

T E S E   D E   M E S T R A D O

"INJEÇÃO DE PORTADORES QUENTES NUMA  
JUNÇÃO P-N"

OLAVO DIVINO VIEIRA

ORIENTADOR: PROF. DR. NAVIN B. PATEL

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

Tese Apresentada no Instituto  
de Física "Gleb Wataghin" para  
obtenção do grau de Mestre em  
Ciências

- N O V E M B R O D E 1 9 7 7 -

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS  
INSTITUTO DE FÍSICA  
BIBLIOTECA

DEDICATÓRIA

... Aos meus pais

... A minha esposa, Maria Luiza  
e aos meus filhos Fabricio  
e .....

## AGRADECIMENTOS

- Ao Professor Dr. NAVIN B. PATEL, pela orientação eficiente, paciência e atenção dedicada a mim durante todo o desenvolvimento deste trabalho.
- Aos Professores FREDERICO DIAS NUNES e NICHOLAS WINOGRADOFF, pelas discussões e sugestões de grande valia.
- Ao técnico ANTONIO AUGUSTO GONÇALVES, que me auxiliou nos trabalhos experimentais.
- Aos amigos, FRANCISCO C. PRINCE e DOUGLAS JOHN BULL, que muitas vezes, me guiaram nos experimentos.
- Às Srtas. CATARINA, pela excelente datilografia e a MARTA, pelos desenhos.
- À FAPESP, pelo apóio financeiro.
- À todos que, direta ou indiretamente, contribuíram para o bom desempenho deste trabalho.

.....

## I N D I C E

CAPÍTULO I	-	INTRODUÇÃO .....	1
CAPÍTULO II	-	TEORIA .....	2
II.1	-	JUNÇÃO P-N	
II.2	-	PROCESSOS DE POLARIZAÇÃO E INJEÇÃO DE PORTADORES NUMA JUNÇÃO P-N ...	5
II.3	-	HETEROJUNÇÃO .....	6
II.4	-	RECOMBINAÇÃO RADIATIVA .....	12
CAPÍTULO III	-	MONTAGEM EXPERIMENTAL, DADOS E MEDIDAS .....	20
III.1	-	AMOSTRAS USADAS .....	20
III.2	-	SISTEMA EXPERIMENTAL .....	21
III.3	-	MEDIDAS .....	24
III.4	-	DADOS EXPERIMENTAIS .....	25
CAPÍTULO IV	-	CONCLUSÃO .....	34

.....

## - CAPÍTULO I -

INTRODUÇÃO

É possível injetar portadores quentes numa junção p-n de GaAs. À primeira vista, analisando uma junção p-n, isto não nos parece possível, pois nesta junção o que temos são elétrons com energia suficiente para vencer a barreira de potencial formada na junção, quando polarizada, transferindo-se para o lado n da junção, assim como ocorre o mesmo com os buracos que se transferem para o lado p, atingindo o equilíbrio, isto é, a equalização do nível de Fermi através da junção. (Fig.1). Não existe portanto, nenhuma razão para que estes portadores estejam com uma temperatura efetiva maior que a da rede. Mas, ao fazermos uma análise mais cuidadosa, do spectra de emissão radiativa, verificamos que o lado de alta energia do spectra é caracterizado por uma temperatura efetiva  $T_e$ . Esta temperatura é maior do que a temperatura da rede  $T_r$ , isto é, a temperatura de referência.

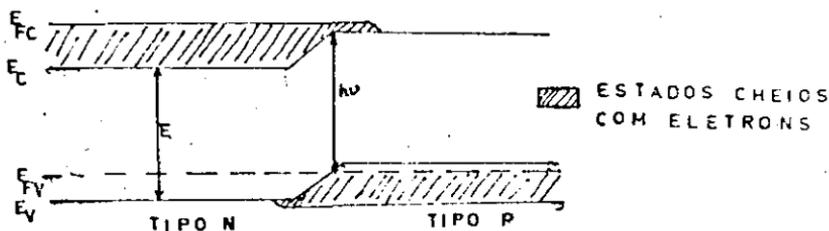


FIG.1 - JUNÇÃO P-N

No capítulo II, descreveremos o que são portadores, mostrando que eles apresentam uma distribuição caracterizada por uma temperatura  $T_e$ . Os nossos resultados experimentais demonstram este fato, uma vez que esta temperatura é realmente maior que a temperatura da rede  $T_r$ . Foi observado experimentalmente que portadores quentes podem ser criados através de fotogeração, quando a energia do foton incidente (cuja absorção causa o par elétron-buraco) é bem superior a energia do gap. A injeção de portadores quentes numa junção p-n, ainda não foi verificada. O nosso trabalho visa demonstrar que é possível injetar portadores quentes numa junção p-n, criados pela alta injeção de portadores na junção.

Ainda neste capítulo, procuramos descrever o que é uma junção p-n, como também os processos de polarização e recombinação radiativa, que formam o modelo teórico de nosso trabalho.

No III Capítulo, apresentamos o arranjo experimental e os dados obtidos.

No último, a conclusão, com uma tentativa de explicação dos dados obtidos.

## - CAPÍTULO II -

### JUNÇÃO P-N, PROCESSOS DE INJEÇÃO E POLARIZAÇÃO DE UMA JUNÇÃO P-N, HETEROJUNÇÕES E RECOMBINAÇÃO RADIATIVA

Neste capítulo, procuramos descrever o que é junção p-n, que é a região de nosso estudo no trabalho, assim como os processos de polarização e injeção de portadores nesta junção. Procuramos ainda, mostrar o que é uma heterojunção e os processos de recombinação radiativa.

II.1. Junção P-N

A junção p-n representa a aplicação simples, mais importante, dos semicondutores. Ela consiste de uma transição abrupta entre materiais tipo p e tipo n dentro da mesma rede contínua do cristal. Onde as regiões tipo p e tipo n se juntam, os portadores, se redistribuem, de tal maneira que equalizam o nível de Fermi através do semiconductor. (Fig.2). Nas vizinhanças da junção, elétrons dos doadores se transferem para proximidades dos aceitadores, e uma camada dipolar é formada consistindo de doadores positivos vazios (ionizados) do lado n e aceitadores negativos ocupados (ionizados) do lado p. O dipolo gera um campo elétrico que deveria dirigir um elétron da banda de condução para o lado tipo n e um buraco da banda de valência para o ponto p.

A própria junção é definida como sendo um local onde o nível de Fermi está no meio gap.

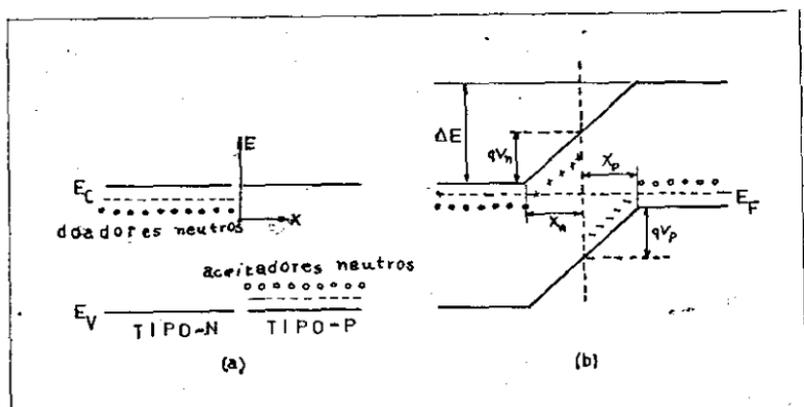


FIG.2 - FORMAÇÕES DE UMA JUNÇÃO P-N ABRUPTA (b) PELO AJUNTAMENTO DE REGIÕES TIPO N E TIPO P (a)

A camada dipolar se estende de cada lado da junção, e a extensão total dessa camada de deflexão é chamada espessura de junção.

A espessura de junção está relacionada com a concentração de impurezas como segue. Primeiro, nós equalizamos as cargas de cada lado da junção, resultando da transferência de doadores para aceitadores enquanto formamos a junção

$$N_d \cdot X_n = N_a \cdot X_p \quad (1)$$

onde:  $X_n$  e  $X_p$  são os comprimentos das regiões de deflexão no lado  $n$  e do lado  $p$ , respectivamente, e  $N_d$  e  $N_a$  é o número de portadores em cada banda. A carga total através da junção é zero. Então as mudanças resultantes no potencial é dado pela resolução das equações de Poisson em uma dimensão:

$$V_n = \frac{qN_d}{2\epsilon} (X_n)^2 \quad (2)$$

$$V_p = \frac{qN_a}{2\epsilon} (X_p)^2$$

Consequentemente, as bordas das bandas de condução e de valência mudam sua energia potencial para:

$$\Delta E = q(V_n + V_p) \quad (3)$$

$$= \frac{q^2}{2\epsilon} \left[ N_d (X_n)^2 + N_a (X_p)^2 \right] \quad (4)$$

Considerando a espessura da junção  $X_n + X_p$  e inserindo  $V_n + V_p$ , vem:

$$X_n + X_p = \frac{(2E\Delta\epsilon)^{1/2}}{q(N_a + N_d)^{1/2}} \left[ \left( \frac{N_a}{N_d} \right)^{1/2} + \left( \frac{N_d}{N_a} \right)^{1/2} \right] \quad (5)$$

Se a região tipo p é mais dopada do que a tipo n,  $N_a \gg N_d$ , então mais deflexão se estende para o lado tipo n da junção. A junção p-n forma um capacitor de placas paralelas, consistindo de duas regiões de condução separadas por uma região espacial de cargas, onde não existe movimento de portadores. Portanto, a região de deflexão é isolada. O campo elétrico médio  $\bar{E}$  formado na junção p-n, pode ser derivado do potencial eletrostático  $V_n$ , assumindo novamente uma junção abrupta com  $N_a \gg N_d$ .

## II.2. Processos de Polarização e Injeção de Portadores numa Junção P-N

Quando uma polarização direta é suficientemente grande para permitir a propagação de elétrons através da banda de condução, para outro lado (ou buracos através da banda de valência). Fig.3a., a corrente assume modo de injeção, como aparece na porção 3 da curva característica I-V (Fig.3b). No modo de injeção, a recombinação direta banda a banda torna-se possível nos semicondutores de gap direto (nos materiais de gap indireto, recombinação por fonons, pode ocorrer). A corrente de injeção e a correspondente emissão aumenta rapidamente com a voltagem de polarização  $V_3$ , de acordo com a equação do diodo:

$$I = I_0 \left( \exp \frac{qV_3}{KT} - 1 \right) \quad (6)$$

onde  $I_0$  é uma constante, tendo as dimensões de corrente. Implícito no  $I_0$  tem um termo

$$\exp \left[ \frac{-E_g - \xi}{KT} \right]$$

onde  $\xi$  é menor do que  $\xi_n$  ou  $\xi_p$ ;  $E_g + \xi_n$  é a barreira que os buracos devem superar para serem injetados na região tipo n. Similar-

mente,  $E_g + \epsilon_p$  é a barreira que os elétrons devem superar para entrar na região tipo p, por injeção. Consequentemente, para o caso na fig.3b, a corrente de injeção aumenta rapidamente com a voltagem.

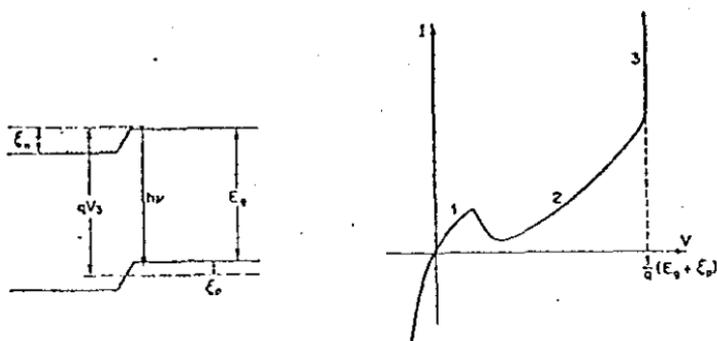


FIG.3 - POLARIZAÇÃO DA JUNÇÃO P-N

- a) INJEÇÃO DE PORTADORES NA JUNÇÃO P-N  
b) CURVA CARACTERÍSTICA I-V

### II.3. Heterojunção

Uma heterojunção é uma junção formada entre dois semicondutores de gap de energia diferente. As diferenças entre estrutura de rede impossibilitam, às vezes, a formação de dois meios monocristalinos; quando tal formação é possível, ou a estrutura da rede é a mesma, a diferença na constante de rede  $a$ , provoca deslocamentos na interface de maneira a compensar a desigualdade. Estas deslocamentos traduzem-se na forma de ligações desemparelhadas dos elétrons, provocando o aparecimento de níveis de energia dentro da banda proibida. (1,2,3)

Desde que os dispositivos semicondutores são fabricados a partir de altas temperaturas, o coeficiente de dilatação térmica

afeta a formação das heterojunções. A desigualdade neste coeficiente provoca tensões internas, desenvolvendo efeitos na interface, e originando estados dentro da banda(4)

Estes estados nas interfaces podem agir como centros de captura de portadores. A heterojunção é um dispositivo útil no sentido de que ela pode explicar os processos de transportes de portadores e a variação do gap de energias através da interface. Adotando que as heterojunções não apresentam outros estados de energia (igualdade nos parâmetros de rede, coeficiente de dilatação térmica) além dos previstos pela teoria de bandas, podemos adotar o modelo de Anderson (5)

, para traçarmos o perfil de energia das heterojunções. A junção é formada por dois semicondutores isolados de gap de energias diferentes ( $E_{g1}$  e  $E_{g2}$ ), (como mostrada na fig.4-a), No equilíbrio termodinâmico (fig.4-b), os níveis de Fermi se igualam pela transferência de elétrons do semiconductor (1) para o semiconductor (2). As permissividades  $\epsilon_1$  e  $\epsilon_2$  as funções de trabalho  $\phi_{m1}$  e  $\phi_{m2}$ , e as afinidades eletrônicas  $X_1$  e  $X_2$  são definidas para cada semiconductor. A função de trabalho e a afinidade eletrônica são definidas, respectivamente, a fim de que a energia requerida para remover um elétron abaixo do nível de Fermi ( $E_F$ ) e do fundo da banda de condução para uma posição fora do material na região de vácuo. A diferença de energia dos topos das bandas nos dois semicondutores é representada por  $\Delta E_C$  na banda de condução e  $\Delta E_V$  na banda de valência. No caso da Fig.4b, a heterojunção é n-p, pois é formada por semicondutores tipo n de gap de energia estreito e semiconductor tipo p de gap de energia largo. Desde que o nível de Fermi deve coincidir de ambos os lados, no equilíbrio, e o nível de vácuo é em qualquer parte paralelo aos topos das bandas e é contínuo, a descontinuidade no topo da banda de condução ( $\Delta E_C$ ) e nos topos da

b.v ( $\Delta E_V$ ) são invariante com a dopagem naqueles casos, onde  $E_g$  e  $X$  não são funções das dopagens (i.ê., semicondutores não degenerados). O potencial total formado  $V_{bi}$  é a soma dos dois potenciais eletrostáticos  $V_{b1}$  e  $V_{b2}$ , suportados pelos semicondutores 1 e 2.

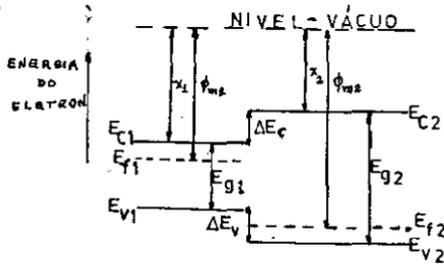


FIG.4a. FORMAÇÃO DA JUNÇÃO

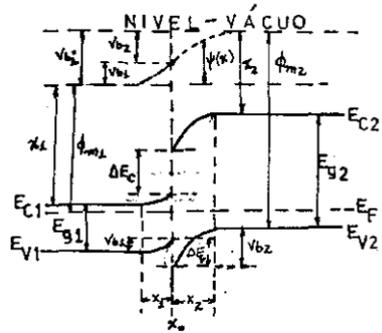


FIG.4b. HETEROJUNÇÃO N-P, SEMICONDUCTORES N DE GAP ESTREITO E SEMICONDUTOR P DE GAP LARGO

A largura das deflexões e a capacitância podem ser determinados resolvendo as equações de Poisson para o degrau da junção de cada lado da interface (6,7)

Uma das condições de contorno é a continuidade do deslocamento elétrico  $\epsilon_1 \xi_1 = \epsilon_2 \xi_2$  na interface. Nós obtemos:-

$$\xi_1 = \left( \frac{2N_{a2} \epsilon_1 \epsilon_2 (V_{bi} - V)}{qN_{D1} (\epsilon_1 N_{D1} + \epsilon_2 N_{A2})} \right)^{1/2} \quad (7)$$

$$\xi_2 = \left( \frac{2N_{D1} \epsilon_1 \epsilon_2 (V_{bi} - V)}{qN_{A1} (\epsilon_1 N_{D1} + \epsilon_1 N_{A2})} \right)^{1/2} \quad (8)$$

$$C = \left( \frac{qN_{D1} N_{A2} \epsilon_1 \epsilon_2}{2(\epsilon_1 N_{D1} + \epsilon_2 N_{A2})(V_{bi} - V)} \right) \quad (9)$$

A voltagem relativa suportada em cada semiconductor é:

$$\frac{V_{b1} - V_1}{V_{b2} - V_2} = \frac{N_{A2} \epsilon_2}{N_{D1} \cdot \epsilon_2} \quad (10)$$

onde  $V = V_1 + V_2$ . É aparente que as expressões acima reduzirão ao caso de homojunção, p-n, onde ambos os lados da junção tem os mesmos materiais.

No caso de heterojunções n-n os dois semicondutores acima são diferentes. (Fig.5a). Desde que a função de trabalho do semiconductor de gap largo é muito menor do que as bandas de energias, serão construídas opostamente do caso n-p. (8)

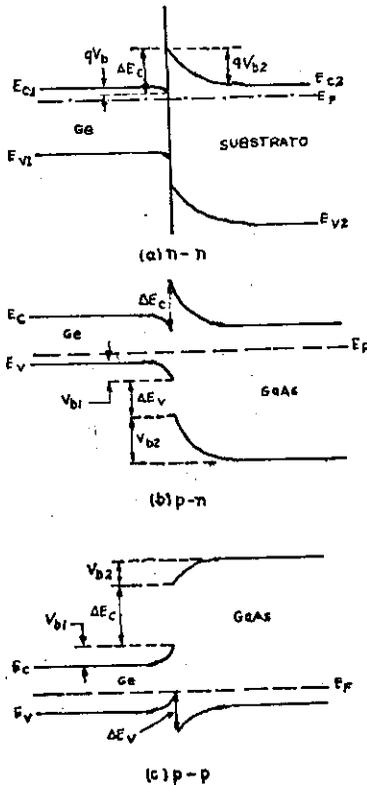


FIG.5 - a) DIAGRAMA DE ENERGIA PARA UMA HETEROJUNÇÃO ABRUPTA IDEAL N-N  
b) e c) DIAGRAMAS DE ENERGIAS P/HETEROJUNÇÕES P-N E P-P, RESPECTIVAMENTE

A relação entre  $V_{b1} - V_1$  e  $V_{b2} - V_2$ , pode ser encontrada nas condições de contorno da continuidade do deslocamento elétrico na interface. Para uma acumulação da região 1, governada pela estatística de Boltzmann, o deslocamento elétrico  $D_1$  em  $x_0$ , é dado por:-

$$D_1 = \epsilon_1 \xi_1(x_0) = 2\epsilon_1 q N_{D1} \left\{ \frac{KT}{q} \left( \exp \frac{q(V_{b1} - V_1)}{KT} - 1 \right) - (V_{b1} - V_1) \right\}^{1/2} \quad (11)$$

O deslocamento elétrico na interface para a deflexão na região 2 é dado por:-

$$D_2 = \epsilon_2 \xi_2(x_0) = \left[ 2\epsilon_2 q N_{D2} (V_{b2} - V_2) \right]^{1/2} \quad (12)$$

Equalizando as equações 11 e 12 nos fornece a relação entre  $(V_{b1} - V_1)$  e  $(V_{b2} - V_2)$  que é um pouco complicada. Entretanto, se a razão  $\epsilon_1 N_{D1} / \epsilon_2 N_{D2}$ , é da ordem da unidade e  $V_{bi} (\equiv V_{b1} + V_{b2}) \gg \frac{KT}{q}$ , nós obtemos (9)

$$\exp \left[ \frac{q(V_{b1} - V_1)}{KT} \right] = \frac{q}{KT} (V_{bi} - V) \quad (13)$$

onde  $V$  é a voltagem total aplicada e é igual a  $(V_1 + V_2)$ . Mostrada na Fig.5, os diagramas idealizados das bandas de energia em equilíbrio para a junção p-n (Fig.5b) (gap estreito tipo p e gap tipo n) e heterojunção p-p. (Fig.5.c)

Se existem estados na interface, as condições acima devem ser modificadas. A banda de energia na interface é livre para mover-se para cima e para baixo com a carga necessária, sendo composta por elétrons (ou buracos) nos estados da interface. A descontinuidade na banda de condução é ainda igual a diferença de afinidade eletrônica, portanto, a altura do topo da banda de condução acima do nível de Fermi na interface é determinado pelos estados da interface.

Os estados a interface são considerados como uma camada fina, em forma de Sandwich, entre as duas regiões de deflexão, e estes podem agir como centro de geração e recombinação.

A característica corrente-voltagem (I-V), nas heterojunções são influenciadas por vários mecanismos dependendo das descontinuidades da banda na interface e da densidade de estados na interface. Por ex., se a barreira para os buracos é muito maior que para os elétrons, então a corrente será constituída deste modo inteiramente pelos elétrons, ou se a densidade de estados na interface é muito alta, então a corrente dominante será corrente de geração-recombinação da interface. A corrente dominante pode ser também devido ao efeito de tunelamento se a largura da barreira é muito fina, ou a emissão termoiônica ocorre se a interface atua como um contacto metal-isolante.

No final de 1966, foram desenvolvidas as primeiras técnicas de preparação e estudo das heterojunções no sistema AlAs-GaAs, motivados pelo casamento dos parâmetros de rede dos dois semicondutores. A composição ternária do  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , em forma de uma liga, apresenta estabilidade química e torna-se apto para a preparação de dispositivos duráveis. Um dos dispositivos é o laser de semicondutor, de Hetero-estrutura Dupla (HD), formada por esta liga ternária, próxima a região ativa, que apresenta algumas vantagens importantes sobre os outros dispositivos lasers de semicondutores de homoeestrutura (H) e heteroestrutura simples (HS), tais como: a) confinamento de portadores na região ativa por barreiras de potencial; b) confinamento da intensidade de luz dentro da região ativa, pela redução do índice de refração fora da região ativa. No nosso trabalho, o dispositivo laser de semicondutor desta liga ternária, ora, chamado laser de heteroestrutura dupla (HD), foi usado, ao invés

de uma junção p-n simples, porque teríamos a vantagem de confinar os portadores numa região fina, após a injeção.

#### II.4. Recombinação Radiativa

Vamos considerar uma junção p-n, polarizada, onde os portadores de cada banda estão em equilíbrio térmico entre si, ocupando os estados de menor energia de cada banda. (Fig.6) - Transições estimuladas e espontâneas entre os estados da banda de condução e banda de valência e vice-versa, podem ocorrer, quando um elétron realiza uma transição da b.c. para a b.v., emitindo um fóton (espontânea), ou absorvendo um fóton, realizando transições da b.v. para a b.c. ou vice-versa (estimulada).

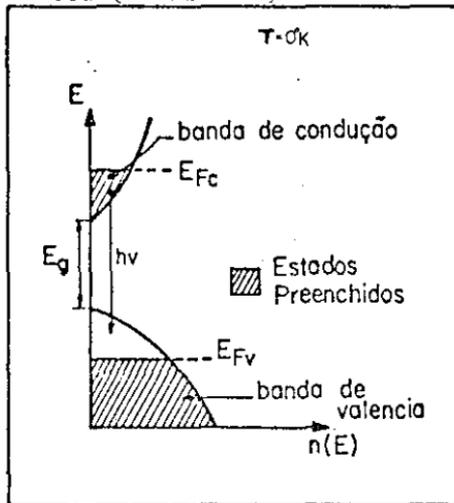


FIG.6- DIAGRAMA DE ENERGIA PELA DENSIDADE DE ESTADOS

A probabilidade de que haja um elétron num nível de energia  $E_I$ , na base b.c. é dada pela distribuição de Fermi-Dirac:

$$P_I = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_I - F_C}{KT}\right)} \quad (14)$$

e semelhantemente para um buraco na banda de valência, num nível de energia  $E_J$ ,

$$Q_J = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{F_v - E_J}{KT}\right)} \quad (15)$$

A temperatura  $T$  que aparece nas eqs (14) e (15), é a temperatura da população de portadores, nas respectivas bandas. Quando os portadores estiverem em equilíbrio com a rede, esta temperatura  $T$  é igual a temperatura da rede  $T_R$ . Se podemos criar a condição (p.cx. fotogeração (10,11)), em que a população de portadores pode ser caracterizada por uma temperatura  $T_e > T_R$ , então temos portadores "quentes". Esta condição pode ser criada, por uma perturbação externa que afeta os portadores somente, e não a rede, e as populações destes portadores é caracterizada para temperatura efetiva  $T_e$ , que é maior que a temperatura da rede  $T_R$ .

No caso de fotogeração, com fóton de energia bem maior do que a energia do gap ( $E_g$ ), os elétrons na b.c. e os buracos na b.v., são fotoexcitados para energias superiores a energia de Fermi, apresentando no equilíbrio térmico uma distribuição, caracterizada por uma temperatura efetiva  $T_e$  maior do que a temperatura da rede  $T_R$ .

Considerando que dois estados I e J, nas respectivas bandas de condução e valência, possuem energias  $E_I$  e  $E_J$ , definidas nas equações (14) e (15), e que  $P_I$  e  $Q_J$ , definem, respectivamente, as probabilidades do estado I ceder um elétron e de um estado J receber um elétron, podemos ter três processos de transição: quando um elétron vai de um estado I qualquer, do conjunto i de estados para um estado J, do conjunto j de estados, as transições são chamadas de espontânea ou estimulada, ou ainda, quando um elétron vai de um

estado J, do conjunto j de estados, para um estado I, do conjunto i de estados, a transição é chamada estimulada. (Fig.7).

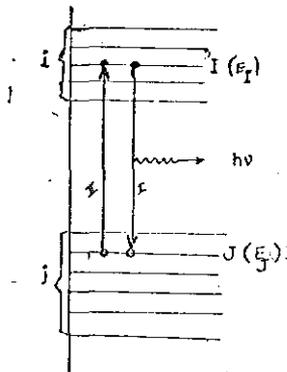


FIG. 7 - I) TRANSIÇÃO ESPONTÂNEA  
I & II) TRANSIÇÕES ESTIMULADAS

Assumimos que os estados dos elétrons restantes não serão afetados pelas transições, e o problema de muitos corpos será tratado como apenas de um corpo, e que  $E_I > E_J$ .

A razão de uma transição é definida por:-

$$P_I S_{IJ} Q_J \quad (16)$$

onde  $P_I$  e  $Q_J$ , são definidas acima e  $S_{IJ}$  é o elemento de matriz de transição. Quando a transição é de qualquer estado de  $i$  para qualquer estado de  $j$  (espontâneo ou estimulado) a razão será dada por:

$$P_I S_{IJ} Q_J \quad (17)$$

Quando a transição é de qualquer estado de  $j$  para qualquer estado de  $i$ , a razão é dada por:-

$$P_J S_{JI} Q_I \quad (18)$$

A razão total líquida será:-

$$u_{ij} = \sum_{\substack{IEi \\ JEj}} (P_I S_{IJ} Q_J - P_J S_{JI} Q_I) \quad (19)$$

No equilíbrio térmico,  $u_{ij} = 0$ , pois  $P_I S_{IJ} Q_J - P_J S_{JI} Q_I = 0$ , para qualquer I, J. Este é o princípio do balanço detalhado.

As transições radiativas, são dadas pela equação:-

$$T_{IJ} = \frac{4e^2 E_{IJ}^2}{m^2 c^3 h^2} \cdot |M_{IJ}| \begin{cases} (N_U + 1) \text{ emissão} \\ N_U \text{ absorção} \end{cases} \quad (20)$$

onde o índice  $\nu$  indica um fóton de energia  $E = h\nu \equiv E_I^0 - E_J^0$

A probabilidade de absorção é proporcional a  $N_U$  e existe um termo de emissão também proporcional a  $N_U$ . Isto é chamado de probabilidade de emissão estimulada. O termo restante independente de  $N_U$  é chamado de probabilidade de emissão espontânea, desde que não requeira a presença de um campo. Da equação (20) acima podemos concluir que a distribuição da radiação especificado pelo número de ocupação  $N_U$ , não está longe do equilíbrio térmico. Usando esta assunção podemos reobter a razão de recombinação:-

$$u_{ij} = \sum_{IJ} P_I S_{IJ} Q_J (1 - X_{IJ}) = P_{ij} (1 - e^{F_j - F_i}) \quad (21)$$

onde

$$P_{ij} \equiv \sum_{IJ} P_I S_{IJ} Q_J \quad (22)$$

é a razão total de transição direta, e  $X_{IJ} = e^{F_j - F_i}$  é uma quantidade que depende somente dos quase-níveis de Fermi dos dois grupos de estados envolvidos na transição, e não de cada estado.

A relação entre a razão direta e inversa:-

$$\frac{\text{razão de transição inversa}}{\text{razão de transição direta}} = e^{F_j - F_i} = X_{IJ} \quad (23)$$

desaparece no equilíbrio quando  $F_j = F_i = F_0$

As somatórias em (21) são principalmente de dois tipos:- a) sobre todos os estados que estão vazios na b.c. ou os estados cheios na b.v.; b) sobre os estados localizados nos centros  $r$  de elétrons. Usando um argumento baseado na eq.(20), obtemos os factores de probabilidade de transição:-

$$\begin{aligned} u_{IJ}^{(st)} &= B_{IJ} \cdot N_v \cdot P_I \cdot Q_J \\ u_{IJ}^{(abs)} &= B_{IJ} \cdot N_v \cdot P_J \cdot Q_I \\ u_{IJ}^{(sp)} &= B_{IJ} \cdot P_I \cdot Q_J \end{aligned} \quad (24)$$

onde

$$B_{IJ} \equiv \frac{4e^2 \mu E}{m^2 c^3 \hbar^2} \cdot \frac{|M_{IJ}|^2}{\quad} \quad (25)$$

A soma agora é feita sobre todos os estados  $I$  e  $i$  e  $J$  e  $j$ , onde  $i$  e  $j$  denotam os grupos de estados especificados pelos níveis de Fermi  $\mu_i \equiv KTF_i$  e  $\mu_j \equiv KTF_j$ . Assumimos que a energia do fóton absorvida ou emitida como uma variável e as expressões (24) multiplicadas por um  $n^\circ$  de estados simples de elétrons  $g_{IJ}(E)dE$ , os quais contribuem para a emissão de um fóton no range de energia  $E, E + dE$ . A emissão e a absorção é tomada dentro de um ângulo sólido. Com isso obtemos a razão de recombinação espontânea por unidade de volume, usando as equações (24) e (25).

$$Y_{ij}^{(SP)} = \sum_{IJ} \frac{4\mu e^2 E}{V m^2 c^3 \hbar^2} \frac{|M_{IJ}|^2}{\quad} g_{IJ}(E) P_I Q_J \delta_{E_i - E_j, E} \quad (26)$$

Assumindo que o número de ocupação  $N_0$  de um modo de frequência, podemos relacionar a razão de recombinação espontânea, com a estimu

lada da forma:

$$\gamma_{ij}^{(ST)} = \left( 1 - e^{(F_j - F_i + E)/KT} \right) \gamma_{ij}^{SP} \quad (27)$$

Para calcularmos as recombinações (26) e (27), são necessárias as assunções: a) identificar quais os estados eletrônicos que participam das transições (i.e.: função de onda e energia...); b) calcular o elemento de matriz  $M_{IJ}(E)$  e c) a densidade de estados, e os quase-níveis de Fermi. As transições possíveis para um semicondutor de banda direta, puro ou com impurezas são quatro: banda-banda, banda de condução-aceitador, doador-banda de valência e doador-aceitador, como ilustrada na Fig.8.

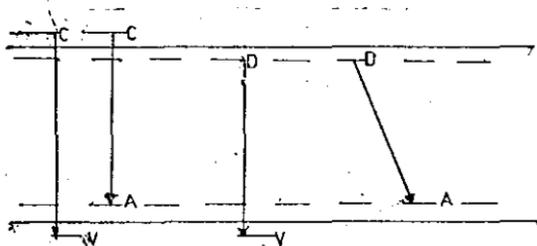


FIG. 8 - TRANSIÇÕES RADIATIVAS POSSÍVEIS PARA SEMICONDUTOR DE BANDA DIRETA, PURO OU COM IMPUREZAS.

As equações (26) e (27), são somadas sobre todos os estados iniciais e finais (denotados por I e J, respectivamente) que contém a energia E de um fóton. Convertendo as somas resultantes em integrais, obtemos em geral a razão média de emissão por unidade de volume por unidade de range de energia. Considera-se a média sobre todas as polarizações e direções do vetor de onda  $\vec{k}$ , do fóton.

Considerando a recombinação banda a banda e a conservação do vetor de onda  $\vec{k}$ , e calculando o elemento de matriz, com regras de seleção, podemos obter as razões de emissão espontânea e estimulada:

$$\gamma_{st}(E) = AE(E - E_g)^{1/2} \left[ \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{m_v}{m_c + m_v} \frac{E - E_g}{KT} - \frac{f_c}{KT}\right)} - \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{-m_c}{m_c + m_v} \frac{E - E_g}{KT} + \frac{f_v}{KT}\right)} \right] \quad (28)$$

$$\gamma_{sp}(E) = AE(E - E_g)^{1/2} \left[ \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{m_v}{m_c + m_v} \frac{E - E_g}{KT} - \frac{f_c}{KT}\right)} \right] \times \left[ 1 - \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{-m_c}{m_c + m_v} \frac{E - E_g}{KT} + \frac{f_v}{KT}\right)} \right] \quad (29)$$

$$\text{onde } A = \frac{4Ne^2\theta}{m^2 \nu^2 c^3 \pi^2} \left( \frac{\alpha}{\hbar} \right)^{3/2}$$

Tomando-se a razão de emissão espontânea (eq.29) e como no nosso caso, considerando a emissão do fóton de alta energia, podemos fazer algumas aproximações (12), fazendo:

$$\exp\left(\frac{m_v}{m_c + m_v} \frac{E - E_g}{KT}\right) \gg 1 \quad (30)$$

$$\exp\left(\frac{-m_c}{m_c + m_v} \frac{E - E_g}{KT}\right) \ll 1$$

como também os fatores  $\frac{f_c}{KT}$  e  $\frac{f_v}{KT}$  são desprezíveis, frente as aproximações feitas, então, a razão de emissão espontânea pode ser escrita da forma,

$$\gamma_{sp}(E) = AE(E - E_g)^{1/2} \exp\left[-(E - E_g)/KT\right] \quad (31)$$

O fator  $KT$ , que aparece na eq.31,  $K$  é a constante de Boltzmann e  $T$  é a temperatura efetiva, que caracteriza a distribuição de portadores no equilíbrio térmico.

## - CAPÍTULO III -

MONTAGEM EXPERIMENTAL, DADOS E MEDIDAS

Neste capítulo, faremos uma descrição do sistema experimental usado para a obtenção de dados, assim como procuramos descrever os tipos de amostras. Apresentamos ainda, os dados obtidos, com as interpretações de cada um.

III.1. Amostras Usadas

Todas as amostras usadas foram diodos lasers de semicondutores  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , Heteroestrutura-Dupla, cujas características são apresentadas na Fig.9

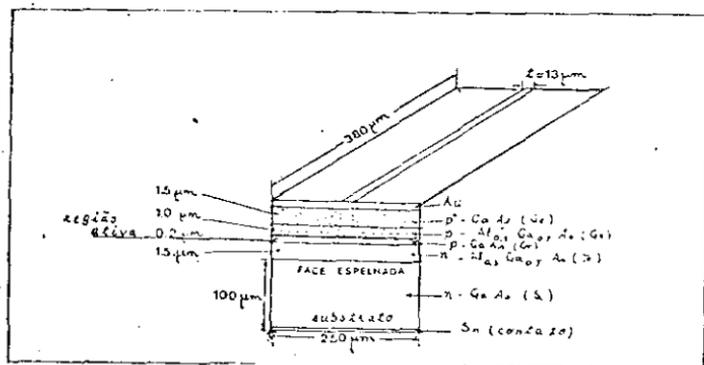


FIG.9 - DIODO LASER DE SEMICONDUTOR DE HETEROESTRUTURA DUPLA (HD)

Estes lasers de semicondutores são operados a temperatura ambiente, com baixa corrente de limiar, sendo dispositivos de semicondutores de alta importância para comunicações óticas, devido as propriedades apresentadas anteriormente. São crescidos epitaxialmente, com alta dopagem, cujas dimensões são 250μm de largura, 380μm de comprimento por ≈ 105μm de espessura, que compreende um substrato

n-GaAs de 100 $\mu$ m, uma camada AlGaAs-n, de 1,5 $\mu$ m, região ativa 0,2 $\mu$ m de GaAs-p, outra chamada AlGaAs 1,0 $\mu$ m e por último uma camada AlGaAs-p de 1,5 $\mu$ m, com os respectivos contatos do lado do substrato de Sn e do outro lado de Au. Usamos estes lasers em nosso trabalho porque ele forma uma heterojunção, que envolve os processos de injeção de portadores através de pulsos de corrente.

### III.2. Sistema Experimental

Apresentamos na Fig.10, um diagrama de bloco do sistema experimental usado para a obtenção dos dados, que envolve um conjunto de controle de temperatura, e outro de espectroscopia das radiações emitidas pela amostra e conseqüente obtenção dos dados.

Cada unidade do sistema experimental teve a seguinte função em nosso trabalho:-

1. Compressor de He-CSA-202- da Air Products and Chemicals Inc., comprime o He, a pressão da ordem de 320 psig que irá expandir-se na ponta fria, retornando ao compressor, com uma pressão de 110 psig, controlado pelos manômetros inerentes ao compressor.
2. Bomba de vácuo - Leybold-Heraeus - necessária para manter o isolamento térmico da ponta fria. Vácuo da ordem de  $10^{-5}$  a  $10^{-6}$  Torr.
3. Controlador de Temperatura - Displex - Air Products Chemicals Inc., possui dois sensores, um para altas temperaturas e outro para baixas temperaturas. O controle de temperatura é feito através de um "Heater", que mantém a temperatura fixa num range de 10°K a 300°K.
4. Voltímetro Digital - da Keithley Instruments - Mede a tensão no termopar de Au-Cr, que faz a referência no ponto de gelo fundente.

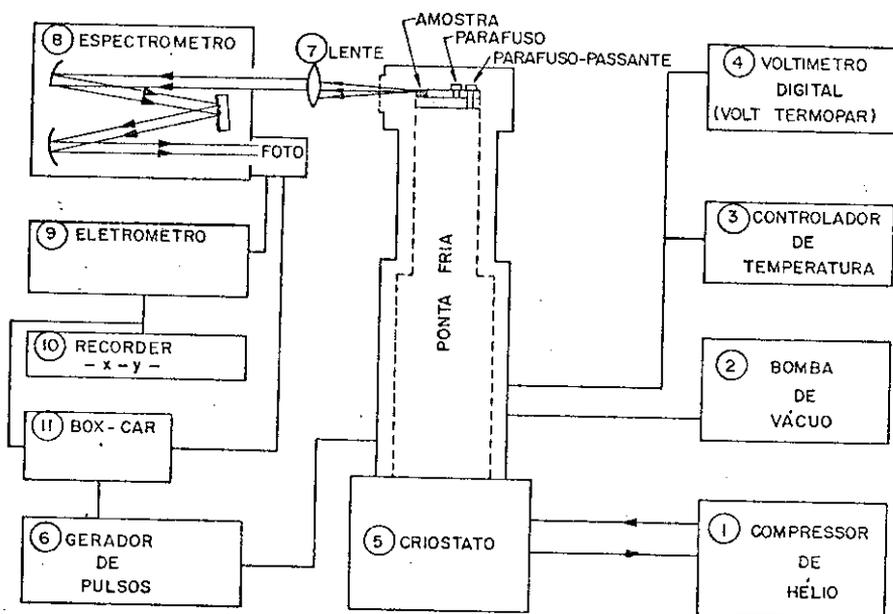


FIG. 10 - SISTEMA EXPERIMENTAL

5. Criostato - CSA - 202 - Air Products Chemicals Incorporation - onde se processa o resfriamento, constituído de dois estágios, onde o 1º estágio resfria até 40°K e o 2º de 40°K até 10°K. O 2º estágio é constituído de um "dedo frio", que é resfriado pela expansão de He, no seu interior, através do compressor 1. Neste "dedo frio", estão enrolados os sensores, termopar, heater e um cabo "coax" que injetamos corrente no laser. O laser é montado num "heat sink", de cobre para melhor escoamento térmico, que por sua vez é acoplado ao "dedo Frio". A cabeça do criostato é dotada de uma janela de vidro comum, a fim de não absorver radiação emitida pelo laser. Esta janela é adaptada, podendo ser trocada por qualquer outra de substância diferente, quando se deseja, filtrar a radiação, que não é o nosso caso.
6. Gerador de Pulsos - HP - Mod.214-A - com range de frequências de 0,01 a 100KHz, responsável pela geração de pulsos, com largura de 100ns e 200ns, usados na nossa experiência.
7. Lente com distância focal 5cm, usada na focalização da radiação na fenda do espectrômetro.
8. Espectrômetro - (SPEX - 1704) - com grade de 1200 g/mm, com scanning speed.
9. Electrometer- Mod. 610-C - da Keithley Instruments - usado na obtenção do espectro médio - amplifica o sinal da Fotomultiplicadora RCA-GaAs, adaptada ao Espectrômetro.
10. Recorder HP - Mod. 7100-BM - usado no registro do spectro.
11. Box - Car - da PAR Instruments - Mod. 162 - Averager - Com cabeças Sampling e Integrator - usado na obtenção de espectros com variação da largura de pulsos.

A princípio a montagem do sistema experimental foi simples. Mas ao obtermos os nossos dados foram necessários várias medidas preliminares, uma vez que o alinhamento do sistema é bastante crítico. Um dos nossos maiores problemas durante a obtenção dos dados, foram as medidas para correntes baixas, quando foram necessários usar as máximas sensibilidades dos aparelhos, tais como o eletrometro e integrador, pois, qualquer luz externa e ruído elétrico afetaria nossas medidas. Para evitar a luz externa, embora trabalhando em ambiente escuro, usamos ainda um pano preto, opaco, que protegia a entrada de luz externa pela fenda, com abertura máxima, do espectrômetro. Para evitar ruídos elétricos, procuramos estabilizar a tensão elétrica do sistema e ainda os dados foram obtidos em horários adequados, período noturno, a fim de evitar oscilações elétricas. A janela do criostato, como foi dito antes, foi trocada por vidro comum plano, a fim de evitar qualquer absorção da radiação.

### III.3. Medidas

- a) Medidas da Intensidade da emissão espontânea em função da energia do foton emitido, com variações de corrente e uma largura de pulso constante

Estas medidas foram feitas para vários lasers de Heteroestrutura dupla, que são relacionados a seguir: H-213 B, H-440-T, H-213-A, e H-330. As variações de correntes foram de 40 mA a 1,6A. Não fizemos medidas para correntes mais altas, a fim de evitar a degradação do laser. A largura dos pulsos usados foram de 200ns e 100ns, com frequência de 5KHz para correntes baixas até 100mA e da ordem de 2KHz e 1KHz para correntes até 1,6A.

- b) Medidas da intensidade da emissão espontânea em função da energia do foton emitido, com corrente fixa e variação da largura de pulso

Para alguns lasers foram feitas estas medidas, que são

bastante críticas, quando usamos um Box-Car, para fazermos medidas ponto a ponto de um pulso de largura fixa 200ns. As medidas foram obtidas, com o portão do Box-Car, nas posições de 50ns, 100ns e 200 ns. Nestas medidas visamos verificar o aquecimento da rede que é inferior aos dos portadores, à medida que aumentamos a corrente de injeção.

#### III.4. DADOS EXPERIMENTAIS

O espectro de emissão do semiconductor (Fig.13a-b) é obtido quando se coleta a radiação espontânea e é analisado pelo espectrômetro, que por sua vez, faz uma varredura do espectro que é detectado pela fotomultiplicadora (GaAs), que envia um sinal ao eletrômetro ou ao integrador, sendo grafado pelo registrador x-y. Para cada comprimento de onda temos uma intensidade relativa da radiação. Grafamos pontos num intervalo de 12,5 Å e 25,0 Å de ponto a ponto, que é convertido em eV, contra o logaritmo da intensidade relativa em unidades arbitrárias. A razão de emissão espontânea (eq.31) e supondo a injeção de portadores na junção, dada pela equação (6), então a intensidade da emissão espontânea pode ser escrita da forma:

$$I = I_0 \exp (-\epsilon/KT) \quad (32)$$

Tomando o logaritmo de ambos os lados da equação, temos:

$$\ln I = \ln I_0 - \epsilon/KT \quad (33)$$

onde K é a constante de Boltzmann e T é a Temperatura Efetiva dos portadores. O fator  $1/KT$  é a inclinação da reta. Portanto, podemos determinar a temperatura efetiva diretamente da reta acima - (eq.33). As Figs. 11, 12, 13 e 14, mostram a variação da temperatura para cada corrente de injeção. No caso de fotogeração<sup>(10,11)</sup> verificamos que o relacionamento da forma:  $F \exp (-T_0/T_e)$ , estão de acordo com os dados para altas intensidades de excitação.

A alta energia dos portadores é perdida, principalmente, por dois processos competitivos, chamados emissão de fonons ópticos e colisões com outros portadores. O último processo aumenta a temperatura dos portadores, que são termalizados entre si devido a estas colisões. Portanto no nosso caso acreditamos que a termalização entre os portadores deva ser através das colisões entre si. A distribuição desses portadores é caracterizada pela temperatura efetiva  $T_e$ , principalmente, a altas correntes, quando os nossos dados estão de acordo com os de fotogeração.

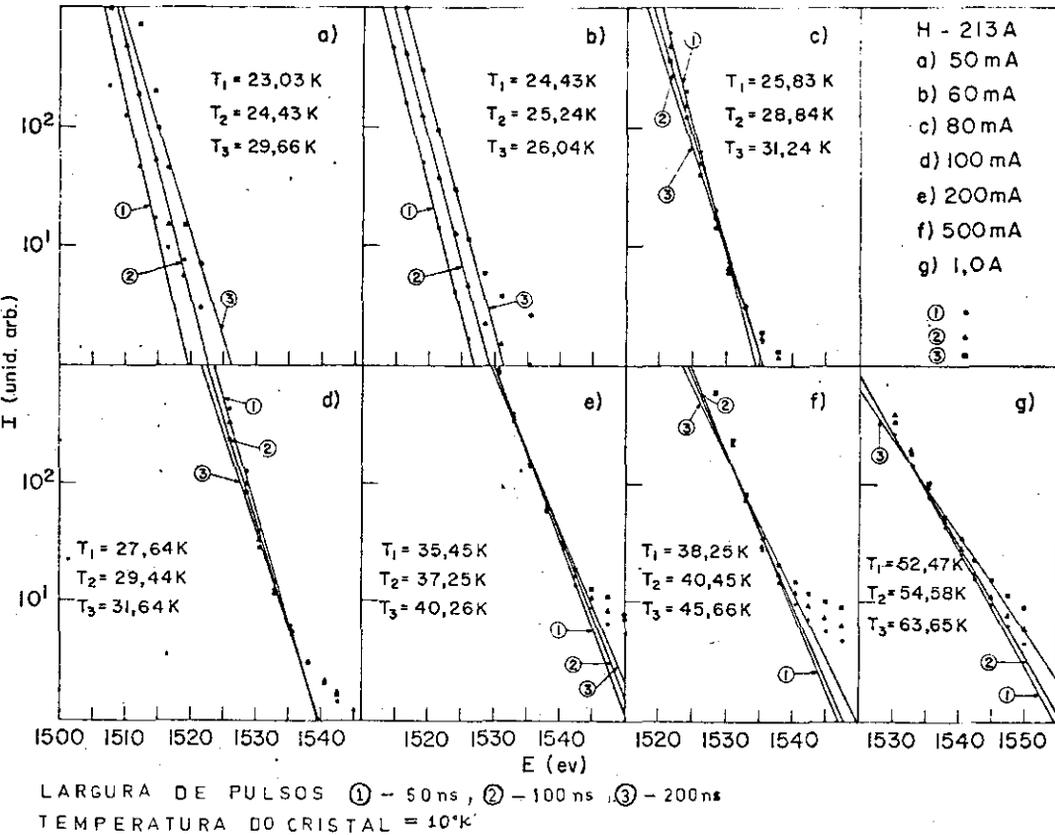


FIG.11 - GRÁFICOS DE  $\ln I \times \text{ENERGIA}$ , PARA CORRENTES DE 40mA a 1,0A  
 PARA AMOSTRA H-213A

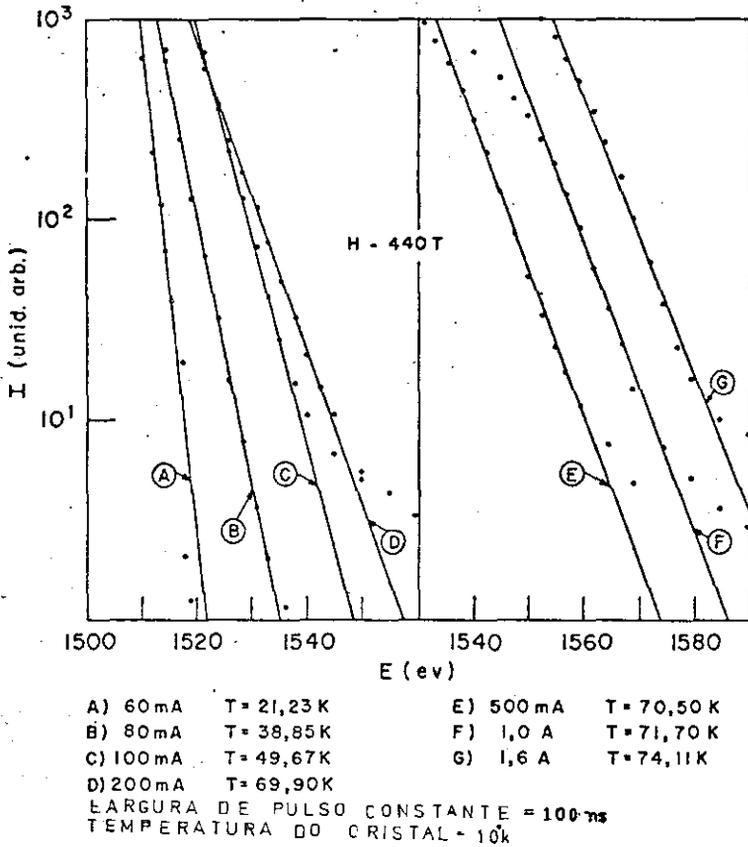


FIG.12 - GRÁFICOS DO  $\ln-I \times$  ENERGIA, PARA CORRENTES 60mA A 1,6A  
PARA A AMOSTRA H-440-T

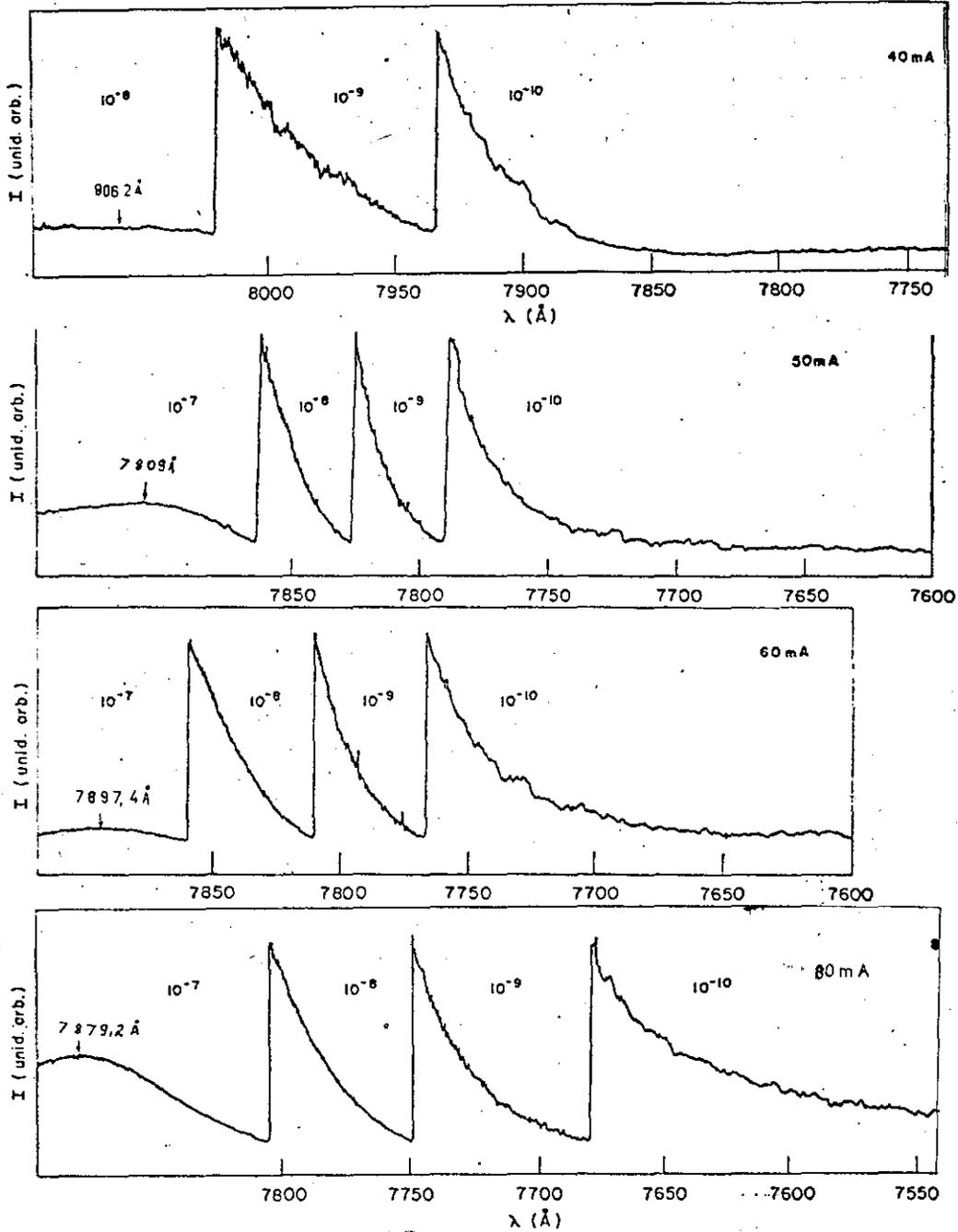


FIG. 13A

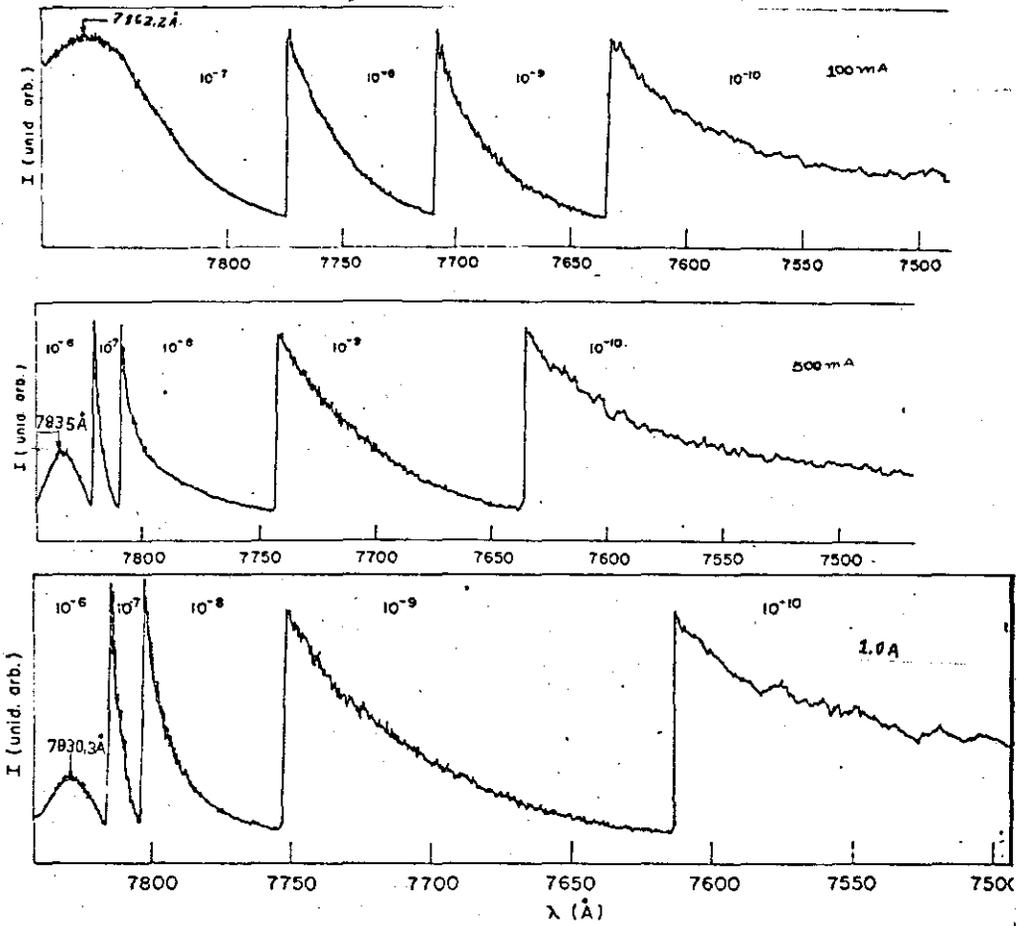


FIG. 13b - ESPECTROS DA EMISSÃO EXPONTÂNEA, NA REGIÃO DE ALTA ENERGIA, DA AMOSTRA H-213B, COM UMA FOTOMULTIPLICADORA DE GAAS, E FENDA DE 3,0mm PARA MEDIDAS ATÉ 100 mA, E 2,0mm PARA MEDIDAS ATÉ 1,6 A.

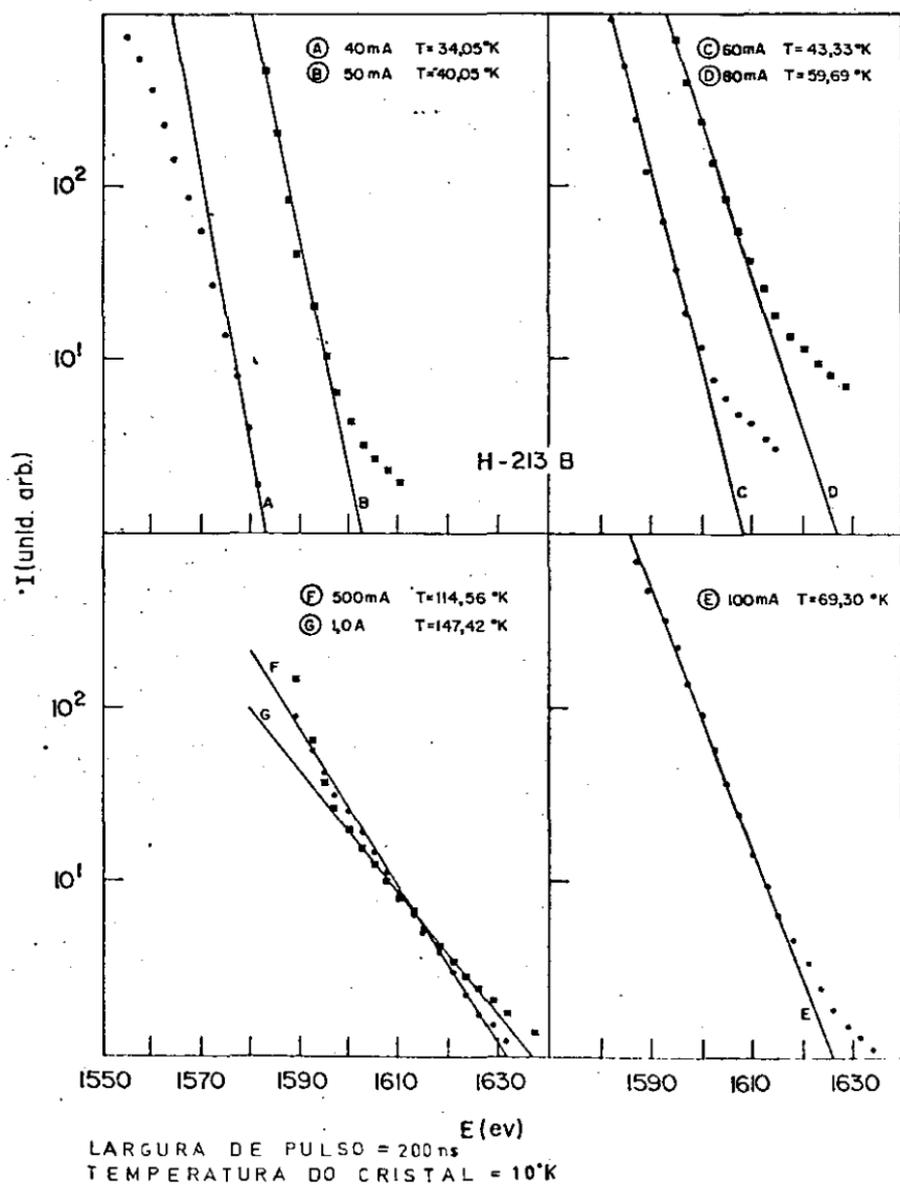


FIG.14 - GRÁFICOS DE  $\ln-I \times$  ENERGIA, PARA CORRENTES DE 40mA A 1,0A  
 PARA A AMOSTRA H-213-B

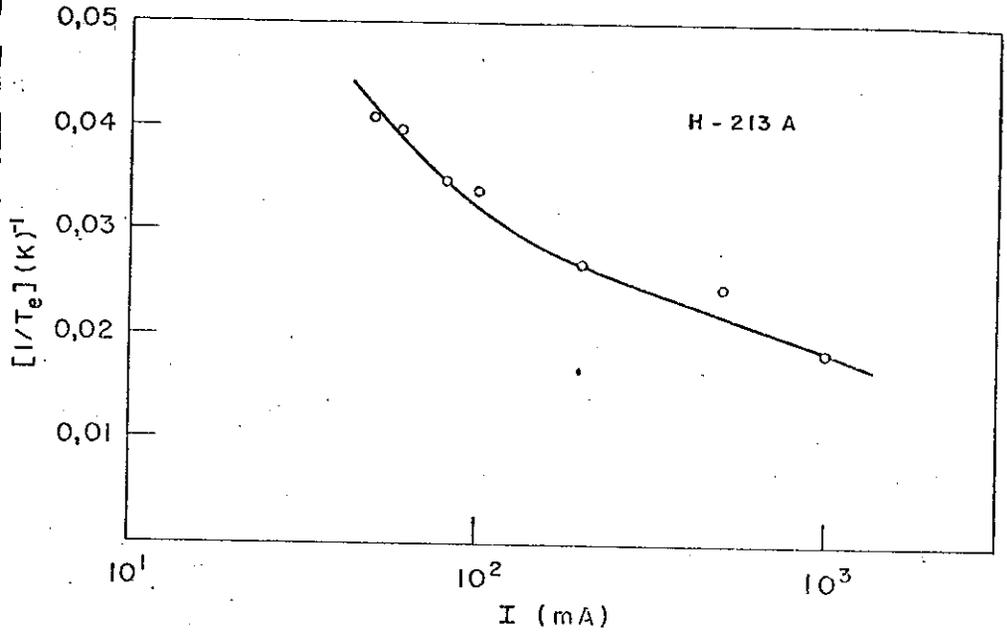


FIG. 15 - Gráfico de  $1/T_c$  pela  $\ln I$  (mA), para a amostra H-213A

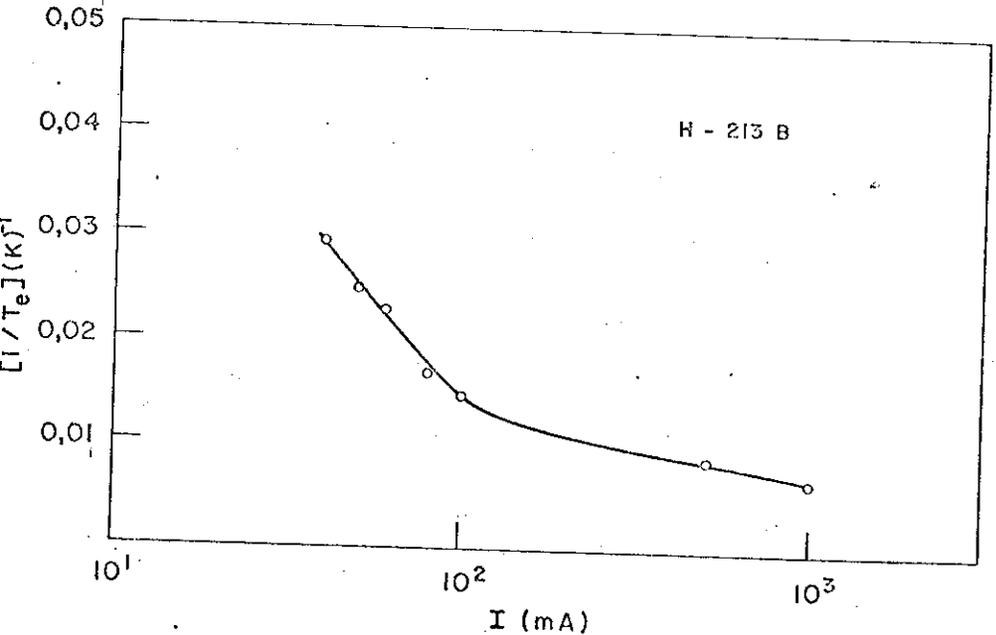


FIG.16 - Gráfico de  $1/T_c$  pelo  $\ln I$  (mA) para a amostra H-213B

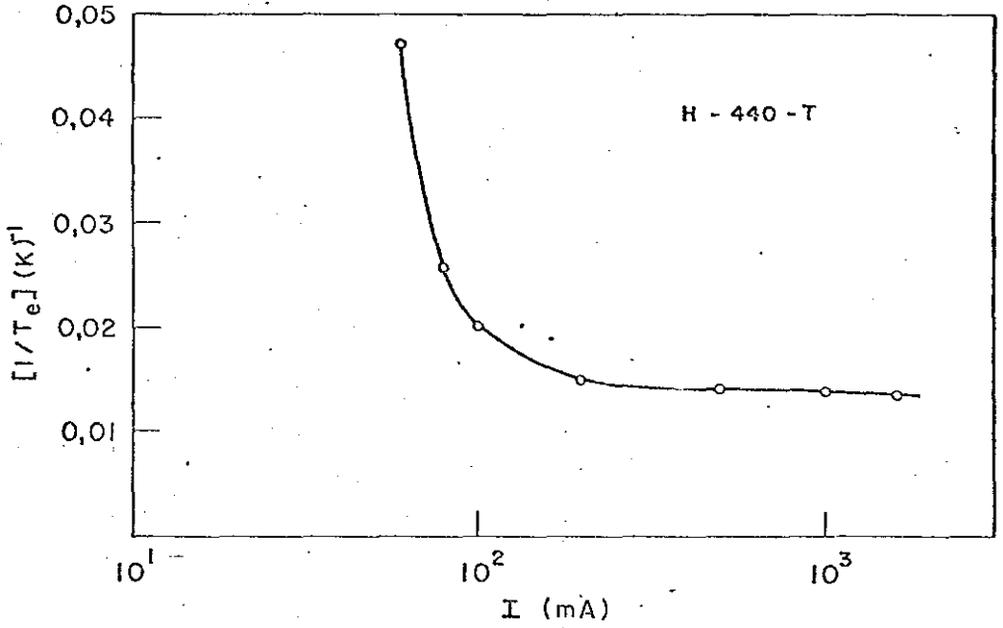


FIG.17

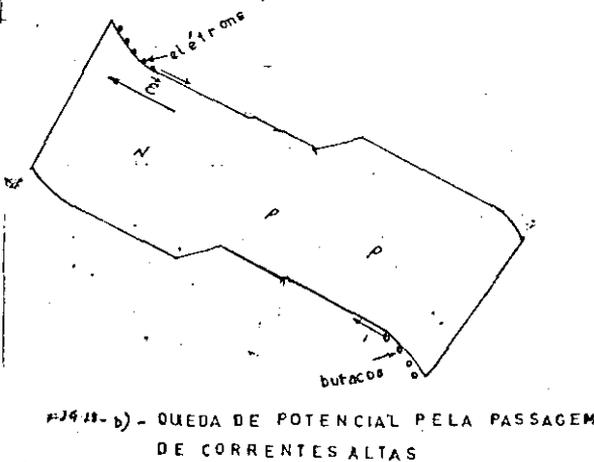
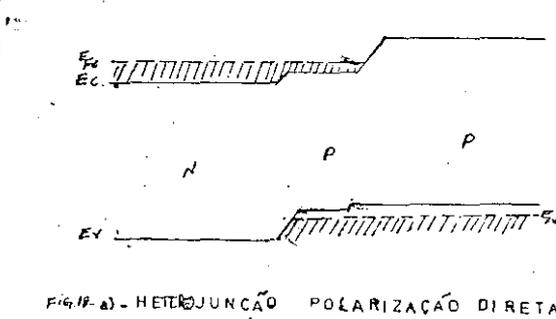
Gráfico de  $1/T_e$  pelo  $\ln I$  (mA), para a amostra H-440T

## - CAPÍTULO IV -

CONCLUSÃO

Neste capítulo, apresentamos uma tentativa de explicação do fenômeno observado, baseado nos resultados experimentais. Acreditamos que os portadores, os elétrons na região n (substrato) e os buracos na região p (camada epitaxial), são acelerados, antes de serem injetados na junção p-n. Esta aceleração seria causada por um campo elétrico existente, devido a queda de potencial, nestas regiões, pela passagem de correntes altas (Fig.18a e 18b)

Quando injetados na região ativa, os portadores devem atingir o equilíbrio térmico entre si, apresentando uma distribuição caracterizada por uma temperatura maior que a temperatura da rede, e por isso os portadores devem ser "quentes".



Quanto maior a corrente injetada, maior deve ser a energia cinética adquirida pelos portadores antes de atingir a região ativa, e conseqüentemente maior deve ser a temperatura efetiva dos portadores injetados. Isto é observado experimentalmente. Acreditamos ainda que a temperatura medida, não é a temperatura real dos portadores, pois antes de emergir, a radiação sofre efeitos de absorção no próprio material. Mas como o coeficiente de absorção aumenta com a energia do fóton (Fig.19), o efeito desta absorção deve deformar os dados de maneira tal que indique uma temperatura efetiva menor que a real (Fig. 20).

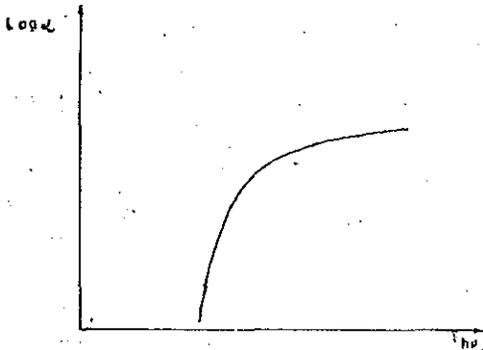
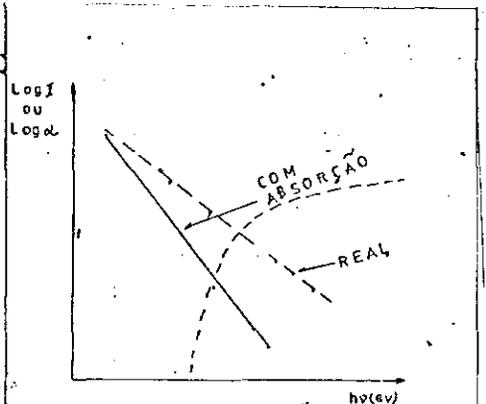


FIG.19-CURVA DE ABSORÇÃO



DEVIDO A ABSORÇÃO  
DO MATERIAL A  
TEMPERATURA EFETIVA  
NÃO É A REAL

FIG.20- DIAGRAMA ESQUEMÁTICO

Posteriormente, deverá ser verificado tal fato, pois é possível e liminar a absorção, fazendo um buraco no substrato do diodo laser de semiconductor, até a região ativa, e com isso, colher a totalidade da radiação emitida, sem o efeito de absorção.

## REFERÊNCIAS

1. W.G.Oldham, A.G.Milnes, Solid State Elect., 6,121-132 (1963)
2. A.G.Milnes, D.L.Feucht "Heterojunctions and metal-semiconductor Junctions" - cap.4, pag.95, (Academic Press, 1972).
3. S.S.Perlman, D.L.Feucht, Solid State Elect., 7, 911-923 (1964)
4. W.G.Oldham and A.G.Milnes, "Interface States in Abrupt Semiconductor Heterojunctions" , Solid State Elect., 7,153 (1964)
5. R.L.Anderson, "Experiments on Ge-GaAs Heterojunction", Solid State Elect., 5,341 (1962)
6. L.L.Chang, "Comments on the Junction Boundary Conditions for Heterojunctions", J.Appl, Phys., 37,3908 (1966)
7. L.L.Chang, "The Conduction Properties of Ge-GaAs  $P_x$  n-n Heterojunctions", Solid State Elect., 8, 721 (1965)
8. Mesma referência 7.
9. Mesma referência 7.
10. Shah, J and Leite, R.C.C, - "Radiative Recombination From Photoexcited Hot Carriers in GaAs", Phys.Rev.Let - 22-24, 1304 (1973)
11. Menezes, E.A. - Tese de Doutorado - IFGW, UNICAMP - Julho de 1973
12. Mooradian, A and Fan, H.Y. "Recombination Emission in InSB", Phys. Rev., 148,2, (1966)

...''''...