

ESTE EXEMPLAR CORRESPONDE À REDAÇÃO  
FINAL DA TESE DEFENDIDA PELO ALUNO  
WILSON DE CARVALHO JUNIOR E APROVADO  
PELA COMISSÃO JULGADORA.

CAMPINAS, 02 DE MARÇO DE 1984

*Luiz Carlos Pimenta*

*W. Scheel*

*Francisco R. D. Souza*

TÍTULO: "CRESCIMENTO EPITAXIAL DE InGaAs E SUA UTILIZAÇÃO  
PARA FABRICAÇÃO DE FOTODETECTORES"

*Wilson de Carvalho Jr.*

*Orientador:*

*Prof. Dr. Francisco Carlos de Prince*

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

março 1984

*Este trabalho é dedicado a*

*Meus Pais : Wilson e Jacyra*

*Meu irmão : Fernando*

*e minha esposa : Penha*

## AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Francisco Carlos de Prince pela orientação.

Ao Aldionso e Thebano pela amizade.

Aos técnicos Paulo Silva e Antonio Augusto pelas fotografavações e difusão dos cristais.

Ao Pedrinho pelos serviços da mecânica.

Ao Lino pela ajuda e amizade.

A todos os membros do LPD que contribuíram com o desenvolvimento deste trabalho.

A Loritilde e Ana Toma pela datilografia.

A TELEBRÁS pelo suporte financeiro.

A Sociedade Cultural e Beneficiente Guilherme Guinle pelo apoio financeiro.

E a Penha pelo carinho e paciência.

## ÍNDICE

CAPÍTULO I - INTRODUÇÃO .....	01
CAPÍTULO II - MONTAGEM DO SISTEMA .....	03
2.1 - O REATOR EPITAXIAL .....	03
2.2 - O SISTEMA ELETRÔNICO DE CONTROLE .....	05
2.3 - PURIFICAÇÃO E CONTROLE DE Gas .....	05
2.4 - SISTEMA DE VÁCUO .....	06
2.5 - TESTES E AJUSTES .....	08
CAPÍTULO III - CRESCIMENTO EPITAXIAL .....	09
3.1 - EPITAXIA POR FASE-LÍQUIDA - LPE .....	09
3.2 - DIAGRAMAS DE FASE .....	13
3.3 - CRESCIMENTO DE CAMADAS .....	18
3.4 - DESENVOLVIMENTO FOTODETECTORES .....	25
3.4.1- JUNÇÃO POR DIFUSÃO DE Zn .....	27
3.4.2- JUNÇÃO POR EPITAXIA .....	27
3.4.3- ESTRUTURA PLANAR .....	29
3.4.4- ESTRUTURA MESA .....	30
REFERÊNCIAS .....	32
CAPÍTULO IV - PROJETO DE FOTODETECTORES .....	34
4.1 - FATORES QUE LIMITAM A RESPOSTA DE FREQUÊNCIA .....	34
4.1.1- CONSIDERAÇÕES GERAIS .....	34
4.1.2- EFEITOS DA CAPACITÂNCIA E RESISTÊNCIA NA RESPOSTA DOS FOTODIODOS .....	40
4.1.3- TEMPO DE DIFUSÃO .....	43
4.1.4- TEMPO DE TRÂNSITO .....	44
4.1.5- EFEITO DA DOPAGEM NA RESPOSTA DE FREQUÊNCIA .....	49

4.2	- FATORES QUE DETERMINAM A CORRENTE DE ESCURO .....	55
4.2.1	- INTRODUÇÃO .....	55
4.2.2	- CORRENTE DE DIFUSÃO .....	56
4.2.3	- CORRENTE DE GERAÇÃO - RECOMBINAÇÃO .....	60
4.2.4	- CORRENTE DE TUNELAMENTO .....	62
4.2.5	- CORRENTE DE ESCURO .....	63
4.3	- RUÍDO EM FOTODIÓDOS .....	69
	REFERÊNCIAS .....	71
	CAPÍTULO V - CARACTERIZAÇÃO E DISCUSSÃO .....	74
5.1	- CARACTERÍSTICAS ELÉTRICAS DOS DISPOSITIVOS .....	74
5.1.1	- CURVA $I \times V$ .....	75
5.1.2	- CURVA $C \times V$ .....	77
5.2	- DISCUSSÃO DOS RESULTADOS .....	80
5.3	- CONCLUSÕES .....	82
5.4	- PREVISÕES E PERSPECTIVAS .....	83
	REFERÊNCIAS .....	84

## CAPÍTULO I

## INTRODUÇÃO

O objetivo da tese, iniciada em agosto de 1981, com o projeto do reator epitaxial, era de construir e caracterizar fotodetectores PIN de InGaAs para operação na faixa espectral de 1,3 a 1,6  $\mu\text{m}$ . Esta faixa de comprimento de onda é importante em comunicação ópticas, uma vez que a fibra óptica apresenta baixa atenuação em 1,33 e 1,55  $\mu\text{m}$ .

A epitaxia por fase líquida foi escolhida por ser um sistema de crescimento confiável, com boa repetibilidade e largamente usado no LPD, no crescimento de camadas de GaAs e InGaAsP para desenvolvimento de lasers. No capítulo II, temos uma descrição de todo o sistema de epitaxia por fase líquida.

Os crescimentos da liga ternária InGaAs apresentam dificuldades que impediam a obtenção de camadas com boa morfologia. Tentamos relacionar tais dificuldades com defeitos no substrato de InP. No capítulo III discutimos estes problemas e apresentamos uma solução que se mostrou satisfatória na obtenção de camadas com boa morfologia e repetibilidade. É mencionado também os tipos de estrutura usadas para se fabricar os fotodiodos e discutido os métodos de se obter a junção PN.

O capítulo IV é um estudo do tempo de resposta dos fotodiodos e da corrente de escuro. São apresentadas otimizações na estrutura com o objetivo de se obter baixos tempos de resposta (típico de 50 ps) e baixas correntes de fuga (10 nA). As análises

lises são feitas para junções  $P^+N$  e PIN e com estruturas mesa e planar.

Os diodos construídos serão caracterizados por medidas de corrente, tensão e capacitância. No capítulo V são apresentados os resultados destas medidas e feito uma discussão sobre os resultados teóricos esperados e os resultados experimentais obtidos. É proposto métodos para testar algumas suposições feitas na discussão dos resultados teóricos e experimentais.

## CAPÍTULO II

## MONTAGEM DO SISTEMA

Para se obter camadas epitaxiais de alta pureza, é necessário uma aparelhagem experimental relativamente complexa. Podemos dizer que um sistema de crescimento por epitaxia de fase líquida consiste basicamente de 4 partes interligadas:

- 1) O forno com o respectivo tubo de crescimento,
- 2) o sistema eletrônico de controle de temperatura,
- 3) o sistema de purificação e controle de gas,
- 4) o sistema de vácuo.

Faremos uma rápida análise de cada uma das partes do sistema todo.

### 2.1 - O Reator Epitaxial

O reator epitaxial é constituído por um forno de 3 zonas, da Lindberg, e um tubo de quartzo com diâmetro externo de 32 mm. Nas extremidades do tubo estão colocadas duas peças de aço, fixadas ao tubo com anéis de borracha (O' Rings) com objetivo de evitar entrada ou saída de gas do tubo. Estas peças foram projetadas de tal forma que em uma extremidade do tubo se encontra a entrada de  $H_2$ , vácuo e termopar e na outra, a saída de gas. No lado que entra  $H_2$  existe um tubo de quartzo fechado em uma extremidade e com um bastão de quartzo dentro, permitindo que movimentando-se um eletroïma externamente a este tubo, mova-se um pequeno bastão de ferro preso no bastão de quartzo. Com este mecanismo é possível mo-

vimentar a régua onde se encontra o substrato e posicioná-lo convenientemente sob as soluções de crescimento.

Na outra extremidade do tubo de crescimento, podemos abrir o tubo através de um sistema com rosca e anéis de borracha. É nesta extremidade que o bote de grafite com os materiais e o substrato é introduzido no reator. Existe também um bastão de quartzo preso no bote, para posicionamento do bote no centro do forno. Anéis de borracha garantem a não entrada de ar no sistema quando o bote é empurrado. A Fig. 2.1 mostra um esquema do reator epitaxial.

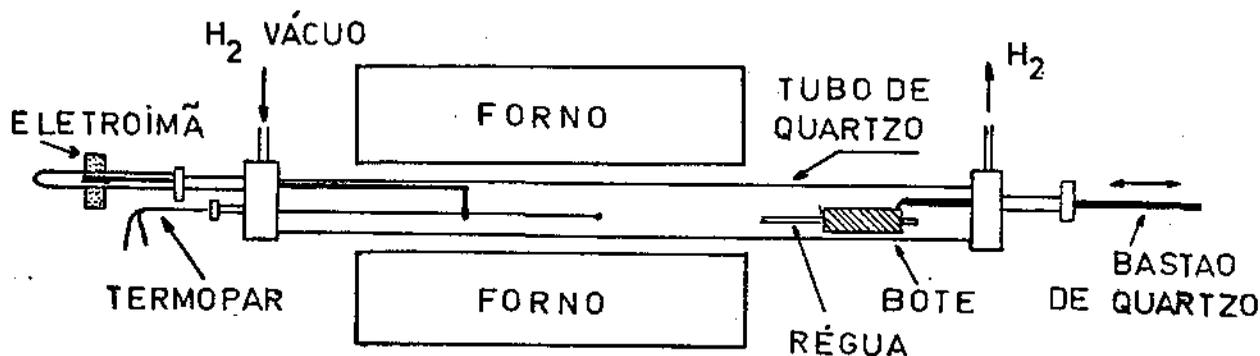


FIG. 2.1- O reator epitaxial

É necessário a utilização de materiais bastante puros como o quartzo e aço tipo 316, garantindo assim baixa contaminação das camadas epitaxiais. Além disso todas as peças de aço passaram por um processo de limpeza em tricloro etileno quente e secagem com  $N_2$ . As peças de quartzo foram lavadas com uma solução de ácido fluorídrico e água, enxaguadas com água deionizada e secadas com  $N_2$ . É imprescindível a utilização de luvas de tecido para se manusear qualquer peça que seja introduzida no tubo de crescimento.

As camadas epitaxiais de alta pureza somente são conseguidas se tais procedimentos forem seguidos.

## 2.2 - Sistema Eletrônico de Controle

Consiste basicamente nos controladores de temperatura do forno. Todos os instrumentos são da firma Eurotherm. Como o forno possui 3 Zonas, são necessários 3 controladores com as respectivas unidades de potência. A zona central é controlada através de um programador controlador digital, com capacidade de programação, onde são programados os tempos de cozimento, razão de resfriamento etc.

Todo o sistema elétrico está ligado a uma fonte regulada, fornecendo 220 VCA estabilizados. Existe uma chave magnética que no caso de falha no fornecimento de energia elétrica, corta a alimentação de todo o sistema elétrico, mesmo após o retorno da energia. Além disto existe um sistema de alarme acoplado a esta mesma chave magnética, que monitora a temperatura do forno, cortando a energia, se a temperatura ultrapassar um valor pré-fixado.

Com tais controladores, consegue-se um ótimo controle ( $0.1^{\circ}\text{C}$ ) da temperatura do forno, e ajustando-se a temperatura das 3 zonas, obtem-se uma região plana de temperatura em toda a extensão do bote ( $\approx 15\text{ cm}$ ).

## 2.3 - Purificação e Controle de Gas

O sistema usa dois tipos de gas para operação: Nitrogênio e Hidrogênio. O Hidrogênio é usado no processo de co

zimento dos materiais e no crescimento enquanto que o nitrogênio é usado para limpar o sistema do  $H_2$  e abertura do forno.

A linha de  $H_2$  parte de um tubo de  $H_2$  ultrapuro, produzido no laboratório de Hidrogênio da UNICAMP, passa por um filtro de oxigênio, por um filtro de água e óleo e finalmente por um purificador de hidrogênio do tipo célula de Paládio. Todos estes filtros são da Matheson Inc. Após este processo de purificação o  $H_2$  é introduzido no tubo.

O Nitrogênio é fornecido diretamente de um tubo convencional para o sistema. O objetivo de se usar nitrogênio é que para se abrir o tubo deve-se limpar todo o hidrogênio existente, sob risco de explosão do tubo se o abrirmos com  $H_2$ , quando o forno está quente.

Na Fig. 2.2, temos um esquema do sistema de gas. O  $H_2$  após passar pelo tubo é queimado dentro da capela do laboratório.

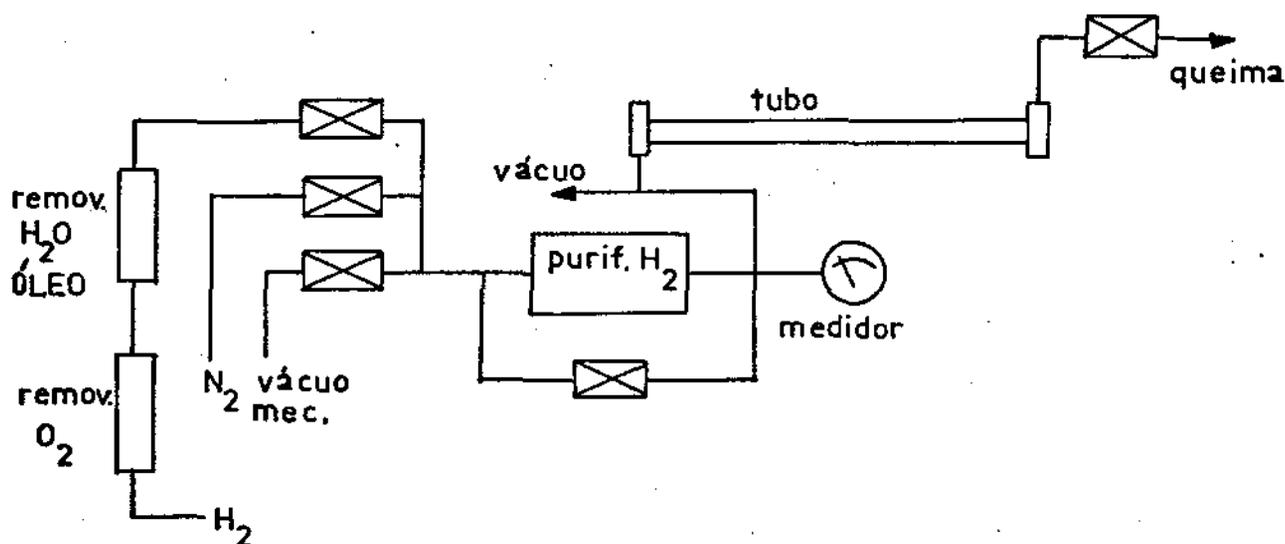


FIG. 2.2 - Sistema de gases

#### 2.4 - Sistema de Vácuo

A necessidade de se fazer vácuo no tubo vem do fa-

to de se ter que abrir o tubo para carregar o bote com os materiais para o crescimento e de o sistema ser aberto na atmosfera isto é, não possui caixa de luvas. Quando o sistema é aberto, o oxigênio do ar penetra nele e se o  $H_2$  for aberto o correrá uma explosão do tubo pela reação dos dois gases no forno quente. Além disto, a presença de oxigênio mesmo em pequenas quantidades dá origem à oxidação da superfície do substrato e das soluções prejudicando sensivelmente o crescimento.

O sistema de vácuo consiste de duas bombas de adsorção e uma bomba iônica cuja velocidade de bombeamento é de 8 litros/segundo. Todas as bombas são da Varian. O vácuo primário ( $10^{-3}$  Torr) é conseguido através de uma das bombas de ad sorção. Após 20 minutos, a bomba iônica é acionada, levando a pressão a  $2 \times 10^{-5}$  Torr. Após alguns minutos, fecha-se a bomba iônica e inunda-se o sistema com  $H_2$  ultra puro.

Além destes equipamentos, o sistema de vácuo conta com uma cabeça de espectrômetro de massa, para futura análise quantitativa dos elementos presentes durante o crescimento. Na Fig. 2.3 temos um esquema básico do sistema de vácuo. As bombas de adsorção trabalham a baixa temperatura ( $77^{\circ}K$ ) sendo necessário o uso de nitrogênio líquido para o resfriamento. O nitrogênio líquido fica em recipiente de isopor ao redor do corpo das bombas, gastando aproximadamente 15 minutos para resfriá-las a partir da temperatura ambiente.

A Fig. 2.3 mostra um esquema do sistema de vácuo.

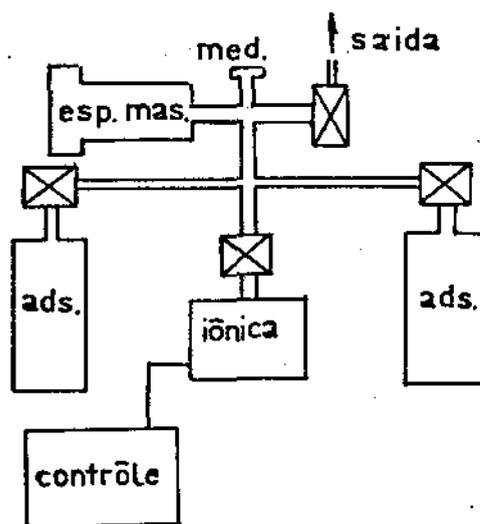


FIG. 2.3 - Sistema de vácuo.

### 2.5 - Testes e Ajustes

Quando todo o sistema de crescimento ficou pronto, gastou-se um certo tempo em testes e ajustes dos controles de temperatura. Inicialmente o forno foi aquecido lentamente e gradualmente até  $900^{\circ}\text{C}$  e mantido nesta temperatura por vários dias, com fluxo de  $\text{H}_2$ . Isto garante uma degasagem do tubo de quartzo e do bote.

Após este período de aquecimento e limpeza passou-se a fase de ajustes dos controles eletrônicos de temperatura. O crescimento epitaxial por fase líquida exige um gradiente de temperatura praticamente nulo (melhor que  $0,1^{\circ}\text{C}$ ) em toda região do bote. Tal gradiente é obtido ajustando-se cada uma das zonas de forno até termos temperatura plana na região de interesse. Para cada temperatura de início de crescimento é necessário ajustar novamente o gradiente do forno. A medida do gradiente é feita a cada centímetro e cada ponto é medido por 3 minutos. A variação entre os pontos não deve ser maior que  $0,1^{\circ}\text{C}$ .

## CAPÍTULO III

## CRESCIMENTO EPITAXIAL

O crescimento de camadas semicondutoras sobre um substrato cristalino, teve um grande desenvolvimento após Nelson [1] ter fabricado o primeiro diodo tunel de Ge usando substrato de germânio e uma solução de índio dopado com gálio como solvente. Esta técnica de crescimento, uma vez que utiliza uma solução em fase líquida para solvente, é conhecida como epitaxia por fase líquida (Liquid Phase Epitaxy - LPE). Além deste método de crescimento, existem outros, como epitaxia por fase de vapor (VPE), epitaxia por feixe molecular (MBE) etc.

Neste trabalho, concentraremos atenção na técnica de epitaxia por fase líquida, largamente usada em nosso laboratório, na fabricação de lasers de InGaAsP/InP [2].

Os primeiros crescimentos epitaxiais do composto quaternário  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  foram apresentados por Antypas et al [3] e deste então uma grande explosão em programas de pesquisas por todo o mundo teve início, visando desenvolver dispositivos optoeletrônicos com este material semicondutor. O sistema quaternário  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  sobre a faixa de energia entre 0,75 eV e 1,35 eV, sendo assim ideal para desenvolver lasers e fotodiodos para operação em comprimento de onda entre 1,3 e 1,6  $\mu\text{m}$ . Tal região espectral é de muito interesse em comunicações, usando fibras ópticas.

### 3.1 - Epitaxia por Fase Líquida - LPE

Crescimento epitaxial consiste basicamente na deposição, controlada, de um material semicondutor sobre um subs

trato cristalino. Tal deposição é conseguida, saturando-se a solução, por abaixamento da temperatura e colocando esta solução em contato com o substrato. Como a solução está saturada, o excesso do soluto se deposita sobre o substrato, formando uma camada de material cristalino.

É necessário contudo que o parâmetro de rede da camada seja igual ao parâmetro de rede do substrato usado. Este requisito, somado à necessidade de bandas proibidas com certas energias requeridas, impõem um obstáculo, que durante muitos anos impediu o desenvolvimento de laser e Leds.

A Fig. 3.1, mostra a variação da banda proibida com o parâmetro de rede para alguns compostos binários e algumas ligas, usando componentes de grupo III - V. Observamos que a liga quaternária InGaAsP é representada por uma grande área, com energias entre 0,35 eV (InAs) e 2,23 eV (GaP). Nesta figura, as linhas cheias representam semicondutores com banda proibida direta e as linhas tracejadas, semicondutores com banda proibida indireta. A utilização do substrato de InP ou GaAs determina qual será a faixa de energia que a liga InGaAsP cobrirá. Com substrato de GaAs, esta faixa está entre 1,42 - 1,91 eV e com substrato de InP, cobre-se a faixa entre 0,75 e 1,35 eV. No presente trabalho, estamos interessados em compostos do sistema InGaAsP que apresentem uma banda proibida para detecção ou geração de luz com energias entre 0,93 eV (1,33  $\mu\text{m}$ ) e 0,75 eV (1,65  $\mu\text{m}$ ), impondo assim a utilização de substrato de InP.

A Fig. 3.2 mostra as variações da banda proibida e do parâmetro de rede na temperatura ambiente do sistema

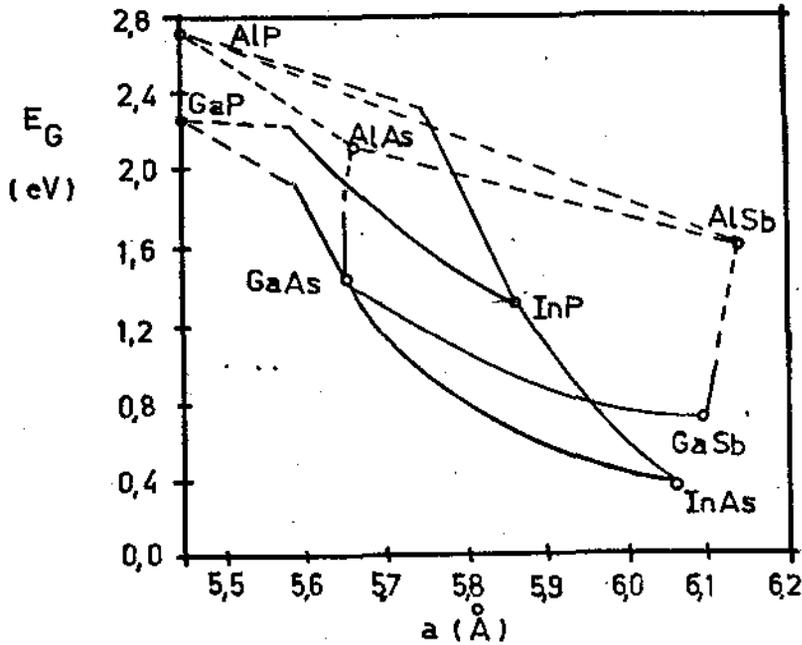


FIG.3.1 - Parâmetro de rede e Energia do sistema III - V

$\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-x}$  em função da variação da composição sólida da liga. As curvas foram calculadas baseadas em dados de Nahory et al [4], na demonstração da lei de Vegard, para o sistema InGaAsP. As linhas tracejadas indicam parâmetros de rede constante, enquanto que as linhas cheias indicam energias da banda proibida constante. Observamos que existe apenas um ponto onde o parâmetro de rede da liga é igual ao do InP para uma energia de 0,75 eV (1,65  $\mu\text{m}$ ). Tal ponto corresponde a  $y = 1$  e  $x = 0,47$ . Assim, para crescimento epitaxial sobre InP com banda proibida na região de interesse (0,75 eV), é necessário que o composto do sistema InGaAsP seja o ternário  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,43}\text{As}$ .

A principal dificuldade para crescimento epitaxial por LPE da liga  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$  é a dependência com a composição

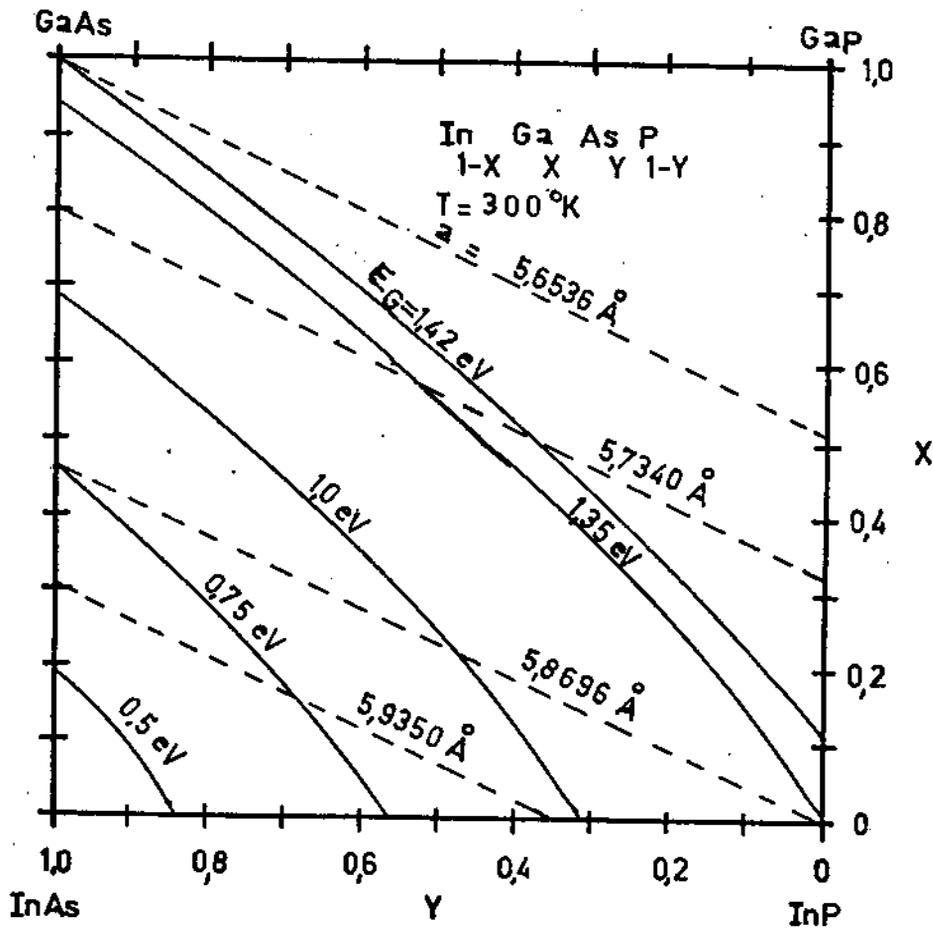


FIG.3.2 - Parâmetro de rede e energia em função da composição sólida

líquida da solução, isto é, o valor de  $x$  varia com a composição líquida. Este fato implica na variação da composição com a espessura da camada, pois conforme o material da solução vai se depositando sobre o substrato, a composição do líquido vai se alterando. Além disto, não é possível que a solução e o substrato entrem em equilíbrio pois se existir o equilíbrio este seria o composto  $\text{In}_{1-x} \text{Ga}_x \text{As}_y \text{P}_{1-x}$ . Isto signi

fica que o substrato de InP será dissolvido na solução. Tal ataque ao substrato é limitado, uma vez que ele produz uma supersaturação local na solução, resultando em uma rápida deposição de uma camada sobre o substrato, impedindo nova dissolução [5].

Basicamente existem quatro técnicas para se efetuar crescimento por LPE : a) resfriamento em equilíbrio. b) resfriamento por degrau, c) super-resfriamento e d) solução em duas fases. A ref. 5 fornece uma boa explicação sobre estas técnicas de crescimento.

No presente trabalho, os crescimentos serão feitos por super-resfriamento, que consiste em, antes de introduzirmos o substrato embaixo da solução, diminuirmos a temperatura de uma quantidade  $\Delta T$ . Após empurrar o substrato sob a solução, a temperatura ainda é diminuída, em uma razão controlada. Esta técnica de crescimento foi adotada pelo fato de apresentar os melhores resultados conseguidos por nós.

### 3.2 - Diagramas de Fase

O conhecimento dos diagramas de fase em equilíbrio do sistema In - Ga - As - P nos fornece a relação composição-temperatura, sendo portanto muito importante para se obter as condições de crescimento por LPE.

Existem vários trabalhos de cálculos de diagramas de fase para o sistema ternário [6], [7] e quaternário [8]. Todos estes trabalhos apresentam significativos desvios entre os valores calculados e os resultados experimentais. Tais desvios são decorrentes da falta de valores precisos dos parâmetros de interação dos materiais do sistema

InGaAsP. Tais parâmetros são obtidos através de ajuste de curvas sobre pontos experimentais e apresentam diferenças significativas entre vários autores como mostrado na tabela I.

TABELA I

	Ref. 6	Ref. 9	Ref.10	Ref.11	Ref.12
$^{\alpha}\text{Ga-As}$ (Cal/Mol $^{\circ}\text{K}$ )	$-9,9T+5900$	$-9,16T+5160$	$-9,16T+5160$	$-9,9T+5900$	$-9,16T+5160$
$^{\alpha}\text{In-As}$ (Cal/Mol $^{\circ}\text{K}$ )	$-10,16T+4030$	$-10,0T+3860$	$-10,0T+3860$	$-10,6T+4033$	$-10T+3860$
$^{\alpha}\text{In-Ga}$ (Cal/Mol $^{\circ}\text{K}$ )	$0,16T+1100+9,8T x_{\text{Ga}}^{\ell}$	1060	1850	2000	2050
$^{\beta}\text{GaAs-InAs}$ (Cal/Mol $^{\circ}\text{K}$ )	$2,83T-1130$	3000	2100	$2,83T-1130$	2650

As Fig. 3.3 e 3.4 mostram curvas isotérmicas sólidas e líquidas respectivamente na temperatura de  $650^{\circ}\text{C}$  para o sistema  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ . Observamos uma grande divergência entre os resultados experimentais e as curvas calculadas. A Fig. 3.3 também nos mostra uma dependência da concentração sólida com a orientação cristalina do substrato. Tal dependência é supostamente devida à dependência do coeficiente de distribuição do gálio com a orientação cristalográfica, onde o coeficiente de distribuição é definido como a razão entre a fração atômica no sólido e a fração atômica no líquido. A dependência do coeficiente de distribuição do gálio com a

orientação do substrato foi mostrado por Pearsall et al [12], mostrando também que crescimento na face (100) apresenta coeficiente de distribuição maior que crescimento na face (111) B. A explicação deste fato ainda não está bem entendida, existindo muitos trabalhos contraditórios sobre isto [12],[14],[15], [16].

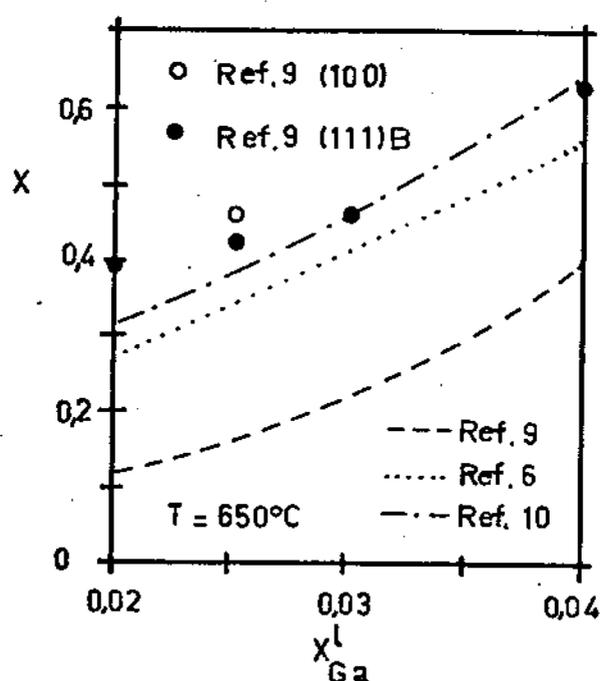


FIG. 3.3 - Isotérmicas Sólidas a 650°C

A necessidade de concentrações sólidas  $x = 0,47$  implica, pela Fig. 3.3 em frações atômicas  $X_{Ga}^l = 0,0245$  para substratos orientados em (100) e  $X_{Ga}^l = 0,0310$  para substratos orientados na direção (111) B. Levando estes valores na Fig. 3.4 obtemos a fração atômica de arsênio  $X_{As}^l = 0,0596$  e  $X_{As}^l = 0,0550$  para orientação de (100) e (111) B respectivamente. Devemos ter em mente que estes valores são válidos apenas para  $T = 650^\circ\text{C}$ . Para outras temperaturas devemos ter em mãos os diagramas de fase na referida temperatura.

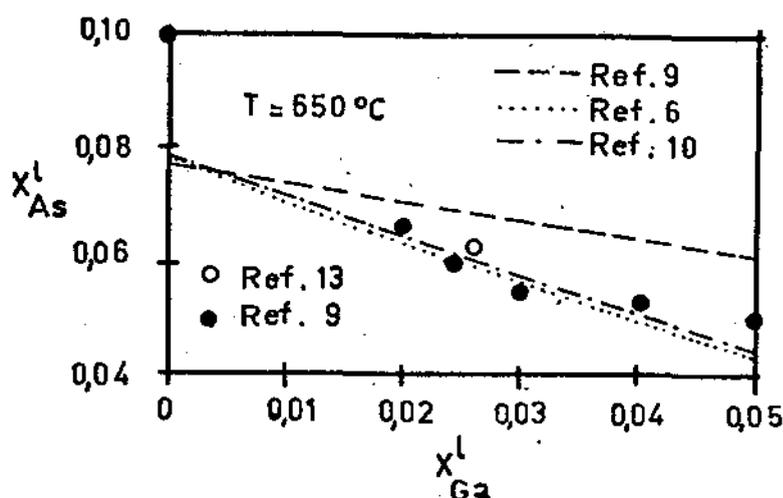


FIG. 3.4 - Isotérmicas Líquida a 650 °C

Na tabela II temos os valores das frações atômicas de gálio e arsênio em diversas temperaturas e referências. Um gráfico destes valores, está mostrado na Fig. 3.5.

TABELA II

Ref.	$T_L (^{\circ}\text{C})$	$x_{\text{In}}^{\circ}$	$x_{\text{Ga}}^{\ell}$	$x_{\text{As}}^{\ell}$
17	598,0	0,94270	0,01930	0,03800
18	599,0	0,94000	0,02000	0,03890
12	597,5	0,94300	0,02000	0,03700
12	617,5	0,93300	0,02150	0,04550
16	621,0	0,93320	0,02100	0,04580
12	627,7	0,92800	0,02400	0,04800
12	635,0	0,92110	0,02350	0,05540
19	635,0	0,91350	0,02750	0,05900
12	640,4	0,91900	0,02500	0,05600
20	641,0	0,91960	0,02300	0,05740
12	645,0	0,91500	0,02500	0,06000
9	650,0	0,91490	0,02450	0,05960
12	660,0	0,90740	0,02550	0,0671
21	630,0	0,9280	0,02203	0,04995
21	690,0	0,8862	0,02902	0,08477
13	650,0	0,9123	0,02591	0,06179

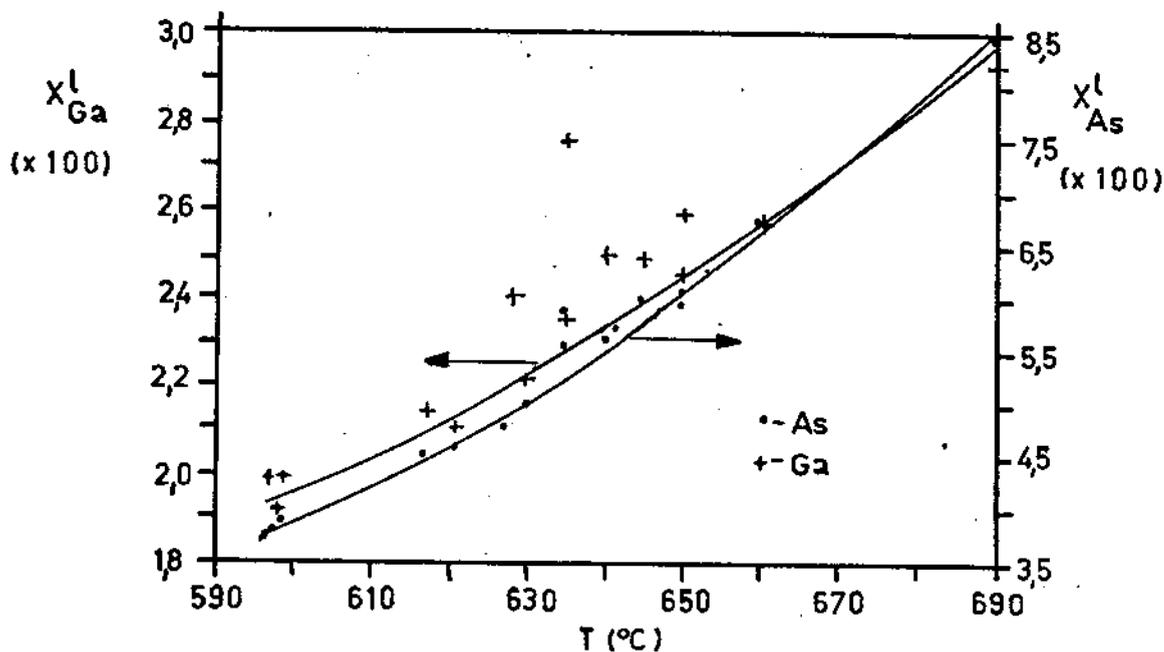


FIG.35 - Frações atômicas do Ga e As em função da temperatura

Por definição, fração atômica do elemento  $i$  é a razão entre o número de átomos do elemento  $i$  e o número de átomos total da solução. Pela definição, a soma das frações atômicas da solução deve ser unitária. Para o sistema ternário In - Ga - As temos:

$$X_{\text{Ga}}^l + X_{\text{As}}^l + X_{\text{In}}^l = 1 \quad (3.1)$$

Se considerarmos uma "molécula" de InGaAs, podemos escrever seu peso atômico como:

$$X_T = X_{\text{Ga}}^l M(\text{Ga}) + X_{\text{As}}^l M(\text{As}) + X_{\text{In}}^l M(\text{In}) \quad (3.2)$$

onde  $M(i)$  é o peso atômico do elemento  $i$ .

Contudo, na prática não usamos os elementos puros, mas sim compostos binários, no caso GaAs e InAs, dissolvidos

em uma solução de In puro. O In puro no caso faz papel de solvente e o GaAs e InAs são o soluto. Podemos mostrar [2], que os pesos de GaAs e InAs necessários para se obter uma solução com frações atômicas que satisfaçam as equações (3.1) e (3.2) são:

$$P(\text{GaAs}) = \frac{X_{\text{Ga}}^{\ell} M(\text{GaAs})}{X_T} \cdot \frac{P(\text{In})}{W_o} \quad (3.3)$$

$$P(\text{InAs}) = \frac{(X_{\text{As}}^{\ell} - X_{\text{Ga}}^{\ell}) M(\text{InAs})}{X_T} \cdot \frac{P(\text{In})}{W_o} \quad (3.4)$$

onde

$$W_o = \frac{(X_{\text{In}}^{\ell} + X_{\text{Ga}}^{\ell} - X_{\text{As}}^{\ell}) M(\text{In})}{X_T} \quad (3.5)$$

e  $P(\text{In})$  é o peso de In usado como solvente.

Usando os valores de  $X_{\text{Ga}}$  e  $X_{\text{As}}$  encontrados anteriormente para  $T = 650^{\circ}\text{C}$ , obtemos para 2 g de In e substrato orientado na direção (100).

$$P(\text{GaAs}) = 70,15 \text{ mg} \quad (3.6)$$

$$P(\text{InAs}) = 131,85 \text{ mg} \quad (3.7)$$

A utilização de 2 g de In com os pesos de GaAs e InAs dados acima, fornecerá uma solução que estará exatamente em equilíbrio a  $650^{\circ}\text{C}$ .

### 3.3 - Crescimento das Camadas

As camadas epitaxiais de  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  foram crescidas usando o sistema descrito no capítulo II, sobre substrato InP (100). Inicialmente os crescimentos foram feitos a partir de dados da ref. 9 a  $650^{\circ}\text{C}$ . Na Fig. 3.6 temos o pro-

grama de crescimento utilizado. O In puro era colocado no forno no fim da tarde e passava a noite a  $800^{\circ}\text{C}$  com fluxo de  $\text{H}_2$ . Pela manhã a temperatura era diminuída automaticamente para  $660^{\circ}\text{C}$  e o InGa e GaAs, previamente pesados eram colocados junto com o substrato, no bote de grafite. O bote era empurrado para dentro do forno e, após uma hora iniciava-se a rampa de resfriamento com uma razão de descida  $R = 0,7^{\circ}\text{C}/\text{min}$ . Quando a temperatura atingia  $650^{\circ}\text{C}$ , o substrato era empurrado para baixo da solução e iniciava-se o processo de crescimento. Após alguns minutos, o substrato era empurrado para fora da solução e o bote era retirado do forno.

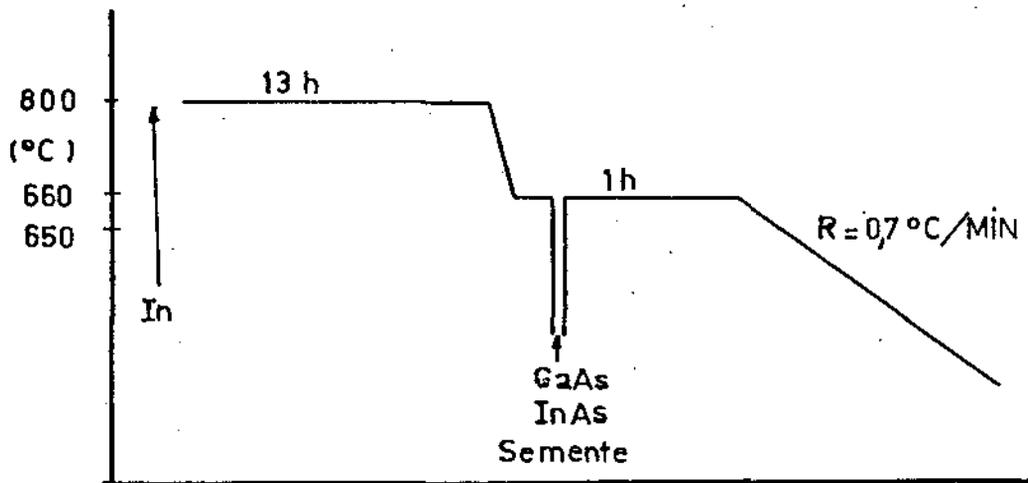


FIG.3.6 - Programa de crescimento

O substrato, antes de ser colocado no forno passa por um processo de limpeza química, consistindo em:

- 1) Banho de vapor de tricloroetileno por 20 min.
- 2) Banho de vapor de acetona por 20 min.
- 3) Banho em metanol
- 4) Banho em álcool iso-propílico
- 5) Banho em ácido sulfúrico puro

- 6) Banho em solução de:  $\text{H}_2\text{SO}_4 + \text{H}_2\text{O}_2 + \text{H}_2\text{O}$  3:1:1 por 3 min.
- 7) Enxaguado em  $\text{H}_2\text{O}$  deionizada
- 8) Secado em  $\text{N}_2$  seco

O GaAs e o InAs passam por um ataque químico em  $\text{H}_2\text{SO}_4 + \text{H}_2\text{O}_2 + \text{H}_2$  3:1:1 por vários minutos, são enxaguados em  $\text{H}_2\text{O}$  deionizada, secados com  $\text{N}_2$  e guardados nos respectivos recipientes. Este processo de limpeza é feito somente uma vez nos materiais. Depois os materiais são apenas pesados e colocados no forno. O In passa por um ataque químico em  $\text{HCl}$  puro por 3 min, sendo enxaguado em  $\text{H}_2\text{O}$  deionizada e secado com  $\text{H}_2$ .

Usando o programa descrito na Fig. 3.6 e o procedimento de limpeza descrito acima, foram efetuados cerca de 26 crescimentos. A grande maioria destes crescimentos ficaram muito ruins, apresentando superfícies com muitos defeitos e falhas, isto é, locais onde a camada epitaxial não cresceu. Em algumas amostras, conseguimos superfícies melhores e foi possível efetuar medidas de mobilidade e resistividade, por efeito Hall, usando o método de Van der Pauw [22]. A tabela III, mostra alguns resultados obtidos por este método. As amostras D-054 e D-055 foram crescidas a  $598^\circ\text{C}$  e  $596^\circ\text{C}$ , usando dados de Nickel e Kuphal [17]. Todas as amostras foram crescidas em  $\text{InP} : \text{Fe}$ . Observamos uma dependência da concentração de impurezas residuais com a temperatura de cozimento da solução. Para cozimento somente do In, obtemos altas concentrações residuais ( $> 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ) enquanto que cozimento na solução completa ( $\text{In} + \text{GaAs} + \text{InAs}$ ) produz camadas com menores concentrações de impurezas residuais ( $< 10^{16}$ ).

TABELA III

Amostra	$R_H$	$\rho(\Omega.cm)$	$\mu(cm^2/v.s)$	$N_D - N_A$ ( $cm^{-3}$ )	cozimento 800°C, 13h
D - 001	84,87	$8,5 \times 10^{-3}$	$9,9 \times 10^3$	$7,4 \times 10^{16}$	no In
D - 016	103	$1,73 \times 10^{-2}$	$5,9 \times 10^3$	$6,0 \times 10^{16}$	no In
D - 022	1200	$1,74 \times 10^{-1}$	$6,9 \times 10^3$	$5,15 \times 10^{15}$	na solução
D - 054	508	$8 \times 10^{-2}$	$6,3 \times 10^3$	$1,2 \times 10^{16}$	na solução (700°C)
D - 055	229,8	$3,0 \times 10^{-2}$	$7,6 \times 10^3$	$2,7 \times 10^{16}$	na solução (615°C)

Para observação da camada ternária, em alguns casos, é necessário um ataque químico em HCl por 10 segundos. Tal ataque produz um contraste entre o substrato de InP e a camada ternária, quando observamos pela borda clivada (plano (110)). Após este ataque de HCl começamos a notar que o substrato apresentava formações triangulares (pirâmides) nas faces (110) e que estes triângulos, quando tinham sua ponta na superfície, na maioria dos casos, impedia o crescimento da camada, dando origem aos defeitos e falhas citados. Não encontramos na literatura qualquer citação a tais triângulos e até agora não encontramos uma explicação satisfatória. Pensamos que se trata de defeitos na estrutura cristalina (deslocações) que são reveladas pelo HCl. Tais defeitos quando na superfície bloqueia o crescimento da camada epitaxial. A Fig. 3.7 mostra uma micrografia ótica do crescimento D.039, onde é visível os defeitos mencionados e falhas no crescimento.

Pensamos que tais defeitos foram as causas dos infrutíferos crescimentos efetuados. Experiências efetuadas, mostraram que os substratos da firma MCP dopados com estanho

apresentavam as maiores concentrações de defeitos seguidos pelos substratos dopados com ferro (MCP), dopados com estanho (Sumitomo) e dopados com enxofre (Cristaconn). A utilização de substratos dopados com enxofre da firma Cristaconn apesar de reduzir tais defeitos não os eliminou totalmente e as camadas epitaxiais ainda apresentam falhas.

Observamos então que camadas epitaxiais de InGaAsP crescidas rotineiramente no LPD para fabricação de lasers de InGaAsP não eram sensíveis a tais defeitos. Optamos assim em crescer uma camada de isolamento (buffer) de material quaternário e sobre ela crescer a camada ternária de InGaAs. Usando os dados da Réf.[2], para  $650^{\circ}\text{C}$ , efetuamos alguns crescimentos para observação da morfologia, obtendo com  $15^{\circ}\text{C}$  de crescimento, camadas com espessura da ordem de  $6\ \mu\text{m}$ , apresentando boa morfologia. Tínhamos agora necessidade de encontrar dados para crescimento ternário por volta de  $635^{\circ}\text{C}$ . Pollack et al [19] apresentam as frações atômicas de gálio e arsênico para  $T = 650^{\circ}\text{C}$ . Contudo, usando tais frações atômicas não se consegue crescer a camada ternária. Pensamos haver algum erro nos dados apresentados por Pollack et al, uma vez que, como mostrado na Fig.3.5, tais dados estão bastantes distantes da média dos dados conhecidos. Usando dados de Pearsall et al [12], também a  $635^{\circ}\text{C}$ , conseguimos camadas apresentando morfologia razoável, com baixo controle das características das camadas, como a espessura.

Observa-se uma sensível dependência entre a morfologia e a temperatura inicial de crescimento. Variações de  $1^{\circ}\text{C}$  provocavam sensíveis mudanças nas camadas, variando a espessura e apresentando muitos defeitos. A explicação para isto é que

a solução passa pela fase de não saturada, para saturada, para supersaturada e até para solução em duas fases muito rapidamente com a variação da temperatura. A Fig. 3.8 mostra o comportamento da espessura da camada com a temperatura inicial do crescimento. Todos os pontos foram obtidos com  $R = 0,7^{\circ}\text{C}/\text{min}$ . e intervalo de crescimento de  $2^{\circ}\text{C}$ . O ponto A indica região com solução em duas fases, o ponto B indica o máximo de supersaturação, antes de entrar na região de duas fases. O ponto C está próximo ou no equilíbrio da solução.

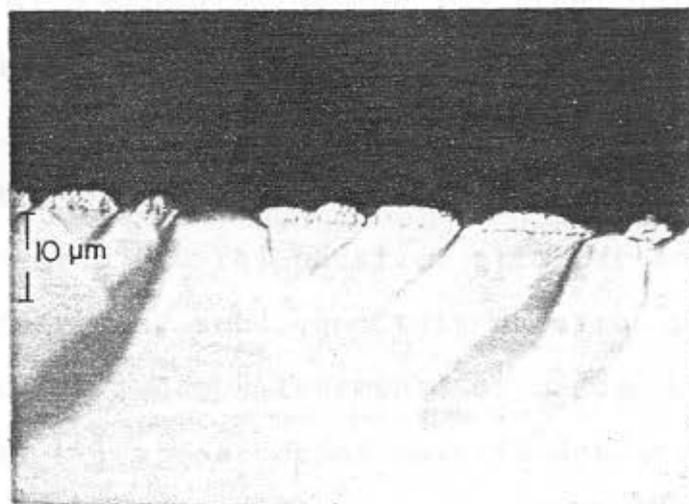


Fig. 3.7 - Falha no crescimento, provocado por defeito no substrato

Baseando nas morfologias não muito boas das camadas obtidas com os dados da Ref. [12], resolveu-se retirar as frações atômicas do gálio e do arsênio do gráfico mostrado na Fig. 3.5 a  $635^{\circ}\text{C}$ . Obtivemos  $X_{\text{Ga}} = 0,0226$  e  $X_{\text{As}} = 0,05214$ , correspondendo a uma variação de 3 mg no peso de GaAs e de 9 mg no peso de InAs, em relação à Ref. [12]. Tais variações no peso dos componentes da solução são bastantes significativos.

Com estes novos pesos, conseguimos crescer camadas bastante boas e reprodutíveis, eliminando as falhas apresenta-

das anteriormente. A solução usando este pesos, mostrou estar em equilíbrio por volta de  $634^{\circ}\text{C}$ , portanto um erro de  $1^{\circ}\text{C}$  em relação ao gráfico da Fig. 3.5. Os melhores resultados foram obtidos com temperatura inicial de  $631^{\circ}\text{C}$ , crescendo até  $628^{\circ}\text{C}$ . Obtinhamos camadas com espessura por volta de  $4\ \mu\text{m}$ , apresentando boa morfologia sendo possível fabricar os fotodiodos.

Comparando-se os crescimentos usando dados de Naka jima [9] sobre substrato de  $\text{InP} : \text{Sn}(100)$  da MCP, com crescimentos usando dados da Ref. 12 e crescimentos com dados da Fig. 3.5., ambos sobre substratos de  $\text{InP} : \text{S}(100)$  da Cristaconn, com camada de isolamento como mostra a Fig. 3.9, observamos que o último apresentará a melhor morfologia. Podemos dizer que os dados da Ref. 12 estão alguma coisa incorretos, pois mesmos usando a camada de isolamento não foi possível eliminar todos os defeitos da camada ternária, sendo que tais defeitos praticamente desapareceram quando mudamos levemente os pesos dos materiais usados. Os dados da Ref. [9] apesar de na maioria dos crescimentos apresentar muitos defeitos, quando usamos um substrato da firma Sumitomo, produziu camadas bastantes boas, indicando que os defeitos eram devidos ao substrato e não à solução de crescimento.

Como as camadas ternárias só apresentam superfícies livres de buracos e defeitos se forem crescidas sobre uma camada isolante de material quaternário, dopado com Sn, fica impossível medir-se através de efeito Hall as propriedades do semiconductor como mobilidade e concentração de impurezas. A medida de concentração pode ser obtida por medidas de capacitância contra tensão feitas em junções PN feitas com tais crescimentos.

Na tabela IV. temos os pesos de todos os materiais usados no crescimento das camadas de InGaAsP e InGaAs para 2 g de In. Os pesos da camada quaternária resultam em uma liga do tipo  $\text{In}_{0,97}\text{Ga}_{0,03}\text{As}_{0,03}\text{As}_{0,08}\text{P}_{0,92}$  perfeitamente casada com o substrato de InP, enquanto que os pesos da camada ternária resultam na liga  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  com o mesmo parâmetro de rede do substrato. A adição de Sn na camada quaternária, resultam dopagens de  $\approx 10^{18} \text{cm}^{-3}$  [2].

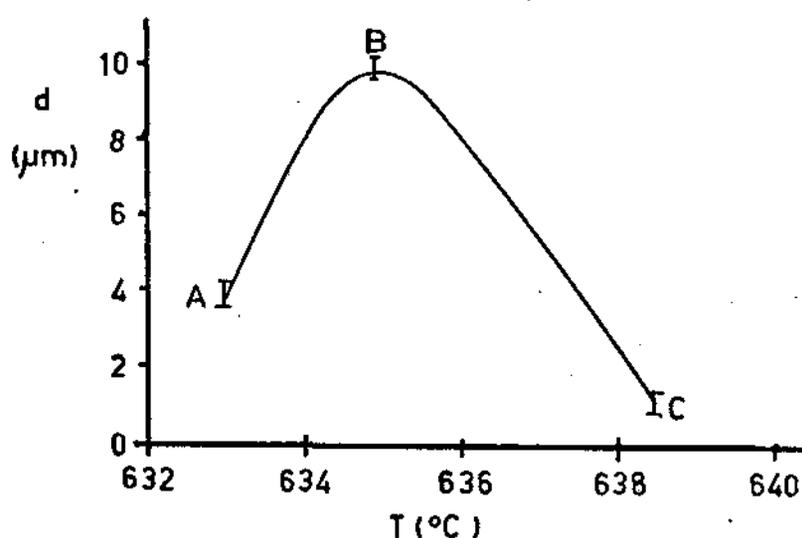


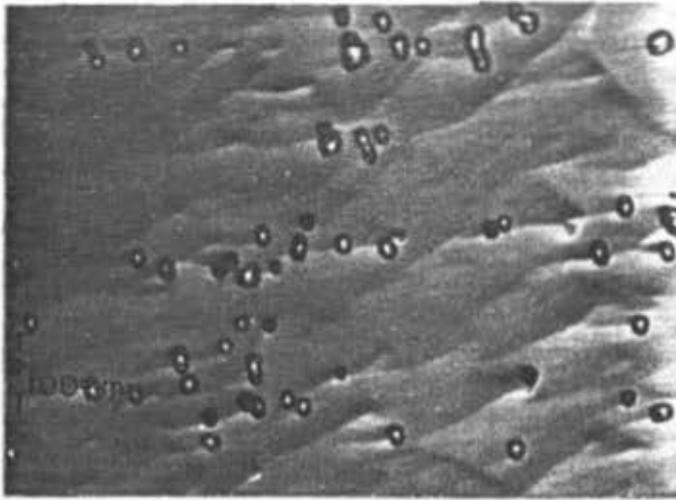
FIG. 3.8 - Espessura em função da temperatura inicial de crescimento

TABELA IV

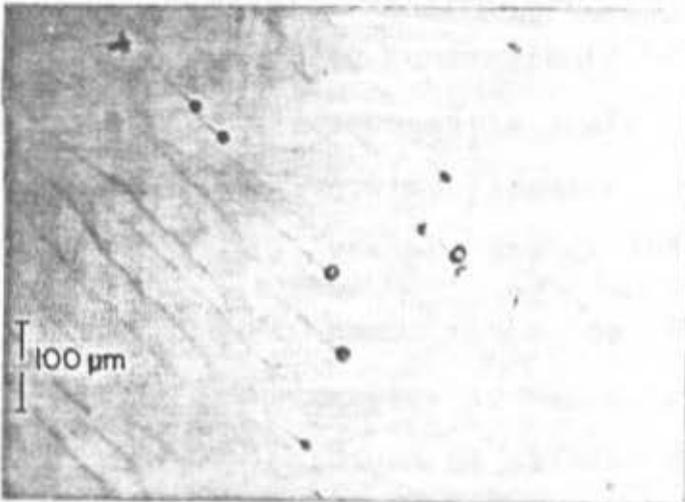
	GaAs (mg)	InAs (mg)	InP (mg)	Sn (mg)
InGaAsP	1,85	33,00	23,00	80,00
InGaAs	63,57	109,00	-	-

### 3.4 - Desenvolvimento dos Fotodetectores

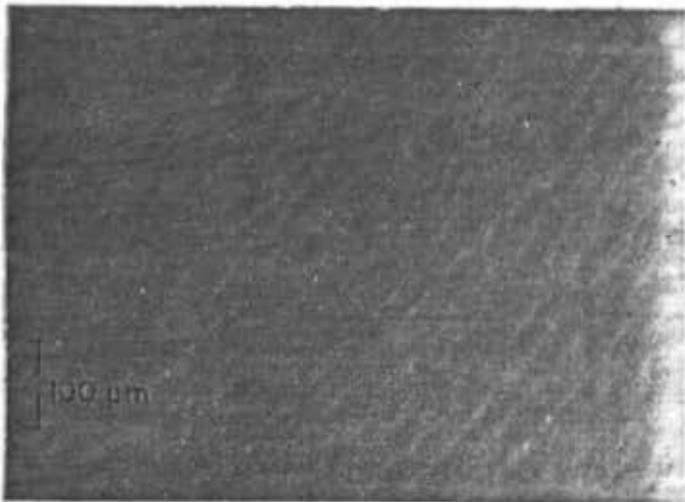
Existe dois métodos para se fazer a junção no material semiconductor: 1) por difusão do material dopante, no



a) dados da ref. 9  
InGaAs/InP:Sn



b) dados da ref. 12  
InGaAs/InGaAsP/InP:S



c) dados da Fig. 3.5  
InGaAs:Zn/InGaAs/InGaAsP/InP:S

Fig. 3.9 - Morfologias da camada ternaria de InGaAs

no caso Zn e 2) crescimento epitaxial de uma camada com o dopante incluindo na solução. O primeiro tipo permite desenvolver diodos com estruturas do tipo mesa e planar enquanto que o segundo é útil apenas para estruturas planares.

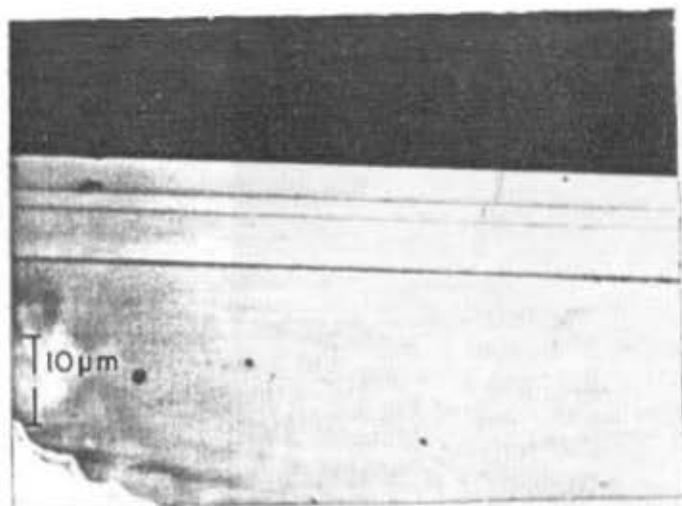
#### 3.4.1 - Junção por Difusão de Zn

Consiste basicamente em colocar o substrato com o crescimento em um ambiente com pressão de Zn e As. A presença de As é necessária para evitar a fuga de As do substrato sob efeito térmico, uma vez que a difusão é feita em alta temperatura ( $> 500^{\circ}\text{C}$ ).

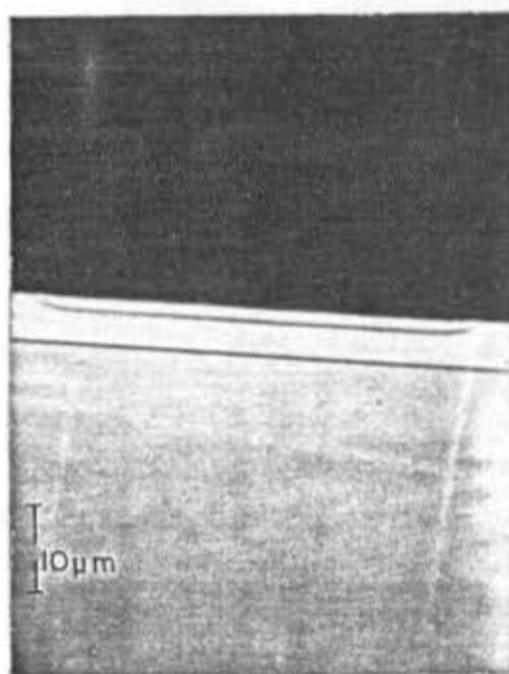
Usamos como fonte de Zn a liga  $\text{ZnAs}_2$  com peso de aproximadamente 10 mg, e temperatura de  $530^{\circ}\text{C}$  [23]. Obtemos uma velocidade de difusão de  $1.11 \times 10^{-11} \text{ cm}^2/\text{s}$ , resultando em uma profundidade de junção de 4  $\mu\text{m}$  para 4 horas de difusão em ampola fechada. A Fig. 3.10a mostra uma fotografia da face (110), da amostra D-065. Observamos a camada quaternária de  $\sim 6 \mu\text{m}$ , a camada de alta pureza com espessura de 2,2  $\mu\text{m}$  e a difusão de 4  $\mu\text{m}$ . A concentração superficial de buracos é da ordem de  $1,7 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  [23]. Na Fig. 3.10b temos uma difusão de 2  $\mu\text{m}$  (1 hora) para desenvolvimento de dispositivos do tipo planar. A camada quaternária não é visível nesta foto.

#### 3.4.2 - Junção por Epitaxia

A junção neste caso é crescida epitaxialmente a partir de solução dopada com Zn. Os pesos da solução são os mesmos da tabela IV, acrescidos de 5 mg de uma liga de



a) Estrutura Mesa



b) Estrutura Planar

Fig. 3.10- Junção feita por  
difusão de Zn

In + Zn 2%. A fig. 3.11 mostra uma junção obtida epitaxialmente. Com este tipo de junção não é conveniente fabricar fotodiodos do tipo planar, pois a área da junção será muito grande, aumentando a corrente de escuro.



Fig.3.11 - Junção feita por epitaxia

### 3.4.3 - Estrutura Planar

O processamento de fotodiodos do tipo planar é mais simples que o tipo mesa uma vez que necessita uma fotogravação a menos.

Inicialmente são abertas janelas com diâmetro de  $100\ \mu\text{m}$  no lado P. A seguir é feita difusão de Zn como descrito no item 3.4.1. Após a difusão o cristal fica como mostrado na Fig. 3.10b. É feito então a deposição de  $\text{SiO}_2$  e deposição dos materiais que formarão os contatos, no caso uma liga de Au/Zn/Au. O substrato passa então por um desbaste mecânico reduzindo sua espessura para cerca  $100\ \mu\text{m}$ . São abertas janelas de  $150\ \mu\text{m}$  no lado desbastado por onde entrará a luz e depositado uma liga de AuGe/Ni/Au que fará o contato elétrico no lado N. A figura 3.12 mostra uma estrutura planar típica.

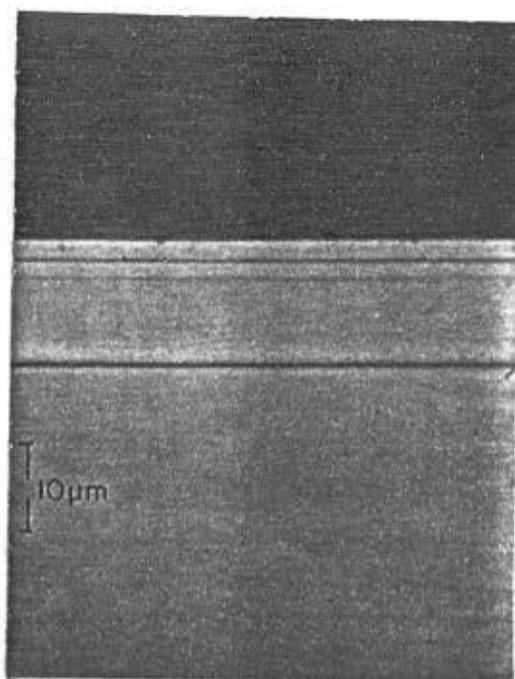


Fig.3.11 - Junção feita por epitaxia

### 3.4.3 - Estrutura Planar

O processamento de fotodiodos do tipo planar é mais simples que o tipo mesa uma vez que necessita uma fotogravação a menos.

Inicialmente são abertas janelas com diâmetro de 100  $\mu\text{m}$  no lado P. A seguir é feita difusão de Zn como descrito no item 3.4.1. Após a difusão o cristal fica como mostrado na Fig. 3.10b. É feito então a deposição de  $\text{SiO}_2$  e deposição dos materiais que formarão os contatos, no caso uma liga de Au/Zn/Au. O substrato passa então por um desbaste mecânico reduzindo sua espessura para cerca 100  $\mu\text{m}$ . São abertas janelas de 150  $\mu\text{m}$  no lado desbastado por onde entrará a luz e depositado uma liga de AuGe/Ni/Au que fará o contato elétrico no lado N. A figura 3.12 mostra uma estrutura planar típica.

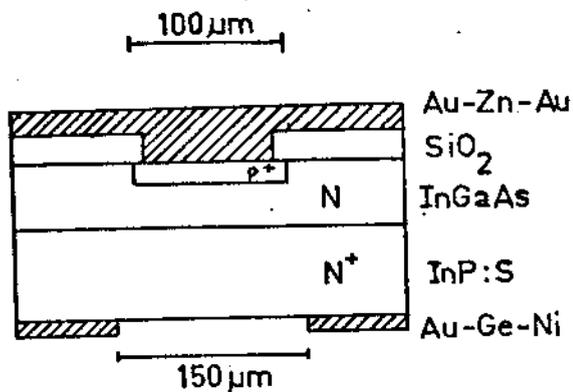


FIG.3.12 - Estrutura Planar

Os fotodiodos individuais são então clivados mecanicamente e passam pelo processo de caracterização de suas propriedades físicas.

#### 3.4.4 - Estrutura Mesa

Parte-se de um substrato onde já existe uma camada semicondutora do tipo P. Esta camada é obtida por difusão ou por crescimento epitaxial, como descrito nos itens 3.4.1 e 3.4.2 respectivamente, e mostrado nas Figs. 3.10 e 3.11.

Proteje-se a superfície do cristal com círculos de foto-resist com diâmetro de 100  $\mu\text{m}$  e ataca-se quimicamente o cristal com uma solução de Bromo-Metanol 1% ou Metanol :  $\text{H}_3\text{Po}_4$  :  $\text{H}_2\text{O}_2$ , 3 : 1 : 1 . A segunda solução mostrou ser mais apropriada para tal ataque, uma vez que só ataca o composto ternário, não atacando o substrato.

Após o ataque é feita a deposição dos contatos no lado P, usando uma liga de Au/Zn/Au. O processo de des

baste e deposição do contato no lado N é idêntico ao descrito no item 3.4.3, resultando em uma estrutura como mostrado na Fig. 3.13.

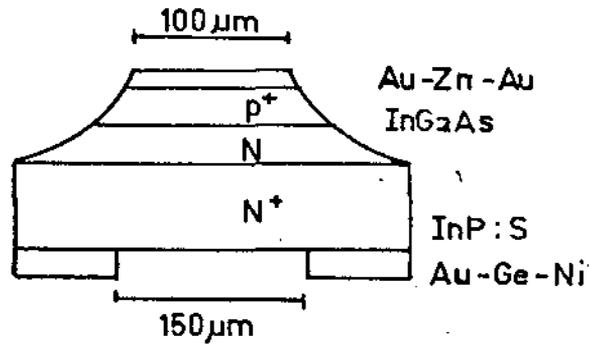


FIG.3.13 - Estrutura Mesa

## REFERÊNCIAS - CAPÍTULO III

- [1] - Nelson H., RCA Review, Vol. 24, pp 603, (1963).
- [2] - Prince F.C., Tese de Doutorado, IFGW, (1981).
- [3] - Antypas G.A., Moon R.L., James L.W., Edgcombe J.,  
Bell R.L., Symposium on GaAs, 1972, pp 48.
- [4] - Nahory R.E., Pollack M.A., Johnston Jr. W.D., Appl.  
Phys. Lett. Vol. 33, nº 7, pp 659, (1978).
- [5] - Keller S.P., Edited by, Handbook on Semiconductors,  
Vol. III, pp 417.
- [6] - Wu, T.Y., Pearson G.L., J. Phys. Chem. Solids, Vol. 33,  
pp 409, (1972).
- [7] - Stringfellow G.B., J. Crystal. Growth, Vol. 27, pp 21,  
(1974).
- [8] - Ilegems M., Panish M.B., J. Phys. Chem. Solids, Vol. 35,  
pp 409 (1974).
- [9] - Nakajima K., Tanahashi T., Akita K., Yamaoka T.,  
J. Appl. Phys., Vol. 50, nº 7, pp 4975, (1979).
- [10] - Pearsall T.P., Hopson Jr. R.W., J. Appl. Phys., Vol. 48,  
nº 10, pp 4407, (1977).
- [11] - Henry Y., Moulin M., J. Crystal Growth, Vol. 51, pp. 387,  
(1981).
- [12] - Pearsall T.P., Quillec M., Pollack M.A., Appl. Phys.,  
Lett., Vol. 35, nº 4, pp 342, (1979).
- [13] - Bhattacharya P.K., Rao Mulpuri Appl. Phys.,  
Vol. 54, nº 9, pp 5096, (1983).

- [14] - Antypas G.A., Houg Y.M., Hyder S.B., Escher J.S., Gregory P.E., Appl. Phys., Lett. Vol. 33, n° 5, pp 463, (1978).
- [15] - Hyder S.B., Antypas G.A., Escher J.S., Gregory P.E., Appl. Phys., Lett. Vol. 31, n° 9, pp 551, (1977).
- [16] - Pearsall T.P., Bisaro R., Ansel R., Merenda P., Appl. Phys., Lett. Vol. 32, n° 8, pp 497, (1978).
- [17] - Nickel H., Kuphal E., J. Optical Communication, Vol. 4, n° 2, pp 63, (1983).
- [18] - Kondo S., Amano T., Nagai H., J. Crystal Growth, Vol. 61, pp 8, (1983).
- [19] - Pollack M.A., Nahory R.E., DE Winter J.C., Ballaman A. A., Appl. Phys., Lett. Vol. 33, n° 4, pp 314, (1978).
- [20] - Kazarinov R.F., Njordland W.A., Wagner W.R., Temkin H., Manchon D.D., J. Crystal Growth, Vol. 60, pp 235, (1982).
- [21] - Cook L.W., Tashima M.M., Low T.S., Sttilman G.E., J. Crystal Growth, Vol. 56, pp 475, (1982).
- [22] - Van der Pauw L.J., Philips Technical Review, Vol. 20, n° 8, pp 220, (1958/59).
- [23] - Yamamoto Y., Kanbe H., Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 19, n° 1, pp 121, (1980).

## CAPÍTULO IV

## PROJETO DE FOTODETECTORES

4.1 - Fatores que Limitam a Resposta de Frequência4.1.1 - Considerações Gerais

Consideremos um diodo de junção PN e um diodo PIN, como esquematizado na Fig. 4.1a. A região de carga espacial próxima à junção cria um campo elétrico, que sem polarização impede que os portadores existentes fora desta região possam cruzá-la. Esta região é chamada de região de depleção do diodo. Existe uma diferença bastante grande entre o diodo PN e o diodo PIN, que, vem da introdução de uma camada de semiconductor intrínseco entre as regiões P e N. A Fig. 4.1 mostra como é a distribuição líquida da impurezas ( $N_a - N_d$ ) (b), a densidade de carga espacial (c) e o campo elétrico (d) nos dois tipos de junções [1]. Na prática contudo, não se consegue camadas semiconductoras intrínsecas, mas sim camadas com alta-resistividade do tipo P ou com alta resistividade do tipo N. Nestes casos temos um diodo P $\pi$ N ou P $\nu$ N respectivamente. A Fig.4.2 mostra a densidade de carga espacial e o campo elétrico de diodos P $\pi$ N e P $\nu$ N.

Observemos agora que ocorre nas bandas de energia para o diodo PIN. A Fig. 4.3 mostra as bandas de energia separadamente de um semiconductor do tipo P, do tipo N e de uma junção PIN.

Aplicando uma diferença de potencial a uma junção, poderemos variar a largura da camada de depleção. Consideremos

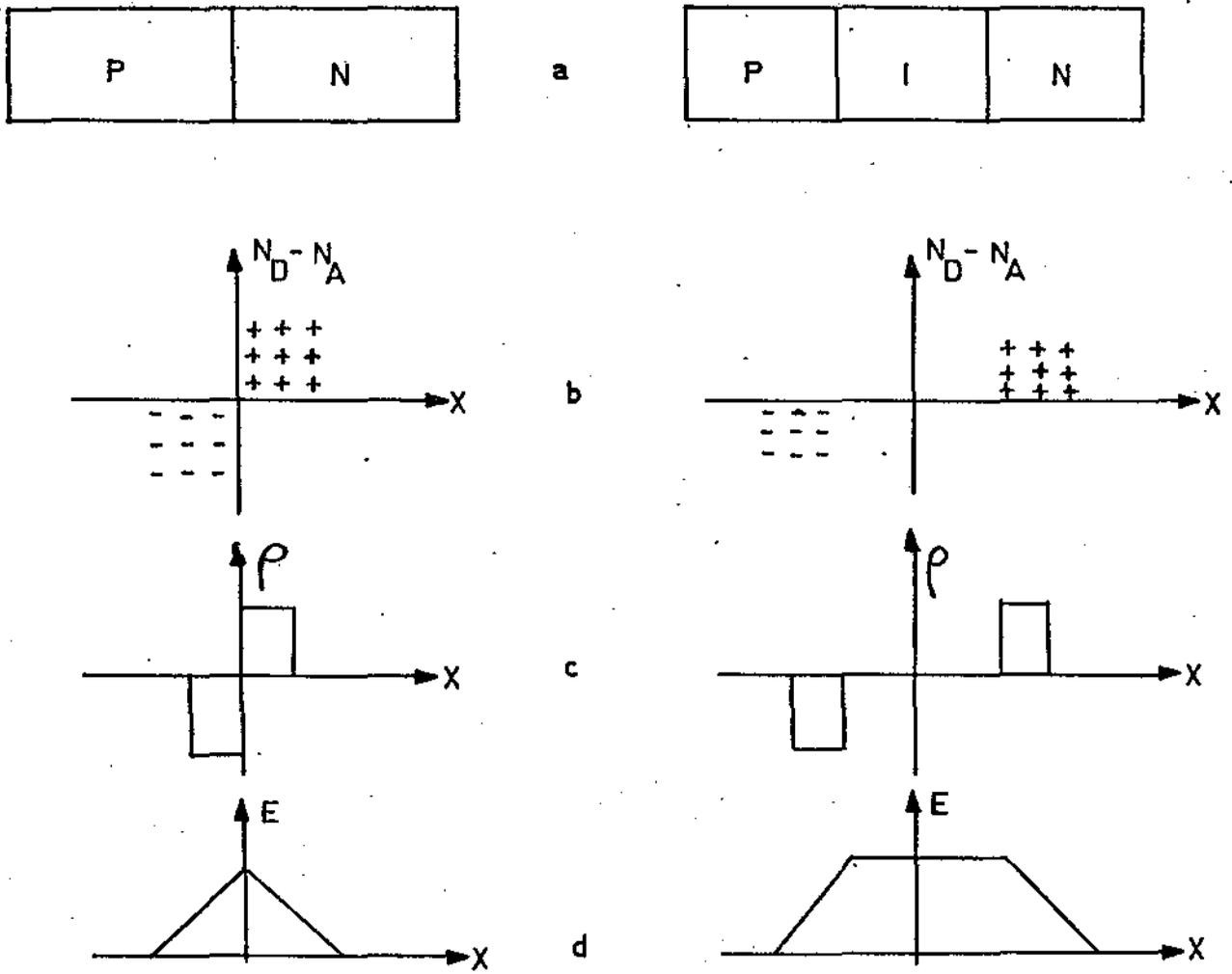


FIG.4.1 - Junções PN e PIN

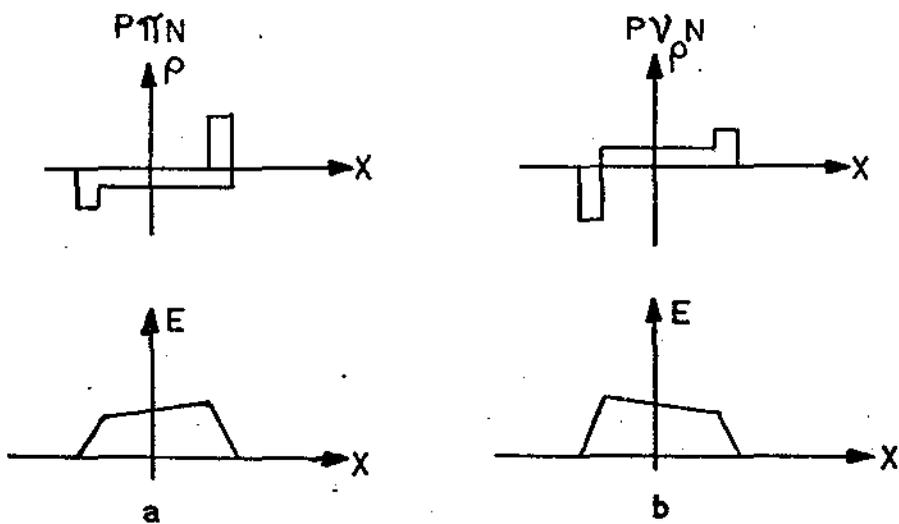


FIG.4.2 - Campo Elétrico e Densidade de Carga nas junções PTIN e PVN

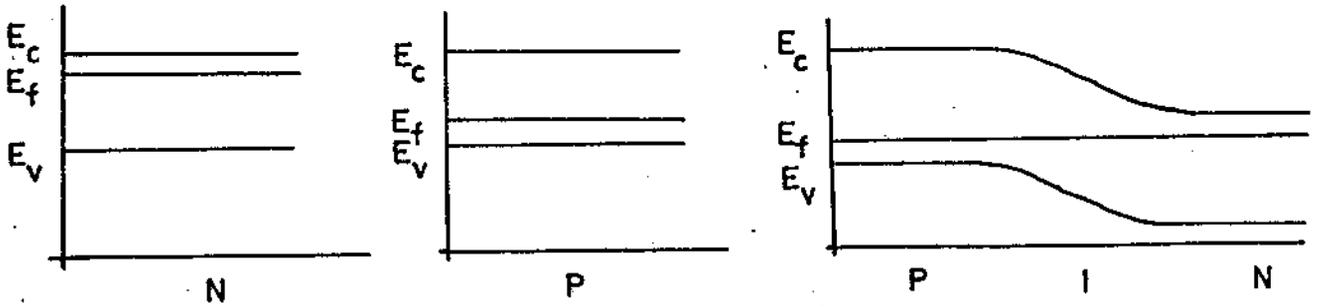
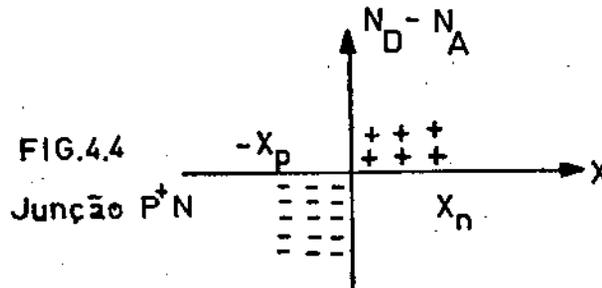


FIG.4.3 - Bandas de Energia da junção PIN

inicialmente uma junção do tipo  $P^+N$ , isto é, a concentração de impurezas aceitadoras é maior que a concentração de impurezas doadoras como mostra a Fig. 4.4.



Escrevendo a equação de Poisson na direção  $x$  como:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = - \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \frac{\rho(x)}{\epsilon_s} \quad (4.1)$$

onde  $\rho(x)$  é a densidade de cargas e  $\epsilon_s$  é a permissividade do semiconductor.

A densidade de cargas pode ser escrita como:

$$\rho(x) = ep(x) - en(x) - eN_A^-(x) + eN_D^+(x)$$

onde  $p(x)$  e  $n(x)$  são as densidades de vacâncias e elétrons respectivamente enquanto que  $N_A^-$  e  $N_D^+$  são as densidades de impurezas aceitadoras e doadoras ionizadas.

Se assumirmos que todas as impurezas estão ionizadas, isto é,  $N_D^+ = N_D$  e  $N_A^- = N_A$  e que a concentração de elétrons e vacâncias são desprezíveis na região de depleção, compreendida entre  $-x_p$  e  $x_n$  (Fig.4.4), a equação 4.1 fica:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{e}{\epsilon_s} N_D \quad 0 < x \leq x_n \quad (4.2a)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = -\frac{e}{\epsilon_s} N_A \quad -x_p \leq x < 0 \quad (4.2b)$$

Integrando as equações (4.2) obtemos:

$$E = \frac{e}{\epsilon_s} N_D (x - x_n) \quad 0 < x \leq x_n \quad (4.3a)$$

$$E = \frac{-e}{\epsilon_s} N_A (x_p + x) \quad -x_p \leq x < 0 \quad (4.3b)$$

Integrando as equações (4.3) obtemos o potencial em cada lado da junção, isto é:

$$V = \frac{-e}{\epsilon_s} N_D \frac{x^2}{2} + \frac{eN_D}{\epsilon_s} x_n x + V_n \quad 0 < x \leq x_n \quad (4.4a)$$

$$V = \frac{e}{\epsilon_s} N_A \frac{x^2}{2} + \frac{eN_A}{\epsilon_s} x_p x + V_p \quad -x_p \leq x < 0 \quad (4.4b)$$

Impondo a continuidade do potencial em  $x = 0$  obtemos  $V_n = V_p$ . Se definirmos um potencial  $V_{dif} = V(x_n)$  e fazendo  $V(-x_p) = 0$  as equações (4.4) ficam:

$$V_{dif} = V_n + \frac{eN_D}{2\epsilon_s} x_n^2 \quad (4.5)$$

$$V_n = \frac{eN_A}{2\epsilon_s} x_p^2 \quad (4.6)$$

Assim .

$$V_{\text{dif}} = \frac{eN_D}{2\epsilon_s} x_n^2 + \frac{eN_A}{2\epsilon_s} x_p^2 =$$

$$V_{\text{dif}} = \frac{e}{2\epsilon_s} [N_D x_n^2 + N_A x_p^2] \quad (4.7)$$

A Fig. 4.5 mostra como se comporta o potencial  $V_{\text{dif}}$  em uma junção P<sup>+</sup>N.

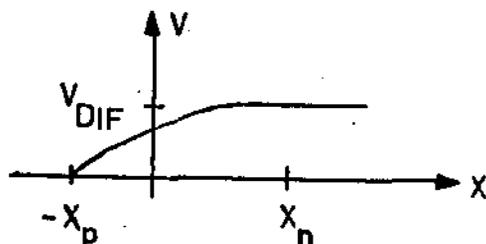


FIG. 4.5 - Potencial na junção P<sup>+</sup>N

Quando em equilíbrio, o campo elétrico fora da região depleta é nulo, e isto implica que a carga elétrica do lado P é igual à carga do lado N. Podemos expressar isto como:

$$eN_D x_n = eN_A x_p = Q/\text{área} \quad (4.8)$$

Multiplicando e dividindo o termo  $N_D x_n^2$  da equação (4.7) por  $N_D$  e reagrupando os termos obtemos:

$$V_{\text{dif}} = \frac{e}{2\epsilon_s} \left( 1 + \frac{N_A}{N_D} \right) N_A x_p^2 \quad (4.9)$$

De maneira análoga com o termo  $N_A x_p^2$ :

$$V_{\text{dif}} = \frac{e}{2\epsilon_s} \left( 1 + \frac{N_D}{N_A} \right) N_D x_n^2 \quad (4.10)$$

Explicitando os termos  $x_n$  e  $x_p$  obtemos:

$$x_p = \left| \frac{2\epsilon_s V_{dif}}{eN_A(1 + N_A/N_D)} \right|^{1/2} \quad (4.11a)$$

$$x_n = \left| \frac{2\epsilon_s V_{dif}}{eN_D(1 + N_D/N_A)} \right|^{1/2} \quad (4.11b)$$

A região de depleção  $W$  é definida como  $W = x_n + x_p$  e pelas equações (4.11) obtemos, após algumas manipulações algébricas:

$$W = \left| \frac{2\epsilon_s V_{dif}}{e} \left( \frac{N_A + N_D}{N_A \cdot N_D} \right) \right|^{1/2} \quad (4.12)$$

Para junções do tipo  $P^+N$ ,  $N_A \gg N_D$  e a equação (4.12) fica:

$$W = \left( \frac{2\epsilon_s V_{dif}}{eN_D} \right)^{1/2} \quad (4.13)$$

O termo  $V_{dif}$  é chamado potencial de difusão e é dado por [1]:

$$V_{dif} = \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{n_{no}}{n_{po}}\right) = \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{p_{po}}{n_{no}}\right) \quad (4.14)$$

onde o sufixo "o" indica equilíbrio térmico e o sufixo "n" ou "p" indica o tipo de semiconductor.

A análise feita até aqui considera a junção sem polarização externa. Se aplicarmos um potencial reverso, isto é, tornarmos o lado P mais negativo que o lado N, a região de depleção irá aumentar, uma vez que aumentaremos a densidade de carga espacial na junção. A expressão que descreve a largura de depleção para o caso de polarização reversa pode ser escrita como

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s(V_{dif} + V_R)}{eN_D}} \quad (4.15)$$

onde  $V_R$  é a tensão reversa aplicada na junção.

No caso de um diodo PIN, como a dopagem da região intrínseca é muito menor que a dopagem do lado P ou N, consegue-se que a região intrínseca fique depletada mesmo sem polarização. Fora da região intrínseca, os níveis de dopagem são muito alto (tipicamente da ordem de  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) e a variação da largura de depleção é muito pequena (eq. (4.12)). Assim, num diodo PIN, a largura de depleção  $W$  é praticamente constante e igual à largura da camada intrínseca

#### 4.1.2 - Efeitos da Capacitância e Resistência na Resposta dos Fotodiodos

Analisaremos agora como a capacitância da junção influi na resposta de frequência dos fotodiodos.

A capacitância por unidade de área é definida [1] como:

$$C_a \equiv \frac{dQ}{dV} \quad (4.16)$$

onde  $Q$  é a carga por unidade de área, dada pela equação (4.8) e  $V$  é o potencial aplicado na junção.

Assim, a capacitância por unidade de área fica:

$$C_a = e N_D \frac{dx_n}{dV} \quad (4.17)$$

Se aplicarmos um potencial reverso,  $V_R$  na junção, o potencial total da junção será  $V_{dif} + V_R$ , e assim a equação (4.11b) fica:

$$x_n = \left| \frac{2\epsilon_s (V_{dif} + V_R)}{e N_D [1 + N_D/N_A]} \right|^{1/2}$$

Levando esta equação na equação (4.17) temos:

$$\begin{aligned}
 C_a &= eN_D \frac{d}{dV_R} \left\{ \left| \frac{2\epsilon_s (V_{dif} + V_R)}{eN_D \left[ 1 + \frac{N_D}{N_A} \right]} \right|^{1/2} \right\} \\
 &= \frac{e\epsilon_s^{1/2}}{2} \left( \frac{N_D N_A}{N_D + N_A} \right)^{1/2} \left( \frac{1}{V_{dif} + V_R} \right)^{1/2} \quad (4.18)
 \end{aligned}$$

Resolvendo a equação (4.15) para  $V_{dif} + V_R$  e subtraindo na equação (4.18) obtemos:

$$C_a = \frac{\epsilon_s}{W}$$

Assim, a capacitância de uma junção PN é dada por

$$C = A C_a = \frac{\epsilon_s A}{W} \quad (4.19)$$

onde A é área da junção.

Para uma junção  $P^+N$  a largura de depleção W é dada pela equação (4.15) e para um diodo PIN, W é a largura da região intrínseca.

Observamos agora os fatores que influem na resistência série dos fotodiodos. A resistência série total de um fotodiodo é composta por basicamente três termos: a resistência que a corrente encontra quando flui lateralmente para o contato elétrico ( $R_e$ ), a resistência do contato ( $R_c$ ) e a resistência residual  $R_o$ . Podemos expressar a resistência série de uma camada epitaxial [2] como:

$$R_s = \frac{\rho}{d\pi} \text{Arctan} \left( \frac{4}{d/t} \right) + \frac{4R}{\pi d^2} + R_o \quad (4.20)$$

onde  $\rho$  = resistividade do material

$d$  = diâmetro do contato





Uma outra maneira de se reduzir o tempo de difusão é construindo-se fotodiodos do tipo heteroestrutura, onde dois materiais diferentes formam a junção. Se escolhermos o material pelo qual a luz entra no dispositivo, como sendo transparente ao comprimento de onda utilizado, garantiremos que a totalidade da radiação será absorvida na região de depleção, reduzindo assim a corrente de difusão e conseqüentemente o tempo de difusão. Fotodiodos do tipo heteroestrutura são construídos, utilizando como material transparente (banda proibida larga) o InP e como material absorvente, compostos do sistema  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ . [8],[9],[10],[11].

#### 4.1.4 - Tempo de Trânsito

Analisaremos agora o principal fator que limita a resposta de frequência dos fotodiodos, que é o tempo de trânsito dos portadores na região de depleção.

Quando um feixe de luz incidente no fotodiodo é modulado em alta frequência, ocorrerá uma diferença de fase [12] entre o fluxo incidente e a fotocorrente, devido ao tempo gasto pelos elétrons e buracos atravessarem a região de depleção sob ação do campo elétrico.

Lucovsky et al [13] discutiram o efeito do tempo de trânsito assumindo que a região de depleção está sob ação de um campo elétrico tal que, os portadores se movem com velocidade de saturação. Assumiu-se também que os portadores tem velocidades iguais.

Para campos elétricos baixos, a velocidade de deslocamento dos portadores é diretamente proporcional ao campo e

a constante de proporcionalidade é chamada de mobilidade dos portadores [1]. Contudo para campos elétricos maiores que um determinado valor  $E_s$ , a velocidade de deslocamento se torna constante e é chamada velocidade de saturação ( $v_{sat}$ ).

O tempo de trânsito dos portadores é definido [13] como:

$$t_t \equiv \frac{W}{2v} \geq \frac{W}{2v_{sat}} \quad (4.22)$$

onde  $v = \mu E$

e  $\mu =$  mobilidade dos portadores

Com bases nestas considerações, Lucovsky [13] encontrou uma função que expressa a resposta de frequência do fotodiodo PIN devido ao tempo de trânsito  $F(\omega)$ :

$$|F(\omega)|^2 = \frac{1}{\omega t_t} \left[ \frac{\text{sen}^2 \omega t_t}{(\omega t_t)^2} + 1 - \frac{\text{sen} \omega t_t}{\omega t_t} \right] \quad (4.23)$$

onde  $\omega$  é a frequência angular da modulação e  $t_t$  é o tempo de trânsito dado pela equação (4.22).

Contudo quando as velocidades dos portadores são diferentes esta expressão fica:

$$\begin{aligned} |F(\omega, b)|^2 &= \frac{1}{4} |F(\omega, 1)|^2 + \frac{1}{4} |F(\frac{\omega}{b}, 1)|^2 + \\ &+ \frac{2}{(2\omega t_t)^2} (1 - \cos 2\omega t_t) \frac{1}{(2\omega t_t/b)^2} (1 - \cos \frac{2\omega t_t}{b}) + \\ &+ \frac{2}{(2\omega t_t)^2} (2\omega t_t - \text{sen} 2\omega t_t) \frac{1}{(2\omega t_t/b)^2} (\frac{2\omega t_t}{b} - \text{sen} \frac{2\omega t_t}{b}) \end{aligned}$$

onde  $b = \mu_n/\mu_p$

e  $|F(\omega, l)|^2$  é equação (4.23).

Gartner [12] usando os seguintes argumentos: a) geração de portadores é superficial, b) velocidade dos portadores é constante e c) densidade de fluxo dos fótons é oscilatória do tipo  $\phi = \phi_0 e^{i\omega t} \text{ cm}^{-2} \text{ seg}^{-1}$  (Fig. 4.7) encontrou uma função resposta de frequência.

$$|G(\omega)|^2 = \frac{\text{sen}^2 \omega t_t}{(\omega t_t)^2} \quad (4.24)$$

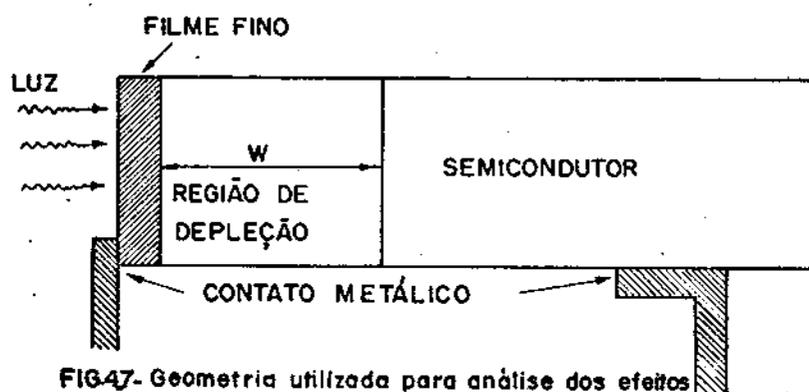


FIG.47- Geometria utilizada para análise dos efeitos do tempo de trânsito.

Na Fig. (4.8) temos o gráfico de  $|F(\omega, l)|^2$  e  $|F(\omega)|^2$  como função de  $\omega t_t$  e observa-se que as duas curvas são bastante semelhantes.

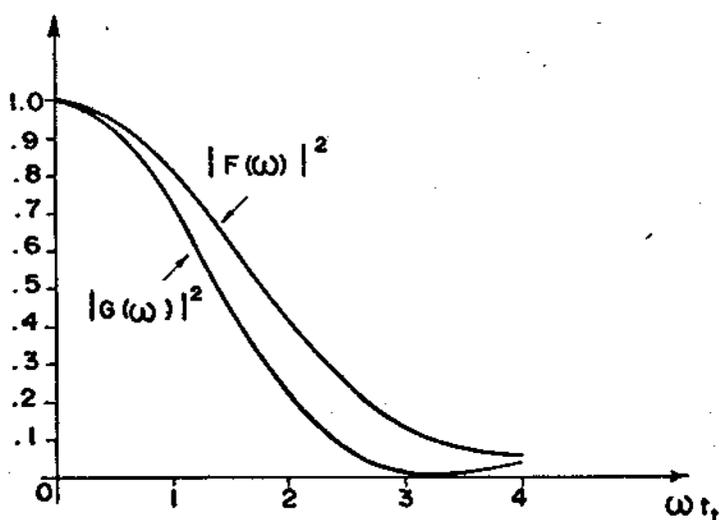


FIG.48- Efeitos do tempo de trânsito na resposta de frequência.

Definindo uma frequência de corte  $\omega_t$  a 3 dB como sendo a frequência na qual a potência entregue pelo fotodiodo é reduzida de 50%, pela Fig. 4.8, para a função  $G(\omega)$  encontramos:

$$\omega_t t_t = 1,39$$

Assim

$$\omega_t = 2,8 \frac{v_{sat}}{W} \quad (4.25)$$

No ponto  $\omega_t t_t$ , a função  $F(\omega)$  difere de 30% da função  $G(\omega)$ , indicando uma razoável equivalência entre as duas funções.

Supondo que a subida do sinal do fotodiodo seja do tipo exponencial como no caso RC, podemos associar um tempo de subida devido ao tempo de trânsito como:

$$\tau_t \equiv \frac{2,2}{\omega_t} = 0,79 \frac{W}{v_{sat.}} \quad (4.26)$$

A interpretação deste tempo de subida é análoga àquela feita para o tempo RC, isto é,  $\tau_t$  é o tempo gasto pela corrente ir de  $0,1 I_{max}$  até  $0,9 I_{max}$  devido ao tempo de trânsito dos portadores na região de depleção.

O valor  $\tau_t$  aqui definido difere em 20% do valor obtido por Lucovsky [13] para igual mobilidade dos portadores.

A equação (4.26) mostra que diminuindo a largura  $W$  da região de depleção, reduzimos o tempo de subida do fotodiodo.

Uma comparação entre as equações (4.21) e (4.26) mostra que elas se comportam de maneira contrária com a variação de  $W$ . A Fig. 4.9 mostra o comportamento de  $\tau_{RC}$  e  $\tau_t$  com  $W$ . O ponto que minimiza o tempo de subida total do fotodiodo ocorre

quando

$$\tau_{RC} = \tau_t \quad (4.27)$$

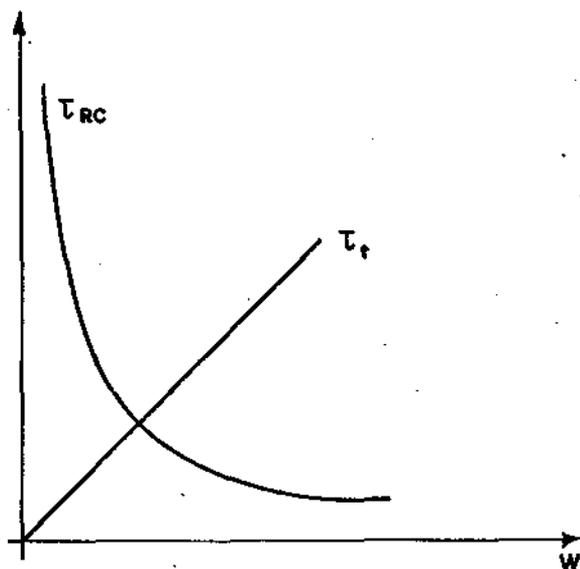


FIG.49. Comportamento dos tempos de subida com a largura da camada de depleção

A banda passante do fotodiodo levando em conta a constante de tempo RC e o tempo de trânsito dos portadores encontrada por Beneking [14] é :

$$B = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{(R_L + R_S)C + \tau_t} \quad (4.28)$$

Para uma frequência de corte de 3 dB, a banda passante fica:

$$-B(3dB) = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\tau_{RC} + \tau_t} = \frac{1}{2\pi\tau_D} \quad (4.29)$$

onde

$$\tau_D = \tau_{RC} + \tau_t \quad (4.30)$$

é o tempo de resposta do fotodiodo devido ao tempo de integração RC e ao tempo de trânsito dos portadores.

Pela condição de minimização do tempo de subida do fotodiodo, (eq.(4.27)), a equação (4.30) fica:

$$\tau_D = 2 \cdot \tau_{RC} = 2 \cdot \tau_t \quad (4.31)$$

E assim, usando a equação (2.26) obtemos:

$$W = 0,63 \tau_D v_{sat} \quad (4.32a)$$

$$e \quad A = \frac{0,14 \tau_D^2 v_{sat}}{(R_L + R_S) \epsilon_s} \quad (4.32b)$$

As equações acima, permitem o cálculo da geometria do diodo para um específico tempo de resposta.

#### 4.1.5 - Efeito da Dopagem na Resposta de Frequência

Para fotodiodos de junção  $P^+N$ , como a largura da camada de depleção é função da dopagem da camada N (eq. 4.13) a resposta de frequência fica dependente dos níveis de dopagem. No caso do fotodiodo PIN, a região de depleção tem largura praticamente constante e igual a largura da região intrínseca. A resposta em frequência é muito pouco influenciada pelos níveis de dopagem.

Contudo, em ambas as estruturas  $P^+N$  e PIN, a resistência série depende da dopagem e é necessário altas dopagens no lado P e N de ambas as estruturas para garantirmos baixos valores da resistência série. Determinaremos assim qual o melhor nível de dopagem da camada N, que nos fornece a melhor resposta de frequência.

Inicialmente vamos supor que o diodo esteja polarizado inversamente de modo que a largura da região de depleção se-

ja dada pela equação (4.32). Será suposto também que a tensão de polarização reversa seja suficiente para que o campo elétrico gerado seja maior que o campo elétrico de saturação  $E_s$  [5].

A segunda suposição nos garante que os portadores movem-se com suas velocidades de saturação  $v_{sat}$ . É necessário contudo que a tensão reversa seja menor que a tensão de ruptura do dispositivo, dada pela seguinte expressão aproximada [1] para junções abruptas  $P^+N$ :

$$V_B = 60 \left( \frac{E_G}{1.1} \right)^{3/2} \left( \frac{N_D}{10^{16} \text{ cm}^{-3}} \right)^{-3/4} \text{ volts.} = K_1 \left( \frac{N_D}{10^{16} \text{ cm}^{-3}} \right)^{-3/4} \quad (4.33)$$

onde  $E_G$  é a energia em eV da banda proibida e  $N_D$  é a concentração de impurezas doadoras

A tabela I mostra os valores de  $E_G$ ,  $\epsilon_s/\epsilon_o$ , e  $E_s$  para para o Si, GaAs, InP,  $\text{In}_{0,53} \text{Ga}_{0,47} \text{As}$  e  $\text{In}_{0,73} \text{Ga}_{0,27} \text{As}_{0,63} \text{P}_{0,37}$ .

TABELA I

	$E_G$ (eV) (300)°K	$\epsilon_s/\epsilon_o$	$E_s$ (kV/cm)	$v_{sat}$ . (cm/s)
Si	1,12	11,8	20	$1,0 \times 10^7$
Ge	0,66	16,0	5	$1,1 \times 10^7$
GaAs	1,43	10,9	1,5	$1,0 \times 10^7$
$\text{In}_{0,53} \text{Ga}_{0,47} \text{As}$	0,73	12,0	20	$0,5-1,2 \times 10^7$
$\text{In}_{0,73} \text{Ga}_{0,27} \text{As}_{0,63} \text{P}_{0,37}$	0,90	12,0	40	$1,0 \times 10^7$

O módulo do campo elétrico em uma junção P<sup>+</sup>-N é a relação entre a variação do potencial e a variação da distância e pode ser expresso como:

$$E = \frac{dV}{dx}$$

e assim, o campo elétrico máximo será

$$\begin{aligned} E_{\max} &= \frac{dV_R}{dW} \\ &= \frac{d}{dW} \left[ \frac{W^2 e N_D}{2 \epsilon_s} \right] \end{aligned} \quad (4.34)$$

para  $V_R \gg V_{dif}$

$$E_{\max} = \frac{WeN_D}{\epsilon_s} = \frac{2V_R}{W} \quad (4.35)$$

Escrevendo a tensão reversa  $V_R$  como uma fração  $M$  da tensão de ruptura, ficamos

$$E_{\max} = \frac{2MV_B}{W} \quad (4.36)$$

Tomando a equação (4.15), podemos escreve-la como:

$$E_{\max} = \frac{2eMV_B}{W} = \frac{2eM}{W} \left[ \frac{eN_D}{2} \right] \left[ \frac{W^3}{3} \right] \quad (4.37)$$

$$W = k_2 M^{1/2} \left( \frac{N_D}{10^{16} \text{ cm}^{-3}} \right)^{-7/8} \quad (4.37)$$

para  $V_R \gg V_{dif}$  e  $k_2 = \left[ \frac{2\epsilon_s k_1}{e10^{16} \text{ cm}^{-3}} \right]^{1/2}$

Assim a equação (2.26) fica:

$$E_{\max} = \left[ \frac{2MK_1 e 10^{16} \text{cm}^{-3}}{\epsilon_s} \right]^{1/2} \left[ \frac{N_D}{10^{16} \text{cm}^{-3}} \right]^{1/8}$$

$$E_{\max} = K_3 M^{1/2} \left[ \frac{N_D}{10^{16} \text{cm}^{-3}} \right]^{1/8} \quad (4.38)$$

onde

$$K_3 = \left[ \frac{2K_1 e 10^{16} \text{cm}^{-3}}{\epsilon_s} \right]^{1/2}$$

A equação (4.38) determina a mínima dopagem que satisfaz as condições para o campo elétrico. Supondo um campo elétrico máximo igual a  $10 \times E_s$  e uma tensão reversa igual a  $1/4 V_B$  ( $M = 1/4$ ), obtemos:

$$N_D \geq \left[ \frac{20E_s}{K_3} \right]^8 10^{16} \text{cm}^{-3} = N_D^S \quad (4.39)$$

A condição imposta anteriormente de que a largura da camada de depleção deve satisfazer a equação (4.32) impõe uma máxima dopagem. Pela equação (4.15) com  $V_R \gg V_{\text{dif}}$  temos:

$$W = 0,63 \tau_D v_{\text{sat}} = \left[ \frac{2\epsilon_s V_R}{eN_D} \right]^{1/2}$$

Assim

$$\frac{N_D}{10^{16} \text{cm}^{-3}} = \frac{2\epsilon_s V_R}{(0,63 \tau_D v_{\text{sat}})^2 e} \frac{1}{10^{16} \text{cm}^{-3}}$$

Usando a condição  $V_R = MV_B$ :

$$\frac{N_D}{10^{16} \text{cm}^{-3}} = \frac{2\epsilon_s M}{(0,63 \tau_D v_{\text{sat}})^2 e} \frac{K_1}{10^{16} \text{cm}^{-3}} \left( \frac{N_D}{10^{16} \text{cm}^{-3}} \right)^{-3/4}$$

$$\left[ \frac{N_D}{10^{16} \text{cm}^{-3}} \right] = \left[ \frac{5,04 \epsilon_s MK_1}{(\tau_D v_{\text{sat}})^2 e 10^{16} \text{cm}^{-3}} \right]^{4/7}$$

Para  $M = 1/4$

$$\left( \frac{N_D^{\max}}{16^{-3}} \right) \leq \left[ \frac{1,26 \epsilon_s K_1}{2 \cdot 16^{-3}} \right]^{4/7} = \left[ \frac{\tau_D}{K} \right]^{-8/7} \quad (4.40)$$

onde

$$K_4 = \frac{K_2}{1,26 v_{\text{sat}}}$$

A equação (4.40) fornece a máxima dopagem que satisfaz as condições impostas para a largura da camada de depleção sob a condição  $V_R = \frac{V_B}{4}$

Na tabela II temos os valores de  $K_1, K_2, K_3, K_4, W,$  e  $A$ , além das dopagens mínimas e máximas para fotodiodos de junção abrupta de Si, Ge, GaAs, InGaAs e InGaAsP para  $\tau_D = 50$  pS,  $R_L = 50 \Omega$  e  $R_S = 5 \Omega$ .

TABELA II

	Si	Ge	GaAs	In Ga As	In Ga As P
				0,53 0,47	0,73 0,27 0,63 0,37
$K_1$ (V)	61,64	27,89	88,93	33,78	44,40
$K_2$ ( $\mu\text{m}$ )	2,84	2,22	3,28	2,12	2,43
$K_3$ (KV/cm)	434,51	251,00	543,02	318,97	365,68
$K_4$ (pS)	22,54	16,02	23,88	14,02	19,29
$N_D^S$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$5,16 \times 10^{15}$	$6,35 \times 10^{12}$	$8,68 \times 10^5$	$6,12 \times 10^{16}$	$5,25 \times 10^{18}$
$N_D^{\max}$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$4,0 \times 10^{15}$	$2,72 \times 10^{15}$	$4,30 \times 10^{15}$	$2,34 \times 10^{15}$	$3,37 \times 10^{15}$
$A$ ( $\text{cm}^2$ )	$6,09 \times 10^{-5}$	$4,94 \times 10^{-5}$	$6,60 \times 10^{-5}$	$7,18 \times 10^{-5}$	$6,00 \times 10^{-5}$
$W$ ( $\mu\text{m}$ )	3,07	2,86	3,43	3,77	3,15

Uma observação da tabela II, mostra que para o Si, o InGaAs e o InGaAsP, a concentração mínima, que garantiria um campo elétrico dez vezes o campo de saturação é maior que a concentração máxima que é necessária para a região de depleção fique com largura tal que os tempos de integração  $\tau_{RC}$  e o tempo de trânsito  $\tau_t$  sejam iguais, minimizando assim o tempo de resposta do fotodiodo. Contudo se escolhermos para concentração de impurezas doadoras os valores máximos, encontraremos para o Si, InGaAs e InGaAsP campos elétricos de 198.7 kV/cm, 132.6 kV/cm e 158.7 kV/cm, correspondendo a  $9.9E_s$ ,  $6.6E_s$  e  $3.9 E_s$  respectivamente. Mesmo nestes valores de campo elétrico, os portadores estão com velocidades de deslocamento máxima, isto é se movem com  $v_{sat.}$ , como requerido no desenvolver da teoria. No caso do Ge e do GaAs, com concentrações de impurezas iguais aos valores máximos, encontraremos campos da ordem de 129 kV/cm e 243 kV/cm, correspondendo a  $26 E_s$  e  $162 E_s$  respectivamente.

Na tabela III temos os valores de  $V_B$ , C e  $E_{max}$  para o Si, Ge, GaAs, InGaAs, InGaAsP para  $N_D = N_D^{max}$ ,  $R_L = 50 \Omega$ ,  $R_S = 5 \Omega$ ,  $\tau_D = 50 \text{ pS}$ ,  $V_R = V_B/4$ . Os valores de A e W são aqueles da tabela II.

TABELA III

	$V_B$ (V)	$C(V_R=V_B/4)$ (pF)	$E_{max}$ (kV/cm)
Si	122,0	0,20	198,7
Ge	74,0	0,24	129,4
GaAs	167,0	0,18	243,1
In <sub>0,53</sub> Ga <sub>0,47</sub> As	100,0	0,20	132,6
In <sub>0,73</sub> Ga <sub>0,27</sub> As <sub>0,63</sub> P <sub>0,37</sub>	100,0	0,20	158,7

## 4.2 - Fatores que Determina a Corrente de Escuro

### 4.2.1 - Introdução

A utilização de fotodiodos como detectores de luz no infravermelho próximo ( $1.65 \mu\text{m}$ ) para utilização em comunicação óptica, requer dos fotodiodos as seguintes características [15]: a) eficiência quântica bastante alta ( $\sim 70\%$ ), b) baixa capacitância para garantir alta velocidade como visto na secção 4.1 e c) baixa corrente de escuro para redução do ruído e aumento da sensibilidade. Tais características impõem algumas propriedades do material usado: 1) alto coeficiente de absorção ( $\alpha \sim 10^4 \text{cm}^{-1}$ ) [16], 2) alta pureza para garantir largura da região de depleção ( $W \sim 3 \mu\text{m}$ ), 3) alta pureza e baixa densidade de defeitos para baixa corrente de escuro. Além disto é necessário otimização da estrutura do fotodetector e da montagem do fotodiodo.

Basicamente a corrente de escuro dos fotodiodos é composta por 3 fatores: corrente de difusão, corrente de geração-recombinação e corrente de tunelamento, desprezando os efeitos das correntes de fuga superficiais que podem ser drasticamente reduzidas utilizando superfícies passivadas com fotorresist. [17].

Consideraremos para esta análise os fotodiodos esquematizados na Fig. 4.10 [18]. Em a) temos a estrutura básica de um fotodiodo  $P^+N$  e em b) a estrutura PIN. Na estrutura  $P^+N$ , a camada de depleção  $W$  é tal que somente uma pequena parte da região  $N$  (ou  $v$ ) está depletada, enquanto que na estrutura PIN, toda a região  $v$  está depletada. A camada  $N^+$  utilizada para este estudo será InP e as junções serão em material terná-

rio ( $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ ) ou quaternário ( $\text{In}_{0,73}\text{Ga}_{0,27}\text{As}_{0,63}\text{P}_{0,37}$ ).

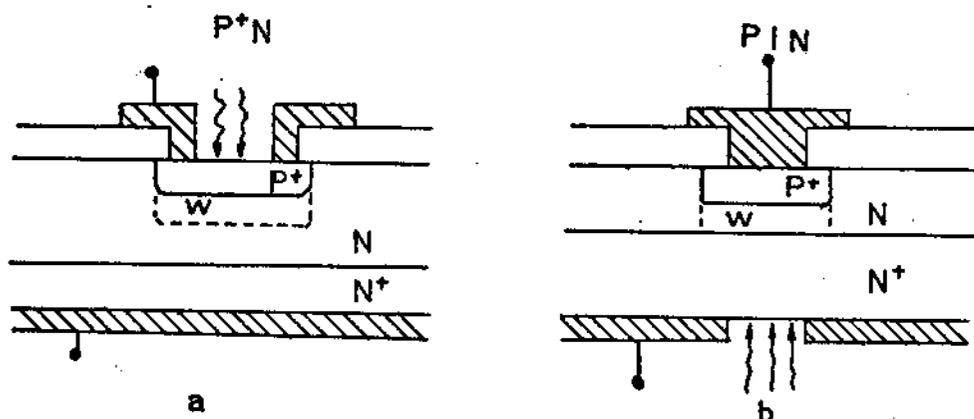


FIG.4.10-Estruras P+N e PIN

#### 4.2.2 - Corrente de Difusão

Esta parcela da corrente de escuro é causada pela geração térmica de portadores fora da região de depleção, que se difundem para a região de depleção. É expressa por [1], [18]

$$I_{\text{dif}} = I_s [\exp(eV_R/kT) - 1] \quad (4.41)$$

onde  $I_s$  é a corrente de saturação dada por:

$$I_s = en_i^2 \left[ \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} \frac{A_p}{N_A} + \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \frac{A_N}{N_D} \right] \quad (4.42)$$

onde  $n_i$  é a concentração intrínseca de portadores,  $\tau_n$  e  $\tau_p$  são os tempos de vida dos portadores minoritários nos materiais P e N respectivamente,  $A_p$  e  $A_N$  são as áreas de contorno da região de depleção nos materiais P e N respectivamente e  $D_N$  e  $D_p$  são as constantes de difusão dos portadores minoritários.

A equação (4.41) é a bem conhecida equação de Shockley que fornece a corrente de um diodo ideal. O primeiro termo da equação (4.42) fornece a componente da corrente de difusão gerada no lado P, enquanto o segundo é a componente gerada no lado N.

Devemos observar que o segundo termo da equação (4.42) divide-se em dois: um devido a difusão de portadores radialmente para a região de depleção e um devido à difusão perpendicular à região de depleção como mostra a Fig. (4.11a).

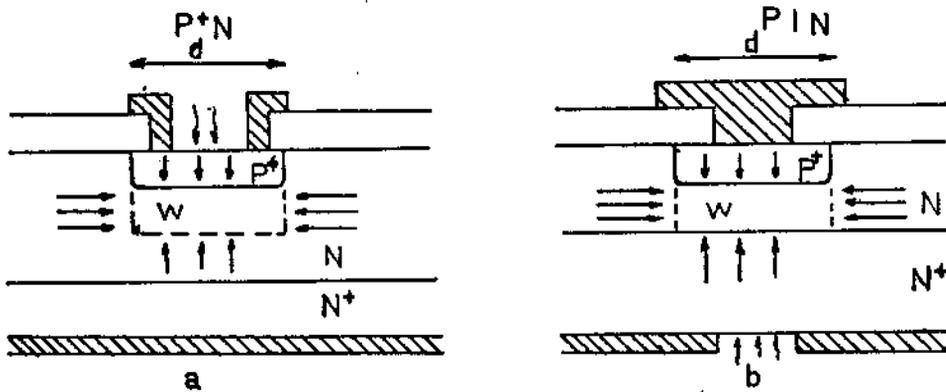


FIG.4.11 - Correntes de difusão

Assim a equação (4.42) fica:

$$I_s = \frac{en_i^2 \pi}{\tau_d^{1/2}} \left[ \frac{D_N^{1/2}}{N_A} \frac{d^2}{4} + \frac{D_P^{1/2}}{N_D} \frac{d^2}{4} + \frac{D_P^{1/2}}{N_D} w d \right] \quad (4.43)$$

onde  $\tau_d = \tau_p = \tau_n$  e  $d = 2 \sqrt{\pi A}$  é o diâmetro da função. O primeiro termo vem da difusão na região P, enquanto que os dois últimos termos são devido a difusão no lado N.

Fixemos os seguintes parâmetros para análise: 1) Capacitância  $C \leq 0.5$  pF; 2) corrente de escuro  $I_D \leq 10$  nA com  $T = 70^\circ\text{C}$  e 3) eficiência quântica interna  $\eta \geq 80\%$ . Usando



mesmas condições para os coeficientes de difusão isto é  $D_N = 20 D_P$  e para as concentrações de impurezas  $N_A(P^+) = 10^3 N_D(v)$  obtemos, com erro de 7%:

$$(I_s)_{PIN} = \frac{en_i^2 \pi}{N_D} \sqrt{\frac{D_P}{\tau_d}} Wd \quad (4.46)$$

No caso de estrutura mesa (Fig. 4.12b) o termo radial não existe, uma vez que a região de depleção avança para fora do dispositivo. Assim a corrente de difusão para estrutura mesa fica:

$$(I_s)_{PIN} = \frac{en_i^2 \pi}{N_A} \sqrt{\frac{D_N}{\tau_d}} \frac{d^2}{4} = \frac{en_i^2}{N_A} \sqrt{\frac{D_N}{\tau_d}} A \quad (4.47)$$

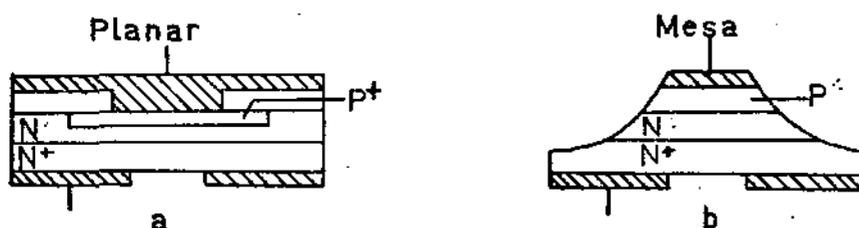


FIG.4.12 - Estruturas Planar e Mesa

Sob as condições  $A = 7.85 \times 10^{-5} \text{ cm}^2$ ,  $W = 1.67 \mu\text{m}$ ,  $N_A = 10^3 N_D$  e  $D_N = 20 D_P$  encontramos que a estrutura mesa tem uma corrente de difusão 15 vezes menor que a estrutura planar. Com as mesmas condições, a relação entre as correntes do diodo  $P^+N$  e do diodo PIN é:

$$\frac{(I_s)_{PN}}{(I_s)_{PIN}} = \frac{d}{4W} = 14.3 \quad (4.48)$$



de  $20^{\circ}\text{C}$  e  $70^{\circ}\text{C}$ .

Plotando a equação (4.50) em função de  $N_D$ , obtemos as curvas mostradas na Fig. 4.13a para o composto ternário e Fig. 4.13b para o quaternário para  $T = 20^{\circ}\text{C}$  e  $T = 70^{\circ}\text{C}$ . Os parâmetros de calculos são os dados na tabela IV. A área e a

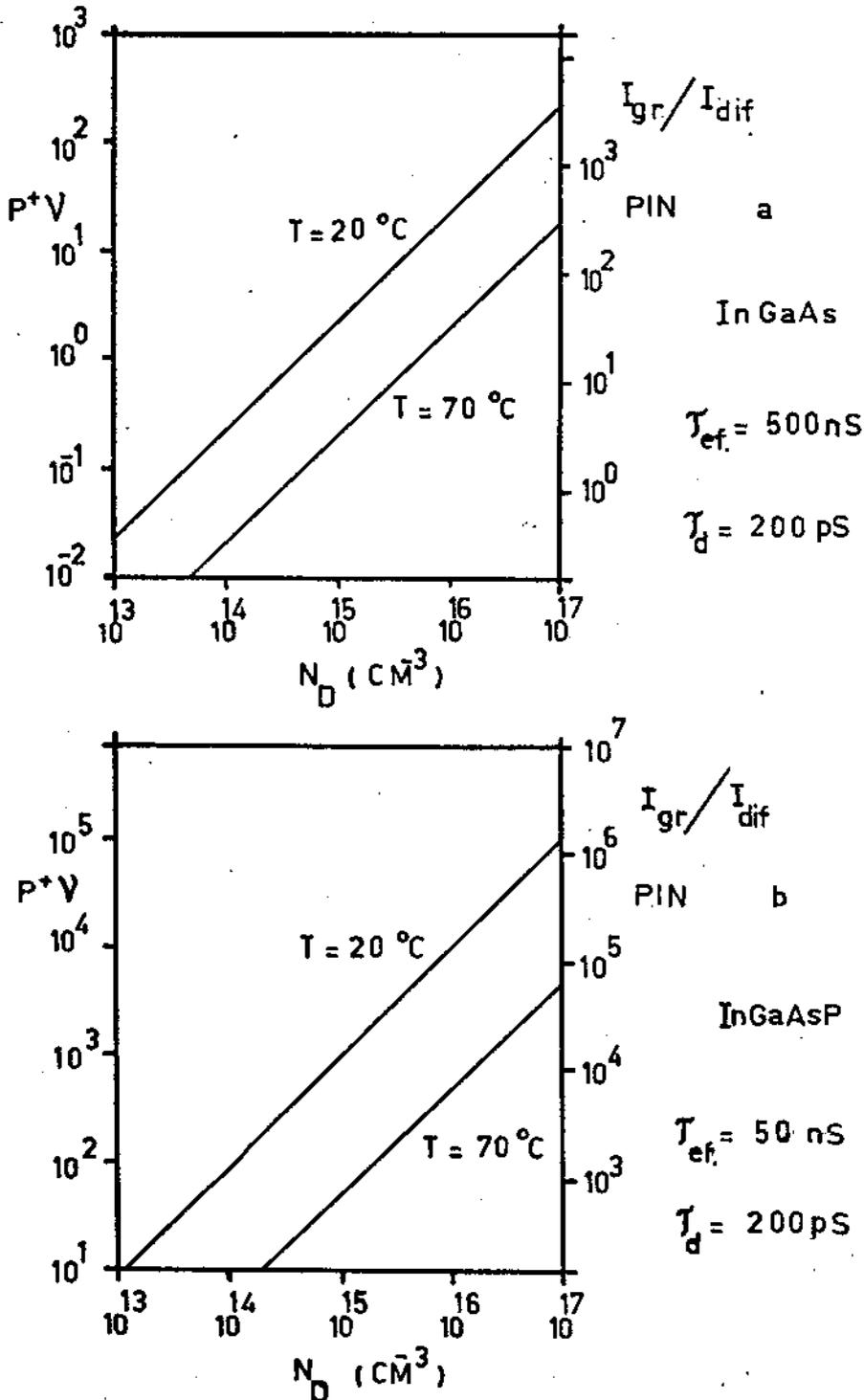


FIG.4.13 - Corrente GR e Difusão X  $N_D$

capacitância dos dispositivos foram  $7,85 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2}$  e  $0,5 \text{ pF}$  respectivamente. Para  $\tau_{ef}$  utilizou-se  $500 \text{ nS}$  e  $50 \text{ nS}$  para o InGaAs e InGaAsP respectivamente.

Pela Fig. 4.13 observamos que para concentrações de impurezas  $N_D \geq 4,6 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  na temperatura ambiente, a corrente de geração-recombinação passa a denominar para o InGaAs. No caso do InGaAsP, a corrente de geração-recombinação é dominante mesmo a baixíssimos níveis de dopagem ( $N_D < 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ). Para temperaturas mais altas ( $T = 70^\circ\text{C}$ )  $I_{GR} \approx I_{dif}$  para concentrações  $N_D = 5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  no caso do ternário. Para dopagens da ordem de  $N_D \leq 5 \times 10^{15}$ ,  $I_{GR} < I_{dif}$ , e como a estrutura P<sup>+</sup>N apresenta corrente de difusão mais de uma ordem de magnitude do que a estrutura PIN (eq. 4.48), concluímos que a utilização de estruturas PIN do tipo mesa é adequada para se obter baixas correntes de fuga.

#### 4.2.4 - Corrente de Tunelamento

É devido ao tunelamento dos elétrons da banda de valência para a banda de condução sob a ação de altos campos elétricos (alta voltagem de polarização reversa). Para semicondutores de banda proibida direta, como é o caso dos compostos InGaAs e InGaAsP a expressão para a corrente de tunelamento é [19], [20]

$$I_{tun} = \frac{(2m^*)^{1/2} e^3 E_{max} V_R A}{4\pi^2 \hbar^2 E_G^{1/2}} \exp \left[ \frac{-\theta_m^{1/2} E_G^{3/2}}{e\hbar E_{max}} \right] \quad (4.52)$$

onde  $m_0$  é a massa do elétron livre,  $m^*$  é a massa efetiva do elétron,  $A$  é área da junção,  $E_G$  é a energia da banda proibida.  $E_{\max}$  é o máximo campo elétrico na junção dado pela equação (4.35). O parâmetro  $\theta$  é conhecido como parâmetro de barreira e é dado por [19]  $\theta = \alpha(m^*/m_0)^{1/2}$ , onde  $\alpha$  é dependente da forma da barreira e é aproximadamente igual a unidade para processos banda-banda. O valor de  $\theta$  para os compostos  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  e  $\text{In}_{0,73}\text{Ga}_{0,27}\text{As}_{0,63}\text{P}_{0,17}$  é dado [20], [21] na tabela IV. A dependência da corrente de tunelamento com a temperatura é muito fraca e está implícita na energia da banda proibida. Esta dependência é muito mais fraca que a dependência das correntes de geração-recombinação e difusão com a temperatura.

#### 4.2.5 - Corrente de Escuro

Nas Fig. 4-14 temos o comportamento da corrente de escuro levando em conta as contribuições das correntes de difusão, geração-recombinação e tunelamento na temperatura ambiente para diodos do tipo  $P^+N$  de InGaAs para  $N_D = 5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . A corrente de escuro mostra duas regiões bastantes distintas. A primeira região com  $V_R$  até  $\approx 25 \text{ V}$  que é devido às correntes de difusão e geração-recombinação, enquanto que a outra região com  $V_R > 25 \text{ V}$  é devido à corrente de tunelamento. As condições requeridas para o fotodiodos ( $C < 0,5 \text{ pF}$  e  $I_D < 10 \text{ nA}$ ) são conseguidas para  $V_R \approx 32 \text{ V}$  e é também nesta tensão que as correntes de tunelamento e geração são iguais. Para o composto quaternário, contudo, estas condições são conseguidas com  $V_R \approx 15 \text{ V}$  para  $N_D = 5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . A voltagem de ruptura é de  $54 \text{ V}$  e  $74 \text{ V}$  para o InGaAs e InGaAsP respectivamente.

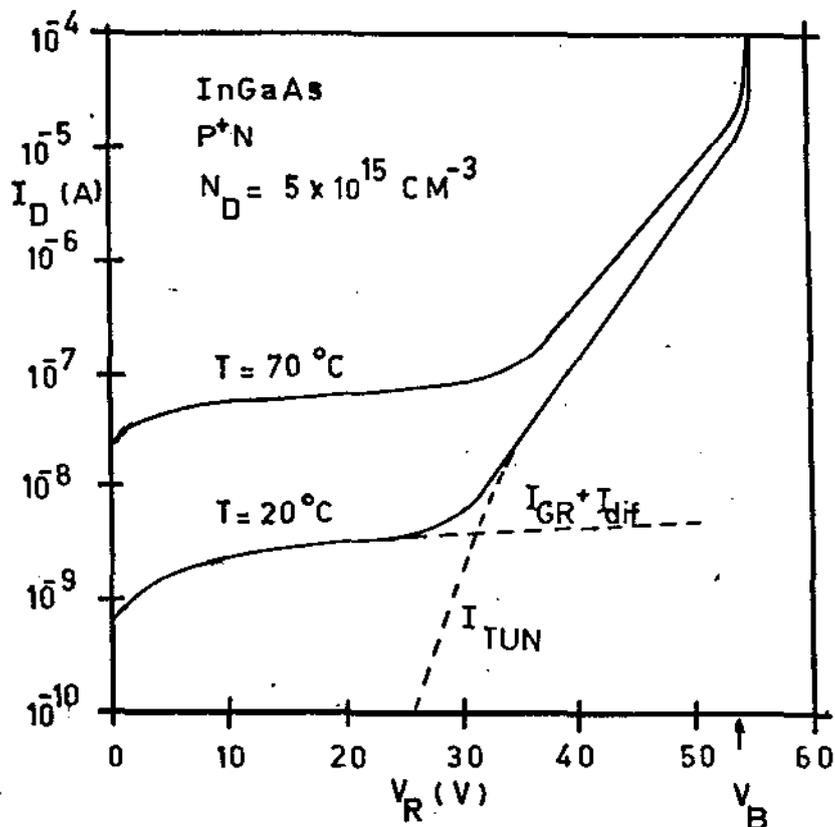


FIG.4.14 - Corrente de fuga em função da tensão  $V_R$

Se plotarmos a corrente de escuro contra a capacitância do dispositivo, obtemos as curvas mostradas nas Fig. 4.15 para  $T = 20^\circ\text{C}$  e Fig. 4.16 para  $T = 70^\circ\text{C}$  em diversos valores de concentração de impurezas doadoras. Observamos que em baixas temperaturas, as condições impostas anteriormente para  $C$  e  $I_D$ , são conseguidas para  $N_D \ll 9 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  para estruturas PIN e para  $1 \times 10^{14} \ll N_D \ll 9 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  para estruturas P<sup>+</sup>N.

Contudo para altas temperaturas ( $T = 70^\circ\text{C}$ ) a Fig. 4.16 mostra que tais condições para  $C$  e  $I_D$  só são conseguidas para  $\tau_{ef} = 5 \mu\text{s}$  e impõem uma faixa na concentração de impurezas entre  $1 \times 10^{15}$  e  $8,5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  para a estrutura PIN. Fica claro pelas Fig. 4.15 e 4.16, a existência de duas regiões distintas na corrente.

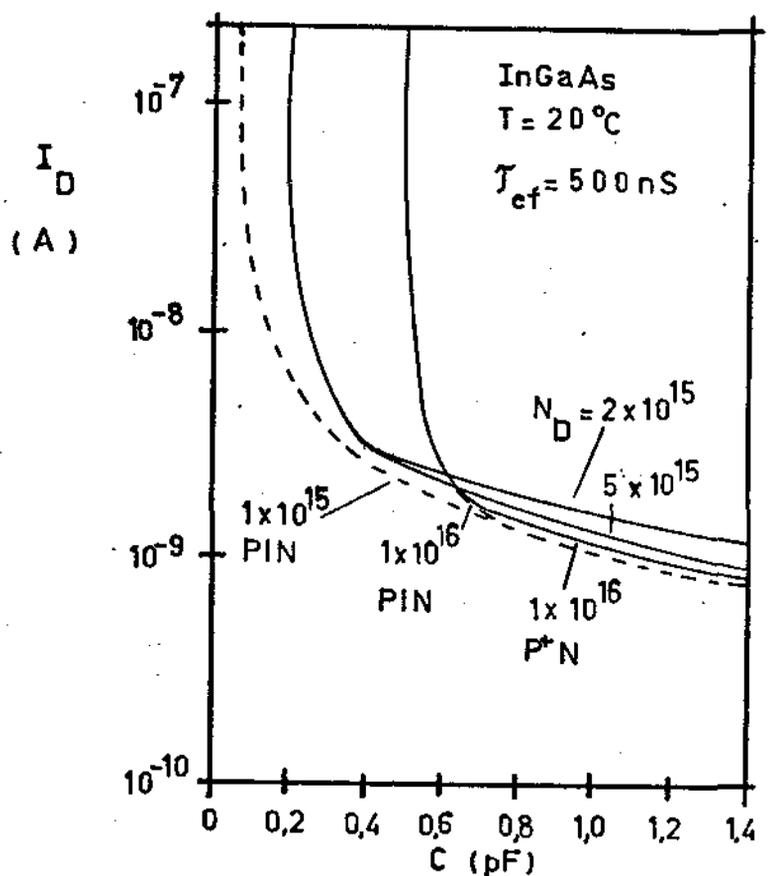


FIG.4.15 - Corrente de fuga em função da capacitância para  $T=20^\circ\text{C}$

A primeira faixa, se comporta suavemente para grandes valores de capacitância e é devido às correntes de difusão e geração-recombinação. A segunda se mostra bastante brusca para baixos valores da capacitância e é devido a corrente de tunelamento.

Observa-se também que a contribuição das correntes de difusão e geração-recombinação impõem um limite inferior para a concentração de impurezas e que a corrente de tunelamento impõe um limite superior.



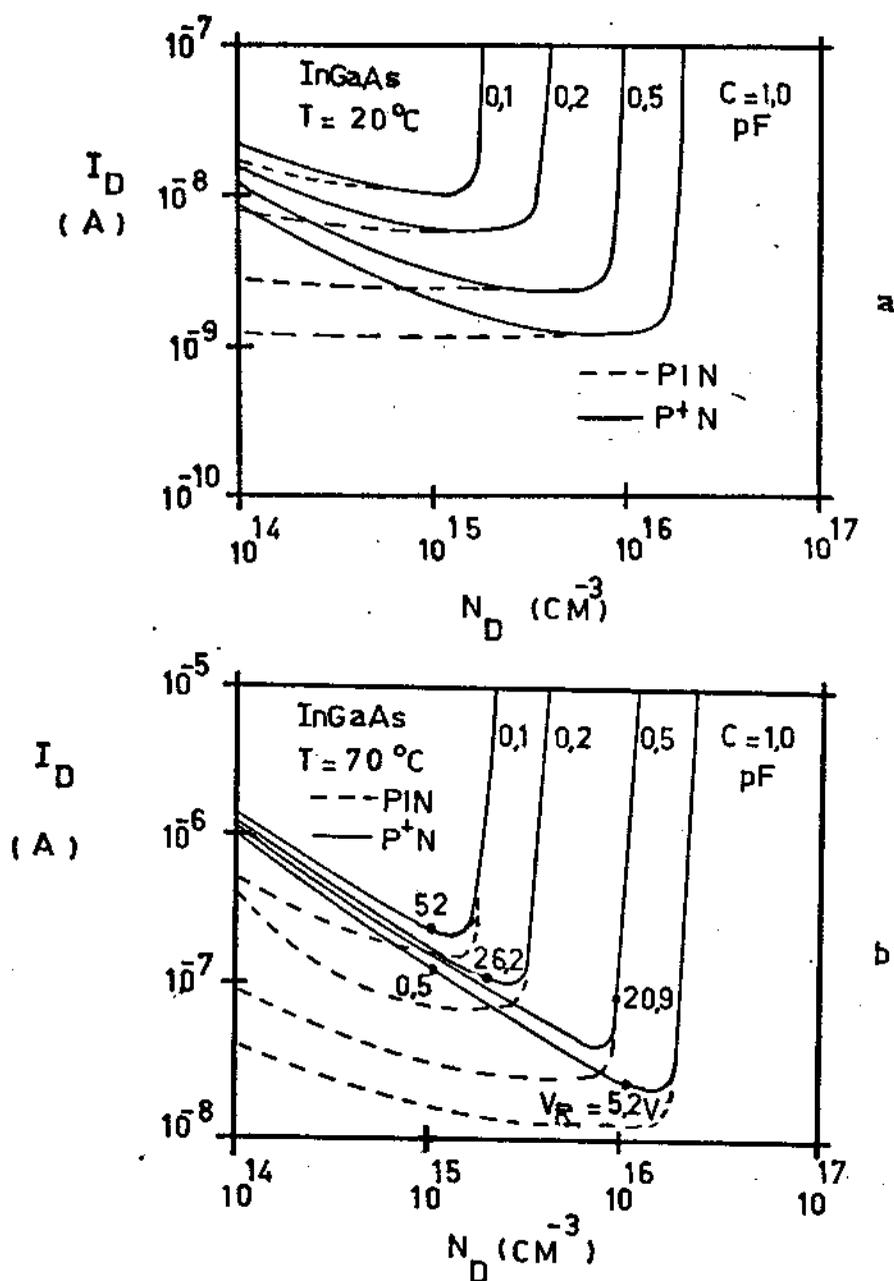


FIG.4.17 - Corrente de fuga em função da concentração de impurezas

Na tabela V, temos alguns resultados para fotodiodos de  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  de diversos autores. Os valores de  $\tau_{ef}$  foram calculados supondo que a corrente de escuro é devida somente a efeitos de geração-recombinação e supondo junções abruptas. Para equação (4.49), supondo  $V_R \gg kT/e$  obtemos:

$$\tau_{ef} = \frac{en_i AW}{I_D} \quad (4.53)$$

Deve-se observar que estes tempos efetivos calculados pela equação (4.53) refletem somente a ordem de grandeza dos tempos reais, uma vez que existe algum erro na suposição de funções abruptas e mesmo na suposição de que somente e feitos de geração estão presentes na corrente de fuga. Praticamente não existe dados precisos de medidas de tempos de vida de compostos do sistema  $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$  na literatura.

TABELA IV

	$In_{0,73}Ga_{0,27}As_{0,63}P_{0,37}$		$In_{0,53}Ga_{0,47}As$	
	T=20°C	70°C	T=20°C	70°C
$E_G$ (eV)	0,90	0,89	0,73	0,72
$m_c^*/m_0$	0,043 <sup>[23]</sup>	-	0,034 <sup>[23]</sup>	-
$m_v^*/m_0$	0,400	-	0,400	-
$n_i$ (cm <sup>-3</sup> )	$2,2 \times 10^{10}$	$4,14 \times 10^{11}$	$5,4 \times 10^{11}$	$6,4 \times 10^{12}$
$D_n$ (cm <sup>2</sup> /s)	122	-	259	-
$D_p$ (cm <sup>2</sup> /s)	6,1	-	13	-
$\tau_d$ (ps)	200	-	200	-
$\theta$	0,23 <sup>[21]</sup>	-	0,30 <sup>[20]</sup>	-
$\tau_{ef}$ (ns)	50	-	500	-

Pela tabela V nota-se que tempos de vida menores que 7  $\mu$ s são obtidos para o composto  $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ . Para o composto quaternário tempos de vida típicos da ordem de

1 a 10 ns são obtidos. [18]

TABELA V

Ref.	A(cm <sup>-2</sup> )	N <sub>D</sub> (cm <sup>-3</sup> )	I <sub>D</sub> (nA)	C(pF)	τ <sub>ef</sub> <sup>a</sup> (ns)
17	1,8x10 <sup>-4</sup>	3,6x10 <sup>14</sup>	5 @ 10V	1,0 @ 10V	2700
8	5,0x10 <sup>-5</sup>	3x10 <sup>14</sup>	10 @ 10V	0,3 @ 10V	104
24	3,0x10 <sup>-4</sup>	5x10 <sup>15</sup>	0,8 @ 1 V	20 @ 1 V	7000
26	7,9x10 <sup>-5</sup>	4x10 <sup>14</sup>	1 @ 5 V	0,3 @ 5 V	2500
25	1,9x10 <sup>-3</sup>	2,5x10 <sup>15</sup>	110 @ 10V	4,0 @ 10V	1000
20	1,4x10 <sup>-5</sup>	1,5x10 <sup>15</sup>	4 @ 2 V	0,04 @ 0 V	153
27	1,2x10 <sup>-4</sup>	1x10 <sup>15</sup>	8 @ 20V	0,5pF @ 20V	451
9	7,9x10 <sup>-5</sup>	3x10 <sup>15</sup>	5 @ 10V	0,5pF @ 10V	309
28	2x10 <sup>-4</sup>	1x10 <sup>15</sup>	10 @ 20V	0,4pF @ 20V	1255
29	5x10 <sup>-4</sup>	2x10 <sup>16</sup>	10 @ 10V	6,5pF @ 10V	482

a - Calculado a partir de  $\tau_{ef} = \frac{en_i AW}{I_D}$   
 com  $n_i = 7,4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  em 300<sup>o</sup>K

#### 4.3 - Ruido em Fotodiodos

O ruído dos fotodiodos é proveniente de flutuações espontâneas na corrente que circula no dispositivo. Tais flutuações são prejudiciais na detecção de sinais fracos e portanto limitam o valor mínimo do sinal a ser detectado.

A relação entre sinal e ruído em fotodiodos PIN pode ser estimada pela seguinte relação [16], [22],

$$\text{SNR} = \frac{1/2(neP_o/h\nu)^2}{(2ne^2P_o/h\nu + 2eI_D)B + 4kTB/R_L} \quad (4.54)$$

onde  $P_o$  é a potência óptica média para 100% de modulação,  $\nu$  é a frequência da radiação incidente e  $B$  é a largura de banda de frequência de modulação.

A potência óptica incidente no fotodiodo pode ser obtido da equação (4.54), após algumas manipulações algébricas:

$$P_o = h\nu \left[ \frac{2eBS + \sqrt{(2eBS)^2 - 2(2I_D eBS - 4kTS/R_L)}}{ne} \right] \quad (4.55)$$

onde  $S = \text{SNR}$ .

A tese não pretende abranger o estudo de ruído e sinal ruído, apenas o mencionamos ligeiramente neste item pois é um importante fator para aplicações.

## REFERÊNCIAS - CAPÍTULO IV

- [1] - Sze S.M., Physics of Semiconductor Devices, John Wiley & Sons, Inc, (1969).
- [2] - Cox R.H., Strack H., Solid State Electronics, Vol. 19, pp 1213, (1967).
- [3] - Senhouse L.S., IEEE Transactions on Electron Devices, Ed - 13, nº 3, pp 314, (1966).
- [4] - Olson H.M., IEEE Transactions on Electron Devices, Ed - 14, nº 8, pp 418, (1967).
- [5] - Godfrey L.A., Optical Spectra, October, pp 43, (1979).
- [6] - Leheny R.F., Nahory R.E., Pollack M.A., Ballman A.A., Beebe ED DE Winter J.C., Martin R.J., Electronics Letters, Vol 16, 10, (1980).
- [7] - Smith D.R., Chatterjee A.K., Rejman M.A.Z., Wake D., White B.R., Electronics Letters, Vol 16, nº 19, (1980).
- [8] - Lee T.P., Burrus C.A., Dentai A.G., IEEE Journal of Quantum Electronics Vol. QE 17, nº 2, pp 232, (1981).
- [9] - Lee T.P., Burrus C.A., Dentai A.G., Ogawa K., Electronics Letters Vol. 16, nº 4, (1980)
- [10] - Burrus C.A., Dentai A.G., Lee T.P., Electronics Letters Vol. 15, nº 20, (1979)
- [11] - Lee T.P., Burrus C.A., Ogawa K., Dentai A.G., Electronics Letters, Vol. 17, nº 12, (1981).
- [12] - Gartner W.W., Physical Review, Vol. 16, pp 84, (1959).
- [13] - Lucovsky G., Schwarz R.F., Emmons E.B., Journal of

- Applied Physics, Vol. 35, n° 3, pp 622, (1964).
- [14] - Beneking H., IEEE Transaction on Electron Devices, Vol. ED - 29, n° 9, pp 1420, (1982).
- [15] - Stillman G.E., Cook L.W., Bulman G.E., Tabatabaie N., Chin R., Dapkus D., IEEE Transactions of Electron Devices, Vol. ED - 29, n° 9, pp 1355, (1982).
- [16] - Pearsall T.P. edited by, GaInAsP Alloy Semiconductors, John Wiley & Sons Ltd. (1982).
- [17] - Nickel H., Kuphal E., Journal of Optical Communications, Vol. 4, n° 2, pp 63, (1983).
- [18] - Forrest S.R., IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. QE 17, n° 2, pp 217, (1981).
- [19] - Moll J.L., Physics of Semiconductors, MacGraw - Hill (1964).
- [20] - Forrest S.R., Leheny R.F., Nahory R.E., Pollack M.A., Applied Physics Letters, Vol. 37, n° 3, pp 322, (1980):
- [21] - Forrest S.R., Didomenico M., Smith R.G., Stocker H.J., Applied Physics Letters, Vol. 36, n° 7, pp 580, (1980).
- [22] - Hata S., Kajiyama K., Mizushima Y., Electronics Letters, Vol. 13, n° 22, (1977).
- [23] - Brendecke H., Stürmer H.L., Nelson R.J., Applied Physics Letters, Vol. 35, n° 10, pp 772, (1979).
- [24] - Pearsall T.P., Piskorski M., Brochet A., Chevrier J., IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. QE 17, n° 2, pp 255, (1981).
- [25] - Webb P.P., Olsen G.H., IEEE Transaction on Electron

Devices, Vol. EP - 30, n° 4, pp 395, (1983).

- [26] - Pearsall T.P., Longan R.A., Bethea C.G., Electronics Letters, Vol. 19, n° 16, pp 611, (1983).
- [27] - Leheny R.F., Nahory R.E., Pollack M.A., Beebe E.D., IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. QE 17, n° 2, (1981).
- [28] - Leheny R.F., Nahory R.E., Pollack M.A., Electronics Letters Vol. 15, n° 22, (1979).
- [29] - Pearsall T.P., Papuchon M., Applied Physics Letters, Vol. 33, n° 7, pp 640, (1978).

## CAPÍTULO V

## CARACTERIZAÇÃO E DISCUSSÃO

Faremos neste capítulo uma análise das características dos dispositivos, seguido por uma discussão sobre os resultados encontrados, tentando estabelecer uma correlação entre a teoria e os resultados experimentais

5.1 - Características Elétricas dos Dispositivos

Os fotodetectores foram fabricados usando junções feitas por epitaxia de fase líquida e por difusão de Zn, como citado no capítulo III. Basicamente foram feitos três tipos de estruturas: a) estrutura planar usando junções difundidas com diâmetro de junção de  $100\ \mu\text{m}$  e contato no lado P de Cr+Al (Amostra D-065), b) estrutura mesa com junção difundida e diâmetro de  $150\ \mu\text{m}$  com contato de Au/Zn/Au (D-069), c) estrutura mesa com junção por epitaxia e diâmetro de  $150\ \mu\text{m}$  com contato de Au/Zn/Au (D-073). Nas três estruturas o contato no lado  $N^+$  foi de Au/Ge/Ni. A fig. 5.1 mostra as estruturas citadas.

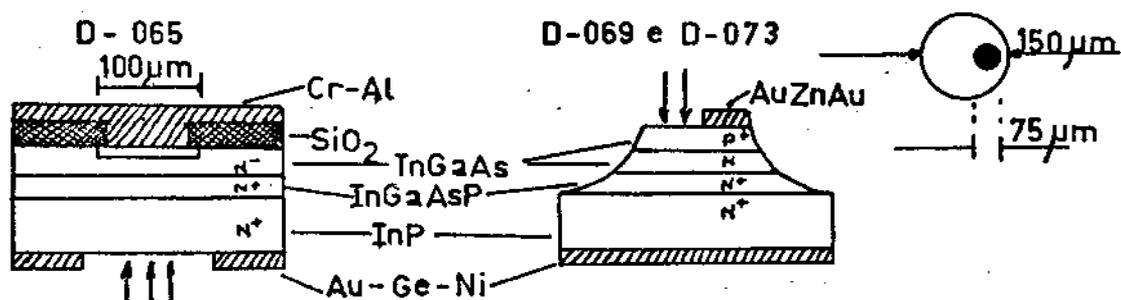


FIG.5.1 - Estrutura dos diodos

Após a clivagem, os fotodiodos são montados em suportes do tipo TO e passam pelo processo de caracterização.

### 5.1.1 - Curva IxV

Os fotodiodos são conectados a uma fonte de tensão Fluke mod. 515A, tendo um nano-amperímetro Keithlei mod. 160 em série, para se medir a corrente que circula pelo diodo. Efe-tua-se medidas da corrente em função da tensão aplicada, para valores de tensão positivos (lado P mais positivo que lado N) e negativo (lado P mais negativo que lado N). No primeiro caso di-zemos que o diodo está polarizado diretamente e, no segundo, po-larizado reversamente.

Os resultados estão mostrados nas Fig. 5.2 para po-larização direta e reversa na temperatura ambiente.

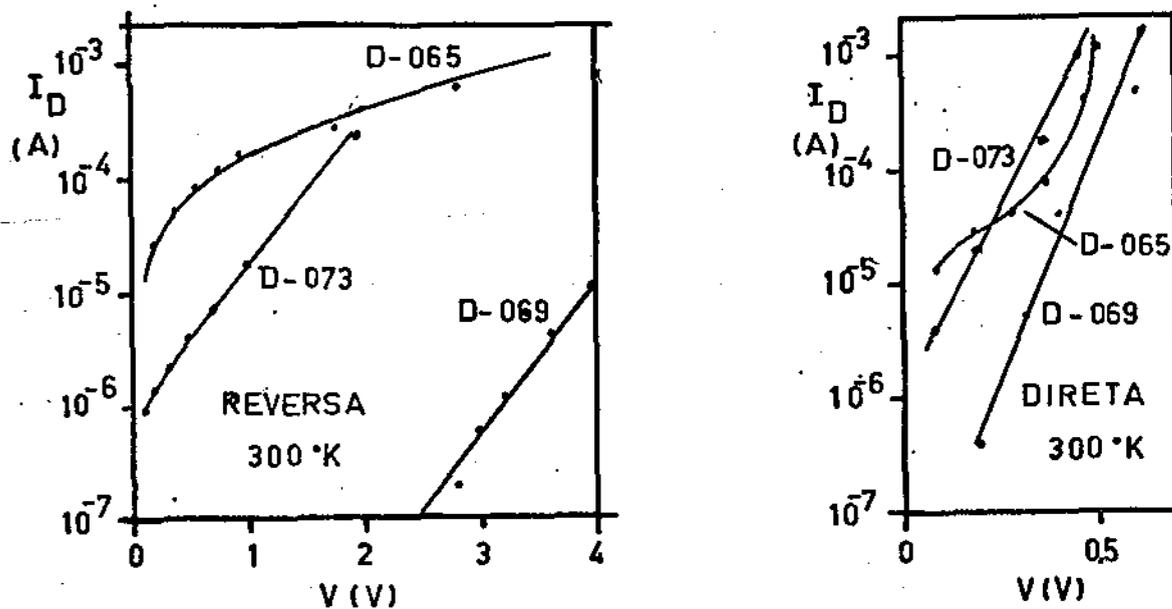


FIG. 5.2 - Curva  $I \times V$

No caso de polarização direta esperamos que o comportamento da corrente seja exponencial [1] do tipo.

$$I_D \propto \exp\left(\frac{eV}{nKT}\right) \quad (5.1)$$

onde  $n = 1$  para corrente devido à difusão de portadores e  $n=2$  para correntes devido a geração-combinação dentro da junção e recombinação na superfície, pelo perímetro da junção. No presente caso obtivemos  $n \approx 1,5 - 1,7$  para as amostras D-069 e D-073, indicando uma possível contribuição dos três efeitos na corrente do diodo. A amostra D-065 apresentou um comportamento totalmente anormal e que será discutido adiante.

Para o caso de corrente reversa que é normalmente como o dispositivo irá operar, obtivemos uma corrente de fuga entre  $10^1$  e  $10^2$  vezes o valor esperado com base em cálculos feitos no cap. IV. Novamente observamos um comportamento anormal da amostra D-065.

Observamos também que as correntes nos dois modos de polarização, variam de maneira bastante significativa para diferentes amostras do mesmo crescimento.

As amostras usando estrutura planar (D-065) apresentaram correntes de fuga extremamente elevadas ( $10^5$  vezes o valor esperado) e um comportamento totalmente anômalo para baixas tensões de polarização. Nesta região (baixa voltagem) a corrente apresentava uma relação linear com a tensão, independente do sentido de polarização, até aproximadamente 400 mV.

A fig. 5.3 mostra o comportamento da amostra D-065/1 para diversas temperaturas. A dependência da corrente direta com a temperatura é apreciável principalmente em baixa tensão de pola-

rização. Para tensões maiores de 500 mV tal dependência é bastante mais fraca. Para a corrente reversa a temperatura influi mesmo a altos valores de tensão (> 2 volts) como mostra a Fig. 5.3.

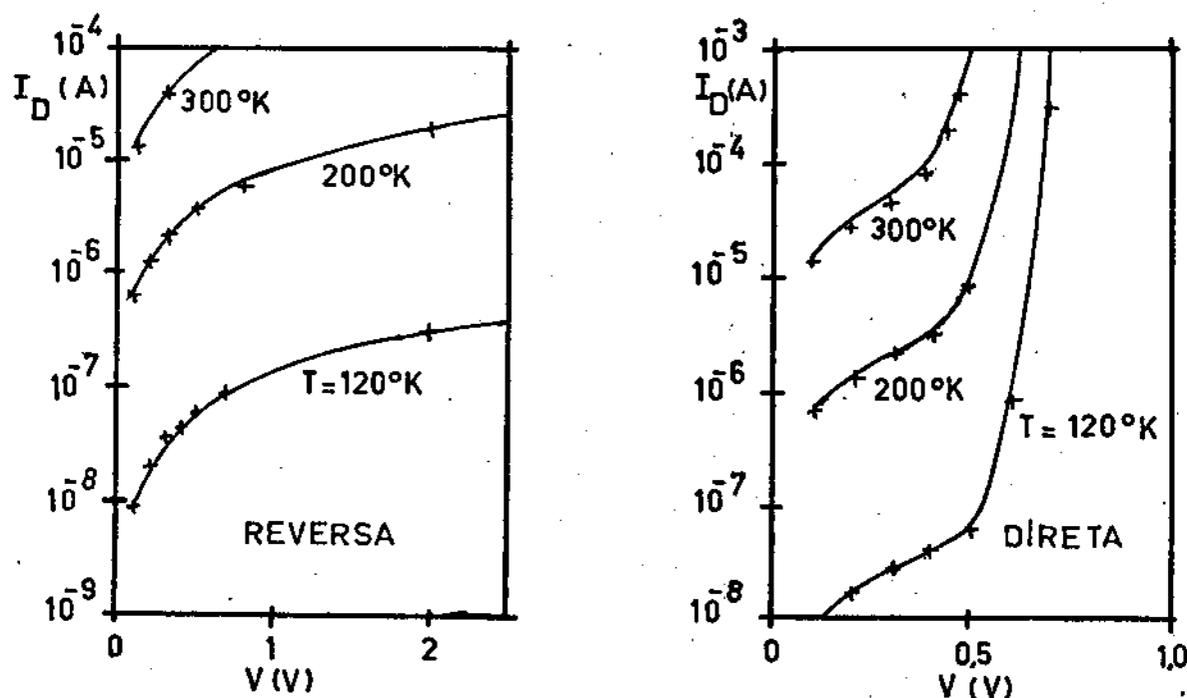


FIG.5.3 - Comportamento da amostra D-065/1

### 5.1.2 - Curva C x V

Através de medidas de capacitância em função da tensão aplicada no dispositivo, obtemos as concentrações de impurezas da camada intrínseca. Como vimos na cap. IV, a capacitância é expressa por:

$$C = \frac{\epsilon_s A}{W} \quad (5.2)$$

onde  $A$  é a área da junção e  $W$  é a largura da região de depleção dada por

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s(V_{diF} \pm V)}{e N_D}} \quad (5.3)$$

onde o sinal (+) é para polarização reversa e o sinal (-) para polarização direta.

Uma pequena manipulação das equações (5.2) e (5.3) leva a :

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2 \pm V}{e A^2 N_D \epsilon_s} + \frac{2V_{diF}}{e A^2 N_D \epsilon_s} \quad (5.4)$$

Esta expressão é linear em  $V$  e um gráfico  $1/C^2$  x  $V$  nos fornecerá uma reta cuja inclinação nos dará informação sobre a concentração de impurezas  $N_D$  e cuja intersecção com o eixo  $Y$  nos dará informações sobre o potencial de difusão da junção.

A tabela I mostra alguns resultados obtidos usando este método.

Tabela I

Amostra	C (pF) @ 0V	W (µm) @ 0V	$N_D$ (CM <sup>-3</sup> ) X 10 <sup>16</sup>	$V_{diF}$ (Volts)	A(CM <sup>2</sup> ) (X 10 <sup>-4</sup> )
D-073/1	9,6	0,19	3,7	1,18	1,8
D-073/2	9,8	0,19	4,0	1,47	1,8
D-073/3	9,7	0,19	3,8	1,21	1,8
D-074/2	10,8	0,17	5,8	1,54	1,8
D-075/1	4,4	0,40	0,8	1,20	1,7

Observamos que a concentração de impurezas está muito alta e conseqüentemente a largura da região de depleção fica muito fina, resultando em altos valores de capacitância. A camada  $N^-$  é da ordem de 2  $\mu\text{m}$  e para depletá-la é necessário então uma tensão reversa da ordem de 120 volts para as amostras D-073 e D-074 e 24 volts para as amostras D-075. Como temos alta dopagem na região intrínseca, a tensão de ruptura é da ordem de 11 volts para a amostra D-073 e de 40 volts para a amostra D-075. Estes resultados implicam que não será possível depletar totalmente a junção das amostras D-073 e D-074 implicando que os dispositivos não serão diodos PIN mas sim PN. Mesmo no caso da amostra D-075, que necessita 24 volts para depleção total, com tal valor de voltagem a corrente de fuga é suficientemente alta para danificar o dispositivo.

A tabela II mostra as condições de crescimento das amostras D-073, D-074 e D-075.

Tabela II

Amostra	Cozimento In	Coz.nas 3 so luções juntas	Cozimento só na solução ternária	$N_D$ ( $\text{CM}^{-3}$ ) $\times 10^{16}$
D-073	-	700°C, 17 horas	-	4,0
D-074	-	660°C, 16 horas	-	5,8
D-075	810°C, 20h.	-	710°, 20 horas	0,8

Observamos que a pureza da camada  $N^-$  está diretamente relacionada com as condições de cozimento da solução ternária. O cozimento das soluções quaternária e ternária dopada

junto com a solução ternária não dopada, aumenta a dopagem da impureza desta. Acreditamos que variando os tempos bem como a temperatura de cozimento consigamos camadas com concentrações de impurezas da ordem de  $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  com relativa facilidade.

## 5.2 - Discussão dos Resultados

A grande diferença entre as curvas I x V das amostras D-065 e D-073, à princípio não foi bem entendida. Inicialmente pensou-se, que o gradiente da distribuição de Zn era muito alto, correspondendo assim a baixas tensões de rupturas e conseqüentemente alta corrente de fuga talvez por efeito de avalanche ou tunelamento.

Contudo, a amostra D-069, feita pelo mesmo processo de difusão de Zn, idêntico ao da amostra D-065 apresentou a mais baixa corrente de fuga, conseguida por nós. A única diferença entre estes dois dispositivos era de natureza estrutural uma vez que na amostra D-065, existia uma deposição de  $\text{SiO}_2$  e na amostra D-069 tal deposição não existia [Fig. 5.1].

Concluimos portanto que o comportamento anormal da amostra D-065 era provavelmente devido a fuga pelo  $\text{SiO}_2$ . O processo pelo qual tal fuga ocorre não está muito claro, sendo necessário futuros estudos sobre isto.

Os dispositivos D-073 e D-065 apresentaram correntes de fugas ainda relativamente altas. As correntes estão entre  $10^1$  e  $10^2$  vezes o valor teórico para as condições de dopagem e áreas utilizados. A causa provável é que a corrente de fuga seja causada por recombinação superficial pelo perímetro da junção. Se esta suposição estiver certa, tais correntes devem

ser proporcionais ao perímetro da junção e não a área e assim, construindo-se junções de diferentes diâmetros poderemos relacionar o perímetro com a corrente de fuga. Uma dependência linear com o diâmetro indicará que se trata de corrente superficiais, enquanto de uma dependência quadrática implicará em correntes de difusão e geração-recombinação dentro da junção.

Se as correntes de fuga forem provenientes de recombinação superficial, será necessário passivar a superfície do dispositivo. Uma maneira de se conseguir a passivação é colocar foto-resist por toda a superfície da estrutura [ 2 ].

Observou-se também que a camada epitaxial que necessitava de concentrações de impurezas tão baixas como  $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  para se obter baixos tempos de repostas e baixas correntes de escuro, apresentou concentração de impurezas maiores sendo portanto necessário um maior controle na purificação das soluções. Mostramos que tempos de cozimento maiores, cozimento só no Índio, seguido de cozimento na solução por  $710^\circ\text{C}$  reduzem a concentração de impurezas. Acreditamos que com algumas experiências para se obter o tempo e a temperatura ótima conseguiremos obter tão baixos como  $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , [ 3 ].

É necessário um estudo mais profundo nos substratos de InP utilizados, com o objetivo de se entender as formações triangulares reveladas pelo ataque em HCl que em muitos casos foram responsáveis por falha no crescimento e que levaram ao crescimento da camada de isolamento de InGaAsP. Se estas formações forem decorrentes de defeitos no substrato, tais defeitos podem se propagar pelas camadas, prejudicando a eficiência dos detetores, reduzindo a mobilidade dos portadores com

consequente aumento no tempo de resposta.

Finalizando, a Fig. 5.4 mostra o comportamento de um fotodiodo sob iluminação com luz branca comum. As escalas são  $10\mu\text{A}$  por divisão na vertical e  $500\text{ mV}$  por divisão na horizontal.

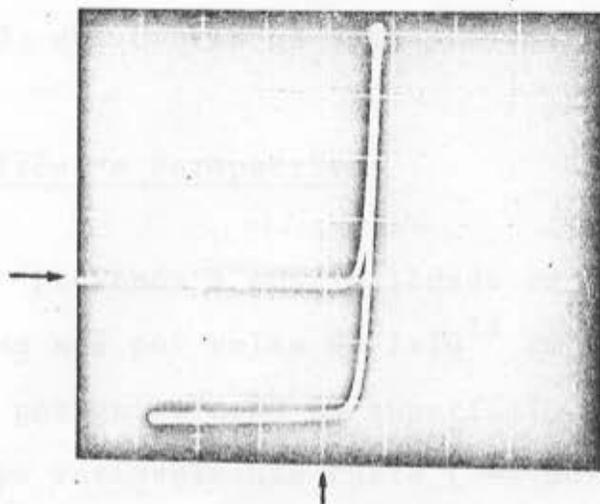


Fig. 5.4- Fotodiodo iluminado com luz branca.  
A seta indica o zero.

### 5.3 - Conclusões

O trabalho proporcionou o desenvolvimento inicial de tecnologia em crescimento epitaxial de InGaAs sobre InP, abrindo campo para o desenvolvimento de lasers e fotodiodos operando em  $1.6\ \mu\text{m}$ . Atualmente temos condições de crescer camadas ternárias com boa repetibilidade e boa morfologia usando substratos de InP:S (100).

Durante o desenvolvimento do trabalho, surgiram alguns problemas que prejudicaram o crescimento das camadas. Associamos estes problemas a defeitos no substrato de InP. Como solução, optou-se em crescer a camada de isolamento de InGaAsP.

Usando esta camada conseguimos crescer camadas ternárias com boa morfologia e reprodutibilidade.

Outras dificuldades apareceram no desenvolvimento dos dispositivos e resultavam em diodos com altas correntes de fuga. Tais dificuldades também foram sanadas em parte, retirando-se o  $\text{SiO}_2$  que cobria os dispositivos.

#### 5.4 - Previsões e Perspectivas

Pre vemos a possibilidade de abaixar a concentração de impurezas até por volta de  $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  e redução da corrente de fuga por passivação da superfície sendo portanto possível em tempo razoavelmente curto (3-4 meses) obter diodos com corrente da ordem de 10 nA e capacitância de 0,5 pF em 10 vols.

As perspectivas de continuação do trabalho são várias e citaremos algumas : 1) desenvolvimento e construção de fotodiodos PIN de InGaAs em 1.6  $\mu\text{m}$ , 2) desenvolvimento de fotodiodos de avalanche em InGaAs, 3) desenvolvimento de lasers em InGaAs para operação em 1.6  $\mu\text{m}$ .

## REFERÊNCIAS - CAPÍTULO V

- [1] - Sze S.M., Physics of Semiconductor Devices,  
John Wiley & Sons, (1969).
- [2] - Nickel H., Kuphal E., Journal of Optical Communications,  
Vol. 4, nº 2, pp 63, (1983).
- [3] - Bhattacharya P.K., Rao M.V., Tsai M.J., J. Appl. Phys.  
vol. 54, nº 9, pp 5096, (1983).