

Este exemplar corresponde
à redação final da tese
defendida pelo aluno e
aprovada pela comissão julgadora.

"DIODOS EMISSORES DE LUZ"

José Antonio Sbragia Senna

Orientador:

Prof. Dr. Navin Bhailalbhai Patel

Tese apresentada ao Instituto
de Física "Gleb Wataghin" da
Universidade Estadual de Cam
pinas, como parte dos requisit
os para a obtenção do grau
de Mestre em Física.

Março de 1985

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL

Í N D I C E

RESUMO E ABSTRACT.....	01
CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO.....	02
CAPÍTULO 2 - O DIODO SEMICONDUTOR.....	07
2.1 - Corrente de injeção e de recombinação.....	07
2.2 - Tunelamento.....	10
2.3 - Efeitos ôhmicos.....	12
2.4 - Contatos.....	13
2.5 - Heterojunções.....	15
2.6 - Alta injeção.....	19
2.7 - Mecanismos de recombinação.....	20
2.8 - Eficiência Quântica.....	25
CAPÍTULO 3 - EMISSÃO E DIREÇÃO DA LUZ.....	32
3.1 - Reflexão e transmissão em interface.....	32
3.2 - Guiamento.....	37
3.3 - Alteração das probabilidades de emissão pelo guia.....	41
3.4 - Absorção da luz - mecanismo banda-banda.....	43
3.5 - Absorção por portadores livres.....	46
3.6 - Absorção por defeitos.....	48
3.7 - Absorção e eficiência.....	49
3.8 - Reemissão.....	50
3.9 - Emissão estimulada.....	52
3.10 - Campo próximo e campo distante.....	53
CAPÍTULO 4 - FABRICAÇÃO DOS DIODOS.....	58

4.1	-	Defeitos e problemas com o crescimento epitaxial.....	61
4.2	-	Medida da espessura das camadas crescidas.....	63
4.3	-	Observação de defeitos.....	64
4.4	-	Análise da composição das camadas.....	66
4.5	-	Outras medidas.....	69
4.6	-	Definição dos contatos.....	70
4.7	-	Metalização.....	72
4.8	-	Clivagem.....	73
4.9	-	Soldagem.....	75
4.10	-	Outras etapas.....	77
CAPÍTULO 5	-	MEDIDAS E RESULTADOS EXPERIMENTAIS.....	79
5.1	-	O primeiro cristal.....	79
5.2	-	O segundo cristal.....	89
5.3	-	O terceiro e o quarto cristal.....	94
5.4	-	O cristal "1053 E".....	96
CAPÍTULO 6	-	CONCLUSÕES.....	102
APÊNDICE 1		105
REFERÊNCIAS		109
BIBLIOGRAFIA		111

RESUMO

Na presente tese são estudados diodos emissores de luz de alta radiância, de GaAs. São apresentados resultados de medidas do espectro, potência luminosa versus corrente, campo próximo e campo distante e se faz uma correlação destes resultados com a teoria atualmente aceita, da qual se inclui um resumo.

ABSTRACT

This work studies high radiance GaAs light emitting diodes. The results of measurements of spectrum, power output versus current, near and far fields are presented and correlated with the present accepted theory, a brief account of which is included.

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

O diodo emissor de luz, LED (do inglês *light emitting diode*), é um dispositivo semicondutor com uma junção que emite luz incoerente ao ser atravessado por uma corrente elétrica. Dispositivos análogos, emissores de luz coerente, são chamados lasers de injeção. A emissão é dita coerente quando as grandezas do campo eletromagnético são funções analíticas do tempo e da posição; incoerente quando variam aleatoriamente. O mesmo dispositivo pode, frequentemente, funcionar tanto como LED quanto como laser, dependendo das condições de operação.

Por construção, os LED's em geral possuem faces com dimensões muito diferentes. Os LED's que emitem preferencialmente por uma de suas faces menores são chamados de LED's de emissão pela borda; os que emitem por uma face maior, de emissão pela superfície. Um caso especial de LED's de emissão pela superfície é constituído pelos diodos com uma lente feita no próprio semicondutor, através da qual se dá a emissão.

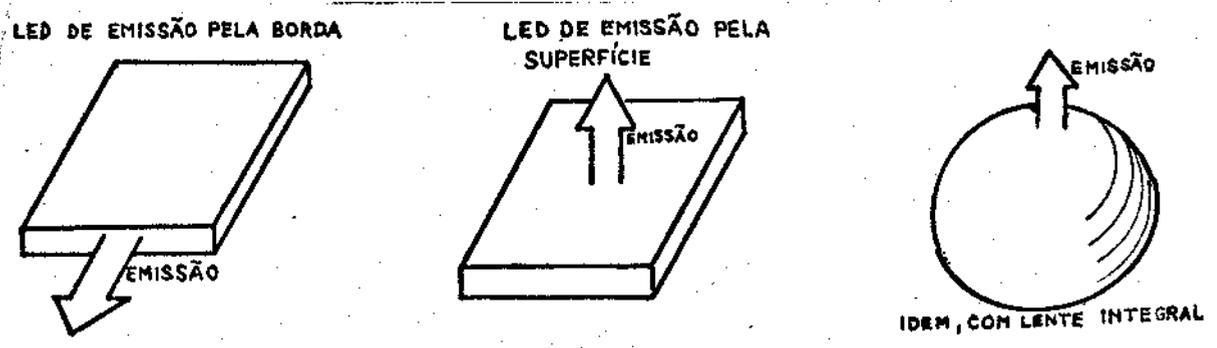


FIG. 1

O LED mais simples possível tem uma junção p-n num bloco de um único material semiconductor; ao se polarizar diretamente essa junção, portadores minoritários são injetados através dela e se recombinam com os portadores majoritários opostos, podendo emitir luz. Este diodo é chamado de diodo de homoestrutura (fig.2a). Se, em vez de um único material, forem usados materiais diferentes, de modo a formar uma segunda barreira de potencial a uma certa distância da junção, pode-se confinar o tipo de portadores minoritários que é preferivelmente injetado à região entre a junção e essa barreira, concentrando a emissão de luz. Este é um diodo de heteroestrutura simples (fig.2b). Se houver duas dessas barreiras, o diodo é chamado de dupla heteroestrutura e ambos os tipos de portadores são confinados a uma região muito estreita nas imediações da junção (fig.2c). Essas heteroestruturas também têm um efeito de guia sobre a luz emitida, devido à diferença entre os índices de refração dos diversos materiais usados.

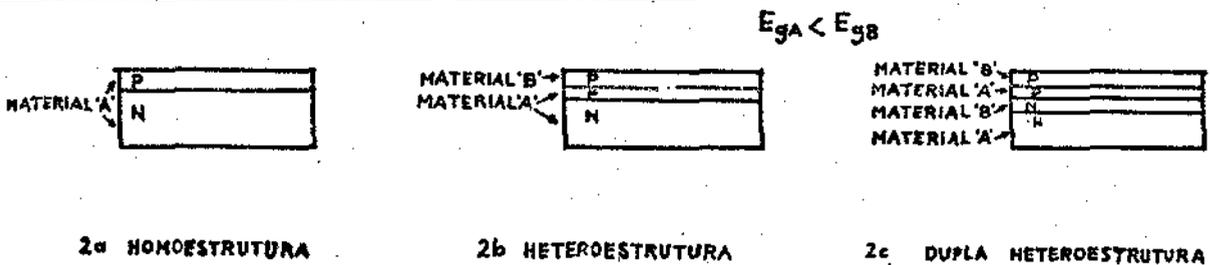


FIG.2 CORTES DE ESTRUTURAS DE LED'S

Também com o fito de confinar a injeção de portadores a uma pequena região do dispositivo, é comum fazer-se um contato elétrico com uma área restrita da superfície do semiconductor, usando-se para isto as técnicas de fotogração. Este contato toma quase sempre a forma de um círculo nos diodos de emissão pela su

perfície e de um retângulo com um dos lados muito maior que o outro nos de emissão pela borda (contato de faixa).

Quando se considera vantajoso um melhor confinamento da corrente injetada, ainda que à custa de se complicar o dispositivo, pode-se recorrer à fotogração do próprio material semicondutor, de modo que a região da junção seja reduzida a uma pequena saliência sobre o bloco de semicondutor, a chamada estrutura mesa (fig.3a). Pode-se, ainda, planarizar esta estrutura, preenchendo-se os lados da mesa com material de alta resistividade e baixo índice de refração, formando um guia enterrado (fig.3b). Outro tipo de solução, usada nos dispositivos de dupla heteroestrutura, consiste em fazer a heteroestrutura toda do mesmo tipo de semicondutor (n ou p), definindo-se a seguir uma junção perpendicular aos planos das heterointerfaces por meio de uma difusão profunda, através de uma máscara, de um dopante de tipo oposto, de que resulta a chamada junção transversal (fig.3c).



FIG. 3

As técnicas atuais de fabricação resultam normalmente num cristal semicondutor razoavelmente grande, o qual é dividido, após ter sido formada a junção e feitos os contatos, em algumas centenas de diodos individuais. Cada um desses diodos é depois montado sobre uma base, para simplificar seu manuseio e conexão a cir

cuitos e dissipar o calor gerado pelo dispositivo. Exceto no caso de diodos para experiências, o conjunto é ainda encapsulado em alguma espécie de invólucro para proteção contra choques e contra o meio ambiente. Esses invólucros são bastante semelhantes aos usados para outros dispositivos semicondutores, devendo, porém, ser total ou parcialmente transparentes, para permitir a saída da luz emitida. A montagem do diodo sobre a base condutora deve proporcionar bom contato térmico com o dispositivo e introduzir as menores tensões mecânicas possíveis, pois estas, com o tempo, introduzem defeitos no semicondutor, prejudiciais à operação do dispositivo. Em geral, o diodo é montado de forma que a junção semicondutora fique o mais próxima possível da base, para melhorar a dissipação de calor, uma vez que o semicondutor não é bom condutor térmico, e se usa para a montagem uma solda de metal macio, como o índio, para que tensões mecânicas surgidas por diferenças entre as dilatações térmicas da base e do semicondutor sejam absorvidas pela deformação do metal.

As aplicações dos LED's podem ser divididas em dois grupos: as que o usam como lâmpada, aproveitando sua capacidade de converter corrente elétrica em luz, com boa eficiência e pequena elevação de temperatura, ao mesmo tempo que ocupa pouco espaço e não exige altas tensões para operar, e as que o usam para transmissão de informações, modulando a luz emitida. No primeiro grupo, podemos citar os dispositivos de alarme e display e no segundo, dispositivos para transmissão a curta distância, através do ar, janelas de vidro ou feixes de fibras óticas, de informação entre dois pontos que devem ficar isolados eletricamente ou em ambientes separados e dispositivos para telecomunicações, onde é feita a transmissão de informações a distâncias moderadamente grandes, quase sempre através de uma fibra ótica. Isto exige que eles tenham alta potência emitida

por unidade de ângulo sólido, de forma a injetar um bom nível de sinal na fibra, largura espectral da luz emitida a menor possível para reduzir as perdas de sinal por dispersão, e a maior largura de faixa de modulação possível. O diodo também precisa ter uma região emissora de dimensões menores que o diâmetro da fibra, para não ser necessário o uso de lentes redutoras entre ele e a fibra. Esta característica é facilmente obtida, ao contrário das anteriores.

No presente trabalho procurou-se construir e estudar LED's de dupla heteroestrutura e emissão pela borda para esta aplicação.

Foram medidas características de LED's feitos em nosso laboratório, com diferentes dimensões da região emissora e tentou-se relacionar os resultados obtidos com a teoria.

CAPÍTULO 2

O DIODO SEMICONDUTOR

2.1 - Corrente de injeção e de recombinação

Como vimos, o LED é essencialmente um diodo de junção p-n. Num diodo destes, existe uma barreira de potencial de um lado para o outro da junção, tanto na banda de condução como na de valência. Quando o diodo é polarizado diretamente, a altura desta barreira é diminuída, permitindo a emissão de portadores sobre ela. Estes portadores são minoritários no lado para o qual vão, recombina-se e emitindo luz no processo. Como é bem conhecido, a injeção em uma junção p-n obedece a seguinte relação entre tensão e corrente:

$$I = I_0 \left(\exp \frac{qV}{kT} - 1 \right) \quad (1)$$

com

$$I_0 = Aq \left(\frac{D_h p_n}{L_h} + \frac{D_e n_p}{L_e} \right) \quad (2)$$

onde A é a área da junção, D_h e D_e os coeficientes de difusão de buracos e elétrons respectivamente, L_h e L_e seus comprimentos de difusão, p_n a concentração de buracos do lado n em equilíbrio (sem polarização), n_p a de elétrons do lado p, V a tensão direta aplicada, T a temperatura, k a constante de Boltzmann e q a carga do elétron.

É também conhecido o fato de que numa junção p-n, além da corrente de injeção, existe uma corrente de recombinação que corresponde aos portadores que se recombina na região de carga especial da junção. A forma mais genérica desta corrente é

$$J_{\text{rec}} = q \int_0^W R_{\text{rec}} dx \quad (3)$$

onde se admite que o plano da junção é normal à direção \hat{x} , a região de carga espacial se estende de 0 a W e R_{rec} é a taxa de recombinação.

A forma de R_{rec} depende do mecanismo pelo qual se dá a recombinação. Normalmente, concorrem vários mecanismos numa mesma junção. Um mecanismo óbvio no caso de um semicondutor de gap direto, como é o caso do material dos LED's, é a recombinação banda-banda. Mesmo no caso de gap direto, porém, a corrente de recombinação devida a este mecanismo é pequena quando comparada à devida a outros mecanismos. Podemos, todavia, notar que, neste caso, $R_{\text{rec}} \propto pn$, onde p e n são as concentrações locais de portadores. Este produto varia com $\exp(qV/kT)$ e, assim, a forma da corrente devida a este mecanismo não se distingue da forma da corrente injetada. Aliás, nem seus efeitos, pois a recombinação banda-banda na região de carga espacial emite luz tanto quanto a recombinação nas regiões neutras.

Um mecanismo de recombinação mais importante, muitas vezes dominante, é a recombinação através de um nível situado dentro do gap. No caso de um nível único, a expressão de R_{rec} é a de SAH, NOYCE e SHOCKLEY⁽¹⁾:

$$R_{\text{rec}} = \frac{\sigma_p \sigma_n V_{\text{th}} N_t (pn - N_i^2)}{\sigma_n \left(n + N_i \exp\left(\frac{E_t - E_{Fi}}{kT}\right) \right) + \sigma_p \left(p + N_i \exp\left(\frac{E_t - E_{Fi}}{kT}\right) \right)} \quad (4)$$

onde σ_p e σ_n são as secções de captura do nível para buracos e elétrons, V_{th} é a velocidade térmica $(3kT/m)^{1/2}$ dos portadores, N_t a

concentração dos níveis, E_t sua energia, N_i a concentração de cada tipo de portador no material intrínseco, E_{Fi} a energia de Fermi do material intrínseco.

Com a aproximação $E_t \approx E_{Fi}$, isto é, o nível se situa aproximadamente no meio da banda proibida, $\sigma_n = \sigma_p$, isto é, a seção de captura é a mesma para elétrons e buracos:

$$R_{\text{rec}} = \frac{\sigma V_{\text{th}} N_t (pn - N_i^2)}{n + p + 2N_i} \quad (5)$$

No centro da região de depleção, $n = p = N_i \exp \frac{qV}{2kT}$, então:

$$R_{\text{rec}} = \frac{1}{2} \sigma V_{\text{th}} N_t N_i (\exp \frac{qV}{2kT} - 1) \quad (6)$$

e aproximando R_{rec} constante ao longo da região de depleção, de largura W ,

$$J_{\text{rec}} \approx \frac{qW}{2} \sigma V_{\text{th}} N_t N_i (\exp \frac{qV}{2kT} - 1) \quad (7)$$

para $V \gg \frac{kT}{q}$,

$$J_{\text{rec}} \propto \exp \left(\frac{qV}{2kT} \right) \quad (8)$$

dependência exponencial com V , como a corrente de injeção, mas com um fator no expoente igual à metade do deste caso, permitindo distinguir entre os regimes em que predomina uma ou outra.

Pode também existir o caso em que a recombinação se dá por um processo de muitos níveis, denominado processo em cascata^(2,3). A forma da corrente não difere daquela no caso de um só nível, pelo menos enquanto se pode considerar uma situação de quase-equilíbrio, com as ocupações de cada nível correspondentes às suas

ocupações em equilíbrio térmico com as populações de elétrons e buracos, a cada qual correspondendo seu quase-nível de Fermi.

A recombinação através de níveis profundos não ocorre apenas na região de depleção; também nas regiões quase-neutras podem existir estes níveis, mas a corrente de recombinação neste caso foi primeiro injetada, constituindo-se, portanto, numa parcela da corrente de injeção do diodo ideal.

É muito comum a ocorrência destes níveis profundos em lugares onde o cristal é alterado, por exemplo, heterojunções.

2.2 - Tunelamento

Outro mecanismo de passagem de corrente através de uma junção é o tunelamento. No caso de LED's, a dopagem do cristal geralmente não é suficiente para se ter o tunelamento direto da banda de condução do lado n para a banda de valência do lado p, mas é possível o tunelamento através de níveis profundos situados próximo à região de depleção, conforme o esquema da fig.4⁽⁴⁾.

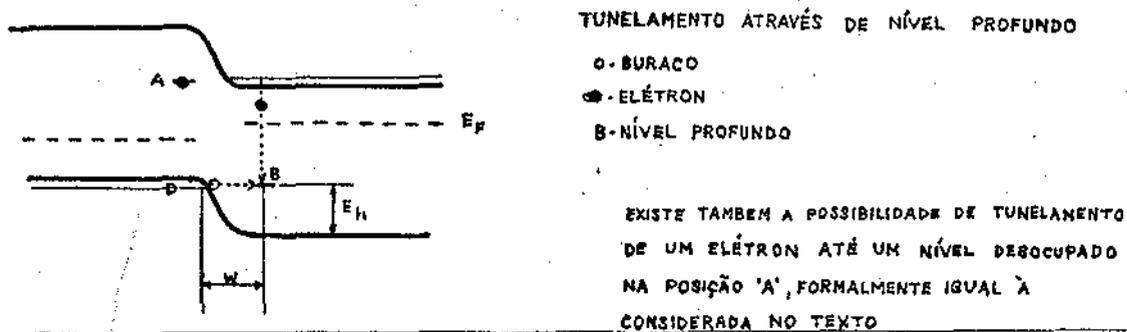


FIG.4

Nesta situação, o nível profundo está quase sempre ocupado por portadores majoritários do lado em que se encontra, pois está muito afastado do nível de Fermi desse lado. A taxa de recombinação é, portanto, dada pela taxa de tunelamento de portadores o postos como mostrado na figura.

A expressão para a probabilidade de tunelamento a través de uma barreira de potencial com pontos de retorno clássicos x_1 e x_2

$$P_t = \exp(-2 \int_{x_1}^{x_2} |k(x)| dx) \quad (9)$$

onde $|k(x)|$ é o módulo do vetor de onda da partícula.

Considerando o caso de um buraco que tunela de D até B, e aproximando a barreira por um potencial triangular $V_B = \epsilon x$, $0 < x < W$, com $\epsilon = \frac{E_h}{qW}$, obtemos o resultado:

$$P_t = \exp\left(\frac{\alpha m^{*1/2} E_h^{1/2} W}{3\hbar}\right) \quad (10)$$

A corrente de tunelamento é:

$$J_t = q N_V(E_B) P_t \quad (11)$$

onde $N_V(E_B)$ é a densidade de estados na banda de valência com energia igual à do nível B.

A dependência desta corrente com a temperatura é a penas através de P_t , pois a altura E_h da barreira segue uma lei se melhante à da variação do gap com a temperatura. Esta dependência é muito fraca, da forma $E_0 - \beta T$, com β pequeno. Assim, a temperatura apa rece no numerador da exponencial, no caso de tunelamento, em vez de no denominador, como nos mecanismos anteriores.

A dependência com a tensão direta vem através de W , largura da região de depleção, e $N_V(E_B)$, pois o nível B acompanha as bandas do lado n, ficando, portanto, oposto a níveis distintos do lado p, conforme a tensão direta aplicada. Este fator faz com que a corrente de tunelamento exista para uma faixa bastante estreita de

tensões diretas, de largura da ordem de $5 kT$, que é largura da região onde se distribuem os portadores majoritários, se o nível envolvido for único. Se houver vários níveis profundos envolvidos, é possível a ocorrência de tunelamento ao longo de uma faixa mais larga de tensões diretas.

2.3 - Efeitos ôhmicos

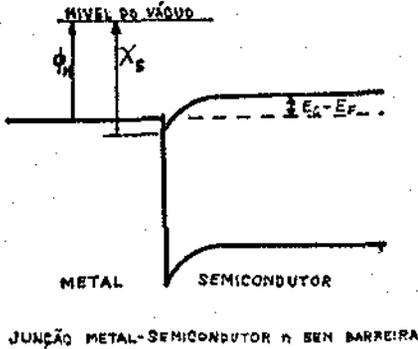
Numa superfície do cristal ou numa heterointerface é possível a ocorrência de uma alta densidade de ligações insatisfeitas, o que origina um grande número de níveis na banda proibida. Isto também pode acontecer em regiões onde há uma concentração de defeitos. Se os níveis estão suficientemente próximos, forma-se uma verdadeira ligação entre as bandas, e o material nessa região passa a se comportar como um condutor; um mau condutor, pois a quebra da ordem na rede cristalina nesses lugares significa também que o livre caminho médio dos portadores é bastante pequeno. Por estas regiões irá passar uma corrente resistiva, isto é, que obedece à lei de Ohm, e que irá se somar à corrente que atravessa a junção. Outra causa para este tipo de corrente é a deposição, intencional ou não, de camadas de materiais condutores sobre a superfície do diodo.

Também o semiconductor, nas regiões neutras, não é um condutor perfeito, e a corrente que atravessa o dispositivo irá provocar uma queda de tensão que será somada à queda de tensão na junção p-n.

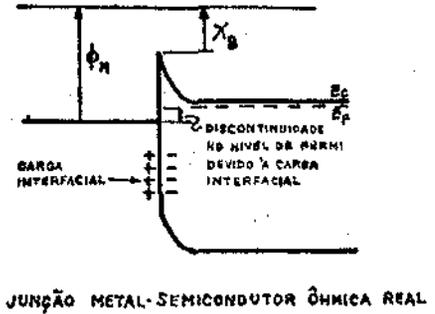
2.4 - Contatos

A corrente que atravessa o diodo é conduzida para o circuito externo através de condutores metálicos. Estes condutores devem fazer com o material semiconductor um contato tão ôhmico quanto possível, isto é, sem barreira. A presença de uma barreira retificadora (Schottky) iria provocar uma queda de tensão elevada, aumentando muito o aquecimento do dispositivo, uma vez que estaria reversamente polarizada quando a junção o estivesse diretamente. Uma solução imediata seria usar para os condutores metais cuja diferença de função de trabalho com o semiconductor seja tal que não surja barreira ao se fazer o contato entre eles. Para um contato com um semiconductor tipo p isto é possível, pois o metal deveria ter uma função de trabalho maior que a do semiconductor; no caso de um contato com semiconductor tipo n, o metal deveria ter função de trabalho menor que a do semiconductor, praticamente impossível, pois exigiria o uso de metais com outras propriedades incompatíveis com a construção do dispositivo.

O que se faz então, sempre nos contatos metal-semiconductor n e frequentemente nos contatos metal-semiconductor p, é usar um metal que normalmente forme uma barreira Schottky com o semiconductor e cuidar para que essa barreira se torne muito fina, de modo a ser transparente para o tunelamento, dopando fortemente a região próxima à superfície do semiconductor e tratando a superfície de forma a obter uma grande quantidade de níveis profundos, o que proporciona uma alta densidade de carga interfacial (fig.5).



ϕ_N - FUNÇÃO DE TRABALHO DO METAL
 χ_S - AFINIDADE ELETRÔNICA DO SEMICONDUTOR
 A FUNÇÃO DE TRABALHO DO SEMICONDUTOR VALE $\chi_S + E_C - E_F$



Os níveis interfaciais também produzem uma grande velocidade de recombinação interfacial, o que permite que as concentrações de portadores no semicondutor mantenham seu valor de equilíbrio térmico mesmo para altas densidades de corrente sendo injetadas através de contato.

2.5 - Heterojunções

A presença de heterojunções num diodo torna seu comportamento um tanto diferente do de um diodo de homojunções, como o que vinha sendo considerado até agora.

Uma heterojunção é uma junção entre dois semicondutores com gaps diferentes; seu diagrama de bandas é mostrado na fig.6 para o caso de uma heterojunção p-n com o lado n tendo o maior gap.

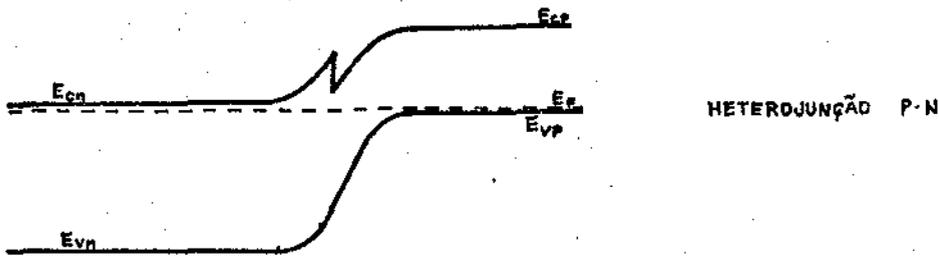


FIG. 6

Nesse diagrama pode ser notado que a altura da barreira de potencial na banda de valência é diferente da na banda de condução. Essa é a característica mais importante das heterojunções do ponto de vista de efeitos sobre as propriedades elétricas. Também se pode notar a presença do *spike*, uma saliência abrupta na borda da banda de condução, provocada pela diferença entre as afinidades eletrônicas dos dois materiais. O *spike* pode perturbar a injeção de portadores, por isto é normalmente considerado um inconveniente. Sua eliminação, porém, não é difícil, e em geral é feita, bastando fazer a transição entre os materiais levemente gradual; isto não altera as demais propriedades da heterojunção.

O fato de que a barreira de potencial numa heterojunção não é a mesma para os dois tipos de portadores altera as expressões para a corrente de injeção.

Continuam valendo as equações

$$J_e = q \frac{D_e n_p}{L_e} \left(\exp \frac{qV}{kT} - 1 \right) \quad (12a)$$

$$J_h = q \frac{D_h p_n}{L_h} \left(\exp \frac{qV}{kT} - 1 \right) \quad (12b)$$

para as correntes de elétrons e buracos, respectivamente. Sendo agora os dois materiais diferentes, porém, mudam os fatores $(D_e/L_e)_p$ e $(D_h/L_h)_n$; muito mais importantes, mudam n_p e p_n :

$$n_p = n_n \exp\left(-\frac{e\Delta V_c}{kT}\right) \frac{N_{cp}}{N_{cn}} \quad (13a)$$

$$p_n = p_p \exp\left(-\frac{e\Delta V_v}{kT}\right) \frac{N_{vn}}{N_{vp}} \quad (13b)$$

Também são expressões universalmente válidas; todavia, numa homojunção, os degraus ΔV_c na banda de condução e ΔV_v na banda de valência são iguais; numa heterojunção, desprezando o efeito do *spike*, diferem entre si de $\Delta E_g/q$, diferença entre os gaps dos materiais. Também os números de estados N_c , nas bandas de condução, e N_v , nas de valência, são, em geral, diferentes. Então, em vez de termos a relação entre as correntes de elétrons e de buracos

$$\frac{J_e}{J_h} = \left(\frac{D_e}{L_e}\right)_p \left(\frac{L_h}{D_h}\right)_n \frac{n_n}{p_p} \quad (14)$$

da homojunção, teremos

$$\frac{J_e}{J_n} = \left(\frac{D_e}{L_e}\right)_p \left(\frac{L_h}{D_h}\right)_n \frac{(N_c N_v)_p}{(N_c N_v)_h} \frac{n_n}{p_p} \exp\left(q \left(\frac{E_{g_n} - E_{g_p}}{kT}\right)\right) \quad (15)$$

Devido à presença desta exponencial, J_e e J_h podem ser muito diferentes, mesmo que $n_n \sim p_p$, isto é, as dopagens sejam as mesmas. À temperatura ambiente, uma relação $\sim 10^4$ entre as correntes é obtida com uma diferença entre os gaps de 0,24 eV, supondo dopagens e números de estados iguais dos dois lados. Por outro lado,

uma relação entre as dopagens de 10^4 pode ser compensada pela mesma diferença entre os gaps, produzindo corrente iguais.

Uma heterojunção entre materiais de mesmo tipo, n ou p, vai também apresentar em seu diagrama de bandas um degrau, na banda correspondente aos portadores minoritários. Isto faz com que a passagem de portadores minoritários através de uma heterojunção isotipo obedeça a uma lei semelhante à da injeção de portadores em uma junção p-n. De fato, considerando, por exemplo, uma heterojunção p-p (fig.7), temos as seguintes

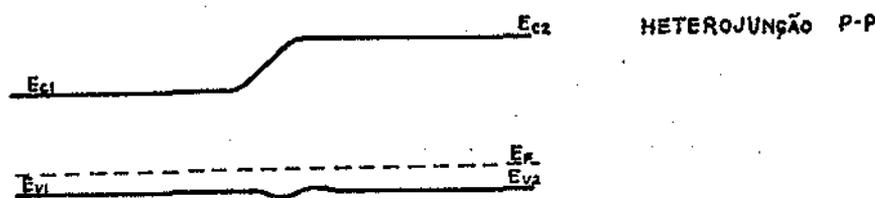


FIG-7

relações para os elétrons (para n_2 muito maior que seu valor de equilíbrio):

$$J = q \left(\frac{D_e}{L_e} \right)_2 n_2 \quad (16)$$

onde n_2 é a densidade de elétrons na borda da região 2;

$$n_2 = N_{c2} \exp \left(\frac{(E_F - E_{c2})}{kT} \right) \quad (17)$$

se a corrente de elétrons é injetada do lado 1 por uma junção separada, E_F na equação 17 é substituído por E_{F2} , quase-nível de Fermi para os elétrons na região 2. Mas, se desprezarmos a recombinação interfacial na heterojunção, o quase-nível de Fermi é o mesmo dos

dos dois lados, $E_{Fe1} = E_{Fe2} = E_{Fe}$.

A densidade de elétrons na região 1 é então:

$$n_1 = N_{c1} \exp\left(\frac{(E_{Fe} - E_{c1})}{kT}\right) = n_2 \frac{N_{c1}}{N_{c2}} \frac{\Delta E_g}{kT} \quad (18)$$

A corrente J fica então (para $\exp(qV/kT) \gg 1$):

$$J = q \left(\frac{D_e}{L_e}\right)_2 \frac{N_{c2}}{N_{c1}} \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{kT}\right) n_1 \quad (19)$$

Mas, pelas equações já vistas da junção p-n, a corrente de elétrons que seria injetada no lado 1, se este se estendesse infinitamente, seria:

$$J' = q \left(\frac{D_e}{L_e}\right)_1 n_1 \quad (20)$$

Admitindo que D_e/L_e e a estrutura de bandas não são muito diferentes nos dois materiais, as duas correntes diferem por um fator $\exp(\Delta E_g/kT)$ que, como já vimos, pode facilmente ser muito grande. Em outras palavras, a presença de uma heterojunção isotipo próxima a uma junção p-n (homo ou hetero), feita com o material de gap menor, permite obter a mesma relação corrente-tensão de portadores minoritários que seria obtida se a junção p-n fosse feita diretamente com o material de gap maior, mas com a relação densidade de portadores minoritários-tensão no lado de gap menor igual a que existiria se não houvesse a heterojunção. Isto é o confinamento de portadores.

2.6 - Alta Injeção

Estivemos até agora considerando condições de baixa injeção, isto é, a densidade de portadores minoritários injetados é muito menor que a densidade de portadores majoritários em equilíbrio. Para densidades altas de corrente em homojunções e para densidades mesmo moderadas em heterojunções com confinamento, a densidade de portadores minoritários pode se aproximar ou mesmo exceder a densidade de portadores majoritários em equilíbrio. Temos então o regime de alta injeção. Vejamos em que ele difere do de baixa injeção.

O reestabelecimento da neutralidade elétrica local em um semicondutor, através da redistribuição de cargas, é um processo extremamente rápido; na verdade, podemos considerar, para todos os casos de injeção de portadores que nos interessam, que a neutralidade é constantemente mantida. Isto significa que se a densidade de portadores minoritários se afasta do valor de equilíbrio em qualquer ponto do semicondutor, a densidade de portadores majoritários também se afasta do equilíbrio por um valor exatamente igual.

Outra consideração é que a separação entre os quase-níveis de Fermi E_{Fe} para elétrons e E_{Fh} para buracos é sempre menor ou igual a qV , onde V é a voltagem aplicada. Então, o produto p-n em qualquer ponto do dispositivo obedece à relação

$$pn \leq N_i^2 \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \quad (21)$$

Do fato de que em alta injeção $p \approx n$ vem

$$p \approx n \approx N_i \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) \quad (22)$$

isto é, a densidade de portadores injetados varia com $qV/2kT$, em

vez de qV/kT como em baixa injeção.

2.7 - Mecanismos de recombinação

Especificamente no caso de LED's, o que acontece com a corrente injetada depois de atravessar a junção é muito importante. De fato, o funcionamento do dispositivo como emissor de luz baseia-se na recombinação radiativa dos portadores minoritários injetados. Já vimos que pode haver recombinação através de níveis profundos; este é um caso de recombinação não radiativa. As formas mais importantes de recombinação radiativa são a recombinação banda-banda e banda-nível raso. Num caso, um elétron na banda de condução se recombina com um buraco na banda de valência; no outro, um elétron na banda de condução se recombina com um buraco localizado num nível aceitador próximo à banda de valência ou um buraco na banda de valência se recombina com um elétron localizado num nível doador próximo à banda de condução. Em GaAs só a primeira situação tem importância, porque somente as impurezas aceitadoras comumente usadas têm níveis suficientemente distantes da banda de valência para permanecerem distintos (algumas dezenas de meV); os níveis de impurezas doadoras são muito rasos (alguns meV) e se fundem com a banda de condução.

Em qualquer dos casos, se desprezarmos a conservação de momentum, a taxa de recombinação é proporcional ao produto pn:

$$R_{sp} = \sigma_r pn \quad (23)$$

onde R_{sp} é a taxa de recombinação (sp de espontâneo, consideraremos mais adiante a recombinação estimulada) e σ_r uma constante. No caso de se exigir a conservação estrita de momentum, obtemos a expressão

mais complicada

$$R_{sp} = \int_{kk'} \sigma_r(k) p(k) h(k) \delta(k-k') dk dk' \quad (24)$$

que tem o mesmo comportamento qualitativo, isto é, aumenta monotonamente com o produto pn .

Define-se um tempo de recombinação (ou de vida) para os portadores como

$$\tau_{sp} = \frac{\Delta N}{R_{sp}} \quad (25)$$

onde ΔN é a concentração de portadores em excesso.

No caso de baixa injeção, a concentração de portadores em excesso é muito menor que a concentração de portadores majoritários; então

$$\tau_{sp} \approx \frac{1}{\sigma_r p_0} \quad (\text{material } p) \quad (26a)$$

$$\tau_{sp} \approx \frac{1}{\sigma_r n_0} \quad (\text{material } n) \quad (26b)$$

Se o material é pouco dopado, $n_0 \approx p_0$, então

$$\tau_{sp} \approx \frac{1}{\sigma_r (n_0 + p_0)} \quad (27)$$

no limite de material intrínseco, $n_0 = p_0 = N_i$, $\tau_{sp} = (2\sigma_r N_i)^{-1}$.

Em regime de alta injeção, $\Delta N \sim n_0$ ou p_0 .

$$\tau_{sp} \approx \frac{1}{\sigma_r (p_0 + \Delta N)} \quad (\text{material } p) \quad (28a)$$

$$\tau_{sp} \approx \frac{1}{\sigma_r (n_0 + \Delta N)} \quad (\text{material } n) \quad (28b)$$

Diferentemente do caso de baixa injeção, aqui o tempo de recombinação não é constante, mas varia com o inverso da concentração de portadores injetados. Esta situação é chamada de recombinação bimolecular, por analogia com reações químicas bimoleculares em fase gasosa. No limite de alta injeção, $\Delta N \gg n_0$ ou p_0 , então $\tau_{sp} = (\sigma_r \Delta N)^{-1}$.

Existem outros mecanismos de recombinação radiativa, por exemplo a aniquilação de um exciton ligado a um átomo de dopante. Alguns dopantes podem apresentar este efeito, que exige dois níveis rasos: um aceitador e um doador. Normalmente as taxas de recombinação através deste e de outros mecanismos são muito baixas em comparação com as taxas de recombinação banda-banda e banda-nível em semicondutores com gap direto. Em semicondutores com gap indireto, estas taxas são pequenas e os outros processos podem predominar. LED's são feitos, porém, preferivelmente com materiais de gap direto. Uma exceção são os LED's de GaP, em que o material tem gap indireto e a emissão de luz é feita por aniquilação de excitons em centros constituídos por N substituindo P (luz verde) ou $Zn_{Ga}O_p$ (luz vermelha). A eficiência destes LED's é muito baixa quando comparada com a de LED's feitos com materiais de gap direto.

A luz emitida por uma recombinação pode ser reabsorvida por uma criação de par elétron-buraco, que é o processo inverso. Também pode provocar a recombinação estimulada de um par. Para as taxas com que ocorrem estes processos temos as seguintes equações:

$$R'_{st}(E) = \sigma_{cv} n_c p_v \bar{N}(E) \quad (29a)$$

$$G'_{st}(E) = \sigma_{vc} n_v p_c \bar{N}(E) \quad (29b)$$

onde R'_{st} é a taxa de recombinações entre elétrons no nível E_c e buracos no nível E_v , $G'_{st}(E)$ a taxa de geração de pares elétron-buracos nesses mesmos níveis, $E = E_c - E_v$ a diferença de energia entre esses níveis, $\tilde{N}(E)$ a probabilidade de encontro de fótons com energia E , n e p as probabilidades de ocupação dos níveis por elétrons e buracos respectivamente e σ os elementos de matriz de transição.

Aplicando o princípio do equilíbrio detalhado, obtêm-se

$$\sigma_{cv} = \sigma_{vc} = \sigma_r \quad (30)$$

onde σ_r é o elemento de matriz da recombinação espontânea, eq.(23).

Disto resulta que

$$G'_{st} - R'_{st} = \tilde{N} R'_{sp} (1 - n_v P_c / N_c P_v) \quad (31)$$

Usando as expressões de Fermi-Dirac para as probabilidades de ocupação

$$G'_{st} - R'_{st} = \tilde{N} R'_{sp} (1 - \exp (E - \Delta E_F) / kT) \quad (32)$$

onde $\Delta E_F = E_{Fn} - E_{Fp}$ é a diferença entre os quase-níveis de Fermi de elétrons e buracos.

A taxa total de transições que envolvem a energia E é dada pela soma sobre todos os pares de níveis c,v separados por essa energia. Para uma estrutura de bandas parabólica, se houver conservação de momentum, só existe um par de estados possível para cada energia em cada par de bandas considerado. No caso de materiais puros, esta é uma boa aproximação. No caso de materiais muito dopados, em que há um apreciável espalhamento por impurezas, pode-se considerar que não há conservação de momentum. Em qualquer caso, como os estados iniciais e finais da transição espontâneos são os mesmos que da estimulada,

$$G_{st} - R_{st} = \bar{N} R_{sp} (1 - \exp (E - \Delta E_F)/kT) \quad (33)$$

onde agora estamos considerando as taxas totais para os processos com energia E.

O ganho ou absorção do material é a densidade volumétrica de potência emitida (ou absorvida) dividida pela densidade superficial de potência que atravessa o material, medida no plano normal à direção que estivermos considerando (fluxo de potência). A densidade volumétrica de potência vale $(G_{st} - R_{st})E$ e o fluxo de potência $\bar{N}(c/n)$, onde c é a velocidade da luz no vácuo e n o índice de refração do material. Logo,

$$\frac{g(E)}{\alpha(E)} = \left| R_{sp} \left(\frac{c}{n} \right)^{-1} (1 - \exp (E - \Delta E_F)/kT) \right| \quad (34)$$

sendo $g(E)$ quando a expressão dentro do módulo é positiva (ganho) e $\alpha(E)$ quando é negativa (absorção).

A energia proveniente de uma recombinação não radiativa termina sempre na forma de fonons termalizados. Antes de chegar a esse estado, porém, ela pode passar por vários caminhos. Um caminho, que ainda não consideramos mas que é possível, é a excitação de um outro portador, não pertencente ao par que se recombina, a um nível elevado de energia dentro da respectiva banda. Isto se chama processo Auger. O portador assim excitado decai depois através da banda gerando fonons. Vê-se que este processo depende muito fortemente da concentração de portadores, por envolver três deles. Depende também da disponibilidade de estados com momentum e energia adequados para receber o portador excitado. Também se pode ver, sem tentar provar quantitativamente, que uma transição deste tipo é tanto mais provável quanto menor a largura da banda proibida, pois estarão

mais próximos em energia entre si os três níveis envolvidos e, portanto, maior será a superposição dos respectivos estados quando perturbados.

Por isso, a recombinação Auger é pouco importante em semicondutores com banda proibida larga, como o GaAs, exceto para concentrações de portadores extremamente altas; por outro lado, no caso de InGaAsP, devido à banda proibida mais estreita e devido a uma configuração de bandas em que a diferença de energia entre duas das bandas de buracos é igual ao gap, permitindo uma transição Auger com conservação de momentum envolvendo um elétron e dois buracos.

2.8 - Eficiência Quântica

No diodo semicondutor ocorrem então muitos processos diferentes, alguns radiativos, outros não. Como nos interessa a emissão de luz, chamamos de eficiência quântica do diodo a relação entre a taxa de recombinação radiativa e taxa total de recombinação. Esta eficiência quântica é ainda chamada interna, por se referir à luz produzida dentro do diodo, sem distinguir se esta luz sai do dispositivo ou não.

Vamos tentar encontrar a eficiência quântica interna de um diodo em função dos tempos de vida, seguindo em linhas gerais o tratamento de LEE e DENTAI⁽⁵⁾. Se atribuirmos um único tempo de vida a todos os fenômenos de recombinação radiativa, τ_r , outro a todos os de recombinação não radiativos em volume, τ_v , e uma secção à recombinação superficial (por exemplo, em heterointerfaces), σ_s , e considerarmos um diodo de dupla heteroestrutura com uma região ativa intrínseca, de largura d , entre duas confinantes de tipos opostos, (fig.8), podemos escrever as seguintes equações:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_v} \quad (\text{definição de } \tau) \quad (35)$$

$$\nabla^2 D_p p - \nabla \cdot \mu_p p \vec{E} = R \quad (36a)$$

$$\nabla^2 D_n n + \nabla \cdot \mu_n n \vec{E} = R \quad (36b)$$

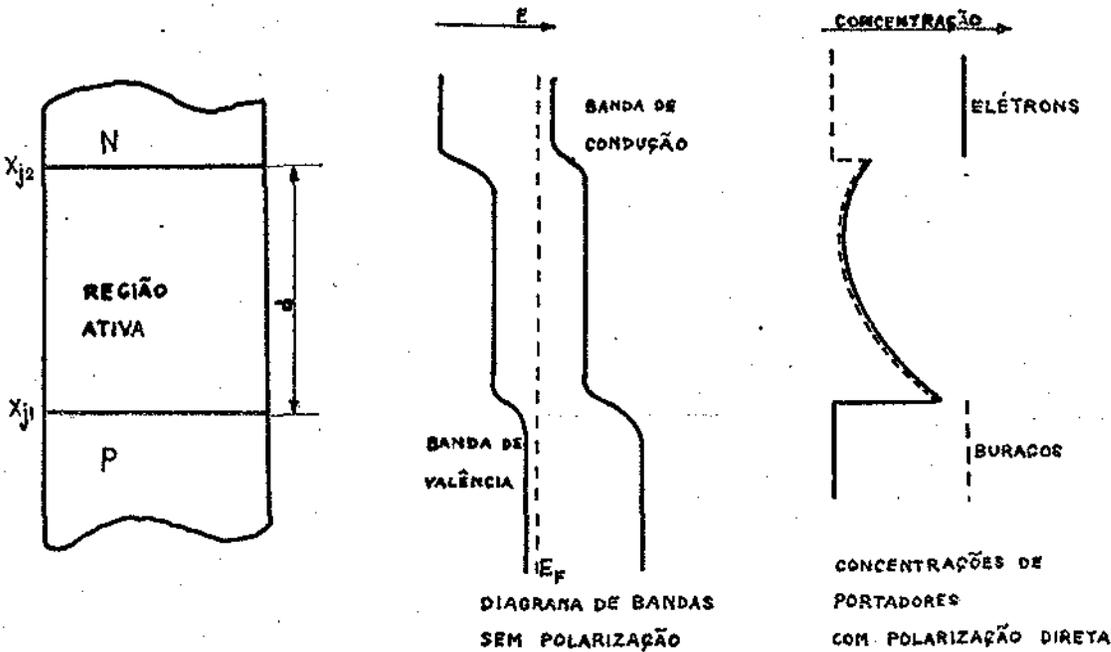


FIG.8 ESTRUTURA QUASE PIN

Estas são as equações de continuidade; considerando o caso unidimensional, as relações de Einstein $D = \mu kT/q$, e nas hipóteses $p = n$ (neutralidade elétrica), $R = n/\tau$, μ e τ independentes da posição, obtemos

$$2V_T \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} = \frac{n}{\mu \tau} \quad (37)$$

onde $V_T = kT/q$ e $1/\mu = 1/\mu_p + 1/\mu_n$.

A solução de (37) é:

$$n = n_0 \cosh \frac{x}{L} \quad (38)$$

$$\text{com } L = \sqrt{2V_T \mu \tau}$$

As equações de corrente

$$\vec{J}_n q^{-1} = \nabla D_n n + \mu_n n \vec{E} \quad (39a)$$

$$\vec{J}_p q^{-1} = -\nabla D_p p + \mu_p p \vec{E} \quad (39b)$$

com as hipóteses anteriores mais a de que as heterojunções têm eficiências de injeção igual a 1, portanto nelas só existe a corrente de recombinação interfacial para os portadores de tipo oposto, isto é,

$$\vec{J}_n(x_{j1}) = \sigma_s n(x_{j1}) \quad (40a)$$

$$\vec{J}_p(x_{j2}) = \sigma_s p(x_{j2}) \quad (40b)$$

onde x_{j1} é a coordenada da heterojunção p-região ativa e x_{j2} a da n-região ativa e $x_{j2} - x_{j1} = d$, podemos encontrar x_{j1} , x_{j2} e n_0 :

$$\frac{x_{j1}}{L} = \text{arc tanh} \left(- \frac{\frac{2V_T}{L} \sinh\left(\frac{d}{L}\right) + \frac{\sigma_s}{\mu} \left(\cosh\left(\frac{d}{L}\right) - \frac{\mu_p}{\mu_n} \right)}{\frac{2V_T}{L} \left(\cosh\left(\frac{d}{L}\right) + \frac{\mu_p}{\mu_n} \right) + \frac{\sigma_s}{\mu} \sinh\left(\frac{d}{L}\right)} \right) \quad (41a)$$

$$\frac{x_{j2}}{L} = \text{arc tanh} \left(\frac{\frac{2V_T}{L} \sinh\left(\frac{d}{L}\right) + \frac{\sigma_s}{\mu} \left(\cosh\left(\frac{d}{L}\right) + \frac{\mu_n}{\mu_p} \right)}{\frac{2V_T}{L} \left(\cosh\left(\frac{d}{L}\right) + \frac{\mu_n}{\mu_p} \right) + \frac{\sigma_s}{\mu} \sinh\left(\frac{d}{L}\right)} \right) \quad (41b)$$

$$n_0 = \frac{J}{q} \frac{\mu}{\mu_p} \frac{\sqrt{1 - \left(\tanh\left(\frac{x_{j1}}{L}\right) \right)^2}}{\sigma_s - \frac{L}{\tau} \tanh\left(\frac{x_{j1}}{L}\right)} \quad (42)$$

A taxa de recombinação no volume R_b será

$$R_b = \int_{\text{região ativa}} R dx = \frac{n_0}{\tau} \left(\sinh\left(\frac{x_{j2}}{L}\right) - \sinh\left(\frac{x_{j1}}{L}\right) \right) \quad (43)$$

a de recombinação superficial

$$R_s = (n(x_{j1}) + n(x_{j2}))\sigma_s = n_0\sigma_s \left(\cosh\frac{x_{j1}}{L} + \cosh\frac{x_{j2}}{L} \right) \quad (44)$$

e, finalmente, a de recombinação radiativa

$$R_r = \int_{\text{região ativa}} \frac{n}{\tau_r} dx = \frac{n_0}{\tau_r} \left(\sinh\left(\frac{x_{j2}}{L}\right) - \sinh\left(\frac{x_{j1}}{L}\right) \right) \quad (45)$$

Uma parâmetro importante de um diodo é a eficiência com que ele transforma corrente em luz. Considerando somente a geração da luz, sem se preocupar se esta luz irá sair do dispositivo ou não, definimos a eficiência quântica interna de um diodo como sendo a fração radiativa do total de recombinações, isto é,

$$\eta_{\text{int}} = \frac{R_r}{R_b + R_s} \quad (46)$$

Substituindo R_r , R_b e R_s encontradas anteriormente

vem

$$\eta_{\text{int}} = \frac{\tau_r^{-1}}{\tau_r^{-1} + \tau_v^{-1} + L\sigma_s \left(\tanh\left(\frac{d}{L}\right) \right)^{-1}} \quad (47)$$

Vemos, então, que a eficiência aumenta com a diminuição do tempo de recombinação radiativa, τ_r em relação aos demais tempos de recombinação. Surpreendentemente, aparece o termo

$(\tanh \frac{d}{L})^{-1}$ no denominador. Isto significa que, para σ_s não nulo, isto é, se existir recombinação interfacial, a eficiência interna irá crescer monotonamente com a largura da região ativa (embora este crescimento se torne muito pequeno para $d > L$). Na verdade, não é tão surpreendente porque, sendo a recombinação superficial exclusivamente não radiativa, quanto maior a relação superfície/volume, menor deve ser a fração radiativa das recombinações. Por quê, então, fazer regiões ativas finas? Uma das razões, como veremos no próximo capítulo, é que isto aumenta a fração da luz gerada que consegue sair do dispositivo; outra, como será visto a seguir, é que torna mais rápida a resposta a variações de corrente; finalmente, a análise acima não está inteiramente certa. O que há de errado nela? Quando consideramos τ constante, estávamos por isto supondo recombinação unimolecular, isto é, ocorrendo em um número fixo de centros. Isto é verdade para a recombinação não radiativa; seria também quase verdade para baixa injeção (concentração de portadores minoritários injetados \ll concentração de majoritários em equilíbrio); não é de modo nenhum uma boa aproximação para o caso considerado, de concentração de portadores injetados \gg dopagem da região ativa. Nesta situação temos, sem dúvida, recombinação bimolecular, portanto $\tau_r \propto 1/n$. Com esta nova hipótese, podemos escrever $R = an^2 + bn$, a e b constantes, e então

$$L^2 \frac{d^2 n}{dx^2} = \gamma n^2 + n \quad (48)$$

donde

$$L \left| \frac{dn}{dx} \right| = \sqrt{\frac{2}{3} \gamma n^3 + n^2 - c^2} \quad (49)$$

onde c é uma constante de integração tal que $\left. \frac{dn}{dx} \right|_{x=0} = 0$ (nossa de

finição de origem),

$$\text{ou } \left| \frac{x}{L} \right| = \int \frac{dn}{\sqrt{\frac{2}{3} \gamma n^3 + n^2 - c^2}} \quad (50)$$

esta é uma integral elíptica e não tem expressão em termos de funções elementares. Tem, porém, uma solução, monotonamente crescente com $\left| \frac{x}{L} \right|$ e pode ter substituídas as condições de contorno para encontrar x_{j1} , x_{j2} e n_0 como foi feito anteriormente.

Escrevendo $n = n_0 f(x)$ e substituindo nas expressões

$$\eta_{\text{int}} = \left(1 + \frac{b \int_{\text{r.a.}} \rho f(x) dx + \sigma_s (f(x_{j1}) + f(x_{j2}))}{a n_0 \int_{\text{r.a.}} \rho^2(x) dx} \right)^{-1} \quad (51)$$

A coisa aparentemente não muda, porque ambas as integrais, sendo sobre uma região de largura d e $f(x)$ bem comportada, são $o(d)$ para $d \rightarrow 0$. Para σ_s não nulo n_0 está limitado a $J/2q\sigma_s$ quando $d \rightarrow 0$, isto é, o caso em que só há recombinação nas interfaces; portanto, a expressão entre parênteses tende a infinito e η_{int} a zero com d . Todavia, pode haver uma diferença importante: como n_0 cresce monotonamente com d^{-1} em direção ao limite acima, pode ocorrer, para σ_s pequeno, um mínimo na expressão, correspondendo a um d ótimo.

Por outro lado, se σ_s puder ser reduzido a zero, por um processamento muito cuidadoso, do qual resulte uma interface suave e perfeitamente ajustada, η_{int} tenderá a 1 quando d tender a zero.

Em resumo, para uma boa eficiência do diodo convém reduzir tanto quanto possível a densidade de centros de recombinação

interfacial; para cada valor dessa densidade existe um valor de largura de região ativa que resulta na máxima eficiência interna e este valor é tanto menor quanto menor for a velocidade de recombinação interfacial.

Uma outra característica importante do diodo é seu tempo de resposta, isto é, o tempo que decorre entre uma variação na corrente e a variação correspondente na emissão de luz.

Esta característica pode ser encontrada a partir das equações de continuidade e de corrente incluindo a variação no tempo, isto é, nas mesmas hipóteses anteriores:

$$2 V_T \frac{d^2 n}{dx^2} - \frac{R}{\mu} = \frac{dn}{dt} \quad \text{continuidade} \quad (52)$$

$$V_T (\mu_n - \mu_p) \frac{dn}{dx} + E (\mu_n + \mu_p) n = \frac{J}{q} \quad \text{corrente} \quad (53)$$

A solução, dentro de condições de contorno análogas, para $J(t) = J_1 \exp(i\omega t) + J_0$ é complicada. Com uma série de aproximações e simplificações, inclusive a de que $J_1 \ll J_0$ (pequenos sinais) se obtém uma expressão para o quociente entre R_r e J_1 :

$$\frac{qR_r}{J_1} = \frac{1}{\sqrt{1+(\omega\tau)^2}} \quad (54)$$

onde τ é o tempo de vida médio dos portadores,

$$1/\tau = 1/\tau_r + 1/\tau_v + 2\sigma_s/d \quad (55)$$

Então, reduzindo d , diminuimos também τ e, portanto, estendemos a resposta do diodo para frequências mais altas ainda quando a recombinação é unimolecular. No caso real, de recombinação bimolecular, $1/\tau_r \propto n$, portanto $1/\tau \propto 1/d$ e é mais acentuada ainda a melhora.

CAPÍTULO 3

EMISSÃO E DIREÇÃO DA LUZ

A luz emitida pelas recombinações radiativas no interior do diodo só pode ser aproveitada se sair dele, pela face e na direção desejadas. Num LED, então, interessam, além das suas características como diodo semiconductor, as propriedades ópticas, como a absorção pelo material, reflexões em interfaces e guiamento. Também são importantes as características de radiação do LED; como em outros sistemas radiadores, costuma-se estudar a configuração dos campos irradiados para duas situações: muito próximo à abertura ra diante e muito longe dela.

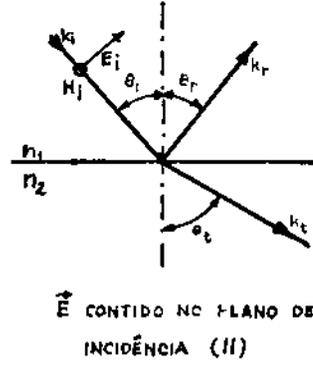
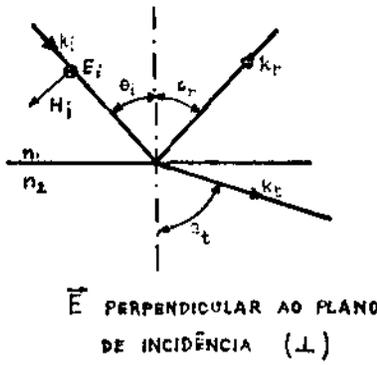
As propriedades ópticas podem ser encontradas a partir das soluções da equação de onda com os parâmetros do meio e condições de contorno adequadas. Vamos, a seguir, dizer alguma coisa sobre essas soluções nos casos de maior interesse para LEDs e sobre os processos físicos que determinam os parâmetros do meio de propagação.

3.1 - Reflexão e transmissão em interfaces

Em primeiro lugar, vejamos a reflexão e a transmissão nas interfaces. Este é um fenômeno muito simples, mas de importância fundamental no dispositivo, uma vez que o guiamento envolve reflexões nas interfaces entre a região ativa e as confinantes e a própria emissão da luz se dá através de uma interface semicondutora.

No estudo da propagação de um onda eletromagnética

plana, que incide em uma interface também plana entre dois meios, 1 e 2, (fig.9), temos dois casos a considerar: o campo elétrico da onda incidente está perpendicular ao plano de incidência ou está contido nesse plano.



$n_2 > n_1$

FIG.9

No primeiro caso, que indicaremos por \perp , temos as seguintes equações:

$$E_i + E_r = E_t \tag{56a}$$

$$H_{iz} + H_{rz} = H_{tz} \tag{56b}$$

que exprimem a continuidade das componentes tangenciais à interface. Substituindo nessas equações as expressões para os campos

$$\vec{E}_i = E_{oi} \exp(-i\vec{k}_i \cdot \vec{r}) \hat{y} \tag{57a}$$

$$\vec{H}_i = -E_{oi} n_1^{-1} \exp(-i\vec{k}_i \cdot \vec{r}) (\sin\theta_i \hat{x} + \cos\theta_i \hat{z}) \tag{57b}$$

$$\vec{E}_r = E_{or} \exp(-i\vec{k}_r \cdot \vec{r}) \hat{y} \tag{57c}$$

$$\vec{H}_r = E_{or} n_1^{-1} \exp(-i\vec{k}_r \cdot \vec{r}) (\sin\theta_r \hat{x} + \cos\theta_r \hat{z}) \tag{57d}$$

$$\vec{E}_t = E_{ot} \exp(-i\vec{k}_t \cdot \vec{r}) \hat{y} \quad (57e)$$

$$\vec{H}_t = -E_{ot} n_2^{-1} \exp(-i\vec{k}_t \cdot \vec{r}) (\sin\theta_t \hat{x} + \cos\theta_t \hat{z}) \quad (57f)$$

onde $\eta = (\mu/\epsilon)^{1/2}$ é a impedância característica do respectivo meio e $k_i^2 = k_r^2 = \omega^2 \mu_1 \epsilon_1$; $k_t^2 = \omega^2 \mu_2 \epsilon_2$ obtemos os seguintes resultados, bem conhecidos: $\theta_i = \theta_r$; $\sin\theta_i / \sin\theta_t = n_2 / n_1$ e

$$\rho_{\perp} = E_{or} / E_{oi} = \frac{n_2 (\cos\theta_t)^{-1} - n_1 (\cos\theta_i)^{-1}}{n_2 (\cos\theta_t)^{-1} + n_1 (\cos\theta_i)^{-1}} \quad (58)$$

$$\tau_{\perp} = E_{ot} / E_{oi} = 2 \frac{n_2 (\cos\theta_t)^{-1}}{n_2 (\cos\theta_t)^{-1} + n_1 (\cos\theta_i)^{-1}} \quad (59)$$

O coeficiente de reflexão $R = |\rho|^2$ é, pois:

$$R_{\perp} = \left| \frac{n_1 \cos\theta_i - (n_2^2 - n_1^2 \sin^2\theta_i)^{1/2}}{n_1 \cos\theta_i + (n_2^2 - n_1^2 \sin^2\theta_i)^{1/2}} \right|^2 \quad (60)$$

e o coeficiente de transmissão $T_{\perp} = 1 - R_{\perp} = \left| \frac{n_1}{n_2} \frac{\cos\theta_t}{\cos\theta_i} \right|^2 |\tau|^2$

Analogamente, para o caso em que o campo elétrico incidente está contido no plano de incidência, temos:

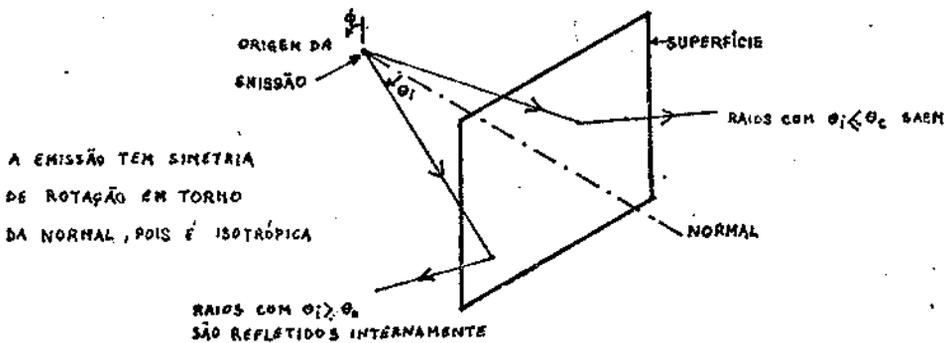
$$\rho_{\parallel} = \frac{n_1 (n_2^2 - n_1^2 \sin^2\theta_i)^{1/2} - n_2^2 \cos\theta_i}{n_1 (n_2^2 - n_1^2 \sin^2\theta_i)^{1/2} + n_2^2 \cos\theta_i} \quad (61)$$

$$\tau_{\parallel} = \frac{2n_2^2 \cos\theta_i}{n_1 (n_2^2 - n_1^2 \sin^2\theta_i)^{1/2} + n_2^2 \cos\theta_i} \quad (62)$$

$$R_{\parallel} = \left| \frac{n_1(n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_i) - n_2^2 \cos \theta_i}{n_1(n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_i)^{1/2} + n_2^2 \cos \theta_i} \right|^2 \quad (63)$$

Estas fórmulas permitem calcular a fração da potência luminosa gerada num LED que atravessa a interface semicondutora, saindo do dispositivo.

Para o caso de um emissor pela superfície, podemos considerar a luz sendo gerada isotropicamente (fig.10); portanto, as



potências que incidem na interface com polarização paralela ou perpendicular serão iguais. A fração de cada uma que atravessa a interface será

$$\eta_{tr} = \frac{1}{4\pi} \int T d\Omega \quad (64)$$

com o T acima definido.

No caso de polarização paralela, esta integral é:

$$\eta_{tr} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{\theta_c} \sin \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\phi \frac{4 (n_2/n_1)^2 \cos \theta (\cos^2 \theta - 1 + (n_2/n_1)^2)^{1/2}}{((n_2/n_1)^4 + 1) \cos^2 \theta - 1 + (n_2/n_1)^2 + 2(n_2/n_1)^2 \cos \theta (\cos^2 \theta - 1 + (n_2/n_1)^2)^{1/2}} \quad (65)$$

e no caso de perpendicular

$$\eta_{tr} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{\theta_c} \sin\theta d\theta \int_0^{2\pi} d\phi \frac{4\cos\theta(\cos^2\theta - 1 + (n_2/n_1)^2)^{1/2}}{2\cos^2\theta - 1 - (n_2/n_1)^2 + 2\cos\theta(\cos^2\theta - 1 + (n_2/n_1)^2)^{1/2}} \quad (66)$$

onde θ_c é o ângulo de incidência tal que $\sin\theta_c = n_2/n_1$, pois, para $\theta > \theta_c$, $R=1$ e $T=0$.

Estas integrais são de difícil solução explícita, mas sua avaliação numérica não oferece maiores problemas. Para um dispositivo de GaAs, $n_1 \approx 3,6$, donde $\theta_c \approx 16,13^\circ$ e

$$\eta_{tr} \approx 1,61 \times 10^{-2} ; \eta_{tr} \approx 1,01 \times 10^{-2}.$$

A fração da luz que será emitida é

$$(\eta_{tr} + \eta_{tr})/2 = 1,31 \times 10^{-2}.$$

No caso de um emissor pela borda, se supusermos que o guia é suficientemente fino para que se propague apenas o modo transversal de menor frequência de corte, TE_1 , TM_1 , teremos a luz incidindo segundo um plano normal à interface e paralelo às junções (fig.11), com polarização, no caso do modo TE_1 , paralela a esse

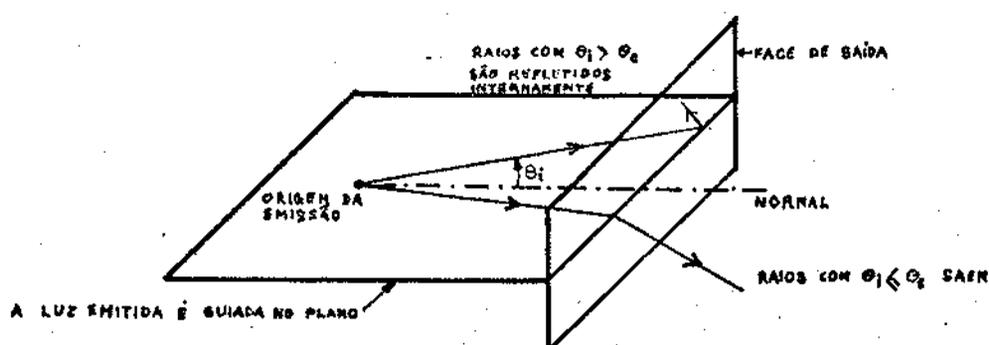


FIG. 11

plano. As coordenadas naturais do problema são, pois, cilíndricas e a expressão para a fração emitida da luz é

(67)

$$\eta_{tr} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\theta_c}^{\theta_c} T d\theta = \frac{1}{2\pi} \int_{-\theta_c}^{\theta_c} d\theta \frac{4(n_2/n_1)^2 \cos\theta (\cos^2\theta - 1 + (n_2/n_1)^2)^{1/2}}{((n_2/n_1)^4 + 1) \cos^2\theta - 1 + (n_2/n_1)^2 + 2(n_2/n_1)^2 \cos\theta (\cos^2\theta - 1 + (n_2/n_1)^2)^{1/2}}$$

Também para arseneto de gálio, calculamos seu valor numérico: $\eta_{tr} = 6,84 \times 10^{-2}$. Para o TM, obtemos analogamente $\eta_{tr} = 5,17 \times 10^{-2}$ e, em média, $6,01 \times 10^{-2}$.

Vemos, então, que o diodo de emissão pela superfície emite, na ausência de revestimentos anti-refletores ou outros meios de acoplamento, no máximo 1,31% da luz que gera e o de emissão pela borda, 6,01%. Na realidade, a situação é ainda pior, pois consideramos acima que toda a luz gerada na direção certa atinge a face emissora, o que não é verdade, devido à absorção pelo material, como veremos mais adiante. Ainda, essa absorção é maior exatamente no diodo de emissão pela borda, que seria o mais eficiente pelo cálculo acima. Podemos comparar estes valores com os quase 34% que seriam obtidos se o guiamento fosse bidimensional, de modo que toda a luz incidisse perpendicularmente à face, ou com os 50% se não houvesse reflexão nessa face, para concluir que há muito campo para melhora de eficiência por meio de modificações na face emissora para obter maior transmissão.

3.2 - Guiamento

Nos LEDs de emissão pela borda, a luz emitida deve

se propagar dentro do dispositivo numa direção paralela ao plano da junção. Isto é conseguido por meio de um guia óptico formado por camadas de materiais com índices de refração diferentes. Muitas estruturas foram e vêm sendo usadas para o guia. A mais comum, e que foi usada em todos os diodos construídos para o presente trabalho, é a estrutura de três camadas (fig.12). Nesta estrutura, a camada central, que também é a região ativa do diodo, é ladeada por duas regiões de índice de refração mais baixo, que também atuam no confinamento de portadores. Como vimos acima, a luz ao incidir na interface entre dois meios, vinda do de índice de refração mais alto, sofre reflexão total para qualquer ângulo de incidência maior que o ângulo crítico θ_c . O guia funciona essencialmente por sucessivas reflexões totais numa e noutra interface.

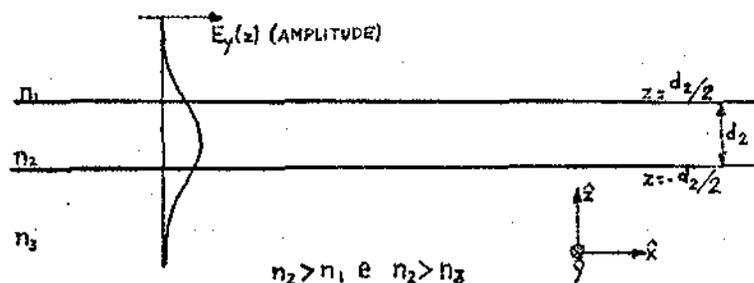


FIG 12- GUIA DE TRÊS CAMADAS E DISTRIBUIÇÃO DO CAMPO ELÉTRICO NO MODO TE FUNDAMENTAL

Uma descrição quantitativa é feita pelas expressões para os campos, tanto na região central como nas confinantes, do sistema de ondas estacionárias criado pelas reflexões. Isto significa encontrar as soluções para as equações de onda que regem os campos elétrico e magnético que satisfazem as seguintes condições:

- 1) Os campos não dependem da coordenada y ;
- 2) A dependência da coordenada x é da forma $\exp(i\beta x)$, ou seja, ondas caminhantes na direção \hat{x} , sem atenuação;

3) A dependência da coordenada z é da forma $\exp(-\gamma|z-z_0|)$ nas regiões 1 e 3, ou seja, ondas evanescentes nessas regiões; na região 2 a dependência deve ser da forma $\sin(kz-\phi)$, ou seja, uma onda estacionária.

As soluções com estas características são bem conhecidas e sabe-se que não podem ser do tipo onda plana, isto é, com campos elétrico e magnético totalmente contidos no plano yz ; as soluções com campo elétrico no plano yz são chamadas de modos transversais elétricos (TE) e as com campo magnético no plano yz de modos transversais magnéticos (TM).

As expressões para a componente na direção \hat{y} do campo elétrico no caso de um modo TE são:

$$E_y = E_0 \exp(i\beta x) \begin{cases} \cos(h_2(d_2/2) - \phi) \exp(h_1(d_2/2 - z)) \\ \cos(h_2 z - \phi) \\ \cos(h_2(d_2/2) + \phi) \exp(h_3(d_2/2 + z)) \end{cases} \quad (68)$$

respectivamente nas regiões 1, 2 e 3. As constantes h_1 , h_2 , h_3 , β e ϕ são determinadas por

$$h_1 = (\beta^2 - k_1^2)^{1/2} \quad (69a)$$

$$h_2 = (k_2^2 - \beta^2)^{1/2} \quad (69b)$$

$$h_3 = (\beta^2 - k_3^2)^{1/2} \quad (69c)$$

$$h_2 = d_2^{-1} \arctan \left(\frac{h_2(h_1 + h_3)}{h_2^2 - h_1 h_3} \right) \quad (69d)$$

$$\phi = (1/2) \arctan \left(\frac{(h_3 - h_1) h_2}{h_1 h_3 + h_2^2} \right) \quad (69e)$$

com $k_i = \omega(\mu_i \epsilon_i)^{1/2}$ como anteriormente.

Expressões análogas existem para a componente y do campo magnético de um modo TM:

$$H_y = H_0 \exp(i\beta x) \begin{cases} \cos(h_2(d_2/2) - \phi) \exp(h_1(d_2/2 - z)) \\ \cos(h_2 z - \phi) \\ \cos(h_2(d_2/2) + \phi) \exp(h_3(d_2/2 + z)) \end{cases} \quad (70)$$

As demais componentes dos campos elétrico e magnético são obtidas a partir da componente y em ambos os casos.

O sistema de equações (69) e seu correspondente para os modos TM tem solução apenas para alguns valores discretos de h_2 . No caso mais comum, $k_1 = k_3$ e existe sempre pelo menos um valor de h_2 que satisfaz as equações; o número total de valores de h_2 possíveis é o maior número inteiro que não excede $(1 + d_2(k_2^2 - k_1^2)^{1/2} / \pi)$.

É muito frequente que d_2 seja suficientemente pequeno para que exista um só valor de h_2 que satisfaça o sistema (69), ou seja, um único modo TE ou TM que pode se propagar ao longo do guia. Este modo, chamado fundamental, tem um só máximo e nenhum zero dentro da região ativa (região 2). Do parágrafo acima vemos que a condição para a existência de um só modo é $d_2 < \pi / (k_2^2 - k_1^2)^{1/2}$. O modo TE fundamental é aquele para o qual a reflexão na face é mínima; tanto no caso TE como TM, o feixe de luz emitido subentende o menor ângulo no plano $\hat{x}\hat{z}$.

3.3 - Alteração das probabilidades de emissão pelo guia

Num dispositivo sem guia, a emissão de luz na região ativa é isotrópica; se o mesmo ocorrer num dispositivo com guia, apenas uma pequena fração de luz emitida terá uma direção compatível com o guiamento; o resto irá atingir as interfaces com ângulo menor que o que produz reflexão total e se perderá nas regiões passivas do diodo. Felizmente, a presença do guia perturba a emissão, fazendo a luz ser preferencialmente emitida numa direção em que há propagação. Isso é mostrado com os argumentos de WITTKÉ⁽⁶⁾. A probabilidade de emissão de um fóton por um elétron que decai de um estado excitado é dada pela regra de Fermi:

$$p_e = h^{-2} |\langle f | H | i \rangle|^2 \rho(\nu) \quad (71)$$

onde p_e é a probabilidade de emissão por unidade de tempo, $\langle f | H | i \rangle$ o elemento de matriz do Hamiltoniano entre os estados inicial e final e $\rho(\nu)$ a densidade de estados finais para emissão com frequência ν .

Para o caso da emissão não guiada, o elemento de matriz será

$$|\langle f | H | i \rangle|_{ng}^2 = BL^{-2} L_{eff}^{-1} \quad (72)$$

onde admitimos um dispositivo cúbico de aresta L e B é uma constante e L_{eff} é o comprimento de difusão eficaz dos portadores.

No caso de emissão guiada, a radiação fica confinada a uma região de espessura d_{ef} dentro do dispositivo, portanto

$$|\langle f | H | i \rangle|_g^2 = BL^{-2} d_{ef} \quad (73)$$

A densidade de estados finais para o caso de radiação não guiada é

$$\rho_{ng}(\nu) = \frac{8\pi^2 n_1^3 L^2 L_{eff}}{c^3} \quad (74)$$

onde n_1 é o índice de refração do material fora do guia e c a velocidade da luz no vácuo.

No caso de radiação guiada, a densidade de estados finais por modo guiado é

$$\rho_g(\nu) = \pi^{-1} L^2 \beta \frac{d\beta}{d\nu} \quad (75)$$

onde β é a constante de propagação.

A relação entre a probabilidade total de emissão e a probabilidade de emissão num modo guiado qualquer é

$$\frac{p_{eg}}{p_e} = \left(1 + \frac{8\pi^2 \nu^2 n_1^3}{c^3 d_{ef} \sum_N \beta \frac{d\beta}{d\nu}} \right)^{-1} = \left(1 + \frac{8\pi^2 n_1}{\lambda_i^2 c d_{ef} \sum_N \beta \frac{d\beta}{d\nu}} \right)^{-1} \quad (76)$$

Se existir somente o modo fundamental, teremos

$$\beta = (k_2^2 - h_2^2)^{1/2} \quad (77)$$

$$d_{ef} = \frac{1}{E_0} \int_{-\infty}^{\infty} E(x) dx = \frac{d_2}{2} + \frac{1}{h_2} \quad (78)$$

e a relação entre probabilidades de emissão é

$$\frac{p_{eg}}{p_e} = \left(1 + \frac{4\pi^2 n_1}{\lambda_i^2 c \frac{d_2}{2} + \frac{1}{h_2} \frac{n_2}{\lambda_2 c} - h_2 \frac{dh_2}{d\nu}} \right)^{-1} \quad (79)$$

onde aparece um fator 2 porque o modo fundamental pode ser TE ou TM.

Wittke calcula o valor numérico desta expressão em função de d_2 (note-se que d_2 está presente também através de $h_2(v)$) para $n_1=3,3$; $n_2=3,6$ e $\lambda_0=890$ nm, encontrando um máximo bastante suave no entorno de $d_2=0,15$ μm , com valor 0,375 (na verdade, o que ele calcula é o inverso do 2º termo da soma da equação (79) e uma queda para zero, tanto quando $d_2 \rightarrow 0$ como quando $d_2 \rightarrow \infty$, como era de se esperar.

Outro resultado dessa perturbação introduzida pelo guia é o aumento na probabilidade total de emissão espontânea, exatamente porque passa a haver também possibilidade de emissão em modos guiados, além da existente em modos do espaço livre. Esse aumento é dado pelo inverso do segundo termo da soma na equação (76) (ou (79), para o modo fundamental apenas), resultando num máximo, nas mesmas condições acima, de 1,6 vezes a probabilidade de emissão sem guia. Isto melhora a eficiência quântica do diodo, por aumentar a probabilidade de recombinação radiativa no total das recombinações e também aumenta a rapidez de resposta do diodo, pelo aumento da taxa de recombinação.

Das expressões para h_2 , pode-se ver que a probabilidade relativa de emissão em modos guiados pode ser tornada ainda maior aumentando a diferença entre os índices de refração n_1 e n_2 , ao mesmo tempo que o máximo irá se deslocar para valores menores de d_2 .

3.4 - Absorção da Luz - mecanismo banda-banda

O semiconductor não é um meio dielétrico ideal; pos

sui diversos mecanismos pelos quais a luz que o atravessa pode ser absorvida. O mais importante é a absorção pela criação de um par e létron-buraco, isto é, o oposto da recombinação radiativa. A probabilidade de absorção de um fóton por este mecanismo foi apresentada no Capítulo 2 como probabilidade de geração de um par elétron-buraco, equação (29b). Recordando rapidamente, temos:

$$R'_{st}(E) = \sigma_{cv} n_c p_v \tilde{N}(E) \quad (29a)$$

$$G'_{st}(E) = \sigma_{vc} n_v p_e \tilde{N}(E) \quad (29b)$$

$$R'_{sp} = \sigma_r n_c p_v \quad (23)$$

onde R'_{st} é a taxa de emissão (recombinação) estimulada, R'_{sp} a de emissão espontânea e G'_{st} a de absorção (geração de par); n a densidade de elétrons, p a de buracos, \tilde{N} a de fótons e os sub-índices c e v referem-se respectivamente à banda de condução e à de valência. O equilíbrio detalhado exige que as secções de choque sejam todas iguais. Usando os valores da distribuição de Fermi-Dirac para as densidades de elétrons e buracos, temos a equação (33):

$$G'_{st} - R'_{st} = \tilde{N} R'_{sp} (1 - \exp((E - \Delta E_F)/kT))$$

A absorção do material devida a esse mecanismo é dada pela equação (34) (n é o índice de refração do material):

$$\alpha(E) = E_{sp} n c^{-1} (1 - \exp((E - \Delta E_F)/kT))$$

onde um valor negativo corresponde a um ganho.

Obviamente, a absorção depende muito das condições de injeção no material, através da separação entre os quase-níveis de Fermi, podendo-se passar de uma condição de muita perda de luz em baixa corrente para uma de muito ganho em alta corrente. Como a intensidade total da luz, após atravessar um comprimento ℓ de material, é

$$I = I_0 \exp(-\alpha \ell), \quad (80)$$

onde I_0 é a intensidade da luz incidente, vê-se que uma mudança no coeficiente de absorção pode trazer uma mudança muito maior na intensidade da luz que chega até a face do diodo, principalmente no caso de um emissor pela borda, onde grande parte da luz deve atravessar um trecho longo de material. Isto torna o dispositivo fortemente não linear, o que é um inconveniente em muitos casos, notadamente em transmissão de sinais analógicos, mas é usado em outros, sendo o princípio de funcionamento do chamado LED superluminescente (ou superradiante).

Nas expressões acima, consideramos que existem estados finais para os portadores gerados pela absorção. No caso, porém, de a luz estar atravessando um material com gap maior que a energia do fóton, isto não é verdade, pois os portadores teriam de ir para estados dentro da banda proibida; não existe, pois, absorção. Num diodo de heteroestrutura, esta é a situação para a luz dentro das regiões confinantes, pois elas tem gap maior que o da região ativa e este é que determina a energia dos fótons emitidos. No caso do diodo de emissão por superfície, isto permite extrair a emissão desde uma região ativa muito profunda, por exemplo, na outra face do cristal, com pequenas perdas. No caso do diodo de emissão pela borda, a luz guiada caminha parte pela região ativa e parte pe

las confinantes; a amplitude dos campos nestas cai exponencialmente, como se vê nas equações (68) e (70). Quanto menor a diferença entre os índices de refração dos dois materiais e quanto menor a espessura da região ativa, mais lenta é essa queda, portanto maior a fração da potência total que caminha pelas regiões confinantes. Os índices de refração das regiões confinantes não podem ser feitos muito próximos do da região ativa sem incorrer em perda de confinamento, mas a espessura da região ativa pode ser feita muito fina, de modo que quase toda ($\sim 95\%$) a potência caminha pelas confinantes. Então, fazer a região ativa fina é um meio de melhorar a linearidade do diodo.

3.5 - Absorção por portadores livres

Devido à existência de portadores livres, o semicondutor tem uma condutividade não nula, e as soluções de onda plana, válidas para o campo eletromagnético num meio perfeitamente isolante, devem ser modificadas. Para o caso de um meio com condutividade σ , a equação de onda é:

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu\sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (81)$$

No caso de uma onda plana caminhando na direção \hat{z} , a solução é

$$E = E_0 \exp((ik - \beta)z - i\omega t) \quad (82)$$

onde

$$k^2 - \beta^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \left(\epsilon_r - I_m \left(\frac{\sigma}{\omega\epsilon_0}\right)\right) \quad (83a)$$

$$2\beta k = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \operatorname{Re} \left(\frac{\sigma}{\omega \epsilon_0} \right) \quad (83b)$$

No caso de um meio com densidade n de portadores, os quais têm massa efetiva m^* e se define uma frequência $\omega_0 = 2\pi/\tau_0$, onde τ_0 é o tempo médio entre colisões,

$$\sigma(\omega) = \frac{n^2 e}{m^*} \frac{\omega_0 + i\omega}{\omega_0^2 + \omega^2} \quad (84)$$

Definindo a frequência de ressonância de plasma $\omega_p = (n^2 e / m^* \epsilon)^{1/2}$,

$$\frac{\sigma(\omega)}{\omega \epsilon_0} = \frac{\epsilon_x}{\omega} = \frac{\omega_p^2 (\omega_0 + i\omega)}{\omega_0^2 + \omega^2} \quad (85)$$

Para frequências ópticas, $\omega \gg \omega_p, \omega_0$. Neste caso, o coeficiente de absorção 2β vale

$$2\beta \approx 2\omega_0 \omega_p^2 \epsilon_r^{1/2} / \omega^2 c \quad (86)$$

e, como se pode ver da fórmula, é um número pequeno, diretamente proporcional ao quadrado da densidade de portadores e do comprimento de onda.

Poder-se-ia pensar em reduzir esta absorção reduzindo as dopagens na região ativa e nas confinantes. Todavia, logo as concentrações de portadores injetados predominam sobre as concentrações de equilíbrio e fixam o coeficiente de absorção em torno de 10 cm^{-1} para dopagens menores que 10^{18} cm^{-3} e para o comprimento de onda emitido pelo GaAs; esta pode ser vista como uma das limitações fundamentais do dispositivo. Felizmente, não é muito severa, uma vez que corresponde a uma perda de 2% da luz emitida no extremo mais distante de um emissor pela borda com comprimento da região ativa de $200 \mu\text{m}$.

3.6 - Absorção por Defeitos

A presença de defeitos no cristal introduz níveis adicionais para onde podem ir os portadores gerados pela absorção de um fóton. No caso de níveis discretos, isto é, devidos a defeitos pontuais, estes níveis não afetam muito o resultado da integração sobre todos os níveis finais feita para se calcular a taxa global de recombinação do material com gap menor ou igual à energia do fóton. Se o material tiver gap maior que a energia do fóton, a presença destes níveis irá fazer com que exista um coeficiente de absorção não muito grande em adição ao coeficiente devido aos portadores livres. A absorção por defeitos fica importante quando ocorre coalescência e formação de defeitos macroscópicos, como, por exemplo, numa linha de deslocação, pois, num caso desses, são introduzidos muitos níveis profundos, formando quase um contínuo ao longo da banda proibida e permitindo que os elétrons da banda de valência,

em número extremamente grande, passem a participar da absorção por portadores livres. A presença destes defeitos macroscópicos cria, portanto, regiões onde a absorção é muito alta e a emissão, como já vimos, muito baixa, devido às recombinações não radiativas. Estas regiões são vistas como manchas (pontos ou linhas, conforme o defeito) escuras que se constituem no fenômeno mais notável em diodos no fim da vida útil.

3.7 - Absorção e Eficiência

É evidente que a eficiência quântica externa é afetada pela absorção, tanto mais quanto maior o comprimento de material que a luz precisa atravessar para atingir a face do dispositivo. No caso de diodos de emissão por superfície, a presença de absorção irá fazer aparecer um fator multiplicativo na expressão para a taxa de recombinação radiativa, equação (45). Isto porque só nos interessa a fração da luz emitida que chega até a superfície. A nova equação é:

$$R_r = \int_{\text{região ativa}} \frac{n}{\tau_r} \exp(-\alpha(x_s - x)) dx \quad (87)$$

onde x_s é a coordenada da interface região ativa-região superior de confinamento. LEE e DENTAI⁽⁵⁾ calculam a eficiência usando esta expressão para a recombinação radiativa e encontram um máximo suave para uma espessura de região ativa de cerca de 2 μm , em vez do aumento monótono com a espessura que vimos no Capítulo 2. Isto era de se esperar, porque, se por um lado, a eficiência aumenta com o au

mento da espessura devido à menor influência da recombinação interfacial, por outro a geração de luz é distribuída por uma profundidade maior de material, aumentando a fração absorvida.

No caso do diodo de emissão pela borda, a integração na equação (45) é feita numa direção perpendicular à de propagação da luz, do que resulta uma expressão diferente:

$$R_r = \int_0^e \exp(-\alpha z) dz \int_{\text{região ativa}} \frac{n}{\tau_r} dx = \frac{(1 - \exp(-\alpha \ell))}{\alpha} \int_{\text{região ativa}} \frac{n}{\tau_r} dx \quad (88)$$

nesta expressão, a espessura da região ativa não influencia diretamente, mas influencia no valor de α , pois, como já vimos, com menor espessura da região ativa, uma parte maior da luz irá caminhar pelas regiões confinantes, onde não existe absorção banda-banda, tornando-a substancialmente menor. Esta é uma das razões para fazer os diodos de emissão pela borda com região ativa fina.

3.8 - Reemissão

A luz que é absorvida por uma geração de par elétron-buraco pode ser reemitida pela recombinação deste par. Podemos admitir que a probabilidade de recombinação radiativa é a mesma que a para um par injetado, uma vez que não há diferenças entre um e outro.

O fenômeno de reemissão pode aumentar consideravelmente a eficiência externa do diodo, uma vez que parte da luz que é refletida na face emissora será absorvida na região ativa e

reemitida, com possibilidade de sair do dispositivo. Consideremos um caso extremamente simplificado (fig.13):

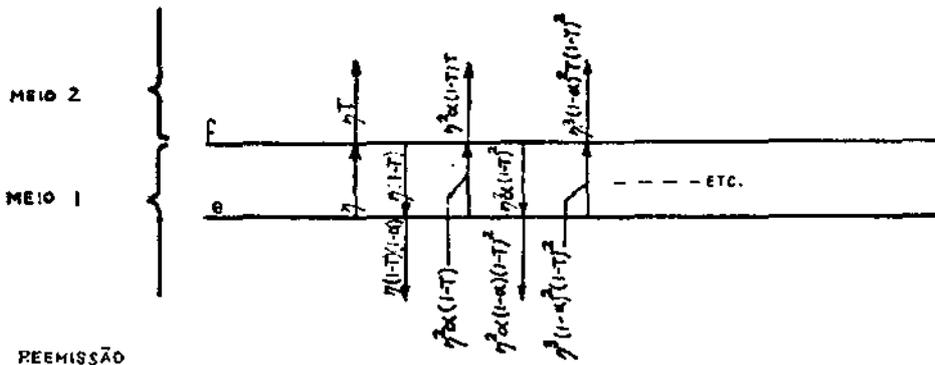


FIG. 13 REEMISSÃO

A luz emitida pela superfície e atinge a face f ; ali, uma fração T atravessa para o meio 2 e uma fração $(1-T)$ é refletida de volta; ao retornar à superfície e , uma fração α é absorvida e reemitida com eficiência η , retornando à face f e assim sucessivamente. A relação entre a eficiência externa, considerando as múltiplas reemissões, e a eficiência, considerando só a primeira emissão, é

$$\frac{\eta_{\text{ext}}}{\eta_{\text{oext}}} = \frac{1}{1 - \eta\alpha(1-T)} \quad (89)$$

Para $\eta = 0,5$, $\alpha = 0,5$ e $T = 0,013$ temos um aumento de 33% na eficiência. Uma aproximação mais realista, como a feita por KUCERA et.al. ⁽⁷⁾, leva em conta a espessura não nula da região ativa, calculando as taxas de emissão, absorção e reemissão em regime contínuo para cada elemento de volume, depois integrando sobre a região toda. Para um exemplo típico mostrado nesta referência, o aumento de eficiência é de 60%.

3.9 - Emissão Estimulada

Como já vimos, pode também ocorrer que um fóton provoque a recombinação de um par, com a criação simultânea de mais um fóton. Se irá predominar esta emissão estimulada ou a absorção, depende das populações das bandas de condução e valência, por isso é que o coeficiente de absorção, dado por $\alpha = R_{sp} n c^{-1} (1 - \exp((E - \Delta E_F)/kT))$, pode ser negativo, correspondendo a uma amplificação. Só teríamos a acrescentar que, devido ao fator kT no denominador do expoente, essa amplificação diminui rapidamente com a temperatura; acrescentando a isso o fato de que, devido à maior perda de portadores sobre as barreiras confinantes, a separação entre os quase-níveis de Fermi diminui quando a temperatura aumenta, para uma dada corrente (equações (19-21)), pode-se concluir que os LEDs superradiantes, que operam na região de alto ganho, têm potência de saída muito dependente da temperatura. Por outro lado, o ganho $\exp(-\alpha l)$ depende exponencialmente do comprimento de material atravessado; como normalmente os LEDs têm região ativa muito mais longa que larga, a luz que caminha em direção normal à face pode atravessar muito mais material que a que caminha obliquamente, pois esta logo deixa a região ativa; então, a luz que incide na direção normal à face é muito mais intensa e esses LEDs têm uma emissão mais direcional. Ainda um outro fato é que a luz que é refletida pela face e caminha de volta também é amplificada ao longo da região ativa, até sair pelo fim dela e se perder; calculando as potências direta e reversa num sistema que tem amplificação $g = -\alpha$, uma face com transmissão T e a outra perfeitamente transmissiva, obtemos a seguinte relação:

$$\frac{P_{rev}}{P_{dir}} = 1 + (1-T)\exp(g\ell) \quad (90)$$

Para $g = 10 \text{ cm}^{-1}$, $\ell = 200 \text{ }\mu\text{m}$ e $T = 0,013$, a potência reversa, perdida, é 2,2 vezes a emitida. Isto mostra que é bem melhor construir estes LEDs com a face traseira refletiva, por exemplo fazendo a região ativa atravessar o cristal e colocando um revestimento refletor, e a face emissora não refletiva, também pelo uso de revestimento, que usar a construção mais comum em que a região ativa *morre* dentro do cristal.

3.10 - Campo Próximo e Campo Distante

A configuração espacial que toma a luz que sai pela face do LED influi muito na eficiência com que se consegue lançar essa luz através de uma fibra. Como tal configuração é função da estrutura de modos que se propagam dentro do dispositivo, o conhecimento de uma permite determinar a outra.

Normalmente, a previsão teórica é feita para a distribuição externa a partir da interna e a medição experimental da distribuição externa é usada para se conhecer a interna. Distinguem-se dois casos limites da distribuição: o campo próximo, observado quase tocando a face emissora (distância muito menor que um comprimento de onda), e o campo distante, observado a distâncias da face emissora muito maiores que um comprimento de onda.

A situação mais simples encontrada em LEDs é haver uma emissão isotrópica e aproximadamente uniforme sobre uma certa

superfície, caindo rapidamente a zero nas bordas dessa superfície. Este é o caso dos diodos emissores por superfície e também o caso na direção paralela ao plano da junção na maioria dos emissores pela borda, que não têm guiamento lateral. A tal situação no interior do dispositivo, corresponde uma distribuição de luz junto à face também quase uniforme ao longo da superfície que confronta a região emissora. O campo distante neste caso pode ser obtido a partir das fórmulas para transmissão de ondas planas através da interface semicondutora. Os coeficientes de reflexão R são dados pelas equações (60) e (63):

$$R_{\perp} = \left| \frac{n_1 \cos \theta_i - (n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_i)^{1/2}}{n_1 \cos \theta_i + (n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_i)^{1/2}} \right|^2 \quad (60)$$

$$R_{\parallel} = \left| \frac{n_1 (n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_i)^{1/2} - n_2^2 \cos \theta_i}{n_1 (n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_i)^{1/2} + n_2^2 \cos \theta_i} \right|^2 \quad (63)$$

Lembrando que o ângulo de incidência para reflexão total é $16,1^\circ$, podemos fazer $\cos \theta_i \approx 1$. Colocando, então, as expressões em função do ângulo de saída, vem:

$$R_{\perp} \approx \left(\frac{n_1 - n_2 \cos \theta_t}{n_1 + n_2 \cos \theta_t} \right)^2 \quad (91)$$

$$R_{\parallel} \approx \left(\frac{n_1 \cos \theta_t - n_2}{n_1 \cos \theta_t + n_2} \right)^2 \quad (92)$$

O coeficiente de transmissão $T = 1-R$; então, lembrando ainda que $n_2/n_1 = 1/3,6$, vem:

$$T_{\perp} = \frac{4n_2 \cos\theta_t}{n_1 \left(1 + \frac{n_2}{n_1} \cos\theta_t\right)^2} \approx 4 \frac{n_2}{n_1} \cos\theta_t \quad (93)$$

$$T_{\parallel} \approx 4 \frac{n_2}{n_1} \frac{\cos\theta_t}{\left(\cos\theta_t + \frac{n_1}{n_2}\right)^2} \quad (94)$$

Neste caso de potência isotrópica, a configuração de densidade de potência no campo distante coincide, a menos de um fator constante, com o coeficiente de transmissão. A situação para polarização perpendicular ao plano de incidência é a chamada distribuição lambertiana.

A outra configuração, correspondente à polarização no plano de incidência, é muito semelhante para pequenos valores de θ_t , diminuindo mais lentamente quando θ_t se aproxima de 90° . Os diodos reais apresentam uma configuração intermediária entre as duas, devido à presença tanto de polarização perpendicular como paralela ao plano de incidência.

Para diodos de emissão por superfície, onde a configuração de campos é quase lambertiana nas duas dimensões, é fácil obter a eficiência de acoplamento a uma fibra com número de abertura N.A.: $\eta_{ac} \approx (N.A.)^2$.

A configuração de campos na direção perpendicular ao plano de junção nos diodos de emissão pela borda é mais complicada devido à presença de modos do guia, que não podem ser aproxima

dos por uma função retangular como foi feito no caso anterior. O cálculo dos campos na face emissora é feito considerando um modo incidente na face vindo do semiconductor, toda a série infinita de modos do guia, compreendendo o número finito (quase sempre um só, nos LEDs) de modos guiados e o contínuo de modos não guiados, voltando para dentro do semiconductor e uma série infinita de ondas planas (que são os *modos* naturais do espaço livre) saindo para o ar e aplicando as condições de continuidade de campos e de fluxo de potência na face. A configuração de campo distante é calculada a seguir, considerando a face emissora como uma abertura, com a configuração de campos obtida pelo método acima. O cálculo é complicado; normalmente só pode ser feito de forma aproximada e existem resultados tabelados em diversas fontes, por exemplo Kressel e Butler. Qualitativamente, obtém-se um número de lóbulos (máximos em direções diferentes) igual ao número de máximos existentes no modo considerado.

Como o mais comum em LEDs é que existam apenas os modos fundamentais, com um só máximo, também haverá um só lóbulo no campo distante. O interessante é que esse lóbulo é consideravelmente mais estreito que o obtido para o caso de distribuição isotrópica de potência no interior do dispositivo, o que torna o diodo de emissão pela borda um emissor com direcionalidade bem maior e, portanto, lançando uma maior fração de sua emissão em uma fibra, que o de emissão por superfície. Isto também justifica a construção do guia admitindo somente o modo fundamental. Como o ângulo de aceitação das fibras ópticas é geralmente estreito, se houvesse mais de um lóbulo no campo distante, provavelmente seria possível acoplar só a potência de um deles à fibra e o resto seria perdido.

Resta ainda dizer que hoje é bastante comum o uso de componentes ópticos, tais como lentes, entre a fibra e o LED, de

modo que o acoplamento não dependa tanto da configuração de campo distante do diodo, ou melhor, que essa configuração seja corrigida pelo sistema óptico de forma a se obter um acoplamento muito eficiente. Infelizmente, porém, não dispomos aqui destes elementos ópticos.

CAPÍTULO 4
FABRICAÇÃO DOS DIODOS

Os diodos emissores de luz de GaAs em geral, e especificamente os fabricados para esta tese, são de construção epitaxial. A técnica usada para o crescimento das camadas é a epitaxia de fase líquida (LPE). Em linhas gerais, esta técnica consiste em se colocar quantidades medidas e adequadamente preparadas de GaAs, Al e dopantes nos alvéolos de uma barquinha de grafite, no fundo da qual corre uma gaveta onde fica o substrato sobre o qual será feito o crescimento (fig.14). Essa barquinha é colocada em um forno aque

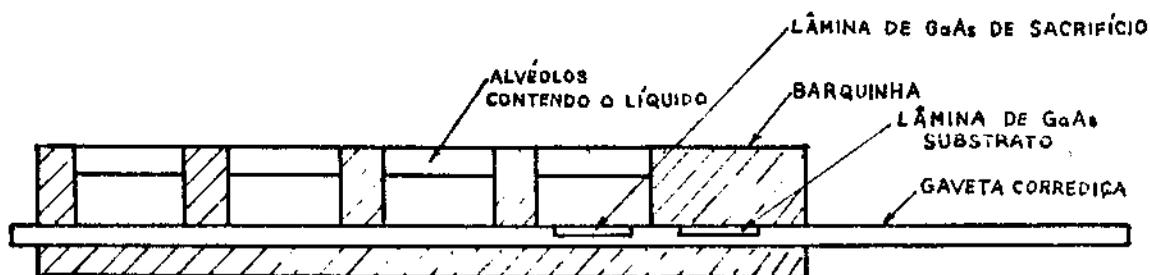


FIG.14 BARQUINHA DE LPE (CORTE)

cido de modo que o gálio funde e dissolve os demais componentes. A seguir, o forno é lentamente resfriado e o substrato é empurrado para baixo do líquido contido no primeiro alvéolo; com o resfriamento, o material em solução se precipita sobre o substrato na forma de uma camada epitaxial. O processo continua para os demais alvéolos, em cada um sendo crescida uma das camadas do dispositivo. Detalhes experimentais podem ser vistos em BROSSON e MARTIN⁽⁸⁾. Será tentado aqui apenas dar uma idéia de como se prevê a espessura da camada e a concentração de portadores e indicar alguns dos problemas mais importantes associados a esta técnica.

A situação do sistema constituído pelo substrato, gálio líquido e substâncias em solução no instante em que se estabelece o contato entre o substrato e o líquido pode ser de equilíbrio, sub ou supersaturação. A condição de equilíbrio é conseguida usando um segundo substrato, dito *de sacrificio*, que fica em contato com o líquido antes do substrato onde será feito o crescimento e é substituído por este ao se empurrar a gaveta. Desta forma, existe uma fase sólida em contato com o líquido à temperatura de início do crescimento. Os dois primeiros cristais usados para o presente trabalho foram crescidos desta forma. No caso de supersaturação, não se usa o substrato de sacrificio e se coloca mais material que o necessário para saturar o gálio à temperatura de início do crescimento, procedendo-se à dissolução a uma temperatura mais elevada, depois resfriando o forno de modo que o substrato entra em contato com uma solução supersaturada. Os outros três cristais desta tese foram crescidos assim. A terceira alternativa é colocar menos material que o necessário para saturar a solução à temperatura do início do crescimento, de modo que o substrato é posto em contato com uma solução sub-saturada e se dissolve um pouco da camada previamente crescida antes de se iniciar o crescimento de outra. Esta técnica, chamada *meltback*, não foi usada para o presente trabalho.

Em qualquer caso, o equilíbrio junto à interface sólido-líquido é logo atingido e o crescimento a longo prazo fica limitado por transporte dos solutos através da camada de líquido adjacente ao substrato. As diferenças entre as diversas condições iniciais aparecem principalmente no crescimento de camadas finas e nos defeitos de crescimento, através da forma que toma o depósito inicial em cada caso.

A espessura da camada crescida em (quase) equilíbrio

é dada pela expressão:

$$e = \frac{2}{3} KRt^{3/2} \quad (95)$$

onde e é a espessura, R a taxa de resfriamento, t o tempo e K uma constante que depende do material e da temperatura a 800°C , valendo $0,3 \mu\text{m}^{\circ}\text{C}^{-1}\text{min}^{-1/2}$ para o GaAs e $0,15 \mu\text{m}^{\circ}\text{C}^{-1}\text{min}^{-1/2}$ para o $\text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3}\text{As}$, que são os dois materiais crescidos em nosso caso.

A espessura devida à precipitação de material da solução supersaturada é

$$e = K\Delta Tt^{1/2} \quad (96)$$

onde K é o mesmo anterior e ΔT a diferença entre a temperatura de equilíbrio e a temperatura da solução. No crescimento a partir de solução supersaturada, o forno continua a esfriar e, portanto, a espessura da camada crescida é dada pela soma dos termos do lado direito das equações (95) e (96).

As concentrações de alumínio e dopantes nas camadas crescidas são previstas através dos diagramas de fase para os correspondentes sistemas. Os sistemas de interesse são o Ga-As-Ge e Ga-Al-As-Ge para o crescimento tipo p e o Ga-Sn-As e Ga-Al-Sn-As para o tipo n. Existe uma considerável literatura a respeito, por exemplo, PANISH^(9,10,11). Desses diagramas são obtidas fórmulas para encontrar a concentração de cada elemento numa fase, conhecida a concentração na outra.

O dispositivo é projetado na seguinte sequência: estabelece-se as concentrações de alumínio desejadas nas regiões confinantes e a concentração de portadores em cada camada; se estas são baixas, a concentração de dopantes pode ser considerada igual; se não, aplica-se um coeficiente de atividade para o respectivo dopante. Co

nhecidas então as concentrações desejadas de dopantes, usa-se as equações de partição dos dopantes e do alumínio entre o líquido e o sólido para determinar a concentração de cada um na solução que irá em cada alvéolo; finalmente, converte-se essas concentrações em massas de cada substância.

4.1 - Defeitos e problemas com o crescimento epitaxial

São muito numerosos os problemas que podem ocorrer com o crescimento epitaxial acima descrito, resultando em cristais defeituosos. Além disso, existem algumas características essenciais dessa técnica que tornam impossível a obtenção de cristais perfeitos, mesmo em condições ideais. Vamos falar aqui apenas destas, pois uma descrição, ainda que sucinta, dos problemas experimentais do crescimento iria exorbitar dos objetivos deste trabalho.

A primeira limitação essencial da LPE diz respeito à introdução de vacâncias. A regra das fases da termodinâmica diz que o número de graus de liberdade de um sistema com componentes e fases é $n=c-p+2$. Considerando, por simplificação, o crescimento de GaAs puro a partir de sua solução em Ga, temos um sistema de dois componentes (Ga e As) e três fases: sólido, líquido e vapor, pois os alvéolos da barquinha são abertos e permitem a evaporação livre do material neles contido. Temos, então, um único grau de liberdade possível. Ao fixarmos a temperatura de crescimento, estamos *ipso facto* fixando a composição da fase sólida que pode existir no sistema. Uma observação do diagrama de fases do sistema Ga-As (LOGAN e HURLE⁽¹²⁾) mostra que, em equilíbrio com o líquido contendo excesso de gálio, só pode existir uma fase sólida também com gálio em exces

so, o que se traduz pela presença de vacâncias de arsênico. Estas vacâncias terão depois um papel importante na degradação do diodo. O crescimento a partir de uma solução em que o solvente é o arsênico líquido não é possível sem modificações substanciais na técnica, devido à pressão de vapor extremamente alta do arsênico. A situação real difere um tanto da que foi descrita acima, pois temos, em geral, três ou quatro componentes: Ga, As, um dopante e, talvez, Al. Por outro lado, temos outra condição fixada, a concentração dessas espécies no líquido, do que resulta novamente uma composição determinada para o sólido, apenas podendo ser muito diferente da que se obtém no caso do sistema binário. Outra complicação adicional vem do fato do sistema não estar em equilíbrio no caso de crescimento a partir de solução supersaturada. Disto resulta uma incorporação de vacâncias também diferente (menor, no caso) da prevista a partir do diagrama de fase.

Uma segunda limitação da LPE está na introdução de tensões nas camadas. Sucede que o GaAs e o GaAlAs têm parâmetros de rede diferentes à temperatura ambiente, sendo o do GaAs menor (cerca de 5×10^{-4} no caso da composição do ternário ser $\text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3}\text{As}$). Isto torna uma camada de GaAs tracionada e uma de ternário comprimida junto à interface de ambas. A tensão existente nessa situação é alta: $\sim 10^9$ dina/cm², podendo criar deslocamentos no material. As deslocamentos também têm um papel importante na degradação do dispositivo, porque defeitos causadores de recombinações não radiativas se precipitam em torno delas, criando as chamadas linhas escuras (*dark lines*). O fato da região ativa ser muito fina e estar tracionada nas duas interfaces é vantajoso, porque dificulta o alívio das tensões nela através do aparecimento de deslocamentos, permitindo obter áreas razoavelmente grandes não deslocadas. Todavia, mesmo nesse caso, é possível

vel que deslocções introduzidas durante o processamento subseqente venham a caminhar até a região ativa, uma vez que a energia necessária para o escorregamento de um deslocção é muito baixa.

4.2 - Medida de espessura das camadas crescidas

Após o crescimento é feita a medição de algumas características das camadas.

A primeira característica medida é a espessura. Para isso, destaca-se um pedaço do cristal e desbasta-se esse pedaço segundo um plano que forma um ângulo pequeno com a superfície crescida. O resultado é uma secção transversal do crescimento com uma grande ampliação na escala de profundidade. Faz-se então um ataque químico seletivo dessa secção, de modo que as camadas fiquem com aspecto visual distinto, e se mede o desnível entre cada interface e a seguinte, ou seja, a espessura da respectiva camada, usando um interferômetro. A fig.15 mostra uma secção destas, como é observada no interferômetro.

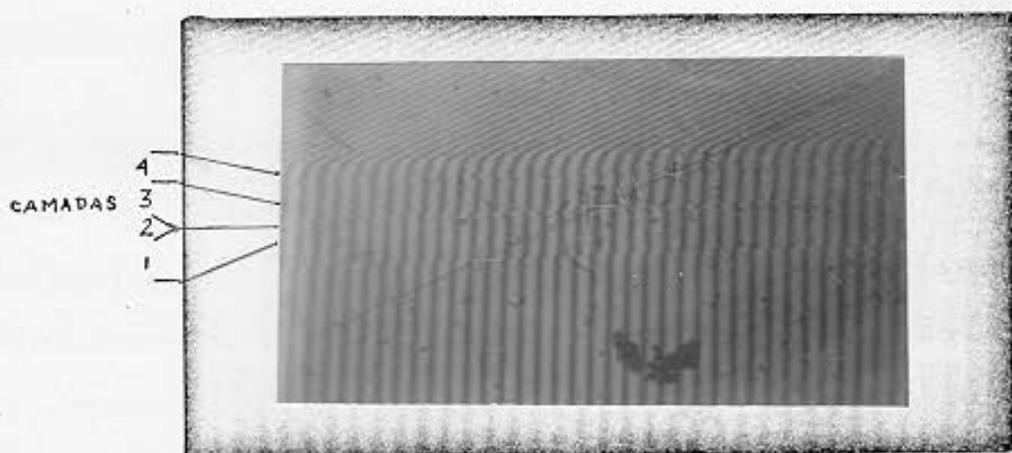


FIG.15

Também se pode clivar o cristal perpendicularmente ao plano de junção, atacar a borda exposta e observá-la no microscópio eletrônico de varredura (SEM).

4.3 - Observação de defeitos

Outra característica que se observa é a concentração de defeitos. Um método para fazer isto é o exame ao microscópio óptico. Muitos defeitos de crescimento aparecem visíveis na superfície do cristal sem qualquer preparação: linhas de menisco, que são irregularidades na espessura provocadas pela dissolução e recrescimento rápidos do material na região junto à borda da gota de líquido ao ser puxado o substrato de debaixo dela, linhas de terraceamento, que são irregularidades devidas a não ser o plano da superfície um plano de crescimento fácil, procedendo então o crescimento por avanços sucessivos de terraços cuja face superior é o plano $[100]$ e a face lateral um plano de crescimento rápido; a altura desses terraços depende da taxa de crescimento e do desvio de orientação da superfície em relação ao plano $[100]$; também aparecem saliências e depressões causadas por partículas residuais no substrato.

Defeitos que não são diretamente visíveis, como deslocamentos e defeitos de empilhamento, podem ser tornados visíveis por meio de um ataque químico. O ataque mais comum para essa finalidade em GaAs e GaAlAs é o A-B (ABRAHAMS e BUIOCCHI⁽¹³⁾), composto de 8 mg de AgNO_3 , 1 ml de HF, 1 g de CrO_3 e 1 ml de água. Em cristais atacados por esse reagente, as deslocamentos são rebaixadas em relação ao resto da superfície, aparecendo como sulcos se tem direção paralela e buracos (pits) se tem direção muito inclinada em relação à superfície. Defeitos de empilhamento (*stacking faults*) também são revelados, aparecendo como buracos de formas características (fig.16). Esta técnica para observar defeitos tem o inconveniente de ser destrutiva, só podendo ser usada, portanto, numa amostra do cristal separada da parte que será usada para fazer disposi-

tivos. Uma outra técnica de observação, não destrutiva, é a chamada EBIC (electron beam induced current), que usa um feixe de elétrons, geralmente produzido em um microscópio eletrônico de varredura, para bombardear a amostra, gerando pares de portadores que se difundem em sentidos opostos através da junção, dando origem a uma corrente que é captada e medida ou usada para formar a imagem na tela do microscópio. A intensidade dessa corrente depende da taxa de recombinação local, pois portadores que se recombinaem não atravessam a junção, claro, e não contribuem para a corrente. Então, os defeitos que atuam como centros de recombinação vão aparecer como regiões de baixa corrente induzida. As limitações da técnica são principalmente a dificuldade em localizar o defeito em profundidade, devido à dispersão no alcance do feixe dentro do material e a revelação de defeitos apenas como centros de recombinação, sem permitir sua identificação cristalográfica. A exigência de uma junção p-n na amostra não é problema em nosso caso, pois as amostras sempre têm essa junção. A fig.17 mostra um mapa de um cristal obtido com esta técnica.



FIG.16 - DEFEITOS EM CRISTAL

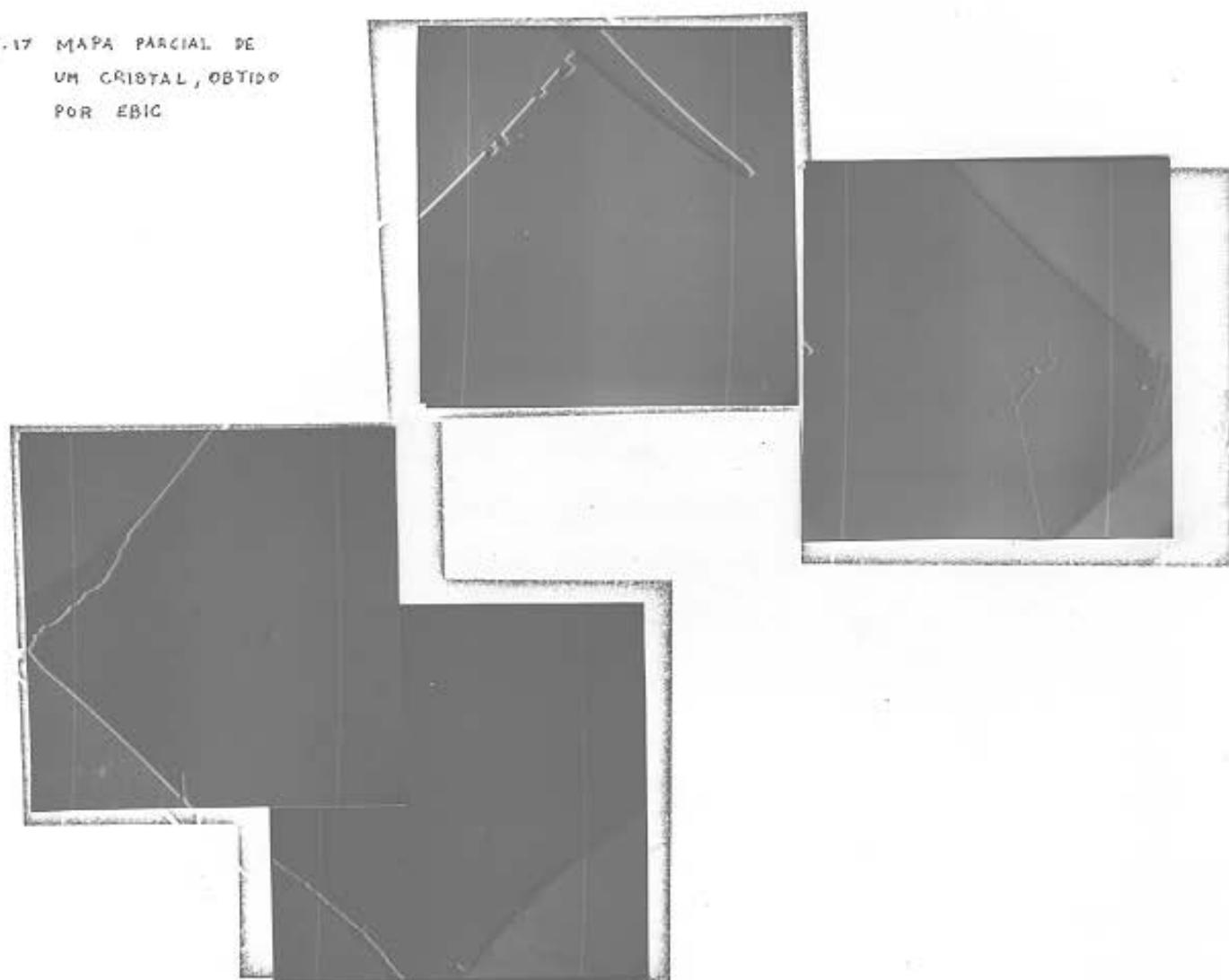
D - LINHA DE DESLOCAÇÃO

P - "PIT"

T - LINHA DE TERRACAMENTO



FIG. 17 MAPA PARCIAL DE
UM CRISTAL, OBTIDO
POR EBIC



4.4 - Análise da composição das camadas

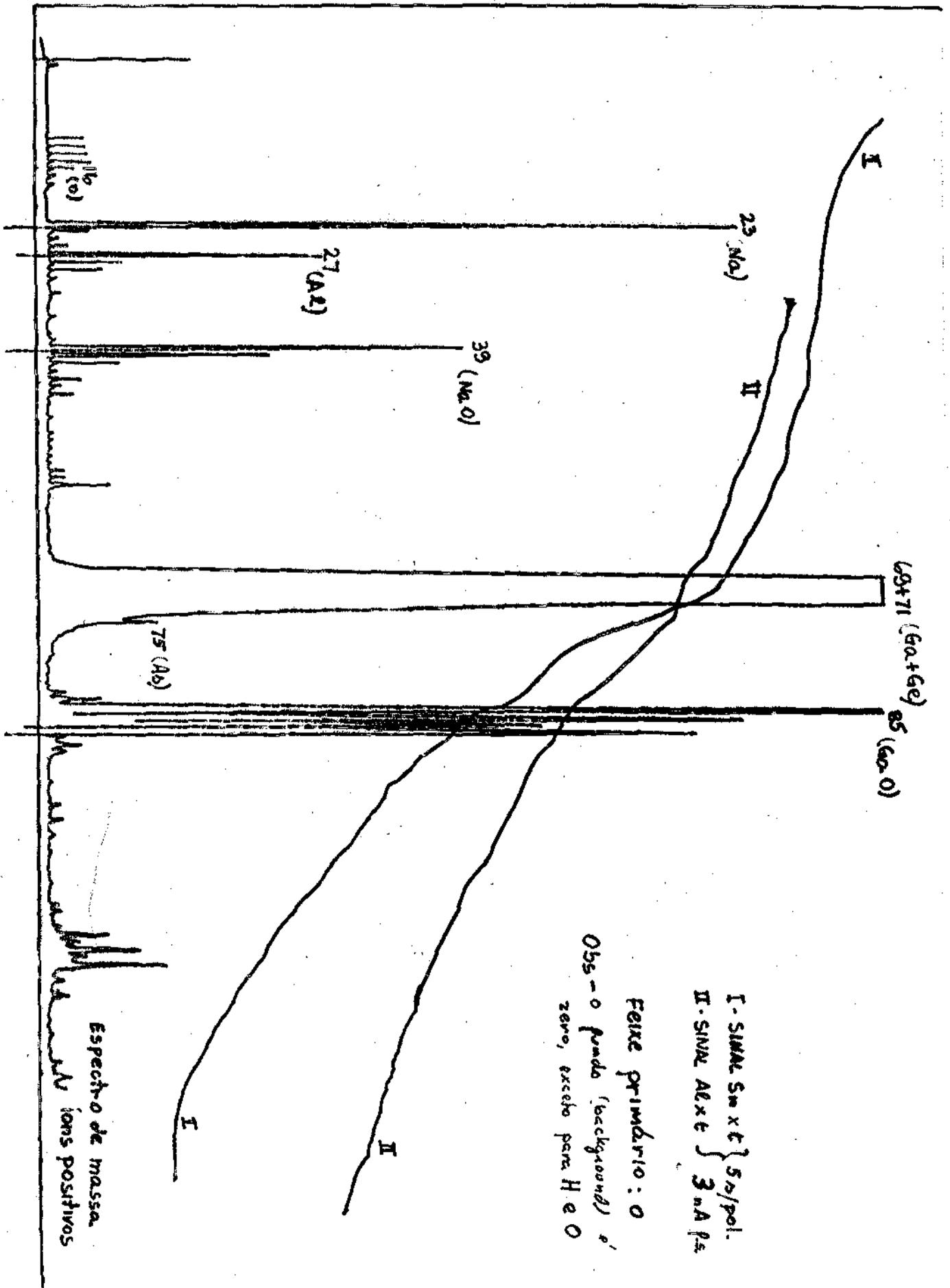
É muito desejável medir a concentração das diferentes impurezas nas camadas crescidas, pois existe uma considerável possibilidade de desvio em relação ao previsto, devido às condições experimentais nem sempre corresponderem às hipóteses usadas para a previsão; também existe a possibilidade de contaminação durante o

crescimento introduzirem impurezas não previstas.

A concentração de Al nas camadas ternárias pode ser medida de várias maneiras: espectroscopia de raios X, luminescência, técnicas de análise química convencional, etc. A espectrometria de raios X emitidos pela amostra ao ser bombardeado por um feixe eletrônico oferece as vantagens de usar um equipamento existente neste laboratório (microscópio eletrônico de varredura) e as desvantagens de efeitos de matriz muito acentuados, mais ainda neste caso de medida de composição de camadas finas, o que, às vezes, falseia completamente os resultados. A fotoluminescência, em que se mede o espectro de emissão da camada excitada por luz de comprimento de onda curto (fluorescência), fornece informação sobre a concentração de A através do valor do *gap* e é mais confiável. Infelizmente, só é feita no CPqD da Telebrás. O último cristal usado para esta tese teve a concentração de Al medida deste modo.

Os dopantes e impurezas não intencionais são outro problema, pois suas concentrações são em geral muito baixas, o que, aliado ao pequeno tamanho da amostra, torna viável a análise somente por um número muito reduzido de técnicas. Uma técnica proeminente entre estas é o SIMS (secondary ion mass spectrometry) ou espectrometria de massa de íons secundários, onde a amostra é bombardeada por um feixe de íons que provoca o arrancamento de átomos da superfície, muitos deles ionizados; os íons assim produzidos são analisados por um espectrômetro de massa. Neste Instituto existe aparelhagem para SIMS e foi tentado fazer uma análise de um crescimento, não dos que foram usados para diodos, mas semelhante, principalmente como exploração das possibilidades de uso para análise em geral dos crescimentos feitos neste laboratório. Os resultados, na forma de um espectro de massa, podem ser vistos na fig.18.

FIG. 18 Análise por SIMS da camada superior do cristal GPO67 Note-se que a concentração de Al devia ser constante e não devia haver Sn



do, se se quiser resultados confiáveis, o estabelecimento de técnicas específicas de preparação; (2) o equipamento existente no Instituto tem limitações, notadamente a incapacidade de detetar íons negativos; assim, o germânio, que sai principalmente desta forma, embora tivesse sido colocado no crescimento, não foi encontrado; (3) os efeitos de matriz são importantes e, por isto, a análise quantitativa iria exigir a calibração do método, com padrões preestabelecidos; (4) finalmente, a pequena concentração dos materiais que se quer analisar e a facilidade de contaminação exigem, provavelmente, que se otimize também a técnica, por exemplo, tipo de íons primários, condições de operação, de modo a reduzir a influência das variáveis aleatórias nos resultados. Em suma, o SIMS pode oferecer oportunidades de um trabalho específico, mas não é, na presente situação, uma técnica de análise que possa ser usada direta e rapidamente, por isso não voltou a ser usada.

4.5 - Outras medidas

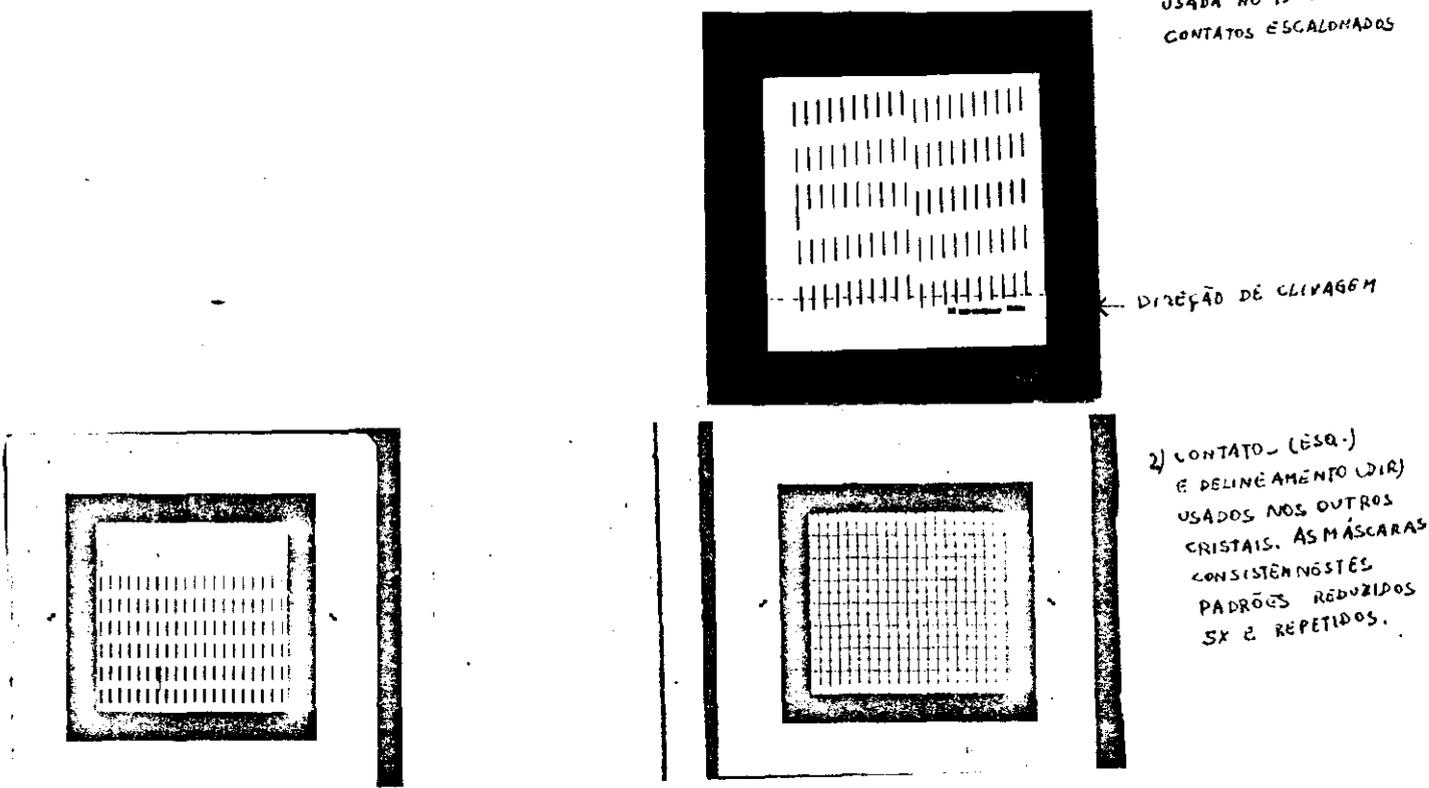
Outra medida que seria de muito interesse é a concentração de portadores por efeito Hall; o mesmo se pode dizer da medida de concentração de níveis profundos por DLTS ou técnicas semelhantes. Infelizmente, esta última não está disponível no Instituto e a medida Hall, nas condições em que é feita aqui, exige um pedaço relativamente grande e não metalizado do cristal, o que dificulta bastante o processamento, de modo que não pode ser usada para este trabalho.

4.6 - Definição dos contatos

Os diodos, como já vimos, tem uma região ativa que ocupa apenas uma pequena parte do plano de junção. A definição desta região ativa é feita em seguida ao crescimento, por meio de um contato ôhmico com o semiconductor em faixas separadas. Para isso, é evaporado SiO_2 sobre a superfície do cristal com uma espessura de 250 nm e se abrem janelas nesse SiO_2 por meio de uma fotogração. As máscaras usadas para essa fotogração podem ser vistas na fig. 19. Depois de removido o fotoresist usado para a gravação, difunde-

FIG.19

1) TRECHO DA FOTOMÁSCARA USADA NO ICRISTAL: CONTATOS ESCALONADOS



-se Zn através dessas janelas, usando uma fonte de arseneto de zinco, em ampola selada para evitar a perda de arsênico da superfície do cristal e a contaminação por oxigênio. A ampola é tipicamente selada com uma pressão de 5×10^{-6} torr em seu interior, obtida por

meio de um sistema de vácuo composto de uma bomba de absorção e uma bomba iônica; depois de selada é colocada no forno de difusão à temperatura de 620°C durante 20 minutos. Retirada do forno, é esfriada rapidamente com jato de ar e aberta à temperatura ambiente. A função dessa difusão é criar uma faixa fortemente dopada na superfície do cristal, permitindo que o contato metálico que será feito a seguir seja ôhmico. A profundidade que o Zn atinge nessa difusão é muito pequena, bem menor que $1\mu\text{m}$, e normalmente não é medida.

Um problema dessa técnica de definição de contatos está no uso de SiO_2 evaporado como máscara: como o coeficiente de dilatação do SiO_2 é muito diferente do do GaAs, são introduzidas tensões elevadas no material ao ser aquecido e, conseqüentemente, podem ser criadas deslocações, com os efeitos nocivos já vistos. O uso de outros materiais, como máscara de difusão, principalmente o Al_2O_3 , foi tentado, mas sem resultados satisfatórios, devido a dificuldades de evaporação com o equipamento de que dispomos e também porque não conhecemos um reagente conveniente para a gravação, como o é o HF diluído para o SiO_2 . Por isso, todos os diodos usados nesta tese foram feitos com máscara de difusão de SiO_2 .

Mais um problema com essa técnica de definição de contatos, este relacionado com nossas condições experimentais, está na reprodutibilidade das fotografações. Sucede que o fotoresist tem uma faixa de utilização bastante restrita, tanto em temperatura como em umidade ambiente; o nosso sistema de ar condicionado não controla a umidade e controla a temperatura muito pior do que seria necessário. Resulta daí que é frequente perder fotografações por aderência inadequada do resist ao filme evaporado, com conseqüente ataque por baixo da camada protetora. Quando isto acontece, o que se faz é remover o SiO_2 com HF diluído e recomeçar.

4.7 - Metalização

Uma vez definidas as faixas onde será feito contato com o semicondutor, as duas faces do cristal devem ser metalizadas para permitir a soldagem de fios a uma delas e a soldagem da outra a um dissipador de calor.

A metalização é feita em três etapas: primeiro, se evapora cromo seguido de alumínio sobre a face p, onde estão as faixas delimitadas pelo SiO_2 ; depois, cola-se o cristal a um bloco de aço e desbasta-se a outra face de modo a reduzir a espessura do cristal a aproximadamente $90\mu\text{m}$; então, metaliza-se essa face desbastada, que é tipo n, com uma liga de ouro, germânio e níquel (na proporção 100:8:5 em massa); faz-se um recozimento do cristal em atmosfera inerte a 450°C durante um minuto para ligar essas duas metalizações ao semicondutor e, finalmente, evapora-se cromo seguido de ouro sobre o alumínio do lado p de modo a obter uma superfície com boa soldabilidade.

Embora não tenha problemas de natureza fundamental, a metalização tem suficientes problemas técnicos para ser a parte do processamento onde mais acidentes aconteceram. Um dos problemas é o controle da espessura dos filmes evaporados: a evaporadora onde eles são feitos não possui medidor de espessura; usa-se sempre a mesma massa de material e se evapora inteiramente, o que é bastante sujeito a erros pois a distância entre o substrato e a fonte pode variar e as perdas de material durante a desgaseificação inicial provavelmente variam muito. Outro problema é o controle de temperatura do substrato durante a evaporação, que é feito ajustando manualmente a corrente através de uma resistência sobre a qual fica o porta-amostra. Isto também é muito sujeito a erros, principalmente na forma

de sobrepasse de temperatura antes de atingir o equilíbrio. Um cristal (EL 204) foi inteiramente perdido por ter sido demasiadamente aquecido durante a metalização, resultando num filme de metal escuro, picotado, e numa resistência de contato extremamente alta.

Um terceiro problema é o da má aderência entre o metal e o semiconductor ou entre a camada final e a inicial do lado p, que pode ser causada por contaminação da superfície do cristal e/ou por desgaseificação insuficiente da fonte evaporante. Às vezes, a aderência é tão ruim que a camada de cromo e ouro descasca, obrigando a refazê-la.

Mais um problema é a linearidade e baixa resistência série do contato. No caso do diodo, uma observação da característica tensão-corrente do dispositivo pronto permite ver se não há uma junção retificadora oposta à do diodo e se a resistência série total não é demasiado alta. Uma avaliação específica da qualidade do contato exigiria a confecção de dispositivos do tipo resistor de quatro pontas juntamente com o diodo, o que não é feito. Podemos, então, dizer que o contato obtido com este sistema de metalização, processado nas nossas condições, não é retificador e não tem uma resistência exageradamente alta; não podemos dizer se ele é linear nem se tem ou não resistência maior que o normalmente usado para dispositivos em outros laboratórios e em produção.

4.8 - Clivagem

Depois de metalizado e confirmada a sua característica tensão-corrente, o cristal é dividido em diodos unitários. Esta separação é feita por clivagem. Para clivar, faz-se primeiro um

risco com ponta de diamante, segundo a linha de clivagem desejada, próximo à borda do cristal e depois se flexiona esse cristal de modo que a linha de clivagem fique sujeita à tração. Com muita habilidade e um pouco de sorte, se consegue que o cristal clive, isto é, quebre segundo um plano cristalográfico bem definido, deixando uma face lisa. Os planos mais fáceis de clivagem são, no GaAs, os da família $|110|$.

Das etapas de processamento, a clivagem é a que mais depende da habilidade do operador; devido as suas pequenas dimensões (250 x 250 μ m), muitos diodos são danificados por essa operação. Tanto quanto se pode prever, porém, a clivagem continuará sendo a melhor maneira de separar os diodos, porque, quando bem sucedida, produz uma face extremamente plana, de orientação exatamente definida e com muito poucos defeitos e tensões residuais. Estritamente falando, a planicidade e orientação exatas são necessárias apenas para a face emissora. A ausência de defeitos, porém, é importante em todas, o que exclui, pelo menos para diodos dos quais se espera uma vida razoável, a simples quebra, como é feita em dispositivos de silício; a separação por laser e a serragem com disco de diamante impõem muito severas exigências de qualidade. A única técnica que pode concorrer seriamente com a clivagem é a separação por ataque químico, se se conseguir um reagente que ataque de modo suficientemente rápido e orientado. Foram feitas tentativas, durante a realização desta tese, de substituir o risco com diamante, feito para definir a linha de clivagem, por um sulco em v feito por ataque químico seletivo em regiões definidas por fotomáscara, o que, se tivesse sido bem sucedido, teria melhorado bastante a reprodutibilidade do risco inicial. Infe-lizmente, porém, os reagentes usados para o ataque seletivo provocam o descascamento da metalização, resultando, pois, numa incompati-

bilidade da técnica com o restante do processo. Isto não significa que os resultados sejam negativos; são apenas inconclusivos.

4.9 - Soldagem

Os diodos separados podem ser testados nessa forma; porém, para facilitar seu manuseio e melhorar a dissipação térmica, são mais frequentemente soldados a um bloco de cobre. Usa-se solda de Índio puro, que molha bem tanto o cobre como o ouro da metalização, tem baixo ponto de fusão e é muito macio, absorvendo, por isso, grande parte das tensões causadas pela diferença entre os coeficientes de dilatação do cobre e do semicondutor. Solda-se o diodo pelo lado p, porque a junção se encontra muito mais perto deste lado que do lado n (cerca de $3\mu\text{m}$ e $90\mu\text{m}$, respectivamente), permitindo um melhor escoamento de calor. Isto é importante porque o arseneto de gálio tem condutividade térmica muito baixa e o GaAlAs, mais baixa ainda.

A técnica de soldagem é a seguinte: primeiro, polise o bloco de cobre até obter uma superfície plana e com reflexão especular, depois limpa-se essa superfície com solventes para remover resíduos do material de polimento e se decapa com ácido nítrico diluído (1:10). Deposita-se, então, Índio sobre essa superfície por meio de um banho eletrolítico. Coloca-se o bloco de cobre, com a face depositada para cima, num dispositivo de fixação e sobre ele o diodo, de modo que a face emissora fique o mais próxima possível da borda do bloco. Prende-se o diodo ao bloco com uma mola existente no dispositivo de fixação e se coloca tudo sobre uma placa aquecedora dentro de uma caixa. Fecha-se a caixa e faz-se passar nitrogênio

por ela, de modo que a soldagem seja feita em atmosfera inerte. Liga-se, então, a placa aquecedora e observa-se a camada de índio sobre o bloco através da tampa de vidro da caixa. Ao se notar sinais de fusão, desliga-se a placa aquecedora, que é de aquecimento e resfriamento bastante rápidos (atinge a temperatura de fusão do índio em menos de um minuto) e espera-se esfriar, para então desligar o fluxo de nitrogênio e abrir a caixa. As dimensões da placa permitem que se solde diversos diodos de uma só vez.

Pode-se, ainda, soldar o bloco com o diodo sobre um outro bloco maior, provido de um encaixe que permite prendê-lo com um parafuso à montagem experimental. Para isso, usa-se ou solda eutética de índio e estanho, que tem ponto de fusão suficientemente baixo para que se possa soldar sem amolecer a solda anterior de índio puro, ou um adesivo condutor à base de epóxi com partículas metálicas. A técnica de soldagem é análoga; no caso de usar epóxi, cola-se e seca-se em estufa morna.

Os resultados dessa soldagem nem sempre são bons, aparecendo nas medições posteriores um número de diodos com evidente má dissipação de calor. Além disso, alguns diodos mais tarde se desprendem do bloco de cobre sozinhos ou com uma leve pancada sobre o bloco. Isto parece ser devido principalmente à atmosfera da caixa; como não se usa fluxo, para evitar resíduos corrosivos, é necessário que a soldagem seja feita em atmosfera bem inerte ou levemente redutora; todavia, a caixa usada neste laboratório não é estanque nem tem fluxo laminar de nitrogênio em seu interior que possa expulsar o ar como um pistão, sendo bastante provável que haja resíduos importantes de ar dentro dela durante a soldagem.

Outro ponto a se notar é que o controle da espessura da camada de índio depositada era, até algum tempo atrás, feito

mantendo constantes o tempo e a corrente de deposição, sem se levar em conta a área dos blocos. Assim, essa espessura era inversamente proporcional à área que recebia a deposição, podendo variar muito. Atualmente se mantém constante não a corrente, mas a densidade superficial de corrente, muito mais correto.

4.10 - Outras etapas

Em processos mais elaborados que o nosso, os diodos podem receber um revestimento anti-refletor na face emissora, por evaporação de um dielétrico adequado. Também é usual depositar ouro eletrolítico na face que será soldada ao bloco de cobre, para garantir que a solda não irá dissolver todo o ouro da metalização, pois o depósito evaporado é muito fino, e para reduzir ainda mais o efeito sobre o cristal de tensões interfaciais causadas pela soldagem, permitindo, em alguns casos, o uso de soldas de temperatura mais alta que a de Índio. Embora estas etapas sejam interessantes, tanto do ponto de vista de durabilidade como de desempenho, nossas condições de trabalho desaconselham vivamente quaisquer complicações adicionais ao estritamente necessário.

Mesmo o contato do lado n do diodo é normalmente feito por meio de uma mola em *dedo* sempre que possível, e quando é indispensável a conexão por fios, estes são colados com epóxi à metalização e não soldados. O processo usual em dispositivos comerciais é a conexão por fios soldados por termocompressão ou ultrassom; às vezes, também se usa uma mola soldada com solda de baixa temperatura.

Na verdade, chegou a se tentar espessar o metal na

face que ia ser soldada ao bloco de cobre, tendo-se esbarrado no mesmo problema mencionado ao se falar em clivagem, isto é, o descasamento do metal evaporado causado pelos tratamentos químicos necessários.

Quanto à soldagem de fios, seria por vezes mais conveniente fazê-la, mas a máquina que temos para isso está há muito tempo sem condições de funcionar.

Uma etapa adicional, no caso de diodos comerciais, é o encapsulamento hermético, para se impedir a deterioração causada pelo meio ambiente onde o dispositivo será usado. Em nosso caso, como os testes são feitos sempre dentro do laboratório, em condições ambientais relativamente suaves, e não interessa uma vida particularmente longa para o dispositivo, essa etapa é inteiramente dispensável.

Note-se que, exceto pelas fotomáscaras, que são específicas, o processo de fabricação de LED's é idêntico ao de lasers. As etapas descritas neste capítulo são, portanto, as usualmente realizadas neste laboratório. Constitui-se em novidade apenas a fotomáscara adicional de clivagem e as tentativas fracassadas de separação química e espessamento do metal. Além disso, foi possível levantar alguns pequenos problemas de execução e, às vezes, corrigi-los, como o caso antes mencionado da eletrodeposição de Índio.

CAPÍTULO 5

MEDIDAS E RESULTADOS EXPERIMENTAIS

5.1 - O Primeiro Cristal

O primeiro cristal, a partir do qual foram feitos diodos (GO 002), tinha as seguintes características:

- 1.^a camada: $\text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3}\text{As}$ tipo p, com 1,3 μm de espessura (SEM) ou 1,7 μm (interferômetro);
- 2.^a camada (ativa): $\text{Ga}_{0,92}\text{Al}_{0,08}\text{As}$ tipo p, com 0,12 ou 0,20 μm ;
- 3.^a camada: $\text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3}\text{As}$ tipo p, com 1,2 μm ;
- 4.^a camada: $\text{Ga}_{0,92}\text{Al}_{0,08}\text{As}$ tipo p, com 0,8 μm .

As concentrações de portadores não foram medidas, mas, a partir das composições dos líquidos, podem ser previstos os seguintes valores:

- 1.^a camada: 2×10^{17} , 2.^a: 2×10^{17} , 3.^a: 4×10^{16} e 4.^a: $6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Foram feitos com esse cristal diodos com larguras de contato de 6,12 e 20 μm , com comprimentos variando desde 40 até 440 μm . O comprimento total dos diodos foi mantido constante em 480 μm . Foram também feitos alguns lasers; infelizmente, todos foram danificados em uma ou outra etapa do processo.

Nestes diodos, após a solda em bloco de cobre como anteriormente descrito, foi medida a característica potência luminosa total x corrente (L-I), usando corrente contínua e a monta

gem da fig. 20.

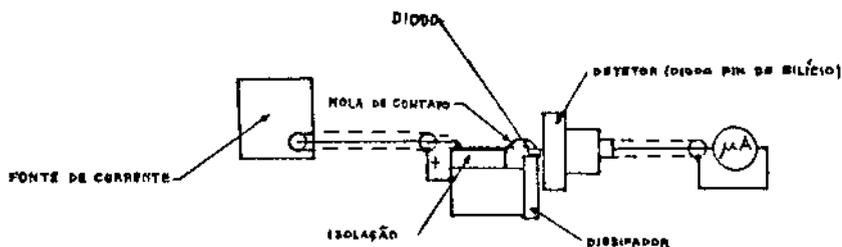


FIG. 20 MEDIDA DA CARACTERÍSTICA L-I

De cerca de 200 diodos medidos, 23 atingiram a po tência de 2 mW, ficando a maioria dos demais muito abaixo disto.

Foram notados três tipos de comportamento da po tência luminosa com a corrente (fig. 21): diodos curtos apresentam

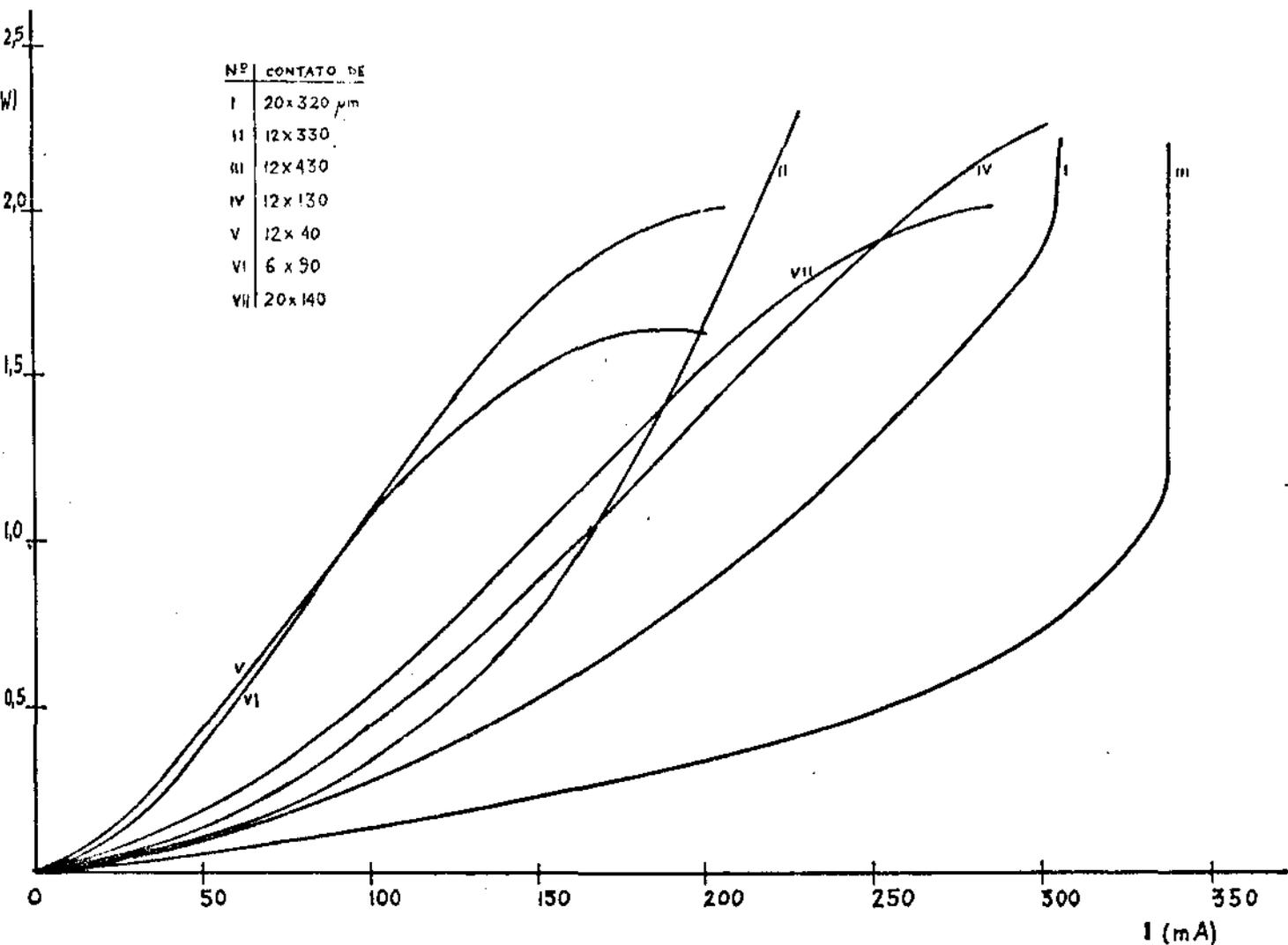


FIG. 21 CARACTERÍSTICAS L-I DE DIODOS DO CRISTAL GO 002

uma saturação ou mesmo redução da potência emitida a partir de um certo valor da corrente; diodos médios têm uma característica L-I aproximadamente linear até o valor máximo da corrente (350 mA) e diodos longos são superlineares, isto é, a potência emitida cresce mais rápido que a corrente, podendo mesmo ocorrer oscilação laser para diodos muito longos e altos valores de corrente. A passagem de um comportamento a outro não é abrupta, mas gradual e não muito bem definida, no sentido de que diodos de mesmo comprimento podem apresentar comportamentos diferentes; a grosso modo, porém, podemos considerar curtos os diodos com 90 μm ou menos de comprimento de contato, médios os com 120 a 200 μm de comprimento e longo os com 250 μm ou mais. Funcionamento como laser foi observado em diodos muito longos, com 320 μm ou mais de comprimento.

A explicação disto está nos efeitos contrários do ganho óptico e da elevação de temperatura. Um diodo curto tem uma resistência térmica muito alta devido à pequena área de escoamento do calor. Por exemplo, considerando escoamento unidimensional dentro do dispositivo e um dissipador de cobre infinitamente extenso (fig. 22), temos a seguinte expressão para a resistência térmica

$$R_{th} = A_c^{-1} (e_3 k_3^{-1} + e_4 k_4^{-1} + e_s k_s^{-1}) + \ln(4c_c l_c^{-1}) c_c^{-1} k_d \pi^{-1} \quad (97)$$

onde A_c é a área e c_c e l_c , respectivamente, o comprimento e a largura do contato; os e_i são as espessuras e os k_i as condutividades térmicas das camadas 3 e 4 e da solda; k_d a condutividade térmica do dissipador.

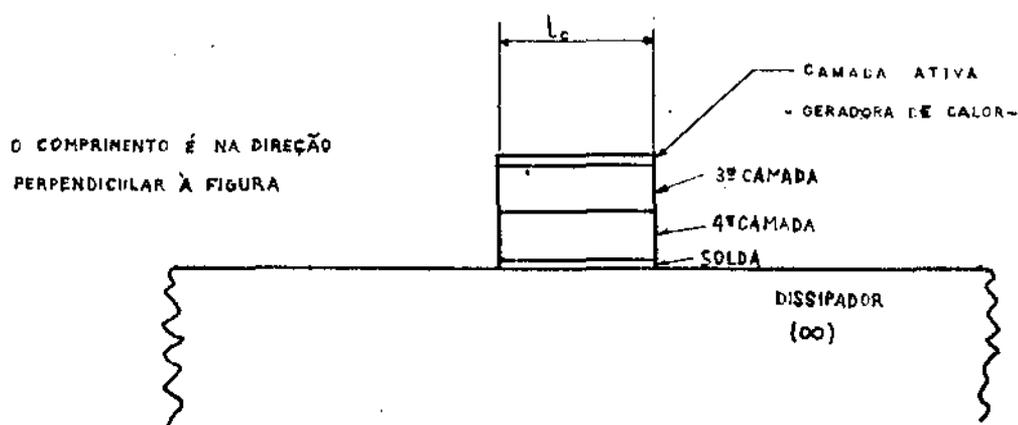


FIG. 22 - MODELO PARA A DISSIPÇÃO TÉRMICA NO DIODO

Substituindo valores numéricos, encontramos 260 K/W para um diodo com $6 \times 90 \mu\text{m}$ e 303 K/W para um com $12 \times 40 \mu\text{m}$. Supondo uma queda de tensão de 1,5 V através da junção, a temperatura destes diodos sofrerá uma elevação respectivamente de 0,39 e 0,46 K por mA de corrente. Com correntes de 100 mA estaremos, então, trabalhando com a junção perto de 40 K acima da temperatura ambiente e 100 K com 250 mA. Temperaturas assim elevadas causam uma redução na

eficiência interna devido ao aumento das recombinações não radiativas e diminuem também o ganho, devido à distribuição de portadores por um maior número de estados. Além disto, atinge-se rapidamente um valor de densidade de corrente onde o aumento de ganho se torna sublinear com essa densidade, devido à diminuição dos elementos de matriz à medida que as recombinações radiativas vão sendo feitas entre estados mais afastados. Para o GaAs puro, isto se dá a aproximadamente 3×10^4 A/cm²μm⁽¹⁴⁾; o valor de corrente correspondente é 17 mA para o diodo com 12x40 μm e 20 mA para o com 6x90 μm. Pode-se, assim, ver que os diodos curtos trabalham quase que apenas numa região onde o ganho cresce mais devagar que a corrente, à temperatura constante; acrescentando a isso o efeito da elevação de temperatura, teremos um ganho quase constante.

Como ainda por cima o dispositivo é curto, o ganho, mesmo sendo alto, não tem um efeito tão pronunciado como nos dispositivos longos. Como já vimos, a amplificação da luz que atravessa um comprimento l de material com ganho g é $\exp(gl)$. O fator pelo qual será multiplicada a intensidade luminosa de um diodo com comprimento c é então:

$$G = \frac{1}{c} \int_0^c \exp \cdot (gl) dl = \frac{\exp(gc) - 1}{gc} \quad (98)$$

Considerando um ganho na região ativa de 1000 cm⁻¹, atingido com cerca de 18 mA no diodo de 12x40 μm e 21 mA no de 6x90 μm, que resulta num ganho efetivo de 290 cm⁻¹ devido ao fator de confinamento 0,29 para a estrutura de camadas que temos, obteremos um fator de 1,9 para o diodo com 12x40 μm e um de 4,8 para o com 6x90. Não são fatores muito próximos de 1, é verdade, mas não

são importantes quando comparados com os de diodos longos, como veremos mais adiante.

A previsão quantitativa da corrente, onde a característica L-I passa de super a sublinear, não é possível porque faltam dados, tanto para o comportamento do ganho com densidades extremamente altas de corrente (experimentalmente se observa essa mudança para valores de corrente que correspondem a densidades da ordem de $100 \text{ kA/cm}^2\mu\text{m}$) como também para os tempos de recombinação não radiativa no material.

A perda de confinamento dos portadores não deve ser muito importante, pois, neste caso, a altura das barreiras de potencial entre a região ativa e as confinantes é aproximadamente $0,3 \text{ eV}$, para as bandas Γ .

Considerando uma densidade de corrente de $200 \text{ kA/cm}^2\mu\text{m}$, regime bimolecular de recombinação e coeficiente de recombinação de $10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$, teremos $1,1 \times 10^{19}$ portadores/ cm^3 injetados na região ativa, o que corresponde a um quase-nível de Fermi de 113 meV acima da borda da banda de condução para os elétrons e 8 meV abaixo da borda da banda de valência para os buracos, a 400 K (ver Capítulo 2 para o método de cálculo), muito abaixo da altura da barreira.

Não assim para a perda de elétrons para a banda indireta L. No material com $x_{\text{Al}} = 0,08$, o mínimo da banda L de condução está $0,25 \text{ eV}$ acima do mínimo da banda Γ . Com a mesma situação usada acima para estimar a perda de portadores sobre as barreiras confinantes, o quase-nível de Fermi para elétrons dista $3,9 \text{ kT}$ do mínimo da banda L. Como a densidade de estados nessa banda é muito maior, ~ 50 vezes a da banda Γ , os fatores $\exp(-3,9)$ e 50 quase se cancelam mutuamente, donde a população de elétrons na banda L será próxima da da banda Γ . A densidade de corrente perdida é menor que

a metade, pois depende do tempo de vida nessa banda, mas pode se ver que, sem ser dominante, essa perda deve ser apreciável em diodos curtos.

Já a perda de confinamento da luz não deve ser importante, pois a diferença entre os índices de refração da região ativa e das confinantes é elevada, cerca de 0,15. Além disso, o índice de refração do GaAs para a luz emitida, que tem energia maior ou igual à do *gap*, aumenta com o aumento da densidade de portadores, compensando reduções na diferença entre os índices devidas ao aumento de temperatura.

No caso de diodos longos, a resistência térmica é muito menor, por causa da maior área da junção; por exemplo, um diodo de $12 \times 400 \mu\text{m}$ tem uma resistência de 35 e um de $20 \times 400 \mu\text{m}$ uma de 24 K/W. O aquecimento é correspondentemente menor e um diodo de $12 \times 400 \mu\text{m}$ irá atingir 16 K acima da temperatura ambiente com 310 mA de corrente; com essa mesma corrente, o diodo de $20 \times 400 \mu\text{m}$ atinge 11 K acima do ambiente.

O ganho, por outro lado, é muito maior devido ao maior comprimento de material atravessado pela luz. Fazendo os mesmos cálculos que no caso de diodos curtos, encontramos que a intensidade de emissão será multiplicada por 8×10^4 para um diodo de $12 \times 400 \mu\text{m}$ operando a 250 mA.

Com um ganho tão alto e com menos perdas por trabalharem a uma temperatura mais baixa, é de se esperar que esses diodos tenham mesmo uma característica superlinear.

Nos diodos médios, tanto o ganho como o aquecimento são intermediários entre os casos longo e curto e seus efeitos aproximadamente se cancelam, levando a um comportamento mais ou me

nos linear.

A eficiência quântica desses diodos é boa, aproximadamente 1% para diodos curtos na região onde a característica L-I é mais linear.

Como já vimos, na situação onde o guiamento por ganho pode ser desprezado, a eficiência externa é cerca de 6% da interna. Isto significa que nossos diodos devem ter uma eficiência interna de 17%.

Em baixas correntes, a eficiência é bem menor e todos os diodos são superlineares, pois nessas condições, como já vimos, o tempo de recombinação radiativa é longo, decrescendo, porém, mais rápido com o aumento da densidade de portadores que o de recombinação não radiativa, desde que se estabelece o regime bimolecular. Em nosso caso, o regime bimolecular é atingido com cerca de 10 A/cm^2 , ou seja, praticamente desde o início da curva L-I de qualquer diodo.

A outra medida que foi feita nesses diodos é a dos padrões de campo próximo e distante (fig. 23 e 24).

Como era de se esperar, uma vez que a emissão é incoerente, foram observados padrões com um único lóbulo central razoavelmente largo, mais largo no plano da junção, onde não há guiamento passivo, que no plano perpendicular à junção, onde o guiamento é forte (fig. 25).

Ilustrando o efeito do ganho, o lóbulo do campo distante no plano da junção de um diodo longo com $12 \times 320 \text{ }\mu\text{m}$ tem largura entre pontos de intensidade metade da máxima de 45° a 100 mA , $32,5^\circ$ a 150 mA , 26° a 200 mA e 21° a 250 mA . Por outro lado, no plano perpendicular à junção, a largura do lóbulo permanece aproximada

mente constante em $36,5^\circ$.

Em alguns casos, observou-se padrões irregulares, com aparência de vários lóbulos, causados por defeitos na face emissora, que provocavam dispersão da luz e sombras diversas.

Finalmente, os diodos foram enviados ao CPqD da Telebrás, onde foi feita a medida do tempo de vida que ficou entre 50 e 100 h para todos. Este valor muito baixo é típico dos dispositivos obtidos neste laboratório até bem pouco tempo atrás, embora não se possa dizer se se trata de problemas de crescimento ou de defeitos introduzidos pelo processamento subsequente.

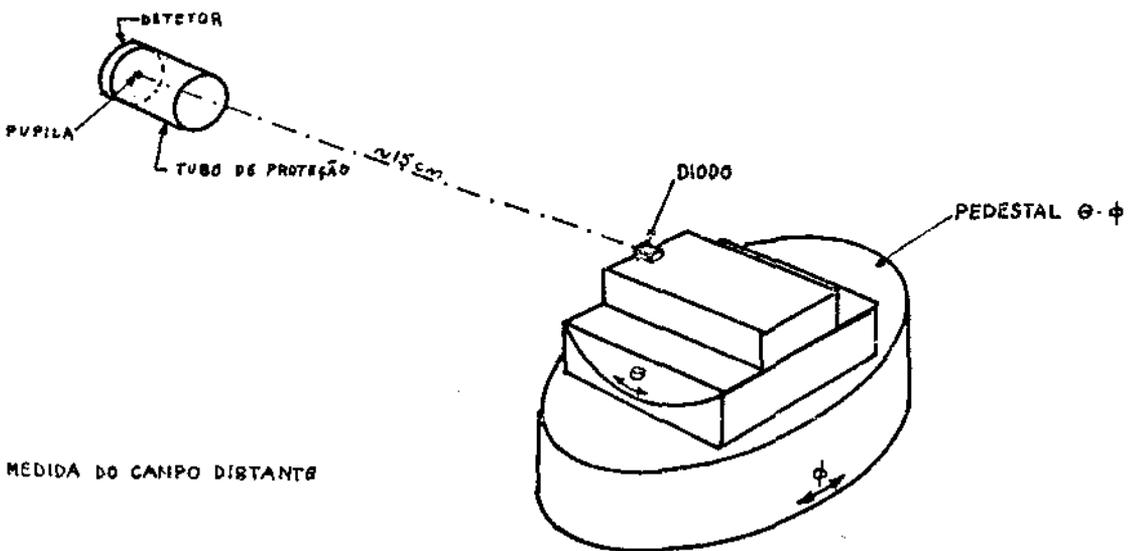


FIG. 23 MEDIDA DO CAMPO DISTANTE

A LENTE FORMA UMA IMAGEM DA FACE EMISSORA DO DIODO NA FENDA

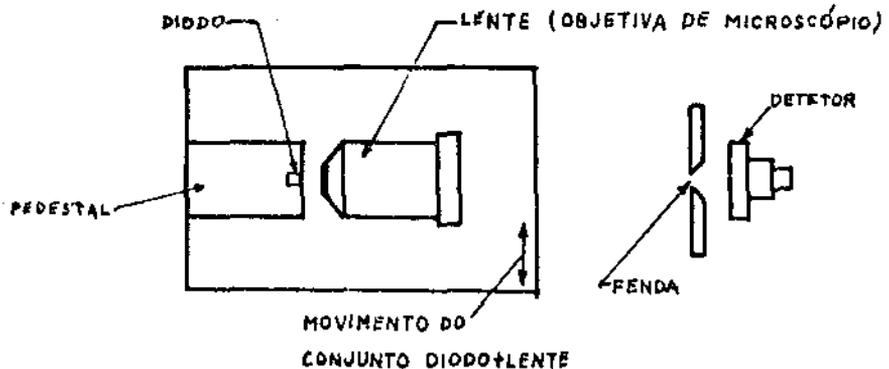


FIG. 24 MEDIDA DO CAMPO PRÓXIMO

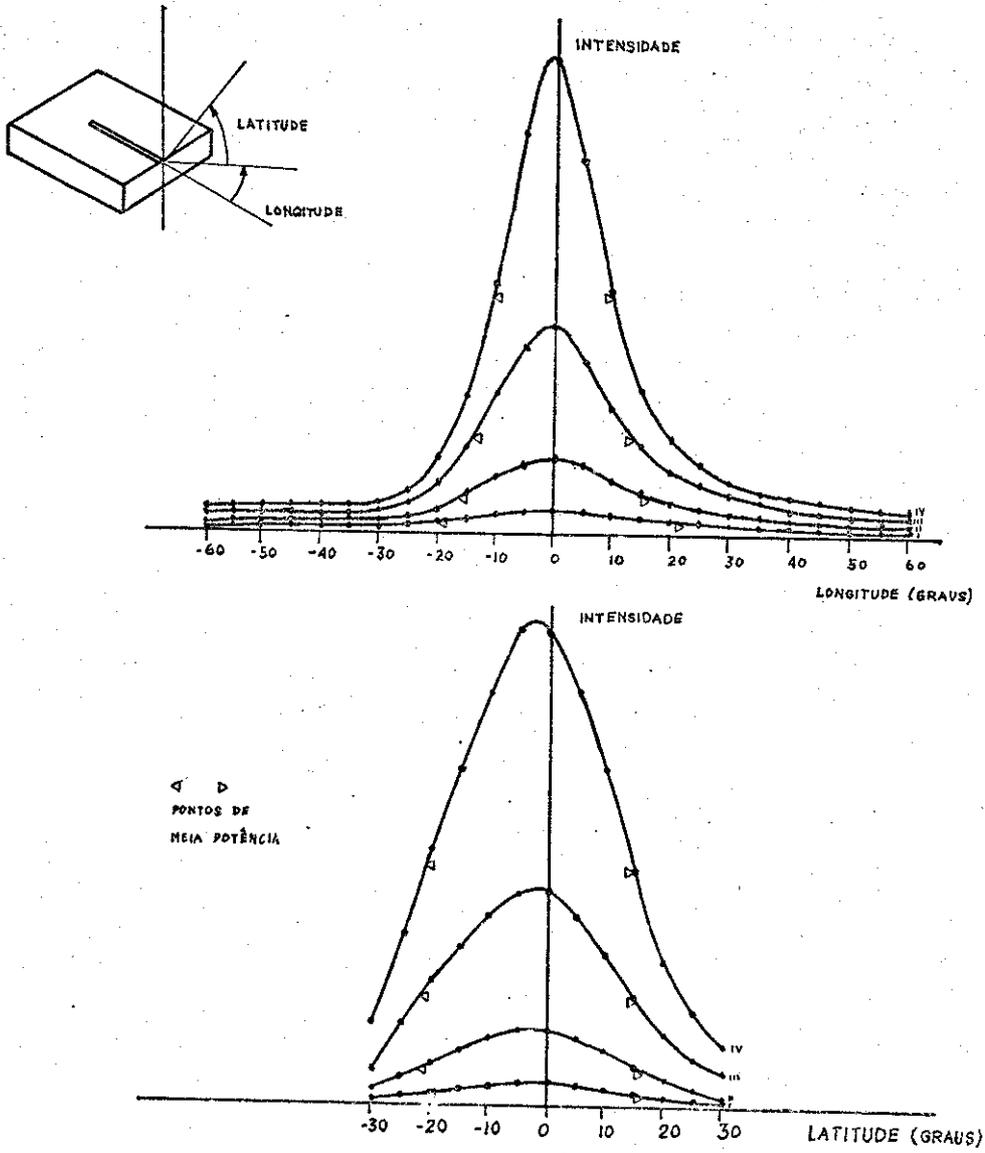


FIG.25 CAMPO DISTANTE
DIODO COM 12x320 μm
CURVAS: I-100 mA, II-150 mA, III-200 mA, IV-250 mA

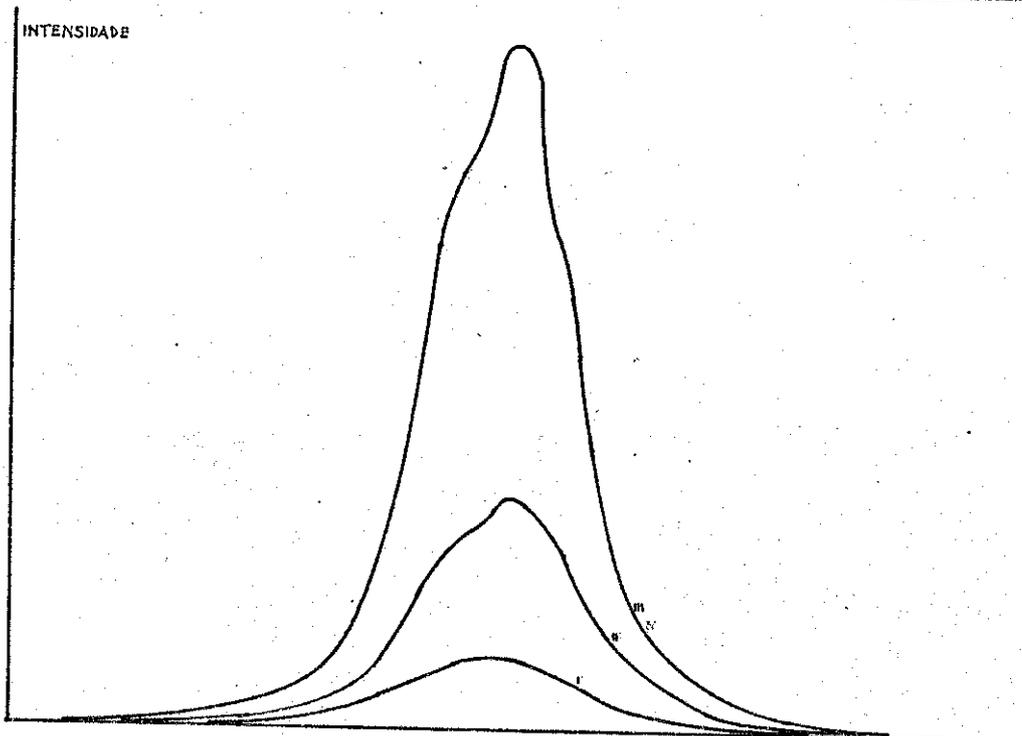


FIG.25 CAMPO PRÓXIMO (NO PLANO DA JUNÇÃO)
DIODO COM 12x340 μm
POSICÃO

5.2 - O Segundo Cristal

Considerando os resultados razoáveis obtidos com o cristal GO 002, foi tentado, a seguir, fazer um cristal projetado especificamente para uso em LED's, em vez de se usar um cristal idêntico ao de lasers. As modificações consistiram em fazer a região ativa mais fina e as confinantes mais espessas de modo a diminuir o confinamento de luz e, esperava-se, obter melhor linearidade porque a influência do ganho da região ativa seria então menor. Além disso, experimentei fazer a camada ativa e a de contato sem alumínio. Esperava que isto tivesse efeito benéfico sobre a degradação do dispositivo por reduzir a energia do *gap* e, portanto, a energia disponível para introdução de defeitos na rede por recombinações não radiativas. Infelizmente, um estudo melhor da literatura e a própria experiência destes diodos mostraram que isto não traz vantagem nenhuma.

As camadas deste crescimento e as dopagens respectivas (esperadas) foram assim:

- 1.^a camada: $\text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3}\text{As}$, tipo n, $2,5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, espessura $1,7 \text{ } \mu\text{m}$ (SEM);
- 2.^a (ativa): GaAs, sem dopagem intencional, espessura $0,085 \mu\text{m}$;
- 3.^a camada: $\text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3}\text{As}$, tipo p, $1,5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, espessura $1,55 \text{ } \mu\text{m}$;
- 4.^a camada: GaAs, tipo p, $1,5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$

A diferença entre as espessuras da 1.^a e da 3.^a camadas é acidental. Com este crescimento foram feitos diodos de $250 \text{ } \mu\text{m}$ de comprimento total, tendo contatos com comprimento de $200 \text{ } \mu\text{m}$

(constante) e larguras de 5, 10, 20, 30, 40, 50, 60 e 80 μm .

Para auxiliar a clivagem, foi feita uma máscara de delineação dos contornos do diodo, a qual é usada para gravar o metal. Esta máscara é a mesma mencionada no Capítulo 4, ao se falar das tentativas de separação por ataque químico. Mediante seu uso, conseguiu-se clivar quase todos os diodos dentro de $\pm 10 \mu\text{m}$ das dimensões previstas.

A maior parte destes diodos foi enviada diretamente ao CPqD da Telebrás para teste de vida, sem nenhuma seleção ou medida aqui. A característica L-I medida lá, usando corrente pulsa da para não precisar soldar o dispositivo a um dissipador, foi quase sempre superlinear, embora de modo pouco acentuado (fig. 26).

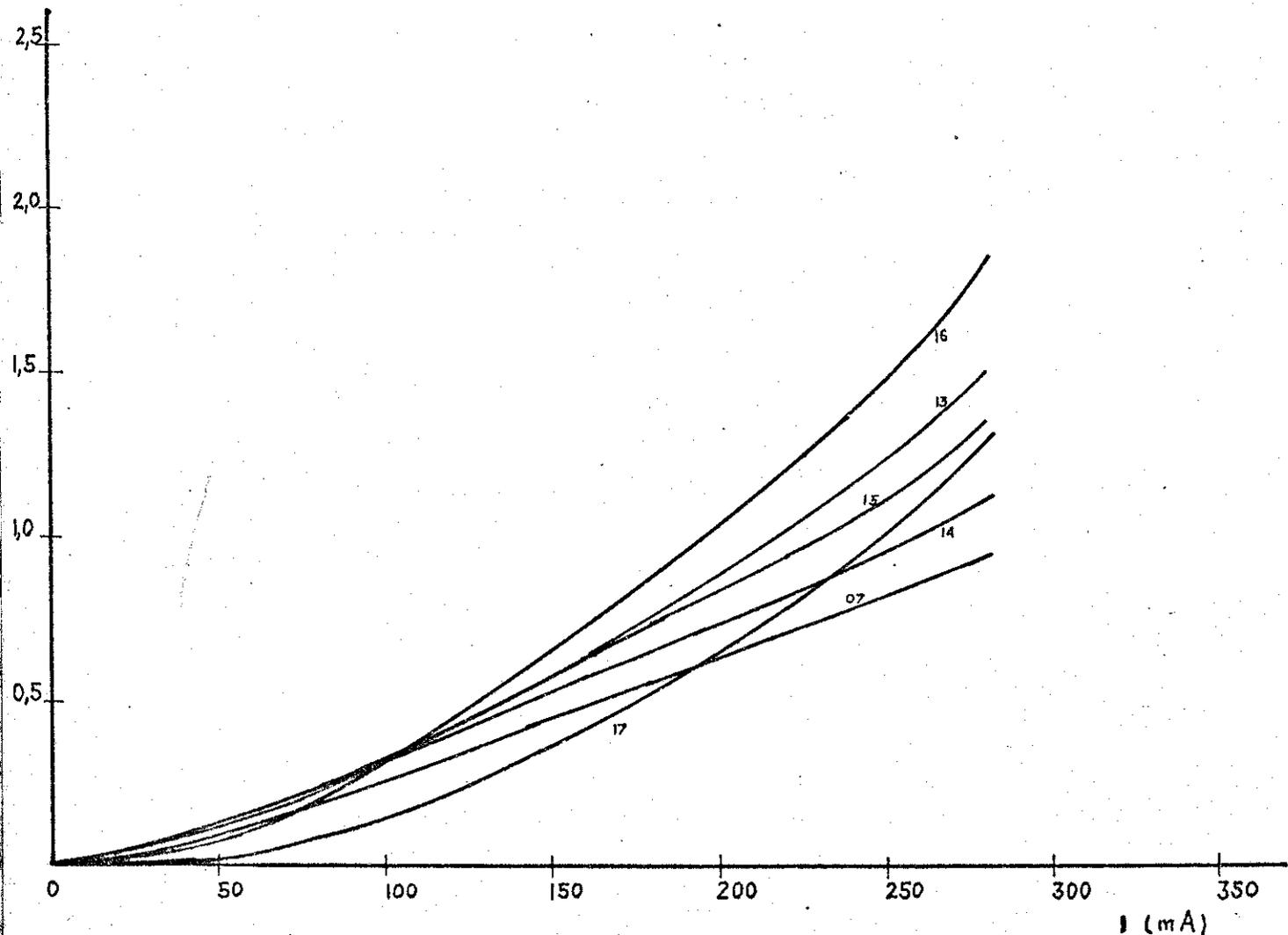


FIG.26 CARACTERÍSTICAS L-I DE DIODOS DO CRISTAL 6L074

A potência máxima obtida foi aproximadamente 1,5 mW, com a maioria dos diodos ficando abaixo de 1 mW. A corrente máxima usada foi de 280 mA. Infelizmente, não foi anotada a área de cada diodo, de modo que não é possível calcular a densidade de corrente. O tempo de vida foi novamente curto, 50 a 100 h.

A eficiência quântica externa na região mais linear da curva L-I é de cerca de 0,5%, que corresponde a uma eficiência interna de 8,3%. Considerando que esta eficiência é obtida com cerca de 100 mA de corrente, no caso do diodo ter 20 μm de largura teremos $J=2500 \text{ A/cm}^2$. Supondo que todas as recombinações não radiativas ocorram nas heterointerfaces e que a distribuição de portadores na região ativa seja uniforme, encontramos a seguinte expressão para a taxa de recombinação interfacial S (ver Capítulo 2):

$$S = (1-\eta_{\text{int}}) (J\sigma_r d)^{1/2} (4q\eta_{\text{int}})^{-1/2} \quad (99)$$

Com os valores de η_{int} e J acima, $S=5800 \text{ cm/s}$. Como $Sd\sqrt{J}$ e a incerteza em J é de 4:1 acima ou abaixo do considerado, pois não sabemos a largura da faixa de contato, S deve estar entre 2900 e 11600 cm/s. O valor mais baixo é perfeitamente comparável com os mencionados por LEE e DENTAI⁽⁵⁾, com a ressalva que os dados destes autores representam o estado da arte em 1976 e, desde então, esta arte progrediu consideravelmente e que o valor $S=2000 \text{ cm/s}$ é dado por eles para uma camada de 1 μm e comentado que S diminui para camadas mais finas. Os valores mais altos de nossa faixa de variação possível são muito mais altos que os citados por estes autores, sem serem absurdos.

Mesmo com tanta incerteza no valor de taxa de re

combinação interfacial, e sem esquecer que nossos cálculos têm várias aproximações, podemos usá-los para comparar este cristal com o anterior. Usando os valores de $\eta_{int}=17\%$, $d=0,12 \mu\text{m}$ e $J=18 \text{ kA/cm}^2$, encontramos $S=11900 \text{ cm/s}$, próximo ao limite superior da nossa faixa de variação, mostrando que a menor eficiência dos diodos obtidos com este segundo cristal se deve menos a uma piora na qualidade de fabricação e mais ao fato de termos uma região ativa mais fina, portanto mais sensível aos efeitos da recombinação interfacial, associada a um processo que não é de muito boa qualidade e a trabalharmos agora com menor densidade de corrente. Além disso, também devem ser considerados os efeitos do ganho nos diodos longos, como faremos a seguir.

Para o crescimento GL 074, o fator de confinamento do modo fundamental tem valor calculado de 0,18. Considerando densidades de corrente entre 0,62 e 9,8 $\text{kA/cm}^2\mu\text{m}$, obtemos ganhos na região ativa de 180 a 2800 cm^{-1} , correspondendo a intensificações de 1 a 6,5. Os valores mais baixos são perfeitamente desprezíveis, menores mesmo que os encontrados antes para diodos curtos, enquanto os maiores implicariam numa superlinearidade não muito acentuada. Talvez as diferenças nas curvas L-I se devam apenas a diferenças na largura dos respectivos diodos.

Abrimos aqui um parêntese para explicar que os ganhos até agora mencionados são os valores máximos das funções $g(E)$ em cada caso; como o LED tem um espectro bastante largo e $g(E)$ um pico relativamente estreito, o aumento na potência total emitida será muito menor que os valores calculados de intensificação. O cálculo exato de efeito do ganho sobre a potência de saída exigiria a convolução do espectro de emissão espontânea com a fun

ção g; esta não está disponível. Do que foi dito, também se pode ver que uma característica do dispositivo que deve ser muito sensível ao ganho é a largura da linha emitida. Sobre isto se dirá mais adiante.

Considerando a eficiência quântica obtida das medidas L-I, calculamos a densidade de corrente de limiar de um laser feito a partir desse cristal, encontrando 7 kA/cm². Os lasers que conseguimos fazer tinham contato com 60x400 µm, donde a corrente de limiar deles deveria ser 1,4 A.

Nosso gerador de pulsos permite obter correntes de até 1,2 A apenas. Com essa corrente, nenhum dentre três lasers testados entrou em oscilação, o que, se não confirma, pelo menos não contradiz a previsão.

Medidas de campo próximo feitas em alguns diodos no CPqD da Telebrás encontraram, como no caso do cristal anterior, um único lóbulo, largo.

Numa tentativa de obter mais informações sobre a qualidade do cristal, fiz medidas da característica tensão direta x corrente em alguns diodos que não tinham sido enviados ao CPqD. Usando o eletrômetro Keithley como medidor de corrente e operando no modo FAST para não se ter queda de tensão apreciável no instrumento, consegui variar a corrente de 10⁻⁹ a 10⁻³ A.

A curva V-I dos diodos medidos acompanhava com excelente aproximação uma lei exponencial $I=I_0 \exp(V/V_0)$, com $V_0=50$ mV.

Isto é quase 2 kT, indicando que os diodos têm sua corrente direta dominada pelo mecanismo de recombinação na camada depletada, nesta faixa de corrente.

5.3 - O Terceiro e o Quarto Cristal

Considerando os resultados obtidos com o cristal GL 079 e o fato de que a morfologia da superfície dele não tinha ficado muito boa, pedimos novos cristais, esperando que fosse possível conseguir melhor qualidade do crescimento e, conseqüentemente, melhores eficiência e vida útil dos dispositivos. O forno de crescimento estava passando por diversas modificações, por isso houve bastante demora no atendimento do pedido. Finalmente, obtivemos dois cristais, o EC 204 e o EC 217, crescidos com supersaturação do líquido, em vez de quase equilíbrio como os anteriores, e com apenas três camadas: duas regiões confinantes com 30% de alumínio e a região com 8% de alumínio. A espessura das confinantes (medida no interferômetro) foi de 2,2 μm a próxima ao substrato e 1,2 μm a outra no cristal EC 204; no EC 217, 1,7 μm ambas.

As regiões ativas foram de respectivamente 50-55 nm e 30-40 nm, embora este valor seja muito duvidoso, dado o crescimento a partir de solução supersaturada. É mais provável que tenha ocorrido erro na interpretação das franjas.

Nenhum dos dois pôde ser aproveitado para fazer diodos: o EC 204 por ter sido superaquecido durante a metalização, resultando numa camada de metal escura, *pípcada*, e numa característica V-I com resistência muito alta e sem retificação; o EC 217 por ter descascado a metalização de Cr-Au numa tentativa de gravação do cristal antes da clivagem (ver Capítulo 4), resultando em mau contato do lado p. Neste cristal, porém, foi possível observar a existência de diodos e medir a característica V-I em baixas correntes, como para o GL 074. Os resultados foram bem menos uniformes e regula

res (fig. 27).

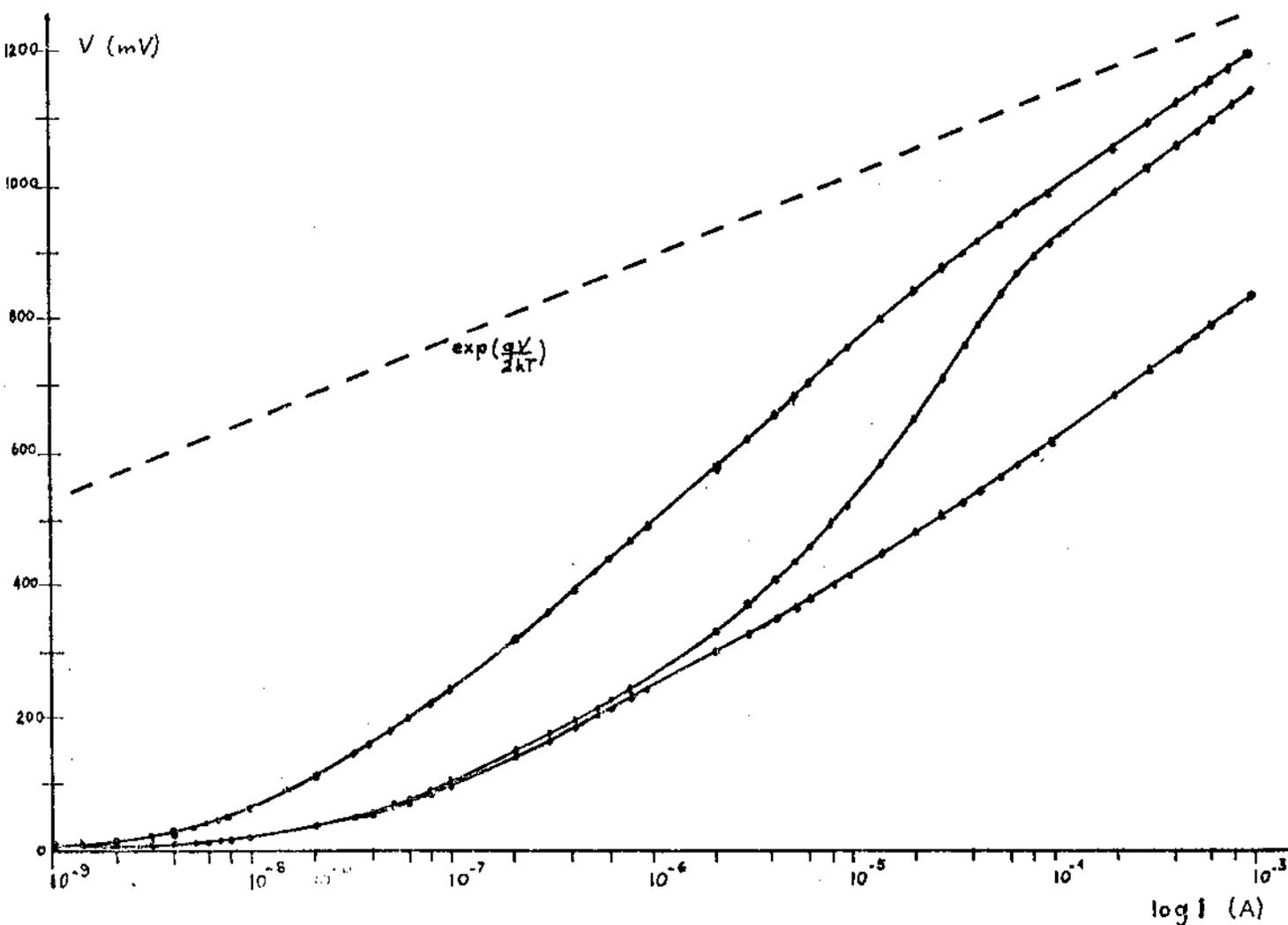


FIG.27 CARACTERÍSTICAS V-I EM BAIXAS CORRENTES DE DIODOS DO CRISTAL EC217

Como se pode ver, as curvas estão longe de ser paralelas e se afastam bastante de um exponencial simples. Aparentemente, diversos mecanismos interferem na condução de corrente neste dispositivo. Em tensões muito baixas, a corrente é anormalmente alta; para se ter uma idéia, no GL 074 a corrente direta de 10^{-9} A é atingida com tensão de 280 mV e, neste cristal, com menos de 10 mV. Isto se deve provavelmente a uma resistência ôhmica em paralelo com o diodo, talvez fuga superficial através de resíduos do ataque

químico não perfeitamente removidos. Em correntes mais altas, a declividade das curvas corresponde a um denominador sensivelmente maior que $2 kT$ no expoente; este tipo de comportamento, segundo comunicação verbal do Eng. Jorge Salomão, também ocorre em diodos crescidos no CPqD. Não há uma explicação confirmada para ele, sendo talvez um detalhamento uma possibilidade.

Um dos diodos apresenta ainda uma deformação em "S" na curva, que não pode ser ajustada a nenhum valor constante de resistência ôhmica em paralelo (menos ainda em série). Isto também não tem explicação confirmada.

O trabalho neste cristal se limitou à medida de característica V-I, uma vez que não estava adequado para fazer LED's. A medida V-I foi principalmente para ver se a qualidade do crescimento tinha sido melhor que a do GL 074. Aparentemente, não foi, uma vez que em ambos existem mecanismos de condução outros que não a injeção sobre a barreira de potencial suficientemente importantes para dominar inteiramente a corrente direta do dispositivo até 10^{-3} A.

5.4 - O Cristal 1053 E

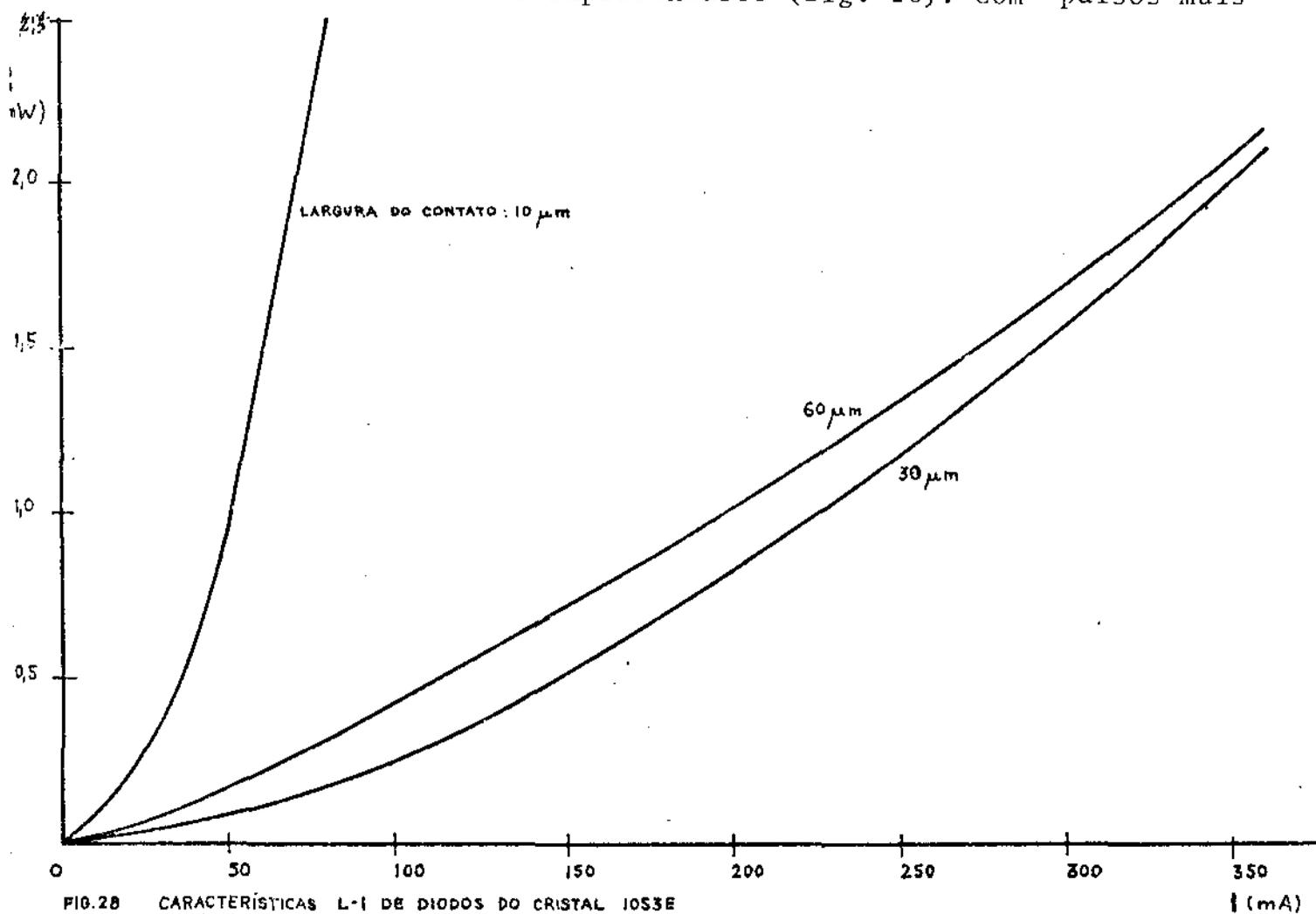
Após estes insucessos, foi obtido junto ao CPqD um cristal crescido lá, com o nº 1053 E. As suas características são:

- 1.^a camada: $Ga_{0,7}Al_{0,3}As$ tipo n, 10^{16} cm^{-3} com $1,7 \mu\text{m}$;
- 2.^a camada: $Ga_{0,92}Al_{0,08}As$ tipo p, 10^{17} cm^{-3} com $0,075 \mu\text{m}$;
- 3.^a camada: $Ga_{0,7}Al_{0,3}As$ tipo p, 10^{17} cm^{-3} com $1,4 \mu\text{m}$;
- 4.^a camada: $Ga_{0,92}Al_{0,08}As$ tipo p, $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ com $1,7 \mu\text{m}$.

Este cristal foi difundido, metalizado e clivado aqui, usando a mesma máscara de contatos que foi usada para o GL 074, também com delimitação dos diodos antes da clivagem.

A seguir, foram medidos o espectro com vários valores de corrente, a potência luminosa em função da corrente e os campos próximo e distante de alguns diodos assim obtidos, usando sempre corrente pulsada para não ser preciso soldar os dispositivos.

Para pulsos suficientemente curtos, as curvas obtidas foram moderadamente superlineares (fig. 28). Com pulsos mais



longos, apresentavam saturação da saída com valores mais altos de corrente, obviamente devido a aquecimento do dispositivo. É de se notar que as constantes de tempo térmicas são muito pequenas, devi

do é pequena massa envolvida; com corrente de 300 mA conseguia-se um pulso de luz com topo razoavelmente plano apenas reduzindo a sua duração a 500 ns ou menos.

As eficiências quânticas observadas foram melhores que as do GL 074, ficando em torno de 0,67%, o que significa uma eficiência interna de 11%. Como esta eficiência foi obtida com 5 kA/cm^2 , $S \sim 6500 \text{ cm/s}$, razoavelmente alta, embora bem menor que a do cristal GO 002. Um diodo apresentou η_{ext} de 2,4%, correspondendo a $\eta_{\text{int}}=40\%$ e $S=2000 \text{ cm/s}$.

Os efeitos de ganho previstos são pequenos, uma vez que Γ , nessa estrutura, vale 0,14 e a máxima densidade de corrente, para um diodo com $10 \times 200 \text{ }\mu\text{m}$, foi de 38 kA/cm^2 . Levando em conta a eficiência quântica, obtemos uma amplificação de 1,6. Isto indica que a superlinearidade observada se deve mais à diminuição do tempo de recombinação radiativa com o aumento da densidade de portadores que à amplificação.

Nestes diodos, as correntes de teste foram levadas a valores bem mais altos que com os outros cristais, mostrando ser possível obter até 4 mW no detetor (com 700-800 mA).

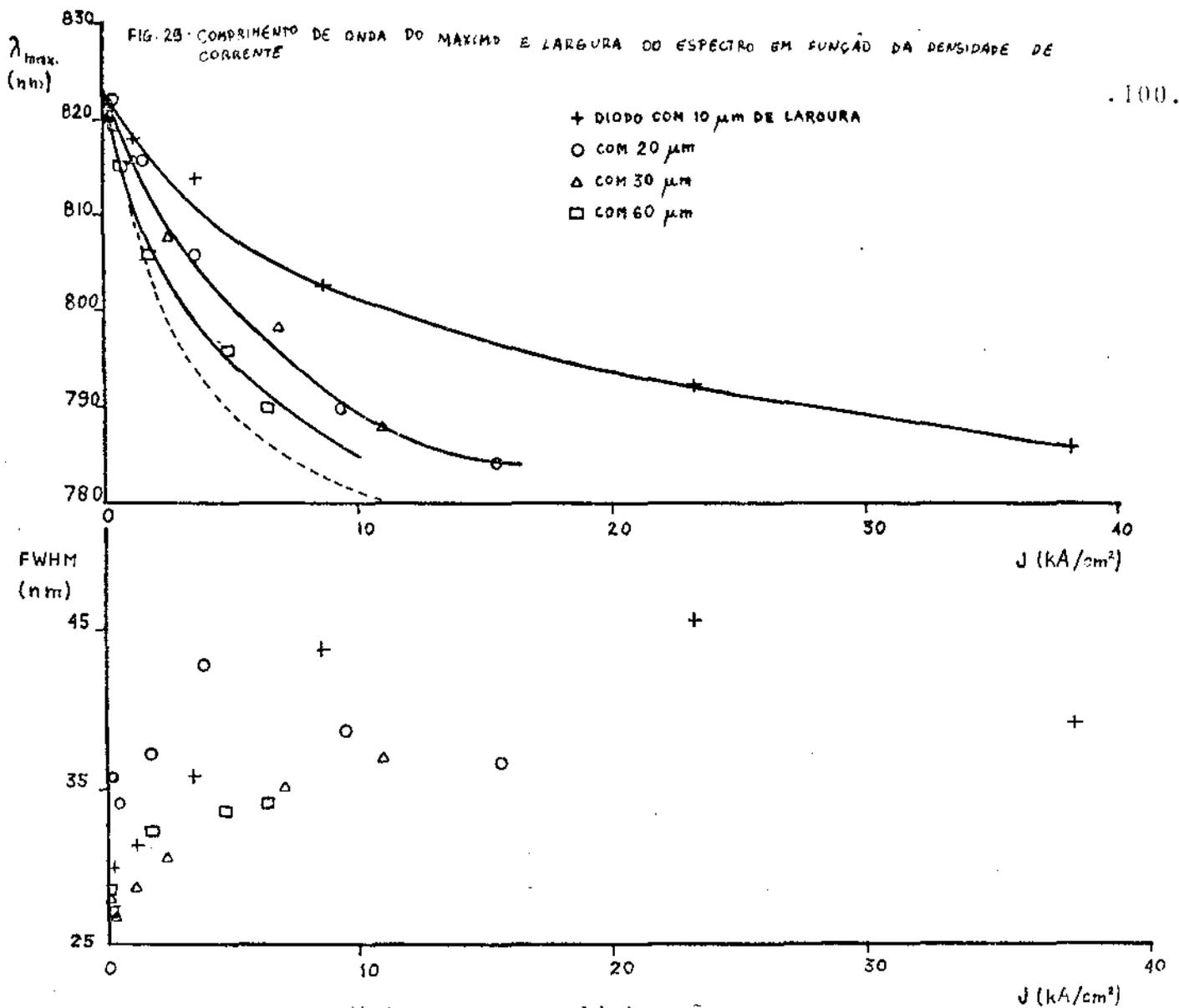
Nas medidas de campo distante, não foi notado nada extraordinário, com os diodos apresentando um único lóbulo tanto no plano perpendicular como no paralelo à junção. O lóbulo no plano paralelo é bastante largo e se estreita um pouco com o aumento da corrente, passando, num caso específico, de 113° (FWHM) a 20 mA para 84° a 750 mA. O lóbulo no plano perpendicular à junção é relativamente estreito, cerca de 30° (FWHM) e sua largura não depende da corrente.

O padrão de campo próximo também não apresenta

nada extraordinário: um lóbulo central, com largura pouco dependente da corrente e proporcional à largura do contato. Alguns diodos apresentaram esse lóbulo assimétrico, mais intenso de um lado que de outro. Como é muito difícil que apareçam modos laterais muito pronunciados, uma vez que a largura do contato é pelo menos uns 40 comprimentos de onda e o confinamento lateral é apenas devido à injeção, portanto muito fraco, deve se tratar de resistência de contato não uniforme. A possibilidade de se tratar de defeitos da face, sem ser imediatamente rejeitável, é menos aceitável porque nem a eficiência, nem a potência de saída foram prejudicadas nestes diodos.

A queda lateral na intensidade do lóbulo é relativamente suave, se estendendo por uns 10-15 μm . Isto é devido à camada de contato razoavelmente espessa, portanto com baixa resistividade de folha e provavelmente o espalhamento de Zn por baixo da camada de SiO_2 . Aliás, observando-se com visor de infravermelho, pode ser notado que todo o cristal, não apenas a região sob o contato, emite luz, embora haja concentração sob o contato. Isto é muito comum nos diodos processados aqui.

O espectro dos diodos é contínuo, sem indicação de modos e bastante largo (Apêndice 1), como era de se esperar num espectro de emissão espontânea. Seu máximo varia bastante com a densidade de corrente (fig. 29).



Note-se que a linha não apresenta um estreitamento

à medida que a corrente aumenta, antes se alarga, exceto para correntes muito altas, mostrando que o ganho realmente não é tão importante. Os valores de densidade de corrente para os quais a linha volta a se estreitar correspondem a uma saturação na potência luminosa dos respectivos diodos. Provavelmente ocorre vazamento de portadores para a banda indireta (L_1) que corresponde a um *gap* de 1,76 eV nessa composição da região ativa, reduzindo o número de portadores disponíveis para emissão de luz. Note-se que o *bandgap* indireto tem uma energia apenas 2 kT acima da emissão em 740 nm, considerando a temperatura da região ativa igual à temperatura ambiente. Se ainda levando em conta que a região ativa, por mais curto que seja o pulso, deve estar aquecida com essas densidades de corrente, e

que existe considerável emissão em 740 nm nessas condições, a hipótese fica bem razoável. O vazamento sobre as confinantes é bem menos provável, uma vez que o *gap* delas é 1,84 eV.

O máximo com baixas densidades de corrente corresponde quase exatamente ao valor do *gap* do $\text{Ga}_{0,92}\text{Al}_{0,08}\text{As}$, 1,504 eV. À medida que densidade de corrente aumenta, os quase-níveis de Fermi se afastam mais e mais e o comprimento de onda do máximo de emissão diminui. A linha tracejada na fig. 25 mostra a separação dos quase-níveis de Fermi para as diferentes densidades de corrente. Note-se que o comprimento do máximo cresce mais lentamente que a separação entre os quase-níveis de Fermi, o que é normal porque (1) a densidade de corrente real é menor que a calculada, devido ao espalhamento; (2) o máximo de emissão não coincide mesmo com a separação dos quase-níveis de Fermi (ver Capítulo 3); (3) a estrutura de bandas considerada para a previsão é aproximada (banda parabólica).

CAPÍTULO 6

CONCLUSÕES

No presente trabalho foram vistos os problemas encontrados na fabricação de LED's de alta radiância e fez-se uma correlação, ao menos qualitativa, das características destes dispositivos com a teoria. O tratamento deixou de ser aprofundado devido à multiplicidade e diversidade dos assuntos envolvidos.

Na verdade, esta tese se ressentiu muito da falta da definição inicial de um problema específico a ser atacado, tendo por isso sido feita dentro de um espírito de cobertura geral do assunto. A isto se deve juntar a situação em que se encontra o estudo da física dos LED's: praticamente todos os problemas básicos já foram tratados na literatura pertinente, ficando os assuntos em aberto muito mais para a área de tecnologia, principalmente. (1) Proposta e estudo de novas estruturas, o que depende de se ter a aplicação específica para essas estruturas e (2) elaboração de um modelo completo para simulação do dispositivo, provavelmente na forma de um programa de computador, como os existentes para transistores bipolares, o que excede bastante o âmbito de uma tese.

Mesmo assim, foi possível obter algumas informações de interesse para a continuação do desenvolvimento local desses diodos, com o fim provável de industrialização:

1) Os LED's de alta radiância não são inerentemente mais fáceis de fazer que os lasers; de fato, o processo de fabricação, as instalações envolvidas e os controles necessários são

praticamente idênticos para os dois dispositivos. Disto também se pode concluir que a diferença nos preços de um e de outro em suas versões comerciais é devida principalmente a diferentes expectativas quanto ao desempenho. Por exemplo, um laser que apresenta acentuada variação nos modos laterais com a corrente, conduzindo a *kinks* na característica L-I, será provavelmente rejeitado, mesmo para aplicações digitais, enquanto um LED opera com um número muito grande de modos laterais e, em princípio, ninguém se incomoda muito se a distribuição da potência de saída entre eles não permanece constante.

2) O presente processo de fabricação produz LED's com uma vida útil muito curta para que tenham interesse prático. Se se quiser aplicá-los em sistemas de comunicações, é necessário melhorar a qualidade do processo; principalmente, é preciso um estudo mais sistemático dos defeitos que reduzem a eficiência quântica e de suas causas. Note-se que, com igual confiabilidade de ambos os dispositivos, um sistema que use LED deverá ser mais confiável que um que use laser, porque um LED apresenta uma característica de degradação relativamente suave, permitindo prever a necessidade de substituição de cada dispositivo individual, por extrapolação da evolução de potência de saída ao longo do tempo, ao contrário do laser, que *morre* abruptamente, permitindo uma previsão apenas estatística. Isto é interessante principalmente para sistemas que precisam de alta confiabilidade e têm paradas para manutenção programadas, como os de aeronaves.

3) Se, como consequência do que foi dito acima, se achar interessante a fabricação de LED's ainda que com vida útil não muito longa, digamos, 1000h, e que usem, portanto, cristais de

qualidade não muito boa, é melhor fazê-los com a região ativa mais espessa para diminuir o efeito da recombinação interfacial e obter linearidade, quando necessária, encurtando o dispositivo. Também é interessante, do ponto de vista de eficiência, trabalhar com a densidade de corrente mais alta compatível com a vida útil desejada.

4) É muito desejável o desenvolvimento local da técnica de microlentes, entendendo-se como a lapidação da faceta e a colagem ao dispositivo das bolinhas de vidro com qualidade óptica, que podem ser adquiridas por um preço razoavelmente baixo, da ordem de US\$ 200/kg, lembrando que em 1 kg há alguns bilhões de bolinhas.

Uma alternativa seria gravar na face do diodo uma estrutura que atuasse como antena (tipo corneta dielétrica), usando ataque seletivo. Esta solução é bem menos imediata, pois as técnicas de ataque precisariam ser desenvolvidas. Em qualquer caso, o que se poderia obter é uma potência útil 10 ou mais vezes maior.

5) Com estruturas semelhantes às usadas em dispositivos comerciais, foi possível obter potências de saída e eficiências quânticas da mesma ordem de grandeza que as destes dispositivos, mas ainda bastante inferiores. Novamente aparece como causa mais provável o processamento dos cristais.

Finalmente, a decisão de se continuar ou não o desenvolvimento dos LED's deve levar em conta os dispositivos de InGaAsP, que vêm substituindo cada vez mais os de GaAlAs.

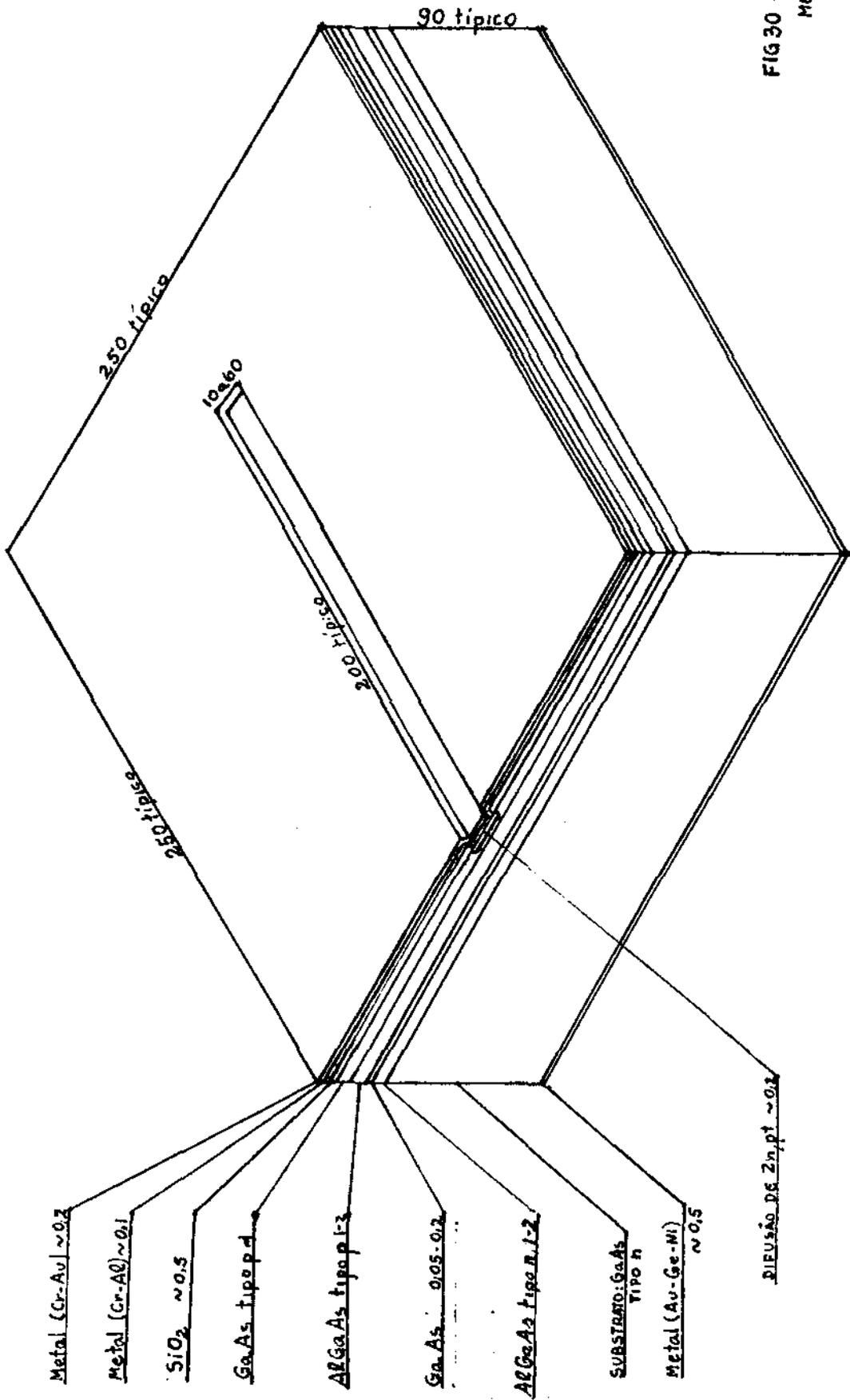
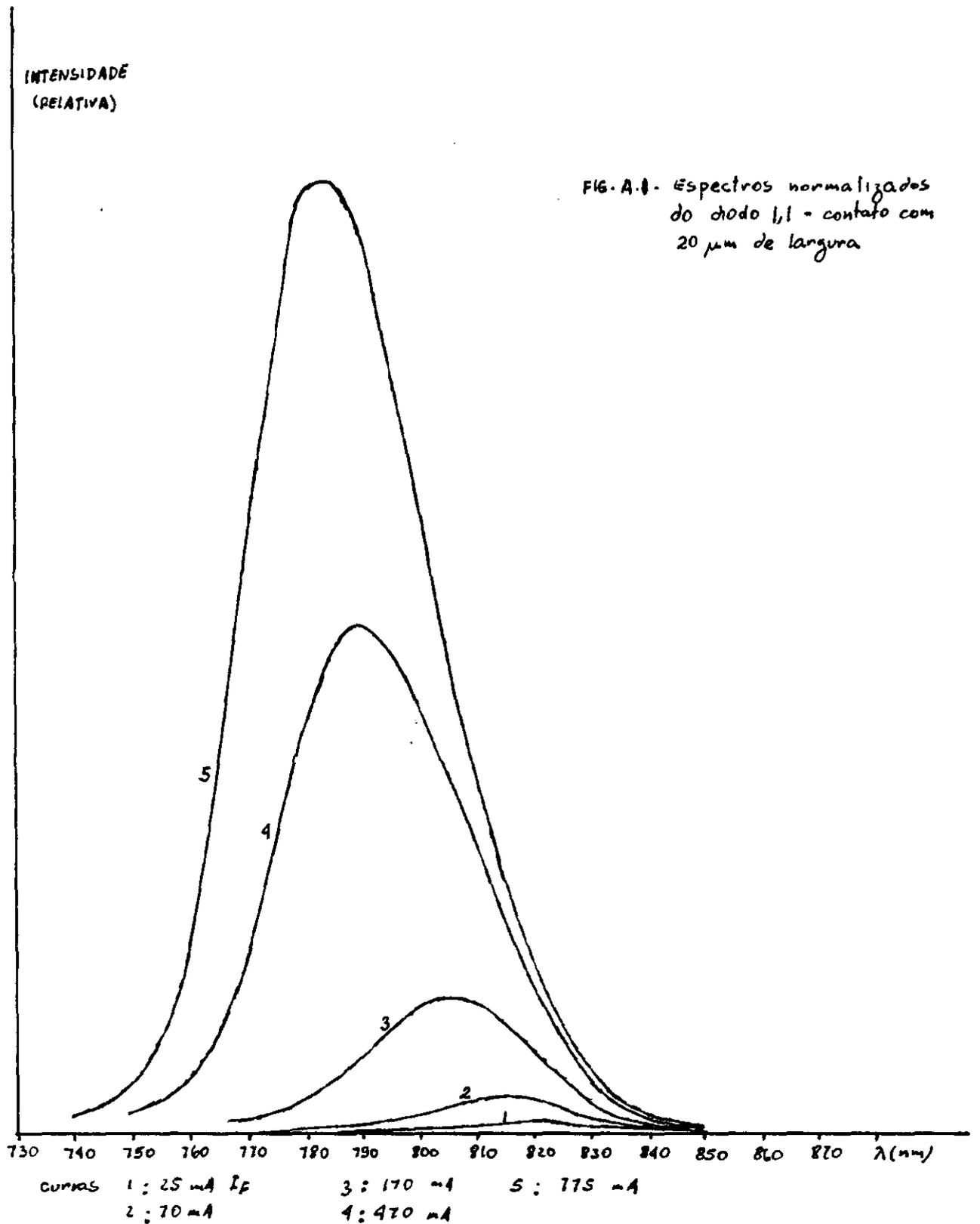


FIG 30 - LED COMPLETO
MEDIDAS EM μm

APENDICE

Espectros normalizados de diodos do cristal "1053 E".



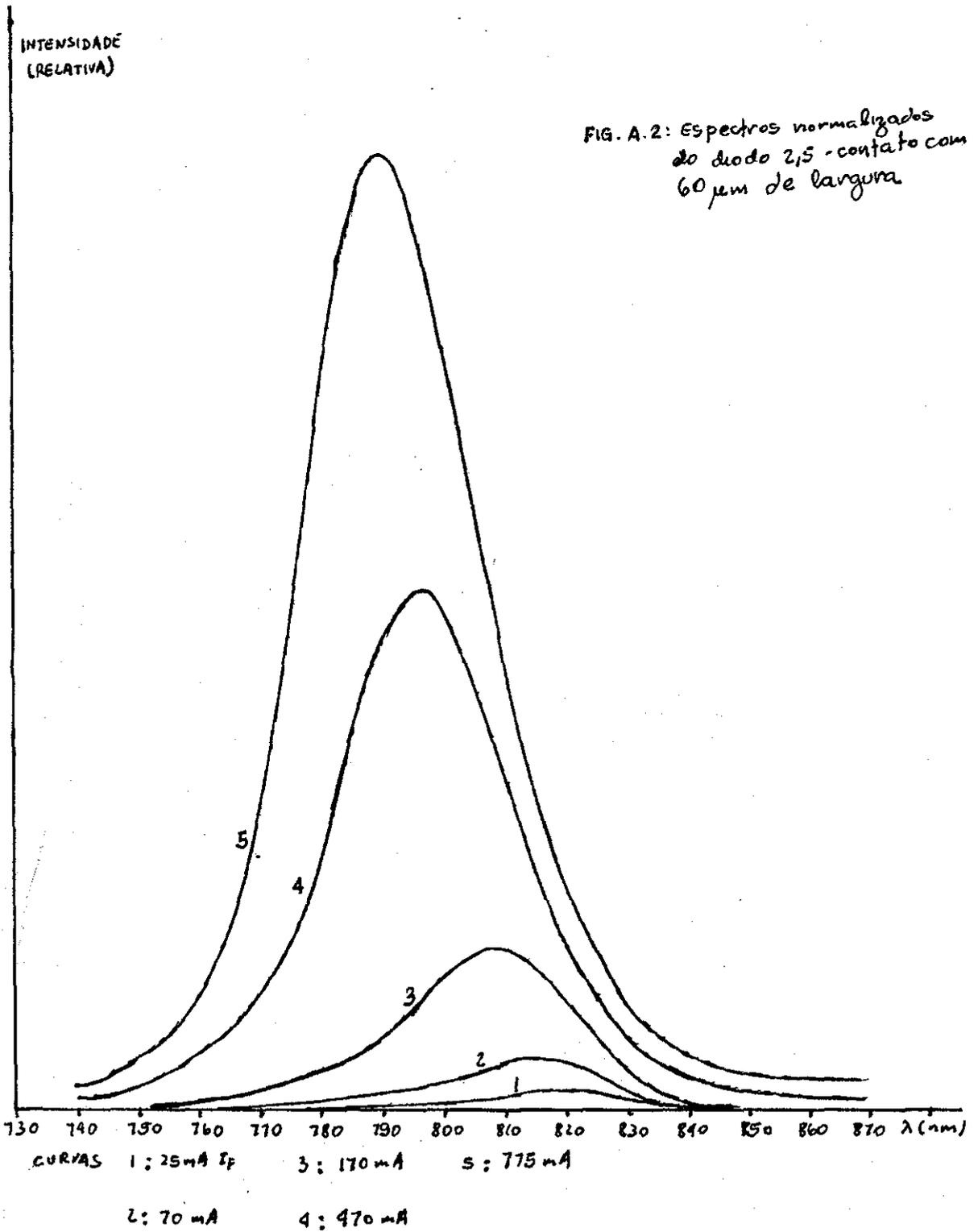
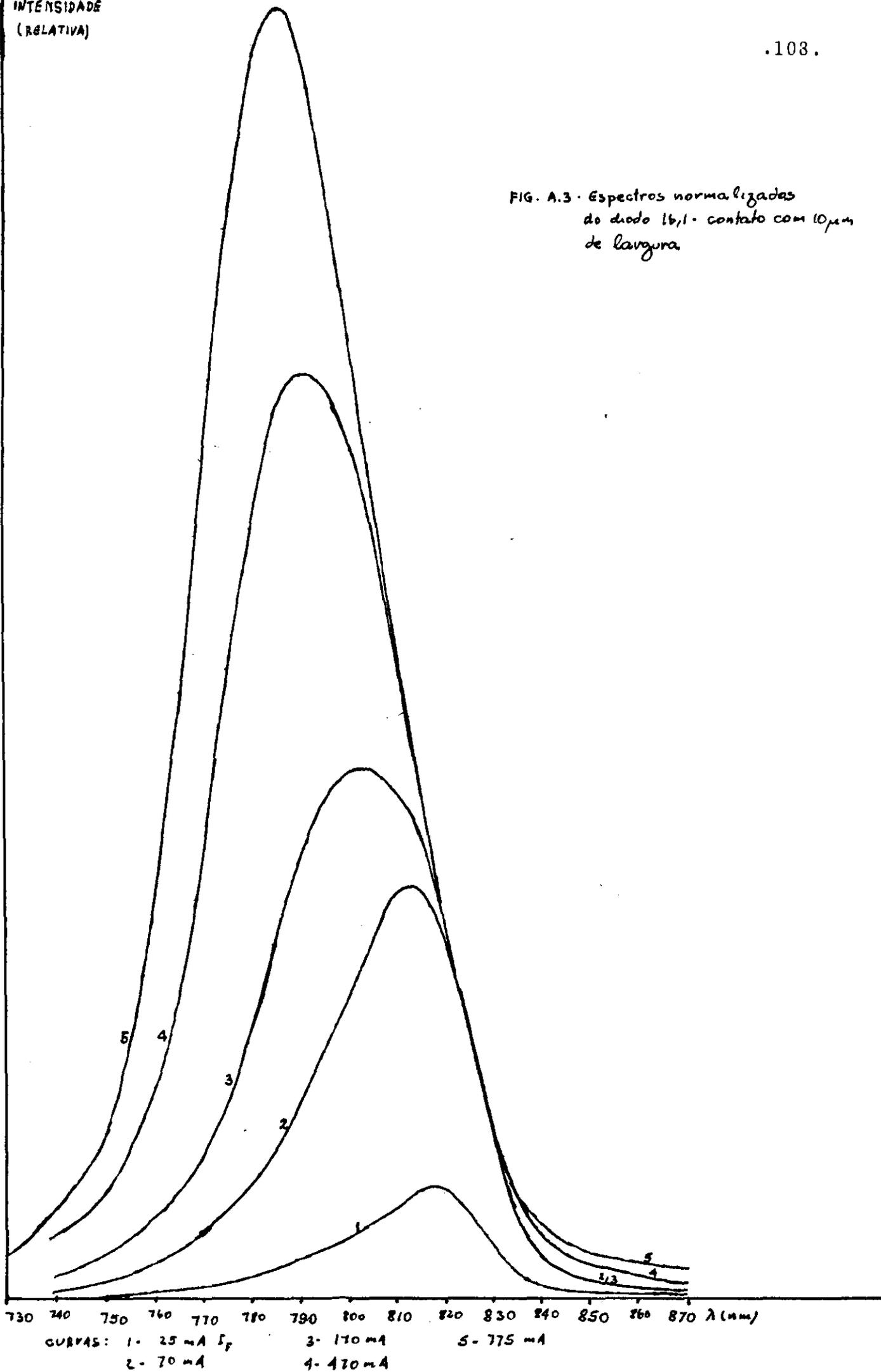


FIG. A.3 - Espectros normalizados
do diodo 1b,1 - contato com 10 μm
de largura



REFERÊNCIAS

- (1) SAH, C.T., R.N. NOYCE e W. SHOCKLEY, Proc. IRE 45,9
p. 1228-1243 (1957)
- (2) LAX, M., Phys. Rev. 119 p. 1502 (1960)
- (3) GIBB, R.M. et alii, Phil. Mag. 36, 4 p. 1021-1034 (1977)
- (4) CHYNOWETH, A.G., W.L. FELDMAN e R.A. LOGAN, Phys. Rev. 121
p. 684 (1961)
- (5) LEE, T.P. e A.G. DENTAI, IEEE Journal of Quantum Electronics
QE-14,3 p. 150-159 (1978)
- (6) WITTKE, J.P., RCA Review, 36, 4 p. 655-665 (1975)
- (7) KUCERA, L., J. MACHAV e J. MISEK, IEE Proc.129, part.1 nº 1,
p. 28-32 (1982)
- (8) P. BROSSON e D. MARTIN, "Crescimento Epitaxial em Fase Líquida
de Camadas de GaAs/GaAlAs", publicação interna, fevereiro
de 1980
- (9) PANISH, M.B., J. Appl. Phys. 44,6 p. 2667-2675 (1973)

- (10) PANISH, M.B., J. Appl. Phys. 44,6 p. 2676-2680 (1973)
- (11) PANISH, M.B., J. Appl. Phys. 44,6 p. 2659-2666 (1973)
- (12) LOGAN, R.M. e D.T.J. HURLE, J. Phys. Chem. Solids 32 p.1739
(1971)
- (13) ABRAHAMS, M.S. e C.J. BUIOCCHI, J. Appl. Phys. 37, p.1973
(1966)
- (14) STERN, F., IEEE Quantum Electronics 9,2 p. 290-294 (1973)

BIBLIOGRAFIA

KRESSEL, H. e J.K. BUTLER, "Semiconductor Lasers and Heterojunction
"LED's", Academic Press, 1977

SZE, S.M., "Physics of Semiconductor Devices", John Wiley, 1969

WANG, S., "Solid-State Electronics", McGraw-Hill, 1966

BOTEZ, D. e M. ETTEMBERG, IEEE Trans. Electron Devices 26,8,
Ago 1979 p.1230-1238

CARTER, A.C., "Light Emitting Diodes for Optical Fibre Systems".
International Course on Semiconductor Lasers", Campinas,
1984

CASEY JR., H.C. e F. STERN, J. Appl. Physics 47,2, Fev 1976,
p.631-643

DAVIES, I.G.A., T. BRICHENO, A.R. GOODWIN e R.G. PLUMB, "A GaAs
Edge Emitting LED with a Launched Power in Excess of
1 mW" - Proceedings of the 6th European Conference on
Optical Communications, York 1980 p.199-202

DUMKE, W.P., IEEE J. Quantum Electronics 11,7, Jul 1979 p.400-402

DYMENT, J.C., F.P. KAPRON e A.J. SPRINGTHORPE, IEEE Trans.
Electron Devices 24,7, Jul 1977 p.995-1000

ETTEMBERG, M., H. KRESSEL e H.F. LOCKWOOD, Appl. Physics Letters
25,1, Jul 1974 p.82-85

ETTEMBERG, M. e H. KRESSEL, J. Appl. Physics 47,4, Abr 1976
p.1538-1544

ETTEMBERG, M., H. KRESSEL e J.P. WITTKE, IEEE J. Quantum Electronics
12,6, Jun 1976 p.360-364

ETTEMBERG, M. e H. KRESSEL, IEEE J. Quantum Electronics 16,2,
Fev 1980 p.186-196

GOLD, R.D. e WEISBERG, L.R., Solid State Electronics 7,9,
Set 1964 p.811-821

GOODFELLOW, R.C., A.C. CARTER, I. GRIFFITH e R.R. BRADLEY,
IEEE Trans. Electron Devices 26,8, Ago 1979 p.1215-1220

GOODFELLOW, R.C., A.C. CARTER, G.J. REES e R. DAVIS, IEEE Trans.
Electron Devices 28,4, Abr 1981 p.365-371

HENRY, C.H., R.A. LOGAN e F. MERRITT, J. Appl. Physics 49,6,
Jun 1978 p.3520-3542

IKEDA, K., S. HORIUCHI, T. TANAKA e W. SUSAK, IEEE Trans. Electron Devices 24,7, Jul 1977 p.1001-1005

JOHNSTON JR., W.D. e R.A. LOGAN, Appl. Physics Letters 28,3, Fev 1976 p.140-142

KRESSEL, H. e M. ETTEMBERG, Proceedings of the IEEE 63,9, Set 1975 p.1360-1361

LASHER, G. e F. STERN, Phys. Rev. A133,2 Jan 1964 p.553-563

LEE, T.P., C.A. BURRUS e B.I. MILLER, IEEE J. Quantum Electronics 9,8, Ago 1977 p.820-828

MARCUSE, D. e I.P. KAMINOW, IEEE J. Quantum Electronics 17,7, Jul 1981 p.1234-1244

Mc MULLIN, P. G., J. BLUM, K.K.. SHIH, A.W. SMITH e G.R. WOOLHOUSE, Appl. Physics Letters 24,12, Jun 1974 p.595-597

NANNICHI, Y. e L. HAYASHI, J. Crystal Growth 27, 1974 p.126-132

PINKAS, E., B.I. MILLER, I. HAYASHI e P.W. FOY, J. Appl. Physics 43,6, Jun 1972

STERN, F., J. Appl. Physics 47,12, Dez 1976, p.5382-5386

VAN VECHTEN, J.A., J. Electrochem. Soc. 122,3, Mar 1975 p.419-423

VAN VECHTEN, J.A., J. Electrochem. Soc. 122,11, Nov 1975
p.1556-1558

VAN VECHTEN, J.A., J. Vac. Sci. Tech. 14,4, Jul/Ago 1977 p.992-998

YAMAKOSHI, S., O. HASEGAWA, H. HAMAGUCHI, M. ABE e T. YAMAOKA,
App. Physics Letters 31,9, Nov 1977 p.627-629

YONEZU, H., I. SAKUMA, I. KANEJIMA, M. UENO, K. NISHIDA,
Y. NANNICHI e I. HAYASHI, Appl. Physics Letters 24,1,
Jan 1974 p.18-19