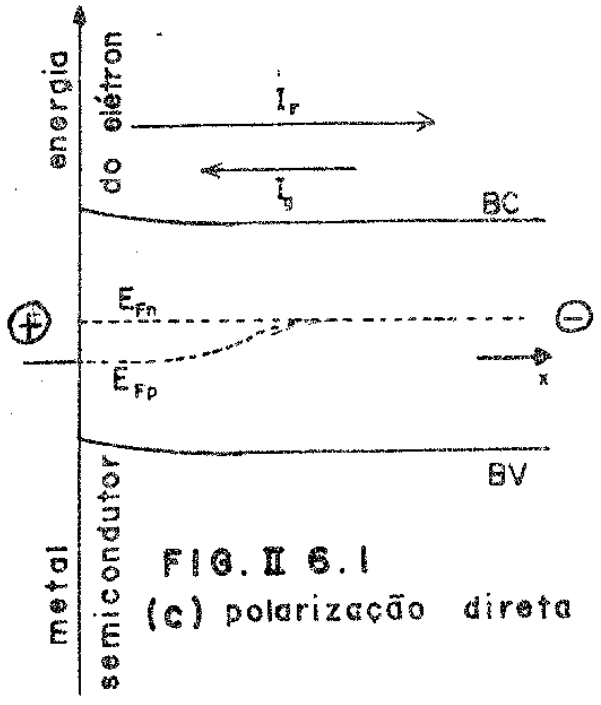



FIG. II 6.1
(c) polarização direta

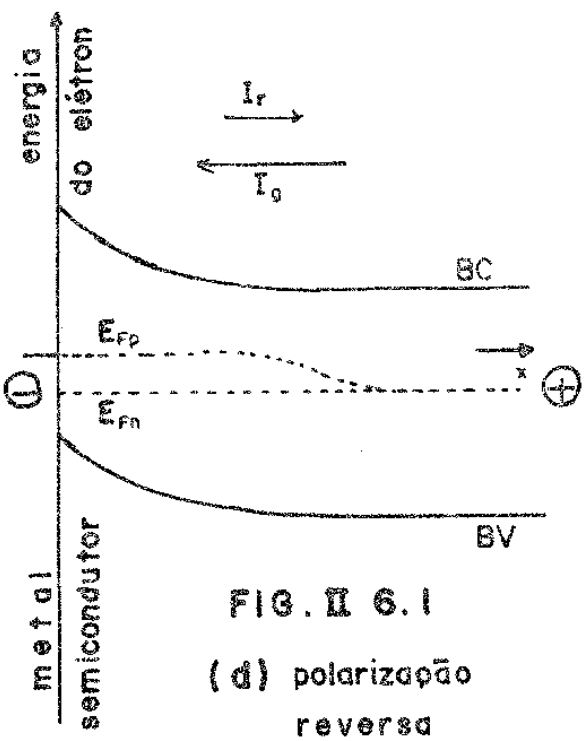



FIG. II 6.1
(d) polarização reversa

Na região A, há mais buracos na banda de valência que elétrons na banda de condução, e na região B se dá o oposto, há mais elétrons que buracos. As correntes envolvidas, podem ser separadas em duas espécies: $I_g$ constituída por elétrons ($I_{gn}$) ou buracos - ($I_{gp}$) caminhando sob a ação do campo elétrico existente na junção; e $I_r$ constituida por elétrons ($I_{rn}$) ou buracos ($I_{rp}$) que vencem a barreira de potencial a fim de chegar a uma região onde possa se recombinar, isto é, onde a probabilidade de recombinação é maior.

Na figura II.6.1, $I_g$ é para a esquerda e $I_r$ para a direita, portanto a corrente resultante será dada pela diferença entre as duas.

A polarização do dispositivo praticamente não influe - no valor de $I_g$ ($I_g$ pode variar, por exemplo, com a temperatura). Mas $I_r$, que depende fortemente da barreira de potencial que tem que transpor, irá aumentar quando a polarização for direta (fig. II.6.1c) e diminuir quando a polarização for reversa (fig. II.6.1d). Assim, com

polarização direta, a corrente resultante fluirá tanto mais facilmente quanto maior a tensão de polarização, pois a barreira será menor; e com polarização reversa a barreira é aumentada e a corrente resultante é pequena, dando a característica de retificador ao dispositivo.

Com o dispositivo polarizado diretamente (fig. II.6.1c), ou inversamente (fig. II.6.1d), o nível de Fermi não será mais constante, pois não haverá mais equilíbrio eletrostrático. Na região onde as bandas se encontram defletidas, o nível de Fermi será separado em dois níveis chamados "quase níveis" de Fermi. O "quase nível" $E_{Fn}$ se refere aos elétrons e o quase nível $E_{Fp}$ aos buracos. A separação entre os dois quase níveis será igual à tensão de polarização.

Se houver luz incidente, a corrente $I_g$ será acrescentada de uma corrente $I_L$, devido ao grande número de pares gerados, que caminham, arrastados pelo campo da junção, no mesmo sentido que $I_g$ (fig. II.6.1b).

Então, a corrente total pelo dispositivo, considerando-se como positivo o sentido da corrente que existe no escuro com polarização direta, é dada por:

$$I = I_r - I_g - I_L \qquad \text{(eq. II.6.1)}$$

Para calcularmos $I_r$, veremos, superficialmente, qual é a probabilidade de recombinação:

Já vimos, na seção II.2, que a probabilidade de ocupação, de um nível de energia E, por um elétron é dada pela função distribuição de Fermi-Dirac. (eq. II.2.1). Assim, as probabilidades de termos um estado ocupado na banda de condução (energia ≈ $E_c$) e um estado vazio na banda de valência (energia ≈ $E_v$) serão dadas, respectivamente, por:

$$F(E_c) = \exp \frac{E_{Fn}-E_c}{KT} \qquad \text{(eq. II.6.2)}$$

$$1-F(E_v) = \exp \frac{E_v-E_{Fp}}{KT} \qquad \text{(eq. II.6.3)}$$

onde usamos a distribuição de Boltzmann que é obtida facilmente da equação II.2.1, desprezando-se a parcela 1 do denominador por ser muito menor que a exponencial a que está somada, para os níveis de energia em questão. Também estamos supondo aqui, que o dispositivo tem alguma tensão de polarização, fazendo com que os níveis de Fermi para a banda de condução ($E_{Fn}$) seja diferente do nível de Fermi para a banda de valência ($E_{Fp}$).

A probabilidade de recombinação será proporcional ao produto do número de elétrons pelo número de buracos disponíveis. Estes números são obtidos multiplicando-se as equações II.6.2 e II.6.3 por $N_c$ e $N_v$, respectivamente, onde $N_c$ é a densidade de estados na banda de condução e $N_v$ é a densidade de estados na banda de valência.

Assim, podemos dizer que a probabilidade de recombinação $P_r$ é dada por:

$$P_r \alpha N_c N_v \exp \frac{E_v-E_c+E_{Fn}-E_{Fp}}{KT} \qquad \text{(eq. II.6.4)}$$

Observando agora que $E_{Fn}-E_{Fp} = qV$ (correspondente à tensão aplicada) e que $E_v-E_c = -E_g$ (largura do "gap"), temos:

$$P_r \alpha N_c N_v \exp \frac{qV-E_g}{KT} \qquad \text{(eq. II.6.5)}$$

No equilíbrio (V=0), a eq. II.6.5 nos fornece o produto:

$$np = n_i^2 = N_c N_v e^{-E_g/KT} \qquad \text{(eq. II.6.6)}$$

A corrente de recombinação será a integral, sobre todos os valores de x, da equação II.6.4. Isto porque para cada valor de x teremos diferentes diferenças entre os quase níveis.

A razão entre a corrente de recombinação ($I_r$) e a corrente de recombinação no equilíbrio ($I_{ro}$), será:

$$\frac{I_r}{I_{ro}} = e^{qV/KT} \qquad \text{(eq. II.6.7)}$$

Mas $I_{ro} = I_{go}$, portanto:

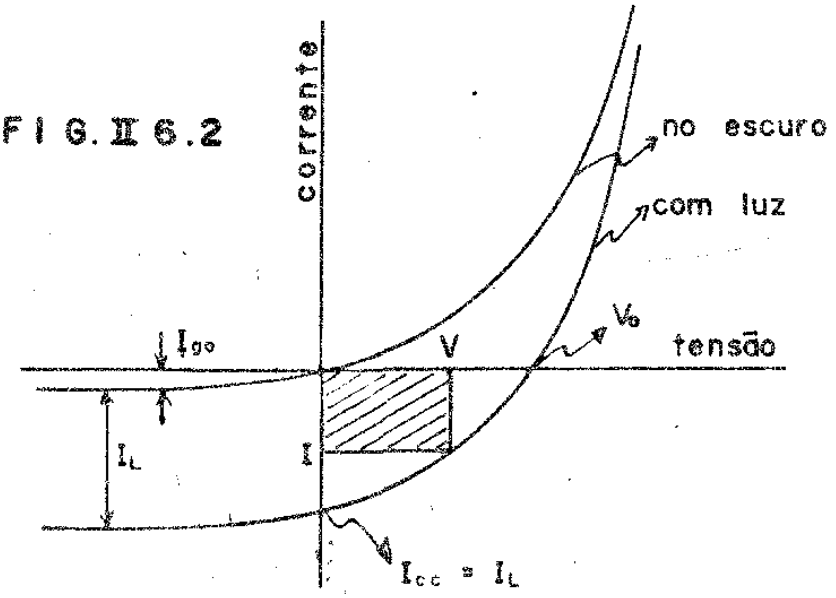
$$I_r = I_{go}\, e^{qV/KT} \qquad \text{(eq. II.6.8)}$$

Substituindo-se $I_r$ na eq. II.6.1 obtemos a corrente resultante:

$$I = I_{go}(e^{qV/KT} - 1) - I_L \qquad \text{(eq. II.6.9)}$$

O gráfico desta equação é apresentado na figura II.6-2

FIG. II 6.2



A equação II.6.9, nos sugere qual deve ser o circuito equivalente da célula, apresentado na fig. II.6.3, onde $I_L$ aparece representada por uma fonte de corrente e $I_D$ é a corrente de um diodo - polarizado diretamente. $I = I_D - I_L$ será a corrente resultante na carga.

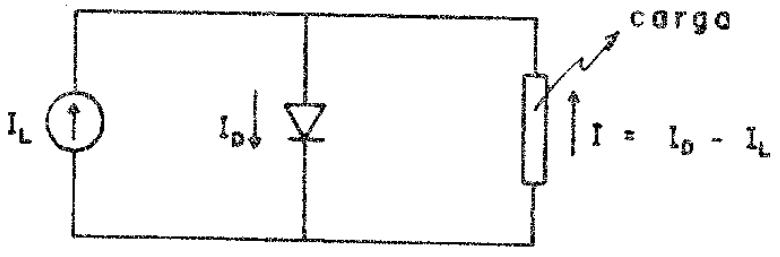



FIG. II 6.3

$$I_D = I_g(e^{qV/KT} - 1)$$

Para $I_L > I_D$, I será negativa. Portanto, ao aplicarmos uma tensão positiva poderemos obter uma corrente negativa, que implicará numa potência dissipada negativa, ou seja: a potência está sendo gerada e não dissipada.

A potência gerada será dada pela área achurada da figura II.6.2 e será máxima para uma determinada resistência de carga Rm.

Entretanto, a equação II.6.9, não tem concordado muito bem com as curvas experimentais, e por isso, é incluído um fator empírico A, multiplicado por KT. A equação será então substituida por:

$$I = I_{go}(e^{\frac{qV}{AKT}} - 1) - I_L \qquad \text{(eq. II.6.10)}$$

Assim, a tensão de circuito aberto ($V_o$) será obtida fazendo-se I = 0:

$$V_o = \frac{AKT}{q} \ln \left( \frac{I_L}{I_{go}} + 1 \right) \qquad \text{(eq. II.6.11)}$$

E a corrente de curto circuito será dada por:

$$I_{cc} = I_L \qquad \text{(eq. II.6.12)}$$

Podemos concluir, então, que para termos tensão em aberto ($v_o$) e corrente de curto circuito ($I_{cc}$) grandes, teremos que ter $I_L$ grande e $I_{go}$ pequena.

Neste nosso modelo, a corrente $I_{go}$ será praticamente igual a $I_{gp}$, visto que a região onde $I_{gn}$ se origina (região A da fig. II.6.1) é muito fina, fazendo com que $I_{gn}$ seja desprezível com relação à $I_{gp}$. Depois de gerado, um buraco terá que difundir até a junção, onde será acelerado pelo campo elétrico ali existente. Seja, então, $p_{on}$ a concentração de buracos no semicondutor (tipo n) em equilíbrio, seja $L_{pn}$ o seu comprimento de difusão (distância média que percorre sem se recombinar) e seja $\tau_{pn}$ o seu tempo de vida (tempo médio gasto para se recombinar). A velocidade do buraco $v_{pn}$ será em média $L_{pn}/\tau_{pn}$. Se considerarmos um certo volume $V = A x v_{pn}$ (fig. II.6.4), de um paralelepípedo de área A transversal à direção da corrente e com a terceira dimensão numericamente igual à $v_{pn}$, depois de uma unidade de tempo, todas as cargas contidas neste volume ($p_{on} x A\, v_{pn}$) terão saído. Então, o número de cargas por unidade de tempo que passa pelo plano $\alpha$ (veja fig.) será $p_{on} x A x v_{pn}$ e a carga por unidade de tempo será $|q|\, p_{on}\, A\, v_{pn}$. Assim, a corrente $I_{gp}$ será dada por:

$$I_{gp} = |q|\, p_{on} \frac{L_{pn}}{\tau_{pn}} * A \qquad \text{(eq. II.6.13)}$$

No nosso caso, A é a área da célula.

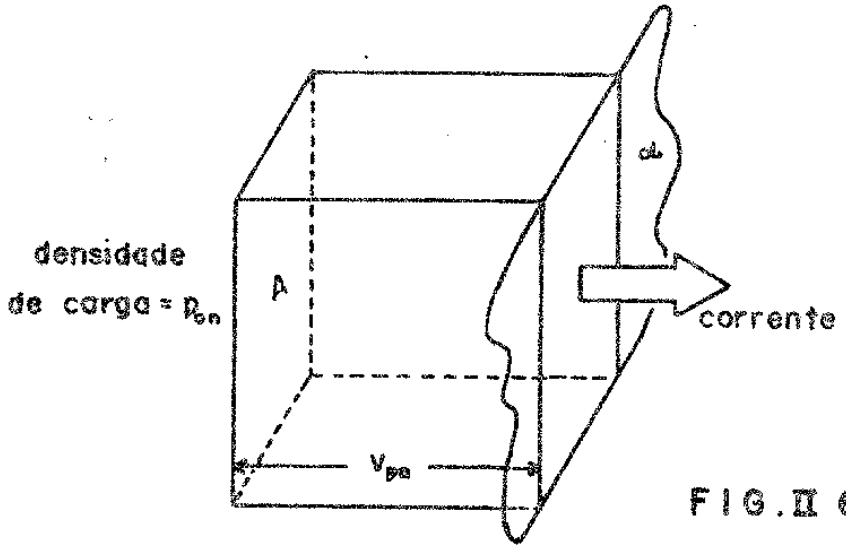



FIG. II 6.4

O comprimento de difusão está relacionado com o tempo de vida pelo coeficiente de difusão $D_p$:

$$L_{pn} = \sqrt{D_{pn}\tau_{pn}} \qquad \text{(eq. II.6.14)}$$

e $p_{on}$ pode ser substituida por $\frac{n_i^2}{n_{on}}$ (veja eq. II.6.6), onde $n_i$ é a densidade intrínsica de portadores. Assim, temos:

$$I_g = I_{gp} = A|q|\frac{n_i^2}{n_{on}}\sqrt{\frac{D_{pn}}{\tau_{pn}}} \qquad \text{(eq. II.6.15)}$$

Para o caso de grandes concentrações de impurezas tipo-n ($N_D$), a concentração de elétrons será igual a $N_D$. Assim

$$I_g = A|q|\frac{n_i^2}{N_D}\sqrt{\frac{D_{pn}}{\tau_{pn}}}$$

Vemos aqui, que quanto maiores forem o tempo de vida e a concentração de doadores, menor será $I_g$.

Valores típicos dessas grandezas[3] são dados a seguir:

$$q = 1.6.10^{-19} C$$

$$A = 1\ cm^2$$

$$N_D = 10^{17}\ cm^{-3}$$

$$\tau_{pn} = 10^{-8}\ s$$

$$n_i^2 = 10^{14}\ cm^{-6}$$

$$D_{pn} = 6.7\ cm^2/s$$

$$I_g \cong 4.10^{-18}\ A$$

Entretanto, $I_g$ poderá assumir valores num intervalo - muito grande de variação[21].

Uma outra análise das correntes $I_g$ e $I_L$, usando teoria de difusão, é apresentada nos apêndices E e F.

## III - Fatores que limitam a eficiência de uma célula solar

Os fatores mais importantes[14] que determinam a eficiência de uma célula solar são: perdas por reflexão, absorção parcial do espectro, utilização incompleta da energia do foton, coleção incompleta de portadores, fator voltagem, fator de curva e resistência série. Neste capítulo descreveremos cada um destes ítens e quais as perspectivas de melhoramentos existentes. O estudo é feito com base em células solares de barreira Schottky, embora, em grande parte, seja de natureza genérica, podendo ser aplicado a qualquer tipo de célula solar.

### III.1. Perdas por reflexão

Luz refletida na superfície de uma célula solar é energia não aproveitada. Esta perda é muito grande em células de barreira Schottky pois a porcentagem de luz refletida em filmes metálicos é alta. Isto pode ser visto na figura III.1.1 onde aparece a porcentagem de luz refletida em filmes de Au de diferentes espessuras colocados sobre GaAs (gráfico feito a partir da equação II.5.1).

Em filmes muito finos, a reflexão é menor, mas a resistência do filme é grande, fazendo com que a célula tenha uma resistência série alta prejudicando o seu rendimento. Para espessuras da ordem de 100 Å, cerca de 50% da luz, na região visível, será refletida, mostrando a necessidade de inclusão de uma segunda camada de material transparente, sobre o filme de ouro, que tenha por função diminuir a reflexão. Reflexões múltiplas no interior desta camada, de índice de refração e espessura convenientes, podem fazer com que os raios refletidos estejam defasados de $180^{o}$, o que acarreta maior quantidade de energia penetrando no semicondutor.

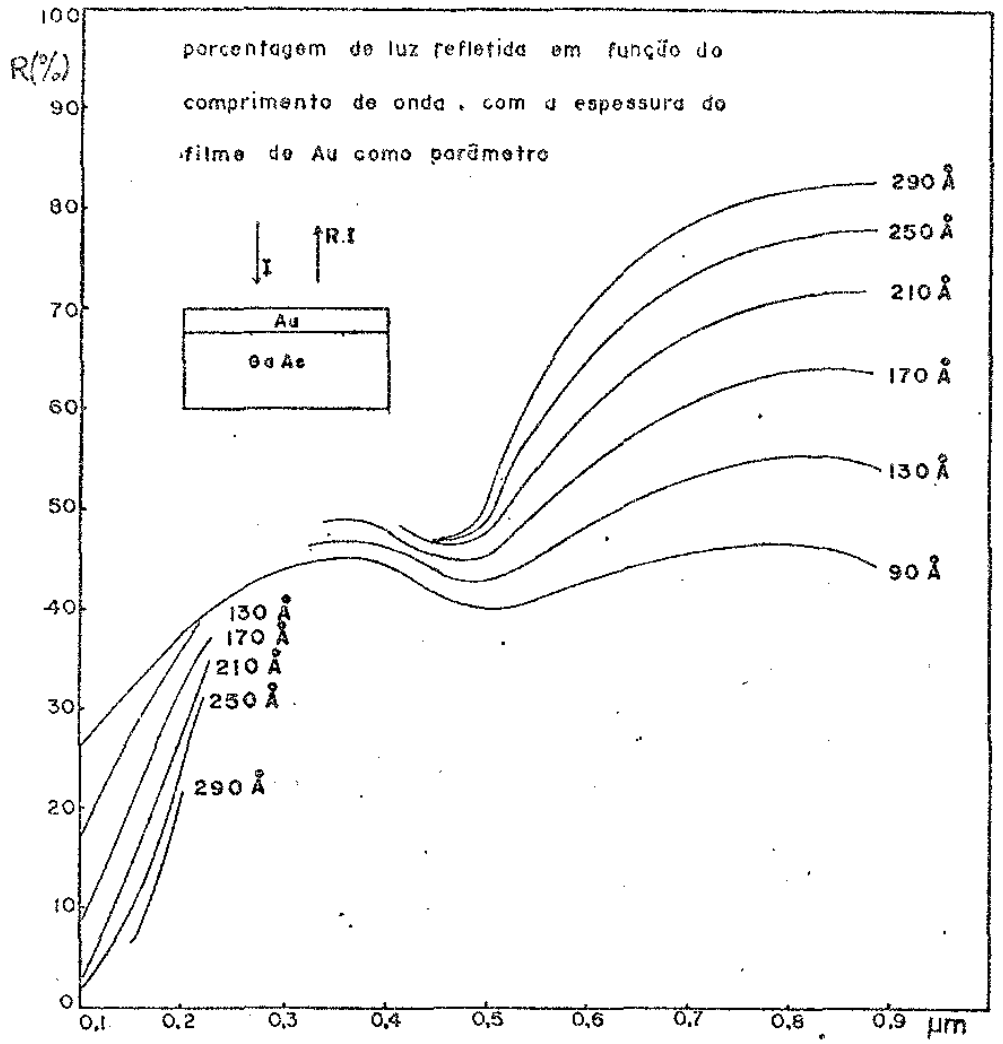



FIG. III.1

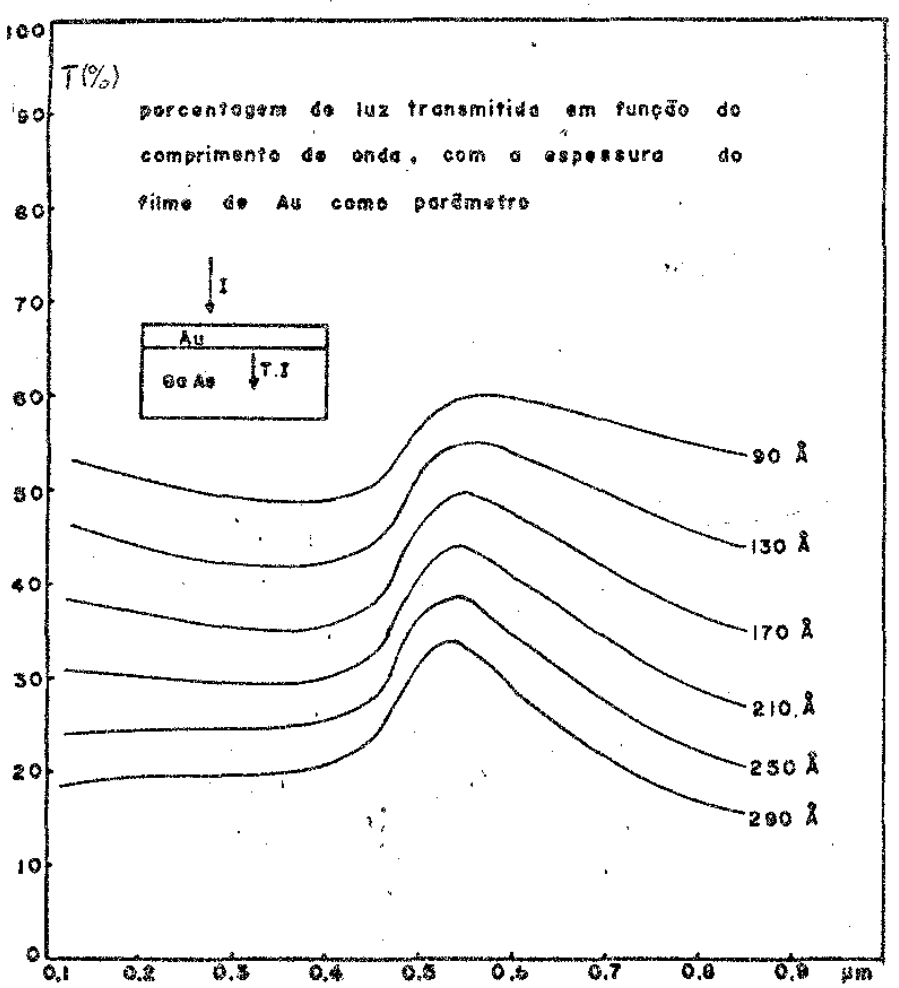



FIG. III.2

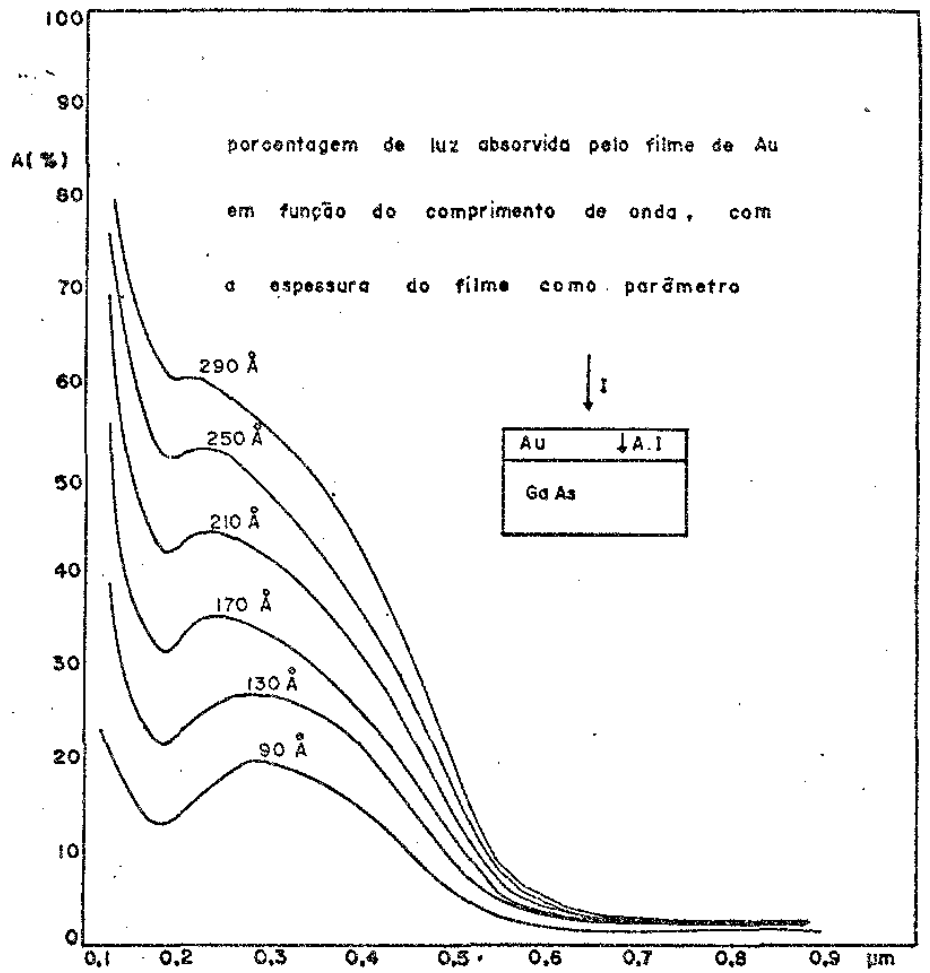



FIG. III.1.3

O cálculo do índice de refração, que caracteriza o material, e da espessura da camada anti-refletora foi feito no apêndice C e resultou numa camada anti-refletora de 495 Å de espessura de um material com índice de refração igual a 2,0 . (veja apêndice C)

As figuras III.1.2 e III.1.3 mostram, respectivamente, as porcentagens de energia transmitida e absorvida em função do comprimento de onda da luz, com a espessura do filme de ouro como parâmetro.

## III.2. Absorção parcial do espectro

O espectro da radiação solar pode ser considerado como o de um corpo negro a 5760°C (veja figura III.2.1). Uma maneira rápida de determinar essa temperatura é apresentada no apêndice D.

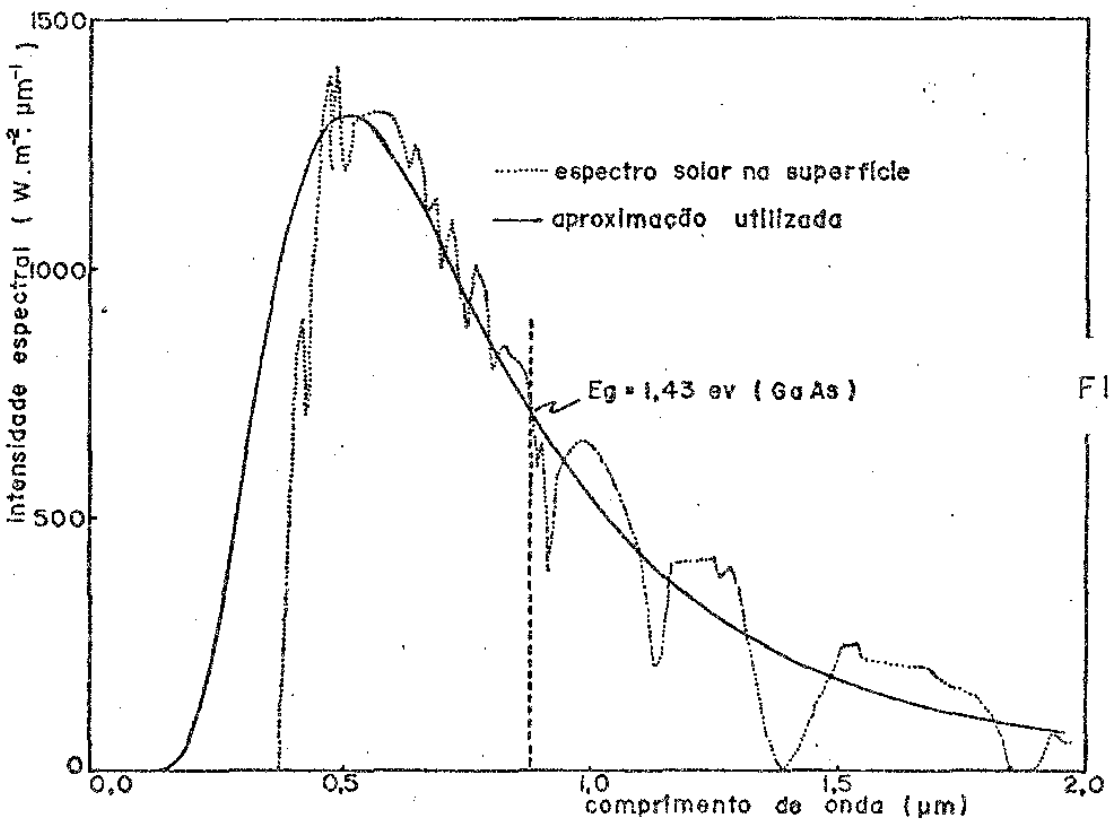



FIG. III 2.1

A energia solar será coletada num processo de absorção por um semicondutor, e por isto, fotons com energia menor que a banda proibida não serão absorvidos. Na figura III.2.1, a linha vertical tracejada separa, à direita, a parte do espectro que não contribue para a conversão de energia, no caso de células solares de GaAs, que tem largura da banda proibida igual à 1.43 eV que corresponde a um foton com comprimento de onda igual a 8660 Å. A porcentagem de energia perdida neste caso é 36%.

## III.3. Utilização incompleta da energia do foton

Um foton com energia muito grande, quando é absorvido,

leva um elétron muito acima do fundo da banda de condução. Este elétron perde rapidamente o excesso de energia, baixando para o fundo da banda de condução. Este excesso de energia contribue para a vibração da rede, sendo, portanto, dissipado sob forma de calor. Para descontarmos esta perda, calculamos o número de fotons coletados e consideramos que cada foton contribue apenas com energia $E_g$. O número de fotons com frequência $\nu$, será a energia total nesta frequência, dividida pela energia de cada foton ($h\nu$); portanto, a energia realmente aproveitada em cada frequência será a energia disponível, multiplicada pelo fator $E_g/h\nu$.

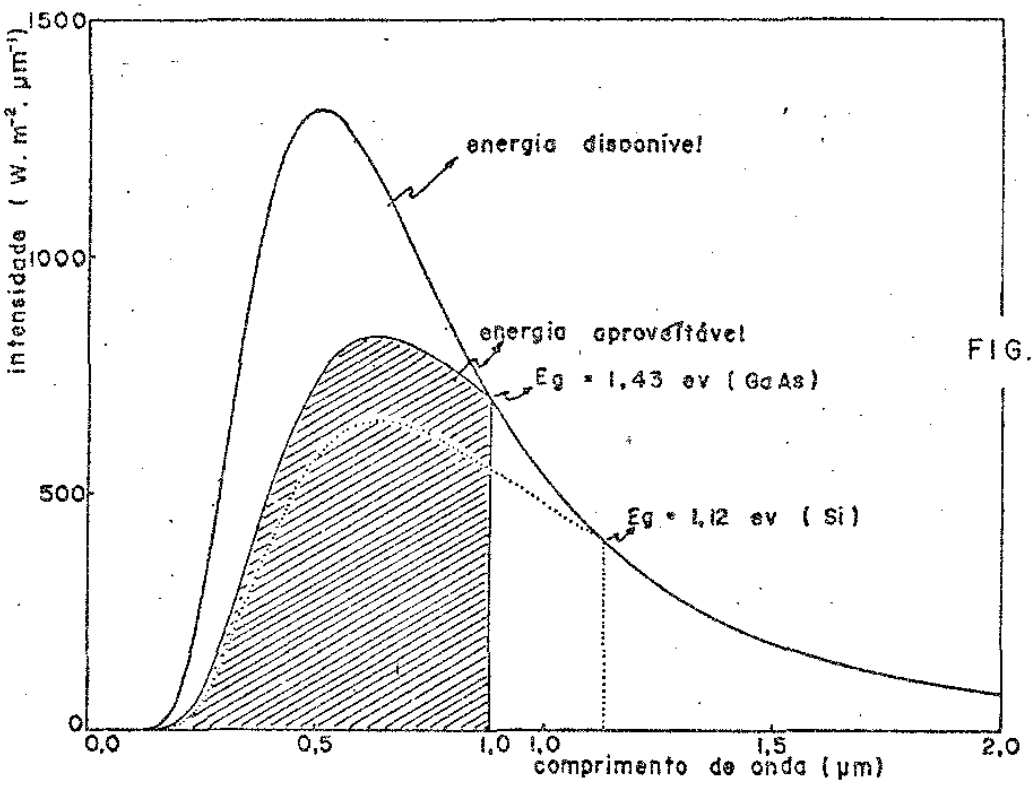



FIG. III3.1

Materiais de banda proibida estreita, aproveitam grande parte do espectro mas apenas uma fração da energia de cada foton é utilizada. Materiais com banda proibida larga aproveitam melhor a energia de cada foton, mas grande parte do espectro não é aproveitada.

Na figura III.3.1 temos uma aproximação da energia disponível e da energia aproveitável por uma célula solar de GaAs (re -

gião sombreada) por unidade de área e por unidade de tempo. A energia aproveitável representa apenas 40% da energia disponível. Podemos ver também, a energia aproveitável por uma célula de Si (Eg = 1,12 ev).

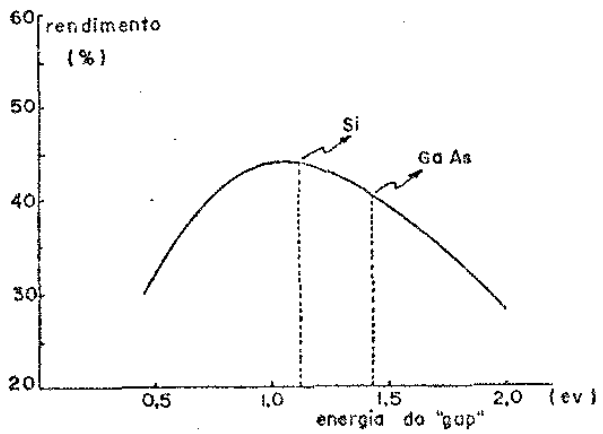



FIG. III3.2

Fazendo-se um gráfico de porcentagem aproveitável em função de energia do "gap", vemos que, neste aspecto, o Si está em condições um pouco melhores que o GaAs. Vemos também que o melhor gap seria de 1,0 ev.

Esta análise indica que, com células solares de homojunção, o rendimento nunca ultrapassará 44%, pois este tipo de perda é inevitável. Não será possível melhorar o rendimento acima deste valor apenas com desenvolvimento tecnológico; novos tipos de células terão que ser idealizadas para melhorar a coleção de energia.

Além disso, estas não são as únicas limitações; um cálculo teórico mais realista, envolvendo outros tipos de perdas, mostrará que o rendimento teórico máximo é bem inferior a 44%. Pelas análises de Landsberg e Mallinson[19], a eficiência máxima teórica pode decair para 18%, e o gap ideal pode ser deslocado para 1,6 ev, que está mais próximo do GaAs que do Si.

## III.4. Coleção incompleta de portadores

Cada portador gerado no semicondutor, poderá ou não chegar até a junção. Um portador difunde através do semicondutor com um comprimento de difusão $L_p$ (distância média que consegue difundir sem se recombinar). Se o portador for gerado a uma distância maior -

que $L_p$ da junção, ele provavelmente não conseguirá chegar até ela.

Chamaremos de eficiência de coleção $\eta$ à razão entre o número de portadores coletados e o número de portadores criados. Se considerarmos a eficiência interna igual a unidade, (chamamos de eficiência interna à razão entre o número de portadores gerados e o número de fotons absorvidos) teremos a eficiência de coleção dada pela razão entre o número de portadores coletados e o número de fotons absorvidos.

O número de portadores coletados é dado pela corrente total fotogerada $J_L$ da equação F.14. Assim, a eficiência de coleção será:

$$\eta = 1 - \frac{e^{-\alpha W}}{1+\alpha L_p} \qquad \text{(eq. III.4.1)}$$

Considerando-se os valores da tabela III.4.1[3], correspondentes a GaAs tipo-N com $10^{16}$ átomos de impureza por centímetro cúbico e à temperatura de $300^{o}K$, e tomando-se o coeficiente de absorção $\alpha$ dado pela figura III.4.1[22], calculamos a eficiência de coleção em função do comprimento de onda da luz e apresentamos o resultado na figura III.4.2.

Apenas para valores baixos de $\alpha$ (correspondente a valores altos de comprimento de onda) a eficiência de coleção decai um pouco. Isto porque apenas para pequenos valores do coeficiente de absorção, alguns fotons são absorvidos longe da junção; mas quando a absorção é grande, todos os fotons serão absorvidos próximos da junção e todos os portadores são coletados.

Tabela III.4.1

GaAs - Tipo N - 300°K

| | Símbolo | Valor | Unidade |
|---|---|---|---|
| tempo de vida | $\tau_p$ | $10^{-8}$ | s |
| comprimento de difusão | $L_p$ | $2.8\times10^{-4}$ | cm |
| concentração de doadores | $N_d$ | $10^{16}$ | $cm^{-3}$ |
| coeficiente de difusão | $D_p$ | 8.3 | $cm^2/s$ |
| mobilidade | $\mu_p$ | 320 | $cm^2/volt.s$ |
| largura da barreira Schottky | W | $3\times10^{-5}$ | cm |
| área iluminada da junção | S | 1 | $cm^2$ |
| carga do elétron | q | $1.6\times10^{-16}$ | c |
| concentração de estados na banda de condução | $N_c$ | $4.7\times10^{17}$ | $cm^{-3}$ |
| concentração de estados na banda de valência | $N_v$ | $7.0\times10^{18}$ | $cm^{-3}$ |
| KT/q à 300°K | | 0,0259 | volt |

Obs. O subscrito "p" se refere à carga positiva dos portadores minoritários.

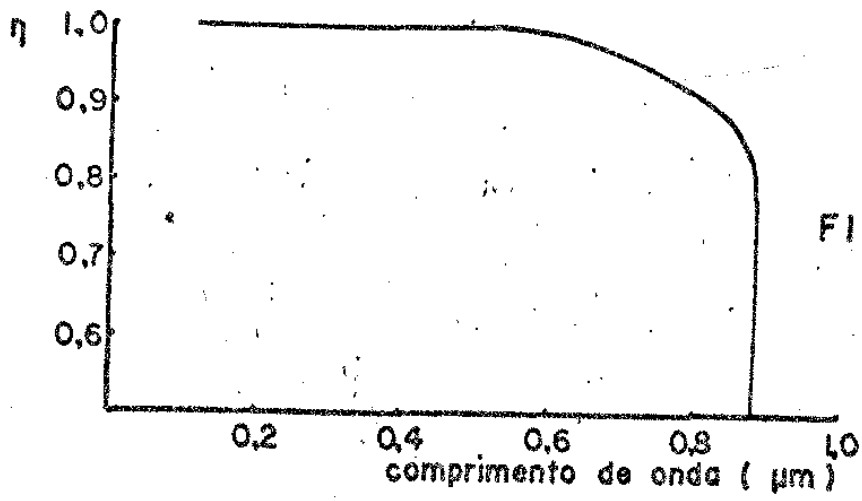



FIG. III 4.2

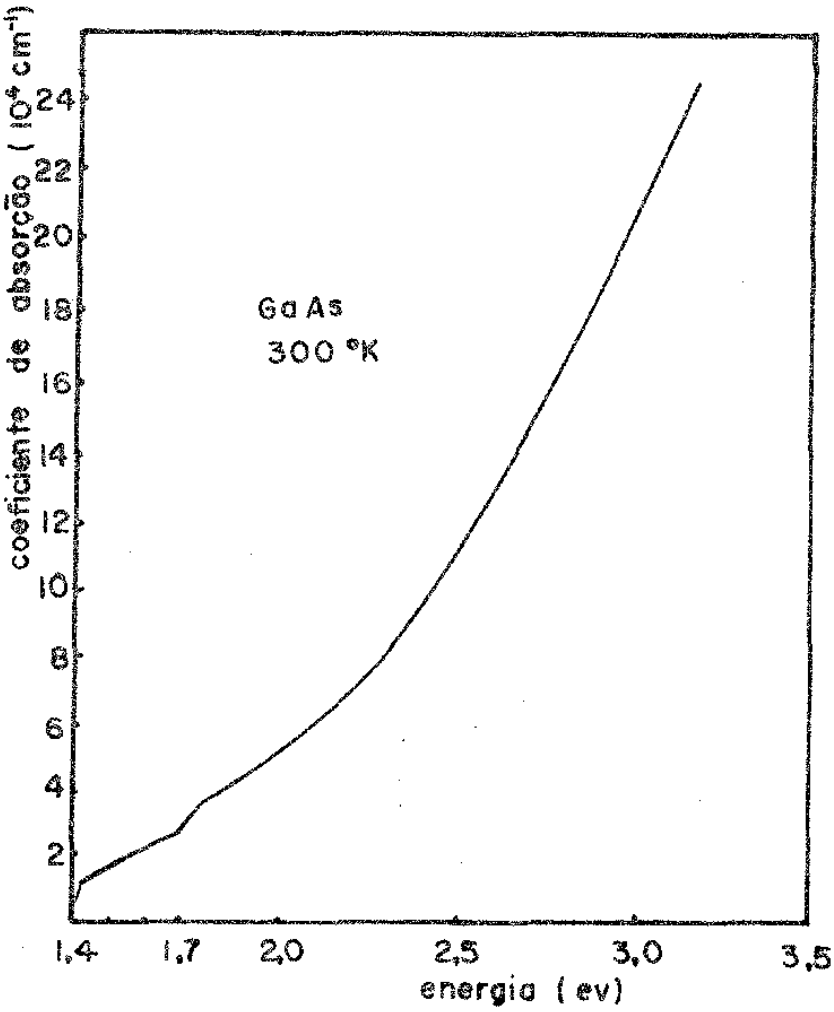



FIG. III 4.1

III.5. Fator voltagem

No processo de absorção da luz, o elétron adquire energia igual à largura da banda proibida ($E_g$). Isto nos leva a pensar, que a tensão de circuito aberto ($V_o$), da célula solar, deve ser numericamente igual a $E_g$(ev). Entretanto, a energia que o elétron devolve, nunca é superior à altura da barreira de potencial que existe na

junção. No caso de junção p-n, esta barreira de potencial será dada pela diferença entre os níveis de Fermi, que para materiais não fortemente dopados, estão dentro da banda proibida, fazendo com que a altura da barreira seja menor que $E_g$. No caso de barreira Schottky, a altura da barreira, para alguns casos, depende da diferença de função trabalho entre o metal e o semicondutor; mas para a maior parte dos semicondutores, esta barreira independe dessa diferença de função trabalho, devido ao grande número de estados de energia, que aparece na superfície, dentro da banda proibida[23]. O GaAs se encontra neste último caso, e a altura da barreira será menor que dois terços de $E_g$.

Além disso, a tensão de circuito aberto só se iguala à altura da barreira se a razão de geração de portadores for muito elevada; o que nunca poderá ocorrer apenas com absorção da luz solar sem concentração.

Assim, a tensão de circuito aberto $V_o$, será sempre menor que $E_g$ (ev) e será dado pela equação II.6.11:

$$V_o = \frac{AKT}{g} \ln\left(\frac{I_L}{I_o} + 1\right) \qquad \text{(eq. III.5.1)}$$

onde: (veja as equações: F14, F10 e III.4.1)

$$I_L = qN_oSn \qquad \text{(eq. III.5.2)}$$

$$I_o = \frac{qD_p p_o S}{L_p} \qquad \text{(eq. III.5.3)}$$

e onde S é a área da junção que recebe luz.

A equação III.5.3 pode ser reescrita na forma:

$$I_o = \frac{qD_p n_i^2 S}{n_o L_p}$$

ou: (veja eq. III.6.6)

$$I_o = \frac{qD_p S}{N_D L_p} N_c N_v e^{-E_g/KT}$$

Usando-se os valores dados na tabela III.4.1, podemos escrever:

$$I_o = 7{,}1 \cdot 10^5 \times \exp\left|-38{\cdot}6E_g\right| \qquad \text{(eq. III.5.4)}$$

Chamaremos de fator voltagem ($f_v$), à razão entre $V_o$ e $E_g$.

$$f_v = \frac{AKT}{qE_g} \ln\left(\frac{I_L}{I_o} + 1\right) \qquad \text{(eq. III.5.5)}$$

Considerando-se $E_g$ = 1.43 ev, $I_L$ dado pela equação - III.5.2 onde $N_o$ é obtido experimentalmente (veja seção IV.2) e $\eta$ calculado a partir da eq. III.4.1, obtemos o fator voltagem em função do comprimento de onda da luz apresentado na figura III.5.1.

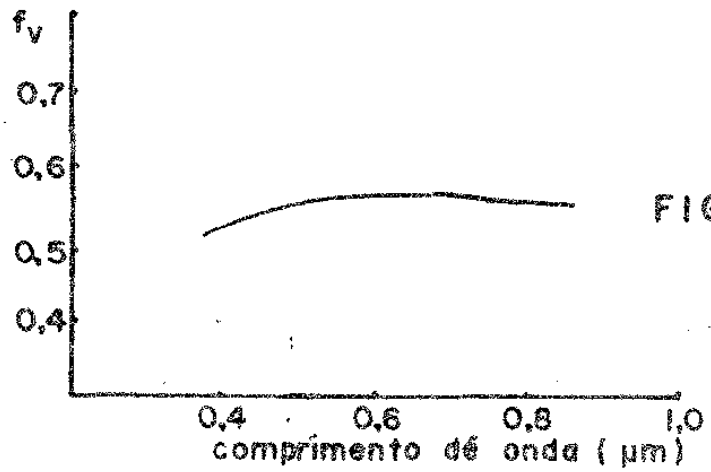



FIG. III 5.1

III.6. Fator de curva

A máxima potência que pode ser extraída da célula so-

lar corresponde à área do maior retângulo que pode ser inscrito no terceiro quadrante de característica corrente-tensão do dispositivo (fig. III.6.1)

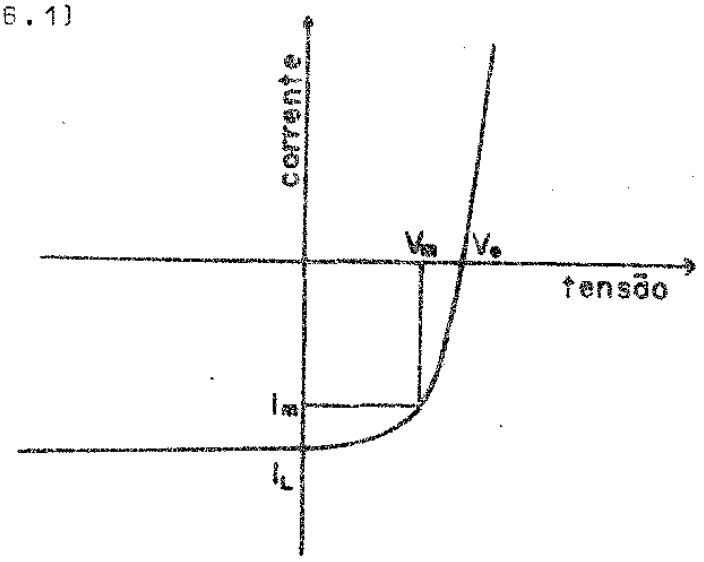



FIG. III 6.1

Chamaremos de $V_m$ e $I_m$, à tensão e corrente que proporcionam máxima transferência de energia, e de $R_m$ à resistência de carga necessária para que isto aconteça.

Fator de curva ($f_c$) será a razão entre a máxima potência ($I_m V_m$) e o produto $I_L V_o$:

$$f_c = \frac{I_m V_m}{I_L V_o} \qquad \text{(eq. III.6.1)}$$

$I_m$ será dada por:

$$I_m = I_o(e^{qV_m/AKT} - 1) - I_L \qquad \text{(eq. III.6.2)}$$

onde $V_m$ satisfaz a seguinte condição:

$$\frac{I_L}{I_o} = (1 + \frac{qV_m}{AKT})(e^{qV_m/AKT} - 1) \qquad \text{(eq. III.6.3)}$$

O fator de curva foi então calculado fornecendo os valores apresentados na fig. (III.6.2) em função do comprimento de on-

da da luz.

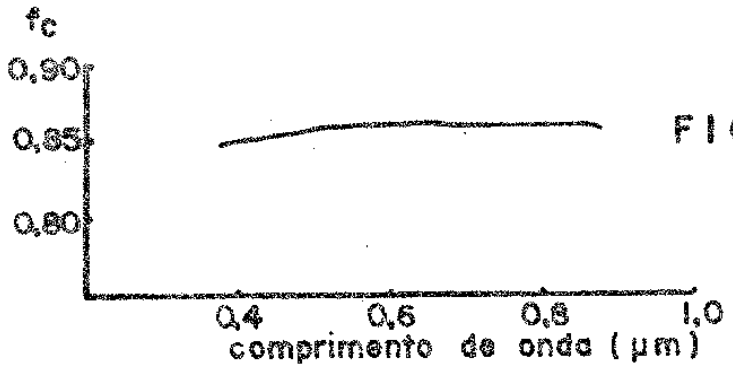



FIG. III 6.2

III.7. Resistência série

O circuito equivalente da célula, apresentado na fig. II.6.3, não é muito realista. A corrente fotogerada, ao sair da célula, tem que vencer uma resistência série $R_s$. A tensão na carga, será então, a tensão gerada menos a diferença de potencial que aparece nesta resistência série. Para considerarmos um aspecto mais geral, incluiremos também uma resistência shunt $R_{sh}$ como mostra a figura III.7.1. Esta resistência representa uma possível corrente de fuga, pelo diodo, que pode ocorrer, por exemplo, através das bordas do semicondutor, onde a resistividade é diminuida pela grande densidade de estados de superfície ali existentes.

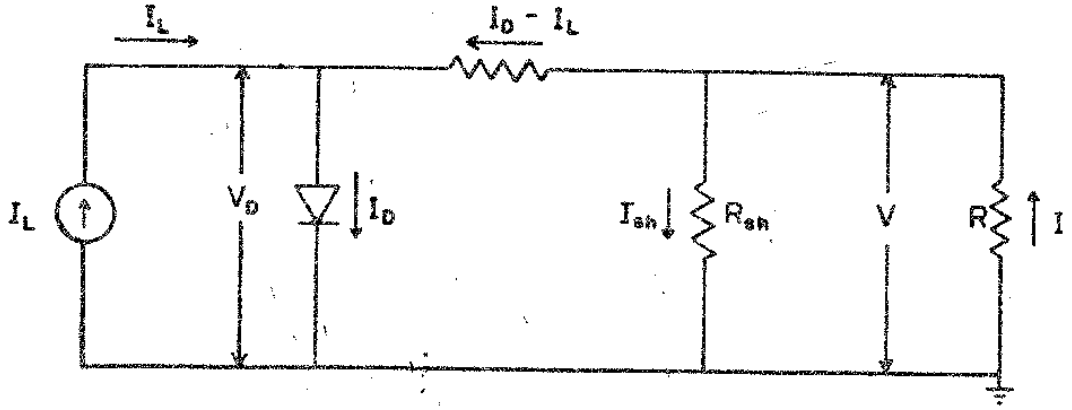



FIG. III 7.1

$$I_{sh} = \frac{V}{R_{sh}} \qquad \text{(eq. III.7.1)}$$

$$I_D = I_o(e^{qV_D/AKT} - 1) \qquad \text{(eq. III.7.2)}$$

Assim, a corrente I, na carga, será dada por:

$$I = I_D - I_L + I_{sh} \qquad \text{(eq. III.7.3)}$$

Mas, lembrando que $V_D = V - R_s(I_D - I_L)$ e que $I_D - I_L = I - I_{sh}$, temos:

$$V_D = V - R_s(I - I_{sh})$$

e

$$I = I_o\left\{\exp\left|\frac{q}{AKT}(V - R_s(I - I_{sh})) - 1\right|\right. - I_L + \frac{V}{R_{sh}}\} \qquad \text{(eq. III.7.4)}$$

A resistência shunt não modifica muito a característica corrente-tensão de uma célula (veja referência 3, pag. 650). Assim, consideramo-la infinitamente grande, e a equação III.7.4 se reduz a:

$$I = I_o\left\{\exp\left|\frac{q}{AKT}(v - R_s I)\right| - 1\right\} - I_L \qquad \text{(eq. III.7.5)}$$

Antes de verificar qual é a perda de energia que a resistência série acarreta, vamos estabelecer um pequeno modelo para calcularmos o valor da resistência série para o caso da célula solar de barreira Schottky esquematizada na figura III.7.2.

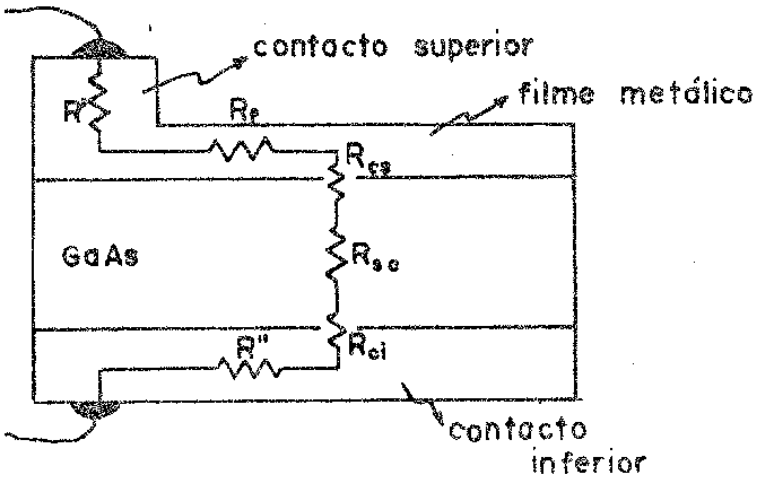



FIG III 7.2

A resistência de contato inferior $R_{ci}$, pode ser reduzida a valores muito baixos com aprimoramento das técnicas de fabricação. A resistência de contato superior $R_{cs}$ já não é tão fácil de se reduzir, devido à inevitável camada de óxido que sempre está presente entre o metal e o semicondutor. As resistências R' e R" dos metais que constituem os contatos, também podem ser reduzidas a valores muito baixos, apenas aumentando-se a espessura do contato. Resta-nos, então, a resistência do semicondutor $R_{sc}$ que é facilmente determinável e a resistência do filme metálico $R_f$ que praticamente é a que define a resistência série da célula, visto ser muito maior que as demais.

Podemos imaginar o filme metálico dividido em N pedaços, tendo cada pedaço uma resistência igual a R (veja fig. III.7.3)

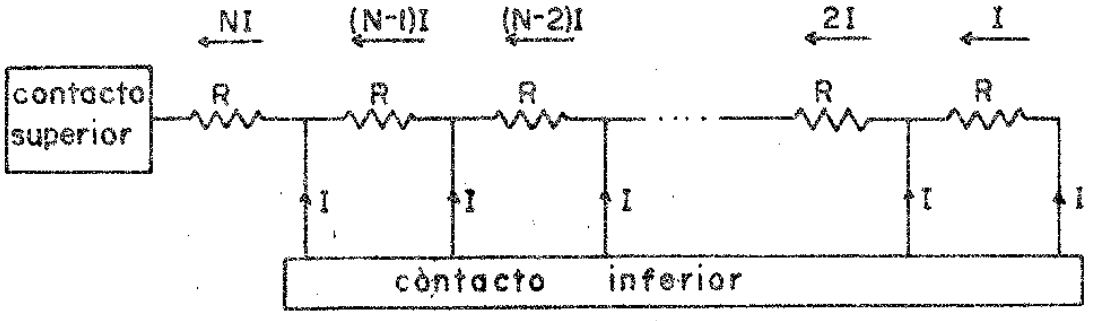



FIG. III 7.3

Supondo, então, que a corrente entra uniformemente no filme, a resistência efetiva do filme ($R_f$) deve ser menor que a resistência total do filme (N.R).

A diferença de potencial efetiva sobre $R_f$ estamos supondo que seja dada por:

$$R_f \times NI = R(NI)+R((N-1)I)+\ldots+RI \qquad \text{(eq. III.7.6)}$$

De onde tiramos:

$$R_f = \frac{R}{N}(N+(N-1)+(N-2)+\ldots+2+1) \qquad \text{(eq. III.7.7)}$$

A soma entre parenteses é dada por:

$$S = N\left(\frac{N+1}{2}\right) \qquad \text{(eq. III.7.8)}$$

Para N muito grande, podemos escrever:

$$R_f = \frac{NR}{2} \qquad \text{(eq. III.7.9)}$$

Assim, a resistência do filme ($R_f$), com a corrente entrando uniformemente em toda sua extensão, é a metade da resistência (NR) que teria se toda corrente entrasse na sua extremidade. A resistência NR é dada por:

$$NR = \rho \frac{L}{A} \qquad \text{(eq. III.7.10)}$$

onde $\rho$ é a resistividade, L é o comprimento e A é a área de secção reta do filme.

Portanto:

$$R_f = \frac{\rho L}{2A} \qquad \text{(eq. III.7.11)}$$

Esta resistência poderá ser menor, se construirmos faixas auxiliares como mostra a figura III.7.4.

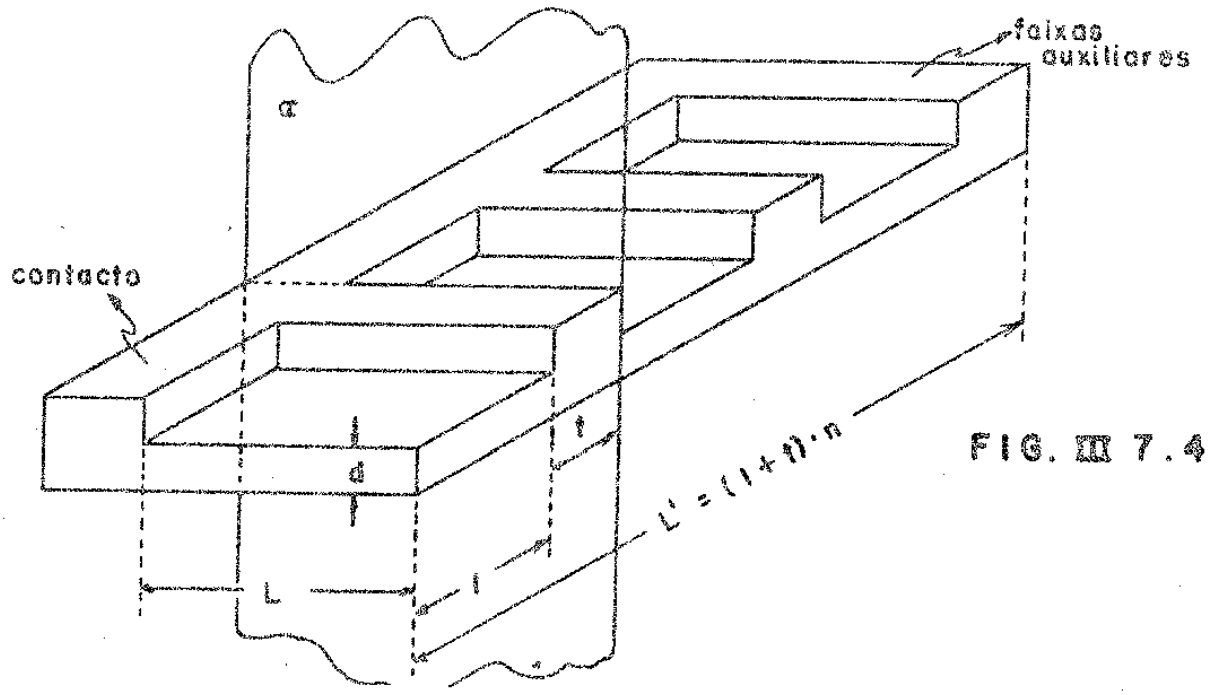



FIG. III 7.4

A resistência total corresponde à associação em paralelo da resistência de cada unidade. (na figura III.7.4 há três unidades, sendo que a primeira está separada das demais pelo plano α). Como em cada unidade, a corrente poderá caminhar tanto para o contato como para a faixa auxiliar, consideraremos a resistência da unidade (Ru) como sendo a associação em paralelo de duas resistências dadas

pela eq. III.7.11. Assim:

(eq. III.7.12)

$$Ru = \frac{\rho L \ell}{2d(L^2+\ell^2)} \qquad \text{(eq. III.7.12)}$$

A resistência total ($R_T$) será dada por:

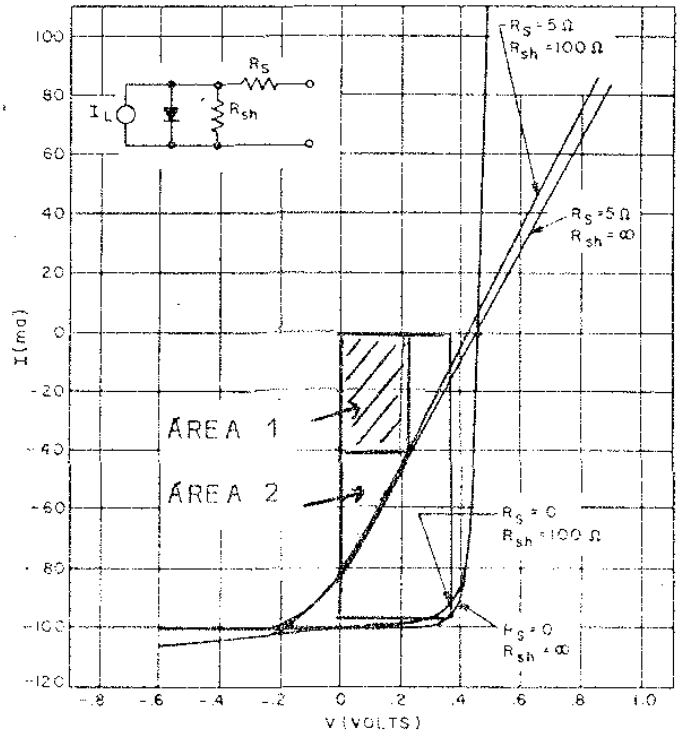
$$R_T = \frac{\rho L \ell}{2nd(L^2+\ell^2)} \qquad \text{(eq. III.7.13)}$$

onde n é o número de unidades em que a célula foi subdividida.

Desta forma, quanto maior o número de faixas auxiliares, menor será a resistência da célula, mas, por outro lado, estas faixas absorvem a luz que incide sobre elas, fazendo uma sombra sobre a junção, com uma consequente perda de energia. Um estudo mais detalhado é preciso ser feito para que se determine o número ótimo de faixas auxiliares ou uma melhor geometria para o contacto. Alguns trabalhos que tratam do assunto, estão enumerados na lista de referências: 24, 26, 27, 28, 29 e 30.

As curvas características da figura III.7.5[24] mostram como a resistência série influe no rendimento de uma célula solar quando a potência de luz incidente é alta. Chamaremos de fator resistência série ($f_r$) à razão entre a máxima potência (ÁREA 1 da figura III.7.5) e a máxima potência do caso ideal $R_s = 0$ (ÁREA 2 da figura III.7.5)

É importante notar, entretanto, que este fator não será determinado apenas pelas características da célula solar, mas também pela maneira como a célula é utilizada. O fator resistência série diminue consideravelmente (o rendimento fica menor) quando as cé




lulas são utilizadas com luz concentrada, ou para células que são levadas a funcionar mais perto do sol.

## III.8. Cálculo do rendimento

Supondo-se a potência incidente em função do comprimento de onda $P_{in}(\lambda)$ dada pela figura III.2.1, considerando-se a parte transmitida $T(\lambda)$ dada pela figura III.1.2, eliminando-se a fração da energia de cada foton que não é recuperada (III.3) e a parte absorvida longe da junção (III.4), multiplicando-se ainda pelos fatores de curva ($f_c$), voltagem ($f_v$) e resistência série ($f_r$) que são praticamente constantes em função do comprimento de onda da luz, e integrando-se de zero até $\lambda_g$ (comprimento de onda correspondente à largura da banda proibida) obtemos a energia utilizável.

Assim, o rendimento máximo teórico que poderíamos esperar será dado por:

$$\text{Rendimento} = \frac{(E_g/hc) f_c f_v f_r \int_0^{\lambda_g} P_{in}(\lambda)\, \eta(\lambda)\, T(\lambda)\, \lambda\, d\lambda}{\int_0^{\infty} P_{in}(\lambda)\, d\lambda}$$

(Eq. III.8.1)

Para as células por nós fabricadas o rendimento calculado foi de 9,6%. Este rendimento é o máximo que poderíamos esperar pois foi calculado usando-se as limitações físicas envolvidas neste tipo de célula. Existem ainda outras limitações relacionadas com técnicas de fabricação que são difíceis de se controlar e que fazem com que o rendimento real seja inferior ao calculado neste capítulo. Algumas características do semicondutor, como dopagem, tempo de vida e mobilidade dos portadores minoritários, foram utilizadas neste cálculo, mas, como sua influência não é significativa[14], podemos tomar o valor calculado na equação III.8.1 como teto para o rendimento de nossa célula solar de barreira Schottky.

# IV - Construção e resultados

## IV.1. Construção

Para que a junção metal-semicondutor não se torne ôhmica, o semicondutor precisa ser pouco dopado, e com nível de Fermi diferente do metal. Usamos, então, monocristais de GaAs pouco dopado, com concentração de impurezas da ordem de $10^{16}$ $cm^{-3}$.

Daremos, a seguir, uma descrição detalhada de todo o processo de fabricação da célula. Chamaremos de "face superior do substrato" à face que deve receber o filme fino de ouro e de "face inferior" ao outro lado, que recebe o contato metálico ôhmico.

O polimento da parte inferior deve ser feito com pó de alumina, com grãos de 5μ, sobre um vidro plano retificado. Isto faz com que a superfície fique fosca e não brilhante. Este procedimento, cria muitos níveis de energia na superfície, auxiliando a formação de um bom contato ôhmico (baixa resistência de contato). Este polimento fosco pode ser feito sem que se cole a amostra em lugar nenhum, basta esfregá-la com o dedo sobre o vidro plano; o dedo deve estar com uma dedeira ou luva cirúrgica para evitar gordura. A espessura do substrato é controlada, durante o processo de polimento, com um relógio comparador de 1μ de precisão (Tesa-Swiss made). O polimento é feito até atingirmos uma espessura de aproximadamente 300μm.

Após o polimento, procede-se a lavagem com metanol e depois com água desionizada em abundância. Para que todo resíduo do polimento seja removido, recomenda-se o uso de ultrasom. Entretanto, se a amostra for muito grande, ou fina, poderá quebrar-se se o ultrassom não possuir controle de amplitude.

Após a lavagem, deve-se secar rapidamente a amostra com

mistura verde (92% de $N_2$ e 8% de $H_2$) e colocá-la na câmara da evaporadora, onde o vácuo deve ser feito o mais rapidamente possível, para que não haja formação de óxido na superfície do GaAs. O óxido é prejudicial à qualidade do contato ôhmico. Faz-se a evaporação de 400 Å de Sn e mais 400 Å de Pd. Aquece-se a amostra a 400°C, durante 30 segundos, para que o Sn difunda-se um pouco no GaAs, formando uma liga Sn-GaAs que funciona como um material intermediário, entre o semicondutor e o contato metálico. Este procedimento melhora muito o contato ôhmico. A função do Pd é de proteger o Sn para que este não se evapore e se perca durante o aquecimento. Em seguida evapora-se uma camada de aproximadamente 0,5μ de Au sobre o Pd para dar mais resistência mecânica e durabilidade ao contacto.

A face superior é preparada da seguinte maneira: Faz-se inicialmente, o polimento mecânico com alumina (grãos de 5μ) sobre um pano de polimento adequado[18], (usamos Struers-Nap ou Microchorr - nº 40.7218 da Buehler) colado sobre um vidro plano. A amostra é colada sobre o cilindro de polimento[18] (fig. IV.1.1) com cera de abelha. Se as amostras forem pequenas, elas devem ser espalhadas uniformemente e em posições bem afastadas do centro do cilindro. Isto faz com que o abaulamento nas bordas co cristal seja menor. O movimento de fricção da amostra sobre o abrasivo é conseguido através de uma politriz[18] que aparece esquematizada na figura IV.1.2.

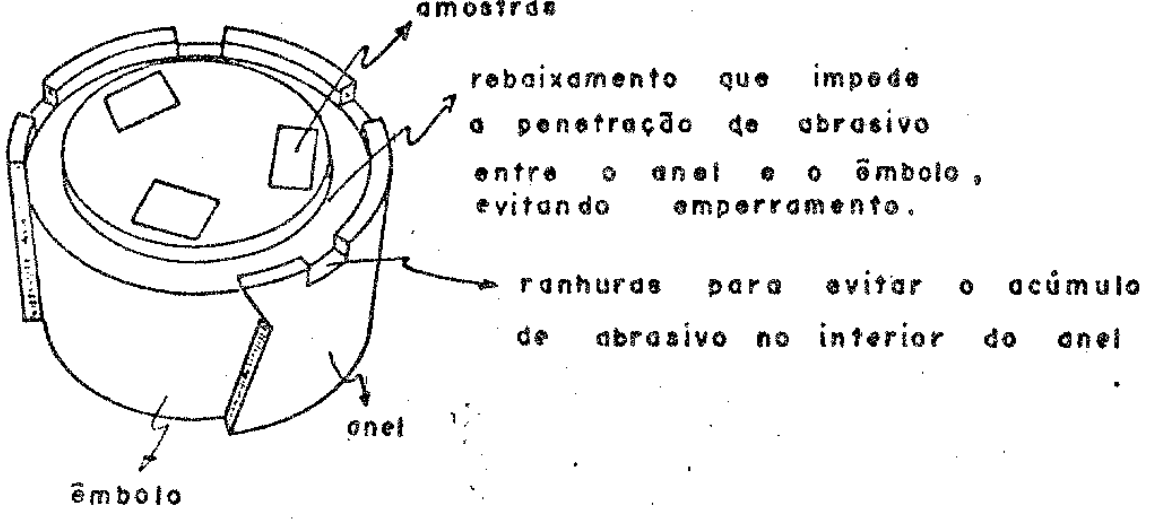



FIG. IV.1.1 — cilindro de polimento

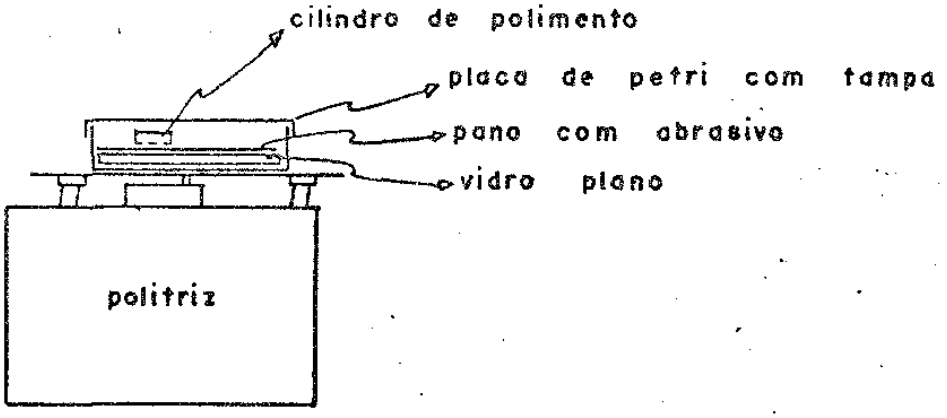



FIG. IV 1.2

Assim procedendo, a superfície da amostra ficará brilhante, e as imperfeições não devem ser mais profundas que três ou quatro vezes o diâmetro do grão do abrasivo.

Após o polimento mecânico, lava-se bem a amostra com água desionizada e procede-se o polimento químico-mecânico, onde a amostra é friccionada (usando-se a mesma politriz) sobre um pano apropriado (usamos Chemonet I - Nº 40.7908 da Buehler) colado sobre o vidro plano e embebido em uma solução de $H_2O_2$ e $NH_4OH$ na proporção 700:1, de forma que o pH se mantenha constante e igual à 7.0. É necessário uma precisão de pelo menos 0,1 na medida do pH para que a solução tenha as características desejadas[16,17]. O pH foi controlado através do pH-Meter E603 da Metrohm Herisan. A razão entre o peso do cilindro de polimento e a área da amostra foi de aproximadamente 150 $g/cm^2$, e com isto, conseguimos uma taxa de polimento da ordem de 14µ/h[18]. Deixamos que pelo menos 25µ fossem removidos, para garantir que as imperfeições do polimento mecânico fossem eliminadas. Deve-se lavar a amostra com água desionizada, logo que a politriz seja desligada, para que não se forme uma camada de óxido muito espessa.

Aquece-se o cilindro para que a cera solte; lava-se a amostra com toluol, várias vezes, para que toda a cera seja removida,

e procede-se a limpeza final.

Deixa-se a amostra durante 5 minutos numa solução de ácido clorídrico (HCl) e etanol ($CH_3\ CH_2$-OH) (1:1) aquecida a 60°C. Com isto, retiramos óxidos e outras impurezas que porventura tenham se formado na superfície do GaAs. É feita lavagem com etanol, metanol, tricloroetileno, acetona, metanol, e por último água desionizada. Se a superfície estiver limpa e polida, a água não a molhará, e poderá ser retirada simplesmente inclinando-se a amostra.Uma gota d'água que permanece na borda inferior, pode ser absorvida por um papel filtro, ou retirada com jatos de mistura verde.

Imediatamente após a limpeza, a amostra é colocada na evaporadora, com uma máscara previamente preparada, que protege as bordas do cristal. O vácuo é feito rapidamente ($\simeq 10^{-5}$ Atm), e em seguida evapora-se 120 Å de Au. A espessura do filme é controlada através de um monitor de quartzo.

Uma entrada auxiliar da câmara da evaporadora, possibilita a medida da resistência do filme durante a evaporação; obtivemos assim, o gráfico da resistividade do filme (em $\Omega/\square$) em função da espessura (fig. IV.1.3).

A forma final do dispositivo está esquematizada na fig. IV.1.4.

A montagem foi feita basicamente de dois modos: a) por pressão (fig. Iv.1.5), que permite a substituição da célula, por outra, rapidamente; b) uma montagem mais rígida (fig. IV.1.6) onde a amostra é colada com "prata condutora" (prata condutora - 200 de Bragussa) sobre a base, e o contato superior é feito com fio de Au também colado com prata. Esta segunda montagem, onde usamos conecção - BNC, poderá ser usada com bastante comodidade, quando quisermos usar o dispositivo como fotodetetor (fig. IV.1.7).

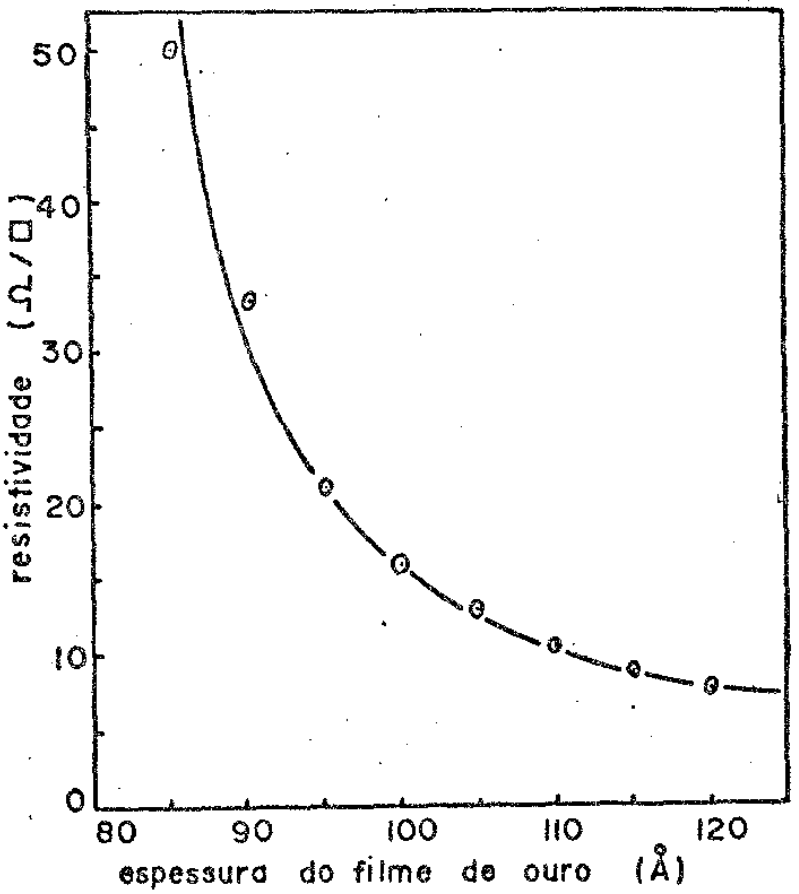



FIG. IV 1.3

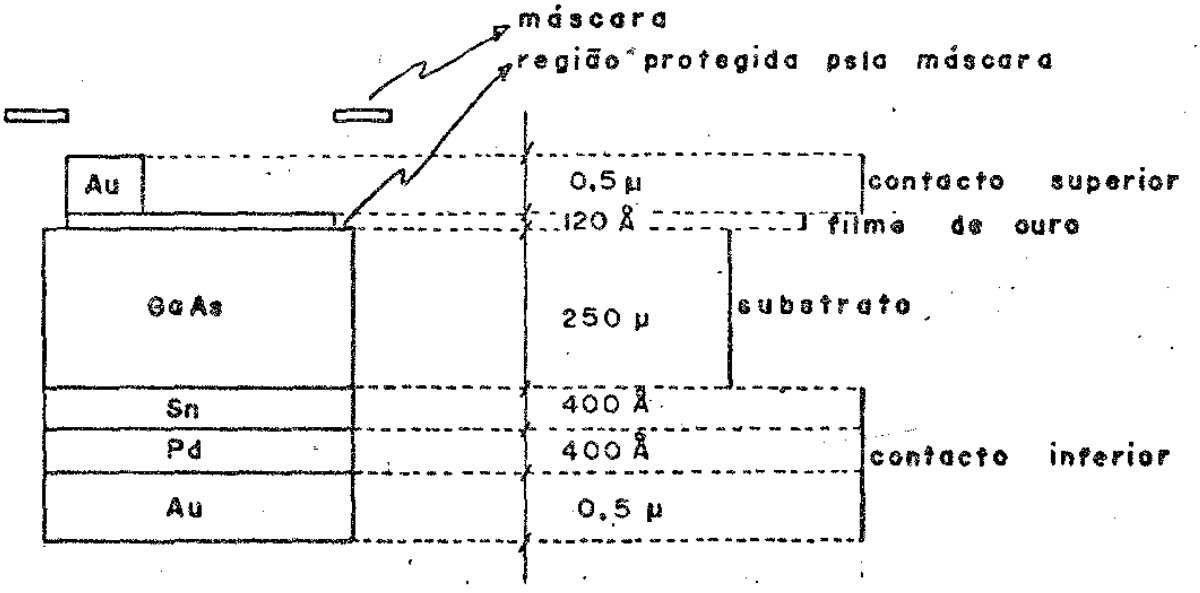



FIG. IV 1.4

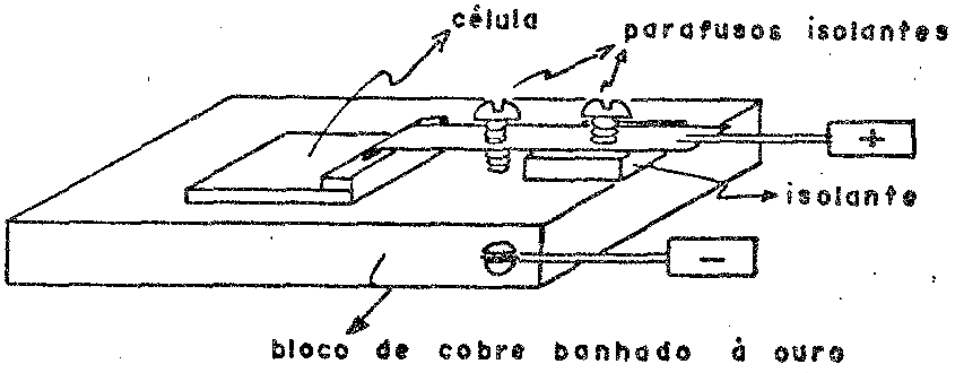



FIG. IV 1.5

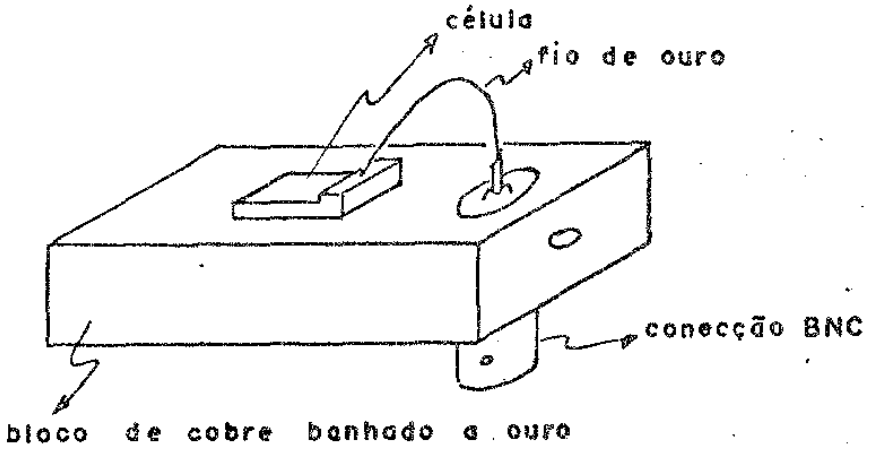



FIG. IV 1.6

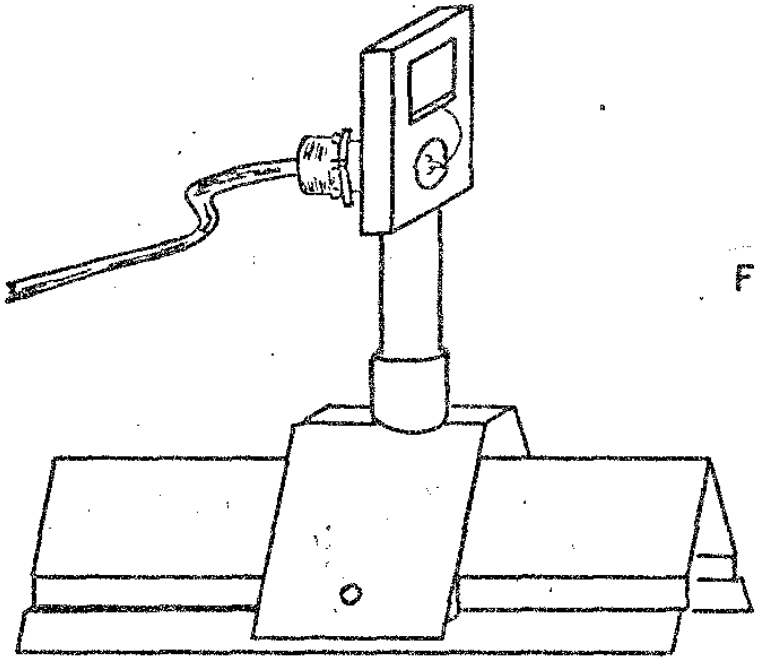


FIG. IV 1.7

O grande problema encontrado na fabricação das células foi a não reprodutividade. Nem sempre, as células fabricadas com os mesmos cuidados e mesmas técnicas apresentavam os mesmos resultados. Fica aqui, então,uma sugestão que talvez contorne este problema: A limpeza da face superior poderia ter sido feita usando-se um aparato expecialmente construído, que tem por função padronizar a limpeza final do dispositivo e também evitar o contato da célula com o oxigênio do ar, após a limpeza. Este aparato é constituído por uma caixa de vidro pirex (veja figura IV.1.8) fechada, por onde passamos algum gás inerte (mistura verde por exemplo), e onde fazemos toda a limpeza do cristal. Dentro desta caixa há também uma pequena cápsula de vidro onde o cristal é fixado. Esta cápsula tem uma torneira que permite a sua evacuação deixando o cristal, após a limpeza final, encapsulado num ambiente de baixa pressão e praticamente livre de oxigênio. A

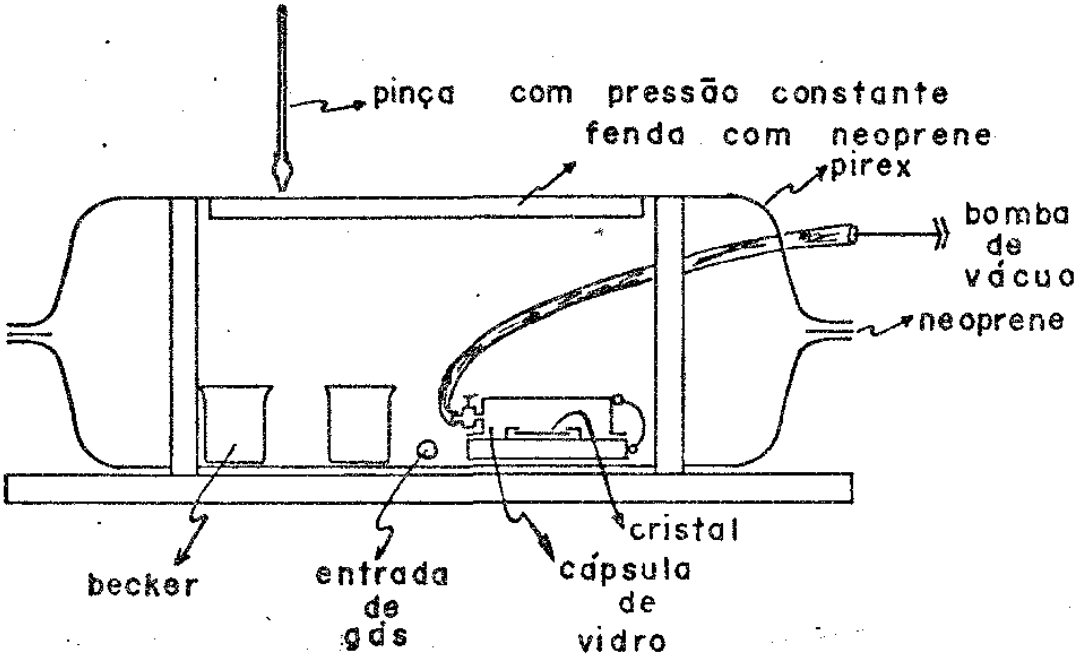



FIG. IV.1.8 —— aparato para limpeza final

cápsula com o cristal pode, então, ser levada até a evaporadora sem que o cristal entre em contato com o ar. Feito o vácuo na câmara da evaporadora, a tampa da cápsula abre quando a pressão da câmara atinge o valor do interior da cápsula (veja fig. IV.1.9). Com a

cápsula aberta, a superfície do cristal fica exposta e pronta para receber a evaporação.

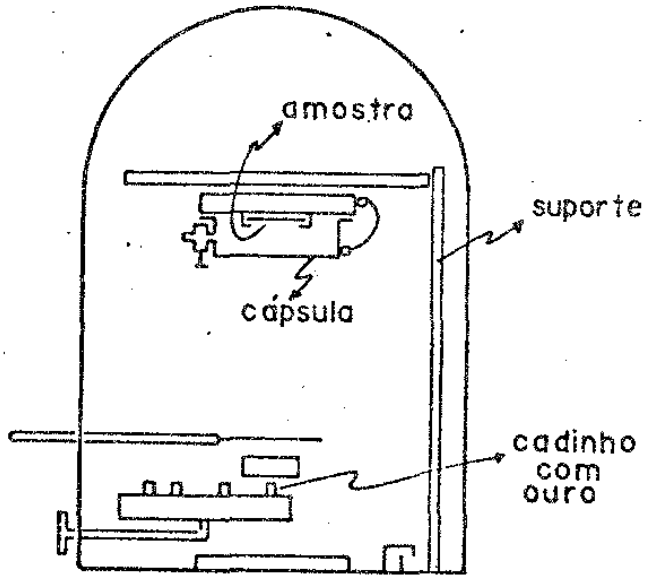



FIG.IV.9 —— posição da cápsula de vidro no interior da câmara da evaporadora

Tal sistema de fabricação se aplica também para o caso de lasers e outros dispositivos de semicondutores, e atualmente está sendo desenvolvido por F.D. Nunes nos laboratórios de Física Aplicada (IFGW - Unicamp).

Outras tentativas foram feitas na fabricação das células. A inclusão de uma camada mais espessa de óxido entre o metal e o semicondutor, mostrou interferir bastante no rendimento da célula, e aparentemente deve haver uma espessura ótima de óxido onde o rendimento é máximo. Não foi possível chegar a alguma conclusão a este respeito, principalmente por causa da não reprodutividade das células.

Como um dos fatores que mais atrapalharam, na fabricação, foi a resistência série do dispositivo, fizemos uma tentativa - que resultou na melhor das células fabricadas. Para diminuir a resistência série, usamos um substrato, tipo N, muito dopado ($10^{18} cm^{-3}$) onde foi feito o crescimento de 5μm de GaAs, pouco dopado ($10^{15} cm^{-3}$)

sobre a qual foi feita a deposição de Au para formar a barreira - Schottky. Assim, a barreira foi feita com um material pouco dopado e fino (apenas 5μ) e o restante do semicondutor funcionaria como material condutor auxiliando na coleta da corrente gerada. A resistência série foi bem menor e a eficiência de coleção melhorou surpreendentemente (veja secão IV.2).

## IV.2. Característica corrente-tensão

O primeiro teste realizado, para verificar o funcionamento do dispositivo, foi a observação da curva característica da célula através do traçador de curva 576 da Tektronix. Obtivemos fotos, como a figura IV.2.1, onde aparece a característica corrente-tensão de uma célula com 0,1 $cm^2$ de área, iluminada com diferentes intensidades, por uma lâmpada de filamento de tungstênio (luz branca).

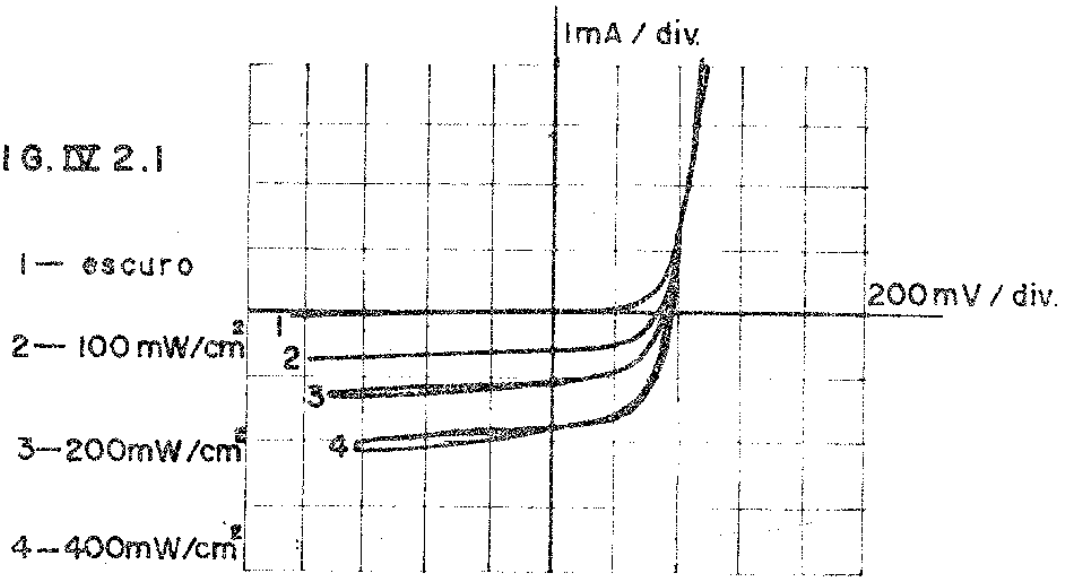



FIG. IV 2.1

A inclinação destas curvas para tensões elevadas, fornece-nos um valor aproximado da resistência série do dispositivo. Entretanto, não confiamos muito nas curvas fornecidas pelo traçador, principalmente quando usado em escala de corrente muito baixa, onde o aparelho introduz distorções. Fizemos, então, uma montagem (fig. IV.2.2) para obter a curva característica ponto a ponto.

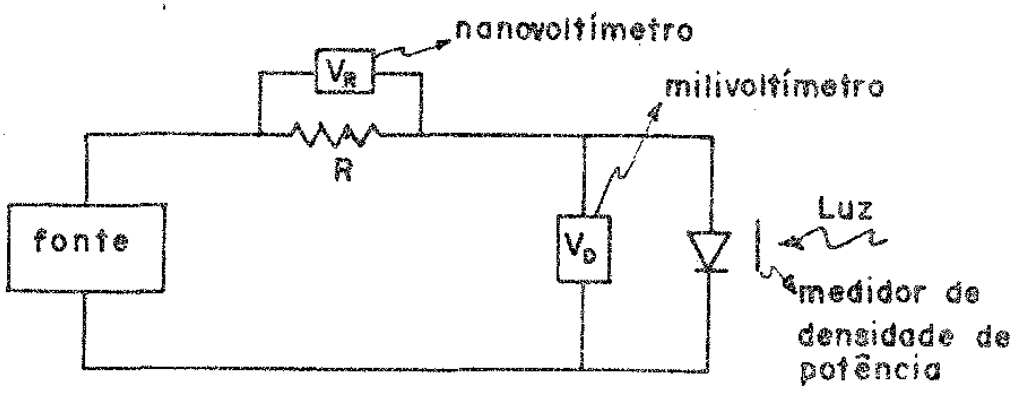



FIG. IV 2.2

Para que a potência de luz, por unidade de área, que chega até a superfície da célula, fosse medida, usamos o RadiantFlux Meter - HP-8330A que possuia dispositivo de auto calibração e auto zeragem. Para garantir que a cabeça do medidor e a célula recebessem a mesma densidade de potência, foi feita uma caixa protetora com um suporte que permitia a substituição da célula pelo medidor de forma que ambos tivessem toda a sua área iluminada e que fossem colocados na mesma posição relativamente à fonte de luz. Esta caixa protetora, evitava, ainda, a luz ambiente, garantindo potência incidente nula quando fosse o caso. Esta mesma caixa, ainda foi muito útil como protetora da cabeça do fotodetector (8334A Radiant Flux Detector-HP) que é muito sensível à flutuações de temperatura e não podia ser tocada durante as medidas.

A tensão $V_D$ foi medida com o multímetro digital Fluke 8000 A; $V_R$ foi medido por um nanovoltímetro Keithley 148 e a resistência R utilizada foi de 102Ω. A fonte foi a DC Power Supply PE1512 da Philips.

Medimos a corrente ($I = V_R/R$), para cada valor de $V_D$, mantendo a célula no escuro (fig. IV.2.3). Repetimos as medidas para

diferentes intensidades de luz e obtivemos as curvas da fig. IV.2.4.

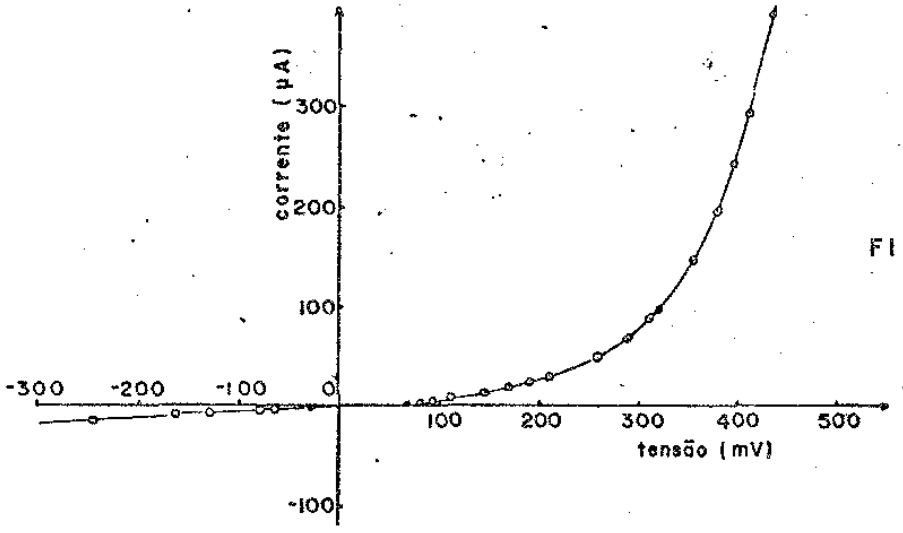



FIG. IV 2.3

De acordo com a equação II.6.10, esperaríamos que, ao iluminarmos a célula, a curva baixasse de $I_L$. Mas além de baixar, ela sofre uma distorção para a esquerda devido à resistência série. Assim, se somarmos $\Delta I$ a cada valor de $I_L$ em cada uma das curvas, (veja fig. IV.2.4, onde $\Delta I$ = 150 μA) determinaremos pontos alinhados segundo uma reta não vertical, cuja inclinação nos fornece o valor da resistência série do dispositivo[29]. Para esta célula a resistência série resultante foi de 190 Ohm.

Transportando-se a curva da figura IV.2.3 para papel mono-log, pudemos determinar os parâmetros $I_o$ (2,1 μA) e A (3,2) da equação III.7.5 (veja fig. IV.2.5).

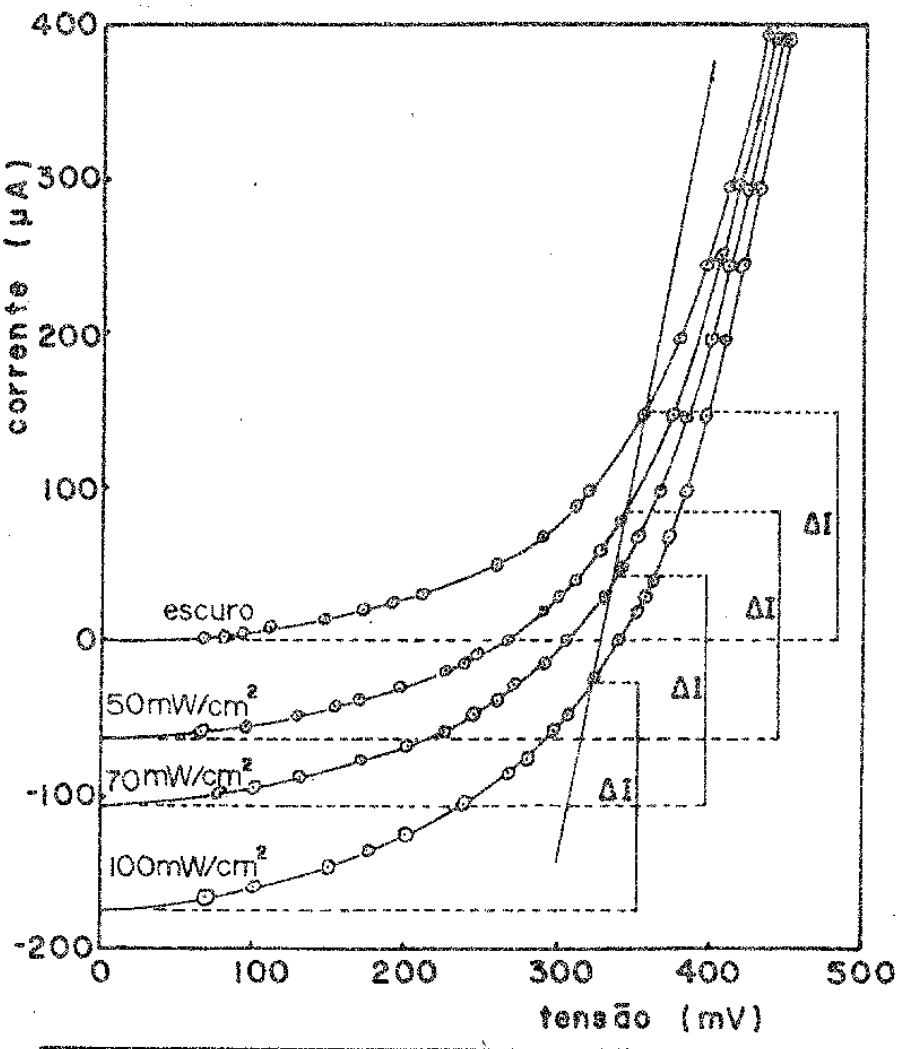



FIG. IV 2.4

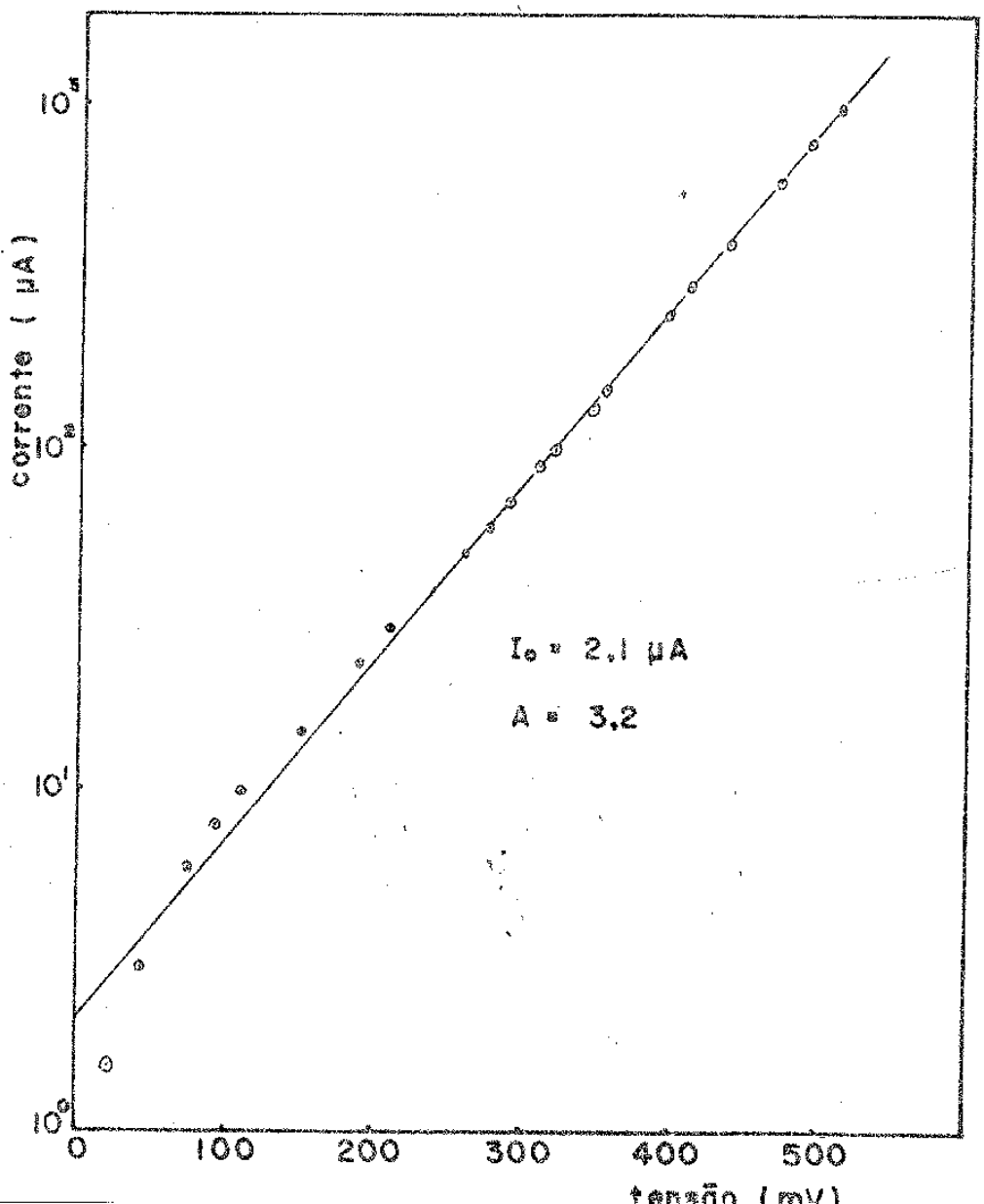



FIG. IV 2.5

IV.3. Resposta espectral

Foi feita a montagem esquematizada na figura IV.3.1, para que pudessemos analisar a resposta da célula para várias frequências de luz incidente.

Visto que não precisávamos de uma grande resolução, mas sim de uma potência razoável de luz, utilizamos o monocromador Jarrell-Ash (82-405) com razão de abertura f/8.5 e com 1180 linhas/mm na grade de difração

Uma fenda de 2,4 mm permitiu boa intensidade de luz sobre a célula e uma resolução de 80Å que é suficiente para o nosso tipo de medida. Abaixo de 5800Å, usamos um filtro para barrar as frequências de segunda ordem do monocromador. A resistência R e o nanovoltímetro foram os mesmos utilizados nas medidas da característica corrente-tensão.

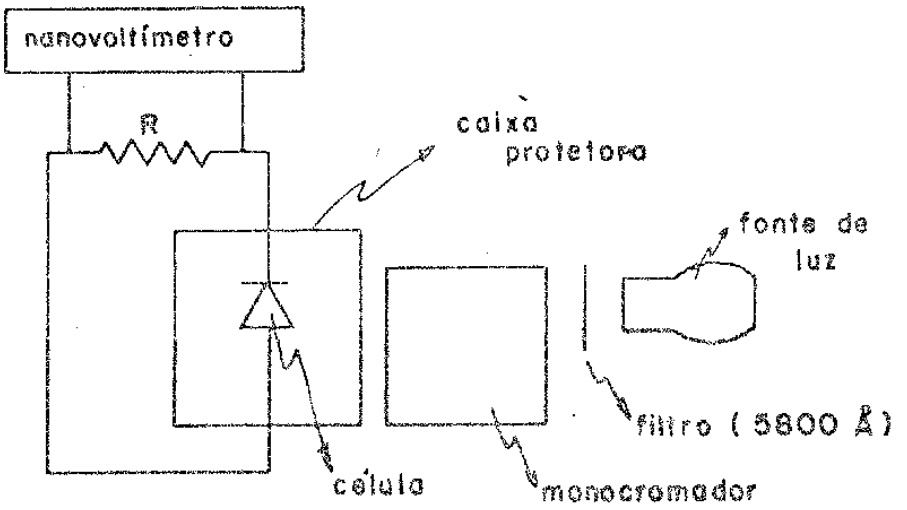



FIG. IV 3.1

O resultado (figura IV.3.2) mostra que para energias inferiores à largura da banda proibida do GaAs, a resposta da célula cai rapidamente a zero, indicando que a totalidade da corrente fotogerada é devido à absorção da luz no interior do GaAs. Poderíamos pen

sar, que fotons com energia maior que a largura da banda proibida do GaAs (1.43 ev) podem ser absorvidos no metal, criando elétrons que podem transpor a barreira (0,9 ev) e contribuir para a fotocorrente; entretanto, estes elétrons teriam igual probabilidade de transpor a barreira que os de energia entre 0,9 ev e 1,43 ev. Como não encontramos fotocorrente nesta faixa (0,9 - 1,43 ev), é pouco provável (de acordo com nosso modelo simplificado que não leva em conta o que acontece na interface) que elétrons do metal estejam contribuindo, qualquer que seja a energia do foton absorvido.

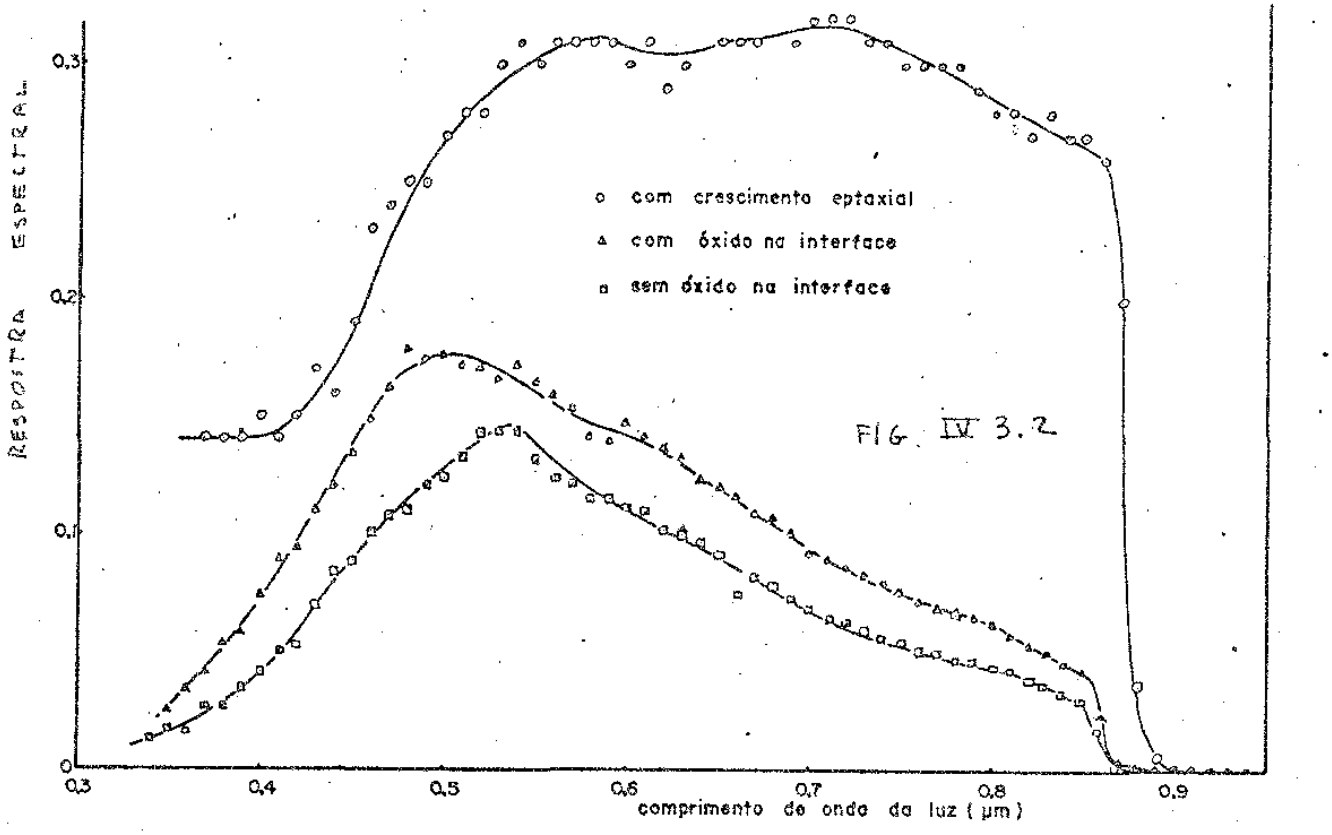



FIG. IV 3.2

A resposta espectral (R.E.) apresentada na figura IV.3.2 corresponde ao número de elétrons coletados dividido pelo número de fotons incidentes na superfície da célula. Se eliminarmos os fotons que são refletidos, os que são absorvidos no metal, e os que são absorvidos muito longe da junção para que possam ser coletados,

teremos a porcentagem de elétrons coletados em relação ao número de fotons absorvidos na vizinhança da junção. Esta porcentagem é a eficiência interna ($\eta_i$) da célula que em nossos cálculos considerávamos igual à unidade (fig. IV.3.3).

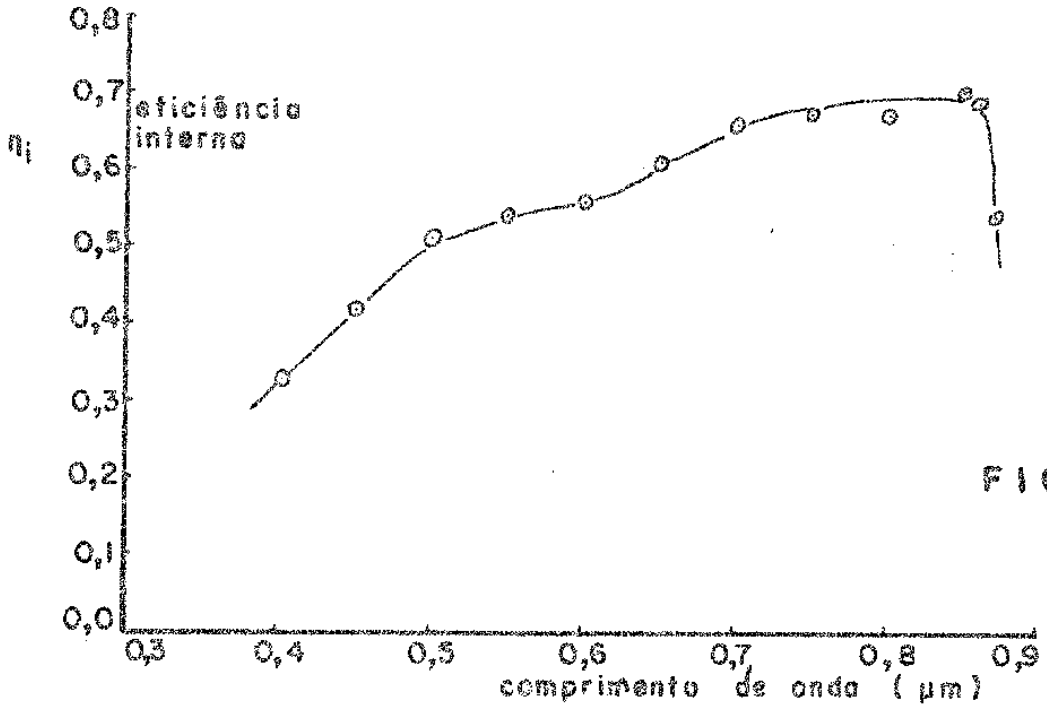



FIG. IV 3.3

IV.4. Tempo de resposta

A célula foi também submetida à luz pulsada de um laser de GaAs de heteroestrutura dupla. Pudemos então, observar o comportamento da célula quando usada com as funções de um fotodetector. Usamos pulsos de 1μs de largura e frequência 6 khz. Pudemos observar claramente o início da emissão estimulada. Pela figura IV.4.1, podemos notar que para pulsos mais estreitos não será possível a detecção, devido ao grande tempo de resposta do dispositivo.

O tempo de resposta será menor se usarmos uma polarização reversa e tomarmos o sinal indiretamente sobre uma resistência, ou ainda se diminuirmos a capacidade acrescentando capacitores em série.

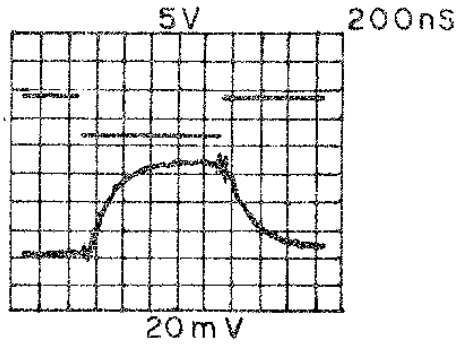



FIG. IV 4.1

Poderíamos ter fabricado fotodetectores usando o mesmo princípio, mas tomando o cuidado de diminuir sua área e aumentar a largura da junção (maior dopagem) para que baixe a capacidade do dispositivo.

## V - Conclusão

As células de barreira Schottky são de fabricação relativamente fácil, e apresentam uma vantagem com relação às células de junção p-n, pois não é necessário o uso de fornos na sua fabricação. De posse de uma evaporadora, podemos fabricar células grandes, que não poderiam ser feitas nos fornos de crescimento ou de difusão que dispomos, pois estes são dimensionados para a fabricação de pequenos dispositivos.

O rendimento alcançado por nós foi de 1%, mas poderá aumentar facilmente com a execução de planos como a melhora dos contactos com a otimização de sua geometria ou a deposição da camada anti-refletora por nós calculada.

Assim, esperamos que este trabalho tenha continuidade para que possamos entender melhor os fenômenos físicos envolvidos, bem como adquirir melhores técnicas de fabricação, que poderão também ser utilizadas na produção de outros dispositivos de semicondutor.

Com este trabalho, pudemos entender os conceitos físicos envolvidos no funcionamento de uma célula solar e ter uma idéia das dificuldades tecnológicas existentes e que ainda têm que ser superadas para que a célula alcance rendimento previsto teoricamente.

Apêndice A[4,5,6,7,8,9,20]

## Luz refletida e transmitida na passagem entre 2 meios

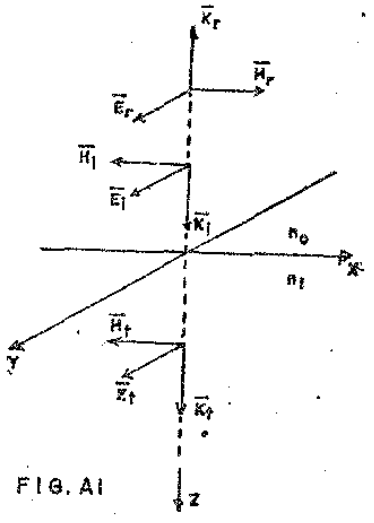



FIG. A1

Na figura A1, o plano z10 separa dois meios transparentes de índices de refração $n_0$(z<0) e $n_1$(z>0). Uma onda eletromagnética plana incidindo na direção z terá uma parte transmitida e outra refletida que podem ser descritos pelas equações:

$$E_i = Eo_i e^{i(\omega t - k_{iz} z)} \quad \rightarrow \text{incidente}$$

$$E_r = Eo_r e^{i(\omega t - k_{rz} z)} \quad \rightarrow \text{refletida} \qquad \text{(eq. A.1)}$$

$$E_t = Eo_t e^{i(\omega t - k_{tz} z)} \quad \rightarrow \text{transmitida}$$

onde:

$$k_{zi} = k_{zr} = \frac{2\pi n_o}{\lambda}$$

$$k_{zt} = \frac{2\pi n_1}{\lambda}$$

Também como solução das equações de Maxwell para uma onda plana, o campo magnético será dado por:

$$H_j = H_{oj}\, e^{i(\omega t - k_{iz}3)} \qquad \text{(eq. A.2)}$$

Da equação $\vec{\nabla} \times \vec{E} = - \frac{\mu}{c} \frac{\partial H}{\partial t}$ podemos considerar as identidades $\vec{\nabla} \equiv i\vec{k}$ e $\frac{\partial}{\partial t} \equiv - i\omega$ para obter:

$$\vec{k} \times \vec{E} = \frac{\mu\omega}{c} \vec{H} \qquad \text{(eq. A.3)}$$

Pela equação A.3 podemos determinar a direção e o sentido de $\vec{H}$ depois de escolhido no sentido arbitrário para $\vec{E}$. Com base nisto foi feita a figura A.1.

Da equação A.3, como $k_x = k_y = 0$, temos:

$$k_z E_y = \frac{\mu\omega}{c} H_x$$

ou:

$$\frac{2\pi n E_y}{\lambda} = \frac{\mu\omega}{c} H_x$$

ou ainda:

$$nE_y = \mu H_x \qquad \text{(eq. A.4)}$$

Supondo-se a onda eletromagnética linearmente polarizada na direção "y" e usando-se condições de contorno na superfície de separação entre os dois meios (as componentes tangenciais de $\vec{E}$ e $\vec{H}$ são contínuas), temos:

$$E_{oi} + E_{or} = E_{ot} \qquad \text{(eq. A.5)}$$

$$E_{or} - H_{oi} = - H_{ot} \qquad \text{(eq. A.6)}$$

Para ondas com outra polarização, o resultado será o mesmo visto que estamos trabalhando somente com incidência normal.

Usando a equação A.4 com $\mu = 1$ por estarmos trabalhando com frequências óticas, a equação A.6 pode ser escrita na forma:

$$n_o E_{or} - n_o E_{oi} = -n_1 E_{ot} \qquad \text{(eq. A.7)}$$

De A.5 e A.6 podemos tirar as relações de Fresnel:

$$\frac{E_{or}}{E_{oi}} = \frac{n_o - n_1}{n_o + n_1} = r \qquad \text{(eq. A.8)}$$

$$\frac{E_{ot}}{E_{oi}} = \frac{2n_o}{n_o + n_1} = t \qquad \text{(eq. A.9)}$$

A energia de uma onda eletromagnética é dada pelo vetor de pointing $\vec{S}$:

$$\vec{S} = \frac{C}{4\pi} |\vec{E} \times \vec{H}| \qquad \text{(eq. A.10)}$$

$$S = \frac{nc}{4\pi} E^2 \qquad \text{(eq. A.11)}$$

Assim, a razão entre a energia transmitida e a incidente será:

$$\frac{S_t}{S_i} = \frac{n_1}{n_o} t^2 = T \quad , \qquad \text{(eq. A.12)}$$

e a razão entre a energia refletida e a incidente será:

$$\frac{S_r}{S_i} = r^2 = R \qquad \text{(eq. A.13)}$$

Nota: Se $n_o < n$, r será negativo (eq. A.8) indicando - que o sentido de $\vec{E}_r$ deve ser invertido na figura A.1, assim como o sentido de $\vec{H}_r$ que deverá ficar sempre de acordo com a equação A.3.Se $n_o > n_1$, r será positivo, indicando que o sentido de $\vec{E}$, escolhido arbitrariamente na figura A.1, está correto.

Apêndice B

## Luz refletida e transmitida por um filme

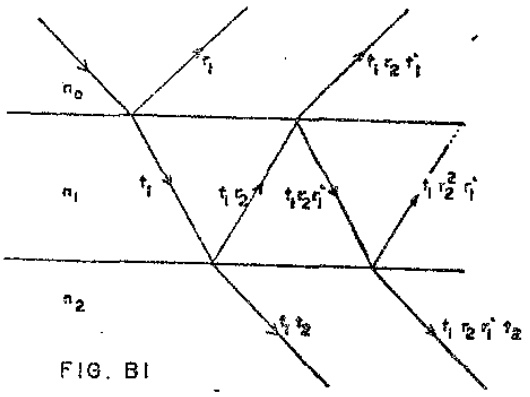



FIG. B1

Num filme de índice de refração $n_1$, colocado entre dois meios de índices de refração $n_0$ e $n_2$, podemos calcular a porcentagem de luz refletida e transmitida, usando-se os coeficientes de Fresnel e fazendo-se uma soma das múltiplas reflexões envolvidas (fig. B.1). Nesta somatória, a mudança de fase também deve ser considerada. A diferença de fase entre dois raios transmitidos consecutivos (9, pag. 52), por exemplo, entre os pontos A e B da fig. B.2, será igual a diferença de fase entre os pontos P e Q da fig. B.2. Esta diferença de fase é devida ao percurso POQ e será dada por:

$$\delta = \frac{2\pi n_1}{\lambda_0} |PO+OQ| \qquad \text{(eq. B.1)}$$

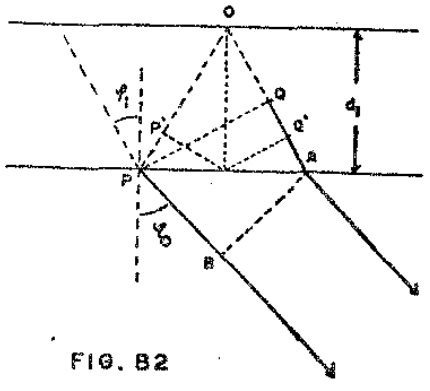



FIG. B2

Mas PO+OQ = 2OQ' (fig. B.2). Pode-se ver isto facilmente observando que PP' = Q'A = QQ'. Portanto

$$\delta = \frac{(4\pi n_1 d_1 \cos\psi_1)}{\lambda_0} \qquad \text{(eq. B.2)}$$

Na Fig. B.1, $r_1$; $t_1$; $r_2$; $t_2$; $r_1'$; $t_1'$ são dados pelos coeficientes de Fresnel (eqs. A.8 e A.9), onde:

$$r_1' = -r_1 = -\frac{n_o - n_1}{n_o + n_1} \qquad \text{(eq. B.3)}$$

$$t_1' = \frac{n_1}{n_o} \times t_1 = \frac{2n_1}{n_o + n_1} \qquad \text{(eq. B.4)}$$

Assim, as amplitudes refletida e transmitida, serão:

$$r = r_1 + t_1 t_1' r_2 e^{-i\delta} + t_1 t_1' r_2^2 e^{-2i\delta} + \ldots \qquad \text{(eq. B.5)}$$

$$t = t_1 t_2 + t_1 t_2 r_1' r_2 e^{-i\delta} + t_1 t_2 r_1'^2 r_2^2 e^{-2i\delta} + \ldots \qquad \text{(eq. B.6)}$$

A equação B.5 é a soma de $r_1$ com uma progressão geométrica de razão $|r_1' r_2 e^{-i\delta}|$ e primeiro termo igual a $|t, t_1' r_2 e^{-i\delta}|$ e pode ser escrita sob a forma:

$$r = r_1 + \frac{t_1 t_1' r_2 e^{-i\delta}}{1 - r_1' r_2 e^{-i\delta}} \qquad \text{(eq. B.7)}$$

Da equação B.4 temos que: $t_1 t_1' = 1 - r_1^2$. Assim podemos escrever:

$$r = r_1 + \frac{(1 - r_1^2) r_2 e^{-i\delta}}{1 + r_1 r_2 e^{-i\delta}}$$

ou:

$$r = \frac{r_1 + r_2 e^{-i\delta}}{1 + r_1 r_2 e^{-i\delta}} \qquad \text{(eq. B.8)}$$

A equação B.6 é a soma de uma progressão geométrica de razão $|r_1' r_2 e^{-i\delta}|$ e com o primeiro termo igual à $|t_1 t_2|$. Portanto:

$$t = \frac{t_1 t_2}{1 - r_1' r_2 e^{-i\delta}}$$

ou:

$$t = \frac{t_1 t_2}{1 + r_1 r_2 e^{-i\delta}} \qquad \text{(eq. B.9)}$$

NOTA: A diferença de fase entre o feixe incidente e o primeiro termo da série dos feixes transmitidos não foi considerado. Isto não acarretará erro no cálculo da energia transmitida, pois o fator corresponde a essa diferença de fase, desapareceria ao elevarmos o coeficiente t ao quadrado.

A porcentagem de energia refletida será dada por:

$$R = r \times r^*$$

e a porcentagem de energia transmitida será dada por:

$$T = \frac{n_o}{n_2} t \times t^* \qquad \text{(eq. B.11)}$$

onde $r^*$ e $t^*$ são os complexos conjugados de r e t.

Para obtermos as equações II.5.1 e II.5.2, é preciso - substituir $n_1$ por $n_1 - ik_1$ e $n_2$ por $n_2 - ik_2$ nas equações B.8 e B.9, onde $k_1$ e $k_2$ são os coeficientes de extinção dos meios 1 e 2 e estão relacionados com os coeficientes de absorção $\alpha_1$ e $\alpha_2$ pelas equações:

$$k_1 = \frac{\alpha_1 \lambda}{4\pi} \qquad \text{(eq. B.12)}$$

$$k_2 = \frac{\alpha_2 \lambda}{4\pi} \qquad \text{(eq. B.13)}$$

Apêndice C

## Luz refletida por dois filmes

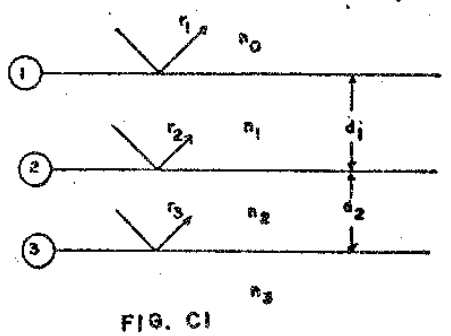



FIG. C1

$$r_1 = \frac{n_o - n_1}{n_o + n_1}$$

$$r_2 = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}$$

$$r_3 = \frac{n_2 - n_3}{n_2 + n_3}$$

Quando se trata de dois filmes de índices de refração $n_1$ e $n_2$, o problema pode ser tratado como no caso de um único filme. Assim, a reflexão representada pela equação B.8 continua válida, apenas substituindo-se $r_2$ por r' (5, pag. 249) que engloba a reflexão nas superfícies 2 e 3 (fig. C.1) e pode ser calculado pela própria equação B.8. Portanto:

$$r = \frac{r_1 + r' e^{-i\delta_1}}{1 + r_1 r' e^{-i\delta_1}} \qquad \text{(eq. C.1)}$$

$$r' = \frac{r_2 + r_3 e^{-i\delta_2}}{1 + r_2 r_3 e^{-i\delta_2}}$$

$$\delta_1 = \frac{4\pi n_1 d_1}{\lambda} \quad ; \quad \delta_2 = \frac{4\pi n_2 d_2}{\lambda}$$

Quando o meio 2 é absorvente, $n_2$ precisa ser substituído por $n_2 - ik_2$, na equação C.2; onde $k_2$ é o coeficiente de extinção do meio 2.

Para que se consiga reflexão nula para um dado comprimento de onda, igualamos r à zero. Como r é um número complexo, a parte real e parte imaginária devem se anular, fornecendo-nos duas equações que nos permitem calcular as incógnitas $n_1$ e $d_1$. Assim, é

possível determinar a espessura ($d_1$) e o índice de refração ($n_1$) de um material que depositado sobre o filme metálico, de uma célula solar de barreira Schottky, funcione como cobertura anti-refletora. Como os cálculos envolvidos são bastante complicados, resolvemos o sistema de equações numericamente pelo computador.

Tal sistema de equações obtido à partir da equação C.1, igualando-se parte real e imaginária de r à zero está descrito na equação C.2, com os parâmetros envolvidos descritos logo abaixo:

$$(1-r_1^2)b = 0$$

(eq. C.2)

$$r_1+r_1(A^2+B^2) + (1+r_1^2)a = 0$$

$$a = A(\cos\ \delta_1) + B(\text{sen}\ \delta_1) \quad , \quad \delta_1 = 4\pi n_1 d_1/\lambda \quad ,$$

$$b = B(\cos\ \delta_1) - A(\text{sen}\ \delta_1) \quad ,$$

$$A = AN/ABD \quad ,$$

$$B = BN/ABD \quad ,$$

$$AN=a_2\left|1+(a_3^2+b_3^2)e^{2\varepsilon}\right|+e^{E}(1+a_2^2+b_2^2)(a_3\cos\delta+b_3\text{sen}\delta) \quad ,$$

$$BN=b_2\left|1-(a_3^2+b_3^2)e^{2\varepsilon}\right|+e^{E}(1-a_2^2-b_2^2)(b_3\cos\delta-a_3\text{sen}\delta) \quad ,$$

$$ABD=1+2(a_2a_3-b_2b_3)e^{\varepsilon}\cos\delta+2(a_2b_3+a_3b_2)e^{\varepsilon}\text{sen}\delta+(a_2^2+b_2^2)(a_2^2+b_3^2)e^{2\varepsilon} \quad ,$$

$$\delta = \frac{4\pi n_2 d_2}{\lambda} \quad ; \quad \varepsilon = - \frac{4\pi k_2 d_2}{\lambda} \quad ,$$

$$a_2 = \frac{n_1^2 - n_2^2 - k_2^2}{(n_1+n_2)^2 + k_2^2} \quad , \qquad b_2 = \frac{2\, k_2 n_1}{(n_1+n_2)^2 + k_2^2} \quad ,$$

$$a_3 = \frac{n_2^2 - n_3^2 + k_2^2}{(n_2+n_3)^2 + k_2^2} \quad , \qquad b_3 = \frac{-2k_2 n_3}{(n_2+n_3)^2 + k_2^2} \quad ,$$

onde usamos:

$$n_2 = 0,84 \quad , \qquad k_2 = 1.83 \quad ,$$

$$n_3 = 3,6 \quad , \qquad d_2 = 100 \text{ Å} \quad ,$$

e calculamos:

$$n_1 = 2,0 \quad , \qquad d_1 = 495 \text{ Å} \quad .$$

# Apêndice D

## O espectro solar

O espectro solar pode ser considerado como o espectro da radiação do corpo negro numa temperatura conveniente. Esta temperatura pode ser avaliada simplesmente medindo-se a potência por unidade de área que chega na região logo acima da atmosfera terrestre - ($\simeq$ 1300 $W/m^2$) e considerando-se que a potência emitida por um corpo negro por unidade de área é dada por:

$$\frac{\text{Potência}}{\text{Área}} = \sigma T^4 \qquad \text{(eq. D.1)}$$

onde $\sigma = 5{,}67.10^{-8} W\ m^{-2}\ {}^oK^{-4}$ é a constante de Stefan-Boltzmann. A potência por unidade de área que chega até a Terra será obtida da - equação D.1, multiplicando-a por um fator de forma F que é a razão - entre a área da superfície do Sol, e área da esfera de raio igual ao da órbita da Terra ($F = 0{,}218.10^{-4}$).

$$\frac{\text{Potência}}{\text{Área}}\ (\text{na Terra}) = \sigma T^4 F \simeq 1300\ W/m^2 \qquad \text{(eq. D.2)}$$

De onde obtemos imediatamente $T \simeq 5760^oK$.

Podemos então, representar o espectro solar (veja ref. 15, fórmula: 9.15.13) por:

$$W(\lambda)d = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{d\lambda}{e^{hc/\lambda kT} - 1} \qquad \text{(eq. D.3)}$$

A radiação solar, quando penetra a atmosfera terrestre terá parte da energia absorvida e o seu espectro real aparecerá como o espectro de um corpo negro retalhado por absorções em determinados

comprimentos de onda. A energia que consegue atravessar é de cerca de 74% da energia fora da atmosfera. Na figura D.1 apresentamos o espectro do corpo negro a 5760°C, o espectro solar na Terra[19] e a aproximação por nós utilizada.

A energia disponível decai então para cerca de 1000 $W/m^2$.

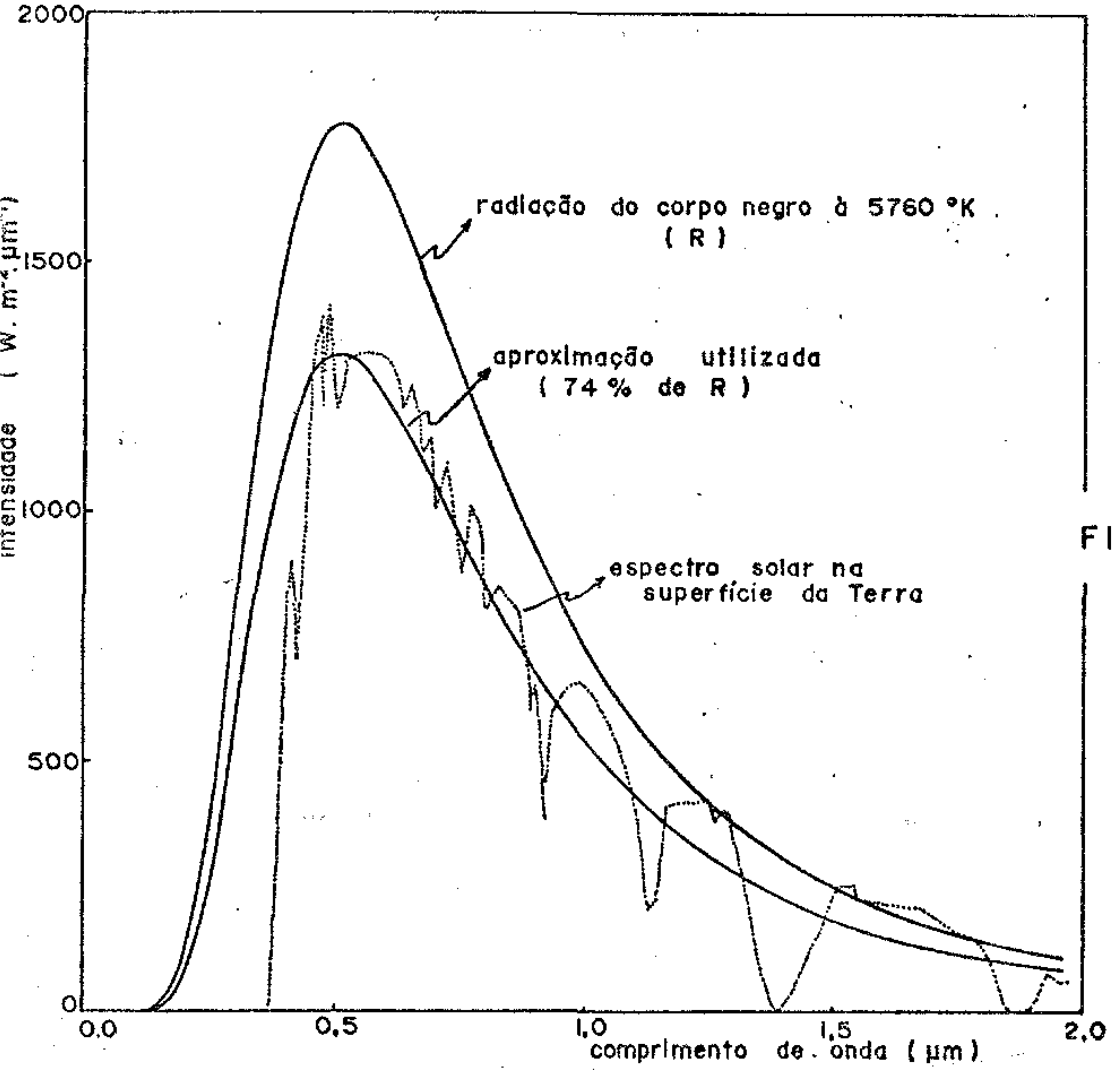



FIG. D1

Apêndice E

## Equação da continuidade

Nos semicondutores, podemos ter dois tipos de corrente: corrente de difusão e corrente de arrastamento. A corrente de difusão aparece quando há um gradiente de concentração de portadores, e consiste, simplesmente, na difusão de cargas da região de maior concentração para a de menor concentração. A corrente de arrastamento é a que resulta da ação de um campo elétrico, sobre os portadores, dentro do material.

A corrente de difusão é proporcional ao gradiente de portadores e a constante de proporcionalidade é chamada "coeficiente de difusão":

$$\text{p/ buracos} \quad \vec{J}_{p\,dif} = -q(D_p \vec{\nabla}_p) \qquad \text{(eq. E.1)}$$

$$\text{p/ elétrons} \quad \vec{J}_{n\,dif} = q(D_n \vec{\nabla}_n) \qquad \text{(eq. E.2)}$$

A corrente de arrastamento é proporcional ao campo elétrico (E) e à concentração de portadores:

$$\text{p/ buracos} \quad \vec{J}_{p\ arrast.} = q\ \mu_p p \vec{E} \qquad \text{(eq. E.3)}$$

$$\text{p/ elétrons} \quad \vec{J}_{n\ arrast.} = q\ \mu_n n \vec{E} \qquad \text{(eq. E.4)}$$

onde p e n são as densidades de buracos e elétrons; $\mu_p$, $\mu_n$ são as mobilidades dos buracos e dos elétrons; q é a carga do elétron.

A corrente total de buracos será:

$$\vec{J_p} = q\mu_p p\vec{E} - qD_p\vec{\nabla_p} \qquad \text{(eq. E.5)}$$

e a corrente total de elétrons será:

$$\vec{J_n} = q\mu_n n\vec{E} + qD_n\vec{\nabla_n} \qquad \text{(eq. E.6)}$$

A soma das duas dará o valor observável de corrente. A corrente total, em uma dimensão será:

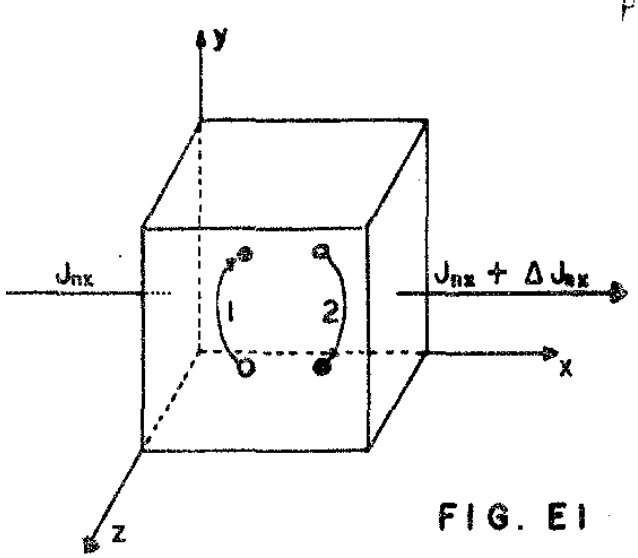
$$J_x = J_{px} + J_{nx} \qquad \text{(eq. E.7)}$$

onde

$$J_{px} = q\mu_p pE_x - qD_p \frac{\partial p}{\partial x} \qquad \text{(eq. E.8)}$$

$$J_{nx} = q\mu_n nE_x + qD_n \frac{\partial n}{\partial x} \qquad \text{(eq. E.9)}$$

A variação da densidade de elétrons com o tempo, depende do número de elétrons gerados por unidade de tempo por unidade de volume ($G_n$), do número de elétrons que desaparece por recombinação ($U_n$), e do número de elétrons que sai ou entra que é dado pela variação da densidade de corrente ($\Delta J_p$) em cada direção (fig. E.1).




1 — criação de elétrons

2 — extinção de elétrons por recombinação

FIG. E1

temos então:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - U_n + \frac{1}{q}\frac{\partial J_{nx}}{\partial x} \qquad \text{(eq. E.10)}$$

que é conhecida como equação da continuidade.

Analogamente para os buracos temos:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = (G_p - U_p) - \frac{1}{q}\frac{\partial J_{px}}{\partial x} \qquad \text{(eq. E.11)}$$

Quando a densidade de portadores gerados é muito menor que a densidade de portadores em equilíbrio térmico, a razão da geração de portadores ($U_n$) pode ser aproximada por:

$$U_n = \frac{n - n_o}{\tau_n} \qquad \text{(eq. E.12)}$$

onde $n_o$ é a concentração de elétrons no equilíbrio térmico, n é a concentração de elétrons com aplicação de energia externa (luz por exemplo) e $\tau_p$ é o tempo de vida de um elétron (tempo médio entre a criação e recombinação).

Substituindo-se $J_{nx}$ (eq. E.9) e $U_n$ (eq. E.12) na equação de continuidade (E.10), temos:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - \frac{n - n_2}{\tau_n} + \left| \mu_n n \frac{\partial E_x}{\partial x} + \mu_n E_x \frac{\partial n}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} \right|$$

(eq. E.13)

No caso da célula solar de barreira Schottky, $G_n$ será determinado pela luz absorvida no semicondutor. Depois de penetrar no semicondutor, o número de fotons decai exponencialmente com a distância. Assim, o número de fotons que atinge uma profundidade x é dado

por:

$$N(x) = N_o e^{-\alpha x} \qquad \text{(eq. E.14)}$$

onde $\alpha$ é o coeficiente de absorção do material, que assume diferentes valores para diferentes frequências de luz e, $N_o$ é o número de fotons que penetra no semicondutor.

Supondo-se que cada foton absorvido gere um elétron, o número de elétrons gerados entre x e x+dx será:

$$dN(x) = -\alpha N_o e^{-\alpha x} dx \qquad \text{(eq. E.15)}$$

Assim, o número de elétrons gerados por unidade de comprimento ($G_n$) será:

$$G_n = \alpha N_o e^{-\alpha x} \qquad \text{(eq. E.16)}$$

e a equação de continuidade, em condições estacionárias ($\frac{\partial n}{\partial t} = 0$), fica:

$$0 = \alpha N_o e^{-\alpha x} - \frac{n - n_o}{\tau_n} + \left| \mu_n \left( n \frac{\partial E_x}{\partial x} + E_x \frac{\partial n}{\partial x} \right) + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} \right|$$

(eq. E.17)

usando o mesmo procedimento para os buracos, encontramos:

$$0 = \alpha N_o e^{-\alpha x} - \frac{p - p_o}{\tau_p} - \left| \mu_p \left( p \frac{\partial E_x}{\partial x} + E_x \frac{\partial p}{\partial x} \right) - D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \right|$$

(eq. E.18)

Apêndice F

## Cálculo da corrente fotogerada

Vamos agora aplicar a equação da continuidade à nossa célula solar.

A luz poderá ser absorvida na região da junção, onde os portadores gerados serão arrastados pelo campo elétrico ali existente, ou então, ser absorvida além da junção, mas a uma distância desta, que seja menor que $L_p$, o livre caminho médio dos portadores minoritários, de forma que a maior parte deles possam difundir até a junção e serem coletados.

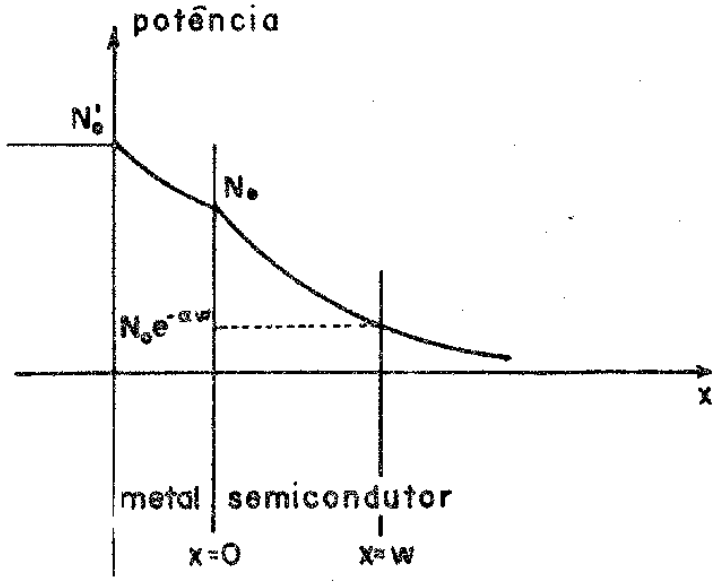



FIG. F1

O número de fotons absorvidos na região da junção - ($0 \leq x < w$) será dado por:

$$N_j = N_o - N_o e^{-\alpha w}$$

$$N_j = N_o(1 - e^{-\alpha w}) \qquad \text{(eq. F.1)}$$

Supondo-se que cada foton absorvido tenha sido responsável pelo aparecimento de um par elétron buraco, a corrente de arrastamento gerada, devido à absorção de $N_j$ fotons será:

$$J_{arrast.} = -qN_o(1 - e^{-\alpha w}) \qquad \text{(eq. F.2)}$$

Nestas equações, $N_o$ representa o número de fotons por unidade de área por unidade de tempo que chega a penetrar no semicondutor, depois de atravessar o filme metálico; $\alpha$ é o coeficiente de absorção do semicondutor; w é a largura da barreira de potencial (região onde existe campo elétrico) e $J_{arrast.}$ é uma parte da corrente fotogerada atribuida apenas aos $N_j$ fotons absorvidos dentro da junção.

A corrente total será a soma de $J_{arrast.}$ com $J_{dif}$ que é a corrente correspondente à absorção fora da junção e à uma distância desta, que permita a difusão dos portadores gerados até ela.

Para calcularmos $J_{dif}$, lembremos que a formação de pares eletron-buracos pela absorção de luz, modifica os números de elétrons e buracos no equilíbrio térmico, $n_o$ e $p_o$, para os novos valores n e p respectivamente. E considerando-se que estamos tratando apenas da luz absorvida além da junção ($x > w$), o campo elétrico será nulo, fazendo com que a equação da continuidade se reduza a:

$$D_p \frac{\partial^2(p-p_o)}{\partial x^2} - \frac{p-p_o}{\tau_p} = -\alpha N_o e^{-\alpha x} \qquad \text{(eq. F.3)}$$

Resolveremos apenas a equação para buracos pois o nosso semicondutor é do tipo-n, e portanto, a variação do número de elétrons com a absorção de luz é muito pequena. Somente os portadores minoritários terão a sua concentração alterada, a ponto de produzir

uma corrente de difusão.

A solução geral de (F.3) será:

$$p-p_o = Ae^{\frac{x}{L_p}} + Be^{-\frac{x}{L_p}} + \frac{\alpha N_o \tau_p}{1-L_p^2 x^2} e^{-\alpha x} \qquad \text{(eq. F.4)}$$

onde $L_p = D_p \tau_p$ é o comprimento de difusão dos buracos; A e B constantes a serem determinadas.

Como $p-p_o$ (número de portadores em excesso) deve ser nulo para x tendendo para o infinito, concluimos que A = 0. Outra condição de contorno será obtida em x = w lembrando-se que a razão entre o número buracos p(w) e o número de buracos no equilíbrio $p_o$ é dada por:

$$\frac{p(w)}{p_o} = e^{qv/KT} \qquad \text{(eq. F.5)}$$

ou:

$$(p-p_o)_{x=w} = p_o(e^{qv/KT}-1) \quad , \qquad \text{(eq. F.6)}$$

de onde tiramos:

$$B = p_o e^{w/L_p}(e^{qv/KT}-1) - \frac{\alpha w_o p}{1-L_p^2 2} e^{\frac{w.}{L_p}} e^{-\alpha w} \qquad \text{(eq. F.7)}$$

$$p-p_o = B\, e^{-\frac{x}{L_p}} + \frac{\alpha N_o \tau_p}{1-L_p^2 x^2} e^{-\alpha x} \qquad \text{(eq. F.8)}$$

Como a corrente que chega por difusão até a junção (x=w) é dada por E.1:

$$\vec{J}_{dif} = (-qD_p \vec{\nabla}_p)_{x=w} \quad ,$$

obtemos:

$$J_{dif} = J_o(e^{qv/KT}-1) - J_{Ldif} \qquad \text{(eq. F.9)}$$

onde

$$J_o = \frac{qD_p p_o}{L_p} \qquad \text{(eq. F.10)}$$

$$J_{Ldif} = \frac{q\alpha N_o \tau_1 D_p}{L_p(1+\alpha L_p)} e^{-\alpha w} \qquad \text{(eq. F.11)}$$

que pode ser reescrita na forma

$$J_{Ldif} = \frac{qN_o \alpha L_p}{1+\alpha L_p} e^{-\alpha w} \qquad \text{(eq. F.12)}$$

Nota: A equação F.10 é idêntica a equação II.6.16.

A corrente total, será então:

$$J = J_{dif} + J_{arrast}$$

$$J = J_o(e^{qv/KT}-1) - \frac{qN_o \alpha L_p}{1+\alpha L_p} e^{-\alpha w} - qv_o(1 - e^{-\alpha w})$$

$$J = J_o(e^{qv/KT}-1) - qN_o(1 - \frac{e^{-\alpha w}}{1+\alpha L_p}) \qquad \text{(eq. F.13)}$$

Chamaremos de corrente fotogerada, à corrente:

$$J_L = qN_o(1 - \frac{e^{-\alpha w}}{1+\alpha L_p}) \qquad \text{(eq. F.14)}$$

que corresponde à corrente de curto circuito da nossa célula solar.

## Referências


(1) O.M. Chapin, C.S. Fuller, G.L. Pearson; *J. Appl. Phys.*, *25*, 676 (1954).

(2) W. Schottky, *Natarwiss.*, *26*, 843 (1938).

(3) S.M. Sze; *Physics of Semiconductor Devices*, Wiley International Edition (1969).

(4) O.S. Heavens, *Optical Properties of Thin Solid Films*, Dover Publications (1965).

(5) O.S. Heavens em *Physics of Thin Films*, Advances in Research and Development, vol. 2, pag. 194 (1964).

(6) M. Garbuny, *Optical Physics*, Academic Press International Edition, pag. 240 (1965).

(7) J.D. Jackson, *Classical Eletrodynamics*, John Wiley & Sons, 6ª edição, pag. 202 (1967).

(8) J.B. Marion, *Classical Electromagnetic Radiation*, Academic Press, 4ª edição, pag. 156 (1970).

(9) A. Yariv, *Introduction to Optical Electronics*, Holt, Rinehart and Winston, pag. 52 (1971).

(10) D.E. Gray, Ed., American Institute of Physics Handbook, McGrqw-Hill, 3ª edição, pag. 6-118 (1972).

(11) M. Wolf, *Proc. IEEE*, 674 (May 1963).

(12) J.P. McKelvey, *Solid State and Semiconductor Physics*, Harper & Row and John Weatherbill (1966).

(13) J.I. Pankove, *Optical Processes in Semiconductors*, Prentice-Hall (1971).

(14) M. Wolf, *Proc. IRE*, 1246 (July 1960).

(15) F. Reif, *Fundamentals of Statistical and Thermal Physics*, McGraw-Hill.

(16) R.A. Logan and F.K. Reinhart, *J. Appl. Phys., 44* (9), 4172 (1973).

(17) J.C. Dyment and G.A. Rozgonyi, *J. Electrochem. Soc., 118,* 1346 (1971).

(18) M.M. Carvalho, *Fabricação e Caracterização de Laser de Homojunção de GaAs com Contato de Faixa,* Tese de Mestrado - IFGW - UNICAMP.

(19) P.T. Landsberg and J.R. Mallinson, *Thermodynamic Contraints, - Effective Temperatures and Solar Cells,* Department of Mathematics, University of Southampton, U.K.

(20) P.T. Landsberg, *Solid-State Electronics, 18,* 1043 (1975).

(21) M.J. Wolf, *Energy Conversion, 11,* 63 (1971).

(22) M.D. Sturge, *Phys. Rev., 127* (3), 768 (1962).

(23) C.A. Mead and W.C. Spitzer, *Phys. Rev., 134,* (3A), A713 (1964).

(24) M.B. Prince, *J. Appl. Phys., 26* (5), 534 (1955).

(25) J.A. Duffis, W.A. Beckman, *Solar Energy Thermal Processes,* John Wiley & Sons (1974).

(26) N.M. Bordina, A.M. Vasil'yev, A.K. Zaytseva, A.P. Landsman, - *Radioteknika i Elektronika,* 617 (Dec. 1963).

(27) N.M. Bordina, A.K. Zaytseva, *Radioteknika i Elektronika,* 1169 (June, 1964).

(28) A.C.G. Bordeaux, *Propriedades de células Solares de Homojunção e Heterojunção do Sistema GaAs-GaAlAs,* Tese de Mestrado - IFGW - UNICAMP.

(29) R.I. Handy, *Solid-State Electronics Pergamon Press, 10,* 765 (1967).

(30) E.L. Ralph, M. Wolf, *IEEE Transations on Electron Devices, ED-12* (9), 493 (1965).

(31) W.A. Anderson, A.E. Delahoy, R.A. Milano, *J. Appl. Phys., 45* (9), 3913 (1974).

(32) J.J. Wysocki, *RCA Review*, 57 (March 1961).

(33) S.Y. Liao, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 846 (Oct. 1975).