

UM ESTUDO DO LASER COM PERFIL DE GANHO INVERTIDO (LPGI)

Este exemplar corresponde à redação final da Tese defendida pelo aluno José Fernando Trevisan Giglio e aprovada pela comissão julgadora.

Campinas, 25 de junho de 1992.

Manoel J. S. de Carvalho

ALUNO: José Fernando Trevisan Giglio

Orientador: Dr. Mauro Monteiro Garcia de Carvalho

Junho - 1991

AGRADECIMENTOS

Aos Professores Mauro M. G. de Carvalho e N. B. Patel pela orientação;

Aos amigos do LPD, que sempre me ajudaram;

A Glacir, Mônica, Plínio, Maurão e Zé Emílio.

Ao CPqD-TELEBRAS pelos materiais fornecidos, utilização do sistema Polaron e suporte financeiro.

A FAPESP e ao CNPq pelo suporte financeiro.

Dedico esta tese a meus pais, a minhas irmãs e a tia Lysia.

INDICE

	Pg.
I - Introdução	1
II - Concentração de Portadores na Região	
Ativa do LPGI	3
II.1 - Equações para a Concentração de Portadores	4
II.2 - Laser com Perfil de Ganho Invertido	10
III - Fabricação e Caracterização do LPGI	25
III.1 - Caracterização dos Cristais Utilizados na Fabricação do LPGI	25
III.2 - Fabricação do LPGI	32
III.3 - Caracterização dos Lasers	53
IV - Discussão e Conclusão	61
Referências	66

INTRODUÇÃO

Lasers de semicondutor são dispositivos que têm diversas aplicações, sobretudo em comunicação ótica [1].

Assim, é importante que estes dispositivos tenham sua operação otimizada. Um dos pontos de interesse é a obtenção de uma característica linear, durante a emissão laser, entre a intensidade luminosa P e a corrente injetada I , pois dessa forma pode-se utilizar o dispositivo com maior precisão na análise e transmissão de informações.

É de fundamental importância [2] na característica $P \times I$ dos dispositivos laser o confinamento de radiação na direção paralela à junção e aos espelhos do dispositivo (confinamento lateral), pois mudanças deste confinamento com a corrente injetada podem provocar alterações na posição de saída do feixe laser, através dos espelhos, o que causa não-linearidade na curva $P \times I$ [2].

No Laser com Perfil de Ganho Invertido (LPGI) idealizado por F. C. Prince e N. B. Patel, cuja estrutura é mostrada na figura 2.1, temos um eficiente mecanismo de confinamento lateral que é obtido através de um batente lateral de índice de refração real. O dispositivo apresentado aqui é uma versão modificada do originalmente feito [3]. No LPGI a corrente de portadores minoritários que é injetada na camada ativa, através da região tipo p mostrada na figura 2.1, aumenta com a posição lateral.

Dessa forma, também aumenta lateralmente a concentração de portadores na camada ativa.

Com isto há uma diminuição [4] do índice de refração real do material, havendo então a formação de um batente lateral de índice de refração real cujo máximo situa-se no centro do dispositivo.

Assim, quando a corrente injetada aumenta, também aumenta o gradiente de concentração de portadores na região ativa e conseqüentemente o batente de índice de refração real. Este batente confina a radiação gerada na região ativa do dispositivo, mantendo o feixe de luz laser lateralmente fixo.

No capítulo II calculamos perfis de portadores na região ativa do LPGI como função de parâmetros do dispositivo.

No capítulo III descrevemos o processo de fabricação do LPGI e apresentamos resultados da caracterização de alguns dispositivos feitos.

No capítulo IV temos as conclusões do trabalho apresentado em II e III.

CONCENTRAÇÃO DE PORTADORES NA REGIÃO ATIVA DO LPGI

A concentração de portadores na região ativa de um laser de semicondutor está ligada a diversas propriedades desse dispositivo, tais como guiamento e seleção modal, corrente de limiar e característica intensidade luminosa versus corrente injetada, entre outras. Assim, é importante conhecer a relação funcional entre concentração de portadores e corrente injetada na região ativa do dispositivo. Esta relação até o final da década de setenta foi obtida para lasers de heteroestrutura dupla (lasers DH) ou como uma adaptação da solução encontrada por Joyce [5-7] para lasers de contato de faixa de homoeestrutura ou através da utilização de uma forma imposta para a corrente lateral [8] (paralela à junção). Estes modelos, no entanto, são falhos devido à utilização [9] da equação de Shockley para determinar a corrente injetada na região ativa ou por assumirem uma equação de difusão que não leva em conta o efeito do campo elétrico lateral naquela região [10].

Assim, para calcular a densidade de corrente de portadores minoritários injetados na camada ativa do laser DH, tanto Joyce [11] quanto Wilt e Yariv [9] abandonam a equação de Shockley e propõem a utilização da equação de Laplace. Porém, enquanto Wilt e Yariv [9] resolvem numericamente as equações de

corrente e continuidade para determinar a concentração de portadores na camada ativa. Joyce [10] propõe um novo modelo difusivo onde o efeito do campo elétrico lateral é incorporado ao coeficiente de difusão.

Neste capítulo propomos uma equação ambipolar de transporte para descrever os portadores na região ativa do laser de semicondutor e mostramos que o modelo de Joyce [10] é um caso particular dessa equação quando as mobilidades dos portadores são constantes.

II.1 - Equações para a Concentração de Portadores

Uma equação ambipolar de transporte é aquela que através de um coeficiente de difusão efetivo, ou ambipolar, igual para elétrons e buracos, representa os efeitos de difusão e campo elétrico sobre os portadores como um processo puramente difusivo.

A equação ambipolar tradicionalmente utilizada para descrever a concentração de portadores na região ativa do laser de semicondutor foi proposta por van Roosbroeck [12]. No entanto, a condição utilizada por van Roosbroeck [13] de que as taxas de geração de portadores majoritários e minoritários sejam iguais não se aplica à camada ativa do laser de semicondutor. Dessa forma a equação não deveria *a priori* ser utilizada.

As densidades de corrente de elétrons, $\vec{J}_n$ e buracos, $\vec{J}_p$, podem ser escritas num semicondutor como [14,15]

$$\vec{J}_n = \mu_n n \nabla E_n \quad (2.1)$$

$$\vec{J}_p = -\mu_p p \nabla E_p \quad (2.2)$$

onde

n = concentração de elétrons;

p = concentração de buracos;

μ_n = mobilidade dos elétrons;

μ_p = mobilidade dos buracos;

E_n = nível de Fermi dos elétrons;

E_p = nível de Fermi dos buracos.

Os níveis de Fermi podem ser escritos com relação às bandas de condução (E_c) e valência (E_v) da seguinte forma [16]:

$$E_n - E_c = kTf_n \quad (2.3)$$

$$E_p - E_v = kTf_p \quad (2.4)$$

onde

k = constante de Boltzmann,

T = temperatura em Kelvin,

e sendo as séries

$$f_n = \ln \frac{n}{N_c} + \sum_{m=1}^{\infty} A_m \left(\frac{n}{N_c} \right)^m \quad (2.5)$$

$$f_p = \ln \frac{p}{N_v} + \sum_{m=1}^{\infty} A_m \left(\frac{p}{N_v} \right)^m \quad (2.6)$$

funções inversas da integral de Fermi-Dirac para bandas parabólicas: f_n e f_p referem-se às bandas de condução e valência respectivamente. As constantes $N_c = 4,3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ e $N_v = 8,3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ são as densidades de estado efetivas das bandas de condução (N_c) e valência (N_v) para o GaAs [17], e os primeiros A_i 's são dados por [17]

$$A_1 \simeq 3,5355 \cdot 10^{-4}, \quad (2.7a)$$

$$A_2 \simeq -4,9500 \cdot 10^{-8}, \quad (2.7b)$$

$$A_3 \simeq 1,4838 \cdot 10^{-6}, \quad (2.7c)$$

$$A_4 \simeq -4,4256 \cdot 10^{-6}. \quad (2.7d)$$

Substituindo (2.3) em (2.1) e (2.4) em (2.2), e notando

que o campo elétrico de deriva, $\vec{E}$, pode ser escrito como

$$\vec{E} = q^{-1} \nabla E_c = - q^{-1} \nabla E_v \quad (2.8)$$

sendo q = módulo da carga do elétron, obtemos

$$\vec{J}_n = q\mu_n n \vec{E} + kT\mu_n \epsilon_n \nabla n, \quad (2.9)$$

$$\vec{J}_p = q\mu_p p \vec{E} - kT\mu_p \epsilon_p \nabla p, \quad (2.10)$$

onde

$$\epsilon_n = n \frac{df_n}{dn}, \quad (2.11)$$

$$\epsilon_p = p \frac{df_p}{dp}. \quad (2.12)$$

Sendo a densidade total de corrente dada por

$$\vec{J} = \vec{J}_n + \vec{J}_p, \quad (2.13)$$

e existindo neutralidade de cargas, expressa por

$$n - n_0 = \Delta n \equiv \Delta p = p - p_0, \quad (2.14)$$

onde Δn e Δp são as concentrações de elétrons e buracos em excesso, respectivamente, e n_0 e p_0 as correspondentes concentrações de elétrons e buracos no equilíbrio, podemos escrever, a partir de (2.9-10) e (2.13-14):

$$\vec{E} = \frac{\vec{J}}{q(\mu_n n + \mu_p p)} - kT \frac{(\mu_n \epsilon_n - \mu_p \epsilon_p)}{q(\mu_n n + \mu_p p)} \nabla p. \quad (2.15)$$

Com as expressões (2.14-15) as densidades de corrente de elétrons e buracos podem ser reescritas como

$$\vec{J}_n = \frac{\sigma_n}{\sigma} \vec{J} + qD_e \nabla n, \quad (2.16)$$

$$\vec{J}_p = \frac{\sigma_p}{\sigma} \vec{J} - qD_e \nabla p, \quad (2.17)$$

onde σ_n e σ_p são as contribuições das condutividades de elétrons (σ_n) e buracos (σ_p) para a condutividade total σ , sendo que

$$\sigma_n = q\mu_n n, \quad (2.18)$$

$$\sigma_p = q\mu_p p, \quad (2.19)$$

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p, \quad (2.20)$$

e onde D_e é o coeficiente de difusão ambipolar degenerado, dado por

$$D_e = \frac{D_p \sigma_n + D_n \sigma_p}{\sigma} \quad , \tag{2.21}$$

onde temos os coeficientes de difusão dos elétrons,

$$D_n = \frac{kT}{q} \mu_n \epsilon_n \quad , \tag{2.22}$$

e buracos

$$D_p = \frac{kT}{q} \mu_p \epsilon_p \quad . \tag{2.23}$$

Se agora substituímos as equações (2.16) na equação da continuidade para elétrons

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - R_n + \frac{1}{q} \nabla \cdot \vec{J}_n \quad , \tag{2.24}$$

e (2.17) na equação da continuidade para buracos

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - R_p - \frac{1}{q} \nabla \cdot \vec{J}_p \quad , \tag{2.25}$$

obtemos

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - R_n + \frac{1}{q} \nabla \cdot \left(\frac{\sigma_n}{\sigma} \vec{J} + q D_e \nabla n \right) \quad , \tag{2.26}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - R_p - \frac{1}{q} \nabla \cdot \left(\frac{\sigma_p}{\sigma} \vec{J} - q D_e \nabla p \right) \quad , \tag{2.27}$$

onde G_n e G_p são as taxas de geração de portadores (elétrons e buracos) e R_n e R_p são as respectivas taxas de recombinação. Se tomamos $R_n = R_p = R$ as equações (2.26) e (2.27) serão equivalentes desde que

$$\frac{1}{q} \nabla \cdot \vec{J} = G_p - G_n \quad , \tag{2.28}$$

que implica a neutralidade de cargas no semiconductor.

Até este ponto seguimos essencialmente o trabalho de van Roosbroeck [12], para demonstrar que as substituições de $\vec{J}_n$ e $\vec{J}_p$ nas respectivas equações de continuidade levam a equações equivalentes, desde que sejam válidas as equações (2.13), (2.14) e (2.28). Devemos entretanto notar que, diferentemente de van

Roosbroeck [13], não assumimos $G_n = G_p$. Substituindo agora as equações (2.16) em (2.26) e (2.17) em (2.27), obtemos

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - R + \frac{1}{q} \nabla \cdot \left[q\mu_n n \vec{E} + kT\mu_n \epsilon_n \nabla n \right] , \quad (2.29)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - R - \frac{1}{q} \nabla \cdot \left[q\mu_p p \vec{E} - kT\mu_p \epsilon_p \nabla p \right] . \quad (2.30)$$

Se as variações de concentração forem tais que μ_n e μ_p possam ser consideradas aproximadamente constantes, e dada a equivalência entre as equações (2.29) e (2.30), obtemos a partir delas e da equação (2.14), em regime estacionário,

$$\nabla \cdot \left[(n_o - p_o) \vec{E} + \frac{kT}{q} (\epsilon_n + \epsilon_p) \nabla p \right] + \frac{G_n}{\mu_n} + \frac{G_p}{\mu_p} - R \left(\frac{1}{\mu_n} + \frac{1}{\mu_p} \right) = 0 ,$$

ou

$$\nabla \cdot \left[D^* \nabla p + (n_o - p_o) \mu^* \vec{E} \right] + \frac{\mu_p G_n + \mu_n G_p}{\mu_n + \mu_p} - R = 0 , \quad (2.31)$$

onde

$$D^* = \frac{kT}{q} (\epsilon_n + \epsilon_p) \mu^* \quad (2.32)$$

e

$$\mu^* = \frac{\mu_n \mu_p}{\mu_n + \mu_p} . \quad (2.33)$$

Existem duas situações em que o campo $\vec{E}$ pode ser eliminado da equação (2.31). A primeira quando $n_o \approx p_o$ e a segunda quando o tempo de relaxação τ_r dos portadores for bem menor que o tempo de recombinação τ , o que é suposto implicitamente na equação (2.14), de maneira que

$$\nabla \cdot \vec{E} \approx 0 \quad (2.34)$$

e a equação (2.31) é então substituída por

$$\nabla \cdot [D^* \nabla p] + \frac{\mu_p G_n + \mu_n G_p}{\mu_n + \mu_p} - R = 0 \quad (2.35)$$

Consideraremos aqui a situação onde a equação ambipolar (2.35) pode ser aplicada.

Vamos comparar esta equação com o modelo difusivo proposto por Joyce [10], o qual se aplica para lasers DH que tenham no conjunto substrato e primeira camada crescida variações laterais de tensão desprezíveis. Dessa forma, o modelo é sobretudo aplicável quando o substrato e a primeira camada crescida são tipo n e contato n de área grande. Joyce [10] também supõe que na camada ativa $n \simeq p$, não considerando então sua dopagem. Não considerar variações laterais de tensão é o mesmo que tomar o nível de Fermi independente da direção lateral. Então, devido à continuidade entre o quase-nível de Fermi de elétrons na camada ativa e o nível de Fermi de elétrons na camada confinante n, através de suas interfaces, Joyce [10] toma também o quase-nível de Fermi de elétrons na camada ativa como independente da posição, de tal maneira que $\vec{j}_n = 0$ na camada ativa. Dessa maneira, os portadores majoritários injetados igualam, em cada ponto, a densidade de corrente de recombinação. Através da equação de continuidade temos então

$$G_n = R \quad (2.36)$$

Substituindo a equação (2.36) em (2.28) e (2.35) e tomando $\vec{j}_n = 0$ obtemos

$$\nabla \cdot \left[\frac{kT}{q} \mu_p (\epsilon_p + \epsilon_n) \nabla p \right] + G_p - R = 0 \quad , \quad (2.37)$$

$$- \frac{1}{q} \nabla \cdot \vec{j}_p + G_p - R = 0 \quad . \quad (2.38)$$

Comparando (2.37) e (2.38) encontramos

$$\vec{j}_p = -kT \mu_p (\epsilon_p + \epsilon_n) \nabla p \quad , \quad (2.39)$$

sendo que a equação (2.39) é exatamente a obtida por Joyce.

No entanto, em nosso modelo consideramos μ_p constante.

II.2 - Laser com Perfil de Ganho Invertido

Na figura 2.1 temos a estrutura do laser com perfil de ganho invertido (LPGI), bem como o sistema de referência a ser utilizado.

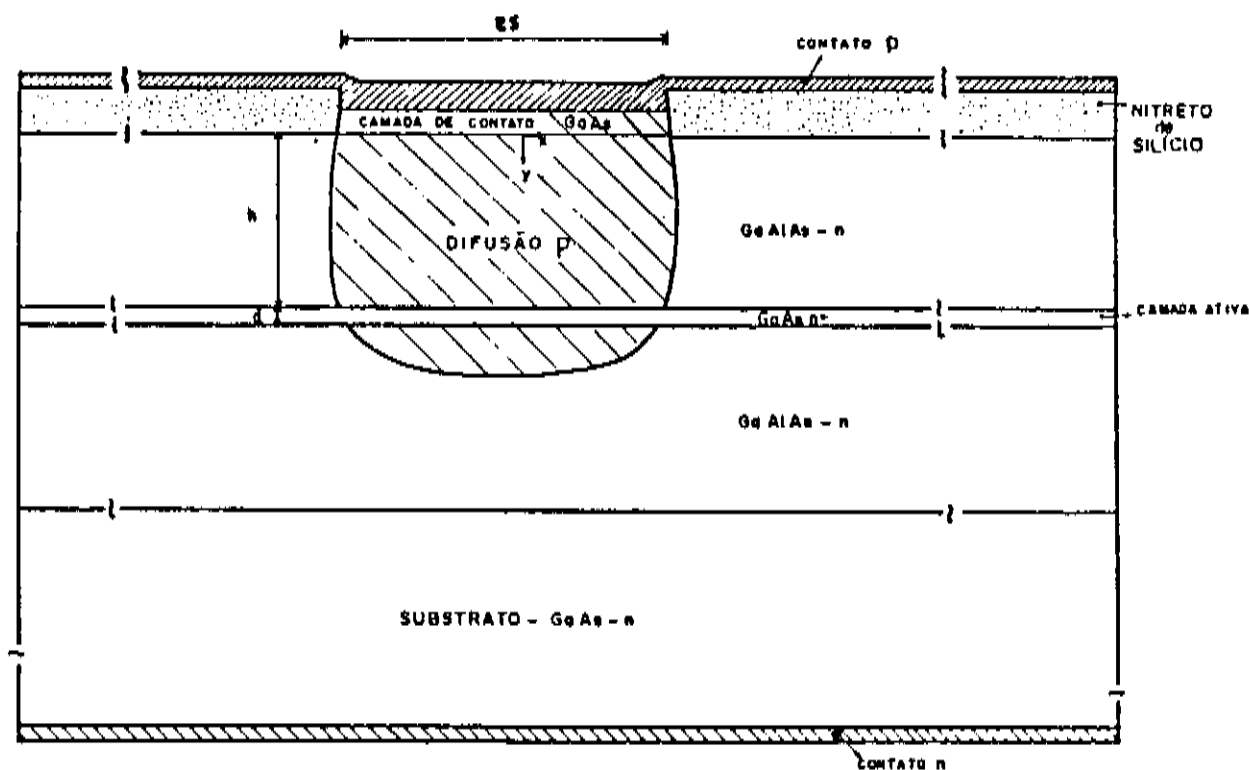


Figura 2.1 - Esquema da estrutura do LPGI e do sistema de coordenadas usado nas equações.

Inicialmente vamos resolver a equação de Laplace,

$$\nabla^2 v = 0 \quad , \quad (2.40)$$

onde $V \equiv V(x,y)$ é a tensão na região p da camada confinante superior, sob as condições de contorno

$$J_x(0,y) = - \frac{1}{\rho_1} \left. \frac{\partial V}{\partial x} \right|_{x=0} = 0 \quad , \quad (2.41)$$

$$J_x(s,y) = - \frac{1}{\rho_1} \left. \frac{\partial V}{\partial x} \right|_{x=s} = 0 \quad , \quad (2.42)$$

$$V(x,0) - \frac{\rho_c}{\rho_1} \left. \frac{\partial V}{\partial y} \right|_{y=0} = V_c \quad , \quad (2.43)$$

onde $J_x(x,y)$ = densidade de corrente na direção x;

ρ_1 = resistividade, em [Ω.distância], da região p;

ρ_c = resistividade de contato, em [Ω.área], entre o semiconductor e o contato metálico;

V_c = tensão no contato.

A primeira destas condições nos dá a simetria do dispositivo com relação a x. A segunda nos garante que a corrente injetada através do contato p na camada confinante superior fica restrita, nesta camada, a sua região p, enquanto que a terceira condição [11] leva em conta uma resistência de contato finita, que provoca uma injeção de corrente não-uniforme através do contato p. Consideraremos ainda que a resistividade da camada de contato pode ser desprezada frente à resistividade da camada confinante superior.

Com estas condições, a solução da equação (2.40) é dada por

$$V(x,y) = \sum_{n=1}^{\infty} B_n \theta_n(y) \cos(K_n x) + V_c + B_0 \left(\frac{\rho_c}{\rho_1} + h \right) \quad , \quad (2.44)$$

onde B_0 e B_n são constantes a determinar e

$$\theta_n(y) = \frac{\rho_c}{\rho_1} K_n \cosh(K_n y) + \sinh(K_n y) \quad , \quad (2.45)$$

$$K_n = \frac{n\pi}{s} \quad , \quad n = 1,2,3... \quad (2.46)$$

Podemos então encontrar a densidade de corrente injetada na região ativa do laser através da expressão

$$J_y(x,h) = - \frac{1}{\rho_1} \left. \frac{\partial V}{\partial y} \right|_{y=h} \quad (2.47)$$

Assim temos

$$J_y(x,h) = - \frac{1}{\rho_1} \sum_{n=1}^{\infty} B_n K_n \theta'_n(h) \cos(K_n x) - \frac{B_0}{\rho_1} \quad , \quad (2.48)$$

sendo

$$\theta'_n(h) = \theta'_n = \frac{\rho_c}{\rho_1} K_n \sinh(K_n h) + \cosh(K_n h) \quad , \quad (2.49)$$

A corrente total que é injetada na camada ativa deve ser igual à corrente I_t que passa pelo dispositivo. Dessa forma temos

$$\int_0^L J_y(x,h) L dx = \frac{I_t}{2} \quad , \quad (2.50)$$

onde L é o comprimento do laser (na direção z). Das expressões (2.48) e (2.50) determinamos então B_0 como

$$B_0 = - \frac{\rho_1 I_t}{2eL} \quad . \quad (2.51)$$

Vamos agora considerar que na camada ativa as equações podem ser unidimensionais. A justificativa para tal vem de estarmos considerando valores para a espessura da camada ativa ($\approx 0,1 \mu m$) que são bem menores que o comprimento de difusão dos portadores aí existentes. A equação (2.28) é então escrita como

$$\frac{1}{q} \frac{d J(x)}{dx} = G_p(x) - G_n(x) \quad . \quad (2.52)$$

Notemos entretanto que $G_n(x)$ é dado por [9]

$$G_n(x) = \frac{J_{ny}(x)}{qd} \quad , \quad (2.53)$$

onde $J_{ny}(x)$ é a densidade de corrente de elétrons injetada perpendicularmente à região ativa. Para o LPGI temos $J_{ny}=0$ quando

$|x| \leq s$. Dessa maneira, as equações (2.52) e (2.35) são escritas como

$$\frac{1}{q} \frac{d}{dx} (J_n + J_p) = G_p(x) \quad e \quad (2.54)$$

$$\frac{d}{dx} \left[D^* \frac{dp}{dx} \right] + \frac{\mu_n G_p}{\mu_n + \mu_p} - R = 0 \quad . \quad (2.55)$$

Devido à alta dopagem da camada ativa ($n_0 \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ tipo n) do dispositivo considerado, temos da equação (2.14)

$$n = p + n_0 \quad (2.56)$$

como condição para neutralidade de cargas.

Consideraremos também que o dispositivo está operando em regime de sub-limiar de leisamento e que temos então apenas recombinação espontânea, a qual tomamos como sendo dada por [18]

$$R \approx \frac{p}{\tau} \quad , \quad (2.57)$$

onde τ é o tempo de recombinação espontânea.

Na expressão (2.57) negligenciamos a recombinação bimolecular, o que é justificável [18], pelo menos como primeira aproximação, devido à alta dopagem da camada ativa.

O termo de geração de portadores minoritários $G_p(x)$ pode ser obtido através da relação [9]

$$G_p(x) = \frac{J_y(x, h)}{qd} \quad , \quad (2.60)$$

sendo $J_y(x, h)$ dado por (2.48).

Finalmente, para encontrar a solução da equação (2.55) vamos tomar

$$D^* \equiv D_0 = \text{constante} \quad . \quad (2.61)$$

Esta aproximação será tanto mais válida quanto menor for a variação de $p(x)$ (fig.2.2). Da expressão (2.32) temos que com $n_0 = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, os valores de D^* para $p = 7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ e $p = 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

diferem em 5%.

Considerando então (2.59) e (2.60) reescreveremos (2.55)

como

$$D_o \frac{d^2 p}{dx^2} + \frac{\mu_n}{\mu_n + \mu_p} \frac{J_y(x, h)}{qd} - \frac{p}{\tau} = 0 \quad , \quad (2.62)$$

cujas solução, com a condição de contorno

$$\left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=0} = 0 \quad (2.63)$$

é dada por

$$p(x) \equiv p_1(x) = C_1 \cosh\left(\frac{x}{L_o}\right) - \frac{\mu_n \tau}{qd \rho_1 (\mu_n + \mu_p)} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{B_n K_n \theta'_n}{L_o^2 K_n^2} \cos(K_n x) + \frac{\mu_n I_t \tau}{2sLdq(\mu_n + \mu_p)} \quad , \quad (2.64)$$

onde C_1 é uma constante a determinar e L_o é o comprimento de difusão efetivo dado por

$$L_o = (\tau D_o)^{1/2} \quad . \quad (2.65)$$

Devemos também encontrar $p(x)$ na região ativa para $|x| \geq s$. Para tanto, vamos desprezar as resistividades do substrato e da camada de GaAlAs-tipo n crescida sobre ele. Esta situação corresponde a considerar-se o contato metálico tipo n encostado na camada ativa quando $|x| \geq s$. Dessa forma J_{ny} será uma constante determinada através da condição

$$J_{ny} \int_0^R L dx = \frac{I_t}{2} \quad \text{ou} \quad (2.66)$$

$$J_{ny} = \frac{I_t}{2L(R-s)} \quad , \quad (2.67)$$

onde $2R$ é a largura do dispositivo. De (2.53) temos então

$$G_n = \frac{I_t}{2qdL(R-s)} \quad . \quad (2.68)$$

Para $|x| \geq 0$ não temos injeção de portadores minoritários e então $G_p = 0$. Tomando ainda (2.57) para R, a equação que nos dá $p(x)$ para $|x| \geq s$ pode então ser escrita como

$$D_0 \frac{d^2 p}{dx^2} + \frac{\mu_p I_t}{2(\mu_p + \mu_n) q d L (R-s)} - \frac{p}{\tau} = 0 \quad , \quad (2.69)$$

cujas soluções são dadas por

$$p(x) \equiv p_2(x) = D_1 \cosh\left(\frac{x}{L_0}\right) + D_2 \sinh\left(\frac{x}{L_0}\right) + \frac{\mu_p I_t \tau}{2(\mu_p + \mu_n) q d L (R-s)} \quad . \quad (2.70)$$

Através das condições de contorno

$$p_1(s) = p_2(s) \quad , \quad (2.71)$$

$$\left. \frac{dp_1(x)}{dx} \right|_{x=s} = \left. \frac{dp_2(x)}{dx} \right|_{x=s} \quad e \quad (2.72)$$

$$p_2(R) = 0 \quad (2.73)$$

determinamos C_1 , D_1 , D_2 . No entanto, precisamos determinar também os valores dos B_i 's que aparecem na expressão de $p_1(x)$. Para tanto, substituímos (2.53) em (2.54) e a integramos de 0 a x :

$$J_n(x) + J_p(x) = \frac{1}{d} \int_0^x J_y(x,h) dx \quad , \quad (2.74)$$

onde tomamos $J_n(0) = J_p(0) = 0$.

Desde que $\mu_n \gg \mu_p$ podemos tomar (2.74) como

$$J_n(x) \simeq \frac{1}{d} \int_0^x J_y(x,h) dx \quad . \quad (2.75)$$

Através da equação da continuidade para $J_n(x)$, com $G_n = 0$ e (2.57) obtemos outra expressão para $J_n(x)$:

$$J_n(x) = \int_0^x q \frac{p_1(x)}{\tau} dx \quad . \quad (2.76)$$

Iguando agora as expressões (2.75) e (2.76) e

utilizando (2.48), (2.51) e (2.64) obtemos

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{B_n \theta'_n}{\rho_1 d} \left[\frac{\mu_n}{(\mu_n + \mu_p)(1 + L_o^2 K_n^2)} - 1 \right] \text{sen}(K_n x) =$$

$$= \frac{qL_o}{\tau} B_1 \text{senh}\left(\frac{x}{L_o}\right) - \frac{\mu_p I_t x}{2(\mu_p + \mu_n) s L d} \quad (2.77)$$

Para compararmos os dois lados da expressão acima vamos expandir em série de Fourier, entre $-s$ e s , as funções $f(x) = x$ e

$$g(x) = \text{senh}\left(\frac{x}{L_o}\right) :$$

$$x = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{2(-1)^{i+1}}{K_i} \text{sen}(K_i x) \quad , \quad K_i = \frac{\pi i}{s} \quad \text{e} \quad (2.78)$$

$$\text{senh}\left(\frac{x}{L_o}\right) = \frac{2L_o^2}{s} \text{senh}\left(\frac{s}{L_o}\right) \sum_{j=1}^{\infty} \frac{K_j (-1)^{j+1}}{1 + L_o^2 K_j^2} \text{sen}(K_j x) \quad ,$$

$$K_j = \frac{\pi j}{s} \quad (2.79)$$

De (2.77), (2.78) e (2.79) obtemos:

$$\frac{B_n \theta'_n K_n}{\rho_1 d (1 + L_o^2 K_n^2)} =$$

$$= \frac{\left[\frac{2C_1 qL_o^3}{\tau s} \text{senh}\left(\frac{s}{L_o}\right) \frac{K_n^2}{(1 + L_o^2 K_n^2)} - \frac{\mu_p I_t}{(\mu_n + \mu_p) s L d} \right] (-1)^{n+1}}{\frac{\mu_n}{(\mu_n + \mu_p)} - (1 + L_o^2 K_n^2)} \quad (2.80)$$

Com a expressão (2.80), $p_1(x)$ fica escrito como

$$p_1(x) = C_1 \cosh\left(\frac{s}{L_0}\right) +$$

$$+ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\left[\frac{2C_1 L_0^3}{s} \sinh\left(\frac{s}{L_0}\right) \frac{\mu_n K_n^2}{(1+L_0^2 K_n^2)} - \frac{\mu_n \mu_p I_t \tau}{(\mu_n + \mu_p) q s L d} \right] (-1)^{n+1}}{\mu_p + L_0^2 K_n^2 (\mu_n + \mu_p)} \cos(K_n x) +$$

$$+ \frac{\mu_p I_t \tau}{2q(\mu_n + \mu_p) s L d} \quad (2.81)$$

Com a condição (2.73) podemos eliminar D_2 de (2.70) e escrevê-la como

$$p_2(x) = D_1 \frac{\sinh\left(\frac{R-x}{L_0}\right)}{\sinh\left(\frac{R}{L_0}\right)} + \frac{\mu_p I_t \tau}{2q(\mu_n + \mu_p) d L (R-s)} \left[1 - \frac{\sinh\left(\frac{x}{L_0}\right)}{\sinh\left(\frac{R}{L_0}\right)} \right] \quad (2.82)$$

De (2.72) obtemos agora uma relação entre C_1 e D_1 :

$$D_1 = \frac{C_1}{2} \left[1 - \frac{\cosh\left(\frac{R+s}{L_0}\right)}{\cosh\left(\frac{R-s}{L_0}\right)} \right] - \frac{\mu_p I_t \tau}{2q(\mu_n + \mu_p) d L (R-s)} \frac{\cosh\left(\frac{s}{L_0}\right)}{\cosh\left(\frac{R-s}{L_0}\right)} \quad (2.83)$$

De (2.71), (2.81), (2.82) e (2.83) obtemos então uma expressão cujo único valor desconhecido é C_1 e podemos então obtê-lo dentro de I_t como parâmetro:

$$\begin{aligned}
C_1 & \left\{ \cosh\left(\frac{s}{L_0}\right) - \frac{\sinh\left(\frac{R-s}{L_0}\right)}{2\sinh\left(\frac{R}{L_0}\right)} \left[1 - \frac{\cosh\left(\frac{R+s}{L_0}\right)}{\cosh\left(\frac{R-s}{L_0}\right)} \right] - \right. \\
& \left. - \frac{2L_0^3}{s} \sinh\left(\frac{s}{L_0}\right) \mu_n \sum_{n=1}^{\infty} \frac{K_n^2}{\left[\mu_n + (\mu_n + \mu_p) L_0^2 K_n^2 \right] (1 + L_0^2 K_n^2)} \right\} = \\
& = \frac{I_L \tau}{2q(\mu_n + \mu_p) d L} \left\{ \frac{\mu_p}{R-s} \left[1 - \frac{\cosh\left(\frac{s}{L_0}\right)}{\cosh\left(\frac{R-s}{L_0}\right)} \right] + \frac{\mu_p}{R-s} - \frac{\mu_n}{s} - \right. \\
& \left. - \frac{2\mu_n \mu_p}{s} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\mu_n + (\mu_n + \mu_p) L_0^2 K_n^2} \right\}. \quad (2.84)
\end{aligned}$$

Das expressões (2.81) e (2.84) obtemos $p_1(x)$ tendo I_L como parâmetro. No entanto, consideraremos apenas correntes que fornecem $p_0 \leq 1,0 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ na camada ativa do dispositivo, pois quando $p \approx 1,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ a recombinação estimulada, não considerada neste modelo, torna-se parte importante no processo de recombinação.

A seguir, para valores diversos de alguns parâmetros encontrados no dispositivo, apresentamos gráficos do perfil de portadores em função da posição na região ativa do laser e de $D^*(p)/D_0$, sendo $D_0 = D^*(p = 9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3})$. Os valores dos parâmetros utilizados encontram-se em [4,18] e os resultados obtidos serão comentados no capítulo IV.

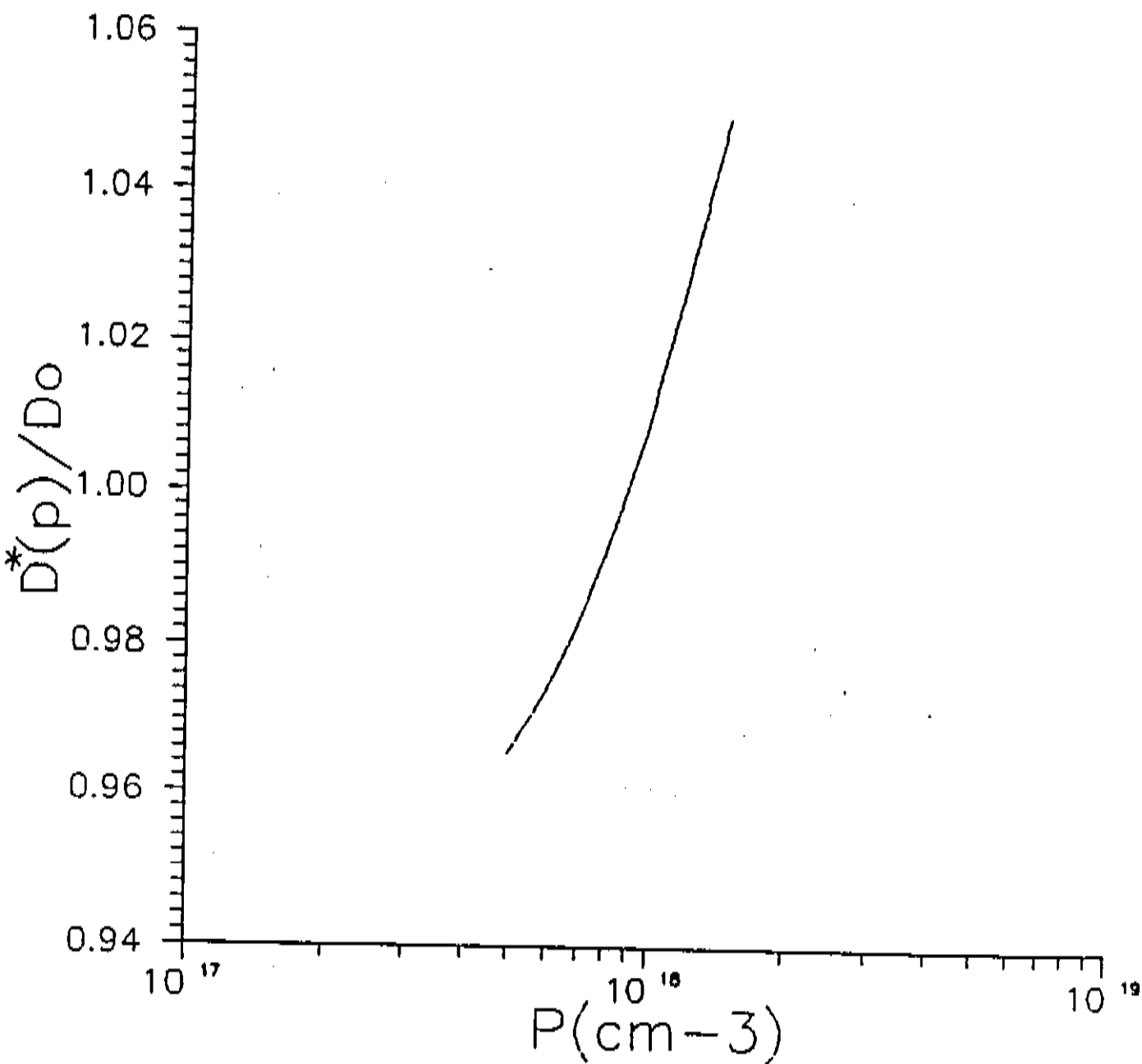


Figura 2.2 - Variação relativa entre o coeficiente de difusão efetivo $D^*(p)$ e o valor $D_0 \equiv D^*(p=9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3})$ usado nos cálculos.

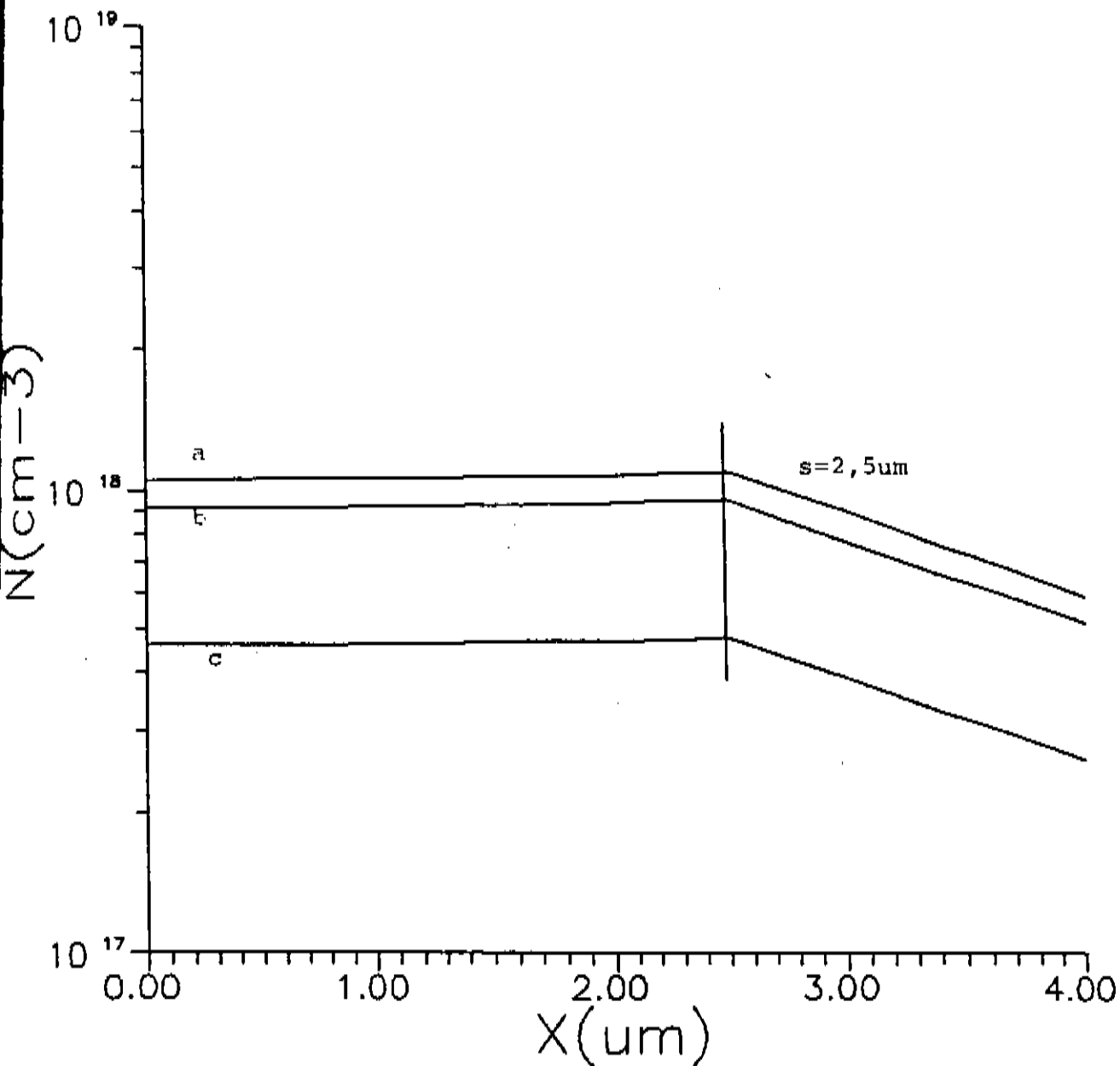


Figura 2.3 - Variação da concentração de portadores em função da posição na camada ativa : $s=2,5\mu\text{m}$, $L=250\mu\text{m}$, $R=75\mu\text{m}$, $d=0,15\mu\text{m}$, $\tau=3.10^{-9}\text{s}$, $\mu_n=2500 \text{ cm}^2/\text{V.s}$, $\mu_p=200 \text{ cm}^2/\text{V.s}$. (a) $I_t=23\text{mA}$, (b) $I_t=20\text{mA}$, (c) $I_t=10\text{mA}$.

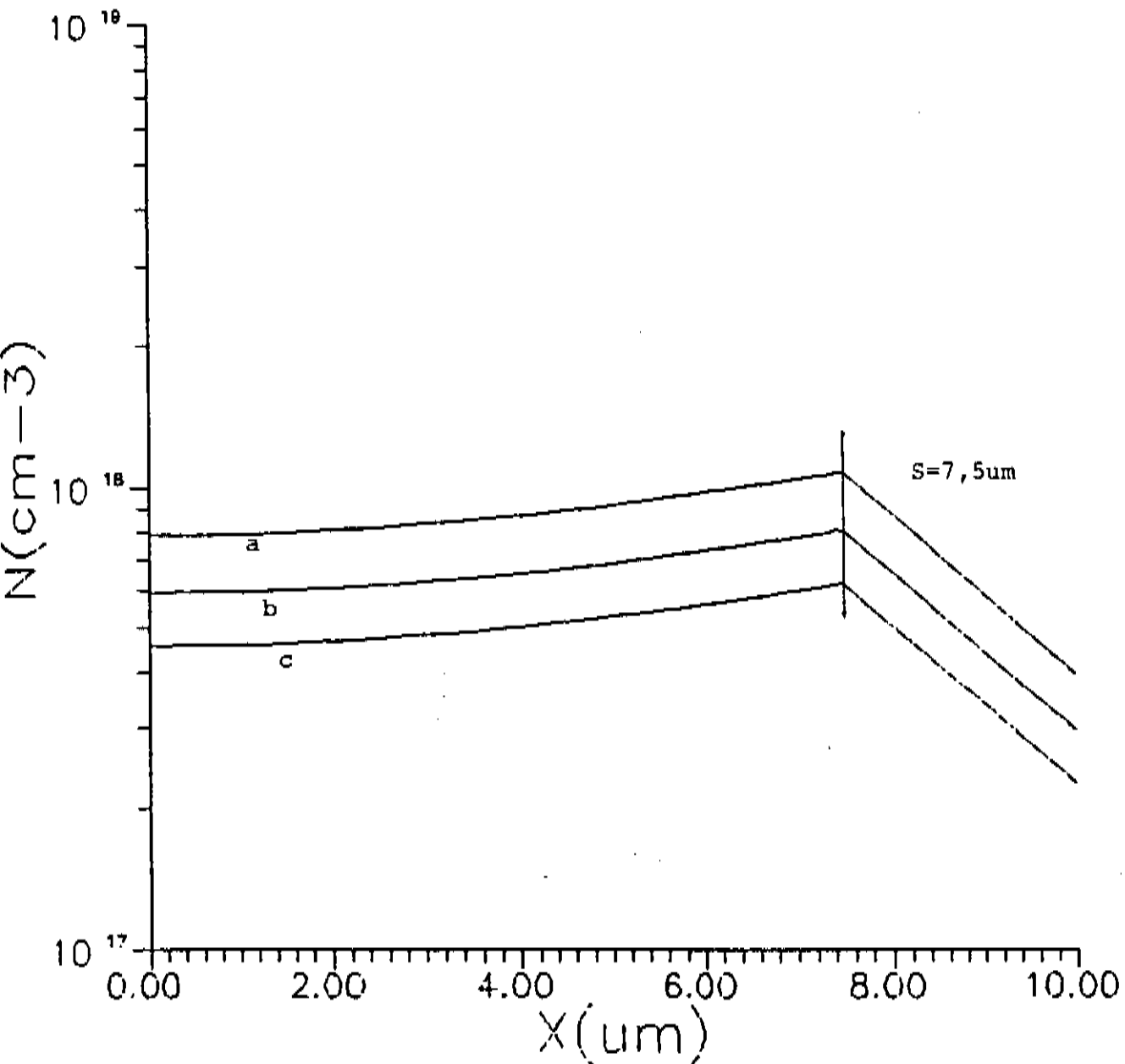


Figura 2.4 - Variação da concentração de portadores em função da posição na camada ativa : $s=7,5 \mu\text{m}$, $L=250 \mu\text{m}$, $R=75 \mu\text{m}$, $d=0,15 \mu\text{m}$, $\tau=3.10^{-9} \text{s}$, $\mu_n=2500 \text{ cm}^2/\text{V.s}$, $\mu_p=200 \text{ cm}^2/\text{V.s}$. (a) $I_t=40 \text{ mA}$, (b) $I_t=30 \text{ mA}$, (c) $I_t=23 \text{ mA}$.

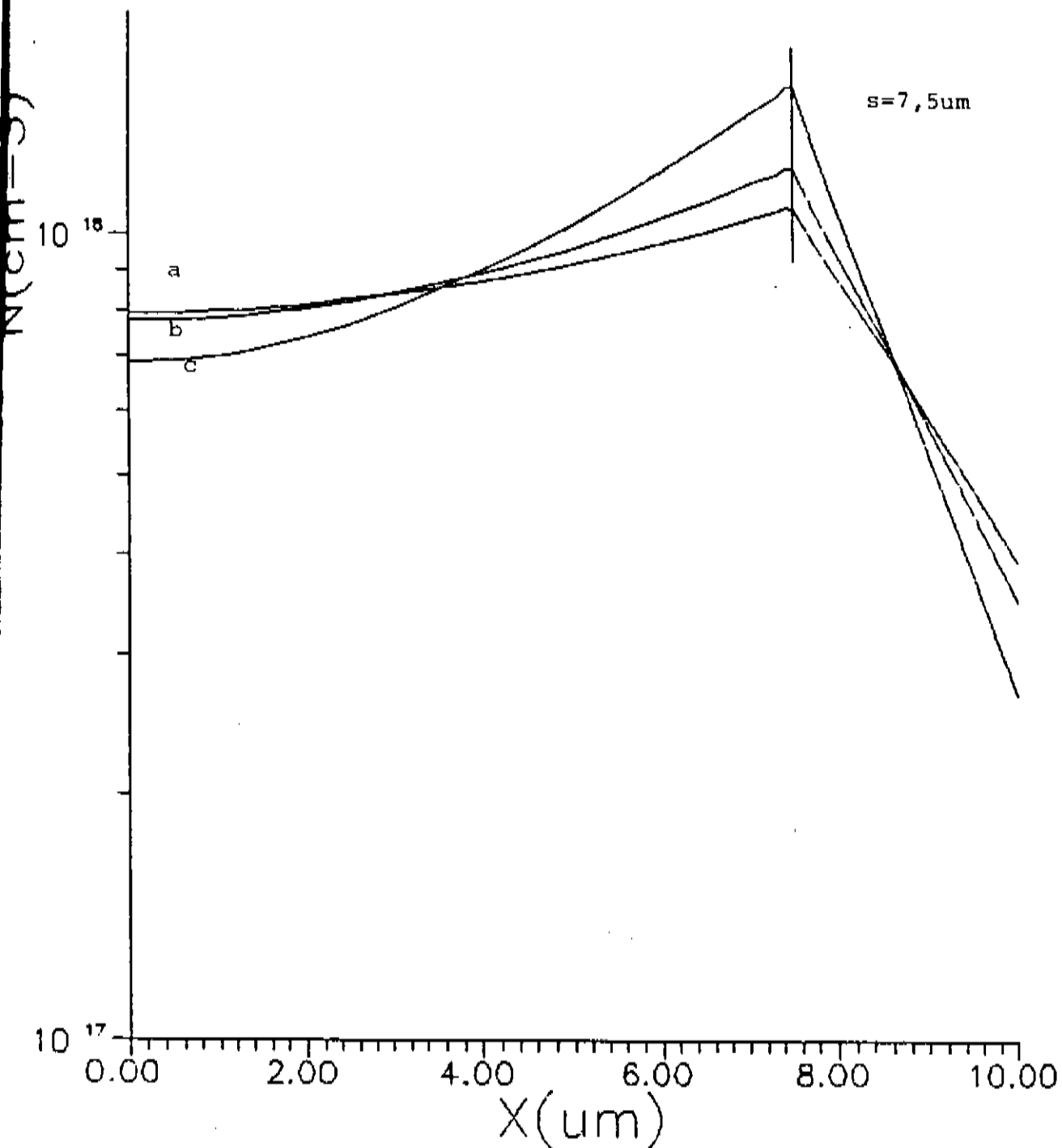


Figura 2.5 - Variação da concentração de portadores em função da posição na camada ativa : $s=7,5 \mu\text{m}$, $L=250 \mu\text{m}$, $R=75 \mu\text{m}$, $d=0,15 \mu\text{m}$, $\mu_n=2500 \text{ cm}^2/\text{V.s}$, $\mu_p=200 \text{ cm}^2/\text{V.s}$, $I_t=40 \text{ mA}$. (a) $\tau=3 \cdot 10^{-9} \text{ s}$, (b) $\tau=2 \cdot 10^{-9} \text{ s}$, (c) $\tau=1 \cdot 10^{-9} \text{ s}$.

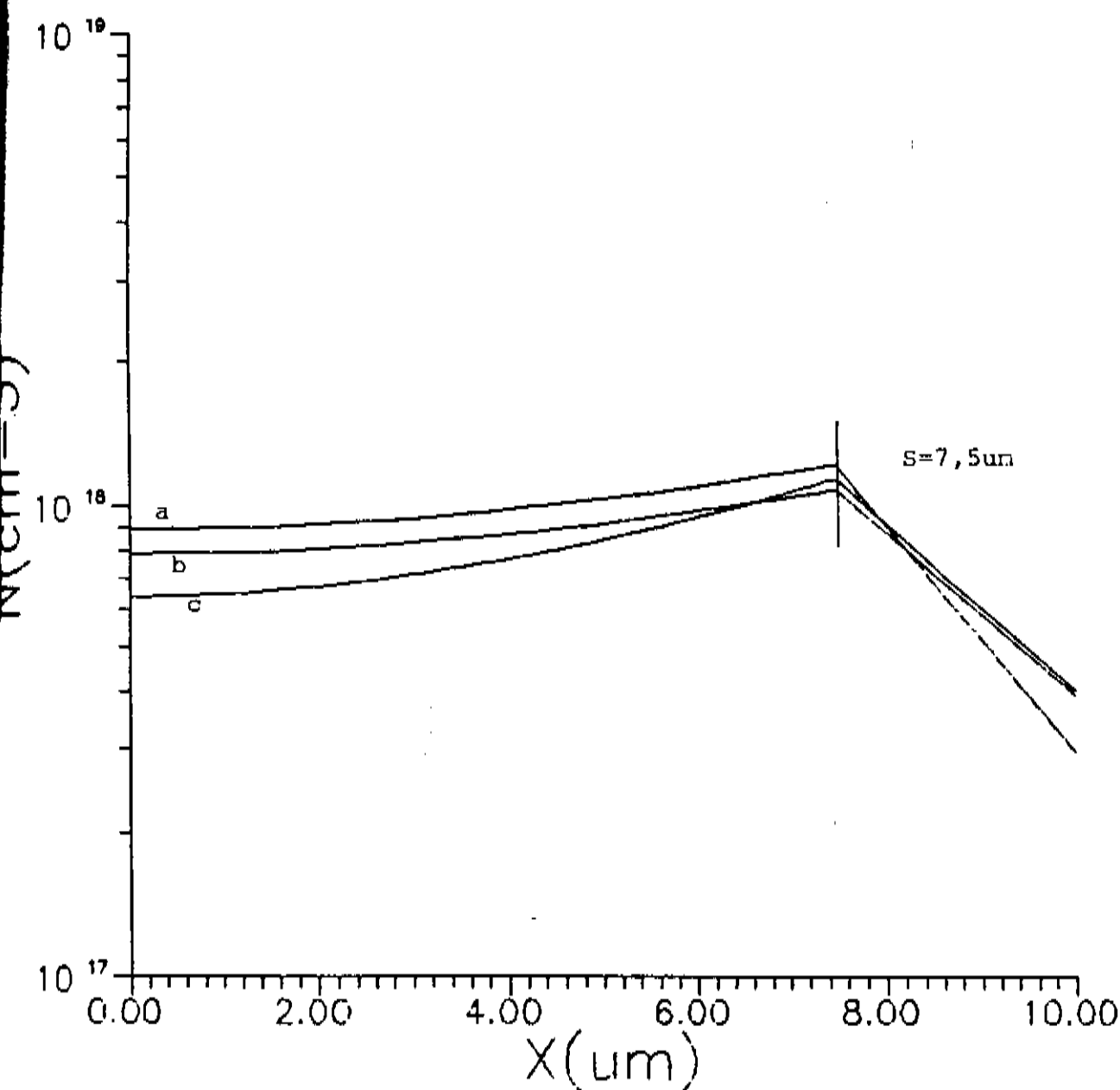


Figura 2.6 - Variação da concentração de portadores em função da posição na camada ativa : $s=7,5\mu\text{m}$, $L=250\mu\text{m}$, $R=75\mu\text{m}$, $d=0,15\mu\text{m}$, $I_L=40\text{mA}$, $\tau=3 \cdot 10^{-9}\text{s}$. (a) $\mu_n=2500 \text{ cm}^2/\text{V.s}$, $\mu_p=100 \text{ cm}^2/\text{V.s}$; (b) $\mu_n=2500 \text{ cm}^2/\text{V.s}$, $\mu_p=200 \text{ cm}^2/\text{V.s}$; (c) $\mu_n=1250 \text{ cm}^2/\text{V.s}$, $\mu_p=200 \text{ cm}^2/\text{V.s}$;

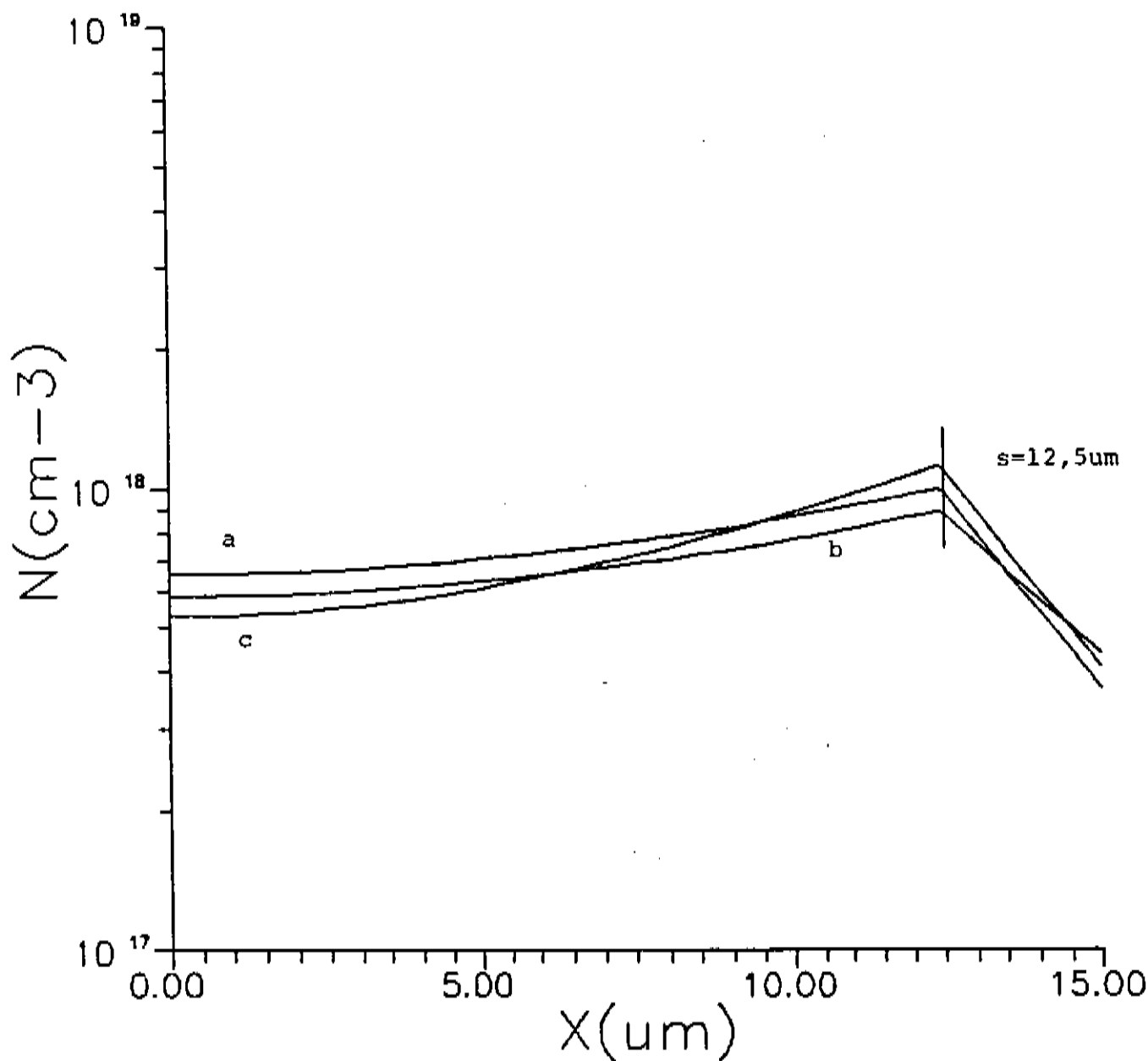


Figura 2.7 - Variação da concentração de portadores em função da posição na camada ativa : $s=12,5\mu\text{m}$, $L=250\mu\text{m}$, $R=75\mu\text{m}$, $d=0,15\mu\text{m}$, $I_t=50\text{mA}$, $\tau=3 \cdot 10^{-9}\text{s}$. (a) $\mu_n=5000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$, $\mu_p=200 \text{ cm}^2/\text{V.s}$; (b) $\mu_n=5000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$, $\mu_p=400 \text{ cm}^2/\text{V.s}$; (c) $\mu_n=25000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$, $\mu_p=200 \text{ cm}^2/\text{V.s}$;

FABRICAÇÃO E CARACTERIZAÇÃO DO LASER COM PERFIL DE GANHO INVERTIDO (LPGI)

Para facilidade de descrição este capítulo foi dividido da seguinte maneira:

- III.1 - Caracterização dos cristais utilizados na fabricação do LPGI
- III.2 - Fabricação do LPGI
- III.3 - Caracterização dos lasers

III.1 - Caracterização dos cristais utilizados na fabricação do LPGI

Quando falamos em caracterização dos cristais estamos nos referindo à determinação de seus perfis de portadores livres, espessuras das camadas de GaAs e concentração de Al no GaAs.

Os perfis de portadores livres são obtidos através de medidas de capacitância versus voltagem, método conhecido como C-V eletroquímico [19]. Utilizamos para fazer estas medidas o sistema Polaron PN 4200, fabricado pela BIO-RAD e pertencente ao CPqD - Telebrás¹. Inicialmente colocamos o cristal cujo perfil de portadores desejamos medir em uma célula que contém determinada solução eletrolítica, conforme a figura 3.1. A escolha da solução

¹A descrição do sistema Polaron PN-4200 dada a seguir é baseada em seu manual de operação.

eletrolítica depende do tipo de semicondutor colocado na célula.

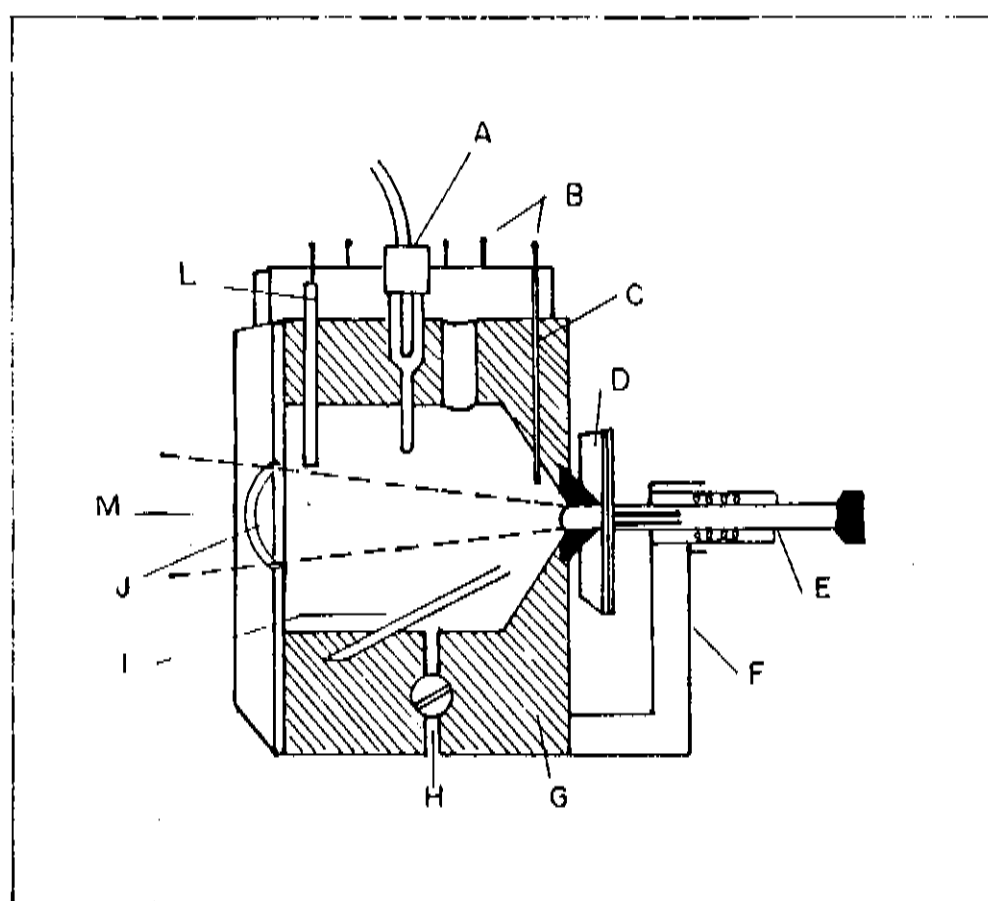


Figura 3.1 - Célula eletrolítica do sistema Polaron 4200: (A) eletrodo de calomel saturado; (B) contatos da célula; (C) eletrodo de platina; (D) amostra; (E) pressionador da amostra; (F) suporte do pressionador da amostra; (G) corpo da célula de teflon; (H) dreno; (I) bomba ejetora; (J) janela da célula; (L) eletrodo de carbono; (M) luz.

São feitas então sucessivas decapagens controladas, a partir da superfície do cristal, alternadas com medidas da capacitância C e da capacitância diferencial (dC/dV) na região de depleção formada devido à junção decapante (solução eletrolítica) - cristal.

O sistema funciona baseado em que a interface

decapante-cristal pode ser tratada como uma associação capacitor-resistor em paralelo. Assim sendo, através da equação de Schottky em sua forma diferencial

$$N = \frac{C^2}{q\epsilon_0\epsilon_r A (dC/dV)} \quad (3.1)$$

onde N = concentração de portadores livres;

q = carga eletrônica;

$\epsilon_0\epsilon_r$ = permissividade do semiconductor;

A = área decapada;

C = capacitância da interface;

dC/dV = capacitância diferencial;

e das medidas de C e dC/dV pode-se obter a concentração de portadores livres N .

A capacitância C é medida através de um sinal de tensão AC e a capacitância diferencial dC/dV através de um outro sinal de tensão AC que modula o primeiro, sendo o sinal resultante enviado à junção decapante-cristal. O sinal de saída, depois de amplificado, é dividido em componentes de um fasor por um par de detetores, sendo que um deles opera na frequência da tensão modulada e o outro na frequência da tensão modulante. As voltagens são então digitalizadas e passadas para cálculo em um microcomputador HP-86B.

A profundidade X em que o sistema considera estar sendo feita cada medida é dada por:

$$X = W_r + W_d \quad (3.2)$$

com W_d = profundidade da região de depleção;

W_r = profundidade fisicamente removida;

sendo que W_d é calculado usando-se a equação do capacitor de placas paralelas,

$$W_d = \frac{e_o e_r A}{C} , \quad (3.3)$$

e W_r usando-se a equação de Faraday para a eletrólise,

$$W_r = \frac{M}{ZFDA} \int I dt , \quad (3.4)$$

onde $M = \text{Mol};$

$Z = \text{Valência};$

$F = \text{Constante de Faraday};$

$D = \text{Densidade do semicondutor}.$

É importante notar que só serão confiáveis as medidas que se referirem a interfaces que formam barreira Schottky, as quais têm características C^{-2} sobre o intervalo de tensões medidas.

O sistema Polaron PN 4200 possui uma impressora que registra, a cada medida feita, a fase entre impedância e condutância da junção decapante-cristal. Quanto mais próxima de 90° for esta fase, menor será a influência da condutância na medida de impedância, e teremos então resultados mais precisos para os valores de concentração de portadores obtidos.

Para medir espessuras de camadas ou profundidades de junções, foram utilizados três métodos.

O primeiro consiste em clivar o cristal e atacar sua face clivada com alguma solução que delineie a interface que desejamos observar, por revelar defeito e/ou ter velocidade de ataque dependente da concentração. Fotografa-se então a face clivada através de uma máquina acoplada a um microscópio. O composto utilizado nos ataques químicos é conhecido como A-B [20].

Quando a camada ou junção p-n que se deseja observar é muito fina ($\leq 0,5 \mu m$), utiliza-se o método conhecido como "polimento em Ângulo". Este método consiste em fazer um desbaste em Ângulo a

partir da superfície do cristal, conforme a figura 3.2(a), revelando as camadas (ou junção) através de ataque químico, para então fotografar a superfície da amostra através de um interferômetro. Para isto faz-se incidir luz monocromática na superfície inclinada da amostra e recolher a luz refletida como mostrado na figura 3.2(b). A luz refletida pela superfície desbastada da amostra (A) interfere com aquela refletida pelo espelho (E) no divisor de feixe (D), causando a formação de franjas de interferência que são fotografadas. Estas franjas ocorrem devido à diferença de caminho ótico provocada pela inclinação da superfície refletora (A). Na fotografia da superfície (A) a distância entre dois pontos equivalentes (claro/claro ou escuro/escuro) será dada por

$$X_d = \frac{\lambda \cdot n}{2} \quad , \quad (3.5)$$

onde X_d = distância a ser medida;

λ = comprimento de onda da luz utilizada;

n = número de franjas entre os dois pontos cuja distância estamos medindo.

A terceira maneira consiste em utilizar o próprio perfil de portadores fornecido pelo Polaron, pois é possível associar, em muitos casos, mudanças na concentração de portadores com interfaces ou com frentes de difusão. Entretanto é preciso ter cuidado ao utilizar este procedimento, pois precisamos ter certeza da ocorrência de barreira Schottky na região que está sendo medida.

As concentrações de Al nos cristais de GaAlAs foram medidas através de micro-análise eletrônica no LPD-UNICAMP ou através de fotoluminescência no CPqD-TELEBRAS.

Foram crescidos no CPqD-TELEBRAS cristais visando a

fabricação do LPGI. As características desses cristais são mostradas na tabela III.1, sendo que o cristal 1203 foi destinado à confecção do LPGI, enquanto que os outros foram utilizados para calibrar a difusão necessária para essa confecção.

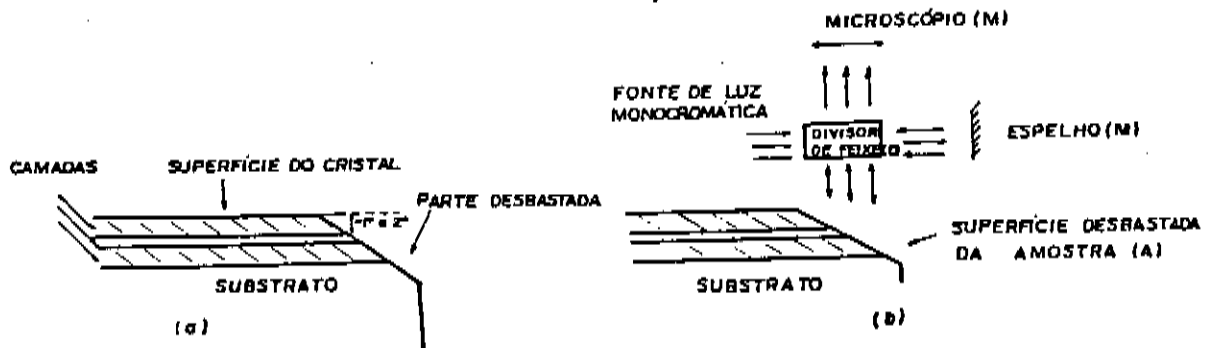


Figura 3.2 - Montagem para medida da espessura de camadas crescidas nos cristais semicondutores através de interferência luminosa: (a) desbaste em ângulo; (b) fotografia com interferômetro - (A) superfície da amostra; (E) espelho; (D) divisor de feixe; (M) microscópio.

Na figura 3.3(a) temos uma medida do perfil de portadores do cristal 1203, onde vemos dois picos de concentração. O primeiro, na posição $X \approx 1\mu\text{m}$, não foi levado em conta, pois as fases das medidas nesta região não estavam boas. O segundo pico, em $X \approx 2,5\mu\text{m}$, é referente à camada ativa, cuja espessura é de $0,13\mu\text{m}$. O valor máximo da concentração deste segundo pico é de aproximadamente $1,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ - tipo n, de acordo com o esperado, pois foi feito um outro crescimento (crescimento 4259, tabela III.1) no qual se cresceu uma camada com a mesma quantidade de dopante (Sn) que a da camada ativa, porém com maior espessura, onde se fez a medida de concentração de portadores mostrada na figura 3.3(b), que nos dá a concentração tipo n de $2,8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

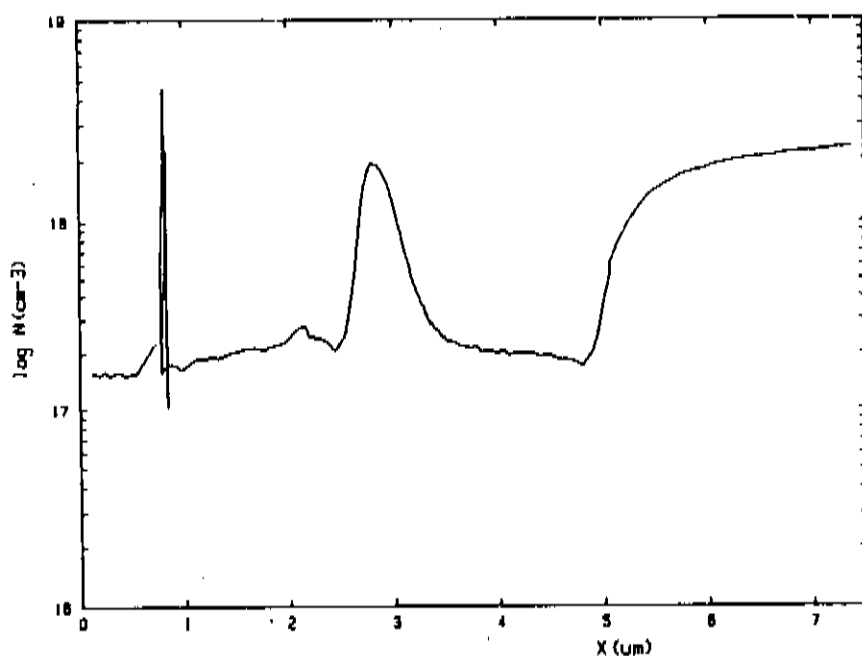


Figura 3.3(a) - Medida da concentração de portadores em função da profundidade a partir da superfície da última camada crescida no cristal 1203.

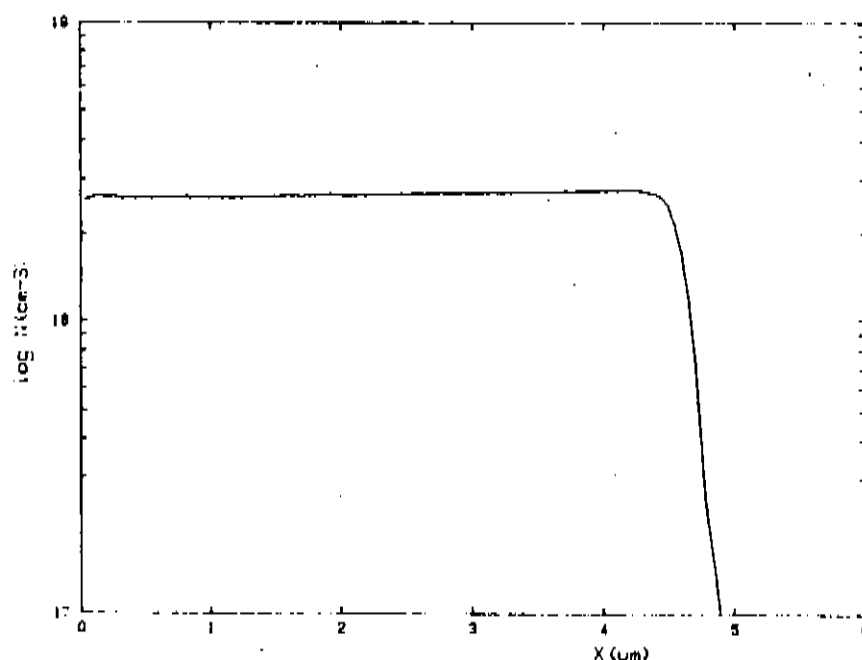


Figura 3.3(b) - Medida da concentração de portadores em função da profundidade a partir da superfície da última camada crescida no cristal 4259.

Cristal	Espessura(μm), Concentração de portadores Tipo N(cm^{-3}) e Composição de Cada Camada				
	Substrato	1	2	3	4
3094	GaAs Semi-isol.	2,5 $2 \cdot 10^{16}$ GaAlAs (40%Al)			
1123	GaAs 10^{18} Tipo n	4,9 Não Dopado GaAlAs (40%Al)	0,08 Não Dopado GaAs		
1128	GaAs 10^{18} Tipo n	4,5 $2 \cdot 10^{16}$ GaAlAs (33%Al)	0,24 Não Dopado GaAs		
4074	GaAs 10^{18} Tipo n	6,0 Não Dopado GaAlAs (33%Al)	0,27 Não Dopado GaAs		
GT002	GaAs Não Dopado	1,61 $\approx 5 \cdot 10^{17}$ GaAlAs (35%Al)	0,14 $\approx 10^{18}$ GaAlAs (5%Al)	0,9 $\approx 5 \cdot 10^{17}$ GaAlAs (35%Al)	0,33 $\approx 8 \cdot 10^{18}$ GaAlAs (5%Al)
1203	GaAs 10^{18} Tipo n	1,84 $2 \cdot 10^{17}$ GaAlAs (40%Al)	0,13 $2 \cdot 10^{18}$ GaAs	1,23 $2 \cdot 10^{17}$ GaAlAs (40%Al)	0,99 $2 \cdot 10^{17}$ GaAlAs (6%Al)
4259	GaAs Semi-isol.	4,8 $2,5 \cdot 10^{18}$ GaAs			

Tabela III.1 - Características dos cristais utilizados no processo de fabricação do LPGI. Todas as camadas foram crescidas no CPqD-Telebrás, com exceção do cristal GT 002, cujo crescimento de camadas foi feito no LPD-UNICAMP.

III.2 - Fabricação do LPGI

Os passos envolvidos na fabricação do LPGI foram divididos, para efeito de descrição, em três:

III.2.1 - Limpeza dos Materiais

III.2.2 - Sistema de Difusão

III.2.3 - Processamento

(1) Cristais

A limpeza dos cristais deve ser feita imediatamente antes de sua introdução, juntamente com a fonte, na ampola de difusão que será levada ao sistema de vácuo. Esta limpeza é feita da seguinte maneira:

- a) Fervura em tricloroetileno por 15 minutos, trocando-se o tricloro a cada 5 minutos.
- b) Idem a) utilizando-se acetona. Em seguida, caso haja faixas de isolante sobre a superfície do cristal, levá-lo ao ultrasom, imerso em acetona, por 15 minutos.
- c) Banho com metanol (esguichar sobre o cristal).
- d) Banho com isopropanol.
- e) Banho com água deionizada.
- f) Secagem com fluxo de nitrogênio.

O item a) é necessário para retirar substâncias orgânicas do cristal. Os itens subsequentes, até e), são necessários para retirar o material de limpeza (tricloroetileno, acetona, metanol ou isopropanol) utilizado no item anterior a cada um deles. O ultrasom é utilizado para retirar partículas que porventura se encontrem entre as faixas de isolante, e o item g) é necessário para eliminar óxidos que se formam na superfície do cristal.

II) Fonte de Difusão

Esta é composta por Ga, GaAs e Zn. A limpeza desses materiais é feita da seguinte forma:

a) Zn

Fervura durante 5 minutos em $[HCl:H_2O(D.I.)]:[1:3]$, banho em água deionizada e secagem com fluxo de nitrogênio.

b) Ga

Fervura em HCl por 15 minutos, banho com água deionizada e secagem com fluxo de nitrogênio.

c) GaAs

Sofre o mesmo processo de limpeza que o cristal onde se faz a difusão, após o que é triturado em um recipiente de porcelana para que sua superfície de contato aumente.

d) Cd

Por utilizarmos Cd em pó, este não sofre limpeza.

III) Ampola de Difusão

Enchemos a ampola com ácido fluorídrico, deixando haver farto transbordamento do mesmo, permitindo a limpeza de sua parte externa. Repete-se o processo cinco vezes, após o que enxaguamos a ampola com água deionizada e a secamos com a chama de um maçarico.

III.2.2 - Sistema de Difusão

O sistema de difusão que utilizamos é adequado à técnica conhecida como "difusão em ampola selada". Esta técnica consiste em introduzir o cristal, juntamente com a fonte de difusão, em uma

ampola de quartzo, que é evacuada através de um sistema de vácuo. Quando é atingida a pressão desejada no interior da ampola, esta é selada e introduzida, por um intervalo de tempo previamente estabelecido, num forno cuja temperatura é controlada.

O forno de difusão é de marca Varian, modelo 1547 tubular, revestido externamente com aço inoxidável e com três regiões de aquecimento resistivo independentes. Alinhado com o eixo do forno colocamos um homogeneizador de temperatura, que é um cilindro vazado em seu eixo longitudinal e com vapor de sódio entre suas paredes. Concêntrica e internamente ao homogeneizador de temperatura há ainda um tubo de quartzo, que é apoiado em dois suportes externos ao forno e com altura ajustável. Na figura 3.4 vemos um esquema dessa montagem.

O controle de temperatura no forno é feito por um sistema eletrônico do tipo Proporcional-Integral-Diferencial (PID), de marca Barber-Colman (série 520), com três cabeças. Cada uma delas é ligada a um termopar tipo K (Cromel-Alumel), com um termopar colocado em cada uma das três regiões de aquecimento do forno. A cabeça ligada à região central é chamada de "principal", as outras duas de "escravas". As escravas podem ser ajustadas independentemente para uma temperatura que esteja entre +5% e -5% da temperatura determinada na cabeça principal. Cada cabeça recebe a leitura de temperatura da região do forno onde se encontra seu termopar, compara-a com aquela ajustada e envia mais ou menos corrente, através da fonte de potência do sistema, à região do forno considerada.

Uma vez que o coeficiente de difusão é fortemente dependente da temperatura [21], para que as difusões sejam reproduzíveis é importante que a temperatura seja estável no tempo

e que tenha a menor variação possível ao longo da região do forno onde é colocada a ampola.

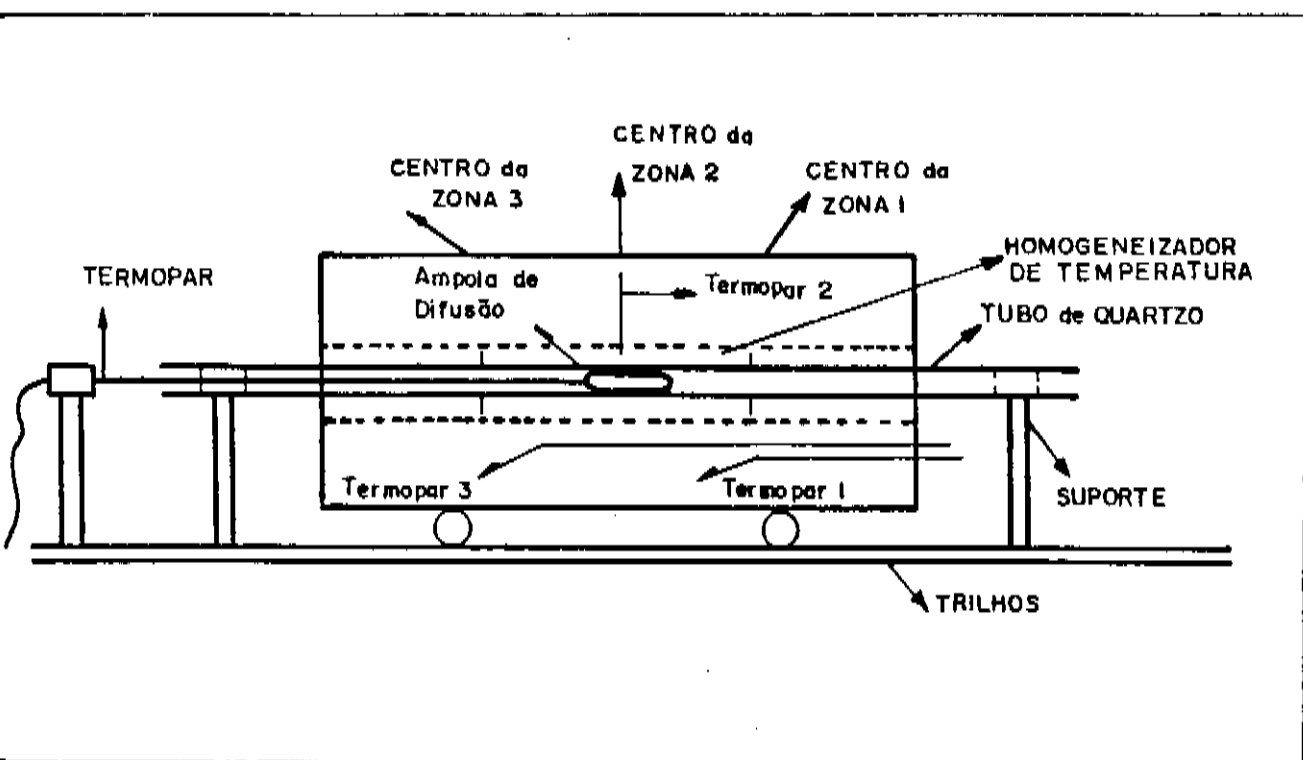


Figura 3.4 - Esquema do forno de difusão, homogeneizador de temperatura e tubo de quartzo por onde é introduzida a ampola de difusão (adaptado de [22]).

Através do controle de temperatura do forno conseguimos que no intervalo de tempo em que as difusões eram feitas as temperaturas se mantivessem estáveis. Também conseguimos dentro do forno uma região de difusão onde a variação da temperatura era menor que 1°C , para a temperatura de cada difusão. Na figura 3.5 temos o perfil de temperatura no interior do forno para difusões a 981°C .

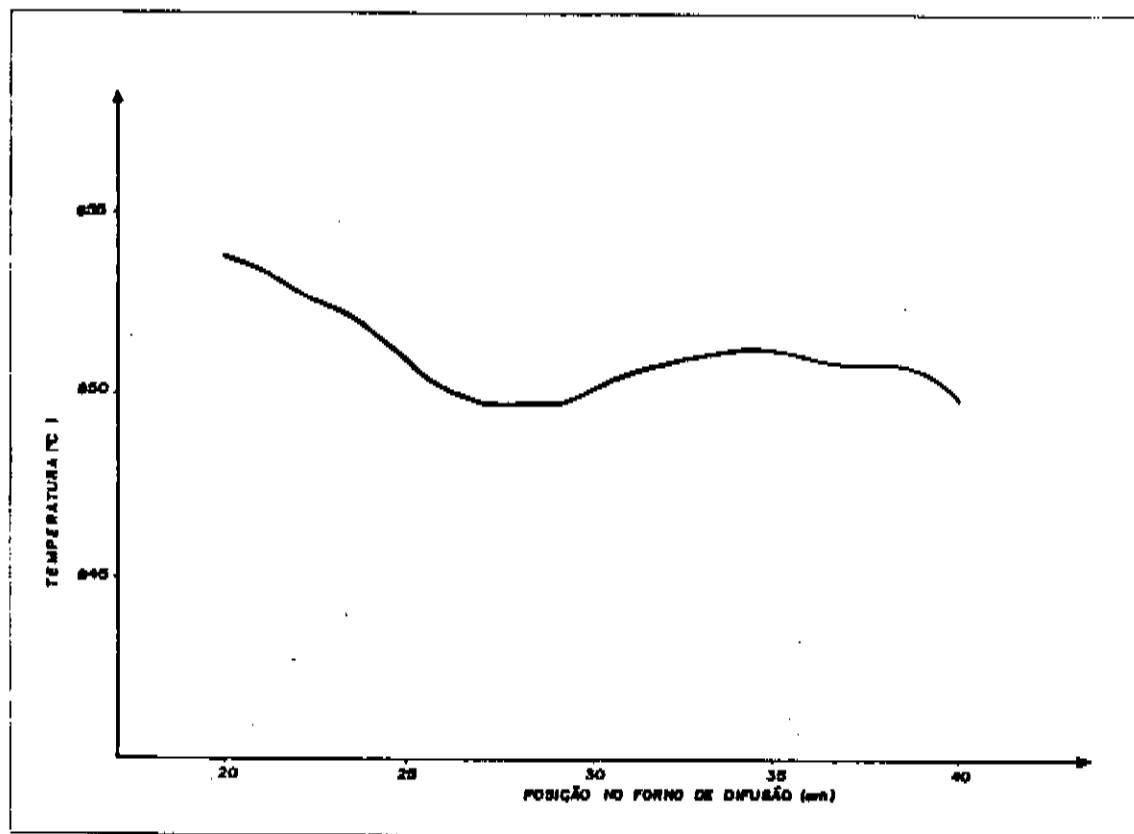


Figura 3.5 - Perfil de temperatura do forno para as difusões feitas a 851°C . A ampola tem seu centro colocado em $x=35\text{cm}$.

Podemos ver na figura 3.5 que entre $x=31\text{cm}$ e $x=39\text{cm}$ a temperatura varia $\pm 0,5^{\circ}\text{C}$, o que consideramos suficiente. Nas difusões realizadas a temperaturas diferentes de 851°C tivemos uma situação análoga a esta.

Para a evacuação da ampola de difusão (fig. 3.6) utilizamos um sistema de vácuo Edwards, modelo ES100. O esquema do sistema de vácuo é mostrado na figura 3.7.

Quando o vácuo no interior da ampola atinge $(3\pm 2)\cdot 10^{-6}$ torr, medido por um sensor tipo PENNING, da Leybold, esta é selada de tal forma a ter um comprimento final de $(6\pm 0,5)\text{cm}$, de modo que possa ficar inteiramente dentro da região do forno onde a temperatura é constante.

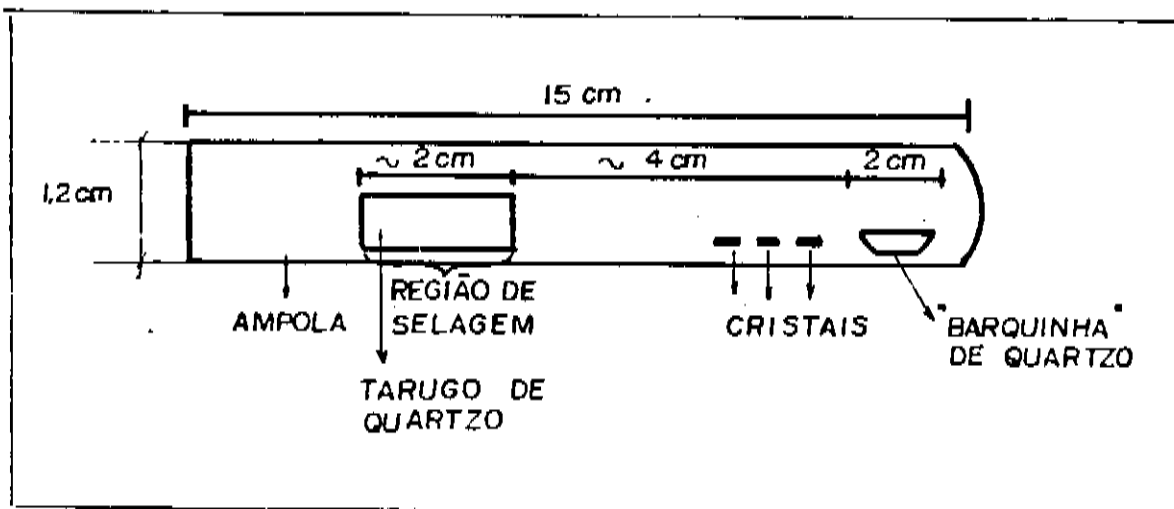


Figura 3.6 - Ampola de difusão contendo fonte e cristais.

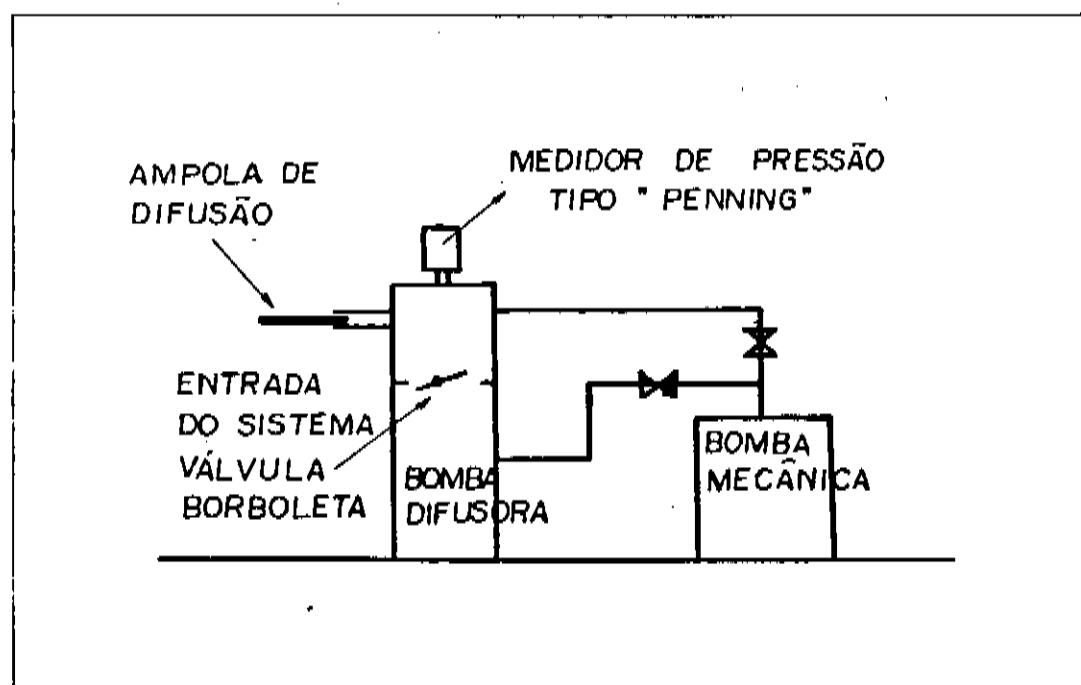


Figura 3.7 - Sistema de vácuo com ampola de difusão.

A selagem é feita utilizando-se um maçarico de O_2 -GLP, com o qual aquecemos a região da ampola em que desejamos efetuar a selagem, tornando-a flexível; então, devido à diferença entre as pressões interna e externa ocorre um estrangulamento na região aquecida. A parte da ampola que não fica em contato com a chama do maçarico e a entrada do sistema de vácuo são enrolados em papel toalha molhado, para que sejam resfriados.

III.2.3 - Processamento do Cristal

A fonte, o tempo e a temperatura de difusão devem ser tais que minimizem, durante a difusão, a formação de defeitos no cristal. Assim, devemos escolher uma fonte que em determinada temperatura esteja em equilíbrio de fase com o cristal, cuja superfície é de GaAs. Também desejamos que a difusão forneça dopagem tipo p, conforme a figura 3.8, onde mostramos o dispositivo fabricado.

Escolhemos por isso como fonte de difusão Ga-As-Zn, uma vez que os diagramas de fase desses materiais são bem conhecidos [23]. Outro ponto de interesse é que a difusão forneça uma concentração superficial de portadores livres $p \geq 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, adequada à confecção de contatos p ôhmicos.

A seguir descrevemos como calcular a fonte de difusão que deve ser utilizada para obtenção das regiões p mostradas na figura 3.8.

Seja a massa total da fonte, W_r^T , dada por

$$W_r^T = r \left[X_{Ga}^f M_{Ga} + X_{As}^f M_{As} + X_{Zn}^f M_{Zn} \right] \quad (3.6)$$

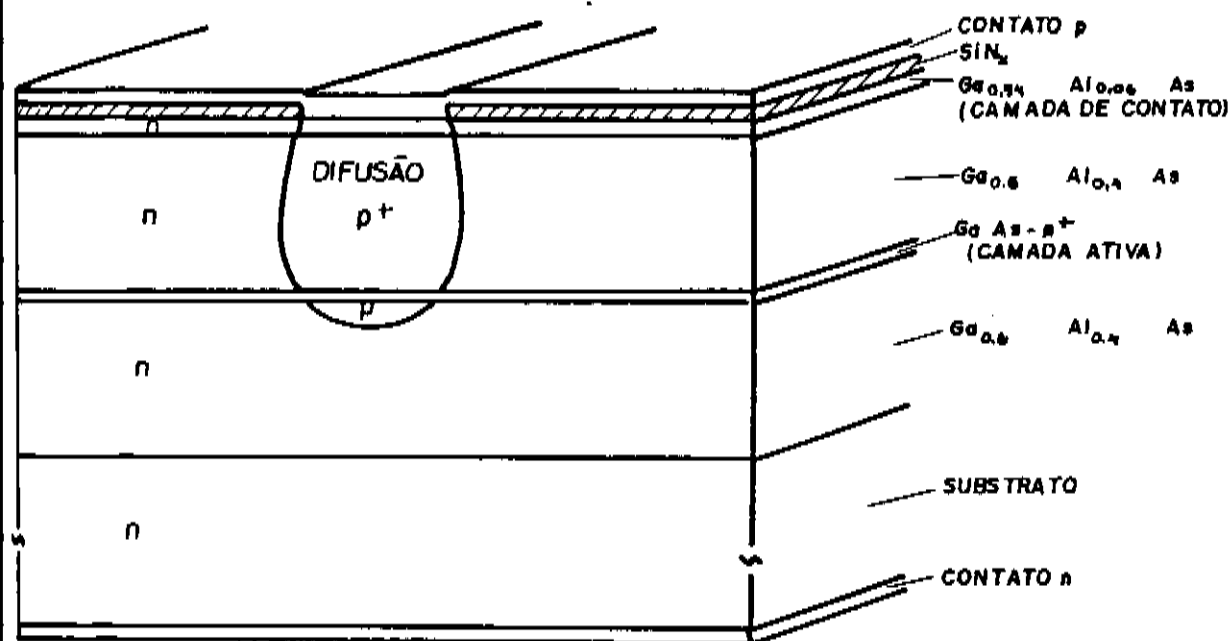


Figura 3.8 - Esquema do laser fabricado.

onde

X_{Ga}^f = fração atômica final de Ga;

X_{As}^f = fração atômica final de As;

X_{Zn}^f = fração atômica final de Zn;

M_{Ga} = Mol do Ga;

M_{As} = Mol do As;

M_{Zn} = Mol do Zn;

r = constante maior que zero.

A fração atômica final de Ga na fonte será a soma das frações atômicas de Ga puro e Ga proveniente do GaAs:

$$X_{Ga}^f = X_{Ga}^{Ga} + X_{Ga}^{GaAs} \quad (3.7)$$

sendo X_{Ga}^f = fração atômica de Ga devido ao Ga puro;

X_{Ga}^{GaAs} = fração atômica de Ga devido ao Ga contido no GaAs.

Da equação (3.7) segue-se que

$$X_{Ga}^{Ga} = X_{Ga}^f - X_{Ga}^{GaAs} \quad (3.8)$$

Uma vez que todo As vem do GaAs temos que

$$X_{Ga}^{GaAs} = X_{As}^{GaAs} = X_{As}^f \quad (3.9)$$

De (3.8) e (3.9),

$$X_{Ga}^{Ga} = X_{Ga}^f - X_{As}^f \quad (3.10)$$

e de (3.6) e (3.9),

$$W_F^T = r \left[X_{Ga}^{Ga} M_{Ga} + X_{As}^f M_{GaAs} + X_{Zn}^f M_{Zn} \right] \quad (3.11)$$

As quantidades $r X_{Ga}^{Ga} M_{Ga}$ e $r X_{As}^f M_{GaAs}$ representam respectivamente as massas de Ga puro e GaAs colocadas na fonte.

Usando (3.10) podemos escrever a massa de Ga puro como

$$W_{Ga}^{Ga} = r \left(X_{Ga}^f - X_{As}^f \right) M_{Ga} \quad (3.12)$$

Dividindo (3.11) por (3.12) temos

$$\frac{W_F^T}{W_{Ga}^{Ga}} = 1 + \frac{X_{As}^f M_{GaAs}}{\left(X_{Ga}^f - X_{As}^f \right) M_{Ga}} + \frac{X_{Zn}^f M_{Zn}}{\left(X_{Ga}^f - X_{As}^f \right) M_{Ga}} \quad (3.13)$$

A expressão (3.13) nos dá as massas de GaAs e Zn que devem ser usadas na fonte, por unidade de massa de Ga puro, em função das frações parciais finais desejadas:

$$\frac{W_{GaAs}^f}{W_{Ga}^{Ga}} = \frac{X_{As}^f M_{GaAs}}{\left(X_{Ga}^f - X_{As}^f \right) M_{Ga}}, \quad (3.14)$$

$$\frac{W_{Zn}^i}{W_{Ga}^{Ga}} = \frac{X_{Zn}^f M_{Zn}}{(X_{Ga}^f - X_{As}^f) M_{Ga}} \quad (3.15)$$

onde $\frac{W_{GaAs}^i}{W_{Ga}^{Ga}}$ = massa de GaAs a ser utilizada na fonte dividida pela massa de Ga puro utilizada,

$\frac{W_{Zn}^i}{W_{Ga}^{Ga}}$ = massa de Zn a ser utilizada na fonte dividida pela massa de Ga puro.

Para determinar quais frações parciais fornecem $p \geq 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ na superfície do cristal, utilizamos os dados de crescimento [24] mostrados na tabela III.2. Com estes dados pudemos escolher as frações parciais desejadas, já que a superfície do cristal, estando em equilíbrio de fase com a fonte durante a difusão, deve adquirir a mesma concentração de portadores encontrada nos crescimentos descritos na tabela III.2(a,b), quando se usam nas difusões frações parciais iguais aquelas utilizadas nos crescimentos.

Além de obter a concentração superficial mencionada acima, desejamos também que a camada ativa continue tipo n após a difusão (fig. 3.8). Uma vez que a concentração de portadores

Run No.	Atomic fraction		
	Ga	As	Zn
1	0.919	0.081	1.2×10^{-4}
2	0.94	0.06	8.7×10^{-4}
3	0.935	0.065	8×10^{-7}
4	0.83	0.07	0.1
5	0.93	0.06	0.01
6	0.94	0.06	9.2×10^{-7}
7	0.94	0.06	2.5×10^{-6}
8	0.50	0.13	0.37
9	0.24	0.24	0.52
10	0.98	0.04	9.3×10^{-6}

(a)

Sample No.	ρ (ohm-cm)	Hall measurement		Zn concentration N_{Zn} (cm $^{-3}$)	
		$\mu_p \left(\frac{\text{cm}^2}{\text{V-sec}} \right)$	p (cm $^{-3}$)	From Hall data	From other methods
1-1	0.059	155	6.8×10^{17}	8.8×10^{17}	
1-2	0.056	166	6.5×10^{17}	8.5×10^{17}	
1-3	0.054	150	7.8×10^{17}	10.5×10^{17}	
2-1	0.017	110	3.3×10^{18}	4.3×10^{18}	
2-2	0.019	114	2.9×10^{18}	3.8×10^{18}	
2-3	0.018	102	3.4×10^{18}	4.4×10^{18}	
3-1	1.61	347	1.12×10^{18}		$1.55 \times 10^{18(a)}$
4-1	0.0028	54.5	4.1×10^{18}		$7.5 \times 10^{18(b)}$
4-2	0.0035	63	2.8×10^{18}	2.8×10^{18}	
5-1	0.0049	68	1.9×10^{18}	1.9×10^{18}	
5-2	0.0052	69	1.7×10^{18}	1.7×10^{18}	
5-3	0.0067	77	1.22×10^{18}	1.22×10^{18}	
6-1	1.37	270	1.7×10^{18}		$2 \times 10^{18(c)}$
7-1	0.097	231	2.8×10^{17}	3.6×10^{17}	
7-2	0.083	207	3.6×10^{17}		$4 \times 10^{17(c)}$
8-1	0.0016	38.5	1.01×10^{20}		$0.97 \times 10^{20(b)}$
9-1	0.0014	41	1.1×10^{20}		$1.3 \times 10^{20(b)}$
9-2	0.0015	47	0.87×10^{20}	0.87×10^{20}	
10-1	0.168	260	1.4×10^{17}	1.8×10^{17}	

(b)

Tabela III.2 - Dados de crescimentos utilizados para o cálculo das fontes para as difusões: (a) composição das soluções; (b) medidas de efeito Hall e concentrações de zinco. Extraído de [24].

livres da camada ativa é de aproximadamente $2,8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ - tipo n (fig. 3.3), a difusão deve chegar a esta camada fornecendo uma concentração p menor que este valor.

Antes de fabricar o dispositivo (utilizando o cristal (203), fizemos algumas difusões em outros cristais, a fim de otimizar o processo. As características desses cristais, chamados de cobaias, são descritas na tabela III.1.

D I F.	F O N T E (mg)				Temp. (°C)	Tempo (min)	Pressão (Torr)	Cristal
	Ga	GaAs	Zn	Cd				
13	1000,00	321,08	—	212,13	858	420	$4 \cdot 10E(-6)$	1128
14	1000,00	171,40	0,93	—	850	240	$2 \cdot 10E(-6)$	4074
15	1000,00	171,40	0,93	—	852	240	$2 \cdot 10E(-6)$	4074
16	1000,00	300,00	—	260,60	890	120	$2 \cdot 10E(-6)$	4074
17	1000,00	300,45	—	264,15	900	120	$2 \cdot 10E(-6)$	4074
18	1000,00	291,08	126,36	—	852	240	$2 \cdot 10E(-6)$	4074
19	1000,00	271,17	0,94	—	852	120	$3 \cdot 10E(-6)$	1123
20	1000,00	291,00	126,39	—	852	60	$3 \cdot 10E(-6)$	GT002/1123
21	1000,00	243,07	10,75	—	852	120	$3 \cdot 10E(-6)$	1123
22	1000,00	243,00	10,75	—	852	25	$4 \cdot 10E(-6)$	1123
23	1000,00	291,35	126,32	—	852	10	$4 \cdot 10E(-6)$	1123
24	1000,00	271,40	0,93	—	850	420	$4 \cdot 10E(-6)$	1123/1103
25	1000,00	271,40	0,93	—	850	420	$4 \cdot 10E(-6)$	1123/1103
26	1000,00	245,12	10,75	—	851	25	$4 \cdot 10E(-6)$	1203

Tabela III.3 - Dados sobre as difusões feitas.

Nas difusões de números 1 a 12 não obtivemos sucesso, pois após cada uma delas sempre havia defeitos na superfície da amostra ou deposição de algum material sobre ela. O problema da deposição foi resolvido resfriando-se a extremidade da ampola onde estava a fonte com jato de ar, imediatamente após sua retirada do forno. Para evitar os defeitos na superfície, provavelmente provenientes da evaporação de As antes de se atingir o equilíbrio

no interior da ampola, passamos a adicionar uma quantidade extra de GaAs moído àquelas calculadas com a expressão (3.14). Esta quantidade, a partir da difusão número 13, foi fixada em 100 mg. Este procedimento revelou-se eficiente. Na tabela III.3 temos as características das difusões de números 13 a 26. Os perfis de portadores das difusões bem sucedidas encontram-se nas figuras 3.9(a-i).

Como podemos notar através da tabela III.3, algumas difusões foram feitas utilizando-se Cd como dopante p ao invés de Zn. Isto porque inicialmente pretendíamos fabricar dispositivos usando Cd. Uma vez que não temos diagramas de fase para o sistema Ga-As-Cd, utilizamos os dados referentes ao Zn para calcular as fontes de difusão contendo Cd, já que estes elementos pertencem à mesma coluna da tabela periódica. Este procedimento revelou-se eficiente, pois não tivemos problemas com as difusões de Cd.

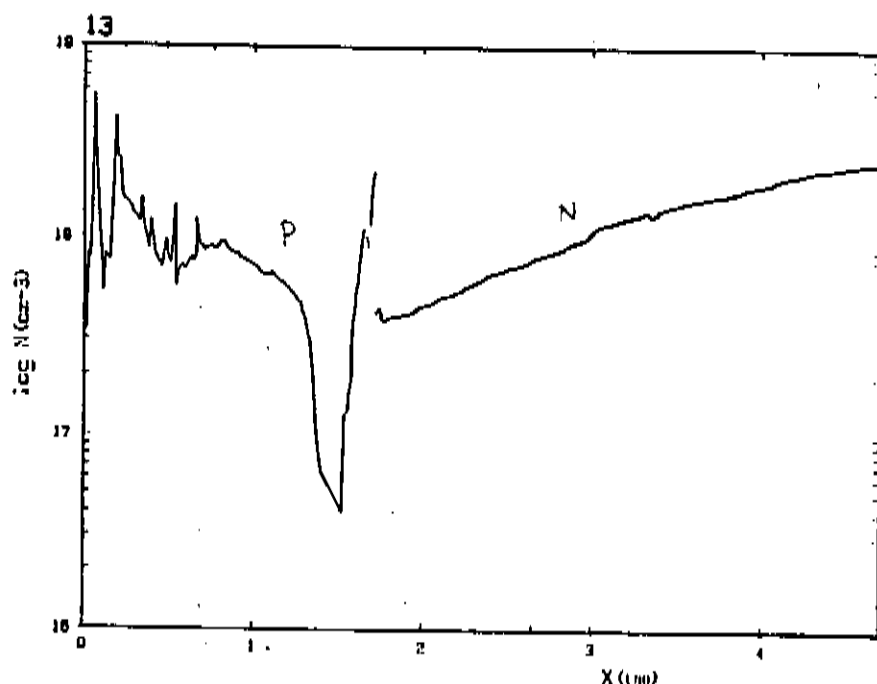


Figura 3.9(a) - Perfil de portadores da difusão 13.

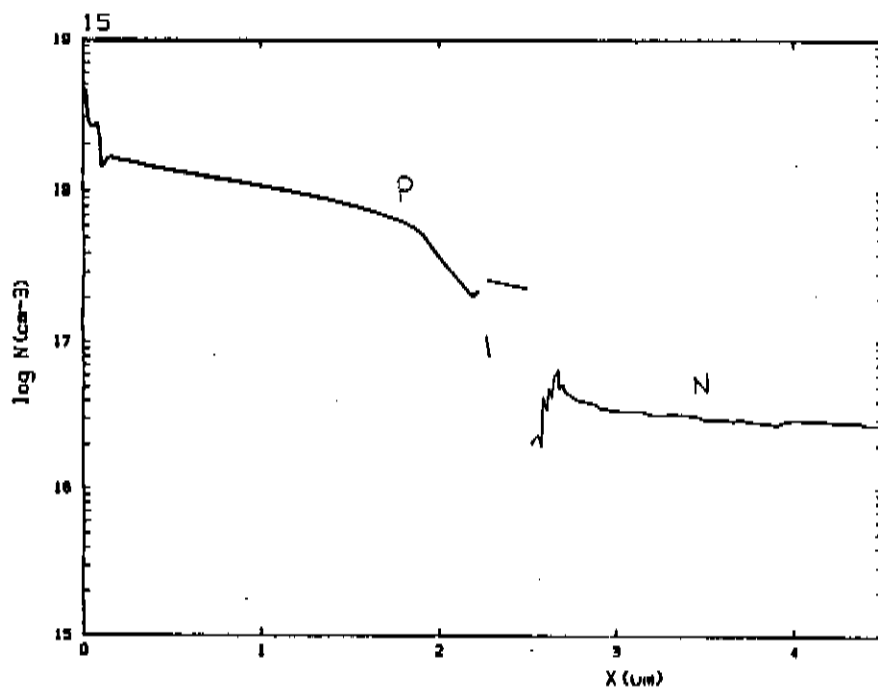


Figura 3.9(b) - Perfil de portadores da difusão 15.

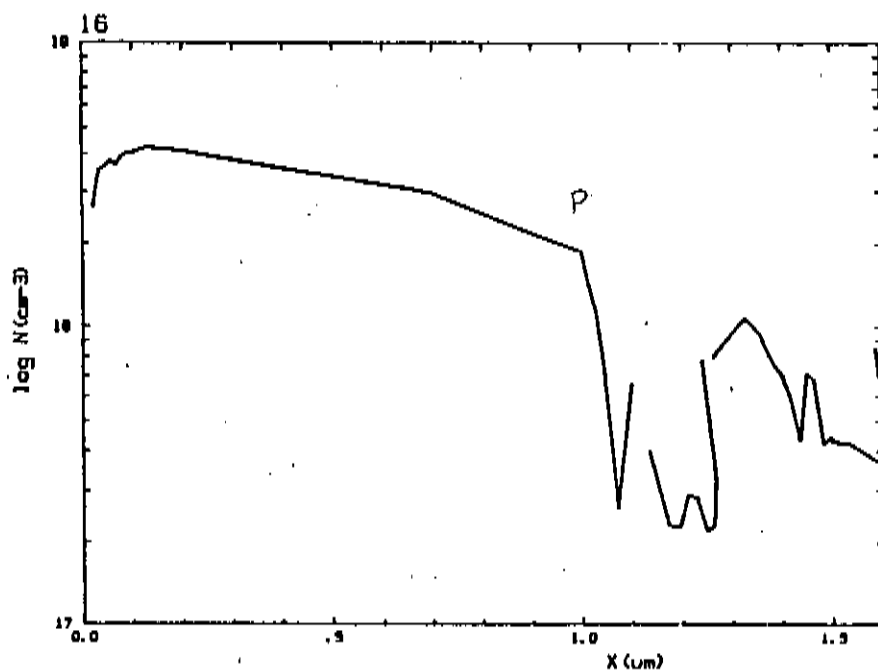


Figura 3.9(c) - Perfil de portadores da difusão 16

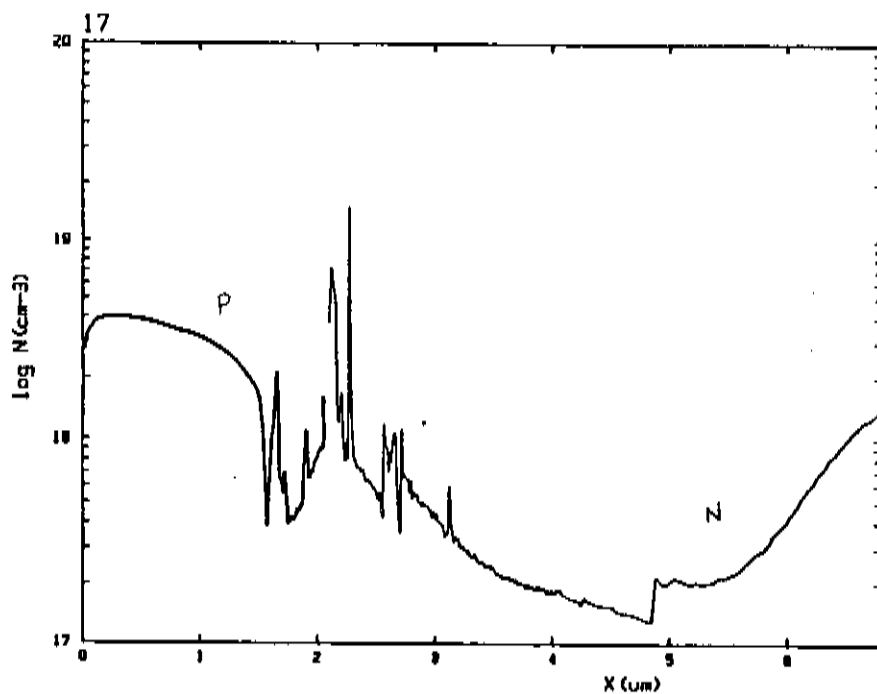


Figura 3.9(d) - Perfil de portadores da difusão 17.

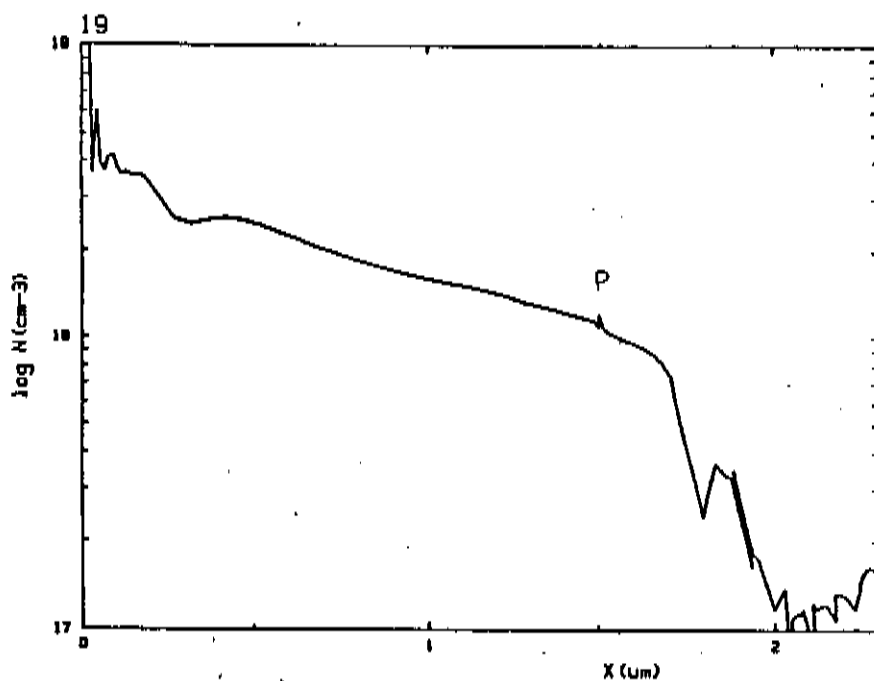


Figura 3.9(e) - Perfil de portadores da difusão 19.

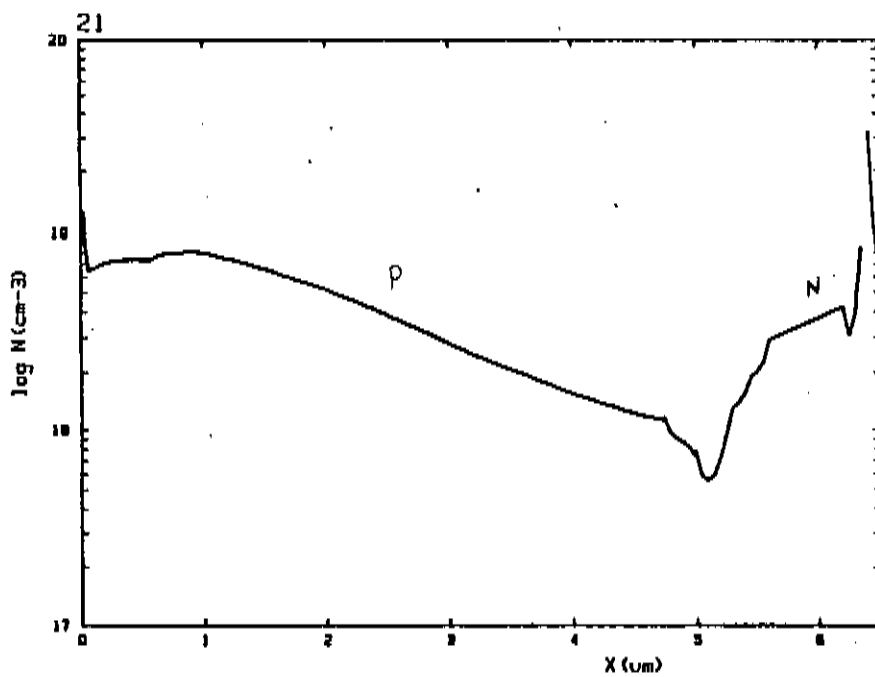


Figura 3.9(f) - Perfil de portadores da difusão 21.

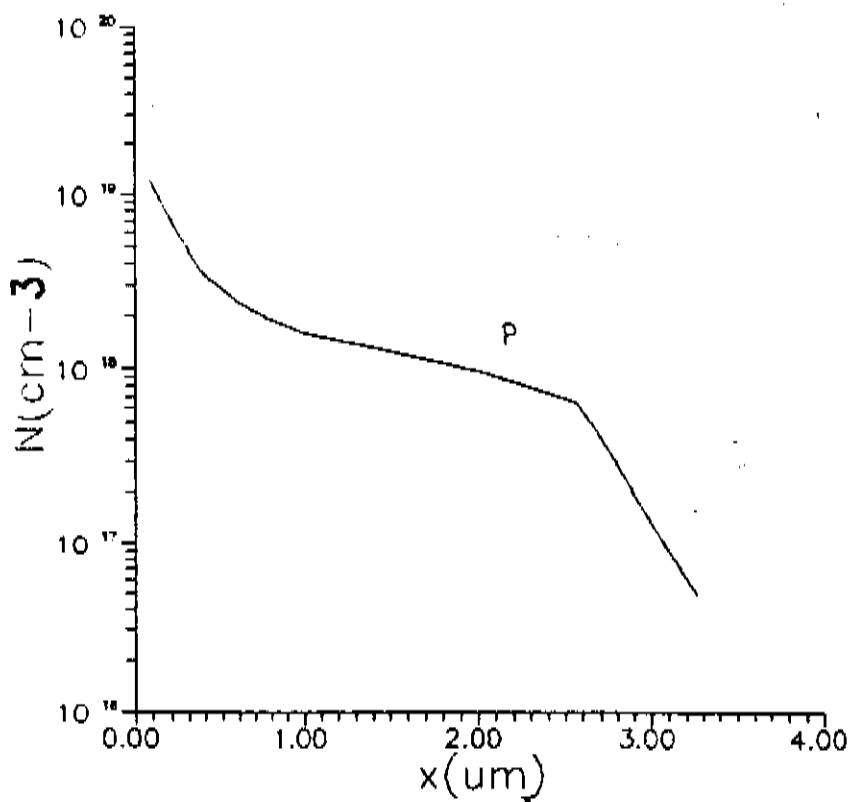


Figura 3.9(g) - Perfil de portadores da difusão 22.

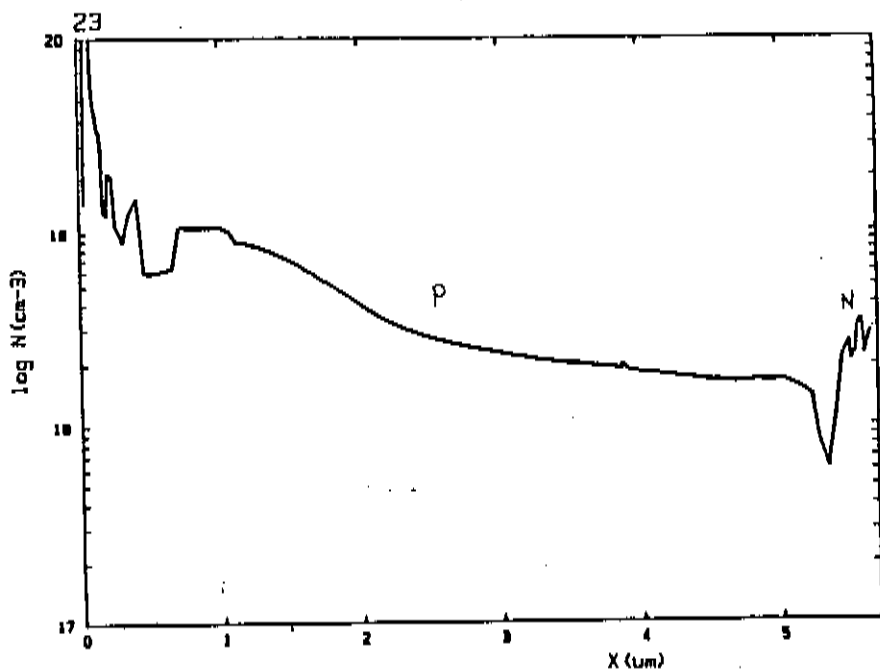


Figura 3.9(h) - Perfil de portadores da difusão 23.

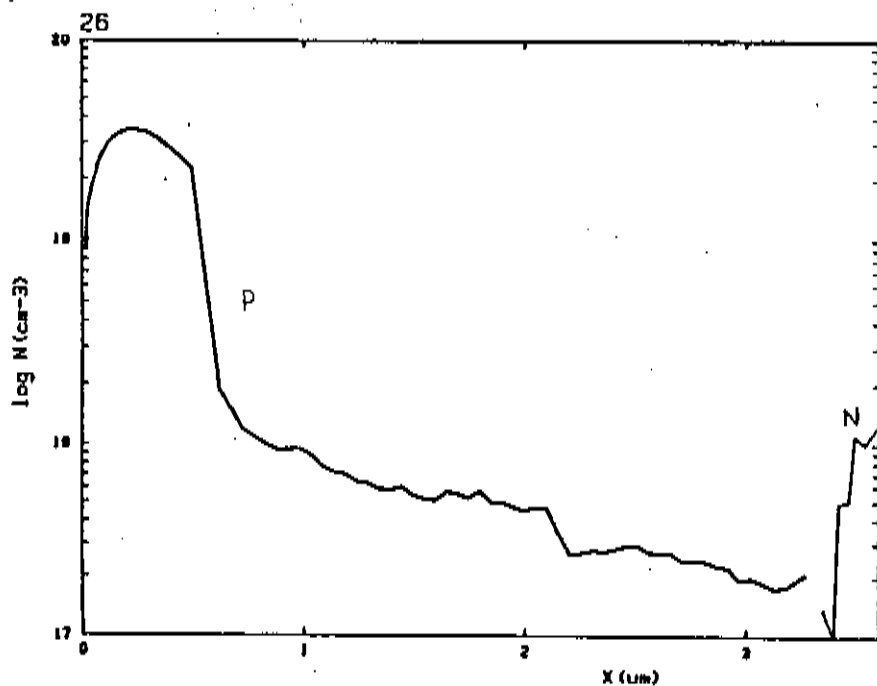


Figura 3.9(i) - Perfil de portadores da difusão 26.

Na figura 3.9(g) temos o perfil de portadores que se obteve com a difusão número 22, já selecionados os pontos com fase boa, isto é, $90^\circ \pm 5^\circ$. Esta difusão foi feita em um cristal (1123) cuja camada superior tinha aproximadamente $0,1\mu\text{m}$ (tabela III.1).

Para se utilizar o cristal 1203 e uma difusão semelhante à difusão 22 na fabricação dos dispositivos, foi preciso desbastar a camada superior daquele cristal. Isto porque no cristal 1203 a camada superior era cerca de dez vezes mais espessa que a existente no cristal 1123. O desbaste da camada foi feito através de ataque químico, utilizando-se a solução $\text{H}_3\text{PO}_4:\text{H}_2\text{O}$ (120vol.):Metanol::[1:1:3], que tem velocidade de desbaste de $0,4\mu\text{m}/60\text{s}$ à temperatura ambiente. Após o ataque químico a camada ficou com espessura final de $0,5\mu\text{m}$ e o cristal 1203 foi separado em dois pedaços, que chamamos 1203A e 1203B.

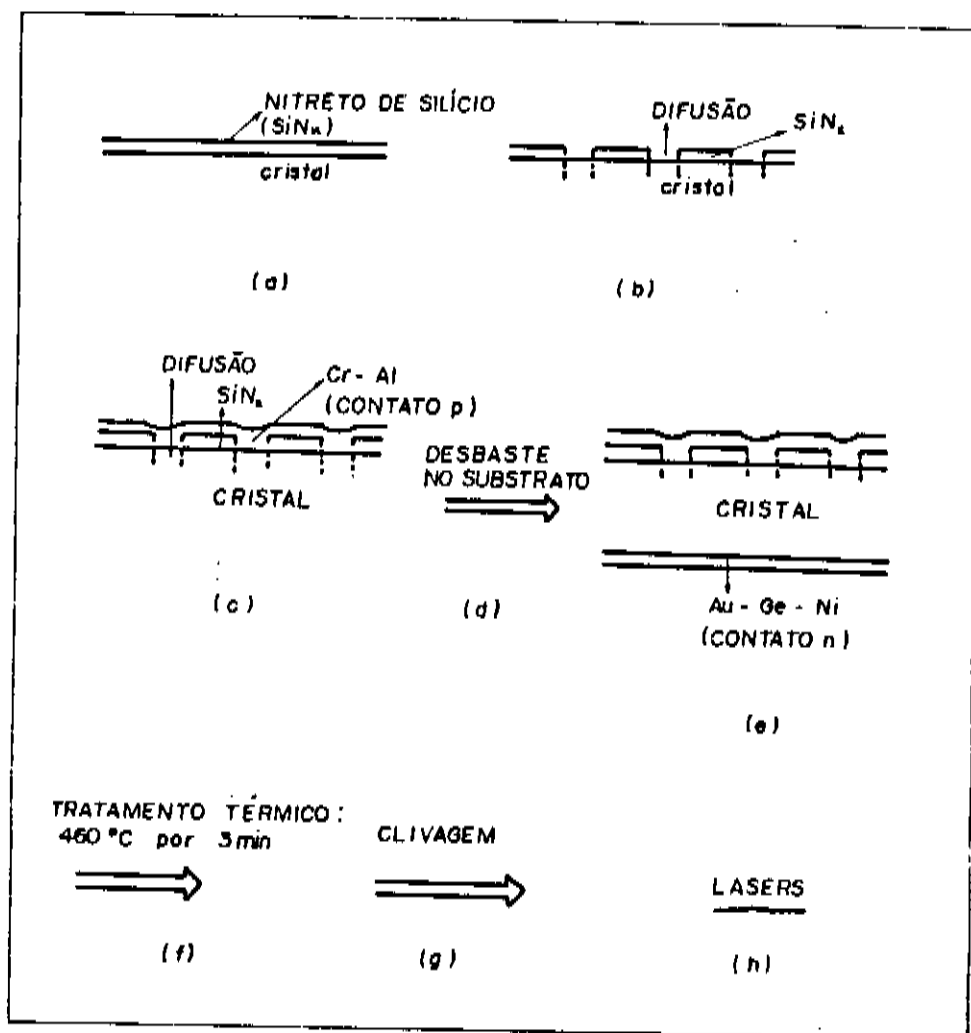


Figura 3.10 - Esquema do processo de fabricação utilizado para o LPGI.

Como podemos ver nas figuras 3.(10,11) a difusão foi feita apenas através de algumas regiões da superfície do cristal, aquelas por onde ocorrerá a injeção de corrente. Estas regiões são chamadas "faixas de contato". Para obtê-las, primeiramente foi depositado nitreto de silício sobre toda a superfície do cristal, após o que, com o uso de técnicas de fotolitografia, este foi retirado apenas dos locais onde eram desejadas as faixas. Estas

faixas (de 5 μ m de largura) foram feitas apenas no cristal 1203A, que juntamente com o cristal 1203B foi utilizado na difusão 26, que repete as condições da difusão 22. O aspecto de uma das faixas está mostrado na figura 3.11. Fizemos então a medida do perfil de portadores livres no cristal 1203B. O resultado é mostrado na figura 3.9(1).

Notemos que esta medida não nos diz que a camada ativa continuou tipo n após a difusão. No entanto, as camadas adjacentes à camada ativa ficaram com concentração de portadores menor que 10^{18}cm^{-3} -tipo p. Como suas dopagens originais eram aproximadamente $2 \cdot 10^{17}\text{cm}^{-3}$ -tipo n, isto significa que a difusão chegou à camada ativa numa concentração menor que 10^{18}cm^{-3} , insuficiente para transformá-la em tipo p. Portanto acreditamos que a medida da concentração de portadores livres da camada ativa dada na figura 3.9(1) está errada. Continuamos então o processamento do cristal 1203A.

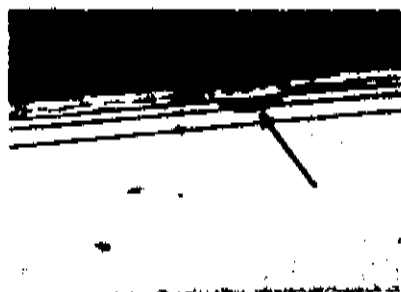


Figura 3.11 - Fotografia da face clivada do cristal 1203A onde se vê a penetração da difusão através da região da superfície do cristal onde será feito o contato p (aumento 1000X).

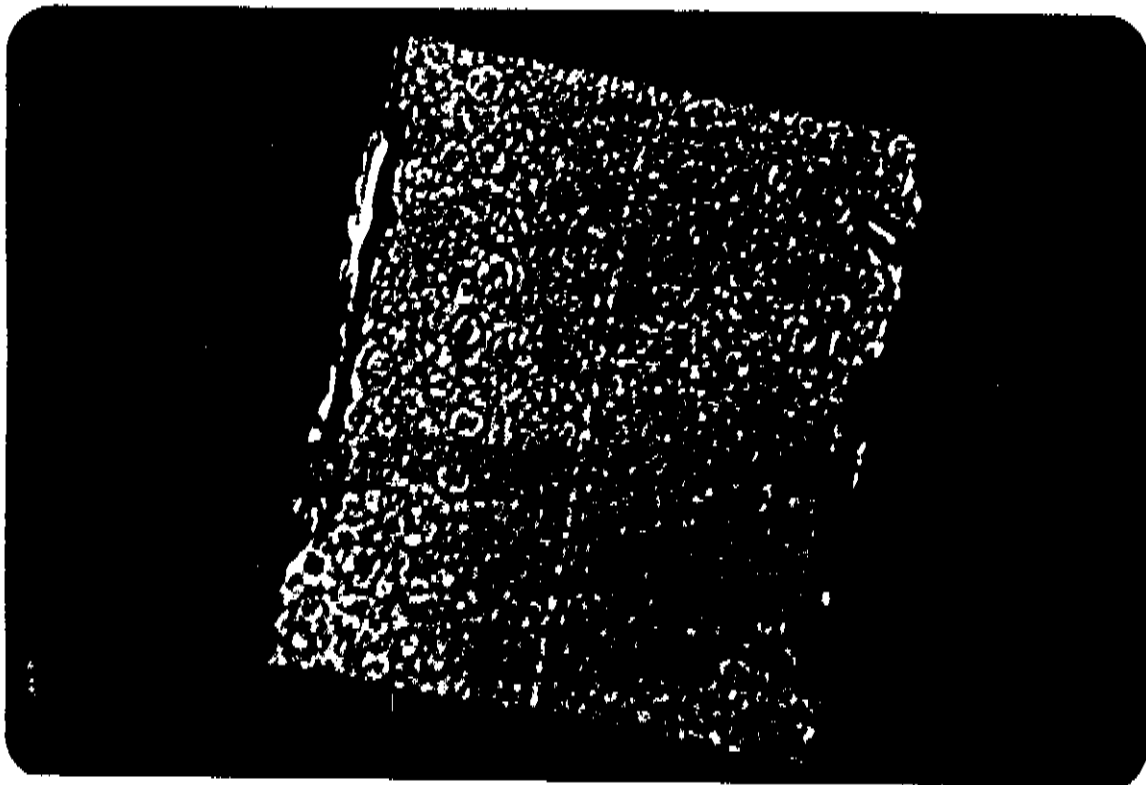
Após a difusão são feitos os contatos elétricos. Para tanto, primeiramente deposita-se Cr e Al (contato p) no lado do cristal onde estão as faixas e depois, no lado oposto, deposita-se

Após estas deposições o cristal é colocado por 3 minutos em um forno a 460°C , com fluxo de nitrogênio, para tratamento térmico dos contatos, com o objetivo de homogeneizá-los e melhorar sua aderência ao substrato e sua característica ôhmica.

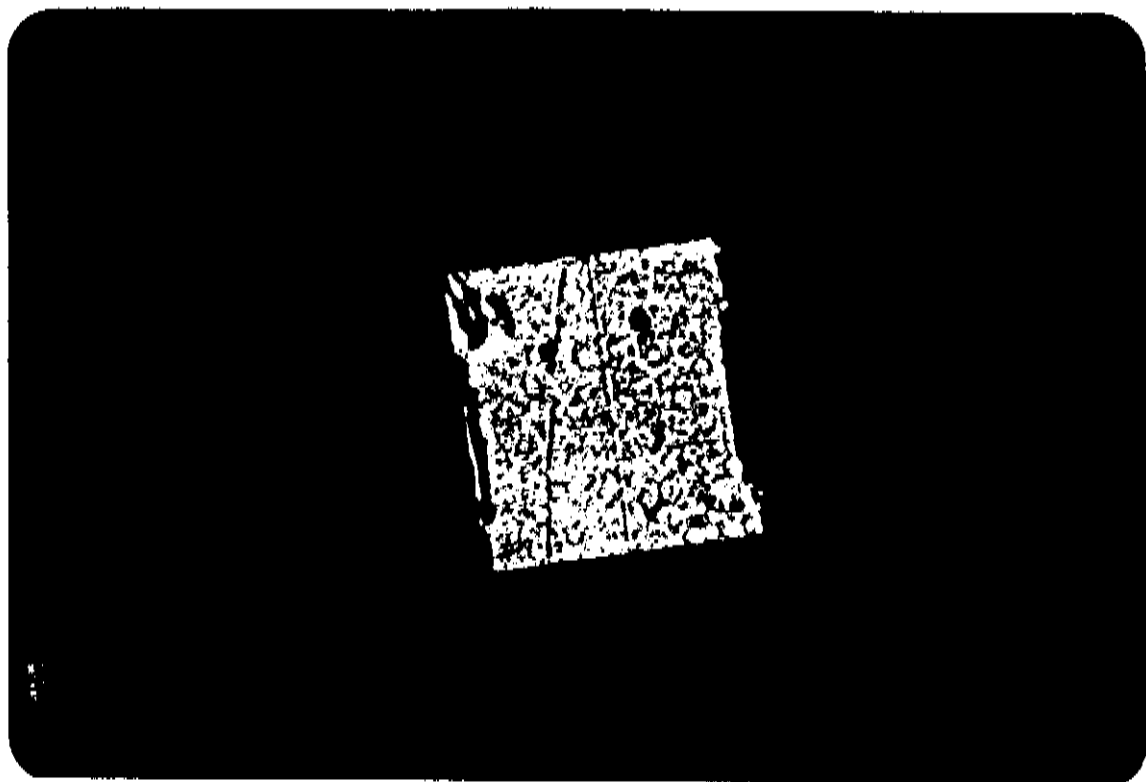
Antes da deposição do contato n o cristal deve ser desbastado pelo lado do substrato para que fique com espessura entre 90 e $100\mu\text{m}$. O objetivo do desbaste é facilitar o último passo do processamento, que é a divisão do cristal nos vários dispositivos. Esta divisão começa pela clivagem do cristal, a intervalos de aproximadamente $250\mu\text{m}$, na direção perpendicular às faixas de contato. Com a clivagem, que dá origem aos espelhos dos dispositivos, são obtidas várias barras do cristal, as quais são quebradas na distância média entre duas faixas para a obtenção dos dispositivos, tomando-se o cuidado de evitar a formação de novos espelhos. Na figura 3.12 temos algumas fotos dos dispositivos fabricados.

III.3 - Caracterização dos Lasers

Dos lasers fabricados, dez foram caracterizados quanto à intensidade de luz emitida versus corrente (figs. 3.13-22). Dentre estes caracterizamos o que apresentou menor corrente de limiar, laser 26A(2,3), quanto ao espectro de emissão (fig. 3.23(a)) e campo próximo (fig. 3.23(b)). As montagens utilizadas são descritas em [25].



(a)



(b)

Figura 3.12 - Fotos de dois dos lasers fabricados:(a) laser 26A (2,3) (aumento 250X); (b) laser 26A (1,6) (aumento 125X).

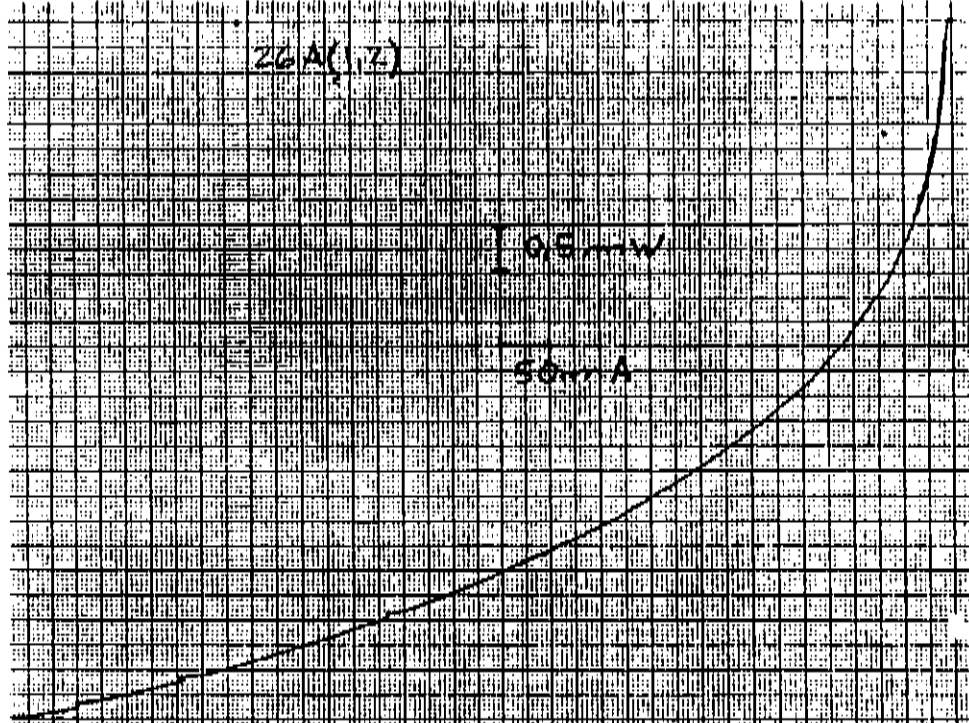


Figura 3.13 - Medidas de Intensidade Luminosa X Corrente Injetada, pulso $1 \mu s$, gate 800 ns - laser 26A(1,2).

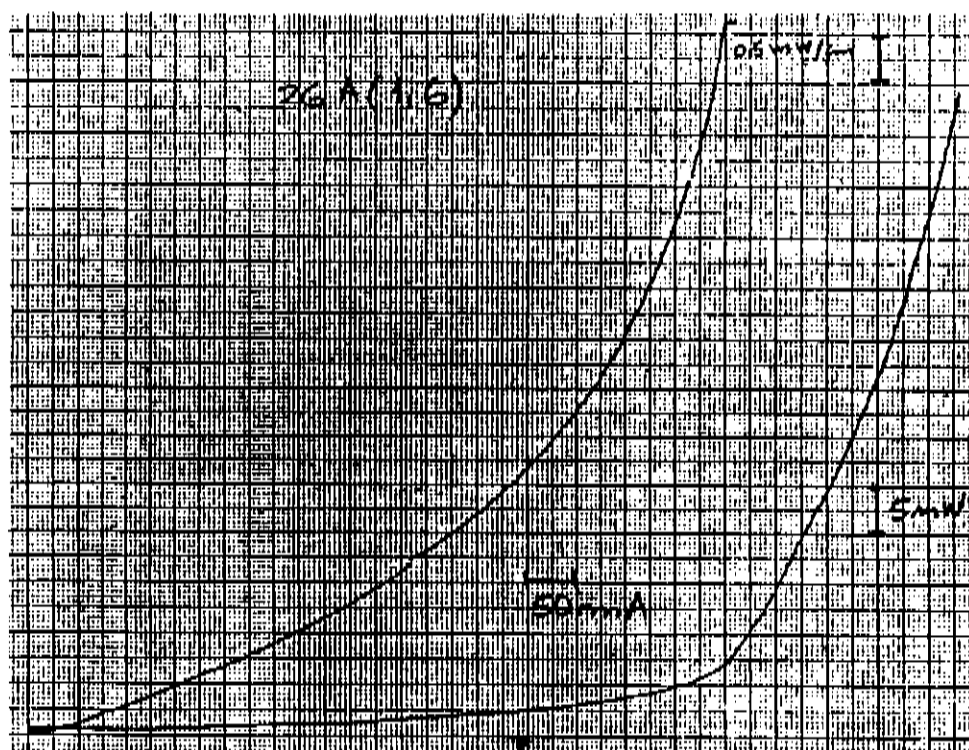


Figura 3.14 - Medidas de Intensidade Luminosa X Corrente Injetada, pulso $1 \mu s$, gate 800 ns - laser 26A(1,6).

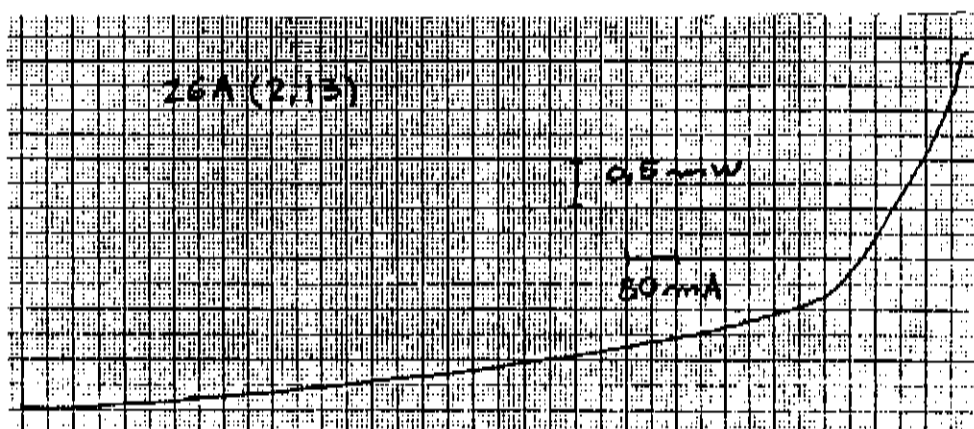


Figura 3.15 - Medidas de Intensidade Luminosa X Corrente Injetada, pulso $1 \mu\text{s}$, gate 800 ns - laser 26A(2,13).

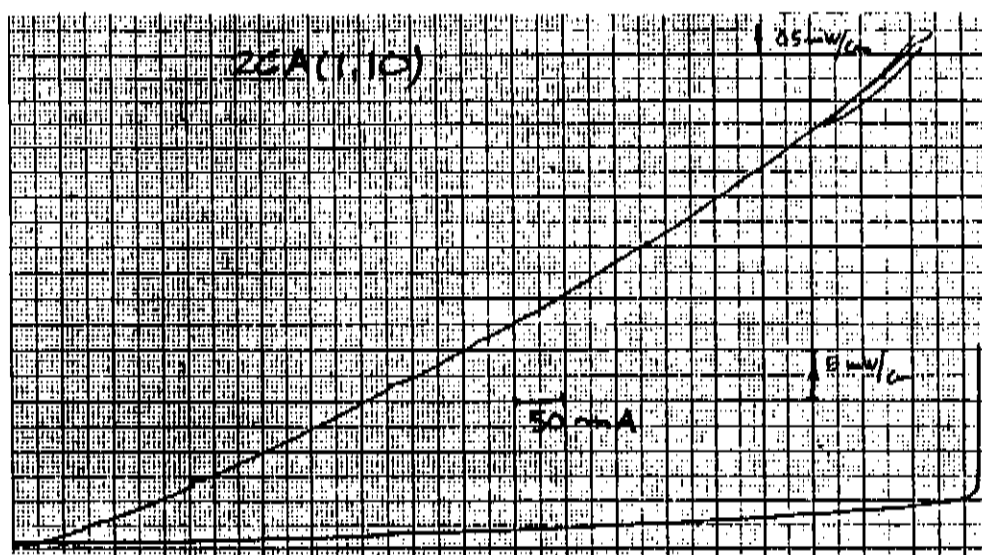


Figura 3.16 - Medidas de Intensidade Luminosa X Corrente Injetada, pulso $1 \mu\text{s}$, gate 800 ns - laser 26A(1,10).

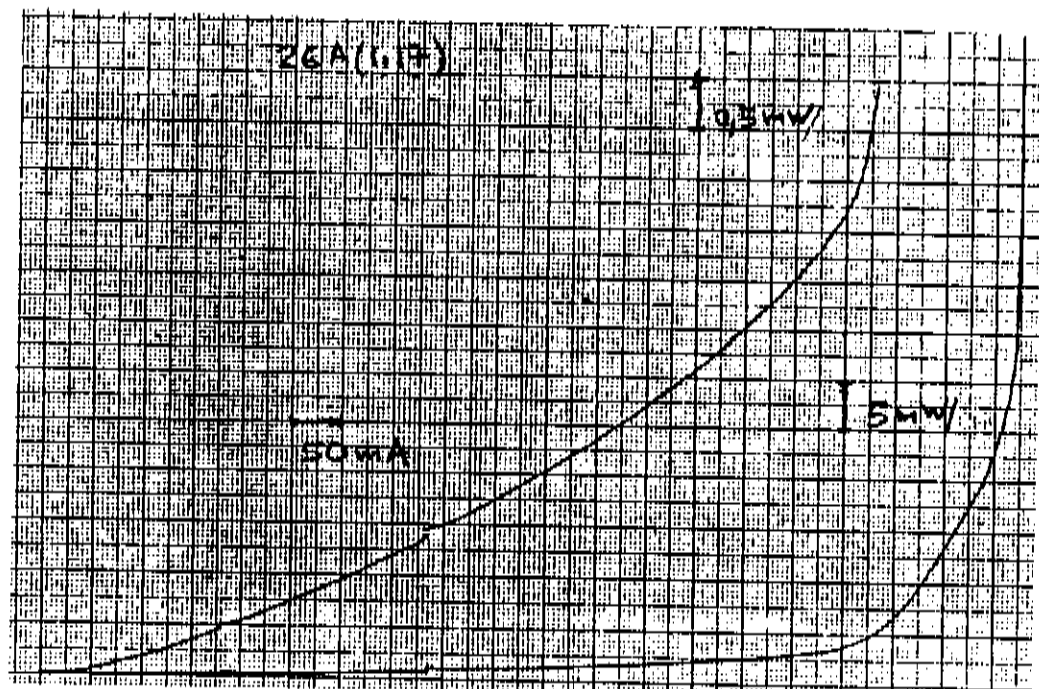


Figura 3.17 - Medidas de Intensidade Luminosa X Corrente Injetada, pulso $1\mu s$, gate 800 ns - laser 26A(1,17).

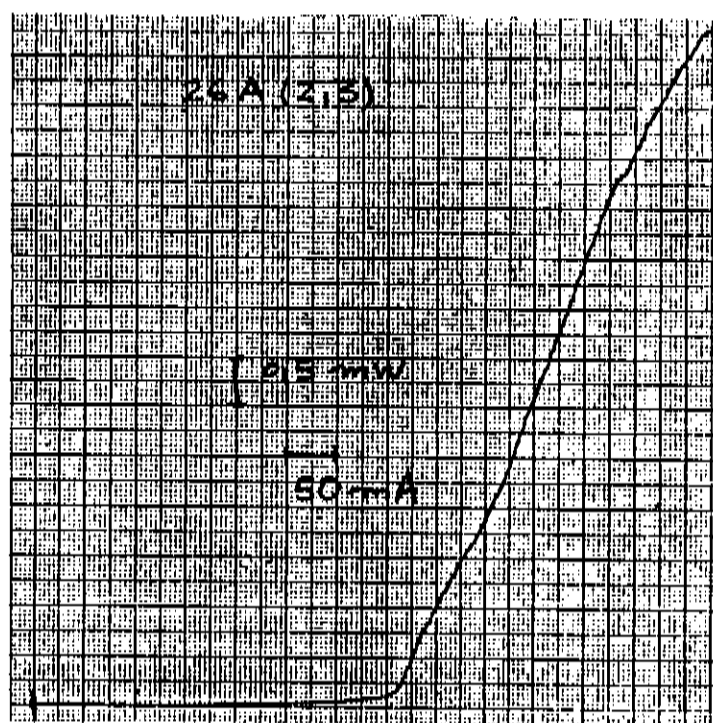


Figura 3.18 - Medidas de Intensidade Luminosa X Corrente Injetada, pulso $1\mu s$, gate 800 ns - laser 26A(2,3).

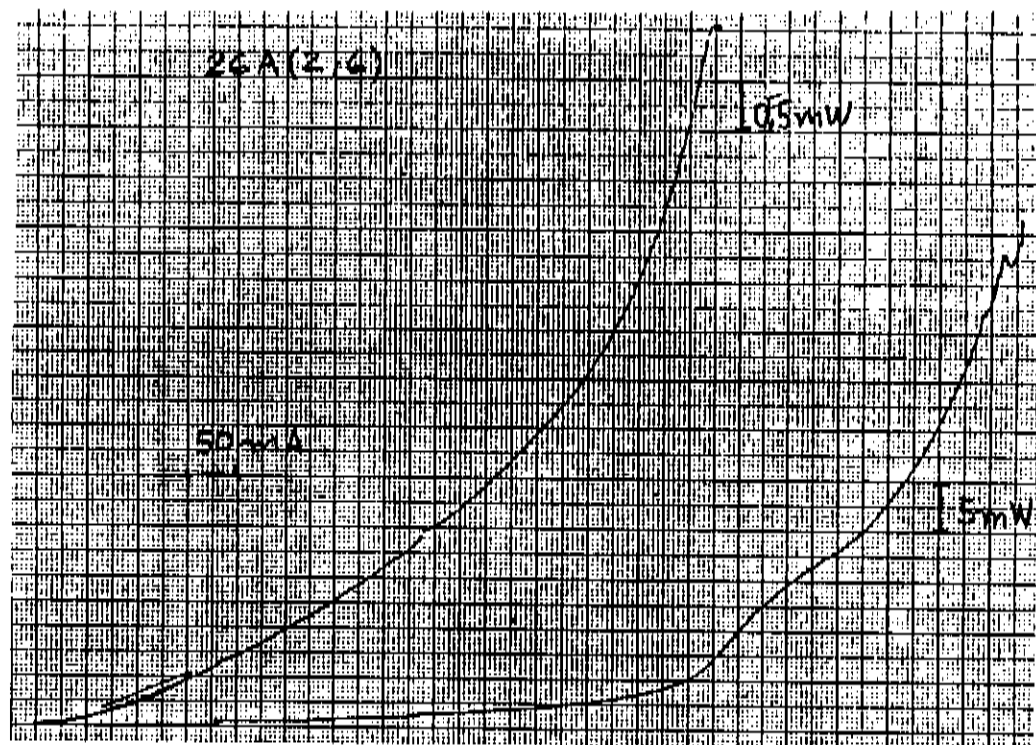


Figura 3.19 - Medidas de Intensidade Luminosa X Corrente Injetada, pulso $1 \mu s$, gate $800 ns$ - laser 26A(2,6).

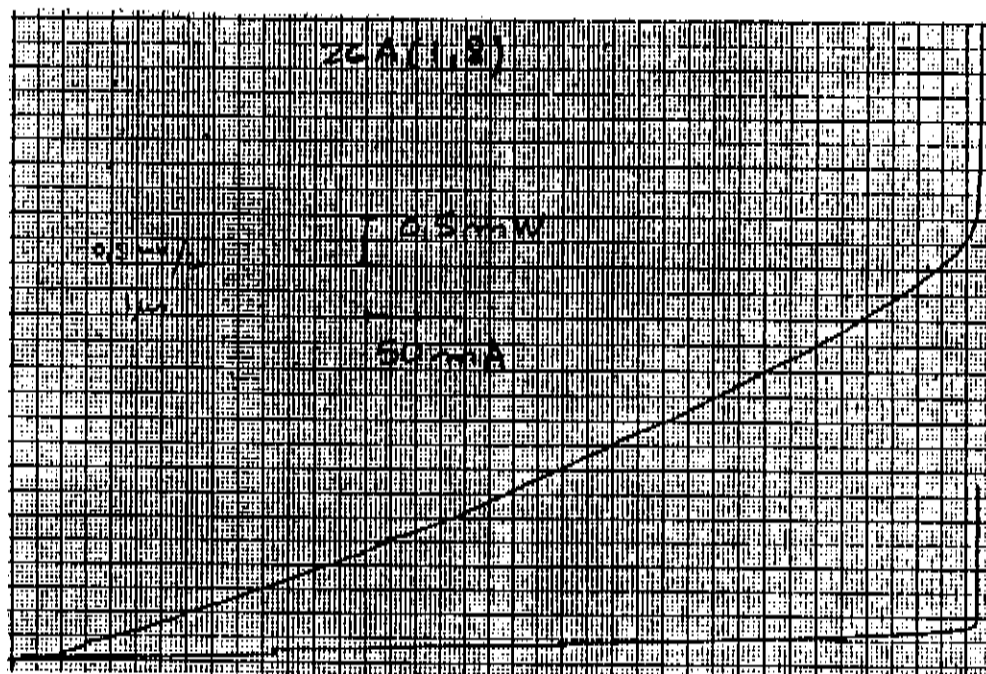


Figura 3.20 - Medidas de Intensidade Luminosa X Corrente Injetada, pulso $1 \mu s$, gate $800 ns$ - laser 26A(1,8).

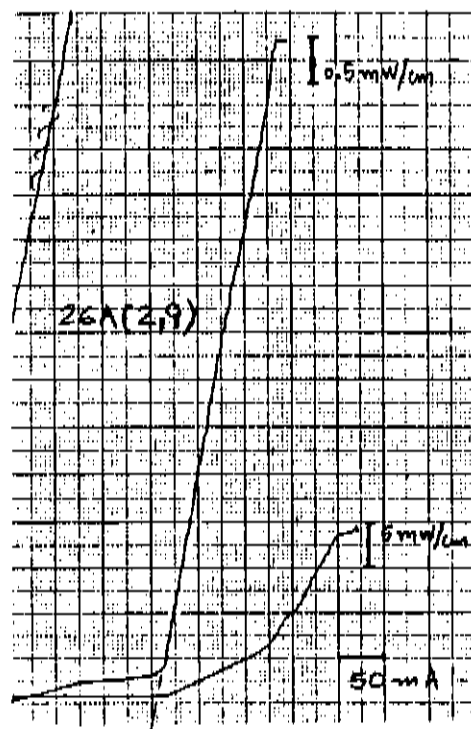


Figura 3.21 - Medidas de Intensidade Luminosa X Corrente Injetada, pulso $1\mu\text{s}$, gate 800 ns - laser 26A(2,9).

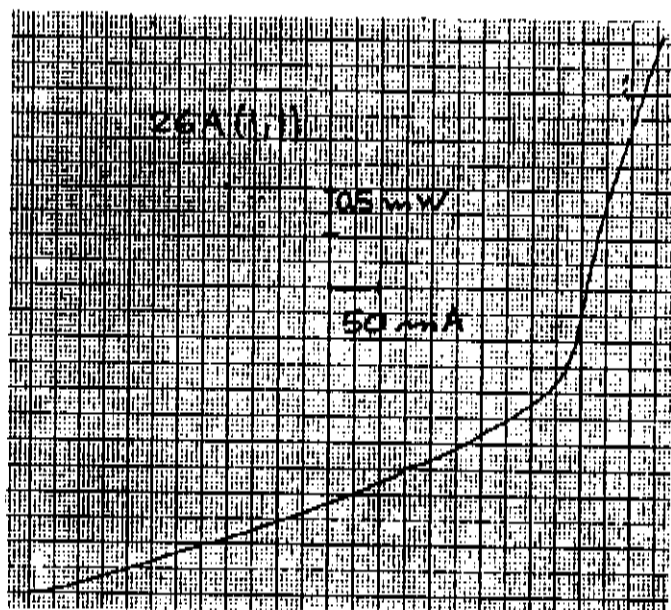


Figura 3.22 - Medidas de Intensidade Luminosa X Corrente Injetada, pulso $1\mu\text{s}$, gate 800 ns - laser 26A(1,1).

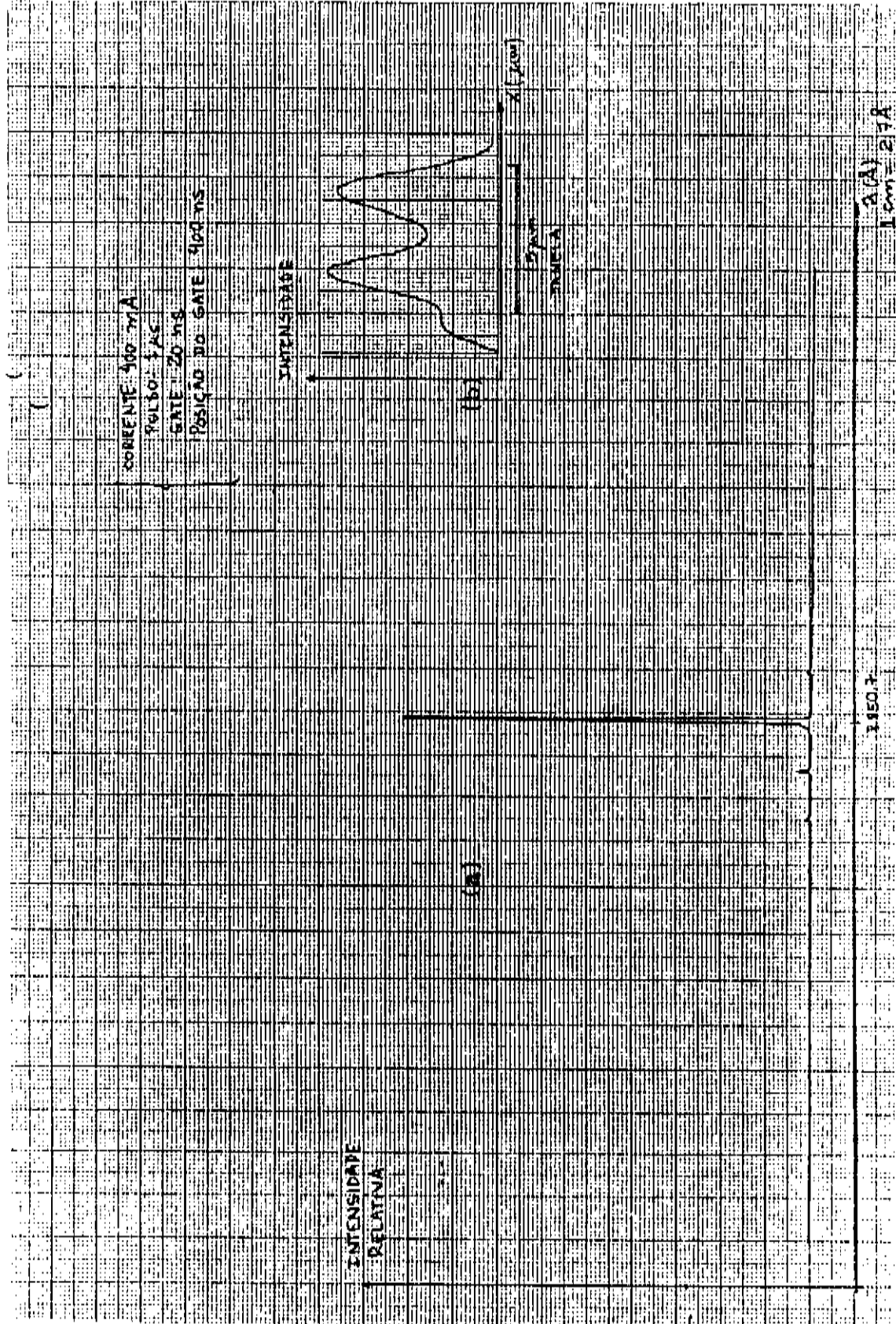


Figura 3.23 - Características do laser 26A(2,3): (a) espectro de emissão; (b) campo próximo.

DISCUSSÃO E CONCLUSÃO

Vamos aqui primeiramente analisar os resultados do capítulo II.

Devido à estrutura do LPGI esperamos que a injeção de corrente na camada ativa seja maior em $x \approx \pm s$ do que em $x = 0$. Isto ocorre porque o caminho que liga os contatos p e n, passando pela junção GaAlAs - p / GaAs - n, tem sua resistência diminuída quanto mais próximo de s passar o caminho (ver fig. 2.1). Dessa forma, esperamos que a concentração de portadores, quando há injeção de corrente, seja maior em $x \approx \pm s$ do que no centro da região ativa. Este comportamento é confirmado pelos gráficos (2.3) a (2.7).

No entanto, também notamos dos gráficos 2.3(a,b,c), 2.4(a,b,c) e 2.7(c) que a relação $p(s)/p(0)$ aumenta com s , valendo 1,04, 1,35 e 2,08 respectivamente para $s = 2,5 \mu\text{m}$, $s = 7,5 \mu\text{m}$ e $s = 12,5 \mu\text{m}$. Para tanto existem dois motivos. O primeiro é que o comprimento de difusão efetivo L_0 é da ordem de $2 \mu\text{m}$. Isto significa que para valores de s menores ou aproximadamente iguais a $2 \mu\text{m}$ os perfis de portadores poderão ser bastante uniformizados. O segundo, é que aumentando s , aumenta a resistência na região ativa entre $x = 0$ e s , favorecendo ainda mais a injeção de portadores em s . No gráfico 2.5 temos a variação da concentração de portadores sob o contato, com o tempo de recombinação espontânea como parâmetro. Verificamos

deste gráfico que quanto menor o tempo de recombinação mais abrupto torna-se o perfil de portadores, o que espera-se acontecer, pois com a diminuição de τ há uma menor redistribuição dos portadores antes da recombinação.

Vamos agora analisar os gráficos 2.6 e 2.7, onde se variou a mobilidade dos portadores. As mobilidades efetivas μ^* para as curvas (a), (b) e (c) do gráfico 2.6 são respectivamente $\mu_a^* = 9,62.10^1 \text{ cm}^2/\text{V.s}$, $\mu_b^* = 1,85.10^2 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ e $\mu_c^* = 1,72.10^2 \text{ cm}^2/\text{V.s}$. Notemos que os valores para os máximos de concentração das curvas (a), (b) e (c) em $x=0$ são maiores para curvas com menor mobilidade efetiva. Isto ocorre porque quando a mobilidade diminui há uma menor distribuição dos portadores antes da recombinação. Assim, dado que o máximo da curva 2.6(c) é maior que o da curva 2.6(b), estas curvas devem se interceptar e o valor da concentração de portadores em $x=0$ deve ser maior para a curva 2.69(b). No entanto, comparando a curva 2.6(a) com as outras duas não observamos este comportamento. Para entender o que ocorre vamos recorrer à equação (2.62)

$$D_o \frac{d^2 p}{dx^2} + \frac{\mu_n}{\mu_n + \mu_p} \frac{J_y(x, h)}{qd} - \frac{p}{\tau} = 0 \quad , \quad (2.62)$$

e tomar o coeficiente

$$\xi_n = \frac{\mu_n}{\mu_n + \mu_p} \quad . \quad (4.1)$$

Com este coeficiente vamos definir a geração efetiva de portadores

$$G_{pf} = \xi_n G_p \quad . \quad (4.2)$$

Os valores de ξ_n para as curvas 2.6 (a), (b) e (c) são respectivamente $\xi_a=0,96$, $\xi_b=0,93$ e $\xi_c=0,86$. Como podemos notar, para cada uma das curvas (a, b ou c) temos um ξ_n diferente,

fazendo com que para uma mesma taxa de geração de portadores minoritários G_p existam taxas de geração efetiva G_{pf} diferentes segundo as mobilidades μ_n e μ_p . Assim o fato da curva 2.6(a) não interceptar a curva 2.6(c) pode ser explicado por ξ_a ser maior que ξ_c . Devemos notar ainda que para as curvas 2.6 (a) e (b) a mobilidade de elétrons é mantida constante enquanto variamos a mobilidade de buracos. Dessa forma, embora aparentemente estejamos variando μ^* , isto não ocorre de fato no modelo feito, pois na determinação dos B_i 's (eq. (2.77)) desprezamos a corrente J_p , e então não devemos esperar que alterando μ_p ocorram mudanças que possam ser relacionadas à variação de mobilidade. No entanto, quando μ_p é alterado, ξ_n muda de tal forma a alterar a corrente $J_y(x,h)$ que é efetivamente injetada na camada ativa. Assim, devemos esperar que alterações em μ_p sejam semelhantes a alterações em I_i . Isto é confirmado pelo fato da relação $p(s)/p(0)$ ser a mesma para as curvas 2.6 (a) e (b), como ocorre com as curvas 2.3 e 2.4, onde se variou apenas a corrente I_i injetada.

Para as curvas 2.7 (a), (b) e (c) temos as mobilidade efetivas respectivamente dadas por $\mu_a^* = 1,92.10^2 \text{ cm}^2/\text{V.s}$, $\mu_b^* = 3,70.10^2 \text{ cm}^2/\text{V.s}$, $\mu_c^* = 1,85.10^2 \text{ cm}^2/\text{V.s}$, com os correspondentes ξ_n 's iguais a $\xi_a=0,96$, $\xi_b=0,93$ e $\xi_c=0,93$. O mesmo raciocínio empregado para explicar as curvas 2.6 pode ser utilizado para as curvas 2.7.

Um dos pontos de crítica [10] à utilização de uma equação do tipo ambipolar é sua simetria quanto à troca de μ_n por μ_p . No entanto esta simetria vem, como podemos notar pela equação (2.35), apenas quando $G_n=G_p$, o que não tem fundamento [10]. No caso específico do LPGI, quando trocamos μ_n por μ_p temos uma mudança drástica no fator ξ_n . Ou seja, ao mudar-se a camada ativa

deste dispositivo de n para p, a taxa de geração efetiva também muda, sendo dada por

$$G_{nf} = \xi_p G_n \quad (4.3)$$

Então, para se obter a mesma taxa de geração efetiva nos casos de camada ativa n ou p precisaríamos de maior injeção de corrente de portadores minoritários no caso de camada ativa p.

Em suma, no capítulo II propomos a utilização da equação ambipolar de transporte (2.35) para descrever a concentração de portadores no semiconductor. Salientamos ainda que é fundamental, ao particularizar-se esta equação para uma estrutura específica, relevar-se a determinação de G_n tanto quanto a de G_p .

No capítulo III descrevemos a fabricação do LPGI e apresentamos resultados de sua caracterização. Como podemos notar a partir das figuras 3.13 a 3.22, a corrente de limiar deste dispositivo apresentou-se bastante alta. Isto ocorreu devido a dois problemas. Primeiro, o aparecimento de furos no SiN_x durante a difusão de Zn. Estes podem ser observado através das marcas circulares deixadas sob a metalização p, como podemos ver na figura 3.12. O segundo, a não interrupção da camada de contato p, como podemos observar comparando as figuras 2.1 e 3.8. Estes dois fatores determinam uma corrente de limiar alta por permitirem a circulação de corrente através de caminhos que não passam pela região ativa -s(x)s. No entanto, como podemos ver na figura 3.23(a), a radiação emitida pelo dispositivo mostrou ser bem definida em $\lambda = 8850,7 \text{ \AA}$, o que demonstra a operação monomodo do laser (a medida foi feita utilizando-se um espectrômetro). Da medida de campo próximo do primeiro modo a leisar (fig. 3.23(b)) vemos que a emissão mais intensa ocorreu nas posições $x \pm s/2$. Isto

sugere que o máximo de concentração de portadores na região ativa não ocorre no centro desta região. Finalmente, lembramos que os perfis de portadores obtidos no capítulo II estão sujeitos à condição $\bar{J}_p \approx 0$ na camada ativa, e que esta é uma condição que tende a uniformizar os perfis. Assim, deveríamos esperar que as concentrações de portadores na região ativa do LPQI variem de maneira mais acentuada do que aquelas encontradas no capítulo II.

REFERENCIAS

- [1] - T. Li, Physics Today, maio, 1985, 24 - 31.
- [2] - G. H. B. Thompson, "Physics of Semiconductor Laser Devices " Wiley, N. Y. , 1980.
- [3] - F. C. Prince e N. B. Patel, Proceedings IOOC - 83, 2903 (1983).
- [4] - H. C. Casey Jr. e M. B. Panish, "Heterostructure Lasers", Academic Press, N. Y., 1978.
- [5] - W. B. Joyce e S. H. Wemple, J. Appl. Phys. 41, 3818 (1970).
- [6] - H. Yonezu, I. Sakuma, K. Kobayashi, T. Kamejima, M. Ueno e Y. Nannichi, Jpn. J. Appl. Phys. 12, 1585 (1973).
- [7] - W. P. Dunke, Solid State Electr. 16, 1279 (1973).
- [8] - W. T. Tsang, J. Appl. Phys. 49, 1031 (1978).
- [9] - D. P. Wilt e A. Yariv, IEEE J. Quantum Electron. 17, 1941 (1981).
- [10] - W. B. Joyce, J. Appl. Phys. 53, 7235 (1982).
- [11] - W. B. Joyce, IEEE J. Quantum Electron. 18, 2005 (1982).
- [12] - W. van Roosbroeck, Phys. Review 91, ²⁴²(285) (1953).
- [13] - W. van Roosbroeck, Phys. Review 123, 474 (1961).
- [14] - W. Shockley - "Electrons and Holes in Semiconductors" - R. E. Krieger Pub. Co. - Huntington - N. Y. - 1950 - 10^o impres. (1976).
- [15] - G. Kittel e H. Kroemer, "Thermal Physics", Freeman, San Francisco, 1980.
- [16] - W. B. Joyce, J. Appl. Phys. 49, 3719 (1978).
- [17] - W. B. Joyce e R. W. Dixon, Appl. Phys. Lett. 31, 354 (1977).
- [18] - H. Kressel e J. K. Butler, "Semiconductor Lasers and Heterojunction Leds", Academic Press, N. Y., 1977.
- [19] - G. L. Miller, IEEE Trans. Electron Dev. 19, 1103 (1972).
- [20] - M. S. Abrahams e C. J. Bulocchi, J. Appl. Phys. 36, 2855 (1965).
- [21] - B. Tuck, "Introduction to Diffusion in Semiconductors ", Peter Peregrinus LTD, 1974.

- [22] - N. L. Tesser Jr, "Contribuição ao Estudo da Difusão de Zinco e Cádmio em InP e o Composto Quaternário $\text{In}_{0.97}\text{Ga}_{0.09}\text{As}_{0.08}\text{P}_{0.02}$ ", Tese de Mestrado apresentada no IFGW - UNICAMP - 1986.
- [23] - M. B. Panish, J. Phys. Chem. Solids 27, 291 (1966).
- [24] - S. F. Guo, C. D. Thurmond e G. L. Pearson, J. Electrochem. Soc.: Sol. State Sc. 118, 486 (1971).
- [25] - A. Nunes Jr, "Influência da Temperatura Sobre o Guia de Ondas de Lasers do Tipo Poço Quântico Simples de GaAs", Tese de Mestrado apresentada no IFGW - UNICAMP - 1989.