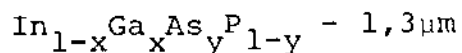


FABRICAÇÃO E CARACTERIZAÇÃO DE LASERS SEMICONDUTORES DE



FRANCISCO CARLOS DE PRINCE.

ORIENTADOR

PROF. NAVIN B. PATEL

TESE APRESENTADA AO INSTITUTO DE FISICA "GLEB WATAGHIN" DA
UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, COMO PARTE DOS REQUISITI-
TOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE DOUTOR EM FÍSICA.

MAIO, 1981

R E S U M O

A idéia de se fabricar lasers semicondutores de InGaAsP surgiu em fins de 76 quando o Prof. Navin Patel retornou de uma conferência nos Estados Unidos, na qual J.Hsieh havia apresentado um trabalho sobre tais lasers. Isso encaixou muito bem nos objetivos do grupo na época, que estava se voltando para a fabricação de lasers semicondutores de GaAlAs aplicáveis em comunicações ópticas, através do projeto Laser-Telebrás. Além de alguns trabalhos publicados em revistas internacionais, este é o principal fruto do trabalho iniciado na época.

O trabalho, contém duas idéias novas. Primeiro, um laser especial que evita distorções e não-linearidades na curva de intensidade de luz como função da corrente foi fabricado e caracterizado. Segundo, uma inovação nos lasers convencionais foi feita com êxito : a introdução de camadas confinantes quaternárias cuja morfologia de superfície é melhor, possibilitando uniformizar as propriedades dos dispositivos de uma determinada pastilha, e aumentar a repetibilidade do processo de fabricação.

Além dessas duas idéias, a tese contém toda tecnologia desenvolvida na fabricação, desde o crescimento epitaxial até a caracterização do dispositivo final, dos lasers semicondutores de InGaAsP , incluindo propriedades ópticas, elétricas e térmicas, além de física de funcionamento de tais dispositivos.

ABSTRACT

The possibility of optical communication systems for long distance and high capacity, together with the slow degradation rate of the $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ devices is the main force that drives this technology forward. To fabricate devices for such applications we need to be able produce wafers with a high device yield and low threshold current density, with a high degree of reproducibility.

Optical scattering losses caused by small corrugations at the interfaces of the active layer of DH wafer, can be responsible for a considerable increase in threshold current density of a laser device, depending upon the number and nature of the corrugations present within the device. This problem of imperfect morphology at the interfaces introduces an uncontrolled variation in average threshold current density from wafer to wafer and also a large scatter in the threshold current density of devices made from a given wafer.

Attempts were made to improve the binary buffer layer morphology by varying the degree of supercooling and the cooling rate. Our observations suggest that the surface morphology of the binary InP layers is influenced strongly by the substrate orientation and phosphorous losses from the substrate surface during the pre-heating period. In contrast to this, very smooth layers are obtained with the quaternary $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ alloy, even when x and y as low as 0.03 and 0.08 respectively. The results obtained with laser devices fabricated from wafers with quaternary confining layers are very encouraging: the devices have low threshold current density, as low as 1 kA/cm^2 , and the threshold scatter around the average value is very small. Continuous wave operation at room temperature has been

achieved for lasers with SiO_2 stripe as narrow as $10\mu\text{m}$ and active layer thickness of $0.1\mu\text{m}$.

To solve the problem of nonlinearity, a special laser structure was fabricated using two-step liquid phase epitaxy. The fabrication and properties of the conventional SiO_2 striped lasers and this new laser structure, are described in detail.

Agradecimentos

Ao orientador, Prof. Navin B. Patel.

Aos colegas do Laboratório de Pesquisas em Dispositivos.

Ao Prof. S.L. Chang pela ajuda com raios-x.

Aos técnicos e funcionários do grupo, em especial ao José Lino Gonçalves e Paulo C. Silva.

Ao Douglas J. Bull, pelas discussões.

À Maria Herminia, pelos desenhos.

À Rosa, pelo trabalho de datilografia.

À Telebrás, pelo suporte financeiro.

À todos enfim, que ajudaram neste trabalho.

(finalmente,

À Terezinha, minha esposa.

Índice

Capítulo I	
Crescimento epitaxial de InGaAsP	1
Capítulo II	
Propriedades fundamentais dos lasers semicondutores	16
Capítulo III	
Estudo e controle da morfologia de superfície de InP e InGaAsP	31
Capítulo IV	
Estudo e controle do parâmetro de rede e composição química de camadas epitaxiais de InGaAsP	38
Capítulo V	
Estudo e controle da introdução de impurezas em cama das epitaxiais de InGaAsP	48
Capítulo VI	
Propriedades ópticas dos dispositivos	62
Capítulo VII	
Propriedades elétricas dos dispositivos	94
Capítulo VIII	
Propriedades térmicas	108
Capítulo IX	
Embedded Mesa Stripe Lasers	116
Apêndice I	
Relação entre fração atômica e peso para o sistema In-Ga-As-P	127
Apêndice II	
Limpeza do substrato	131

Apêndice III

Montagem experimental para medir a característica óptica e elétrica do laser	132
---	-----

Apêndice IV

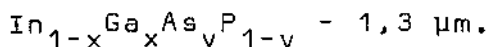
Montagem experimental para medir o tempo médio de recombinação dos portadores	134
--	-----

Apêndice V

Influência da recombinação Auger nas propriedades do InGaAsP	135
---	-----

Referências	145
-----------------------	-----

TESE: Fabricação e caracterização de lasers semicondutores de



CAPÍTULO I - Crescimento Epitaxial de InGaAsP

- I) Introdução
- II) Epitaxia por fase líquida
- III) Comparação entre várias técnicas de crescimento
- IV) Métodos de crescimento epitaxial por fase líquida
- V) Condições para o crescimento de InGaAsP sobre InP
- VI) Condições experimentais
- VII) Dopantes mais comuns usados em epitaxia de InP e InGaAsP

Resumo do Capítulo

Neste capítulo, após uma breve descrição histórica sobre crescimento epitaxial e lasers semicondutores, descrevemos num apanhado geral, o que foi nosso ponto de partida em 1977 quando iniciamos nosso trabalho. Descrevendo e reunindo apenas informações básicas essenciais em epitaxia por fase líquida, o capítulo tenta dar uma visão geral sobre o assunto.

CAPÍTULO I - Crescimento Epitaxial de InGaAsP

1) Introdução

A técnica do crescimento epitaxial a partir da fase líquida surgiu em meados de 1963 com H. Nelson com a preparação de diodos tunnel de Ge⁽¹⁾. Na época não foi possível visualizar aplicações definidas para essa técnica hoje tão extensivamente usada. Atualmente, 17 anos depois, a epitaxia por fase líquida ou LPE (Liquid Phase Epitaxy) como é comumente abreviada, é a tecnologia base de fabricação de lasers semi-condutores, detetores, células solares e muitos outros dispositivos da área opto-eletrônica, além de materiais magnéticos usados em memórias.

O primeiro laser semiconductor de hetero-estrutura envolvendo crescimento epitaxial de Ga_{1-x}Al_xAs sobre GaAs surgiu em 1969 fabricado por Alferov e co-autores⁽²⁾ na União Soviética e paralelamente por Hayashi e Panish⁽³⁾ nos Estados Unidos da América. Foi um dispositivo bastante simples o qual se compunha de apenas uma camada de Ga_{1-x}Al_xAs crescidos sobre um substrato de GaAs. Era o laser de hetero-estrutura simples. Com o desenvolvimento da técnica da epitaxia por fase líquida, em 1973 já foi possível operar continuamente um laser semiconductor de GaAlAs por mais de 1000 horas a 30°C⁽⁴⁾.

Os lasers de In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y} começaram a surgir em 1975⁽⁵⁾ com Bogatov e colaboradores e 1976 com Hsieh⁽⁶⁾. Aqui no Brasil, iniciamos nosso trabalho nesta liga em meados de 1977 como parte de um projeto de comunicações ópticas financiado pela TELEBRÁS.

Nossos resultados podem ser considerados bastante satisfatórios. Atualmente, cerca de 3 anos depois conseguimos fabricar de maneira rotineira, lasers semicondutores quaternários em $1,3 \mu\text{m}$ com corrente linear na faixa de 100-150 mA, e possibilidade de longa vida de operação em regime contínuo na temperatura ambiente.

II) Epitaxia por fase líquida

Basicamente LPE envolve a precipitação de uma solução sobre um substrato. A solução e o substrato são mantidos separados dentro do forno, e a solução é saturada com o material a ser depositado sobre o substrato até que a temperatura escolhida para o crescimento é atingida. A solução e o substrato são colocados em contato e inicia-se um resfriamento controlado, com uma certa razão e tempo, apropriados para a obtenção da camada desejada.

A similaridade entre os parâmetros de rede entre o GaAs e AlAs é o principal motivo do primeiro laser semicondutor dupla-hetero-estrutura conter camadas destes materiais. Camadas de $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ de alta qualidade são obtidas sobre o substrato de GaAs, qualquer que seja x . A adição de um novo elemento na liga ternária quebra o vínculo que existe entre a faixa de energia proibida (energia do gap) e o parâmetro de rede. No caso da liga quaternária de $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ por exemplo, podemos crescer camadas epitaxiais exatamente com o mesmo parâmetro de rede do InP porém com energia de gap (E_g) de qualquer valor entre 0,8 a 1,35 eV.

A figura I-1 ilustra bastante bem o que estamos dizendo. Todas as composições cujo parâmetro de rede coinci -

dem com o do substrato de InP estão contidos na linha pontilhada da fig. I-1. Nesta região o cristal quaternário obtido

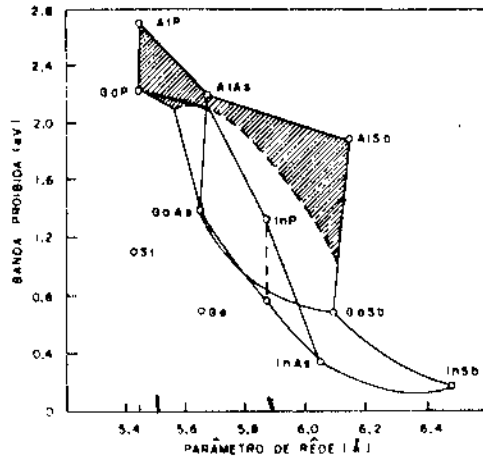
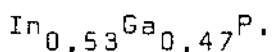


Fig. I-1 - Energia do gap E_g em função do parâmetro de rede para vários semicondutores e ligas.

é sempre com os mínimos das bandas de condução e valência em $K = 0$, implicando que o mecanismo de recombinação elétron-buraco é direto com eficiência alta de transições ópticas. É possível portanto usar qualquer composição como região ativa dos lasers semicondutores. Na prática, as composições de mais interesse são as que permitem emissão estimulada onde as perdas nas fibras ópticas passam por mínimos e a dispersão quase nula. Estes pontos são $1,3 \mu\text{m}$ e $1,55 \mu\text{m}$. Já para aplicação em fotodetetores é mais interessante obter camadas do ternário, para que seja possível detetar lasers operando em toda faixa de comprimento de onda permitido pela liga quaternária de InGaAsP que é de $1,1$ a $1,66 \mu\text{m}$. Esta composição é o ternário



III) Comparação entre várias técnicas de crescimento

Além de epitaxia por fase líquida, para efetuar o crescimento de camadas epitaxiais de semicondutores e ligas III-V, podemos usar outras técnicas como epitaxia por feixe molecular (Molecular Beam Epitaxy), Epitaxia por fase vapor (VPE) e derivados desta como MO-CVD, que recentemente teve grande sucesso na fabricação de lasers semicondutores⁽²⁴⁾.

A epitaxia por feixe molecular consiste de uma câmara de alto vácuo na qual introduzimos um substrato mono cristal preso sobre um bloco que podemos controlar a temperatura, fornos de efusão para os elementos que desejamos crescer, incluindo dopantes. Apenas resultados razoáveis da aplicação desta técnica no sistema InGaAs/InP foram publicados⁽²³⁾. Outra técnica citada que é possível de ser usada no crescimento de camadas epitaxiais dos compostos III-V é a deposição por fase vapor. Esta envolve a formação sobre um substrato de uma camada proveniente de reações de materiais transportados para o substrato como vapores. Esta técnica é largamente usada em epitaxia de Si e na indústria de semicondutores e LED. Há 3 principais métodos que tem sido usados para a síntese dos compostos III-V por fase vapor. Um envolve o uso de tricloreto do elemento do grupo V como agente duplo, tanto como fonte deste elemento quanto como transportador do elemento do grupo III. O segundo método usa um hidreto dos elementos do grupo V numa reação dos metais do grupo III com HCl gasoso. O terceiro método ainda não foi tentado no sistema quaternário. E a síntese da camada usando como fontes gases metais-orgânicos como

por exemplo o Ga-trimetil.

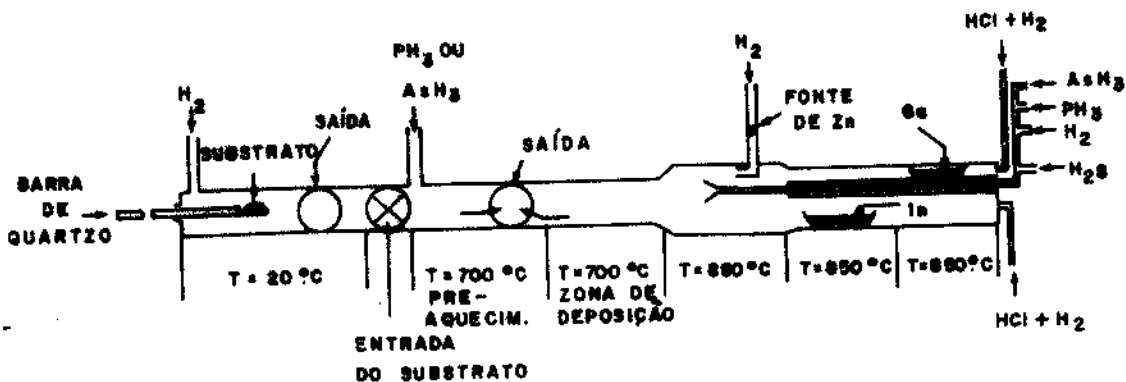


Fig. I-2 - Sistema epitaxial de deposição por fase vapor usando a técnica dos hidretos. (Ref. 55)

Como já dissemos esta técnica teve recentemente com Dupuis e Dapkus⁽²³⁾ êxito na fabricação de lasers semi condutores de GaAlAs. Um resumo comparativo destas técnicas baseado na ref. 56, está mostrado na tabela I-1.

TABELA I-1 - Resumo comparativo dos recursos usados em epitaxia de semicondutores III-V.

Técnica	Vantagens	Desvantagens
LPE	equipamento simples material de alta qualidade interfaces ótimas, com baixa velocidade de recombinação Provada em lasers semicondutores	defeitos de superfície remoção incompletas da solução problemas de morfologia de superfície Espessura não uniforme Produção em pequena escala
MBE	Excelente controle de espessura Temperatura de crescimento baixa Análise das camadas durante o crescimento	razão de crescimento muito baixa ($< 0,02 \mu\text{m}/\text{min}$) Dificuldade com quaternários Dificuldade com dopantes P Técnica de vácuo sofisticada equipamento caro
VPE hidreto	controle preciso da composição boa morfologia de superfície. bom controle de espessura. Produção em larga escala.	não uniformidade cristais de qualidade não muito boa, contami- nação com carbono. Problemas nas interfaces.
VPE cloreto	cristais de alta pureza $< 10^{13} \text{cm}^{-3}$ bom controle de espessura Produção em larga escala. boa morfologia de superfície	dificuldade no controle da composição. cristais de qualidade não muito boa Problemas nas interfaces

IV) Métodos de crescimento epitaxial por fase líquida

Há basicamente 5 métodos distintos de efetuar epitaxia por fase líquida: resfriamento por degrau (step-cooling), super-resfriamento (super cooling), crescimento em equilíbrio (equilibrium cooling), crescimento com 2 fases (two-phase solutions) e crescimento em quase-equilíbrio (near-equilibrium), brevemente descrevendo-as: o resfriamento por degrau consiste em homogeneizar uma solução de In com P exatamente no limite de solubilidade para a temperatura de homogeneização escolhida. Resfria-se então a solução de ΔT menor que ΔT_c que induz a formação de micro-cristais na solução. Colocamos então, depois que a temperatura se estabiliza, o substrato em contato com a solução. O excesso de fósforo contido na solução deposita-se sobre o substrato na forma de InP formando uma camada bastante uniforme e de boa qualidade. No super-resfriamento, procede-se de maneira similar ao resfriamento por degrau, porém, a solução é resfriada numa razão constante e continua-se resfriando após o contato entre substrato e solução. No crescimento em equilíbrio, a solução e o substrato são colocados em contato antes do resfriamento ser iniciado. J.J. Hsieh⁽⁷⁾ expôs de maneira clara os 4 primeiros métodos de crescimento para o crescimento de GaAs, relacionando a morfologia de superfície e espessura das camadas crescidas com cada método específico de crescimento. Hsieh⁽⁷⁾ confirmou o que D.L.Rode⁽⁸⁾ e R.L. Dawson⁽⁹⁾ mostraram: a espessura das camadas crescidas por LPE é função da difusão do elemento do Grupo V na solução que usualmente é o metal do grupo III.

O método de crescimento em quase-equilíbrio foi introduzido por Rode⁽⁸⁾ em 1973. Consiste em usar dois subs -

tratos. Um como sacrifício para equilibrar localmente a solução e o outro o principal, onde a camada crescida será realmente aproveitada. Isto permite um controle preciso da espessura da camada sendo muito útil na fabricação de lasers semicondutores de GaAs/GaAlAs cuja camada ativa é em torno de 1000-2000Å de espessura. No caso de crescimento das ligas quaternárias o crescimento epitaxial usando sacrifício é praticamente impossível pois o parâmetro de rede é função da espessura da camada e para remover a solução tanto de cima do sacrifício como da semente principal devemos ter um bom casamento dos parâmetros de rede.

V) Condições para o crescimento de camadas de $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ sobre InP

Desde a operação do primeiro laser semiconductor de InGaAsP⁽⁵⁻⁶⁾, das condições para se obter camadas de boa qualidade e com o mesmo parâmetro de rede do InP tem sido extensivamente estudadas⁽¹⁰⁻¹⁵⁾. Quando iniciamos nosso trabalho em início de 78 os melhores resultados que tínhamos em mãos eram os de Pollack e co-autores⁽¹¹⁾. Na Tabela I-2 temos os pontos experimentais obtidos por Pollack⁽¹¹⁾ que foram o nosso ponto de partida. Como é usual, os dados são na forma de frações atômicas que é a relação entre o número de átomos do elemento dividido pelo número total de átomos. Para efetuar o crescimento, e particularmente no nosso caso precisamos converter estes dados em peso dos materiais GaAs, InP, InAs, etc., para 2,000 g de In. Isto é feito usando as equações (I-1), (I-2), (I-3) e (I-4), que são deduzidas no apêndice I.

$$W(\text{InAs}) = (x'_{\text{As}} - x'_{\text{Ga}}) \frac{M(\text{InAs})}{x_T} \frac{2}{W_0(\text{In})} \quad (\text{I-1})$$

$$W(\text{GaAs}) = x'_{\text{Ga}} \frac{M(\text{GaAs})}{x_T} \frac{2}{W_0(\text{In})} \quad (\text{I-2})$$

$$x_T = x'_{\text{In}} M(\text{In}) + x'_{\text{Ga}} M(\text{Ga}) + x'_{\text{As}} M(\text{As}) + x'_P M(\text{P}) \quad (\text{I-3})$$

$$W_0(\text{In}) = (x'_{\text{In}} + x'_{\text{Ga}} - x'_{\text{As}} - x'_P) \frac{M(\text{In})}{x_T} \quad (\text{I-4})$$

A técnica usado por Pollack é 2 fases onde ele tem excesso de InP na solução na forma de pedaços de InP mesmo na temperatura de homogeneização. Embora não fique claro em sua publicação. Pollack desprezou nos cálculos o termo x'_P , e os valores na tabela são os pesos mínimos necessários para saturar a solução em 635°C. Estes pesos mínimos podem ser estimados pela relação:

$$W(\text{InP}) = \frac{x'_P M(\text{InP})}{x_T} \cdot \frac{2}{W_0(\text{In})} \quad (\text{I-5})$$

Os pesos dados por I-5, bem como os dados por I-1 e I-2 são para 2,000 g de solução de In puro. Usualmente o peso de InP que colocamos na solução e de 12-20 mg, com bons resultados.

TABELA (I-2)

X_{In}^{λ}	X_{Ga}^{λ}	X_{As}^{λ}	X_{P}^{λ}	x	y	$\Delta a/a$	$\lambda_g (\mu m)$
0.9954	0.0000	0.0000	0.0046	0.000	0.000	0	0.920
0.9810	0.0020	0.0270	0.0039	0.083	0.155	+0.09%	1.005
0.9623	0.0047	0.0330	0.0030	0.171	0.373	0.00%	1.125
0.9555	0.0065	0.0380	0.0025	0.226	0.472	-0.06%	1.176
0.9495	0.0085	0.0420	0.0020	0.250	0.531	-0.04%	1.225
0.9455	0.0095	0.0450	0.0019	0.275	0.585	-0.03%	1.275
0.9413	0.0107	0.0480	0.0017	0.300	0.636	-0.04%	1.298
0.9355	0.0125	0.0520	0.0014	0.305	0.658	-0.01%	1.343
0.9275	0.0175	0.0550	0.0008	0.358	0.790	+0.05%	1.452
0.9210	0.0225	0.0565	0.0006	0.406	0.880	+0.02%	1.513
0.9135	0.0275	0.0590	0.0000	0.475	1.000	-0.05%	1.656

VI) Condições experimentais

O sistema de crescimento LPE que dispomos em nosso laboratório é composto de um forno de 3 zonas Lindeberg. Cada zona é controlada de maneira independente por controladores Bruce com estabilidade ($\pm 0.25^{\circ}C$) em $1000^{\circ}C$. O crescimento das camadas epitaxiais é feito numa atmosfera de hidrogênio ultra-puro obtido de um cilindro que compramos comercialmente do Oxigênio do Brasil ou White Martins e depois purificamos através de passagem em membranas de uma liga de Paládio contida num purificador de hidrogênio da Matheson. Após o purificador o fluxo corre através de tubos de 6,4 mm de aço inox tipo 316 até o tubo de quartzo de 28 mm de diâmetro interno; que contém o conjunto de cadinhos de grafite no qual fazemos o crescimento. Após atravessar o tubo o hidrogênio é queimado. Na saída do tubo de quartzo, é colhida amostras do

hidrogênio, que são analisados por um detetor de O_2 capaz de detectar 10 moléculas de O_2 por bilhão de moléculas. O que é típico no nosso sistema é não conseguir nenhuma leitura no aparelho o que indica que o gás contém menos que 10 p.p.b. de O_2 . O diagrama do sistema de crescimento está mostrado na fig. I-3.

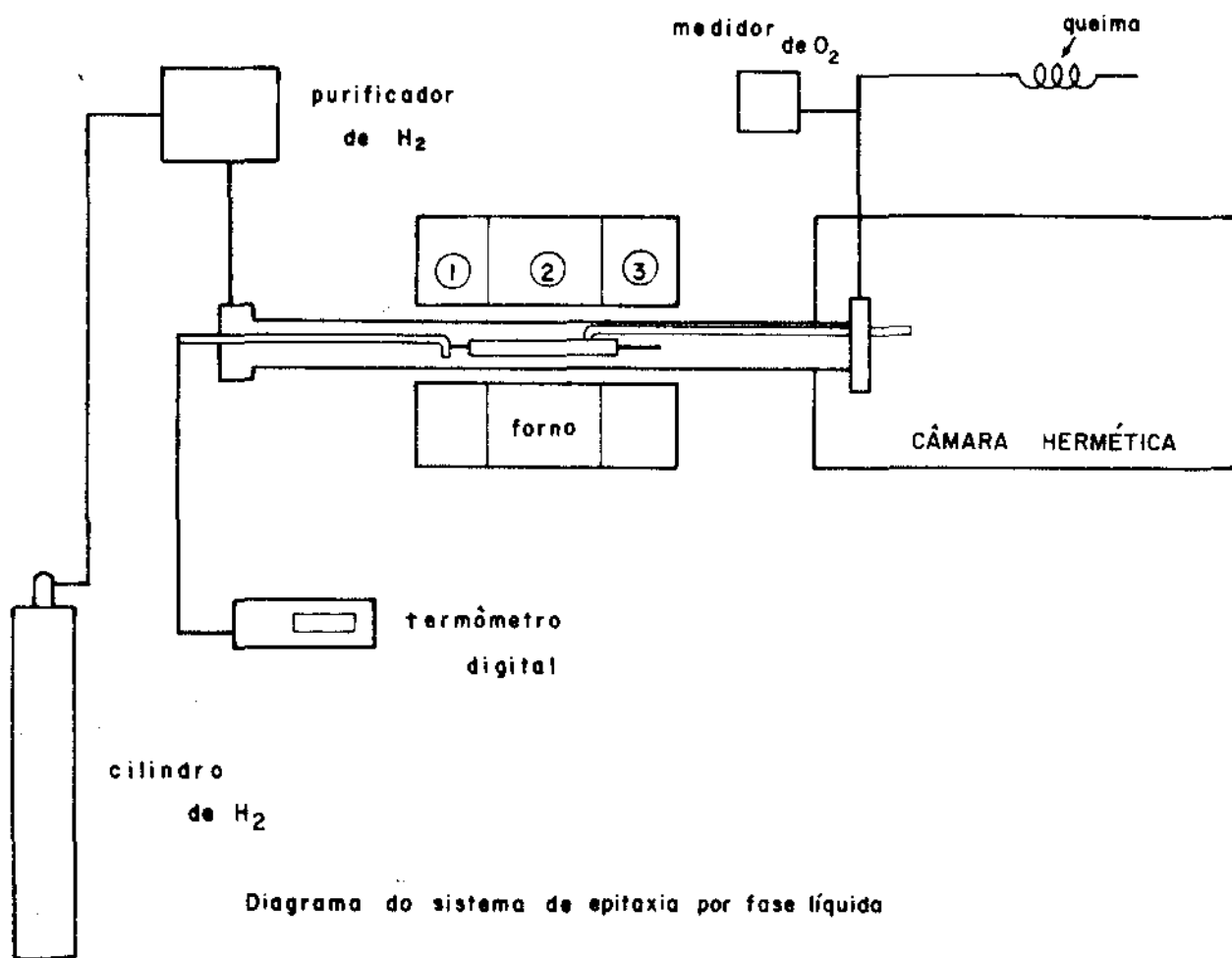


Fig. (I-3) - Desenho esquemático do sistema LPE.

Na Fig. I-4 e I-5 estão fotografias do sistema epitaxial e do cadinho de grafite usado.

A sequência do processo que adotamos para proceder a epitaxia das camadas quaternárias de InGaAsP é a seguinte:

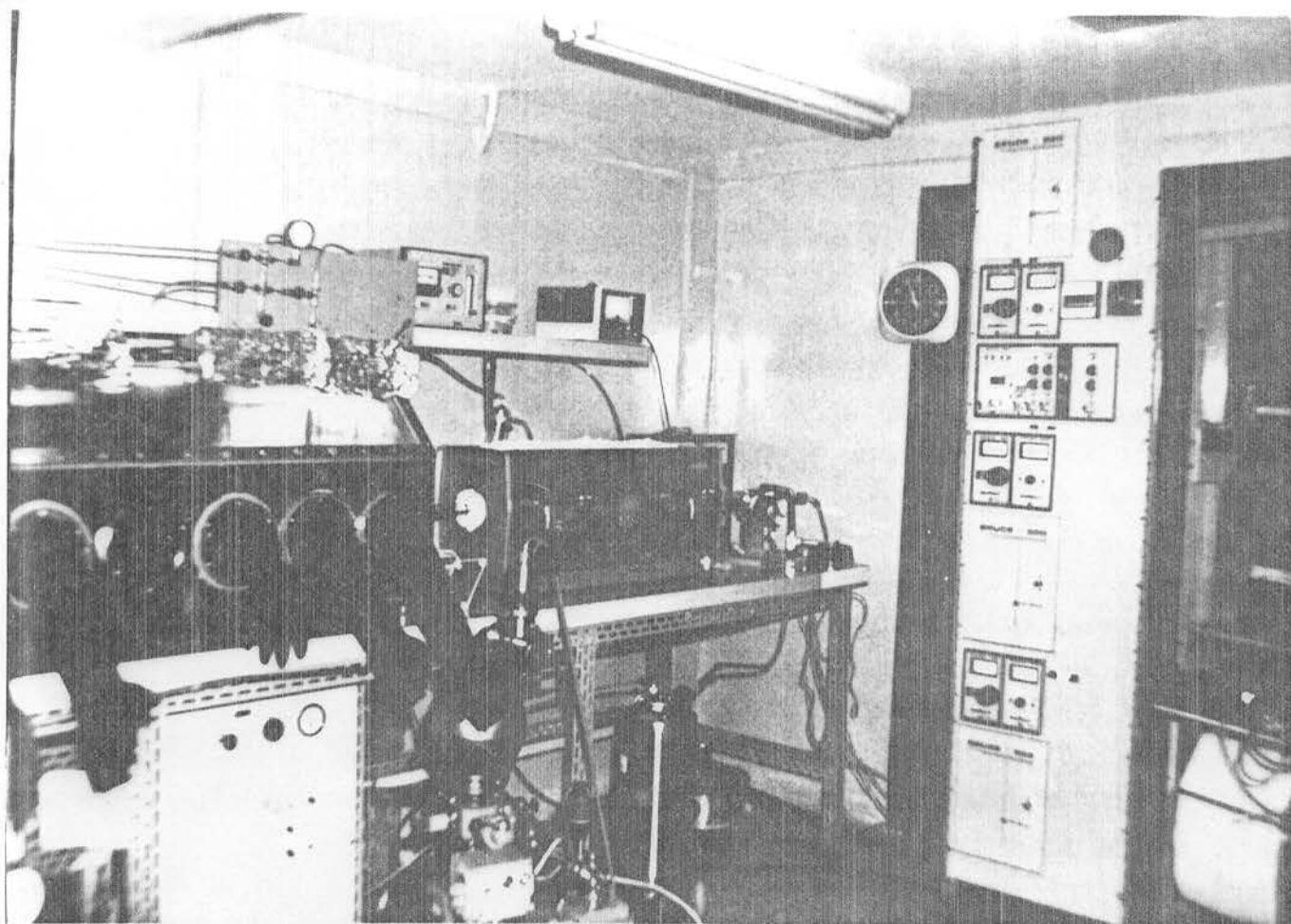


Fig. (I-4) - Fotografia do sistema LPE

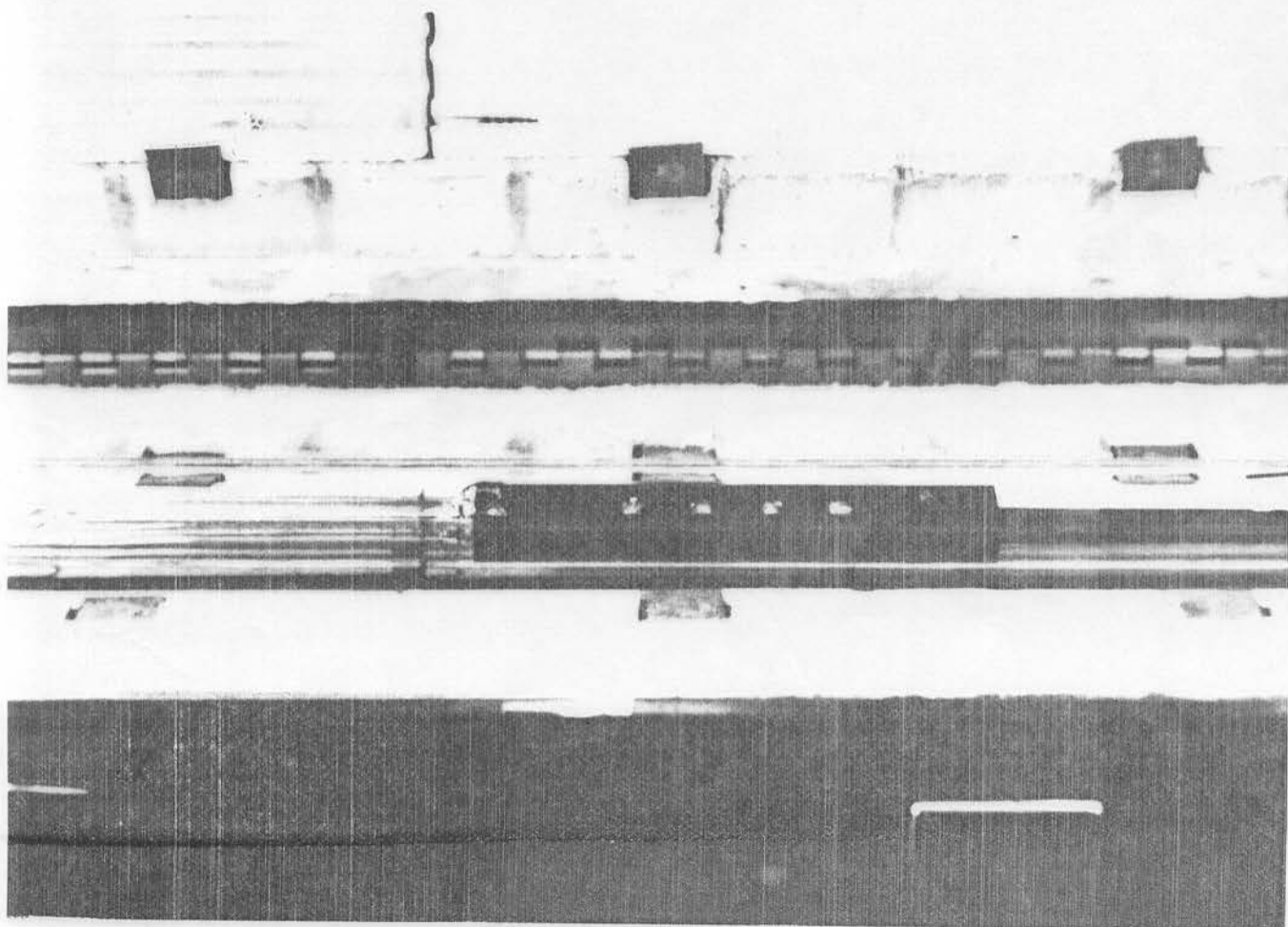


Fig. (I-5) - Fotografia do cadinho usado em LPE

- 1) limpeza de In puro com HCl, seguido por banho em metanol e secagem com N₂
- 2) Pesagem do In com ajuste de (2,0000 ± 0.0005)g
- 3) Cozimento do In durante 15-20 h a 800°C (uma noite)
- 4) Pesagem dos outros materiais tais como Sn, InAs, InP, GaAs, Zn. A limpeza do Sn e Zn é similar à do In. Nos semicondutores nenhuma limpeza é feita
- 5) Todos os materiais são colocados nas soluções de In e um cozimento de 4H a 660°C é feito para homogeneização das soluções
- 6) Limpeza do substrato (veja apêndice I)
- 7) Adição da semente e o Zn
- 8) Depois de tudo dentro do reator e a temperatura estabilizada a 660°C um resfriamento à razão de 0,7°C/min é iniciado e o crescimento é efetuado.

O programa seguido para o crescimento das camadas esta mostrado na fig. (I-6).

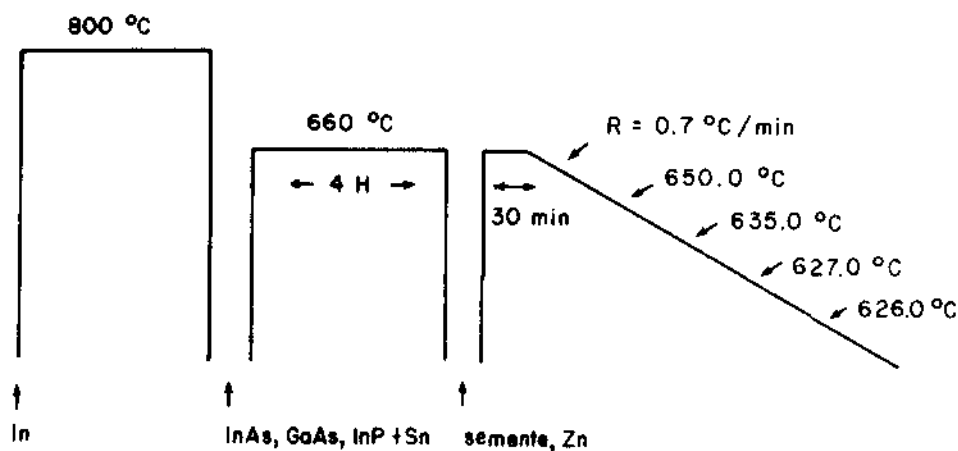


Fig. (I-6) Programa temperatura x tempo usado no crescimento de InGaAsP.

VII) Dopantes mais comuns usados em epitaxia de InP e InGaAsP

Um laser semiconductor é basicamente uma junção p-n de gap direto, cuja eficiência de recombinação ótica é alta, com a adição de espelhos e camadas extras cuja função é estabelecer a cavidade ótica e confinar luz e portadores respectivamente. Para fabricação de camadas p ou n que constituirão lasers semicondutores, é necessário um controle cuidadoso das dopagens envolvidos em ambos os lados da junção, isto é, tanto p como o n. No InP e InGaAsP o dopante tipo P mais comumente usado é o Zn, e o tipo n é o Sn embora Te também é bastante usado. Os dopantes que devem ser usados em lasers semicondutores são os que introduzem níveis rasos, cuja energia de ativação seja pelo menos menor que 40 meV. Tanto do Zn para o tipo p, como o Sn ou o Te, satisfazem este requisito.

A primeira publicação tratando da introdução de dopantes e fabricação de junções de InP por epitaxia de fase líquida apareceu em 1973 com Astles e colaboradores⁽¹⁶⁻¹⁷⁾. Recentemente uma revisão bastante boa sobre isso, pode ser encontrada no trabalho de Chiao e Moon⁽¹⁸⁾.

O parâmetro mais importante no controle das dopagens e o coeficiente de distribuição do dopante, definido como a razão entre o número de átomos do dopante no sólido e o número de átomos do elemento dopante existentes na solução

$$K = \frac{x^s}{x^l} \quad (I-6)$$

O coeficiente de distribuição do Zn e Te em função da energia do gap da camada quaternária é mostrado na fig. (I-7), e na fig. (I-8) temos a relação entre o número de átomos no sólido e no líquido para vários dopantes como Sn, Te e

Zn para camadas crescidas sobre InP (100). Estes dados estão contidos na ref. 18.

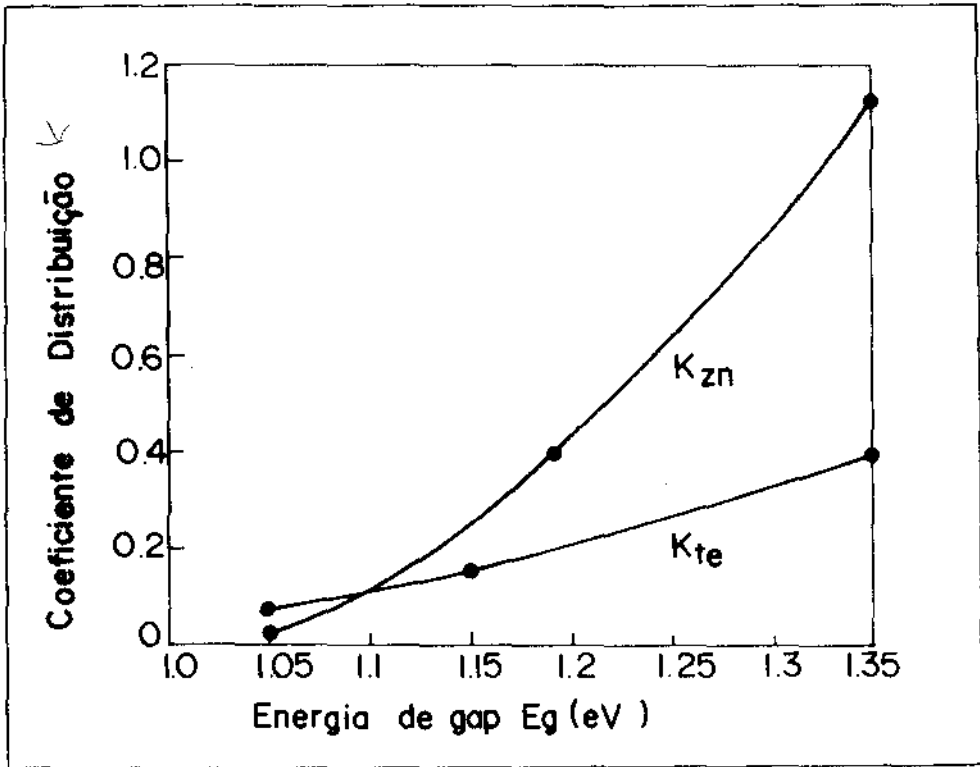


Fig. (I-7) - Coeficiente de distribuição do Zn e Te versus energia do gap para InGaAsP (ref. 18)

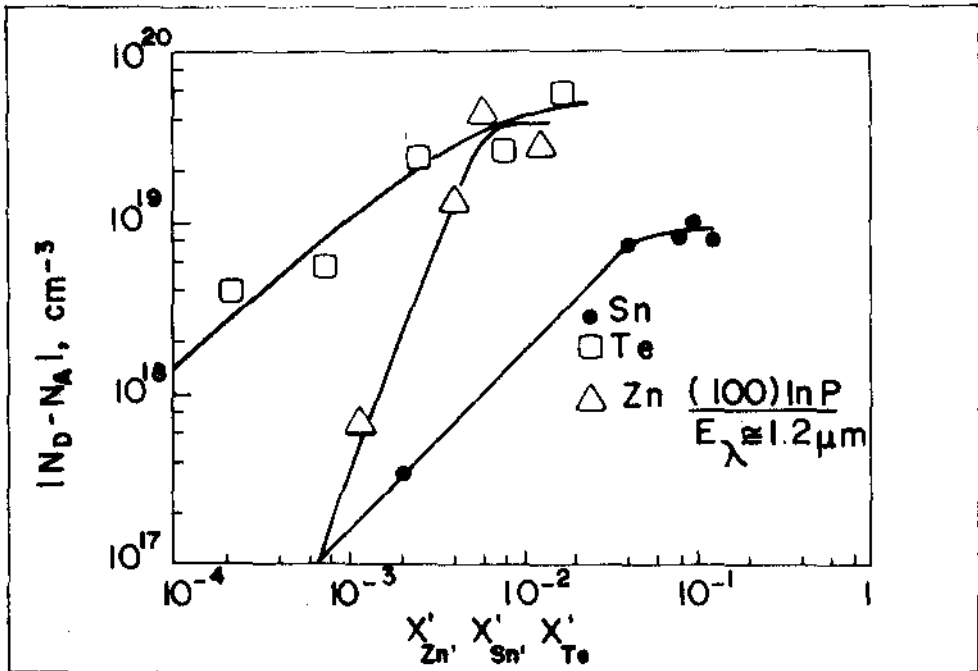
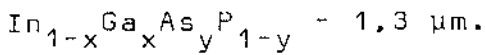


Fig. (I-8) - Relação entre número de átomos da impureza na solução e no sólido para InGaAsP. Crescimento por degrau com $\Delta = 10^\circ\text{C}$ a 640°C .



CAPÍTULO II - Propriedades Fundamentais dos Lasers Semicondutores

- I) Super-injeção
- II) Propriedades passivas
 - a) modos suportados pelo guia
 - b) fator de confinamento
- III) Geração de Luz - Coeficiente de Ganho
- IV) Mecanismos de perdas
- V) Definição da densidade de corrente limiar
- VI) Propriedades térmicas - equações básicas

Resumo do Capítulo

O objetivo deste capítulo é introduzir ao leitor equações e conceitos básicos para se entender o funcionamento de um laser semicondutor. As equações e conceitos introduzidos aqui, serão usados mais tarde em cálculos que ajudaram na otimização do funcionamento dos lasers de InGaAsP.

CAPÍTULO II - Propriedades Fundamentais dos Lasers Semicondutores

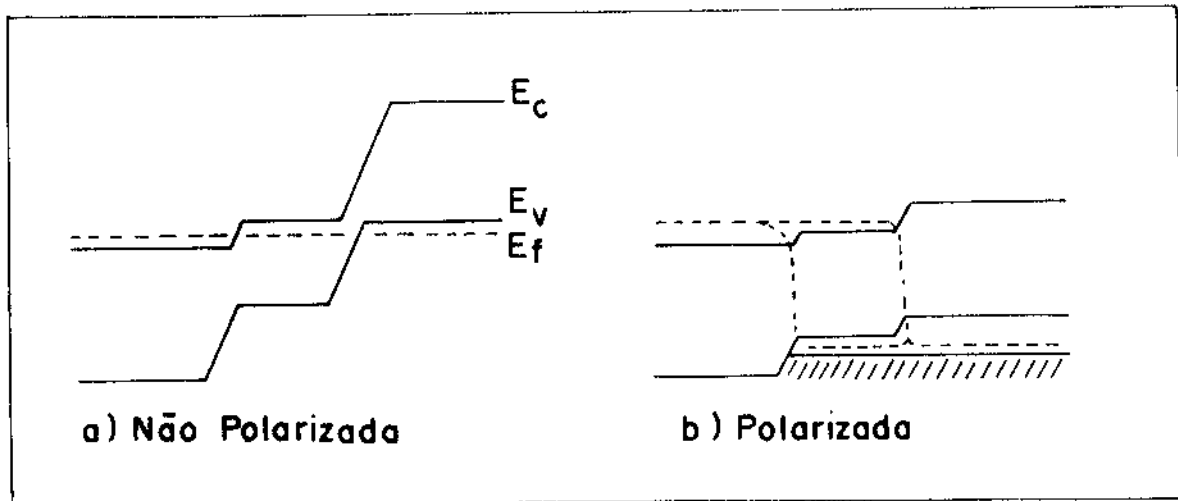
I) Super-injeção

Uma das condições básicas para que se inicie o processo de emissão estimulada em um material é que tenhamos a inversão de população. Isto significa por exemplo que, num material originalmente tipo p, precisamos injetar elétrons (portadores minoritários) até atingir densidade de pelo menos 10^{18} cm^{-3} . Numa junção p-n comum, na temperatura ambiente, esta condição é inatingível com uma corrente razoável devido à difusão dos portadores minoritários injetados. No entanto a 80°K bons lasers semicondutores de homo-junção foram fabricados, pois nesta temperatura o comprimento de difusão dos portadores é sensivelmente reduzido.

Para atingir a densidade de portadores necessária para a inversão de população na temperatura ambiente, com uma corrente razoável, fazemos uso das várias propriedades de junções de dupla-heteroestrutura, com o advento da qual foi possível operar, com baixa corrente, lasers semicondutores na temperatura ambiente. O que permite isto, é a super-injeção, que ocorre nas junções p-n de heteroestrutura.

Chamamos hetero-estrutura a junção resultante de materiais com diferentes faixa proibida de energia ou diferentes gap. Chamamos de junção de dupla-hetero-estrutura, quando envolvemos um material de gap menor p ou n com camadas de material de gap maior criando uma barreira de energia igual a diferença entre as energias de gap ΔE_g , que limita a difusão dos portadores a distância igual à espessura da camada de

gap menor do sistema criado. O diagrama da estrutura de bandas do sistema ao longo das camadas está mostrado na fig. II-1.



a) não polarizada

b) polarizada

Fig. (II-1) - Esquema da estrutura de bandas de uma junção p-n de dupla-hetero-estrutura.

Fazendo a região central bem fina com espessura $d \approx 0.15-0.20 \mu\text{m}$ e diferença entre as energias de gap $\Delta E_g \gg kT$ (pelo menos 10 vezes) podemos conseguir níveis de injeção de $1-2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ portadores por volume com densidade de corrente de apenas $1-2 \text{ kA/cm}^2$ o que corresponde a correntes de $100-200 \text{ mA}$, em 300°K . Isso sem dúvida foi uma grande evolução considerando os lasers de homojunção que precisam de 100 kA/cm^2 para atingir os mesmos níveis de injeção.

Além de limitar a difusão dos portadores minoritários injetados em d a presença das camadas adjacentes de gap de energia maior e índice de refração menor, formam um guia de onda óptico na direção perpendicular à junção P-n-N

(geralmente nos referimos aos materiais de maior gap de energia com letras maiúsculas e aos de gap menor com letra minúscula). Isto faz com que o estabelecimento da emissão estimulada aconteça como um modo normal, ou um auto-modo deste guia formado pela dupla-hetero-estrutura. Esta é outra grande vantagem dos lasers de dupla-hetero-estrutura tem sobre os lasers de homojunção.

II) Propriedades Passivas

a) Modos suportados pelo guia

Na direção perpendicular à junção um laser semiconductor é constituído principalmente por 3 camadas como es-
quematzamos na fig. II-2.

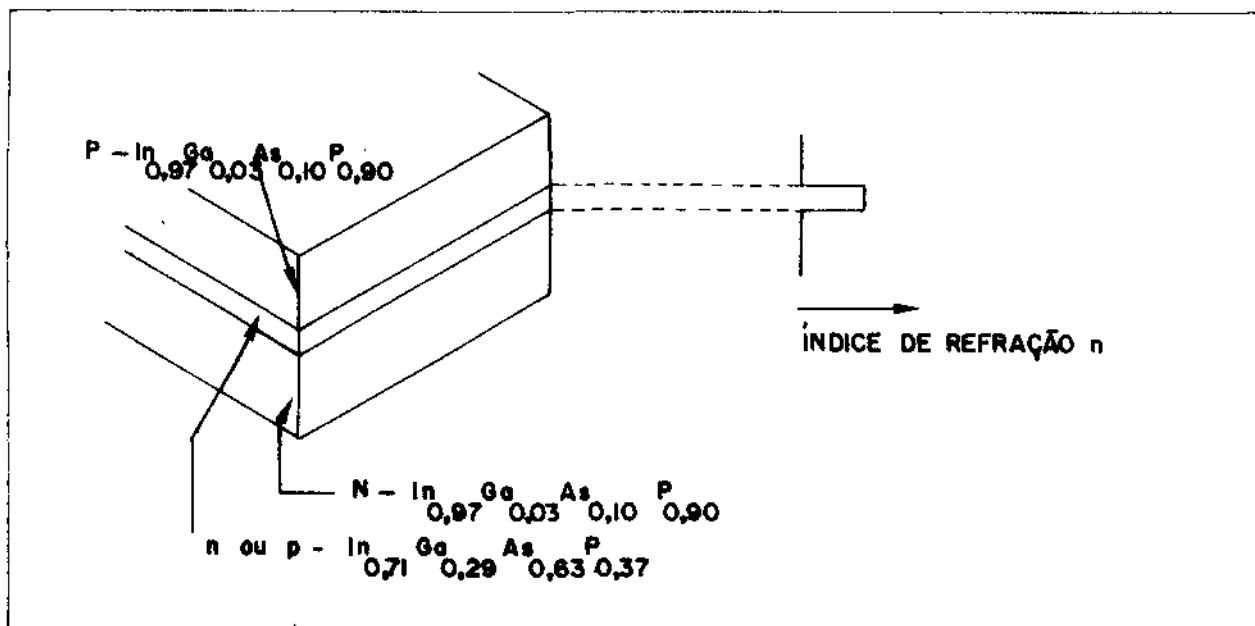


Fig. (II-2) - Diagrama esquemático do guia óptico formado pelas camadas dos lasers

Para um cálculo simples dos modos normais de um guia deste tipo, vamos considerá-lo como infinito nas dire-

ções x e y , e uniforme na direção y tal que a variação da constante dielétrica na direção y é nula. Além disso, consideraremos apenas o caso simétrico, pois além da solução ser simples e elegante, os lasers de dupla-hetero-estrutura (DH) modernos são simétricos. Podemos então subdividir o espaço ao longo da direção y em 2 regiões distintas, como está mostrado na Fig. II-3.

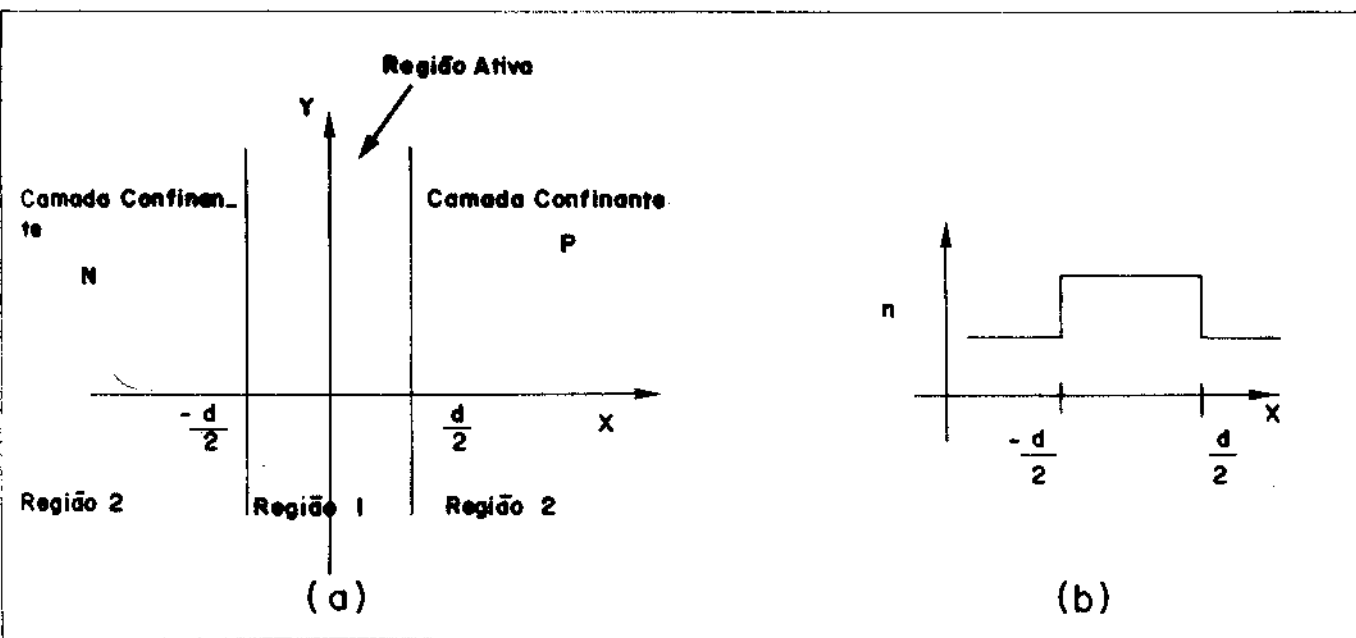


Fig. (II-3) - (a) definição do referencial que adotamos para a solução do problema
(b) índice de refração em função de x

A solução deste problema é análoga à determinação dos níveis de energia de um poço de potencial finito em mecânica quântica. Na mecânica quântica, os níveis são determinados pela solução da equação de Schrödinger, neste problema os auto-modos são determinados pelas soluções das equações de Maxwell do eletromagnetismo.

Podemos escrever as equações de Maxwell na forma:

$$\nabla \times \vec{H} = \epsilon_0 \mu^2 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad \nabla \times \vec{E} = - \mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (\text{II-1})$$

e explicitando a dependência temporal dos campos eletro-magnéticos como:

$$\vec{E}(\vec{x}, t) = \vec{E}(\vec{x}) e^{i\omega t} \quad , \quad \vec{H}(\vec{x}, t) = \vec{H}(\vec{x}) e^{i\omega t} \quad ,$$

Podemos escrever:

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{x}) + \epsilon_0 \mu_0 n^2 \vec{E}(\vec{x}) = 0 \quad (\text{II-2})$$

Na prática interessa-nos soluções cujo campo elétrico seja polarizado na direção paralelo à y pois devido ao fato da incidência no espelho em média não é perpendicular permitindo uma preferência para o modo cujo campo elétrico está na direção y (TE)⁽¹⁹⁾.

Assim, temos interesse apenas no sub-conjunto de soluções TE propagando-se na direção z , portanto vamos escrever:

$$\vec{E}(\vec{x}) = \vec{E}(x, y) e^{\pm i\beta z} \hat{y} \quad (\text{II-3})$$

e definindo:

$$k_0^2 = \epsilon_0 \mu_0 \omega^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \quad (\text{II-4})$$

podemos escrever:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (n^2 k_0^2 - \beta^2) E_y = 0 \quad (\text{II-5})$$

Para a região (1) temos como solução

$$E_y = A_1 \cos kx + B_1 \sin kx \quad (\text{II-6})$$

$$\text{onde } k = (n_1^2 k_0^2 - \beta^2)^{1/2}$$

e para a região 2 :

$$E_y = A_2 e^{-\gamma|x|} \quad (\text{II-7})$$

$$\text{com } \gamma = (n_2^2 k_0^2 - \beta^2)^{1/2}$$

Na solução (II-7) já aplicamos a condição de contorno que exige que $E_y \rightarrow 0$ quando $x \rightarrow \pm \infty$, ou seja o modo está confinado em d.

Como o problema é simétrico podemos separar as soluções em dois sub-conjuntos de soluções, um par outro ímpar. Podemos assim escrever para a região 1 :

$$E_y^+ = A_1 \cos kx \quad (\text{II-8})$$

$$E_y^- = B_1 \sin kx$$

(+) e (-) significam soluções pares e ímpares respectivamente. Restam apenas mais duas condições de contorno: que os campos sejam contínuos nas interfaces. Logo para o caso par:

$$A_1 \cos kd/2 = A_2 e^{-\gamma d/2} \quad (\text{II-9})$$

$$-A_1 k \sin kd/2 = -A_2 \gamma e^{-\gamma d/2}$$

e para o caso ímpar:

$$B_1 \operatorname{sen} kd/2 = A_2 e^{-\gamma d/2} \quad (\text{II-10})$$

$$k B_1 \cos kd/2 = -\gamma A_2 e^{-\gamma d/2}$$

Assim os auto-modos do guia são determinadas pelas soluções das seguintes equações transcendentais:

Para o caso par:

$$\tan(kd/2) = \gamma/k \quad (\text{II-11})$$

Para o caso ímpar:

$$\operatorname{cotan}(kd/2) = -\gamma/k \quad (\text{II-12})$$

As soluções destas equações transcendentais são extremamente importante no cálculo de propriedades dos lasers semicondutores, e entram diretamente na determinação do fator de confinamento do modo, como veremos a seguir.

b) Fator de confinamento

O fator de confinamento da radiação é definido como a intensidade do modo dentro da região ativa d , dividido pela intensidade total. Logo podemos escrever:

$$\Gamma = \frac{\int_{-d/2}^{d/2} |\vec{E}|^2 dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} |\vec{E}|^2 dx} \quad (\text{II-13})$$

Assim, podemos calcular explicitamente o fator

Γ para o modo fundamental TE:

$$\Gamma = \frac{\int_{-d/2}^{d/2} \cos^2 kx dx}{\frac{A_2^2}{A_1^2} \int_{-\infty}^{-d/2} e^{2\gamma x} dx + \int_{-d/2}^{d/2} \cos^2 kx dx + \frac{A_2^2}{A_1^2} \int_{d/2}^{\infty} e^{-2\gamma x} dx} \quad (\text{II-14})$$

Usando a condição de contorno em $d/2$:

$$\frac{A_2^2}{A_1^2} = \left(\cos^2 \frac{kd}{2} \right) e^{\gamma d} \quad (\text{II-15})$$

Calculando as integrais contidos em II-14, colocando a condição (II-15) e escrevendo de uma maneira mais compacta teremos:

$$\Gamma = \left| 1 + \frac{\cos^2(kd/2)}{\gamma \left| d/2 + \frac{1}{k} \left(\cos \frac{kd}{2} \right) \left(\sin \frac{kd}{2} \right) \right|} \right|^{-1} \quad (\text{II-16})$$

Esta forma de escrever Γ foi descrita por H.C. Casey Jr. ⁽²⁰⁾, aqui, temos que repetir o cálculo numérico para os novos valores de índice de refração e comprimento de onda dos quaternários.

II) Coefficiente de ganho

Todo ~~fator~~ ^{foton} gerado na região ativa é proveniente de uma recombinação eletron-buraco. Nem toda recombinação eletron-buraco gera fotons. Podemos dividir as transições em radiativos as quais geram fotons, e não radiativas. Definimos

eficiência quântica interna (η_i) como sendo a razão entre o número de fons gerados e o número de eletrons injetados. O que observamos do lado de fora do dispositivo é o incremento no número de fons relativo a um incremento no número de eletrons injetados no dispositivo, que chamamos eficiência quântica diferencial externa que relaciona-se com a interna através da equação:

$$\left(\frac{1}{\eta}\right) = \left(\frac{1}{\eta_i}\right) \left| 1 + \frac{\alpha_T L}{\ln 1/R} \right| \quad (\text{II-17})$$

onde α_T são as perdas de fons gerados, causados por vários mecanismos, que discutimos com detalhes no Capítulo VI. R é o coeficiente de reflexão da interface semiconductor-ar.

Existem muitas maneiras a recombinação radiativa efetivar-se. No caso banda-banda por exemplo, temos dois casos distintos: com e sem conservação de K, casos ilustrados na fig. II-4 a e b respectivamente.

Geralmente a região do semiconductor onde ocorre a recombinação contém uma densidade de impurezas bastante razoável permitindo também transições do tipo banda de condução ou valência \rightarrow nível de impureza. Neste caso, obviamente, não é possível exigirmos conservação de K. Estes mecanismos estão ilustrados também na fig. II-4 c e d.

A recombinação radiativa pode ser dividida em espontânea e estimulada. O simples decaimento de um eletron dando origem à um foton é a recombinação espontânea. Quando esta transição é induzida por outro foton temos a transição estimulada. Cada um destes casos citados aqui tem certa probabilidade de ocorrer, probabilidade descrita pela mecânica quântica. Lasher e Stern⁽²¹⁾ num trabalho para o GaAs em 1964 cal

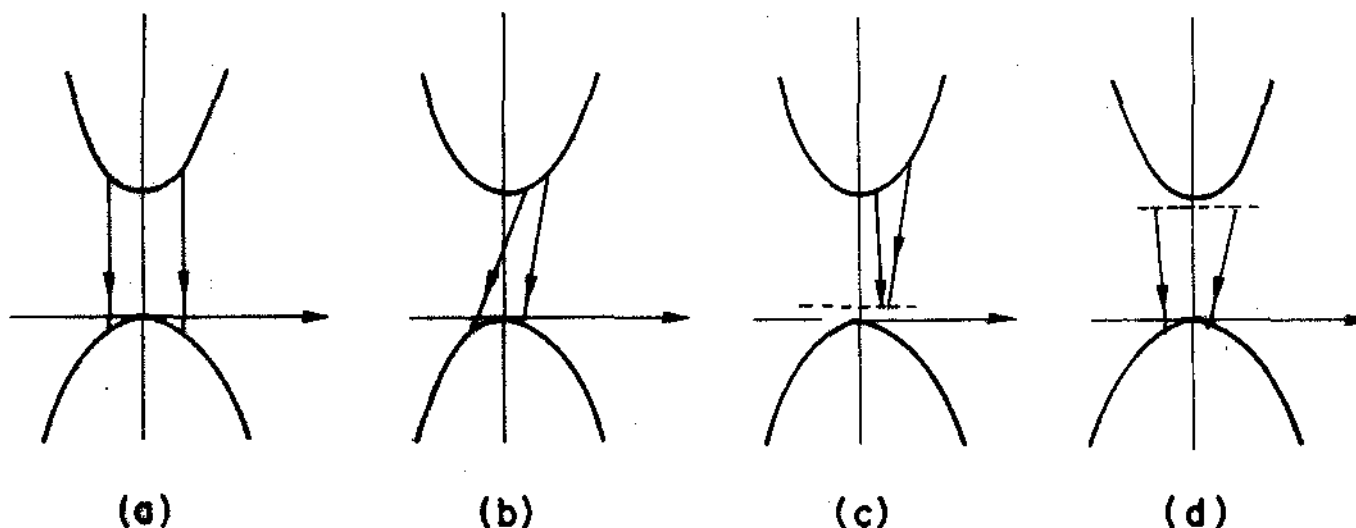


Fig.(II-4) - Vários mecanismos possíveis de transições ópticas.

cularam a emissão espontânea e estimulada.

Quando injetamos na região ativa dos lasers semicondutores um número de elétrons n por cm^3 , criamos certa probabilidade de emissão espontânea e estimulada. Tudo isto é descrito no coeficiente de ganho.

F. Stern em 73^[26] calculou usando vários modelos o coeficiente de ganho g em função da densidade de corrente normal J_{non} que ele definiu como:

$$J_{\text{non}} = e R_{\text{esp}} d_0 \quad (\text{II-18})$$

onde R_{esp} é a razão de emissão espontânea por volume e a carga do elétron e d_0 é uma espessura nominal de $1 \mu\text{m}$. Para o GaAs parece que o modelo mais apropriado^[22] pelo menos acima de 10^6 cm^{-2} é a banda-banda com conservação de K . Para este caso,

reproduzimos na fig. II-5 o resultado do Cálculo de Stern⁽²¹⁾.

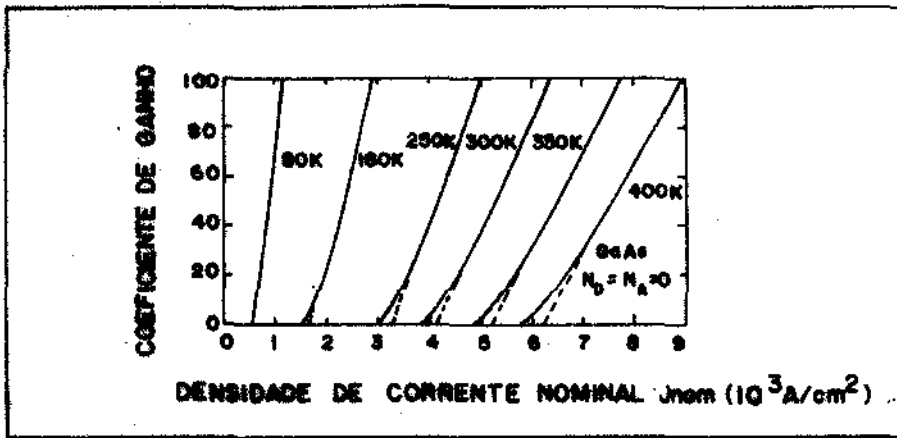


Fig. II-5) - Ganho em função de J_{nom} . (ref. 21)

Podemos notar que para $30 \leq g \leq 100 \text{ cm}^{-1}$ a relação entre g e J_{nom} pode ser escrito como:

$$g = \beta_1 J_{nom} - \alpha_1 \quad (\text{II-19})$$

com valores de $\beta_1 = 0.044$

$$\alpha_1 = 180 \text{ cm}^{-1} \quad \text{para} \quad T = 300^\circ\text{K}.$$

Para os lasers cuja região ativa é a liga quaternária de $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ até o presente, não existe ainda tais cálculos, cujo modelo fundamental deve ser muito bem pensado devido à distribuição de potencial pela rede, pois não há nada que garanta a periodicidade nas posições dos átomos do mesmo elemento na rede.

III) Mecanismos de Perdas

Os fótons gerados gerado por transições ópticas elétron-buraco pode ser perdido do volume da região ativa

pela ação de diferentes mecanismos. Podemos enumerá-las como: choque com portador livre (α_{pl}), espalhamento por imperfeições ou rugosidades nas paredes do guia (α_{SC}), saída pelos espelhos do dispositivo α_{esp} . Somando-as teremos α_T :

$$\alpha_T = \Gamma \alpha_{pl}^a + \frac{1-\Gamma}{2} (\alpha_{pl}^n + \alpha_{pl}^p) + \alpha_{SC} + \alpha_{esp} \quad (II-20)$$

onde os sub-índices a, n e p nos termos de perdas definam as regiões ativa, passiva n e p respectivamente, e Γ é o fator de confinamento definido pela equação (II-16).

IV) Condição limiar

Tudo definido o coeficiente de ganho e os mecanismos de perdas é bem fácil definir a condição limiar e a densidade de corrente limiar. Lembrando que:

$$J_{nom} = \frac{J \eta_1}{d} \quad (II-21)$$

Podemos definir J_L , a densidade de corrente necessária para gerar ganho igual às perdas existentes na cavidade:

$$\Gamma \left(\frac{\beta_1 J_L \eta_1}{d} - \alpha_1 \right) = \Gamma \alpha_{pl}^a + \frac{1-\Gamma}{2} (\alpha_{pl}^n + \alpha_{pl}^p) + \alpha_{SC} + \alpha_{esp} \quad (II-22)$$

Ou apenas, mudando para uma forma mais conveniente

$$J_L = \frac{d}{\Gamma \beta_1 \eta_1} \left\{ \Gamma \alpha_{pl}^a + \frac{1-\Gamma}{2} (\alpha_{pl}^n + \alpha_{pl}^p) + \alpha_{SC} + \alpha_{esp} \right\} + \frac{\alpha_1 d}{\beta_1 \eta_1} \quad (II-23)$$

Como α_1 e β_1 são funções da temperatura J_L é obviamente função também da temperatura. Por uma pequena faixa de temperatura em torno da temperatura ambiente costumamos representar $J_L(T)$ como:

$$J_L(T) = J_L(T_1) \exp \left| \frac{T-T_1}{T_0} \right| \quad (\text{II-24})$$

O parâmetro T_0 embutido em (II-24) expressa quanto forte é a dependência de J_L com a temperatura. É interessante notar aqui, que este ponto é fundamentalmente diferente para os lasers de InGaAsP e os lasers de GaAs. Enquanto para os últimos $T_0 \approx 120-160^\circ\text{C}$, para os primeiros $T_0 \approx 50-75^\circ\text{C}$. Isto indica uma diferença fundamental nos mecanismos de recombinação, coeficiente de ganho, ou até mesmo no confinamento dos portadores injetados na região ativa pelas barreiras laterais. Estes são pontos bastantes discutidos na atualidade, e tudo indica que transições tipo Auger estão fortemente envolvida nos mecanismos de recombinação.

V) Propriedades Térmicas - Equações básicas

O fato de J_L ter uma forte dependência com a temperatura, para os lasers de InGaAsP dificulta bastante a operação em regime contínuo destes dispositivos. A operação com corrente contínua (CW de continuous wave), se faz importante na aplicação prática do dispositivo em sistemas de comunicações ópticas por exemplo. Se o laser não operar em regime contínuo as aplicações tornam-se bastante limitadas. Vamos examinar portanto, as implicações e os requisitos básicos que devemos obedecer para conseguir operar os lasers de InGaAsP em re

gime contínuo.

Quando passamos uma corrente contínua, aquecemos o laser provocando um aumento de J_L . Para minimizar este aumento, temos que olhar para as causas mais importantes: (1) o escoamento do calor gerado, (2) minimizar o aquecimento joule. O fator (1) implica em colocar o dispositivo em contato, da melhor maneira possível com um bloco escoador térmico. Soldar por exemplo. O segundo fator, significa baixar a corrente limiar, melhorar os contatos e diminuir a resistência série. No capítulo VII, discutimos cada um destes itens com bastante detalhe.

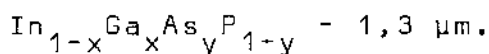
O novo J_L , definido por J_L^C , quando estamos operando o laser em regime contínuo é dado por:

$$J_L^C = J_L(o) \exp \left| \frac{T+\Delta T}{T_0} \right| \quad (\text{II-24})$$

onde ΔT é o aquecimento provocado pela passagem de corrente, que podemos descrever como:

$$\Delta T = R_T VI_L^C \quad (\text{II-25})$$

Onde R_T é a impedância térmica do dispositivo, VI_L^C a potência elétrica que está sendo aplicado no dispositivo. Esta equação é válida para correntes até I_L^C porque podemos considerar a saída de energia da cavidade do laser através de ftons desprezível. Para mais detalhes, verificar o capítulo VII desta tese.



CAPÍTULO III - Estudo e Controle da Morfologia de Superfície
de Camadas Epitaxiais de InP e InGaAsP

- I) Introdução
- II) Crescimento por super-resfriamento (supercooling)
- III) Comparação dos resultados

Resumo do Capítulo

Este capítulo apresenta resultados de estudo feito sobre a morfologia de superfície de cristais crescido no nosso sistema L.P.E. A técnica do super-resfriamento foi a escolhida porque além de se adaptar melhor para o nosso sistema foi a que apresentou melhores resultados para o GaAs⁽⁷⁾. No nosso caso portêm, a morfologia do binário InP não parece, como no caso do GaAs, sofrer influência do grau de supersaturação ou super-resfriamento. Em contraste com isso camadas de InGaAsP com pequenas quantidades de Ga e As são extremamente planas. Este resultado nos sugere o uso de camadas quaternárias como as responsáveis pelo confinamento ótico e eletrônico dos lasers DH de InGaAsP.

CAPÍTULO III - Estudo e Controle da Morfologia de Superfície de Camadas Epitaxiais de InGaAsP

1) Introdução

O controle da morfologia da superfície das camadas de InGaAsP usadas na fabricação de lasers semicondutores é de essencial importância na redução ou quase eliminação de perdas por espalhamento devido a rugosidades ou imperfeições nas interfaces do guia.

Para os lasers de GaAs-GaAlAs muitos trabalhos^(41,42,25) mostram a importância de se controlar a rugosidade das interfaces do guia. Thompson⁽⁴¹⁾ por exemplo, mostrou que uma ondulação periódica de apenas 100Å nas interfaces do guia, gera uma perda por espalhamento da ordem de 10 cm^{-1} para a cavidade. Nash⁽⁴²⁾ e K. Shima⁽²⁵⁾ foram capazes de associar aumento da densidade de corrente limiar nos lasers, com rugosidades e imperfeições nas interfaces do guia óptico que forma cavidade do laser semicondutor.

O controle da morfologia de superfície de camadas epitaxiais é realmente uma coisa bastante difícil. Envolve um número bastante grande de variáveis, e é extremamente dependente de condições experimentais, tais como limpeza do substrato por exemplo. Sendo assim, estabelecemos certas condições experimentais padrões, que tentamos cada vez, reproduzir tão bem quanto possível crescimento a crescimento. Fazendo isto, determinamos certas condições experimentais, dentro dos quais a pastilha obtida é de qualidade e uniformidade excepcionalmente boas.

II) Crescimento por Super-resfriamento (Super-cooling)

J.J. Hsieh⁽⁷⁾ demonstrou em 74 para o GaAs, que o crescimento de camadas epitaxiais por super-resfriamento dá origem a camadas cuja morfologia é extremamente boa. No entanto, num trabalho posterior, em InP, nem sequer menciona propriedades da morfologia de superfície crescidas por essa técnica. Um trabalho para examinar as propriedades da morfologia de superfície de camadas crescidas por super-resfriamento foi desenvolvido por nós, e com resultados até certo ponto bastante diferentes do que os encontrados por Hsieh para o GaAs⁽⁷⁾.

Para se crescer camadas pela técnica do super-resfriamento, é necessário conhecer com razoável precisão, a solubilidade do InP no In usado como solvente. Para determinarmos este parâmetro usamos uma técnica chamada "dissolução de semente". Explicando: Limpamos um substrato de maneira adequada, e o pesamos cuidadosamente. Daí, o colocamos no cadinho de grafite, e deixamos um tempo bastante longo (3-5 h) em contato com o solvente, para ter certeza que a solução tornou-se homogênea, na temperatura que desejamos conhecer a solubilidade. Passado o tempo, retiramos o substrato do contato com a solução, e o examinamos com muito cuidado, notando se ele trouxe algum resíduo da solução. Se ele estiver limpo, é pesado, e seu peso comparado ao inicial. A diferença entre os pesos inicial e final, é a solubilidade (em mg) do InP. Os resultados de nossas medidas da solubilidade são mostrados na fig. III-1, juntamente com resultados obtidos por outros pesquisadores.

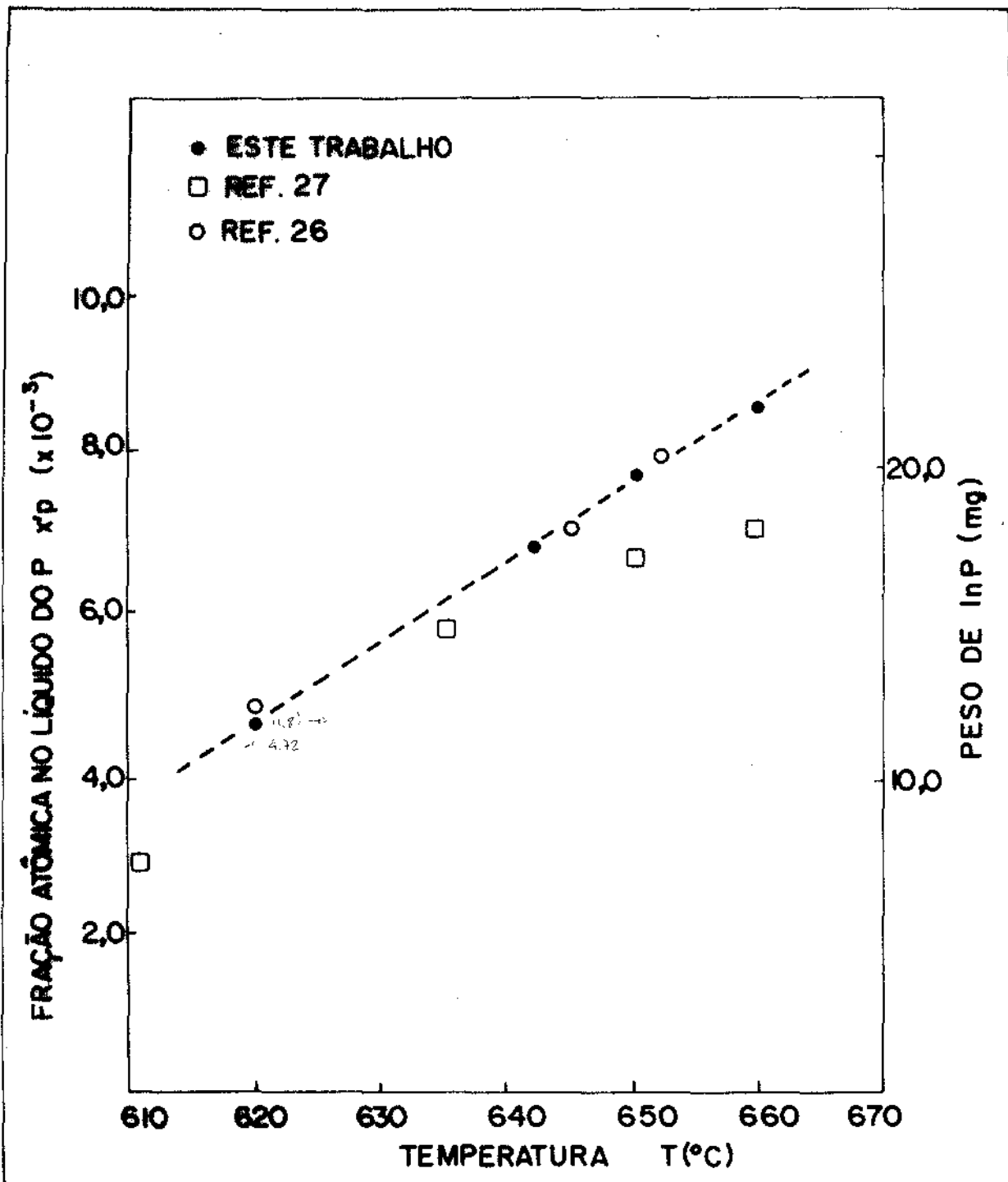


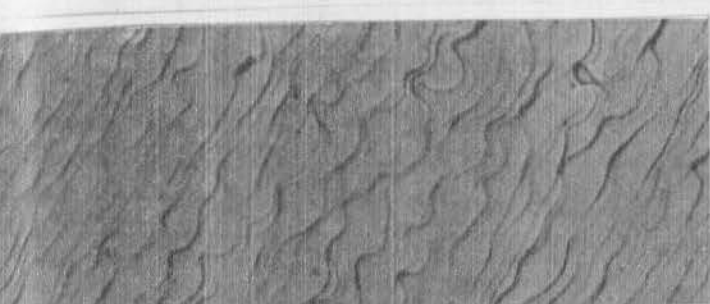
Fig. III.1 - Solubilidade do InP no In.

O programa seguido para o crescimento das camadas foi:

- 1) Colocar o peso de InP adequado para exatamente saturar a solução a 650°C.
- 2) Deixar a solução a 650°C durante 4 h para homogeneização.

- 3) Iniciar um resfriamento controlado usando uma razão de $0.7^{\circ}\text{C}/\text{min}$.
- 4) Resfriar $\Delta T = \Delta^{\circ}\text{C}$, antes de iniciar o crescimento.
- 5) Crescer por 10 a 20 minutos e retirar o substrato do contato íntimo com a solução.

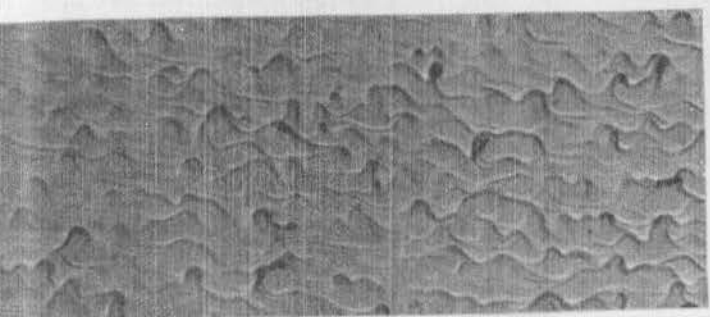
Usando este procedimento crescemos várias camadas epitaxiais, variando Δ , analisando com microscópio ótico de contraste de fase a qualidade da superfície. Fotos da superfície obtida estão mostradas na fig. III-2.



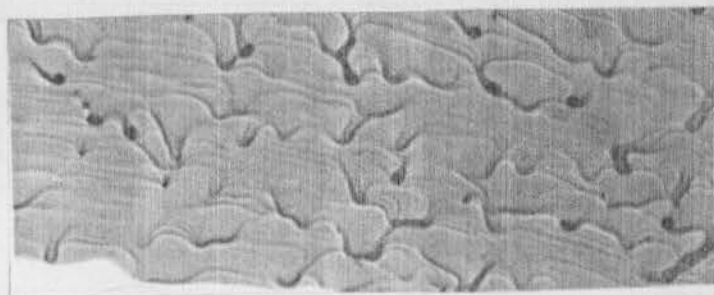
$\Delta=5^{\circ}\text{C}$



$\Delta=10^{\circ}\text{C}$



$\Delta=15^{\circ}\text{C}$



$\Delta=20^{\circ}\text{C}$

Fig. III.2 - Morfologia da superfície de camadas epitaxiais obtidas com diferentes graus de super-resfriamento Δ .

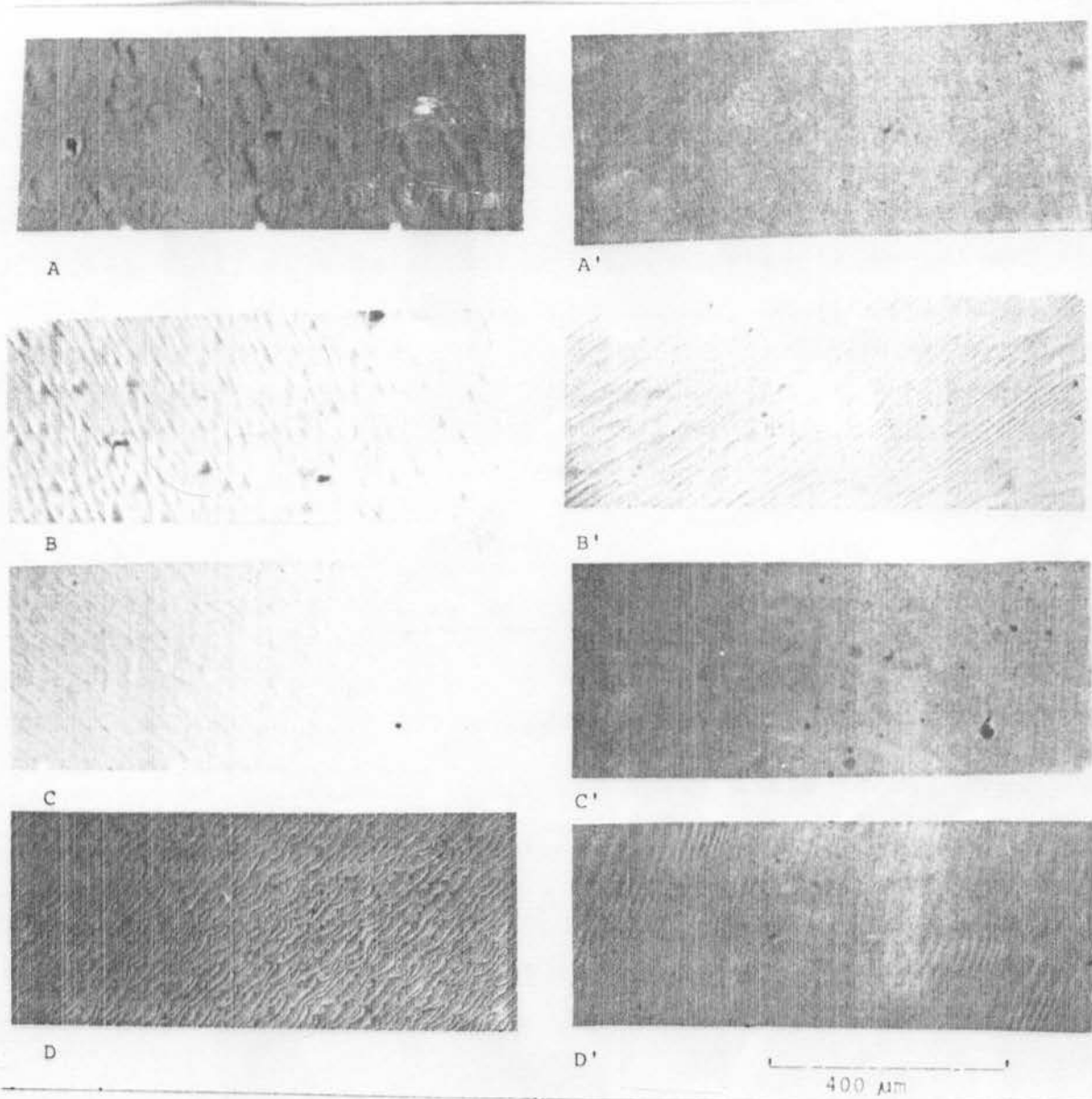
III) Comparação dos Resultados

Apesar de que a camada obtida com $\Delta = 10^{\circ}\text{C}$ parece pouco melhor, não há uma diferença muito sensível da morfologia de superfície com a variação do grau de resfriamento Δ . A morfologia da superfície do InP parece ser bastante dependente do grau de orientação do substrato e da degradação da superfície do substrato antes de iniciar o crescimento. No entanto, como podemos ver na fig. III.3 camadas quaternárias, mesmo com pequenos x e y , apresentam uma morfologia de superfície excelente.

Comparemos por exemplo as camadas A e A'. Ambas foram crescidas exatamente nas mesmas condições, apenas A' possui pequenas quantidades de Ga e As adicionados na solução originando uma composição de $\text{In}_{0.97}\text{Ga}_{0.03}\text{As}_{0.08}\text{P}_{0.92}$. O resultado experimental mostra que as camadas quaternárias são menos sensíveis às condições do substrato antes do crescimento. Minimizam o problema de pequena falta de orientação e também da degradação da superfície pela liberação de P antes de iniciar o crescimento. É um resultado experimental. Explicar o porque disso, é quase impossível, pois não existe teorias que relacionam a qualidade da superfície com certas condições experimentais. Apenas observações, como esta. Este resultado nos sugere que devemos fazer as camadas confinadoras dos lasers semicondutores quaternárias, com pequenas quantidades de Ga e As. Basta olhar na fig. III.3. Q_1 , Q_2 , Q_3 significam 1^a camada quaternária, 2^a quaternária, etc. B_1 significa o binário InP.

Estas camadas quaternárias, é claro, já estão sob condição de parâmetro de rede igual ao do substrato. O

método que usamos para obter o casamento do parâmetro de rede é o que vamos discutir no próximo capítulo.



A) B/InP

A') Q_1 /InP

B) B/InP

B') Q_1 /InP

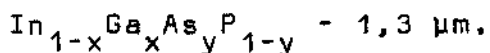
C) Q_2 /B/InP

C') Q_2/Q_1 /InP

D) B/ Q_2/Q_1 /InP

D') $Q_3/Q_2/Q_1$ /InP

Fig. III.3 - Comparação de morfologia da superfície entre as diversas camadas que constituem um laser semiconductor.



CAPÍTULO IV - Estudo e Controle do Parâmetro de rede e composição Química de Camadas Epitaxiais de InGaAsP.

- I) Procedimento usado no crescimento das camadas de InGaAsP
- II) Determinação de $\Delta a/a$ usando feixe divergente de raios-x
- III) Determinação na composição química x e y das camadas de $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$

Resumo do Capítulo

Descrevemos neste capítulo o procedimento e os pesos usados no crescimento epitaxial (LPE) usado para fabricar lasers semicondutores com emissão em $1.3 \mu\text{m}$. É descrito também o procedimento usado para o ajuste do parâmetro de rede da camada da epitaxial com o substrato, usando técnicas de raios-x desenvolvidas aqui na Unicamp. A composição química é analisada pelo microscópio eletrônico de varredura através de microanálise (EMPA) ou através da banda proibida E_g e o parâmetro de rede a .

CAPÍTULO IV - Estudo e controle do parâmetro de rede de camadas epitaxiais de InGaAsP crescidos sobre InP

1) Procedimento Usado no Crescimento das Camadas de InGaAsP

Como já discutimos no capítulo anterior, camadas epitaxiais a partir de soluções nos quais adicionamos pequenas quantidades de Ga e As, são extremamente planas e uniformes. É claro porém, que a morfologia de superfície obtida, é função das condições usadas no crescimento das camadas, por isso vamos descrever qual é nosso procedimento completo usado na obtenção de tais camadas.

Primeiro; soluções de 2.000 g de In puro são preparados e colocadas no cadinho de grafite onde permanecem a 800°C durante aproximadamente 15 h (das 5 da tarde até às 8:00 h do dia seguinte). Pesa-se então o material a ser adicionado na solução, que são InAs, InP, etc., cujos pesos estão descritos na tabela (IV-1) como exemplo. Colocamos então tudo de volta do forno; à temperatura de 660°C e deixamos por 4 horas. Neste período limpamos o substrato, usando procedimento descrito no apêndice I. Quando estamos crescendo camadas tipo p adicionamos também o Zn. Chegando ao final das 4 horas, retiramos o cadinho, incluímos o substrato, e o Zn quando necessário, e o colocamos de volta. Após 30 minutos iniciamos um resfriamento controlado com a razão de $0.7^{\circ}\text{C}/\text{min}$. Resfriamos as soluções por 10°C daí colocamos o substrato em contato com a 1^a solução, e iniciamos o crescimento da 1^a camada. Quando estamos fazendo 3 camadas, a 2^a é crescida a 635°C por 10-30 seg e o crescimento da terceira é iniciado logo em seguida, terminando quando a temperatura atinge 625°C

ou 623°C. O substrato usado é orientado na direção (100)±0.50, em geral, comprado da firma MCP Electronics, Inglaterra.

TABELA (IV-1)

Pesos dos materiais usados no crescimento de camadas de InGaAsP usadas para fabricação de lasers semicondutores. Estes valores originam lasers emitindo em $\lambda = 1.3\mu\text{m}$ a 300°K.

CAMADA	In(g)	(mg)	(mg)	(mg)	(mg)	(mg)
		InP	InAs	GaAs	Sn	(In+Zn) 10%
1º	2.000	23.0	33.0	1.85	80.0	
2º	2.000	12.0	145.5	25.0	-	
3º	2.000	23.0	29.0	1.85	-	0.5
4º						

Para obter o perfeito casamento do parâmetro de rede das camadas, fixamos todos os pesos e variamos o peso do InAs. Para cada substrato obtido medimos a diferença do parâmetro de rede da camada e do substrato. Construindo um gráfico de $\Delta a/a$ versus peso de As, extrapolamos o ponto exato que precisamos para obter $\Delta a = 0$. O método usado para medir $\Delta a/a$ é o que vamos discutir agora.

II) Determinação de $\Delta a/a$ em camadas de InGaAsP usando feixe divergente de raios x

O método que usamos na determinação da diferença

do parâmetro de rede entre o substrato e a camada epitaxial - crescida, foi desenvolvido aqui mesmo na Unicamp por S.L.Chang, e detalhes da técnica podem ser encontrados nas referências - (28), (29), (30). Aqui vamos dar apenas um resumo dos resultados da aplicação desta técnica em camadas de InGaAsP.

A técnica consiste em fazer incidir 6 feixes simultâneos de raios X sobre um cristal que contém a camada cujo parâmetro de rede desejamos medir. Devido à grande sensibilidade da reflexão múltipla dos feixes simultâneos, às deformações tridimensionais da rede cristalina, é possível determinar simultaneamente Δa_{\perp} e a_{\parallel} , ou seja, a diferença do parâmetro de rede perpendicular e paralelo ao plano que contém a interface entre o substrato e a camada crescida.

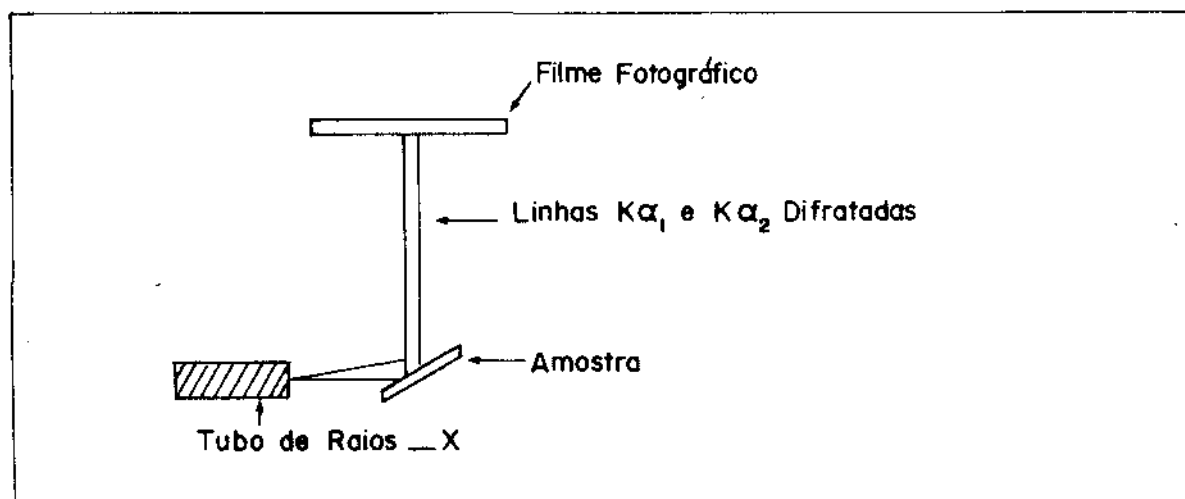


Fig. IV.1 - Arranjo experimental usado na determinação de Δa_{\perp} e a_{\parallel} das camadas de InGaAsP.

O arranjo experimental usado, está esquematizado na fig. IV.1. A reflexão simultânea dos 6 feixes, (000)(006) $(2\bar{2}2)(2\bar{2}4)(\bar{2}22)(\bar{2}24)$ foi escolhida. Para obtermos a medida si

multânea de $\Delta a_{//}$ e Δa_{\perp} , basta girar o cristal em torno do eixo $[006]$, trazendo o eixo $[1\bar{1}0]$ para o plano de incidência. Todos estes pontos recíprocos da rede, pertencem à esfera de Ewald e difratam simultaneamente. A interação entre eles, dentro do cristal, fazem variações na intensidade do feixe (006) refletido. Como foi discutido por Oe⁽³¹⁾, o composto quaternário InGaAsP tem a célula unitária tetragonal e não cúbica como o InP. Assim a reflexão dos 6-feixes para o caso cúbico, é decomposta em 2 de 4-feixes para o caso tetragonal: $(000)(006)$ $(2\bar{2}2)(2\bar{2}4)$ e $(000)(006)(\bar{2}22)(\bar{2}24)$. Estes feixes incidem sobre um filme fotográfico colocado a aproximadamente 2m da amostra. A distância precisa não é muito importante, pois, a diferença entre as linhas K_{α_1} e K_{α_2} dão uma calibração própria para todo filme. Baseado nesta diferença é calculado Δa_{\perp} . $\Delta a_{//}$ é determinado a partir da divisão dos 6-feixes nas duas linhas inclinadas como podemos observar na fig. IV.2. Os cálculos detalhados para obter $\Delta a_{//}$ é dado por Chang na ref. (30). $\Delta a_{//}$ e Δa_{\perp} para a primeira camada do laser é dado na fig. III.3. Para a região ativa, Δa_{\perp} é mostrado na fig. III.4. Em todos os casos damos Δa em função da fração atômica de As (X'_{AS}), que pode ser convertida em peso usando as relações descritas no apêndice II. Não foi possível medir $\Delta a_{//}$ para a camada ativa pois esta é muito fina, tornando a intensidade do feixe difratado por ela muito fraco sendo impossível ver os dois feixes inclinados.

O ajuste do $\Delta a/a$ para a terceira camada foram também realizados com resultados similares aos da primeira. O ponto exato $\Delta a/a = 0$ é obtido com uma concentração de As ligeiramente inferior à da 1ª camada, como pode ser visto na tabela (IV-1).

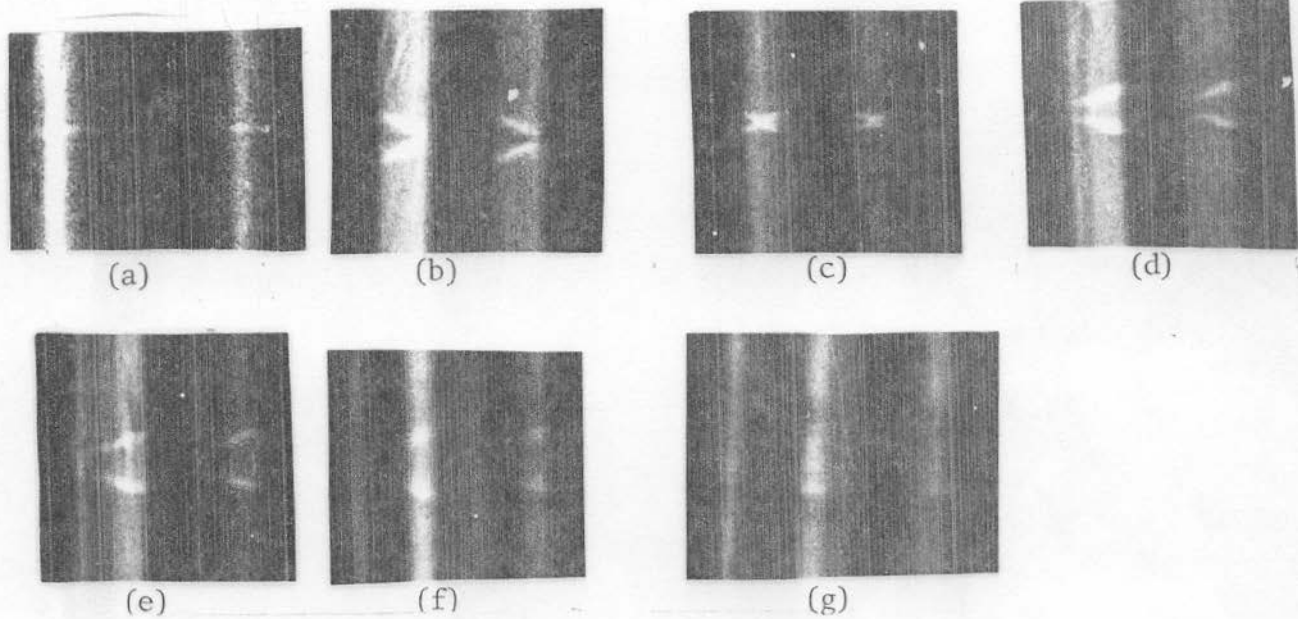


Fig. IV-2 - Fotografias dos feixes de raios-x usadas no
 cadinho de $\Delta a_{//}$ e Δa_{\perp}

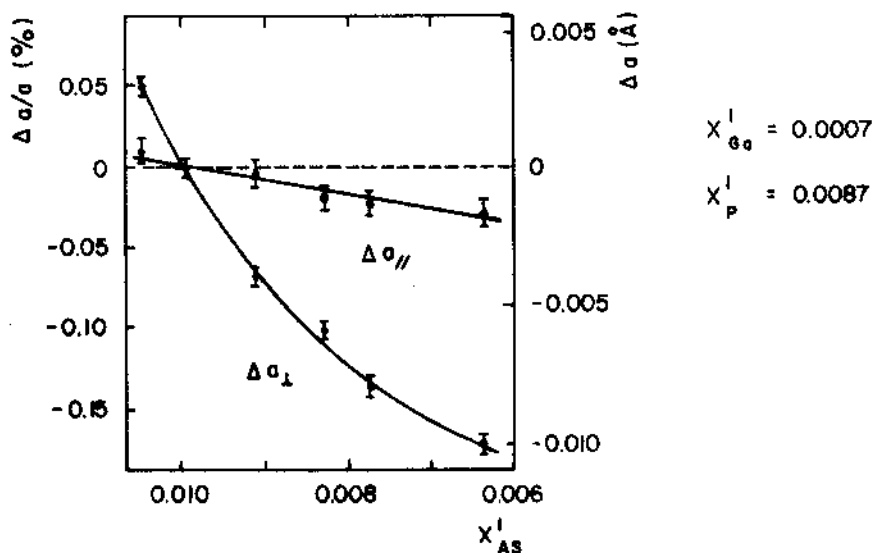


Fig. IV-3 - Δa_{\perp} e Δa_{\parallel} em função de x'_{AS} por a camada confinadora de InGaAsP.

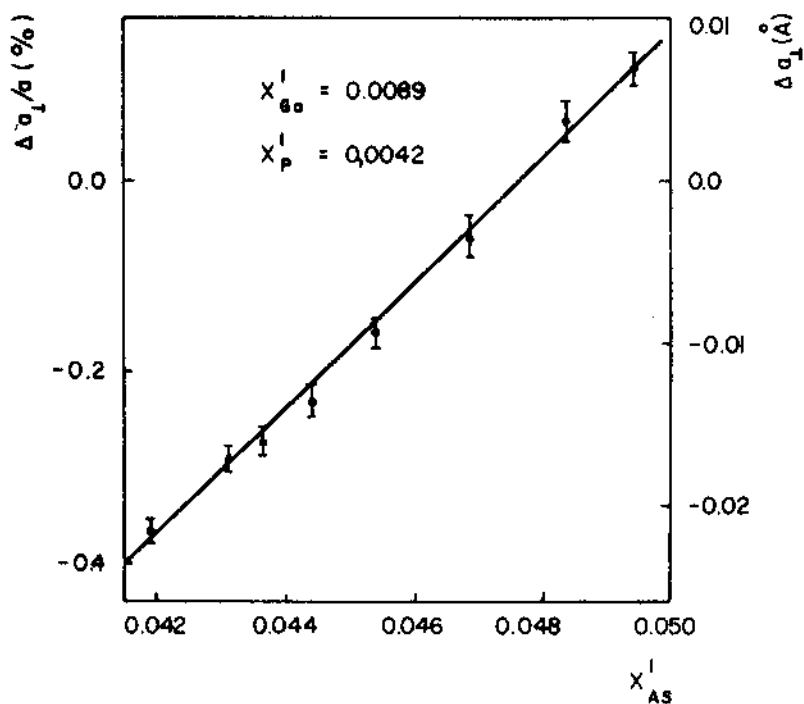


Fig. IV-4 - $\Delta a/a$ em função da fração atômica de As no líquido x_{AS} para a região ativa do laser de InGaAsP (1,3 μ m).

III) Determinação de x e y na composição sólida de $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$

A determinação da composição química das camadas epitaxiais foi feita por microanálise (EMPA - electron microprobe analysis). A amostra foi colocada no microscópio eletrônico de varredura, onde a incidência de elétrons acelerados em potenciais da ordem de 20 KeV, geram raios-x características da amostra. Estes raios-x são coletados por um espectrômetro colocado num ângulo de aproximadamente 40° com relação ao feixe de elétrons. Um esquema pode ser visto na fig. IV.5.

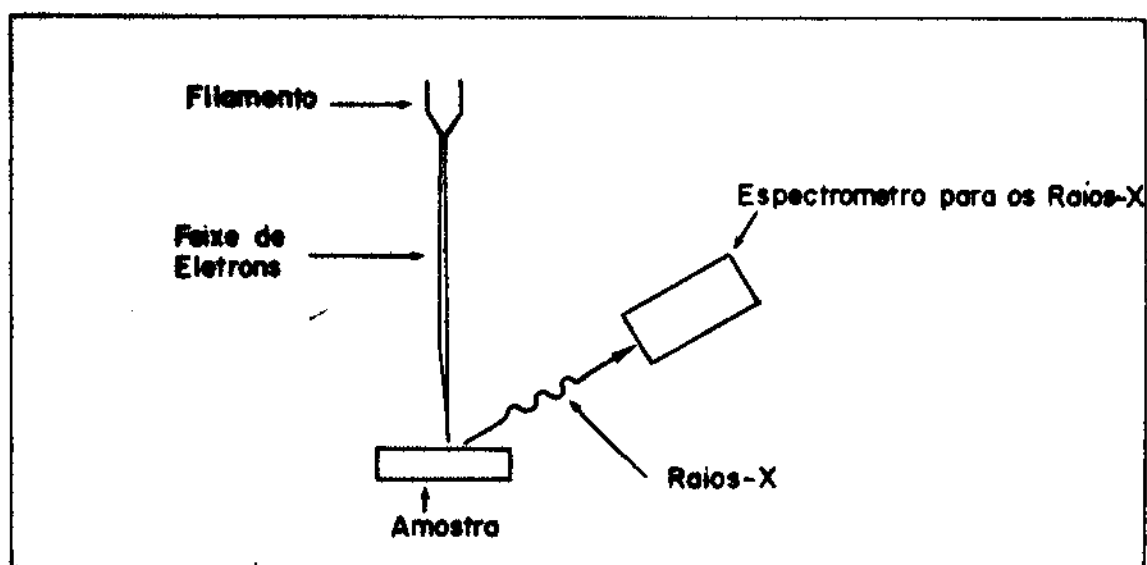


Fig. IV-5 - Esquema do sistema experimental existente no microscópio eletrônico de varredura usado na determinação da composição química das camadas epitaxiais de InGaAsP.

São feitas contagens dos raios-x característicos do In, Ga, As e P na amostra e nos padrões de InP e GaAs. O resultado numérico é normalizado de tal maneira que a soma (In + Ga) e (As + P) seja 1. Para termos resultados corretos devemos efetuar correções como discutidos por Colby (32). No

entanto como verificamos, as correções para estes materiais, não afeta o resultado normalizado no pior dos casos em mais que 10%. Assim os resultados encontrados por nós tem cerca de 10% de incerteza.

Devido à difusão dos eletrons dentro do material que está sendo analisado, a espessura mínima de camadas a serem submetidas à micro-análise é da ordem de 1 μm . Como a região ativa é sempre menor que isso, não podemos determinar sua composição química por este método.

Os resultados estão reunidos na fig. IV.6 num gráfico de x e y em função de x'_{As} . Como podemos ver, comparando as figs. IV.3 e IV.6, quando $\Delta a/a = 0$, temos $x = 0.03$ e $y = 0.10$. Estes são valores da composição química da camada confinadora de $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ ajustado para $\Delta a_{//}$ e Δa_{\perp} nulos.

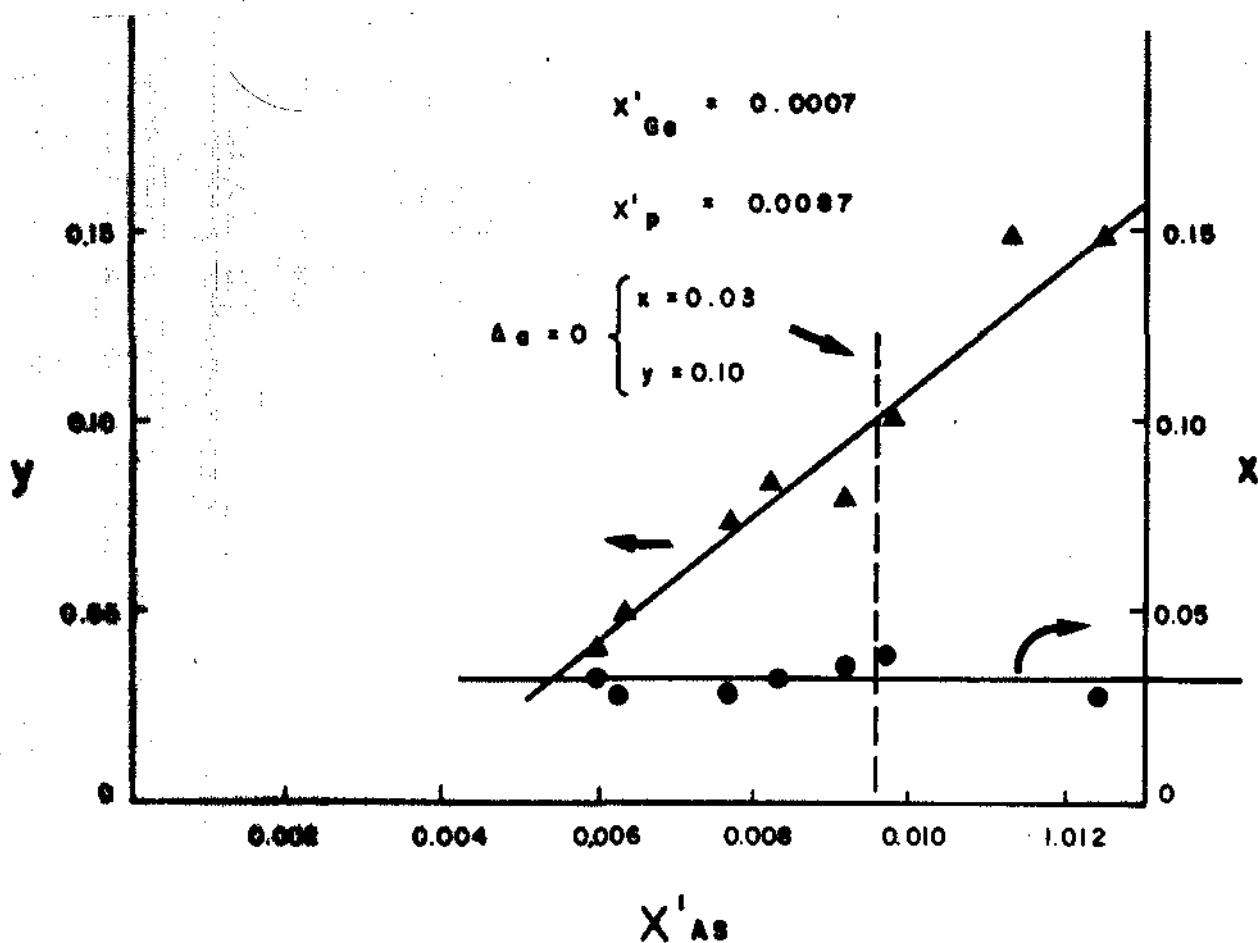


Fig. IV-6 - Composição do sólido $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ em função da ~~três~~ frações atômicas de As colocado no líquido x'_{As} .

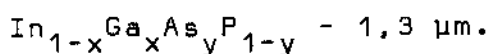
Para a região ativa, tomando a energia do comprimento de onda do laser como valor da banda proibida E_g , e do fato que $\Delta a = 0$; podemos calcular x e y a partir das equações dados na ref. (33):

$$E_g = 1.35 - 0.72y + 0.12y^2 \quad (IV-1)$$

$$\Delta a = 0.1894y - 0.4184x + 0.0130xy \quad (IV-2)$$

Concluindo assim que para a região ativa do laser 1.3 μm , $x = 0.29$ e $y = 0.63$.

TESE: Fabricação e caracterização de lasers semicondutores de



CAPÍTULO V - Estudo e Controle da Introdução de Impurezas em
Camadas Epitaxiais de InGaAsP

- I) Introdução
- II) Introdução de Sn no InP
- III) Introdução de Zn em $\text{In}_{0,97}\text{Ga}_{0,03}\text{As}_{0,10}\text{P}_{0,90}$
- IV) Introdução de Sn em $\text{In}_{0,71}\text{Ga}_{0,29}\text{As}_{0,63}\text{P}_{0,37}$

Resumo do Capítulo

Este capítulo resume as principais características elétricas das camadas que compõem os lasers semicondutores de InGaAsP. Dopagem, mobilidade e resistividade para as três camadas principais do laser semicondutor foram medidas como função da quantidade de dopante na solução.

CAPÍTULO V - Estudo e Controle da Introdução de Impurezas em Camadas Epitaxiais de Lasers Semicondutores de InGaAsP.

1) Introdução

O controle do dopante em camadas de lasers semicondutores se faz importante por dois motivos principais. O primeiro, e mais importante, é a minimização das perdas por portadores livres; e o segundo, a otimização da injeção de portadores minoritários na região ativa. O nível ótimo de dopagem nas camadas dos lasers semicondutores é entre 10^{17} e 10^{18} átomos/cm³, pois dopagem menores que 10^{17} /cm³, podem causar uma diminuição efetiva na barreira que se origina na diferença de gap dos materiais da hetero-barreira, e dopagens maiores que 10^{18} /cm³ podem causar um aumento das perdas por portadores livres. Aqui, estamos nos referindo às camadas confinantes do laser. Na região ativa, se a dopagem é menor que 10^{18} /cm³, as perdas por portadores livres são causadas pela presença dos portadores injetados da região lateral e confinados pelas hetero-barreiras. O nível de injeção necessário para atingir a corrente limiar é da ordem de $1-2 \times 10^{18}$ /cm³.

Para um laser semicondutor cuja região ativa é apenas 0.2 μ m, 50% do modo estabelecido no guia está distribuído nas camadas laterais. Como o laser é simétrico, 25% está na 1^a camada e 25% na terceira camada. Como há indicação que a seção de choque do espalhamento do foton pelo buraco é maior que o do elétron, torna-se mais importante o controle das impurezas da terceira camada que é tipo p. Itaya⁽³⁴⁾ e colaboradores, encontraram uma forte dependência entre a densi-

dade de corrente limiar J_L com a dopagem da terceira camada dos lasers, estabelecendo um ponto ótimo em $10^{17}/\text{cm}^3$ para a 3ª camada.

Neste capítulo, vamos determinar os coeficientes de distribuição do Sn em InP e Zn em $\text{In}_{0.97}\text{Ga}_{0.03}\text{As}_{0.10}\text{P}_{0.90}$. Para o Sn, vamos aplicar os resultados publicados por Walukiewicz⁽³⁷⁾, e determinar a razão de compensação e as perdas por portadores livres. Infelizmente para a 3ª camada tipo p e para a região ativa, não podemos fazer análise similar por falta de dados.

II) Introdução de Sn no InP

O procedimento utilizado para o crescimento das camadas epitaxiais usados na medida da concentração de impurezas é similar ao descrito do Capítulo anterior. O programa utilizado é o mesmo esquematizado na fig. 6.I. O substrato é semi-isolante com resistividade da ordem de $10^7 \Omega \cdot \text{cm}$, com orientação (100). É obtido com a adição de Fe na solução durante o crescimento do monocristal.

A concentração de átomos de Sn no sólido, por cm^3 é mostrada na fig. V-1 como função do peso de Sn na solução em mg/g. Na fig. V-2 estão os mesmos resultados convertidos em fração atômica de Sn no líquido x'_{Sn} , comparados com resultado de Rosztochny⁽³⁵⁾. A faixa indica a provável região onde qualquer ponto experimental deverá cair. Colocados na fig. V-1 há duas medidas feitas no $\text{In}_{0.97}\text{Ga}_{0.03}\text{As}_{0.10}\text{P}_{0.90}\text{Co}$. Como já discutimos, a morfologia de superfície obtida com esta camada é de qualidade superior à obtida com InP. Devido à isso, em nossos dispositivos mais recentes camadas com essa com

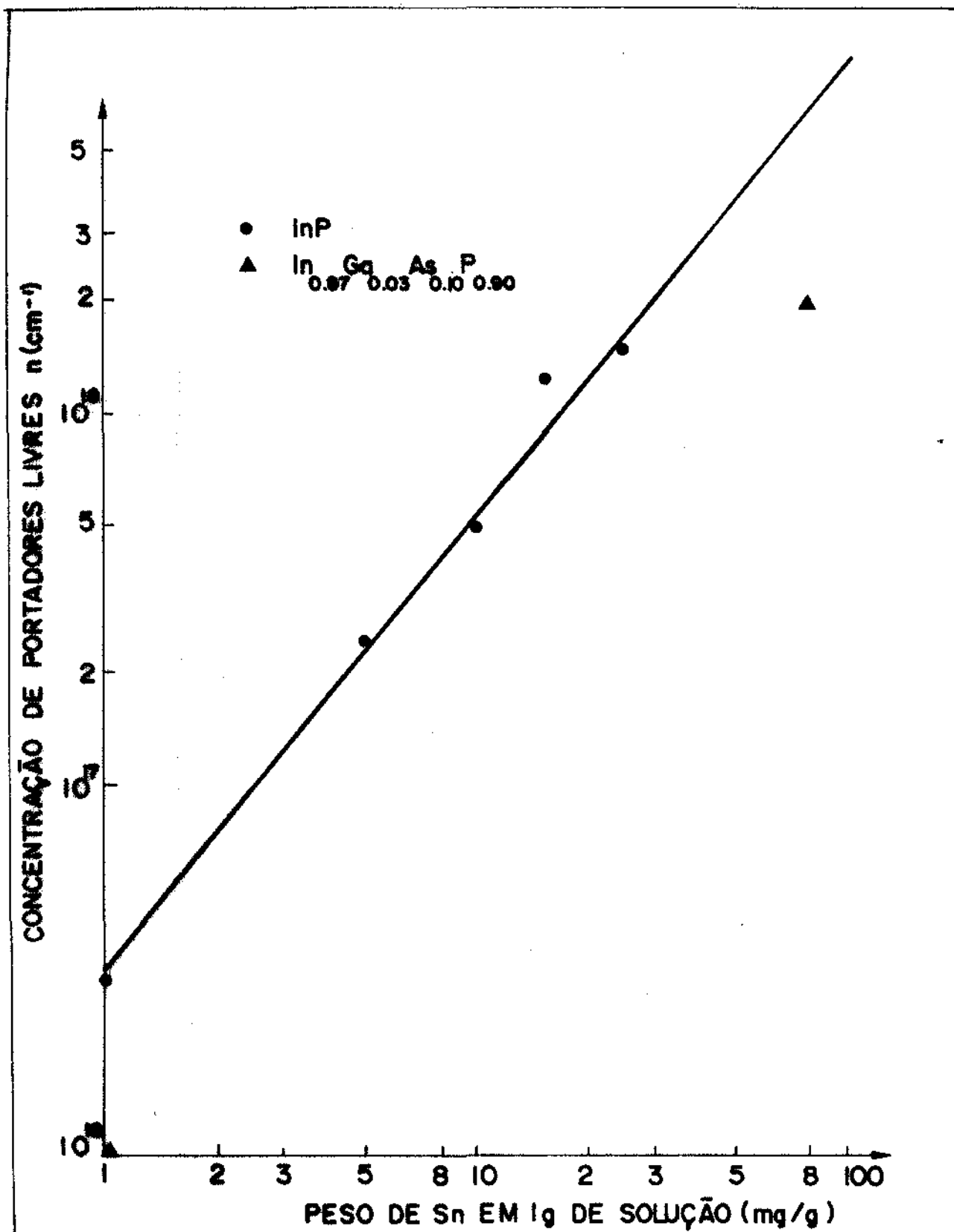


Fig. V-1 - Concentração de portadores livres em função do peso de Sn na solução.

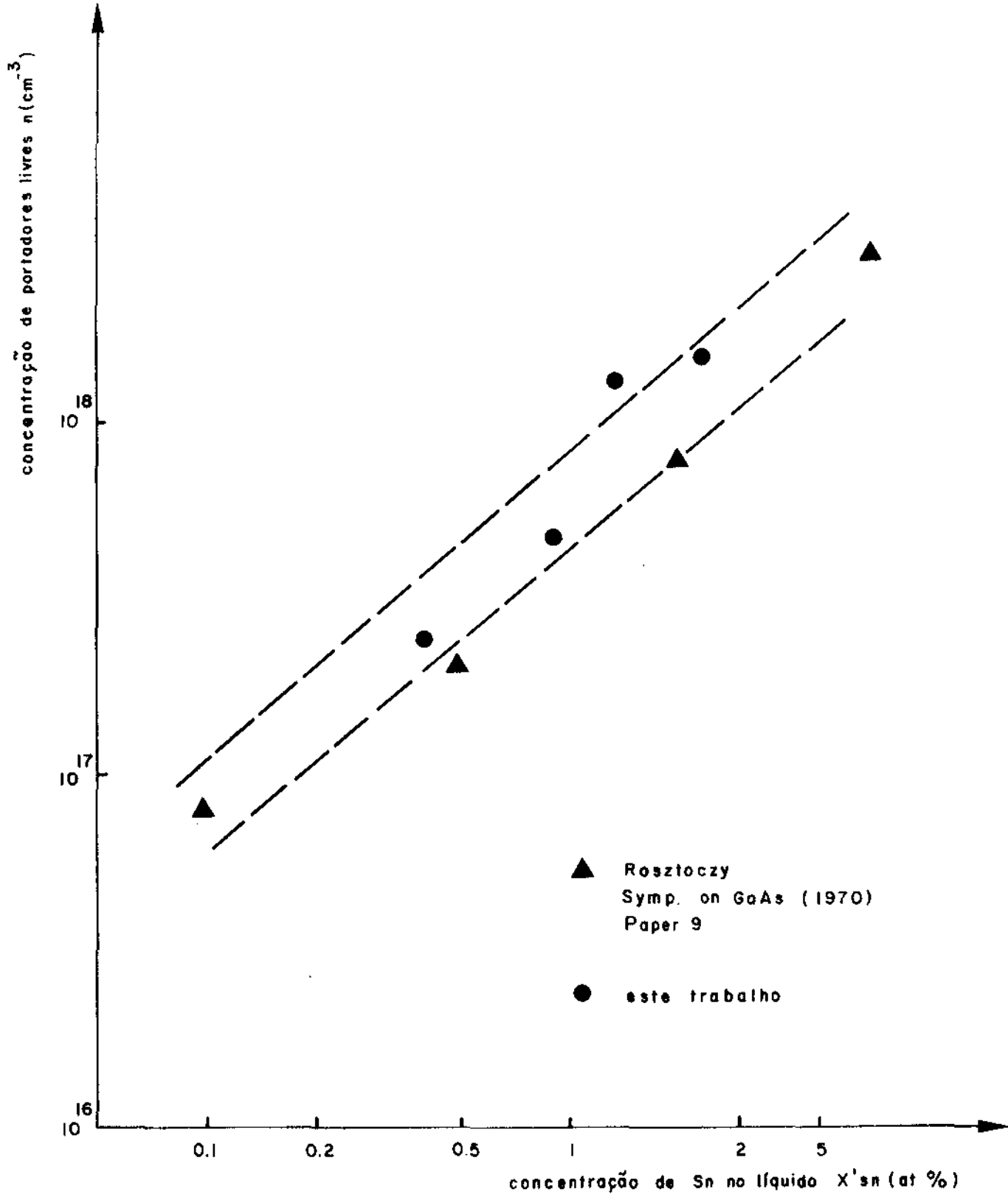


Fig. V-2 - Concentração de portadores livres em função da fração atômica (%) X'_{Sn} no líquido.

posição são usados como confinantes. Como vemos pela tabela V-1, as perdas por portadores livres causadas por elétrons não são muito significativas⁽³⁶⁾, portanto não nos preocupamos em repetir as medidas para a camada de $\text{In}_{0.97}\text{Ga}_{0.03}\text{As}_{0.10}\text{P}_{0.90}$. Usamos $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Nas figuras V.3 e V.4 são mostrados os resultados das medidas de resistividade e mobilidade obtidos pelo método de Van der Paw⁽³⁶⁾.

Os resultados da tabela V-1 são baseados na ref. (37). Com as nossas medidas de n e μ , localizamos nas tabelas da ref. (37) a razão de compensação N_A/N_D e α . Supondo $n = N_D - N_A$ determinamos N_A e N_D .

TABELA V-1

(Análise baseada na ref. 37, $T = 300^{\circ}\text{K}$)

AMOSTRA	$n(\text{cm}^{-3})$	$\rho(\Omega \text{ cm})$	μ ($\text{V}^{-1}\text{s}^{-1} \text{ cm}$)	N_A/N_D	$N_A(\text{cm}^{-3})$	$N_D(\text{cm}^{-3})$	$\alpha^*(\text{cm}^{-1})$
HS-1	3×10^{16}	6×10^{-2}	3210	0.4	2×10^{16}	5×10^{16}	0.020
HS-3	2×10^{17}	1×10^{-2}	2300	0.2	8×10^{16}	$2,8 \times 10^{17}$	0.098
HS-4	5×10^{17}	$0,5 \times 10^{-2}$	2340	0.2	1×10^{17}	6×10^{17}	0.240
HS-2	$1,3 \times 10^{18}$	$0,3 \times 10^{-2}$	1620	0.4	8×10^{17}	$2,1 \times 10^{18}$	0.501
HS-5	$1,5 \times 10^{18}$	$0,2 \times 10^{-2}$	1840	0.2	5×10^{17}	2×10^{18}	0.756

* - α calculado para $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$.

III) Introdução de Zn em camadas de $\text{In}_{0.97}\text{Ga}_{0.03}\text{As}_{0.10}\text{P}_{0.90}$

Na época que iniciamos a caracterização da terceira camada, já estávamos convencidos da qualidade superior

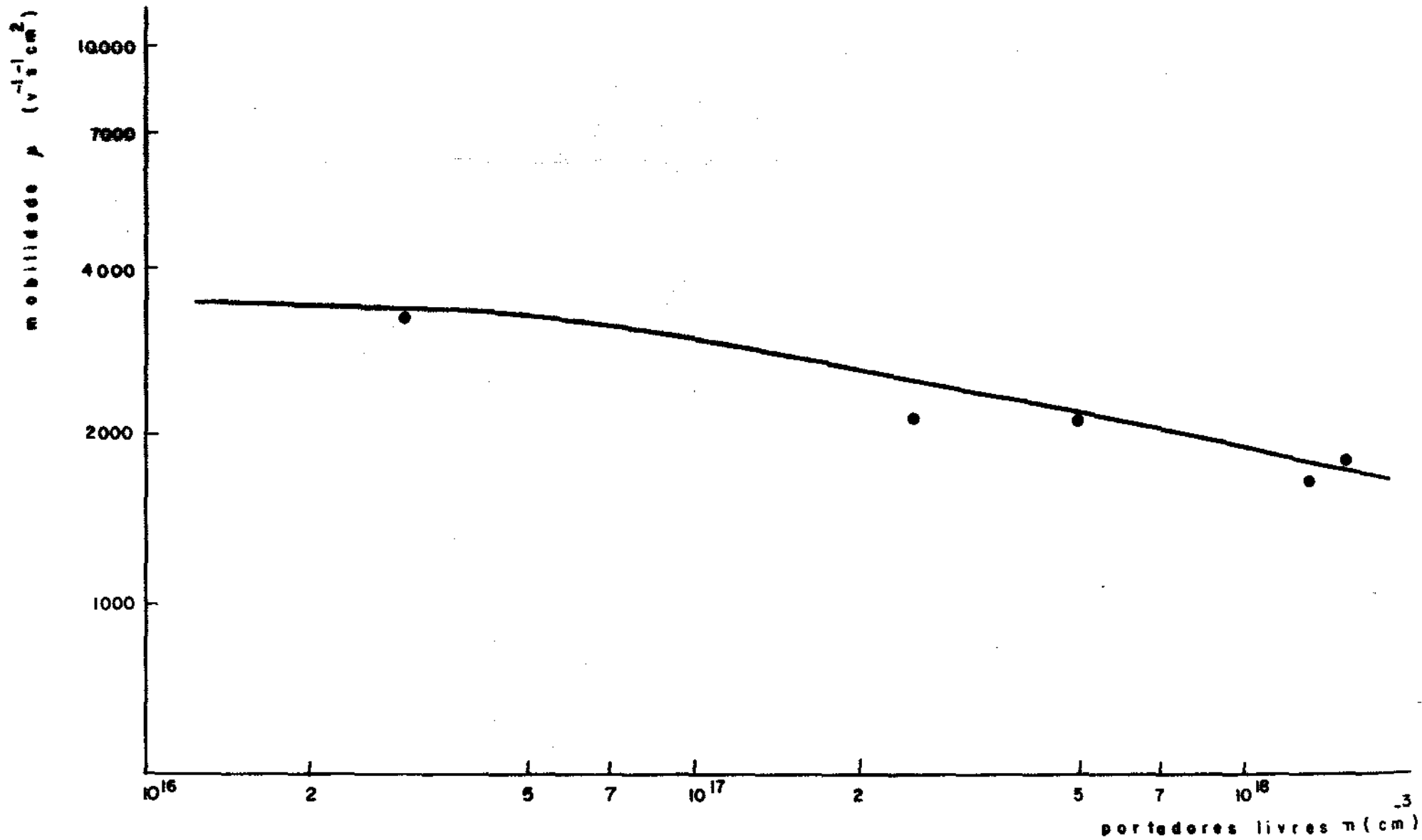


Fig. V-3 - Mobilidade de camadas epitaxiais de InP em função da concentração de impurezas.

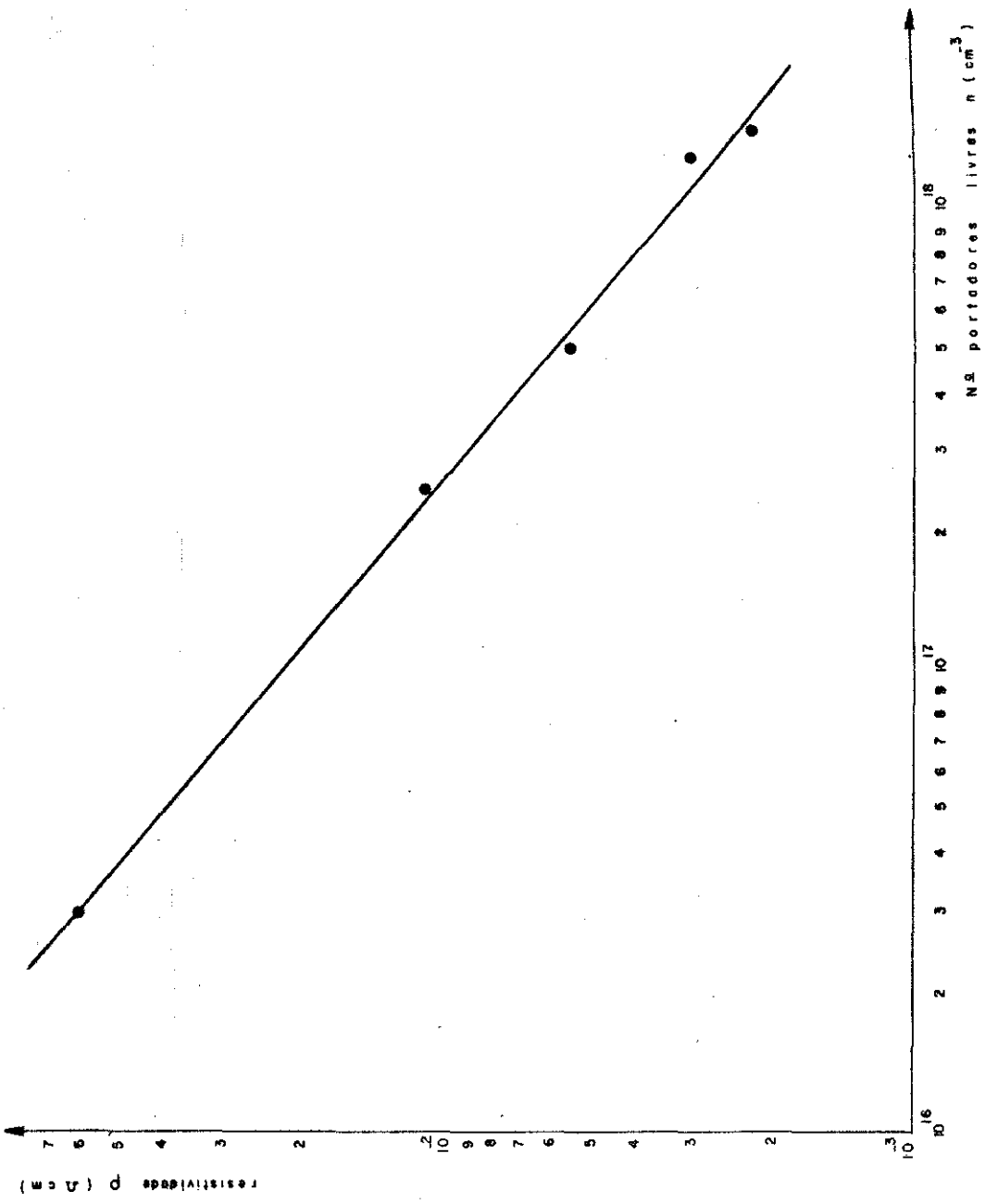


Fig. V-4 -

da morfologia de superfície das camadas com pequenas quantidades de Ga e As. Assim o nosso estudo foi feito já com camadas deste tipo.

A caracterização de camadas tipo p por efeito Hall, é bem mais complicada do que a caracterização de amostras tipo n. Isso porque é bastante difícil obter contatos ôhmicos em InP ou mesmo $\text{In}_{0.90}\text{Ga}_{0.03}\text{As}_{0.10}\text{P}_{0.90}$ para dopagens abaixo de 10^{18} cm^{-3} . Para as amostras tipo n, os contatos eram simplesmente feitos com pequenas bolinhas de In puro colocadas sobre a cama epitaxial. Tudo então era colocado no forno de crescimento, e aquecido até a temperatura atingir 420°C , e então retirado. Para as amostras tipo p, mesmo usando liga de In + Zn, os contatos feitos de maneira similar às amostras tipo n sempre resultavam em não-ôhmicos. Assim, para a caracterização das amostras tipo p dopados com Zn, adotamos um procedimento bem especial: depois que a camada epitaxial é crescida, depositamos por "electron-beam" dióxido de silício (SiO_2). Através de processos fotolitográficos convencionais, abrimos 4 pontos de contatos sobre a camada. Uma difusão de Zn é então feita nestes locais de contato, com o objetivo de aumentar apenas localmente a concentração de impurezas na superfície. Depois deste passo, evaporamos novamente por "electron-beam" camadas de Au/Zn/Au com espessuras 100/300/2000Å respectivamente. Depois disso, outra vez, por processos fotolitográficos, definimos sobre os pontos de contatos a forma do trevo, no contato metálico e no SiO_2 . Dai, efetuamos nova fotogração e isolamos os quatro contatos metálicos. A amostra é levada ao forno, onde um "alloying" a 450°C por 2 min. é feito, sob uma atmosfera de hidrogênio. Então a amostra está pronta para efetuarmos as medidas. Uma amostra já na forma final

pode ser vista na fig. V-5.

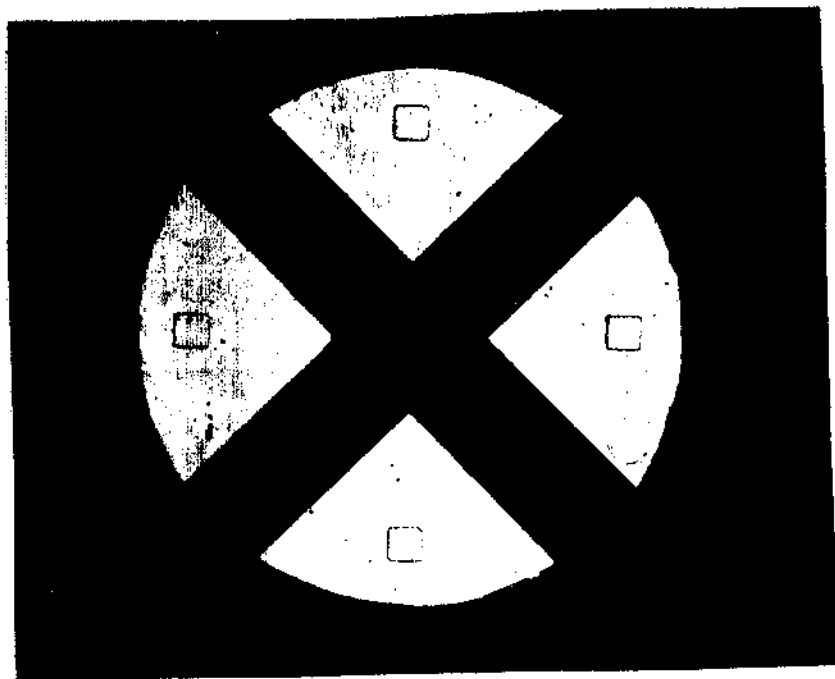


Fig. V.5 - Amostra usada em medidas de dopagem, resistividade e mobilidade em camadas epitaxiais de $\text{In}_{0.97}\text{As}_{0.03}\text{As}_{0.10}\text{P}_{0.90}$ dopados com Zn.

Como podemos ver, a parte mais difícil e complicada da medida é a preparação adequada da amostra. Depois disso as medidas são feitas em menos de 10 minutos, a $T = 300\text{K}$. Os nossos resultados estão mostrados nas figuras V.6, V.7 e V.8. Na figura V.6 mostramos a concentração de buracos livres (p) em função do peso de Zn em 2 g de solução. Na fig. V.7 e V.8 mostramos a mobilidade e resistividade, respectiva-

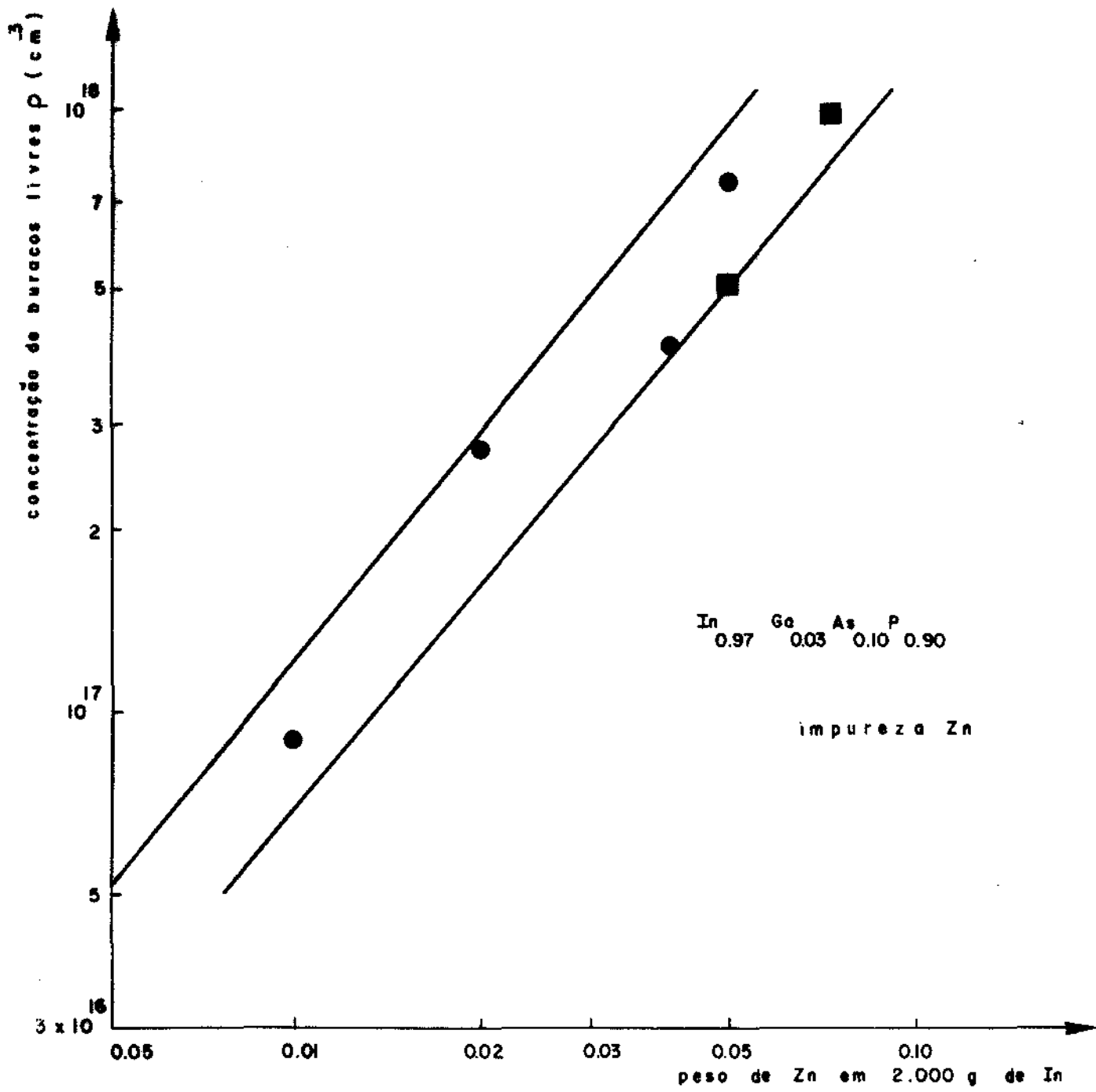


Fig. V-6 - Concentração de buracos livres em função do peso de Zn em 2.000 g de solução de In. Para controle do peso, usamos uma liga de 10% ou 1% de (In+Zn), feita em ampola selada, a 500°C por 4 h.

mente, em função de p.

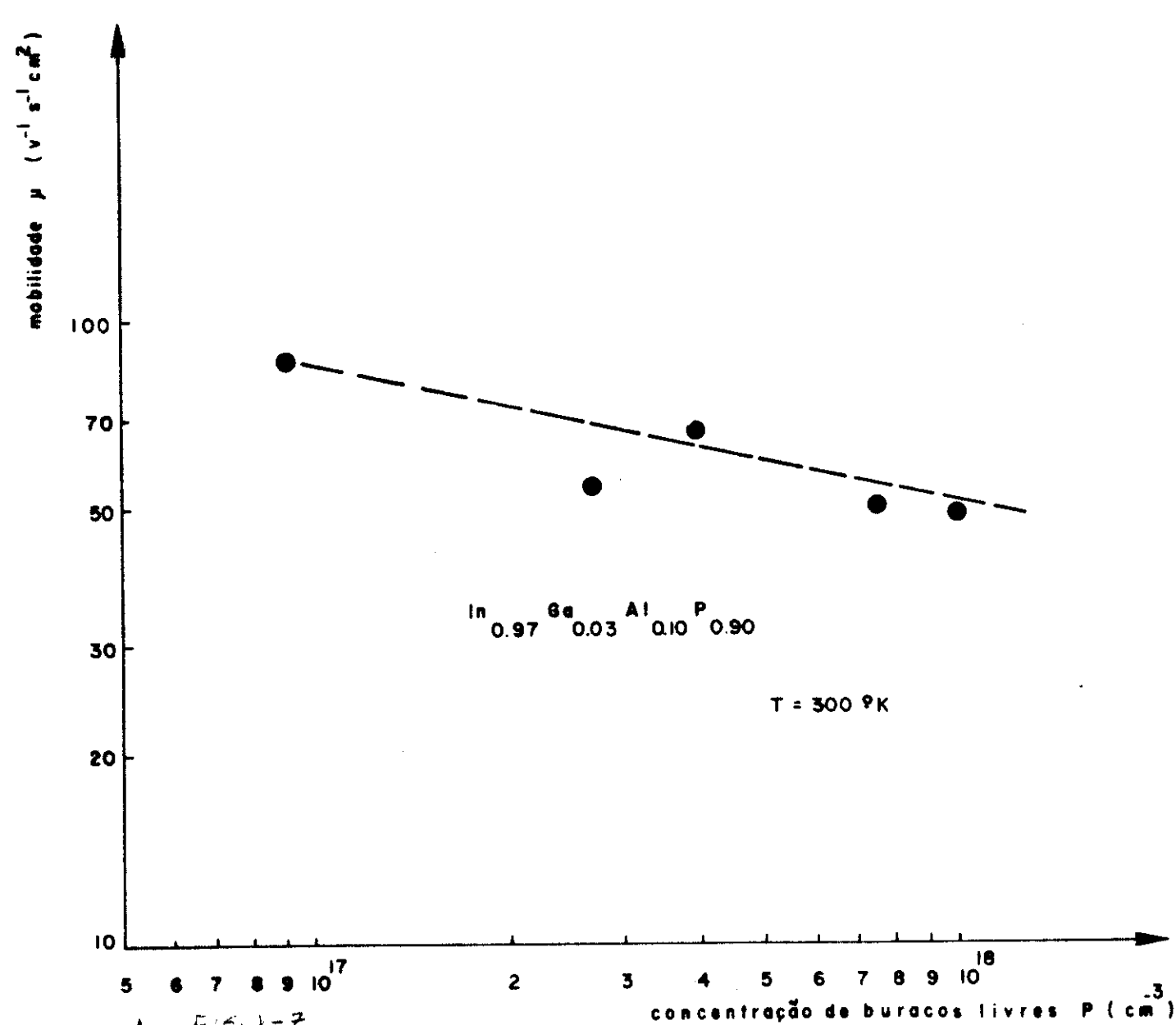


FIG. Y-7

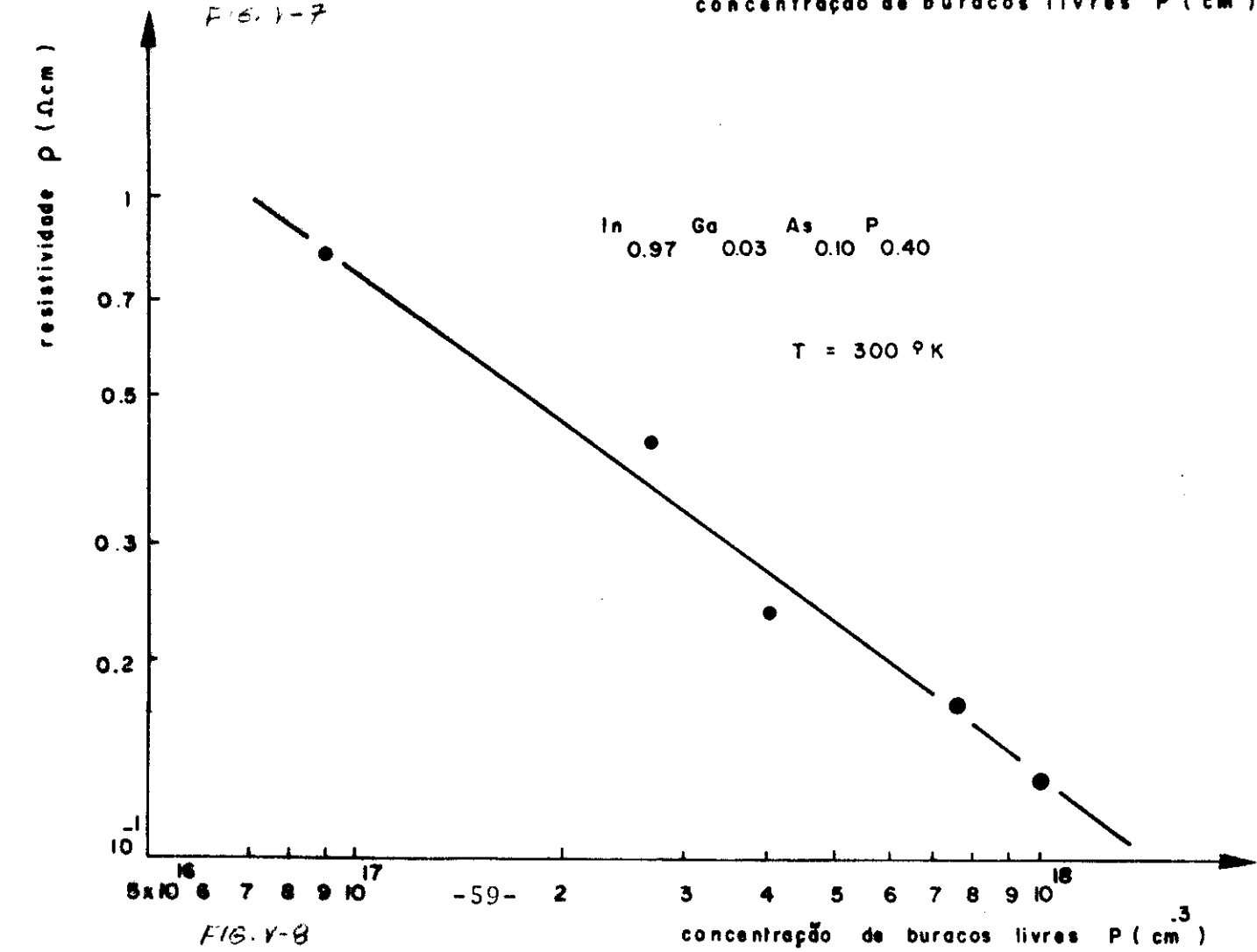


FIG. Y-8

IV) Introdução de Sn na Região Ativa dos Lasers (In_{0.71}Ga_{0.29}As_{0.63}P_{0.37})

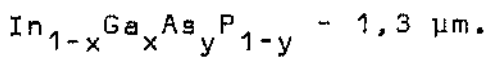
Poucas medidas foram realizadas em camadas similares à região ativa do laser semiconductor. Isso pode ser explicado pelo fato de que na operação dinâmica do laser, os portadores presentes na região ativa do laser são os injetados da camada lateral com dopagem oposta, e os majoritários presentes na região ativa devido ao vínculo da neutralidade de carga. Mesmo assim, fizemos algumas medidas em camadas similares à região ativa e os resultados estão resumidos na tabela V-2.

TABELA V-2

AMOSTRA Nº	n (cm ⁻³)	ρ (Ω cm)	μ (V ⁻¹ s ⁻¹ cm ²)	peso de Sn ou 2.000 g de solução (mg)
MF-67	2 × 10 ¹⁶	8.6 × 10 ⁻²	3290	0
MF-68	3 × 10 ¹⁷	9.7 × 10 ⁻³	2170	5
MF-69	1,1 × 10 ¹⁸	4,9 × 10 ⁻³	1110	10

O quanto estas medidas são verdadeiras para a região ativa do laser é uma pergunta muito difícil responder. Muita gente acredita que durante o crescimento da última camada, o Zn difunde da 3^a camada para a região ativa, tornando-a tipo p. Fizemos muitas medidas da corrente induzida na junção por feixe de elétrons acelerados, no SEM, (EBIC), e sempre encontramos a junção na interface entre a 3^a camada e a região ativa. Ou seja, nenhuma difusão de Zn ocorreu durante o crescimento. No entanto como isso é extremamente dependente do

procedimento experimental, diferentes pesquisadores podem encontrar diferentes resultados, pois este tipo de coisa depende extremamente da geometria do sistema experimental e do procedimento usado no crescimento das camadas epitaxiais.



CAPÍTULO VI - Propriedades Ópticas dos Dispositivos

- I) Corrente limiar
- II) Mecanismos de perdas
- III) Fator de confinamento Γ
- IV) Medidas estatísticas de J_L
- V) J_L em função da espessura da região ativa
- VI) Tempo médio de recombinação τ
 - a) Comportamento a 300°K
 - b) Comportamento de 80 a 300°K
- VII) Distribuição da intensidade de luz, perto e longe do espelho
- VIII) Espectro da emissão espontânea
- IX) Espectro da emissão estimulada

Resumo do Capítulo

O capítulo mostra as medidas ópticas realizadas nos lasers quaternários de InGaAsP - 1,3 μm . São discutidos os mecanismos de perdas, e também como o laser atinge a corrente limiar I_L . São medidos o tempo de recombinação médio do portador minoritário injetado na região ativa em temperatura ambiente e também como função da temperatura. A corrente limiar é medida de 80 a 300°K . Além disso, os espectros de emissão espontânea e estimuladas são caracterizados a 300°K . As distribuições de intensidade de luz longe e perto do espelho são também determinadas.

CAPÍTULO VI - Propriedades Ópticas dos Dispositivos

I) Corrente Limiar

A corrente limiar, ou mais especificamente, a densidade de corrente limiar é sem dúvida a propriedade mais significativa de um laser semiconductor. A corrente limiar do dispositivo sendo baixa, nos elimina muitos problemas, como por exemplo, facilita bastante a operação do laser em regime contínuo, minimizando o aquecimento associado com a resistência série e recombinações não radiativas. Em adição à isso, a baixa corrente limiar, simplifica muito os circuitos de polarização na medida em que os lasers são colocados em sistemas de comunicações ópticas ou outras aplicações.

Como já discutimos, a corrente limiar é definida como a corrente necessária para injetar na região ativa uma densidade de portadores minoritários, suficiente para gerar ganho igual às perdas existentes na cavidade. Para o caso do GaAs, F. Stern⁽²¹⁾ calculou o ganho, gerado na região ativa, como função da densidade de corrente nominal (veja cap. II). Vamos detalhar um pouco mais agora sobre quais são os mecanismos de perdas de ftons existentes para o modo fundamental da cavidade de um laser semiconductor.

II) Mecanismos de Perdas Existentes num Laser Semiconductor

O que vamos tratar nesta parte do capítulo, receberá uma descrição simples, que é válida em geral para lasers semicondutores sem contato de faixa. Isto porque assumimos certa uniformidade na direção paralela à junção do dispositi-

vo. Embora mude em detalhes, os mecanismos de perdas são os mesmos em qualquer caso, tornando bastante válido nosso tratamento. Além disso, para tornar ainda mais válida nossa comparação com resultados experimentais, controlamos a densidade de corrente limiar em dispositivos sem contato de faixa, o que também facilita a comparação com resultados de outros pesquisadores.

O primeiro fator que induz perda de ftons da cavidade óptica é a saída de luz pelos espelhos. Os espelhos de um laser semicondutor são simplesmente definidos por clivagem do cristal nos planos cristalográficos (110) ou (1 $\bar{1}$ 0), se a junção fica no plano (100), o que geralmente é o usual. Assim, a refletividade do espelho para um modo guiado na cavidade do laser, incidindo normalmente no espelho é dada aproximadamente por

$$R = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 \quad (\text{VI-1})$$

Embora aproximada, pois R definido desta maneira está assumindo ondas planas, o valor numérico encontrada através de teorias mais elaboradas não difere muito deste valor⁽¹⁾. Para definir o que é α_{esp} , vamos examinar o percurso total de um feixe de luz dentro da cavidade do laser, exatamente na condição limiar.

Examinando o percurso ABCA do feixe de luz, em condição limiar, temos que exigir que as intensidades inicial e após o percurso ABCA sejam iguais. Matematicamente escrevemos:

$$I_A = I_A R^2 e^{2(g-\alpha_0)L} \quad (\text{VI-2})$$

ou simplesmente:

$$g = \alpha_0 + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \quad (\text{VI-3})$$

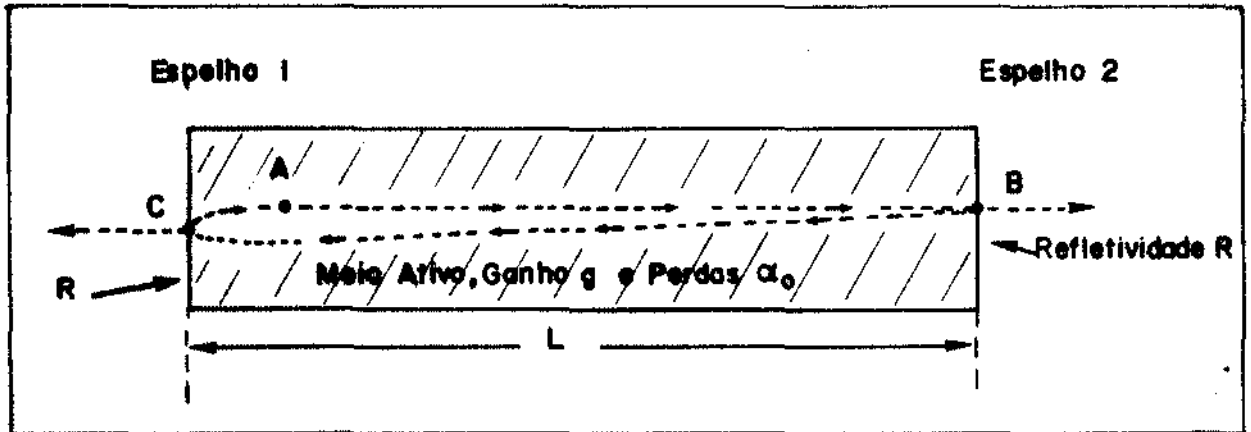


Fig. VI-1 -

Assim, o termo $(1/L \ln 1/R)$ é definido como as perdas efetivas do laser pelos espelhos (α_{esp}), e condição limiar é atingida quando o ganho gerado no meio ativo (g) seja igual às perdas existentes no meio (α_0), mais as perdas efetivas provenientes dos espelhos do laser (α_{esp}). Podemos notar que a eq. VI-3 nos dá exatamente a condição limiar do laser expressa matematicamente.

Vamos examinar agora outra perda de fótons do meio ativo. É a absorção por portadores livres α_{pl} . Esta absorção geralmente é devida aos próprios portadores injetados na região ativa para gerar o ganho g , por isso inevitável. Para o GaAs, podemos descrever matematicamente a absorção de portadores livres pela equação:

$$\alpha_{pl} = \sigma_n n + \sigma_p p \quad (\text{VI-4})$$

onde n e p são as concentrações de elétrons e buracos livres respectivamente, e σ_n e σ_p as respectivas seções de choque do espalhamento elétron-fóton. Quando tratamos laser semicondutor de heteroestrutura dupla como é o nosso caso, a região ativa é muito fina, mesmo o modo de mais baixa ordem não está completamente contido na região ativa, espalhando-se pelas regiões adjacentes. Assim a perda por portadores livres é reduzida pelo fator de confinamento Γ , que nos diz qual é a parte do modo dentro da região ativa. Entretanto, também existem perdas por portadores livres nas regiões confinadoras cuja origem são as dopagens que temos que introduzir nestas camadas. Para a camada adjacente tipo n , 1ª camada do laser, como já discutimos no cap. V, as perdas pelos portadores livres não parecem ser significantes. Não podemos dizer entretanto que estes resultados são conclusivos. Itaya e colaboradores⁽³⁸⁾ encontraram uma forte dependência de J_L com a dopagem de Zn presente na camada p , 3ª camada dos lasers de InGaAsP. Não podemos atribuir, no entanto, esta forte dependência de J_L com a dopagem de Zn apenas à redução das perdas por portadores livres. Resultados recentes⁽³⁹⁾ indicam que o tempo de recombinação aumenta com a redução de Zn na 3ª camada do laser, possibilitando a obtenção de mais n o que equivale a mais ganho g para um mesmo J , pois ambos estão relacionados por

$$n = \frac{J\tau}{ed} \quad (\text{VI-5})$$

onde J é a densidade de corrente na região ativa, e a carga do elétron, d a espessura da região ativa e finalmente τ é o tempo de recombinação do portador injetado. Uma coisa é certa: todos esses resultados não podem, de maneira nenhuma ser con-

clusivos. As causas fundamentais não são bastante claras para isso e os resultados experimentais são extremamente dependentes do procedimento experimental usado no crescimento das camadas. Porém, todos concordam num ponto: devemos manter a dopagem de Zn na 3^a camada dos lasers baixa, entre $1-5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ para obtermos bons dispositivos. Resultados que concordam plenamente com os encontrados nos lasers de GaAs/GaAlAs. Nos nossos lasers mais recentes, mantemos a dopagem na 3^a camada em torno de $4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

Para o GaAs, Merz e colaboradores⁽⁴⁰⁾ numa experiência bastante interessante de efeito Raman, determinaram α_n e α_p . Os resultados obtidos por Merz permitem escrever para o GaAs a 300^oK:

$$\alpha_{p\ell} = 3 \times 10^{-18} n + 7 \times 10^{-18} p \quad (\text{VI-6})$$

Para $n = p = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, temos $\alpha_{p\ell} = 10 \text{ cm}^{-1}$.

A aplicação direta da técnica usada por Merz no InGaAsP, em 1,3 μm , no momento me parece inviável. Isto devido à própria técnica de crescimento epitaxial que usamos para obter camadas de InGaAsP. Temos um limite de espessura de 2 μm , acima do qual as camadas apresentam uma degradação da morfologia de superfície ligada provavelmente a mudança de composição e parâmetro de rede do cristal, tendo como consequência uma superfície toda coberta de In e bastante irregular. Para tirar seus resultados Merz usou camadas entre 4 e 11 μm envolvidos por GaAlAs similares às usadas nos lasers. Assim devemos adaptar a técnica para camadas mais finas de $\approx 1-2 \mu\text{m}$ ou menor para depois aplicar nos cristais de InGaAsP.

Baseando-nos porém sobre o argumento que as per

das α_{pl} são originados devido à interações portador livre-foton sem um envolvimento efetivo do meio, é de se esperar que numericamente não sejam muito diferentes os valores para GaAs e InGaAsP. Para certas estimativas vamos tomar muitas vezes o valor de α_{pl} do GaAs e usá-lo para o InGaAsP usando esta justificativa.

Outro mecanismo de perdas de ftons da cavidade do laser são espalhamento de luz provocados por imperfeições nas paredes do guia (α_{sc}). As perdas por espalhamento tornam-se insignificante a medida que a técnica de crescimento epitaxial evolui, e camadas e interfaces planas são obtidos. É comum no entanto, em crescimento epitaxial por fase líquida, degraus e certos tipos de ondas estarem presentes na morfologia de superfície do cristal. Como exemplo, podemos olhar na fig. III-2 do cap. II e na fig. VI-1 onde comparamos por técnica de Nomarski e Mirau⁽⁴⁾ uma superfície obtida por LPE. Neste exemplo podemos estimar a amplitude das ondulações tipicamente presente neste cristal em 0.1-0.2 μm , ou seja, o mesmo tamanho que a região ativa de um laser projetado para baixa corrente limiar. Em ambos exemplos discutidos, tanto na fig. III-2 como na fig. VI-1, as camadas mostradas são similares à 1^a camada de um laser semiconductor, sobre o qual temos que crescer a região ativa.

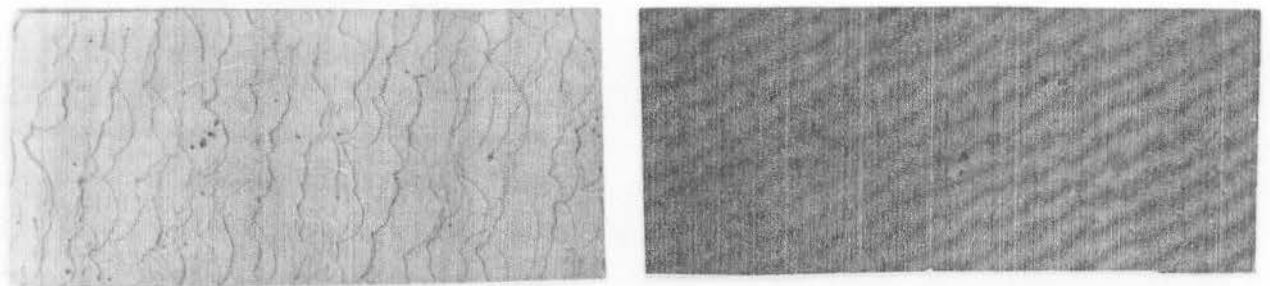


Fig. VI-2 - Morfologia de superfície vista pela técnica de Nomarski e Mirau (a)⁽⁷⁾. A distância entre as linhas em (b) é 0.27 μm . Amplitude estimada das ondulações é 0.1-0.2 μm .

Examinando estes dois exemplos, concluímos facilmente que a luz caminhando por um guia com paredes laterais tão imperfeitos deverá sofrer um forte espalhamento.

Existem na literatura dois tratamentos teóricos que associam quantitativamente perdas por espalhamento com a densidade de corrente limiar: Thompson⁽⁴¹⁾ e Nash⁽⁴²⁾ e seus colaboradores. Embora um problema teórico de abordagem bastante difícil, ambos tiveram bastante êxito em seus cálculos. Para lasers de GaAlAs típicos, Thompson demonstrou que imperfeições tipo sinusoidais cuja amplitude é de apenas 100Å, introduz perdas de 12 cm⁻¹ para o laser. Nash e colaboradores⁽⁴²⁾ puderam associar variações da densidade de corrente limiar com vários tipos de defeitos presentes em camadas crescidas por LPE. Particularmente para o caso sinusoidal que geralmente é o mais comum foi capaz de escrever:

$$\frac{\Delta J_L}{J_L} = \frac{\alpha_{sc}}{\alpha_{esp} + \Gamma(\alpha_p + \alpha_1)} \quad (VI-7)$$

onde ΔJ_L é a diferença em J_L observada incluindo ou não α_{sc} . J_L é a densidade de corrente limiar para $\alpha_{sc} = 0$, Γ o fator de confinamento e α_1 é um dos parâmetros de ganho, ambos definidos no Cap. 2 equações (II.19) e (II.16).

A conclusão que chegamos é que dificilmente podemos determinar α_{sc} . O certo é que este tipo de perda existe quando as paredes do guia são imperfeitas. Desta maneira, o controle da morfologia de superfície assume uma importância muito grande na fabricação de lasers semicondutores. Por isso durante nosso trabalho (de tese), dedicamos um tempo bastante grande no controle da morfologia de superfície, e todo o capí

tulo III trata deste assunto especificamente. Não há dúvidas que a eliminação das perdas por espalhamento contribuiu de maneira decisiva na obtenção de dispositivos com baixa corrente limiar. Mais que isso, a introdução de camadas confinadoras quaternárias, cuja morfologia de superfície é melhor, tornou o processo de crescimento das camadas controlado e repetitivo. Estas afirmações não significam no entanto que não seja possível fazer bons lasers com camadas confinadoras binárias. Apenas mais difícil. Isto é o que mostram nossos resultados de estudo da morfologia de superfície do cap. III. Na fig. VI.3, examinando a superfície dos lasers de outubro de 78 e novembro de 80, podemos facilmente verificar uma melhora drástica na morfologia de superfície dos dispositivos, tendendo à completa eliminação das perdas por espalhamento (α_{sc}). Os dois dispositivos mais recentes são com camadas confinadoras quaternárias, enquanto que os dois mais antigos as camadas confinadoras são binárias. O dispositivo mostrado na foto como o obtido em janeiro de 79 é um dos melhores crescimentos de camadas binárias que conseguimos fazer.

Podemos notar também que a reprodutibilidade na fabricação do dispositivo final envolve um bom controle do processamento da pastilha, ou seja a confecção da faixa de contato e as metalizações. Desde outubro de 78 até novembro de 80 houve uma grande melhora nos processos de fotografação e metalização comprovado pela fig. VI.3. Obviamente isto não influencia a densidade de corrente limiar dos dispositivos testados sem a faixa de contato.

Além de todos estes mecanismos de perdas discutidos existem mais alguns que são devido ao projeto mal elaborado do dispositivo. Entre eles o mecanismo principal seria por

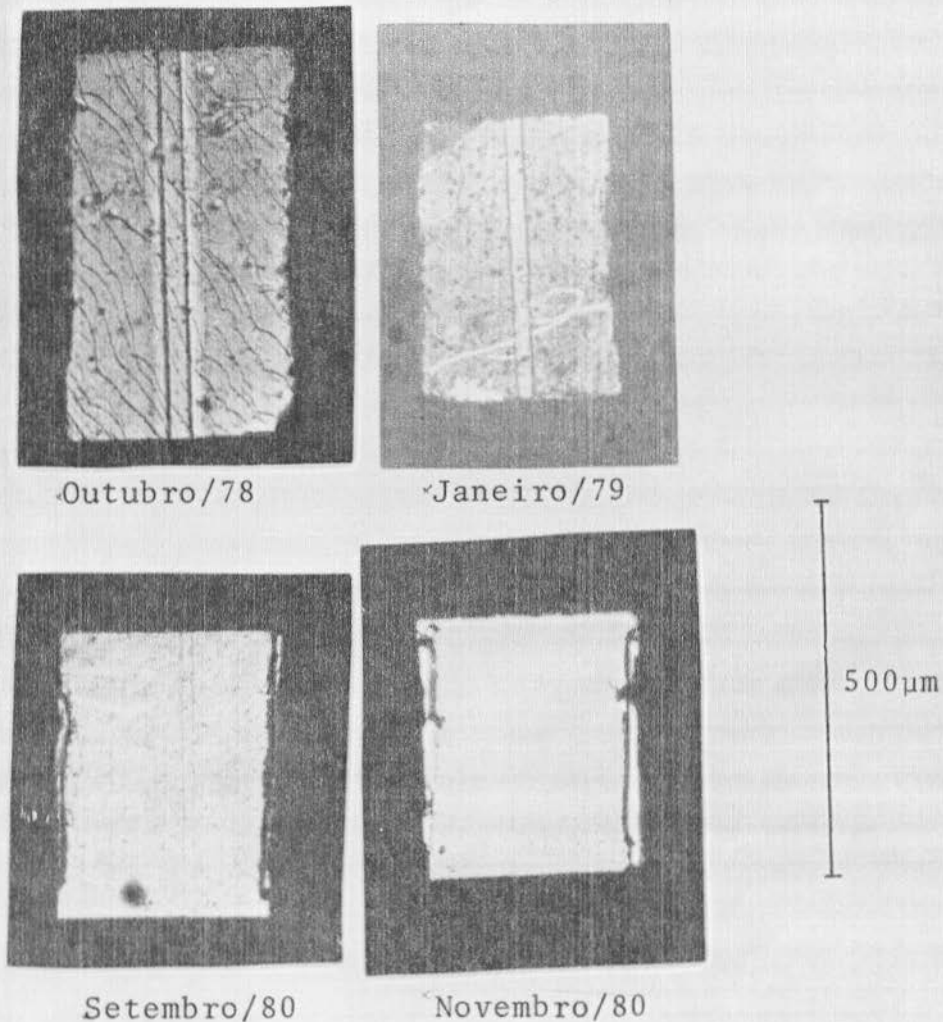


Fig. VI-3 - Evolução dos lasers de InGaAsP em nosso laboratório desde outubro de 78 a novembro de 80.

exemplo camadas confinantes com espessura muito fina, a ponto de modo tocar regiões altamente absorvedoras de luz como a

camada de contato, ou regiões com alta densidade de impurezas, ou o próprio contato metálico. Este é um mecanismo muito específico de oerdas e que geralmente não acontece nos dispositivos comuns.

III) Fator de confinamento (Γ)

O uso de camadas confinantes quaternárias nos lasers semicondutores de InGaAsP traz, como já discutimos, alguns benefícios como o controle de morfologia de superfície, reprodutibilidade no processo. No entanto, traz certas desvantagens para o laser, como decréscimo no fator Γ e um relativo aumento nos portadores que podem escapar pelas barreiras da dupla-heteroestrutura. Vamos agora nesta seção examinar, quais as desvantagens que temos quando fazemos camadas confinantes quaternárias nos lasers.

No estudo publicado por H.C. Casey Jr. ⁽²⁰⁾, onde ele determina as perdas de portadores através das barreiras no caso do GaAs-GaAlAs, ele encontrou que se a diferença de barreira é de pelo menos 300 meV, as perdas de portadores pelas hetero-barreiras são desprezíveis. Analisando a diferença de energia entre as bandas proibidas para o caso dos lasers de $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ - 1,3 μm com camadas confinantes quaternárias, com base nos dados do cap. IV de x e y e a eq. IV-1, concluímos a diferença de energia das faixas proibidas é de 370 meV, portanto mesmo usando camadas confinantes quaternárias, a perda de portadores através das hetero-barreiras deve ser desprezível.

Usando os valores de índice de refração determinados no estudo de Pollack e colaboradores ⁽⁴³⁾ reproduzido na fig. (VI.4) podemos calcular o fator de confinamento Γ em fun-

ção da espessura da região ativa d .

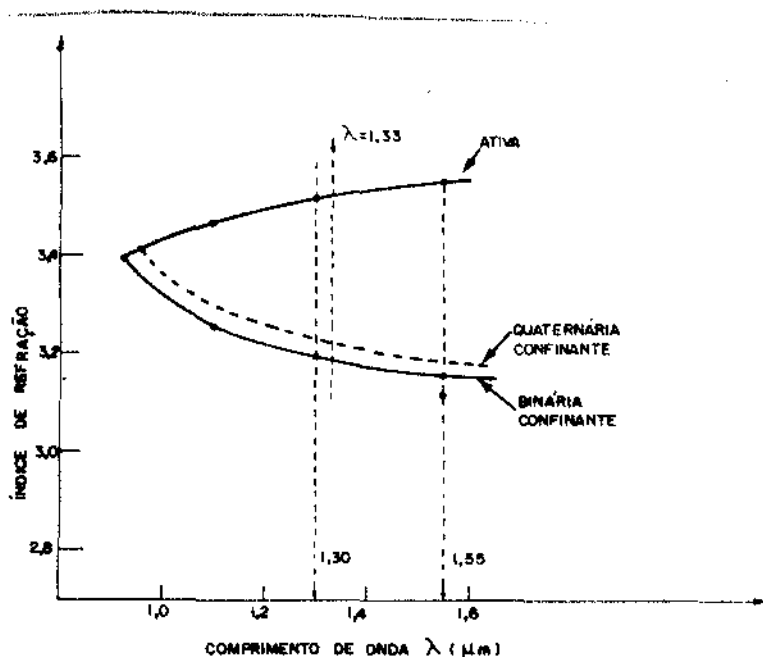


Fig. VI-4 - Índice de refração em função do comprimento de onda λ para o InP e InGaAsP da região ativa e regiões laterais. (baseado na ref. 42)

A linha pontilhada para o $\text{In}_{0.97}\text{Ga}_{0.03}\text{As}_{0.90}\text{P}_{0.90}$ mostrado na fig. VI.4 foi desenhada baseada no fato de que o valor do índice de refração deve coincidir com a curva superior no ponto A, isto porque é uma camada quaternária que estamos usando como confinante.

Usando os valores $n_0 = 3,23$, $n_B = 3.20$, $n_a = 3.52$ para as camadas confinante quaternária, binária e ativa respectivamente, e as equações II-11 e II-16 (cap. II), calculamos o fator de confinamento Γ . O resultado está mostrado na fig. VI-5. Como podemos ver, a troca das camadas laterais de binária para quaternária, não acarreta uma diferença significativa no fator de confinamento.

Com estes argumentos, podemos concluir que as desvantagens quando trocamos as camadas confinantes de binárias para quaternárias com x e y pequenos não nos acarreta

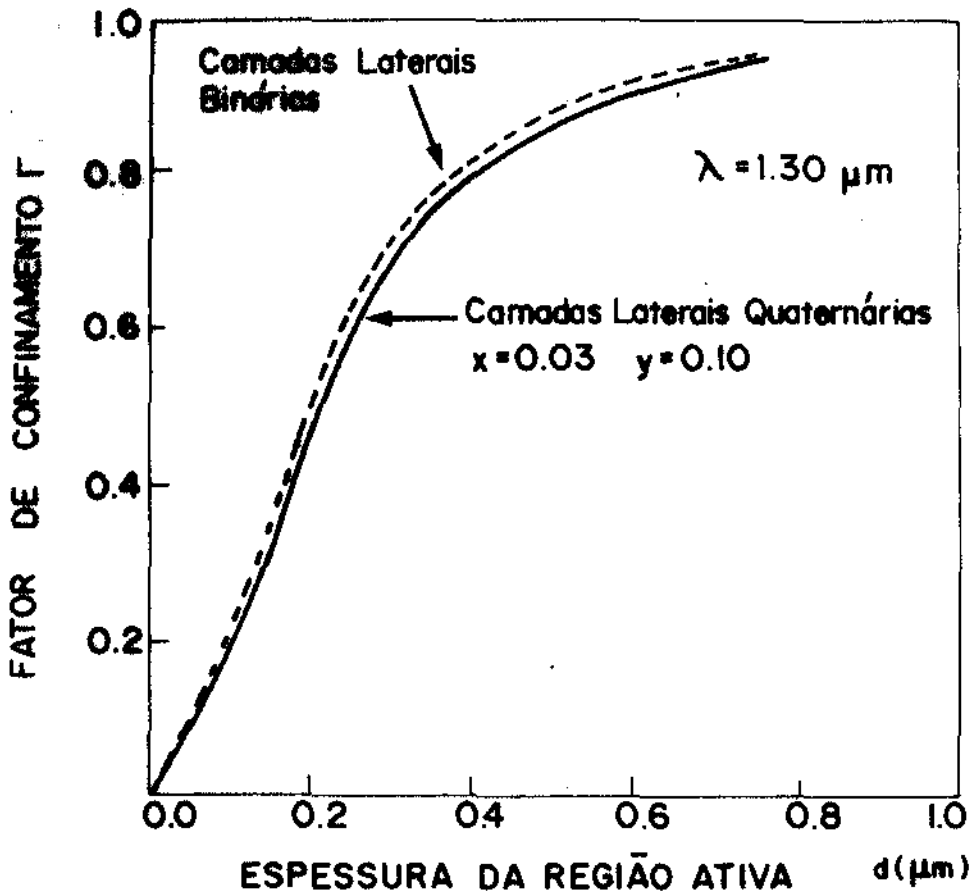


Fig. VI-5 - Fator de confinamento Γ em função da espessura da região ativa d .

problemas sérios.

IV) Medidas Estatísticas de J_L

Medir estatisticamente J_L por número de dispositivo, é sem dúvida a melhor maneira de constatar se as perdas por espalhamento devido à imperfeições ou rugosidades nas paredes do guia são ou não significantes nos lasers semicondutores. (Como nossa principal vantagem) ao afirmarmos que crescendo camadas quaternárias em lugar de binárias, melhoramos a

qualidade das interfaces reduzindo α_{sc} . Este tipo de medida é imprescindível. Apesar de existir, como é lógico, um acréscimo em J_L devido à presença de α_{sc} , nem todo acréscimo em J_L é devido à α_{sc} . Fazendo a medida estatística de J_L em várias pastilhas com diferentes espessuras de camada ativa, podemos assegurar ou não com certeza a presença ou não de α_{sc} .

(Recentemente Shima e colaboradores⁽²⁵⁾ reconfirmaram o que Nash⁽²⁴⁾ já havia demonstrado. Colocando faixas de contato em direções paralela e perpendicular à degraus presentes na morfologia de superfície (no caso descrito em (25), a morfologia de superfície é parecida com a do dispositivo mostrado na fig. VI-3 como outubro/78), observou um incremento em J_L o qual atribuem ao espalhamento de luz por estas imperfeições. No nosso caso, além de não existir degraus tão proeminentes no caso de camadas confinantes quaternárias estamos fazendo medidas em dispositivos cujo contato é feito em toda área, cuja direção do filamento de laser é determinada pela presença de bons espelhos.)

Os dispositivos usados na medida estatística de J_L são de 400 μm de comprimento e em geral de 150-200 μm de largura. São clivados nos planos que dão os espelhos, perpendicular ao comprimento, e quebrados com um forte risco de uma ponta de diamante para definir a largura. São fabricados também em metade da pastilha, lasers com faixa de contato de 10 μm . Não notamos, estatisticamente nenhuma diferença entre os lasers com faixa de contato ou sem. Apenas um aumento médio de 2,5 em J_L nos lasers com contato de faixa é observado, sendo isto um fato bem normal atribuído da presença de uma componente de J_L na direção perpendicular à faixa de contato, paralela à região ativa, e à difusão dos portadores dentro da própria região ativa antes da recombinação.

Nossos resultados estão mostrados na fig. VI-6 e VI-8. A ausência de α_{sc} é confirmada pelo fato de que J_L máximo para qualquer dispositivo é 60% maior que J_L mínimo, em qualquer pastilha, independente da espessura da região ativa. Na fig. VI-7 temos a configuração final. Em 82 lasers com faixa de contato que fizemos medida de corrente limiar, 70 fun-

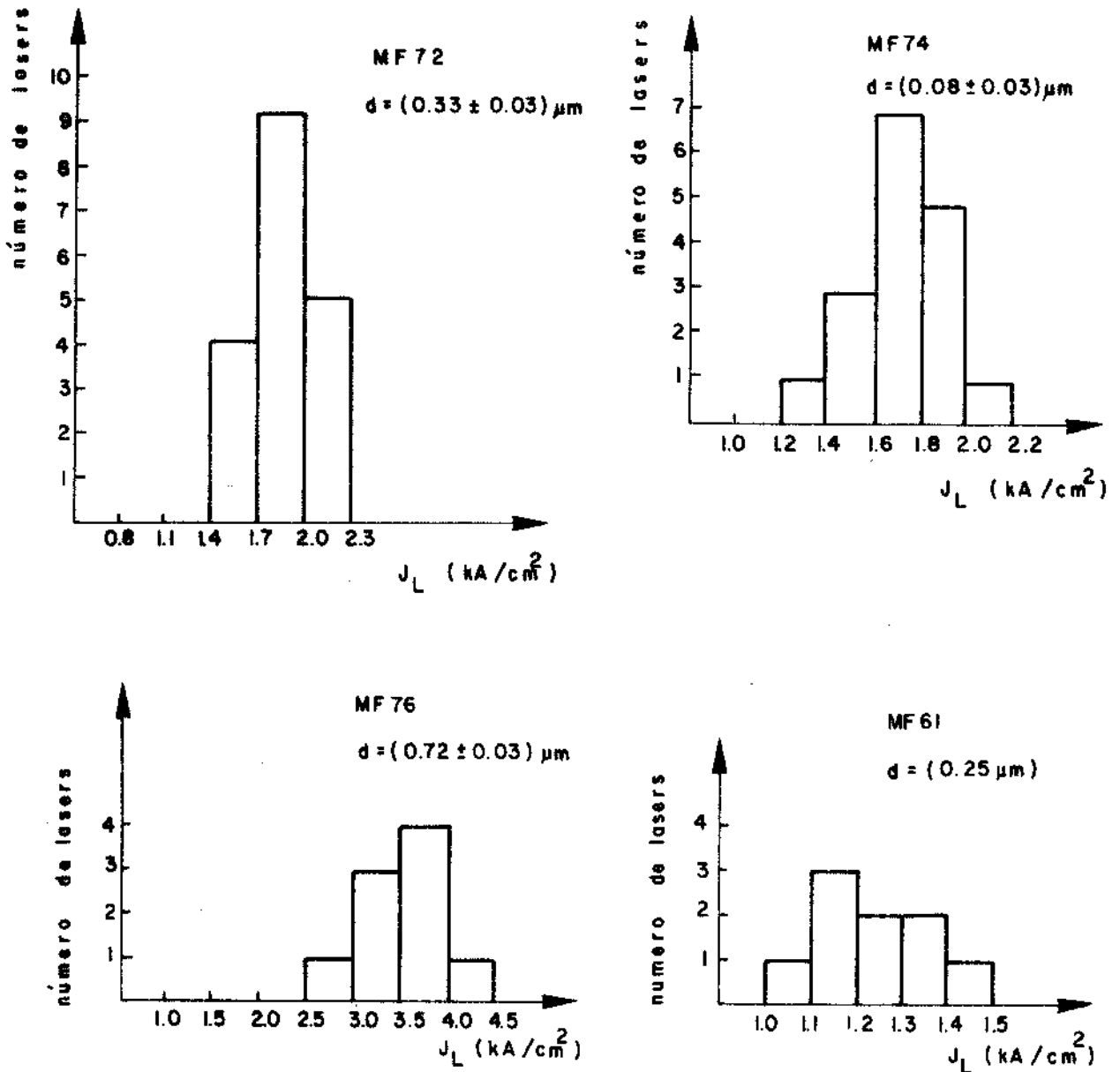


Fig. VI-6 -

cionaram bem, 5 foram perdidos e os outros apresentaram problemas na junção p-n. Tirando os 4 últimos que podemos atribuir a corrente limiar mais alta à defeitos nos espelhos, temos J_L máximo 60% maior que J_L mínimo, apesar de outros fatores estarem presentes, como faixa de contato não necessariamente $12 \mu\text{m}$ para todos os dispositivos, comprimento desigual, etc. É importante frisar também, que não houve nenhum tipo de pré-seleção nos dispositivos. Todos os lasers clivados foram testados, e o resultado mostrado na fig. VI-7.

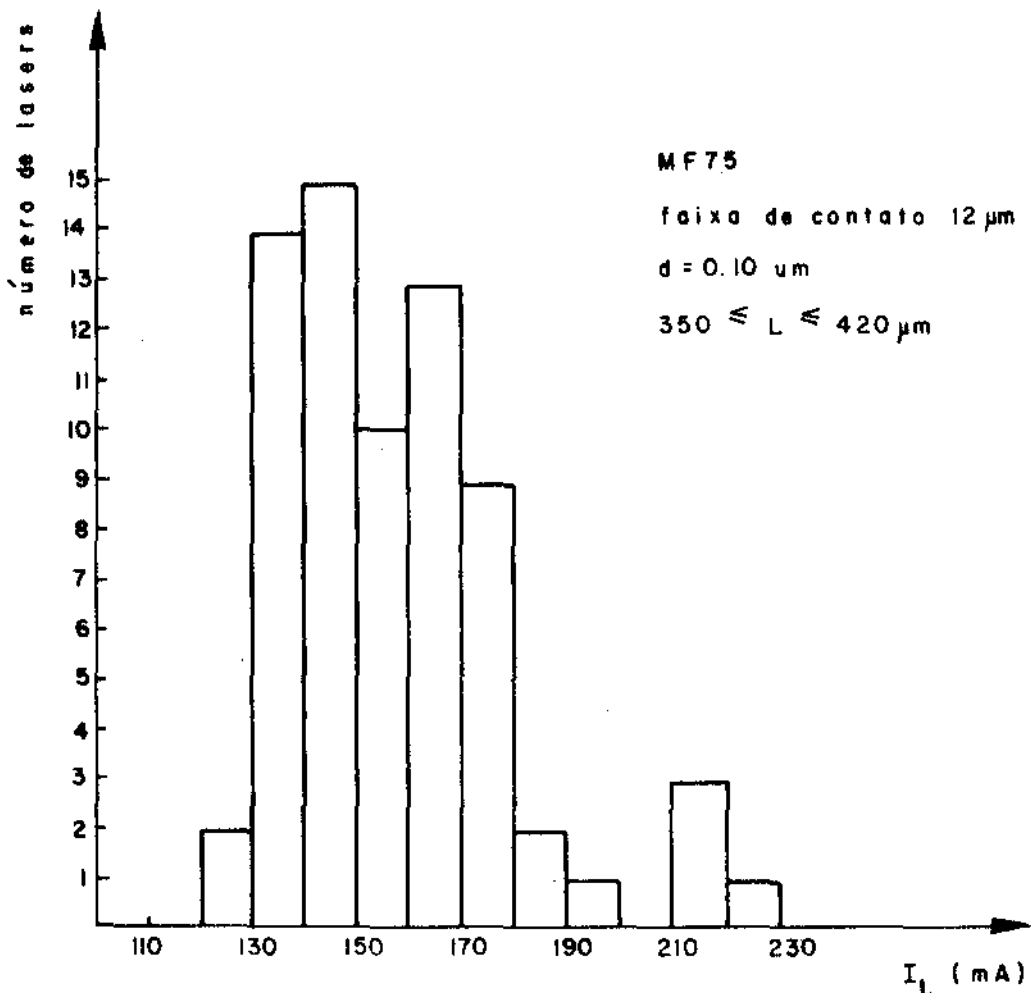


Fig. VI-7 - Curva de distribuição de J_L versus número de dispositivos para lasers de InGaAsP com camadas confinantes quaternárias.

Nosso objetivo não é comparar a distribuição estatística de J_L em pastilhas com camadas confinadoras quaternárias e pastilhas com camadas binárias, mesmo porque, não temos bons lasers com regiões laterais binárias, o ideal seria a comparação de nossos dados com os de outros laboratórios, o que inexistente até o presente na literatura. Incluímos apenas para complementação do nosso trabalho, um resultado obtido em nossos dispositivos com camadas confinadoras binárias, na fig. VI-8.

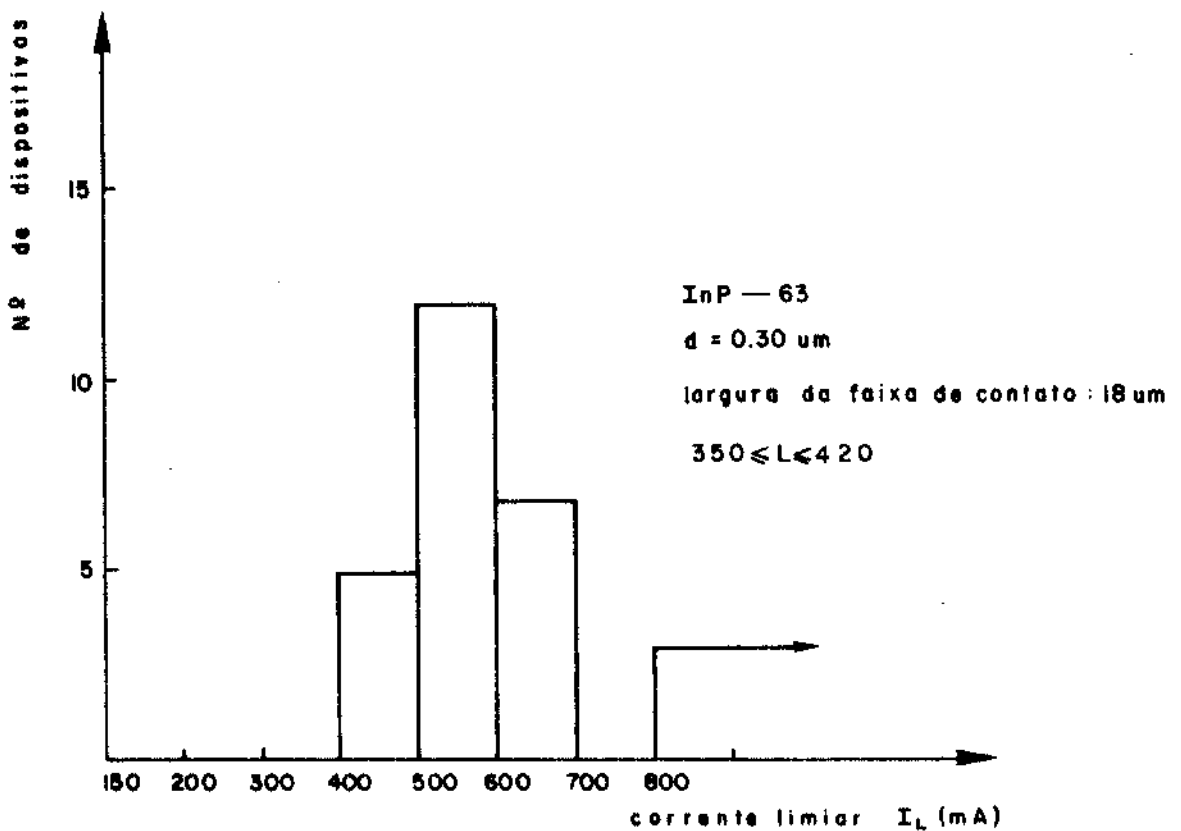


Fig. VI-8 - Curva de distribuição de $J_L \times$ número de dispositivo para lasers com camadas confinadoras binárias.

Do total de 35 dispositivos testados 22 atingiram o limiar e 13 apresentaram problemas de junção. Se colocássemos o resultado mostrado na fig. VI-7 nesta escala da fig. VI-8, teríamos 66 dispositivos preenchendo a região en-

tre 150 e 200 mA , e apenas 4 entre 200 e 300. É claro, que não podemos atribuir esta grande melhora de comportamento apenas à eliminação de α_{sc} . Devemos somar também um refinamento na tecnologia de processamento do cristal bem como no controle das impurezas introduzidos nas regiões laterais principalmente da região tipo p, dopado com Zn, como já discutimos anteriormente no item II deste capítulo.

V) Densidade de corrente limiar J_L em função da espessura da região ativa d

Reescrevendo a equação II-23:

$$J_L = \frac{d}{\Gamma \beta_1 n_i} \left\{ \Gamma \alpha_{Pl}^a + \frac{1-\Gamma}{2} (\alpha_{Pl}^n + \alpha_{Pl}^p) + \alpha_{sc} + \frac{1}{L} \ln 1/R \right\} + \frac{\alpha_1 d}{\beta_1 n_i} \quad (VI-8)$$

Usando os coeficientes de ganho determinados para o caso de GaAs, os mesmos discutidos no cap.II, poderíamos calcular J_L em função de d , para uma comparação qualitativa.

Recentemente, foram publicados resultados de cálculos dos coeficientes de ganho para o InGaAsP. Usando esses resultados, mais a hipótese de transições não radiativas tipo Auger, fazemos um cálculo de J_L em função de d para o quaternário. Os cálculos estão contidos no Apêndice V. O motivo destes cálculos estarem neste Apêndice é que a publicação que contém os coeficientes de ganho é de Janeiro/1981.*

* N.K.Dutta, J.Appl.Phys., Janeiro, 1981

N.K.Dutta and R.J.Nelson, Appl.Phys.Lett., Março/1981 - pg.407

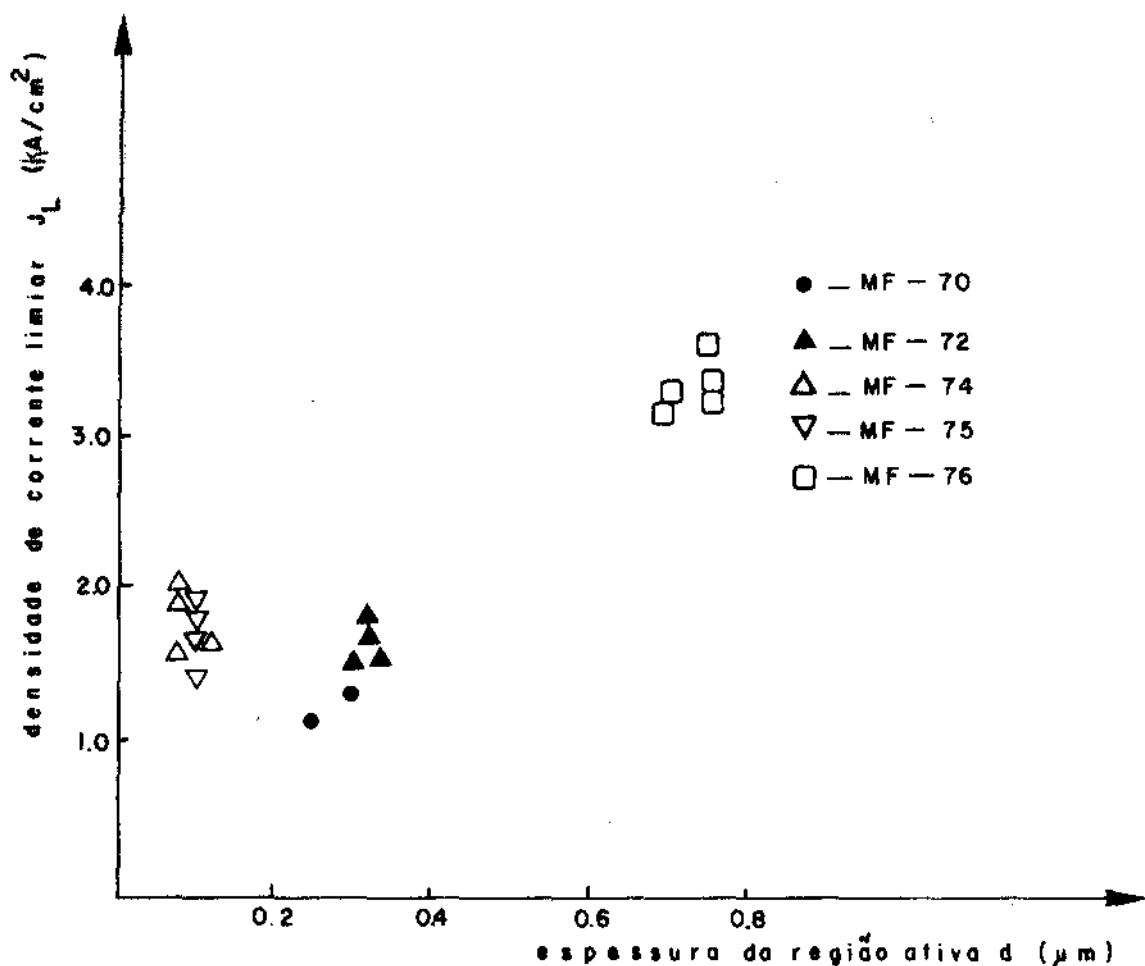


Fig. VI-11 - J_L em função da espessura da região ativa d .

VI) Tempo Médio de Recombinação Espontâneo do Portador Minoritário Injetado na Região Ativa

A equação dinâmica que descreve com boa aproximação a injeção de portadores na junção p-n é⁽⁴³⁾:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{I}{e} - \frac{n}{T(n)} \quad (\text{VI-11})$$

onde n é o número de portadores minoritários injetados, I a corrente elétrica que passa na junção e e a carga do elétron e $T(n)$ é o tempo de recombinação do portador minoritário depois

de injetado na região ativa. Dizemos que é aproximação pois esta equação não leva em conta geração de portadores pelos fons gerados através da recombinação. As condições iniciais que nos dará a solução da equação para o nosso problema específico são:

$$a) t = 0 \rightarrow n(0) = 0$$

$$b) t = t_d \rightarrow n(t) = n_L, \text{ número de portadores minoritários para atingir a corrente limiar } I_L.$$

Aplicando a condição inicial a) e assumindo o valor médio do tempo de recombinação $T(n) = \tau$, a solução de VI-11 é ⁽⁴³⁾⁽⁴⁴⁾:

$$n(t) = \frac{I\tau}{e} (1 - e^{-t/\tau}) \quad \text{(VI-12)}$$

quando $t = t_d \rightarrow n = n_L$. Então:

$$n(t_d) = \frac{I\tau}{e} (1 - e^{-t_d/\tau}) = n_L \quad \text{(VI-13)}$$

$$t_d = \tau \ln \left| \frac{I}{I - n_L e/\tau} \right|$$

Definindo para um pulso de duração infinito uma corrente tal que $I_{L\infty} = n_L e/\tau$, e para pulsos de largura t_d uma corrente $I = I_L$ o que significa que a condição limiar apenas é atingida em t_d . Podemos determinar τ que é o tempo médio de recombinação espontâneo do portador pode ser determinado através da medida de I_L para pulsos de diferentes larguras.

VI-a) Medida de τ a 300°K

A principal dificuldade na medida de τ é que devemos trabalhar com pulsos de 2-10 ns, o que gera problemas de casamento de impedância do gerador de pulsos com o sistema além de problemas de detecção dos pulsos em $1,3 \mu\text{m}$ de comprimento de onda. Por sorte, a fotomultiplicadora tipo S_1 ainda tem sensibilidade suficiente para nos permitir a medida de τ para os lasers de InGaAsP emitindo em $1,3 \mu\text{m}$. A curva de $\ln|I_L/(I_L - I_{L\infty})|$ versus t_d pode ser visto na fig. VI-12, donde calculamos $\tau = 3.2 \text{ ns}$ para o laser MF-75 (7,1) e $2,8 \text{ ns}$ para o laser MF-74 (1,1).

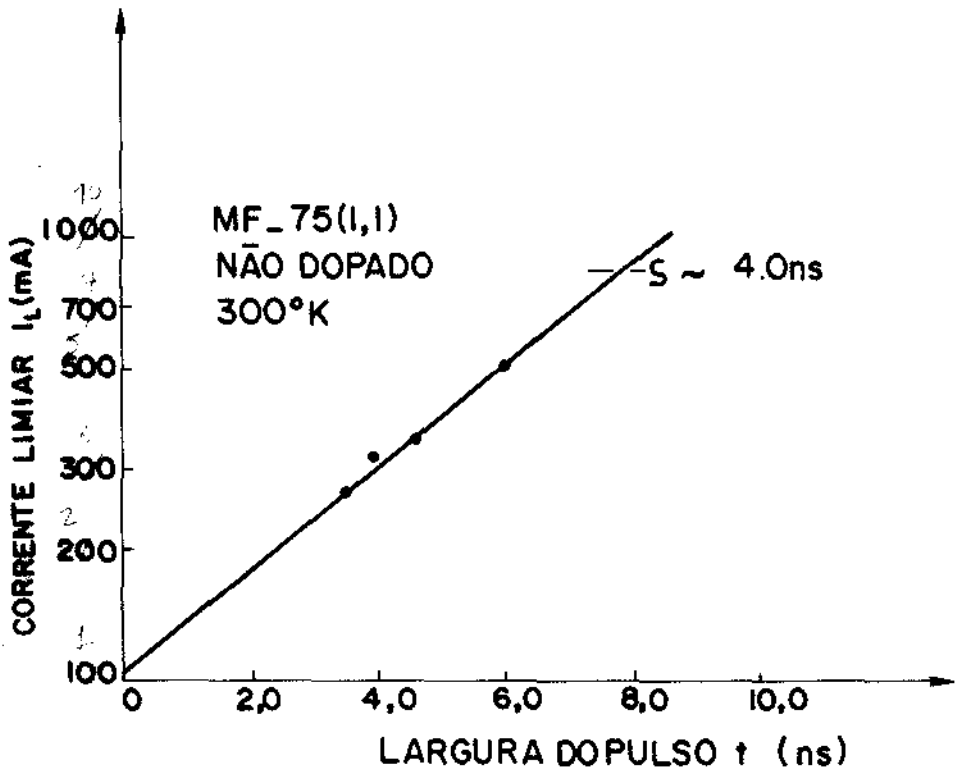


Fig. VI-12 - $\ln \frac{I_L}{I_L - I_{L\infty}}$ versus t_d . Determinação do tempo médio de recombinação a 300°K .

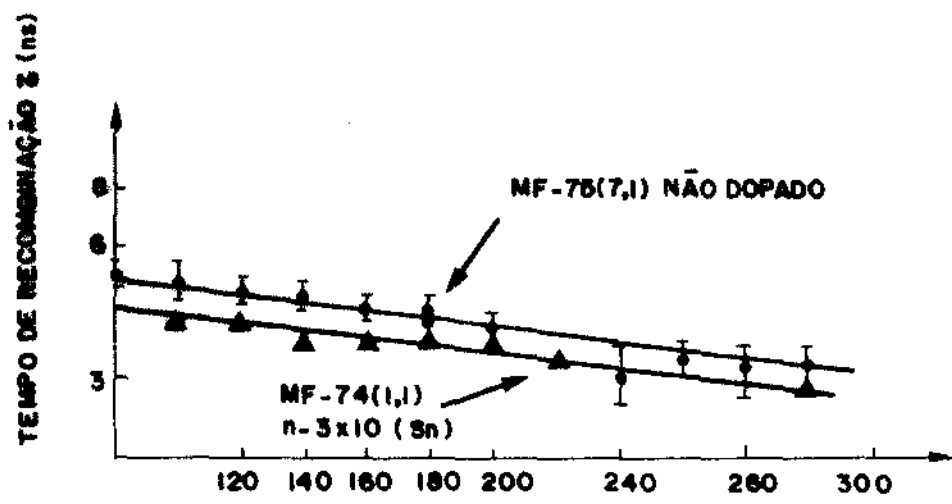
VI-b) Comportamento da Corrente Limiar e τ para Baixas Temperaturas

Em medidas muito similares às realizadas por M.A. Sacilotti em 1976⁽⁴⁵⁾, medimos τ para várias temperaturas, até 80^oK através da montagem do laser num criostato da "Air-Products" com controle de temperatura operando de 80 a 300^oK. Posteriormente no apêndice IV daremos mais detalhes da montagem experimental usado para essas medidas cujo resultado mostramos na fig. VI-13. Em (VI-13a) vemos τ em função da temperatura e em VI-13b, a corrente limiar para pulsos de 200 ns também em função da temperatura.

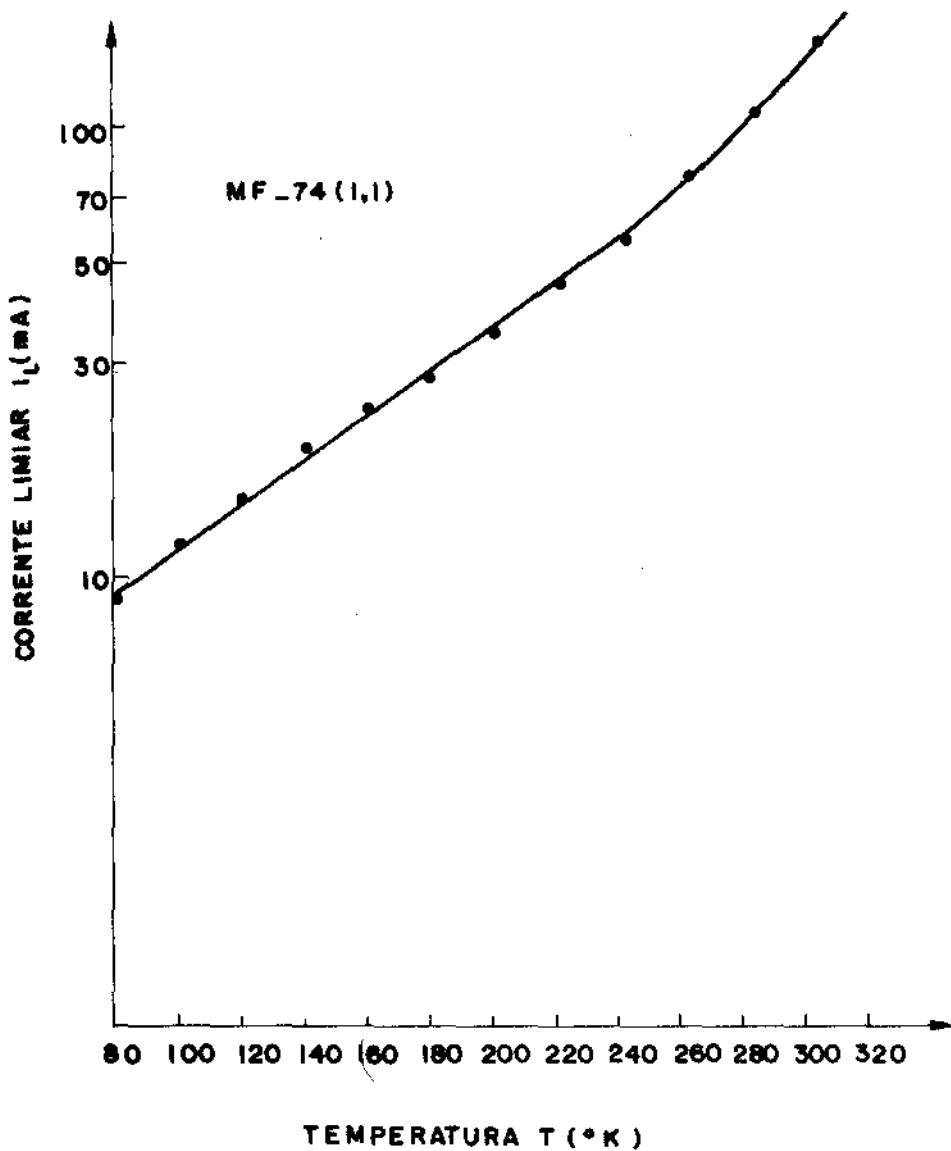
VII) Distribuição de Intensidade de Luz perto e longe do Espelho dos Lasers

Existe um termo tipicamente usado para definir a distribuição de intensidade de luz no espelho do laser. É near-field que traduzido ao pé da letra significa campo-próximo. E para a distribuição angular de luz proveniente do diodo temos o termo inglês far-field que, outra vez traduzido ao pé da letra significa campo-longe. O campo-longe é a transformada de Fourier do campo próximo.

A importância de se caracterizar estas propriedades dos diodos-lasers, é o uso em telecomunicação através da fibra ótica. A eficiência de acoplamento laser-fibra é fortemente dependente da distribuição espacial de luz gerada no laser, que por sua vez depende da estrutura do laser e da cavidade ótica. Estas medidas são feitas tipicamente em lasers com faixa de contato, pois para lasers com contato em toda área,



a)



b)

Fig. VI-13 - Comportamento de I_L e τ em função da temperatura T .

não é possível definir a posição do filamento, além da distribuição de luz gerada espontaneamente ser quase uniforme na direção paralela à junção. Tipicamente as medidas que realizamos de campos perto e longe foram em dispositivos com faixa de contato de 10 μm de largura e comprimento de 350 μm , definida através dos processos convencionais de fotogração no SiO_2 .

Um resultado típico da medida do campo longe nas direções perpendicular e paralela à junção é mostrado na fig. VI-14, e a medida típica do campo próximo na fig. VI-15. Na fig. VI-16 vemos a largura total medida a meia altura da distribuição de intensidade da luz longe do espelho para dispositivos com diferentes espessura da camada ativa d .

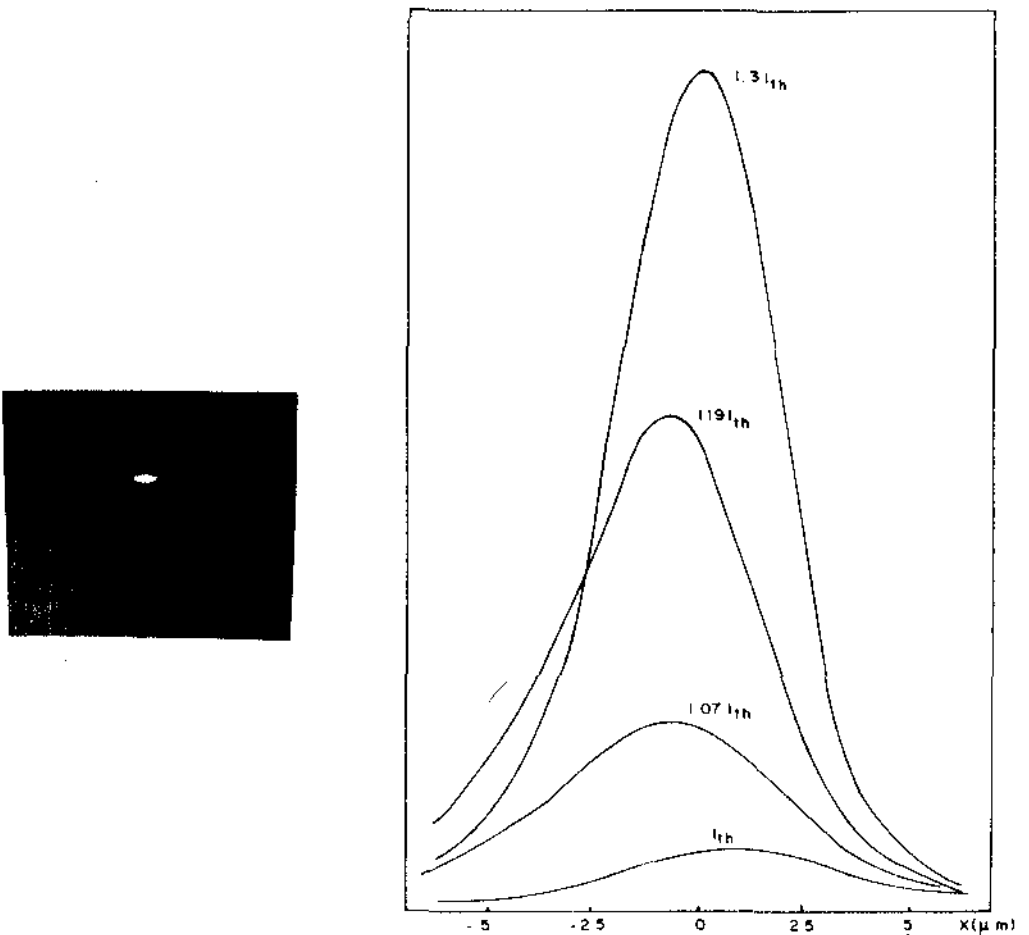


Fig. VI-14 - Campo-próximo paralelo à junção de um laser de InGaAsP 1,3 μm com faixa de contato de largura 10 μm .

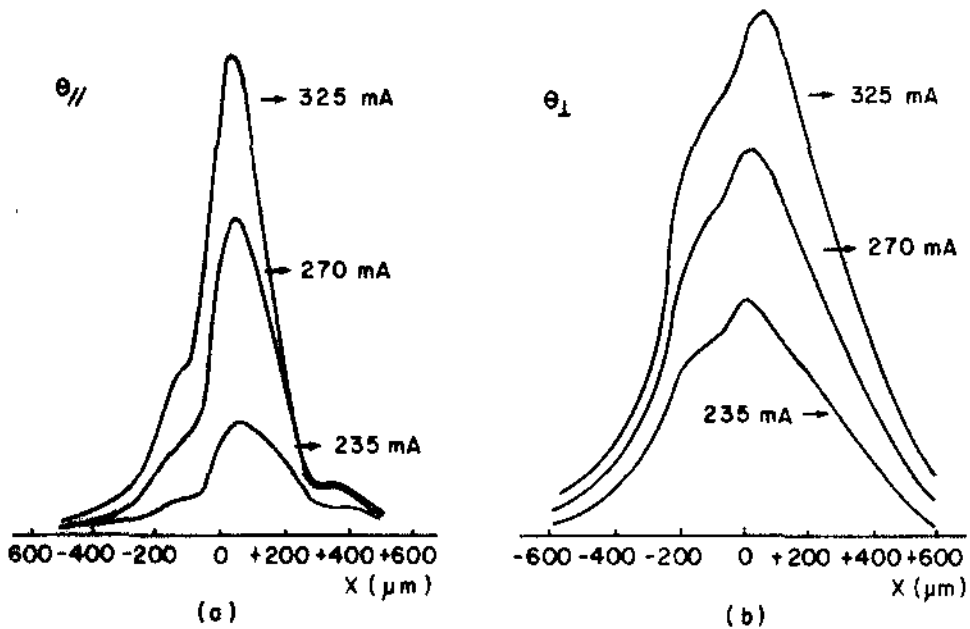


Fig. VI-15 - Campo longe (a) paralelo à junção e (b) perpendicular à junção.

A divergência do feixe definida como a largura total medida à meia altura é tipicamente 15° na direção paralela à junção e $40-50^\circ$ na direção perpendicular à junção, para um dispositivo com $d \sim 0.15 \mu\text{m}$, espessura esta que coincide com o mínimo em densidade de corrente limiar.

VIII) Espectro da Emissão espontânea

Espectro é o termo geralmente usada para se referir ao gráfico da intensidade de luz em função do comprimento

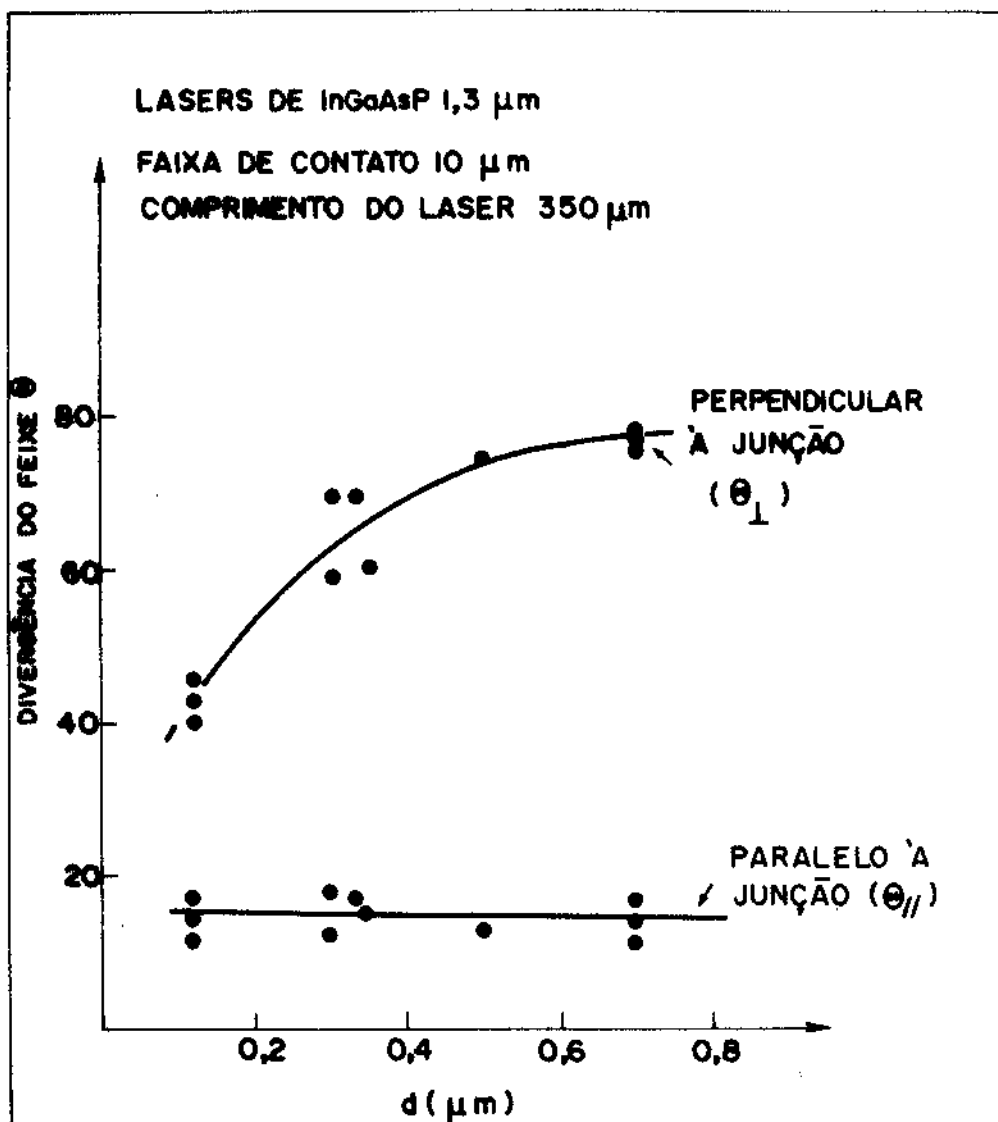


Fig. VI-16 - Divergência do feixe do laser nas direções paralela e perpendicular à junção em função da espessura da região ativa d .

de onda. A emissão espontânea de um diodo-laser de InGaAsP po de ser observada através do substrato de InP que é transparen te a luz emitida pela região ativa ou pela frente na direção da faixa de contato, nesta caso apenas abaixo da corrente li- miar I_L . O espectro da emissão espontânea medido pela frente

do dispositivo é fortemente deformado pela absorção ou ganho da própria região ativa, enquanto a vista por cima pode ser considerada bem próxima do real pois a espessura do InGaAsP na direção que estamos observando é de apenas 0,1-0.2 μm .

Para efetivar a medida da emissão espontânea vista por cima, através do substrato do laser, e necessário através de fotografação e ataque com "água régia", retirar parte do contato metálico n do dispositivo. Isto não afeta a resistência série do diodo porque esta é dominada pelo contato do lado p e a resistividade da camada p, adjacente à região ativa. Uma fotografia tirada através de um microscópio infra-vermelho ilustra o dispositivo final, vista por cima usado na medida da emissão espontânea, está mostrada na fig. VI-17.

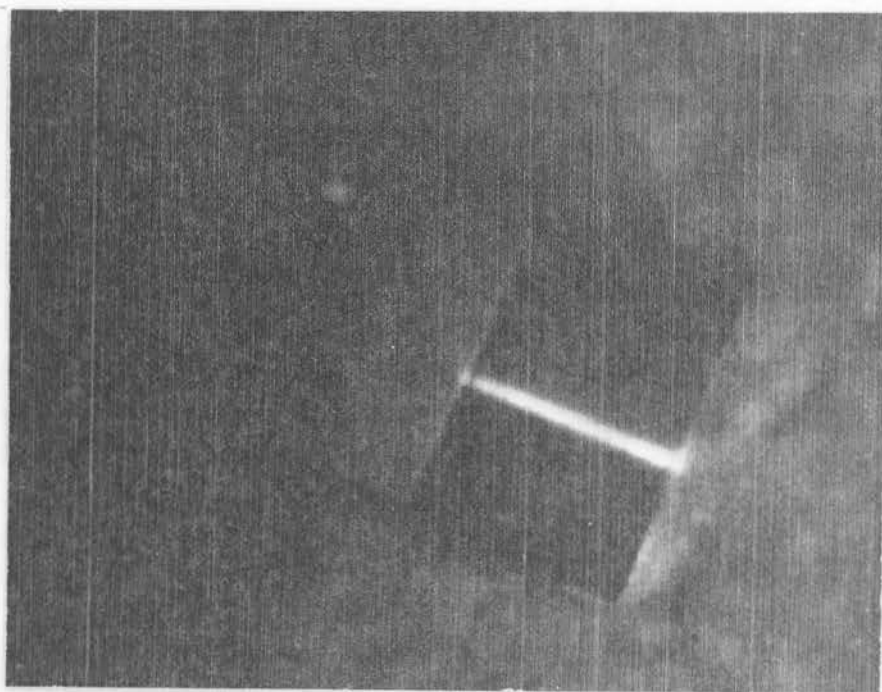


Fig. VI-17 - Fotografia de um diodo laser visto através do substrato de InP. Parte do contato metálico n foi retirado com "água-régia".

O dispositivo foi alinhado a um espectrômetro através de uma lente cuja ampliação padrão é 20x, de modo que a faixa de contato que origina a faixa de luz gerado no dispositivo ficasse perpendicular à fenda de entrada do espectrômetro. O detetor usado na saída do espectrômetro foi um detetor de área 1 cm^2 de Ge, sem nenhuma polarização especial. O equipamento eletrônico usado é similar ao descrito no apêndice IV. O resultado obtido está mostrado na fig. VI-18 operando o dispositivo com pulsos de 2 μs e 1 kHz, e na fig. VI-19 operando o dispositivo com corrente contínua.

Na fig. VI-18, a medida estende-se até acima da corrente limiar, cuja luz é detetada por ser espalhada da região ativa por algum tipo de imperfeição. A emissão estimulada como podemos observar, não ocorre no pico da emissão espontânea, porém no comprimento de onda onde o ganho líquido, isto é o ganho menos as perdas da cavidade, é mínimo. Outra propriedade que podemos notar é que todo portador injetado em regime de emissão estimulada é usado para aumentá-la, enquanto a emissão espontânea permanece constante. Para esta particular dispositivo, há uma saturação entre correntes de 150-170 mA, um aumento entre 170-180 mA e uma nova saturação entre 180-190 mA, fenômeno este relacionado com não linearidade na curva de intensidade de luz versus corrente no dispositivo.

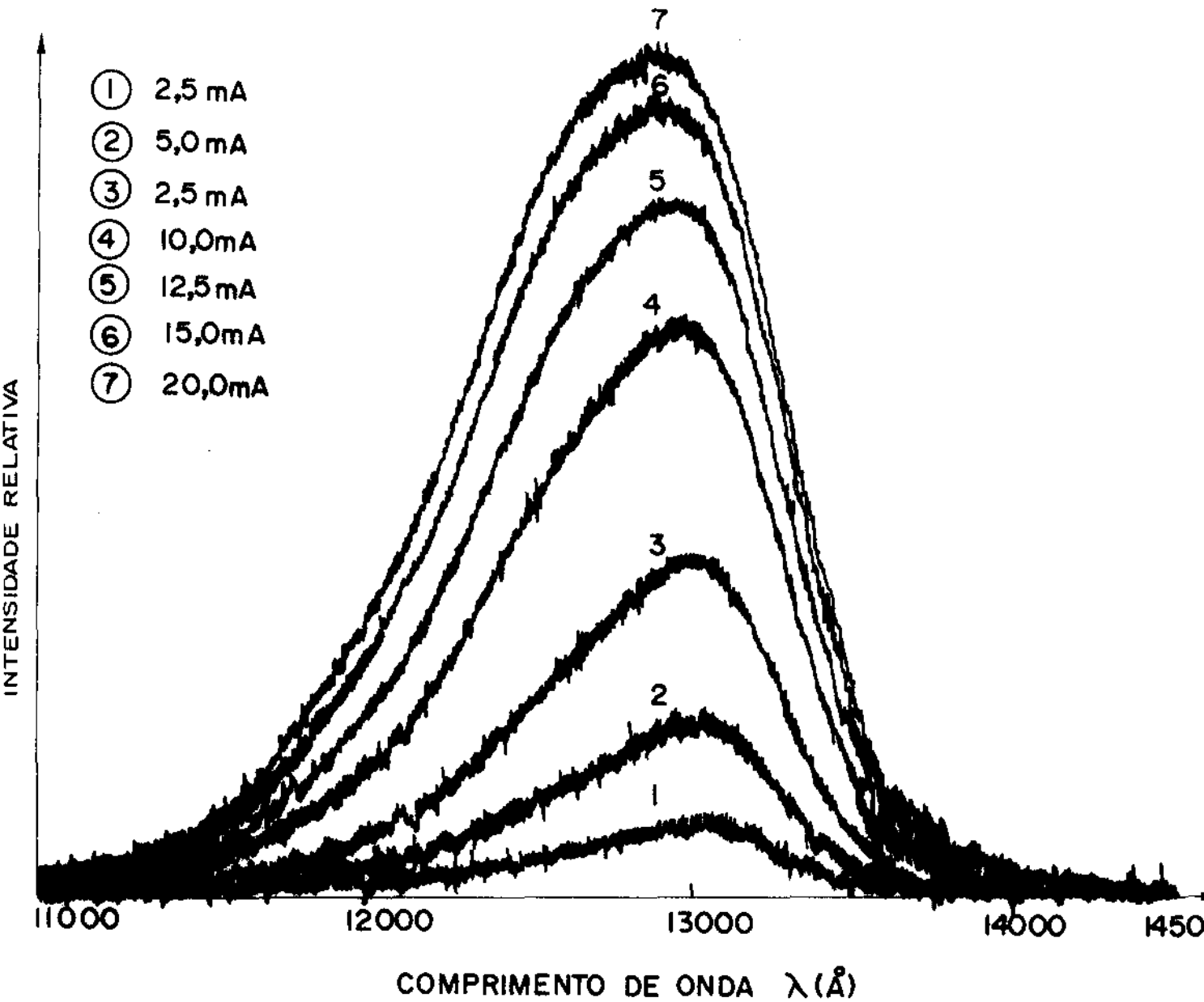


Fig. VI-18 - Espectro da emissão espontânea do laser de InGaAsP, em corrente contínua de 2,5 a 50 mA.

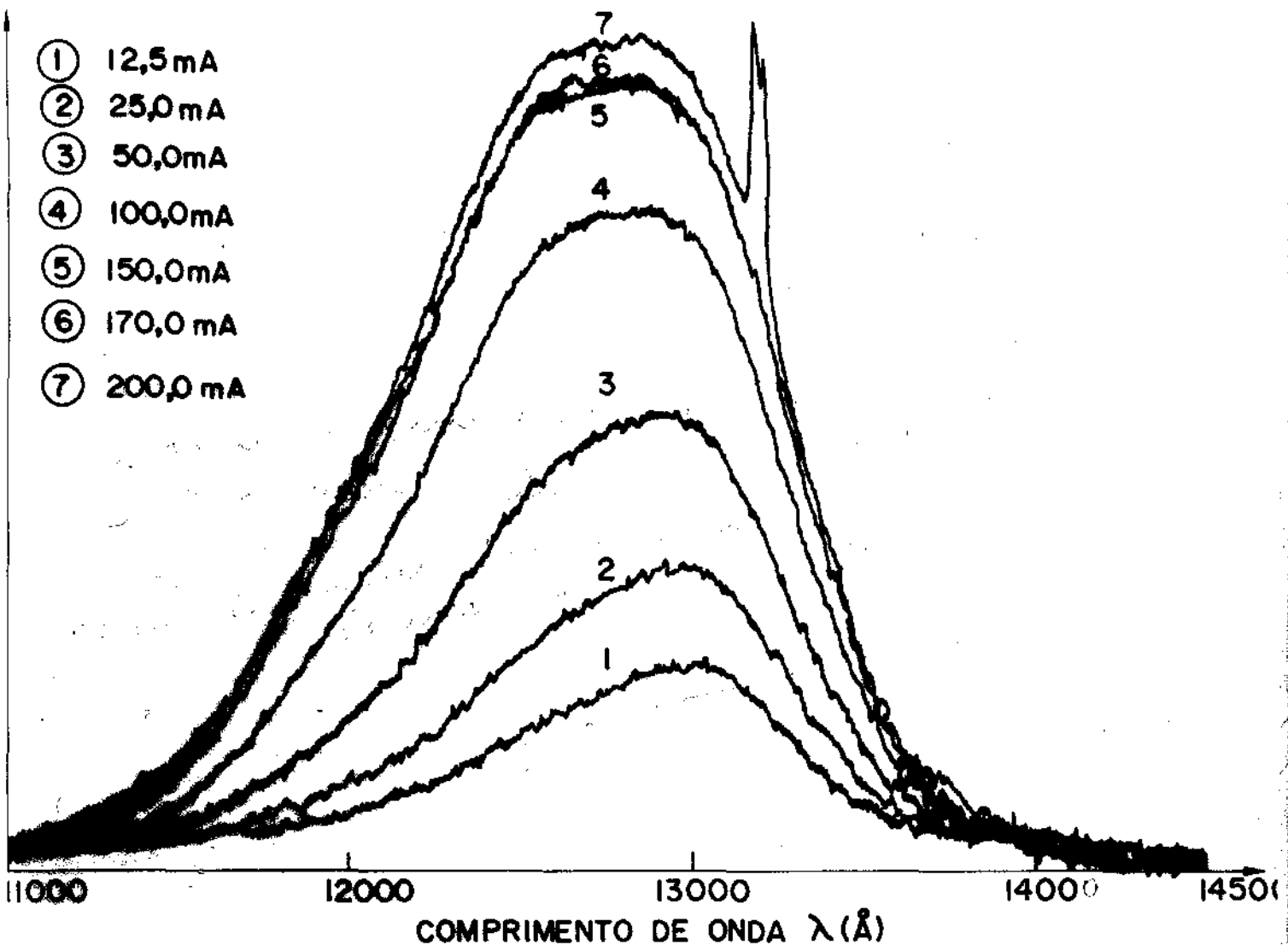


Fig. VI-19 - Espectro da emissão espontânea dos lasers de InGaAsP, operando o diodo com pulsos de 2 μ s, 1 kHz. A corrente limiar deste dispositivo sob estas condições é 150 mA.

IX) Espectro da Emissão Estimulada

O espectro de emissão estimulada é função principalmente da posição em energia do mínimo do ganho líquido, e da cavidade óptica onde se estabelece a oscilação.

Laser semiconductor tem um espectro bastante diferente dos usuais lasers à gás pois enquanto estes possuem um único modo longitudinal aqueles possuem vários. A origem dos processos físicos responsável por tal comportamento é bastante discutido atualmente e tudo indica que está ligado ao fato de que o ganho em um laser semiconductor é distribuído homogeneamente nos modos longitudinais, fenômeno que não ocorre nos lasers à gás.

O tamanho da cavidade, que é basicamente a distância entre os dois espelhos, junto com seu índice de refração efetivo determinam a condição de ressonância:

$$m\lambda_m = nL \quad (\text{VI-14})$$

m é um número inteiro, n o índice de refração efetivo, L o comprimento do laser e λ_m é o comprimento de onda do modo m .

O espectro dos lasers semicondutores é fortemente dependente da temperatura e injeção de corrente. Um espectro típico obtido dos lasers semicondutores de InGaAsP está mostrado na Fig. VI-20. Esta medida foi efetuada com o dispositivo operando em regime contínuo, e na temperatura ambiente.

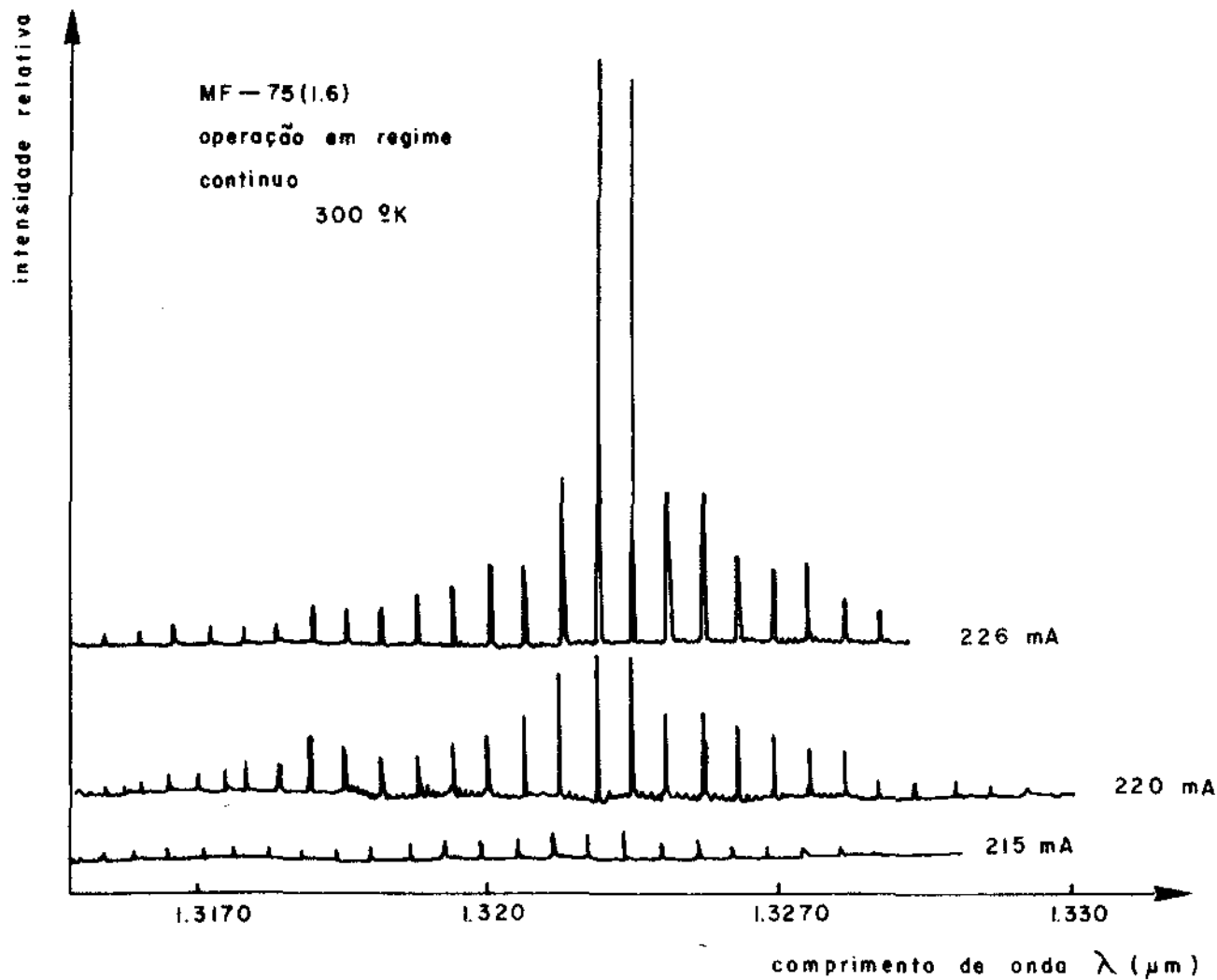
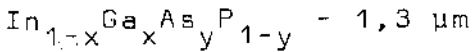


Fig. VI-20 - Espectro típico do laser semiconductor de InGaAsP 1,3 μm , operando em regime contínuo.



CAPÍTULO VII - Propriedades Elétricas dos Dispositivos

- I) Introdução
- II) Contato elétrico no lado n - AuGe/Ni
- III) Contato elétrico no lado p - Cr/Al - Au/Zn

Resumo do Capítulo

Descrevemos neste capítulo algumas características dos contatos elétricos nos lasers semicondutores de InGaAsP-InP. O método de Cox e Strack é discutido e aplicado para a determinação da resistência específica do AuGe/Ni// InP, cujo valor é de $10^{-5} \Omega\text{cm}^2$. Para o lado p o valor estimado da resistência específica de contato do CrAl// InGaAsP é de $5,9 \times 10^{-5} \Omega\text{cm}^2$. A resistência série total medida no dispositivo e entre 1-3 Ω , para os dispositivos com faixa de contato de 10 μm e comprimento L de 350 μm , quando os contatos estão otimizados.

CAPÍTULO VII - Propriedades Elétricas dos Dispositivos

1) Introdução

A característica elétrica de um diodo laser resume-se basicamente na característica elétrica V por I de uma junção p-n convencional. Para se obter um bom dispositivo no entanto, é necessário chegar o mais próximo possível da curva ideal da junção p-n, minimizando o mais possível a resistência seria que é um fator importante, por exemplo, quando desejamos operar o laser com corrente contínua. Isto significa que devemos ter especial cuidado na confecção dos contatos elétricos nos dispositivos.

Os contatos elétricos devem preencher principalmente dois requisitos básicos que são: primeiro, valor baixo da resistência específica de contato (R_c) e segundo, ser estável com o tempo, ou seja ter longa durabilidade. Para obedecer estes dois requisitos é necessário uma escolha criteriosa dos metais e tipos de contatos que podemos usar.

Há fundamentalmente, dois tipos de contato: o tipo liga e o tipo shottky. Geralmente, o primeiro é o mais provável de possibilitar uma característica ôhmica enquanto que o segundo pode propiciar uma característica ôhmica se houver uma densidade de impurezas bem alta na superfície, perto do contato, facilitando o tunelamento dos portadores através da barreira que tipicamente é criada neste tipo de contato. Para uso em laser semiconductor, qualquer um destes tipos pode ser usado desde que obedeça os requisitos que exigimos.

Contatos em InP passou a ser relevante principal

mente quando se mostrou a viabilidade da utilização dos lasers semicondutores de InGaAsP. Embora não exista regras definidas para a obtenção de um bom contato elétrico, certos procedimentos porém, são indispensáveis.

Quando o primeiro laser de InGaAsP foi fabricado e operado em regime contínuo na temperatura ambiente⁽⁶⁾, os contatos usados foram Au/Zn para o lado p e Au/Sn para o lado n, tratados termicamente por alguns segundos a 400°C. Contatos tipo liga, portanto. Tendo como exemplo o que é sabido para GaAs, estes contatos não podem ser considerados bons, pois não preenchem o requisito de longa durabilidade. Tomando ainda o exemplo do GaAs, podemos usar para o lado n a liga Au-Ge/Ni tão extensivamente usa de um dispositivo de GaAs lasers⁽⁴⁶⁾, LED, detetores, FET⁽⁴⁷⁾. Para o lado P, no GaAs usa-se contato tipo shottky com metais de grande estabilidade metalúrgica tais como Ti/Pt/Au, ou Cr/Al/Cr/Au garantindo assim a longa durabilidade. Assim para o lado n do InP, tipicamente estamos usando AuGe/Ni e para o lado p, Cr/Al/Cr/Au, principalmente devido às facilidades que temos em nosso laboratório que permitem a reprodutividade muito boa com Cr e Al, metais fáceis de evaporar, do que com Ti/Pt/Au, metais mais difíceis de evaporar, principalmente a platina (Pt).

II) Contato elétrico no lado n - AuGe/Ni

O contato tipo liga se constitui em um metal base que geralmente é o Au, com um elemento que age como dopante neste caso particular o Ge. O filme de Ni é usado para melhorar a uniformidade do contato. A formação da liga durante o tratamento térmico sem o uso de Ni é bastante irregular. Pa

ra o GaAs, Ogawa publicou um estudo bastante completo sobre o contato de AuGe/Ni e, GaAs⁽⁴⁸⁾, onde ele estabelece certos procedimentos de consenso geral que devemos seguir para obter um bom contato elétrico tipo liga, em semicondutores do grupo III-V. O sistema fundamental deve consistir de um metal base e um elemento dopante, cuja reação a baixas temperaturas formam um eutético. O mecanismo de dopagem deve ser guiada pela reação entre o contato e o substrato. No caso do metal base ser o Au, a formação de uma liga Au-In no caso por exemplo de AuGe/InP, gerando com isso um grande número de vacâncias do elemento do grupo III no substrato perto da interface, os quais serão ocupados pelos átomos do elemento dopante.

Para tornar uniforme estas reações é necessário adicionar um elemento catalizador no sistema. As propriedades requeridos para este elemento são: (1) reatividade alta na fase-sólida-sólida com o substrato, (2) capacidade de formar com o elemento do grupo V e com o elemento dopante compostos de alto ponto de fusão, (3) passividade elétrica no semicondutor, (4) não-reatividade do elemento catalizador formado com o metal base.

Para verificar experimentalmente se AuGe/Ni seria um bom contato ôhmico para o InP, aplicamos o método desenvolvido por Cox e Strack⁽⁴⁹⁾ para medir a resistência específica de contato (R_c) para o AuGe/Ni// InP. O método de Cox e Strack consiste em aplicar sobre o cristal círculos de diferentes diâmetros (d), e do outro lado efetuar o contato numa área muito maior. Para esta geometria, Cox e Strack demonstraram que a resistência total (R_T) medida sobre os dois contatos é:

$$R_T = \frac{\rho}{\pi d} \arctan \left(\frac{4t}{d} \right) + \frac{4R_c}{d^2} + R_o \quad (\text{VII-1})$$

onde t é a espessura do cristal e ρ sua resistividade. R_o inclui o contato no outro lado do cristal e de todo resto do circuito.

Experimentalmente os círculos foram definidos por fotografação numa camada de SiO_2 depositado sobre o cristal por evaporação (electron-beam). O padrão usado está mostrado na fig. VII-1.

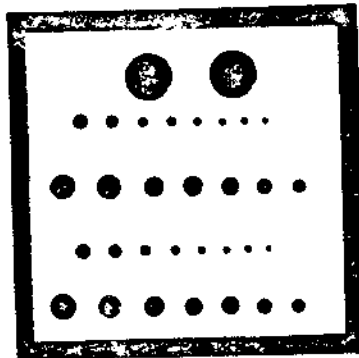


Fig. VII-1 - Padrão usado na medida da resistência de contato (R_c) pelo método de Cox e Strack.

Depois do padrão se fotograavado no SiO_2 , o cris-

tal foi colocado numa segunda evaporadora onde colocamos num filamento 24 mg de Ge e 120 mg de Au, e num segundo filamento 20 mg de Ni. O sistema foi evacuado até a pressão de 10^{-6} torr, e lentamente fundimos o Au-Ge formando uma liga que foi evaporado sobre o cristal em seguida. Logo depois foi evaporado o Ni. O cristal é mantido a 100°C por meio de uma placa quente. Retirando o cristal da máquina, e desbastado em pó de Al_2O_3 até atingir a espessura de $120\ \mu\text{m}$ e depois com solução de Br-metanol até $100\ \mu\text{m}$ e então colocado novamente na câmara onde todo o procedimento de evaporação dos filmes é repetido. Depois da evaporação estar terminada, o cristal foi colocado no forno de crescimento ajustado para 450°C , sob atmosfera de H_2 ultra-puro, fazemos o tratamento térmico que permite a formação da liga no contato. O ciclo térmico seguido para o tratamento térmico está mostrado na fig. VII-2.

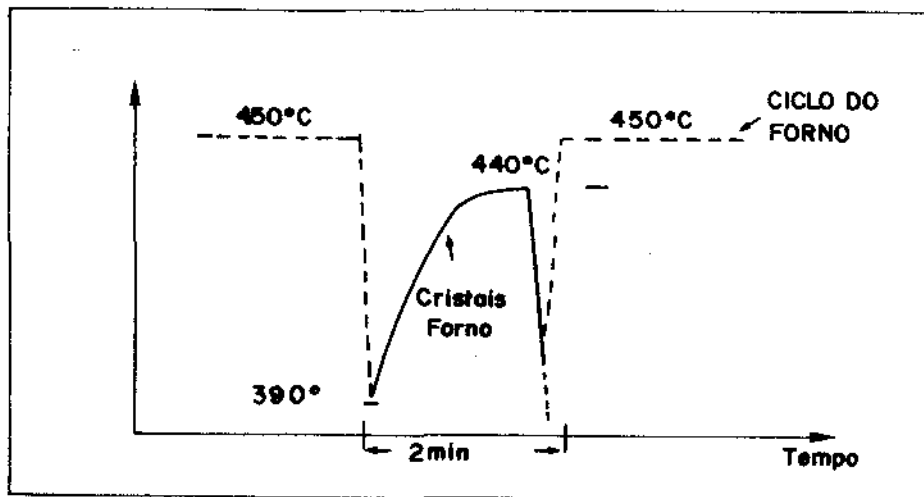


Fig. VII-2 - Ciclo térmico usado para o tratamento dos contatos em InP.

Depois do tratamento térmico ser efetuado, o cristal foi clivado em dispositivos individuais de mesmo tamanho, contendo um círculo de diâmetro d cada, e a resistência

total R_T foi medida através do uso de um traçado de curvas V por I . O contato possui uma excelente característica ôhmica, e o valor de R_c medido é de $10^{-5} \Omega \text{cm}^2$, valor que tiramos dos resultados mostrados na fig. VII-3. A resistividade do cristal usado na medida foi de $\rho = 1,8 \times 10^{-2} \Omega \text{cm}^2$ e a espessura $100 \mu\text{m}$.

Com base neste valor de R_c encontrado, usando o mesmo procedimento que para o GaAs, concluímos que o AuGe/Ni, também é um bom contato ôhmico para o InP.

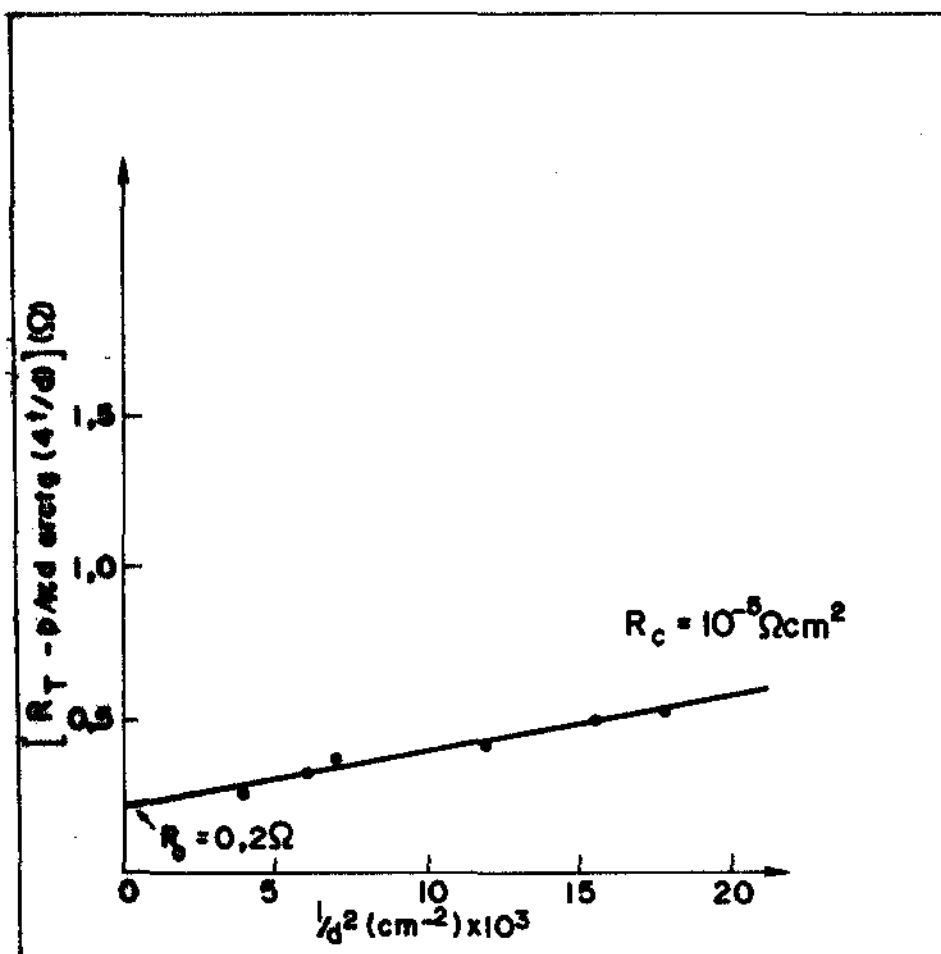


Fig. VII-3 - Aplicação do método de Cox e Strack (ref. 49) para a medida de R_c .

III) Contato eletrônico no lado p - Au/Zn ou Cr/Al/Cr/Au

O lado p do dispositivo exige um contato elétrico com resistência específica de contato bastante baixa porque a área que dispomos para o contato é pequena, tipicamente 10 μm por 350 μm , ou seja $3,5 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2}$. Isto significa que um contato com resistência específica de $3,5 \times 10^{-5} \Omega \text{ cm}^2$ contribui com a parcela de 1Ω na resistência total do dispositivo.

Da experiência anterior com o GaAs, sabemos que o contato tipo shottky é mais adequado ao laser semiconductor. Desta maneira, o desenvolvimento da técnica adequada de efetuar um contato deste tipo no laser semiconductor é preferível, principalmente por estabilidade com o tempo. Porque Cr e Al e não outros metais? A resposta é baseada em 3 razões fundamentais: (1) No estudo feito por Kim e colaboradores⁽⁵⁰⁾ de metais depositados em InP mostram grande estabilidade do Cr/InP e Al/InP, resultados similares aos do GaAs. (2) Cr em GaAs tipo p ($1 \times 10^{-19} \text{ cm}^{-3}$) tem resistência de contato baixa ($2,7 \times 10^{-5} \Omega \text{ cm}^2$)⁽⁵¹⁾. (3) É compatível com nosso sistema permitindo bom controle e repetibilidade. O sistema Au/Zn, além dos problemas relativos à não estabilidade metalúrgica, é incompatível com sistemas de vácuo sendo difícil seu controle durante a evaporação, devido a baixa pressão de vapor de Zn.

É usual, para os lasers semicondutores controlar a tensão aplicada para uma certa corrente I em geral I_L típico. Esta diferença de potencial contém 3 termos importantes:

$$V(I) = V_j(I) + R_p I + V_c(I) \quad (\text{VII-2})$$

O termo V_j é a diferença de potencial que temos que aplicar

na junção para fluir pelo dispositivo uma corrente I e é dada por:

$$V_j(I) = nKT \ln(I/I_0) \quad (\text{VII-3})$$

que é simplesmente a equação de um diodo ideal. R_p é a parcela que é devida a resistividade das camadas por onde a corrente passa. R_p não depende fortemente da corrente, por isso a diferença de potencial devido à esse termo pode ser escrito como $R_p I$. A parcela expressa como $V_c(I)$ é o que estamos tratando no momento. Se o contato é ôhmico, podemos também escrever sua contribuição como $R_c J$, porém na maioria dos casos R_c é função de I também, sendo bastante difícil expressar V_c em função de I . O problema resume-se então em fazê-lo bem menor que V_j e também diminuir o máximo possível a espessura das camadas para diminuir R_p .

A regra fundamental para a obtenção de um contato com baixo V_c tipo shottky é conseguir alta dopagem na superfície⁽⁵²⁾. R_c varia inversamente proporcional à raiz da concentração na superfície N_s . Assim antes de efetuarmos a metalização, introduzimos por difusão uma alta concentração N_s de Zn na superfície. Esta difusão é feita numa ampola de quartzo, selada à vácuo com $P \sim 10^{-4}$ torr, tendo como fonte Zn_3P_2 . A difusão é efetuada a 530°C durante 20 minutos. Bull⁽⁵³⁾ determinou o perfil de impurezas resultante desta difusão, resultado que está mostrado na fig. VII-4. Podemos observar pelo resultado que $N_s \approx 1,8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. A difusão é efetuada numa camada quaternária $In_{0.97}Ga_{0.03}As_{0.10}P_{0.90}$, com concentração de Zn de $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, crescida por LPE. Notamos também que esta difusão limita a 3ª camada à uma espessura mínima de $2,0 \mu\text{m}$.

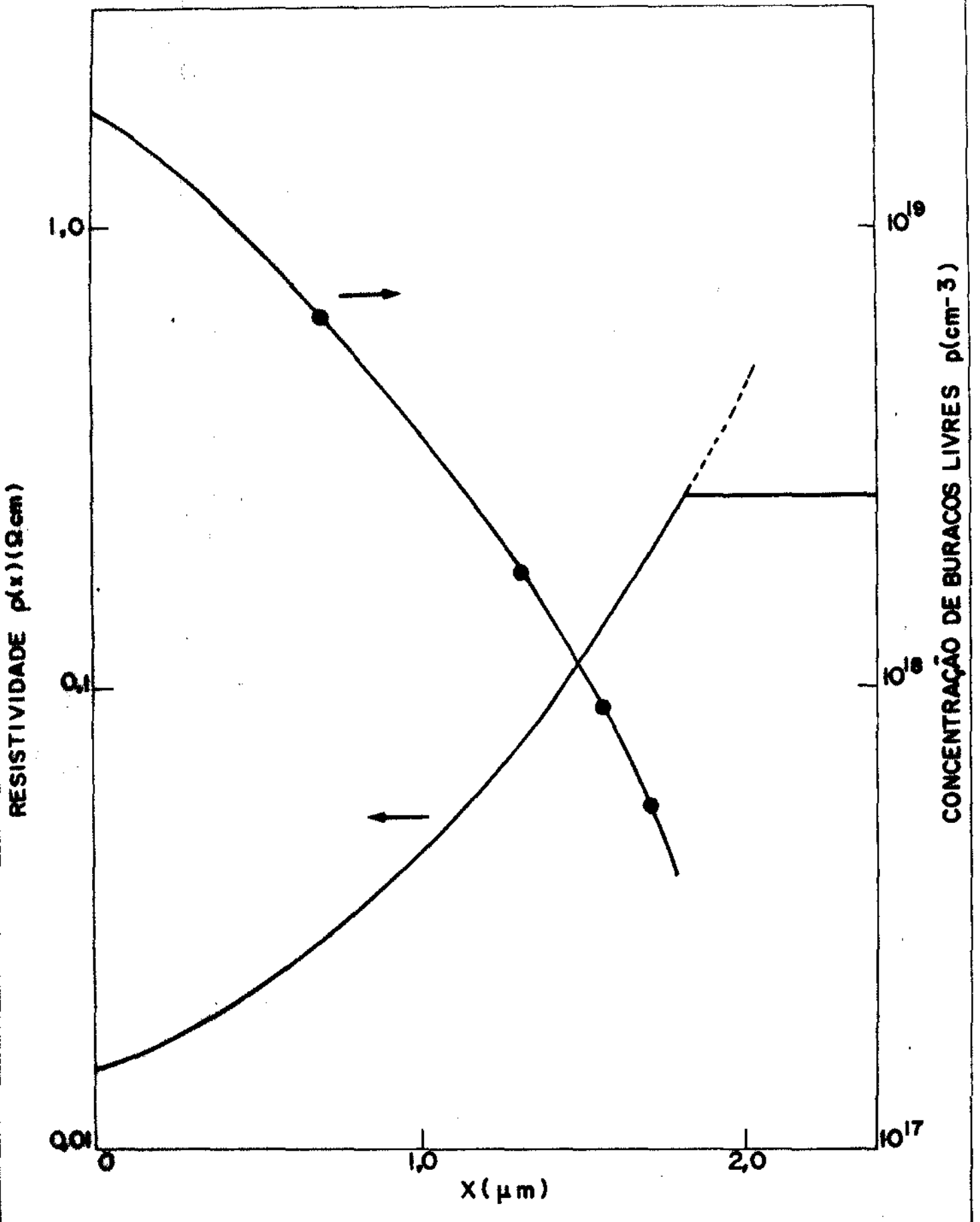


Fig. VII-4 - Perfil de impurezas resultante da difusão de Zn em $\text{In}_{0.97}\text{Ga}_{0.03}\text{As}_{0.10}\text{P}_{0.90}$ (ref. 53). Perfil da resistividade resultante.

Na prática existe um consenso geral que efetuar contato em camadas quaternárias similares à região ativa é mais fácil que no InP. Devido à isso ultimamente temos adicionado com bastante sucesso, mais uma camada nos lasers especialmente para melhorar o contato. Não existe até o presente uma explicação comprovada para este fato. Existe apenas uma indicação de que conseguimos um maior N_s nas camadas quaternárias, possibilitando assim uma menor resistência específica de contato.

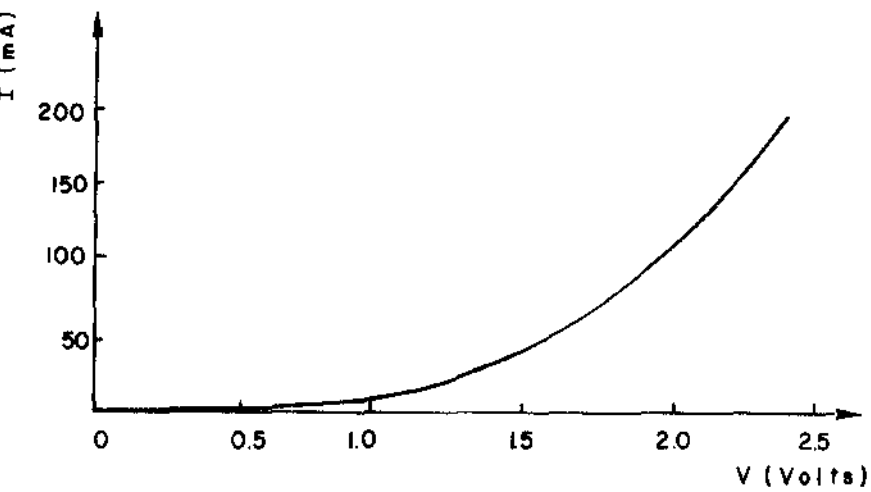
Para controlarmos a qualidade do contato nos dispositivos, medimos sempre a curva V em função de I. Na fig. VII-5 mostramos as diversas características tipicamente obtidas com vários contatos.

Com estes dados construímos a tabela VII-1 onde colocamos a tensão total sobre o dispositivo para uma corrente fixa de 150 mA que é o nosso I_L típico.

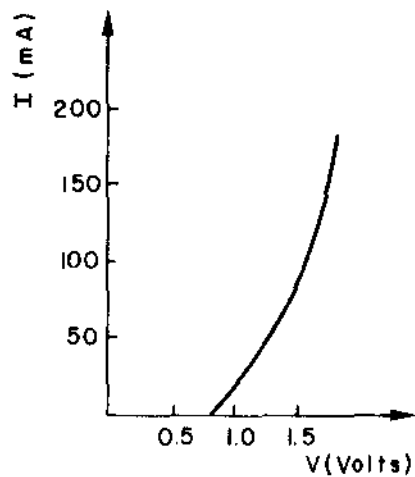
TABELA VII-1

Tipo de contato	V_j (volts)	V (volts)	N_{s_1} (cm^{-3})
Au/Zn// InP	0,80	2,6	3×10^{18}
Au/Zn/Au// $\text{In}_{0.97}\text{Ga}_{0.03}\text{As}_{0.10}\text{P}_{0.90}$	0,80	1,6	$1,8 \times 10^{19}$
Cr/Al// $\text{In}_{0.97}\text{Ga}_{0.03}\text{As}_{0.10}\text{P}_{0.90}$	0,80	1,6	$1,8 \times 10^{19}$
Cr/Al// $\text{In}_{0.71}\text{Ga}_{0.29}\text{As}_{0.63}\text{P}_{0.37}$	0,80	1,2	$\geq 1,8 \times 10^{19}$

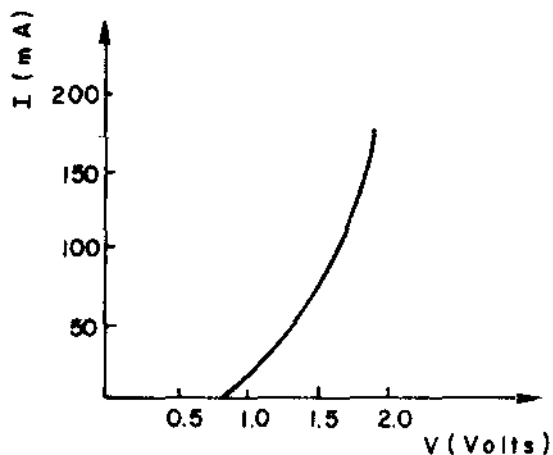
Para estimar a parcela V_c devido aos contatos elétricos elevemos estimar R_p . Já com este objetivo incluímos no gráfico da fig. VII-4 o perfil de resistividade extraído do



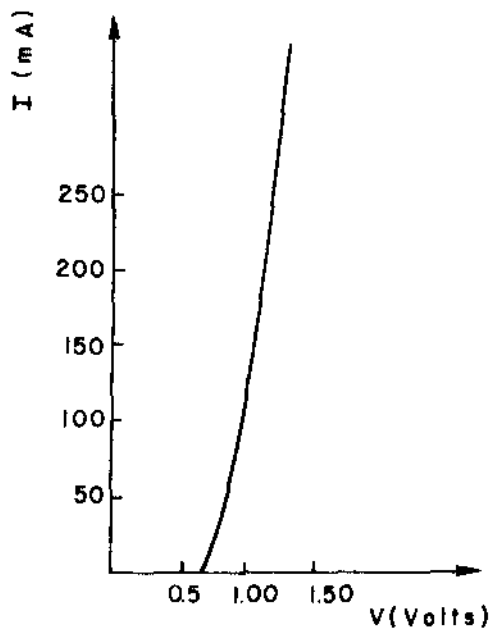
AuZn//InP
 $N_s = 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$



Au/ZnAu//In Ga As P
 0.97 0.03 0.10 0.90
 $N_s = 1.8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$



Al/Cr//In Ga As P
 0.97 0.03 0.10 0.90
 $N_s = 1.8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$



Al/Cr//In Ga As P
 0.71 0.29 0.63 0.37
 $N_s \geq 1.8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$

Fig. VII-5 - Diversas curvas características obtidas com vários tipos de contatos diferentes

perfil de dopagem da própria fig. VII-4 e o dado obtido no cap. V. de ρ em função de n . Outro dado que devemos ter em mão é a área efetiva onde a corrente atravessa. Com base nos dados comparativos entre a densidade de corrente limiar em dispositivos com contato de faixa de $10 \mu\text{m}$ e com contato em toda área podemos estimar uma área efetiva 2,5 vezes maior do que a área do contato de faixa, mesma relação entre as densidades de corrente limiar. Vamos assumir também que a área varie quadraticamente com X , forma mais próxima do caso real⁵. Um diagrama da área efetiva em função de X que vamos usar na estimativa de R_p está mostrado na fig. VII-6.

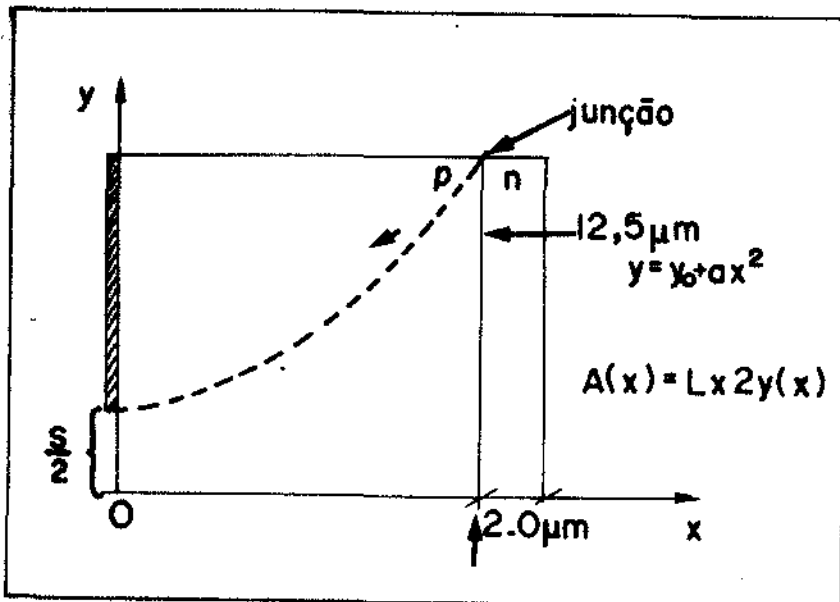


Fig. VII-6 - Diagrama da área efetiva em função de x

Podemos calcular R_p simplesmente por:

$$R_p = \int_0^{d_3} \frac{\rho(x)}{A(x)} dx \quad (\text{VII-4})$$

onde $\rho(x)$ é a função que melhor descreve a curva mostrada na fig. VII-4 dada por:

$$\rho(x) = \exp |0,602x^2 + 0,497x - 4,200| \quad (\Omega \text{ cm}) \quad (\text{VII-5})$$

Usando o fato do aumento da corrente limiar quando colocamos faixa de contato de 10 μm ser de 2,5 podemos supor que:

$$\frac{A(2)}{A(0)} = 2,5 \quad (\text{VII-6})$$

e escrevendo:

$$A(x) = |3,5 + 1,313x^2| \times 10^{-5} \quad (\text{cm}^2) \quad (\text{VII-7})$$

então R_p será dado por:

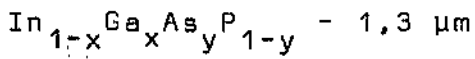
$$R_p = \int_0^2 \frac{\exp |0,602x^2 + 0,497x - 4,20|}{|3,5 + 1,313x^2| \times 10^{-5}} dx \quad (\text{VII-8})$$

cujo resultado é

$$R_p \approx 0,3\Omega \quad (\text{VII-9})$$

Portanto para um dispositivo cuja resistência série é de 2Ω , a parcela devido à camada mais resistiva é de apenas $0,3\Omega$, sobrando $1,7\Omega$ para a resistência de contato. A área de contato é de $3,5 \times 10^{-5} \text{ cm}^2$, portanto o valor estimado para a resistência específica de contato para o Cr/Al é de:

$$R_c = 5,9 \times 10^{-5} \quad \Omega \text{ cm}^2$$



CAPÍTULO VIII - Propriedades Térmicas

- I) Introdução
- II) Relação entre corrente limiar em regime pulsado e contínuo

Resumo do Capítulo

Este capítulo apenas desenvolve alguns cálculos baseados em equações e conceitos introduzidos no cap. II, e compara com resultados experimentais e conclui estabelecendo certos pré-requisitos que o laser deve ter para que a diferença entre a corrente limiar no regime pulsado e contínuo seja de 10% ou menos na temperatura de 20°C.

1) Introdução

As equações básicas que descrevem as propriedades térmicas dos lasers semicondutores já foram introduzidos no capítulo II. Neste capítulo VIII, vamos fazer alguns cálculos usando aquelas equações e compará-los com resultados experimentais. Destes resultados podemos também especificar as condições mínimas que o dispositivo deve ter para que a diferença entre a corrente limiar em regime pulsado e contínuo seja minimizada.

II) Relação entre corrente limiar em regime de pulsos e corrente contínua

Como já discutimos no cap. II, quando passamos uma corrente contínua no laser, a temperatura efetiva na junção do dispositivo aumenta de ΔT devido às recombinações não radioativas e energia dissipada pela resistência série do dispositivo, incluindo contatos. Considerando todo calor gerado no plano da região ativa, como um modelo, define-se resistência térmica (R_T) como a dificuldade que este calor tem de ser escoado para o ambiente. Basicamente a resistência térmica é a razão entre a área de escoamento e a condutividade térmica do material onde o calor deve passar. Nestes termos, a diferença de temperatura entre o bloco escoador de calor (em geral cobre) e a junção do laser pode ser escrita como:

$$\Delta T = R_T VI \quad (\text{VIII-1})$$

Esta equação é válida apenas abaixo da corrente limiar onde a saída de energia da cavidade através de ftons é pequena. V é a voltagem total sobre o dispositivo e I a corrente, e R_T é a resistência térmica. Como a corrente limiar é função forte da temperatura e em torno da temperatura ambiente pode ser escrito como:

$$I_L = I_L(0) e^{T/T_0} \quad (\text{VIII-2})$$

a nova corrente limiar sob regime contínuo I_L^C será de:

$$I_L^C = I_L^P e^{\Delta T/T_0} \quad (\text{VIII-3})$$

onde o sub-índice c e p significa em regime contínuo e pulsado respectivamente. Estendendo um pouco mais, podemos escrever:

$$I_L^C = I_L^P \exp \left| \frac{R_T (V_J + R_S I_L^C) I_L^C}{T_0} \right| \quad (\text{VIII-4})$$

Com base nesta equação podemos fazer vários cálculos que relacionam a corrente limiar em regime pulsado e contínuo para os nossos lasers, variando parâmetros tais como R_S , T_0 , R_T . Os resultados estão mostrados na fig. VIII-1 e fig. VIII-2. Na fig. VIII-3, mostramos a curva de I_L^C e I_L^P em função da temperatura onde os pontos são experimentalmente obtidos e a curva sólida é calculada teoricamente assumindo R_T e V_J constantes com a temperatura as curvas se encaixam perfeitamente assumindo $R_T = 26,5^\circ\text{C/w}$. Existem fundamentalmente três parâmetros que podem melhorar a operação dos lasers de InGaAsP em regime contínuo além da corrente limiar: T_0 , R_S , R_T .

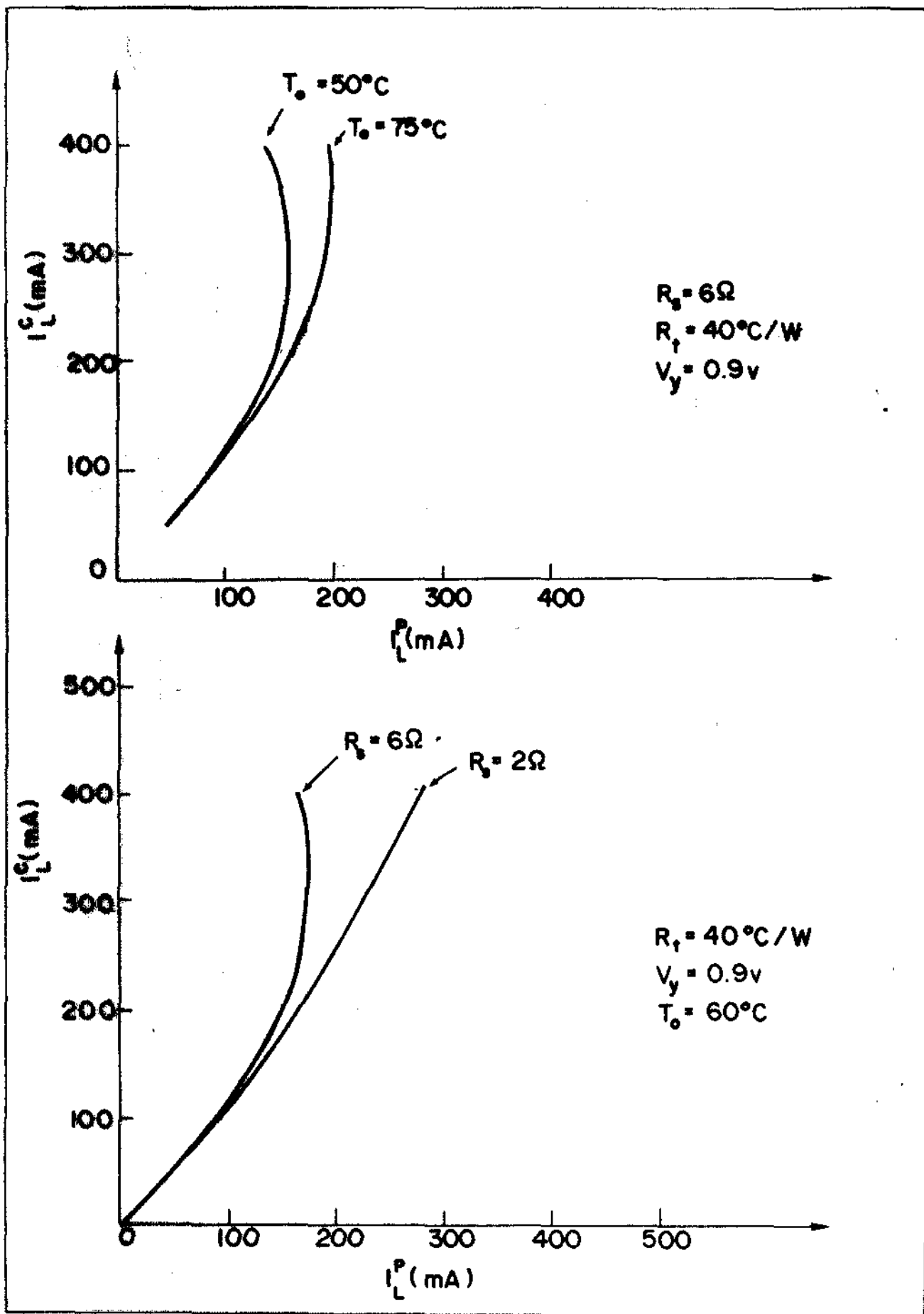


Fig. VIII-1 - Relação entre I_L^P e I_L^C

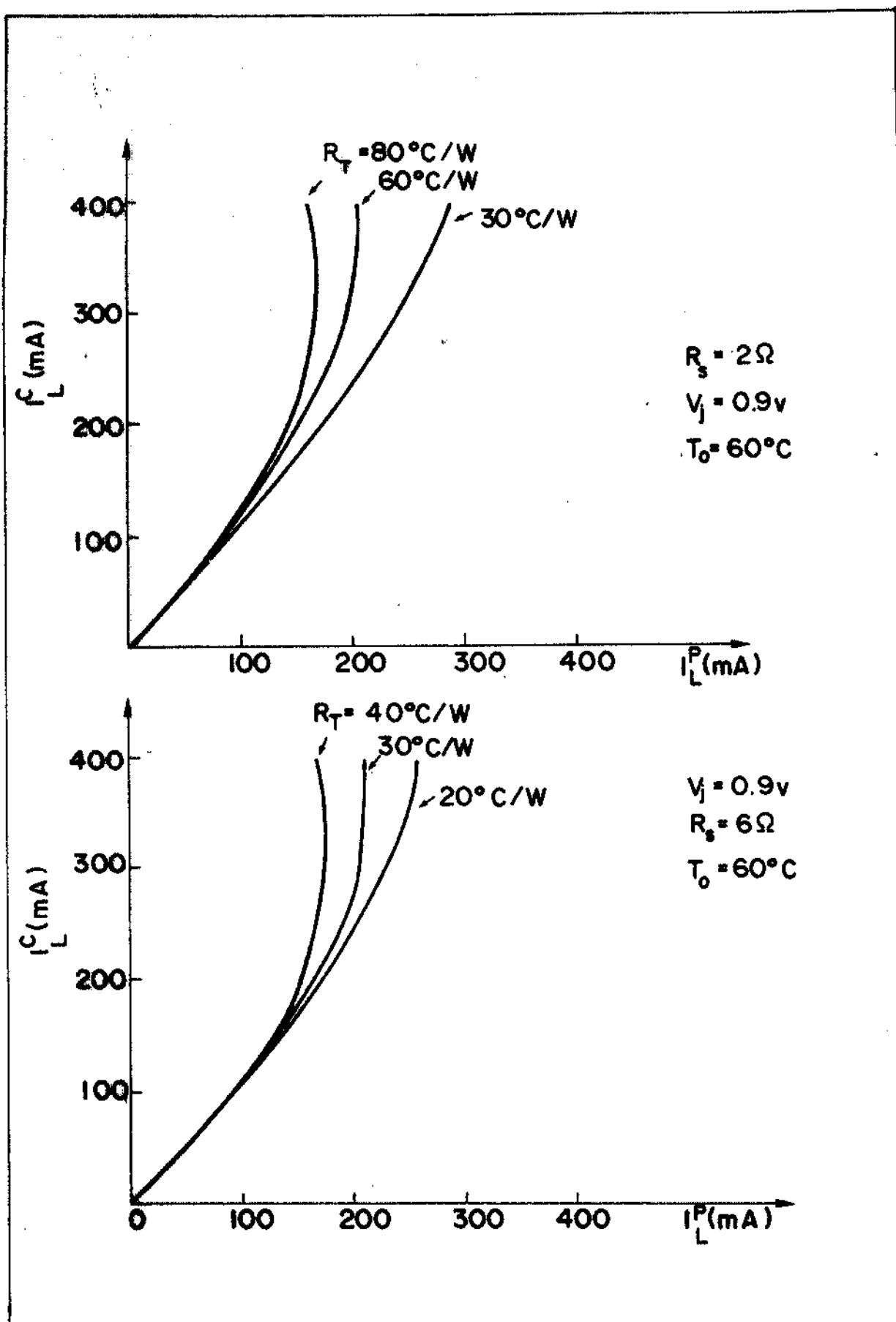


Fig. VIII-2 - Relação entre I_L^P e I_L^C

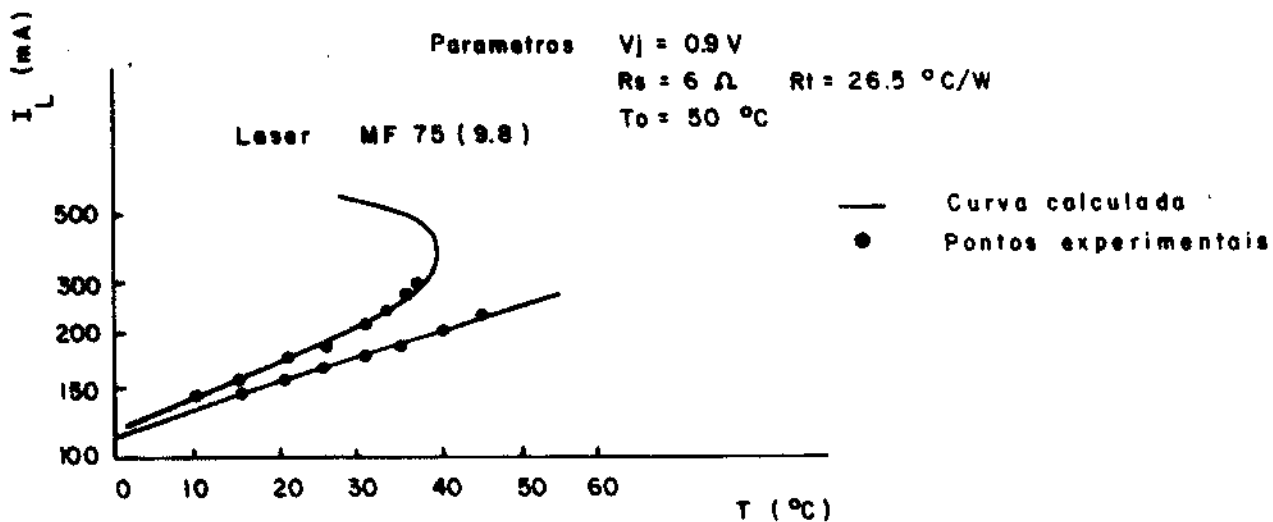


Fig. VIII-3 - Medida da corrente limiar em regime pulsa-
 do e contínuo para um laser de GaInAsP()
 $R_t = 26,5^\circ\text{C/w}$.

T_0 parece estar relacionada com propriedades do material quaternário nos quais dificilmente temos controle. A resistência série R_s depende do contato e da resistividade das camadas componentes dos lasers. Discutimos bastante este assunto no cap. VII, e estamos bem perto do ponto ótimo com valores de $2\ \Omega$ para os dispositivos mais recentes com camadas quaternárias ($\lambda = 1,3$) especiais para contato. O que ainda faltaria trabalhar um pouco mais para obter melhor repetibilidade no processo é de como sair baixa resistência térmica muito em-

bora obtivemos valores excelentes de por exemplo $26,5^{\circ}\text{C}/\text{W}$ para dispositivo com contato de faixa definido por SiO_2 cuja área de escoamento de calor é de $10\ \mu\text{m} \times 350\ \mu\text{m}$.

No que cabe a T_0 , convém ainda dizer que tudo indica que $75\text{-}80^{\circ}\text{C}$ parece ser um limite superior do valor deste parâmetro, que tipicamente é 60°C nos lasers $1,3\ \mu\text{m}$. Em lasers feitos por difusão este parâmetro parece ser função da concentração de buracos presentes na região ativa ou da profundidade da junção obtida⁽⁵³⁾. Em pastilhas cujas faixas de contato são definidos por difusão, encontramos dispositivos com T_0 variando desde $25\text{-}30^{\circ}\text{C}$ até 60°C . Isto restringe bastante a operação destes lasers em regime contínuo. Vale a pena notar também que T_0 é uma grande desvantagem dos lasers de InGaAsP com relação aos de GaAs onde T_0 é de pelo menos 120°C .

Para complemento, com base no discutido neste capítulo, calculamos a temperatura máxima de operação em regime contínuo em função de T_0 , resultado colocado na fig. VIII-4.

Apenas para conclusão do capítulo, podemos estabelecer quais os requisitos necessários para que a corrente limiar em regime contínuo seja apenas 10% ou menos maior que a corrente limiar em regime pulsado, em $T = 20^{\circ}\text{C}$

$$1) I_L^D \leq 140\ \text{mA} \quad (\text{a } 20^{\circ}\text{C})$$

$$2) R_T \leq 30^{\circ}\text{C}/\text{W}$$

$$3) R_s \leq 2\ \Omega$$

$$4) T_0 \geq 60^{\circ}\text{C}$$

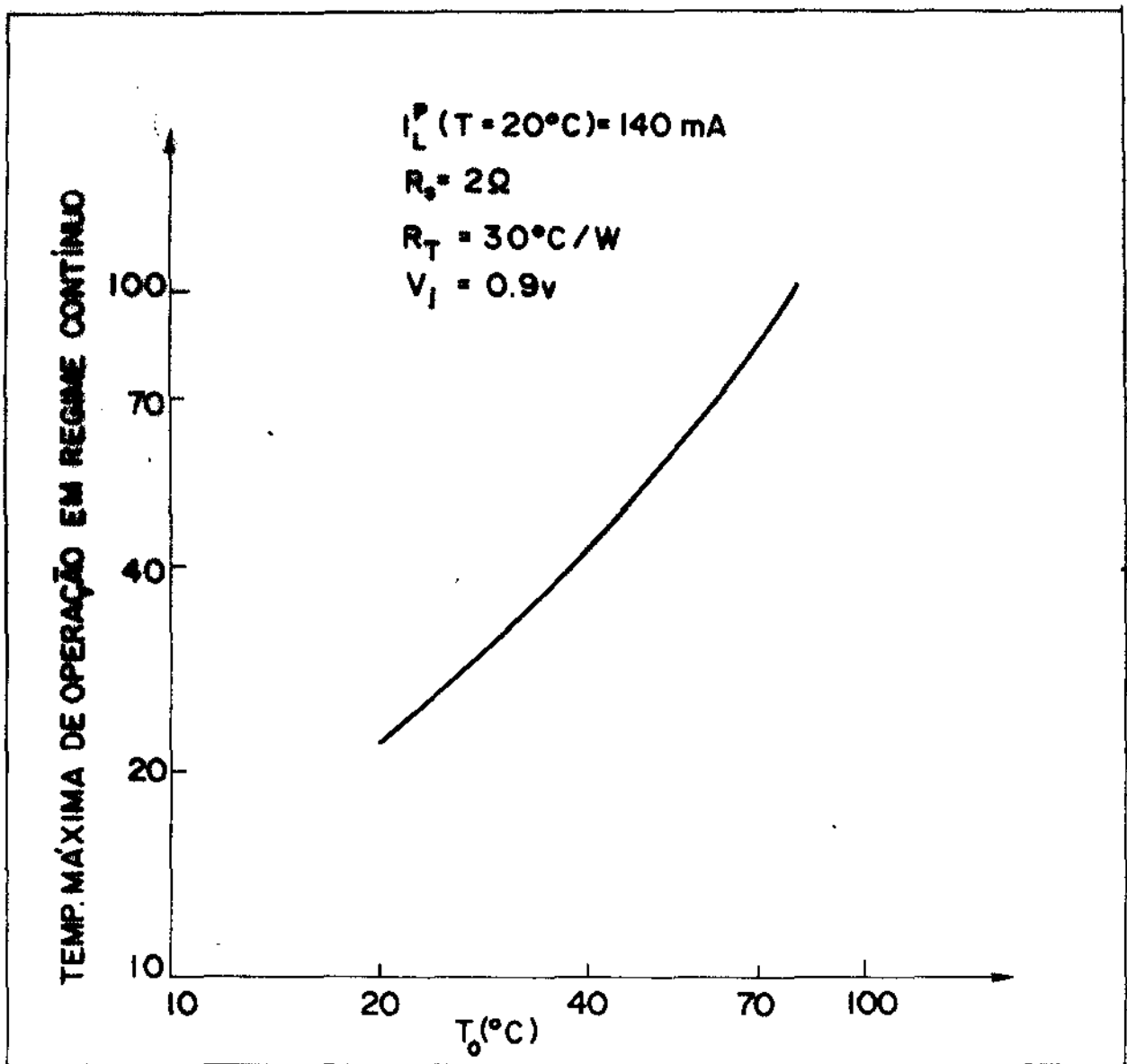
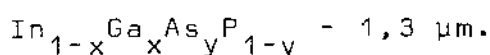


Fig. VIII-4

TESE: Fabricação e caracterização de lasers semicondutores de



CAPÍTULO IX - "Embedded Mesa Stripe Lasers"

- I) Introdução
- II) Fabricação do dispositivo
- III) Propriedades do dispositivo
- IV) Conclusão

Resumo do Capítulo

Uma estrutura de laser nova foi fabricada usando o quaternário InGaAsP. Boa linearidade para níveis de potência até 10 mW foi conseguida, bem como estabilidade do filamento do laser. As divergências do feixe são 15° e 40° nas direções paralela e perpendicular à região ativa respectivamente.

1) Introdução

A possibilidade de sistemas de comunicações ópticas na região espectral de $1,3 \mu\text{m}$, onde as fibras ópticas se caracterizam por apresentarem perdas pequenas e dispersão nula, tem sido testadas com sistemas de alta capacidade e longa distância⁽⁵⁷⁾⁽⁵⁸⁾. Em tais sistemas, bem como em sistemas mais simples, analógicos, a linearidade da fonte óptica e a estabilidade do modo estabelecido na cavidade são requisitos indispensáveis.

A estrutura descrita e caracterizada neste capítulo foi fabricada em início de 79, quando ainda nossa densidade de corrente limiar ainda não estava otimizada. Apesar disso foi um dos melhores dispositivos fabricados na época.

Basicamente o "Embedded Mesa Stripe" (EMS) é inspirado no "Channeled Substrate Planar" (SP) feito com GaAs/GaAlAs⁽⁵⁹⁾, onde é estabelecido um perfil positivo de índice de refração na direção paralela à junção devido à modulação espacial das perdas em regiões perto da região ativa do dispositivo. Um diagrama esquemático é mostrado na fig. IX-1a. Na fig. IX-1b, mostramos a fotografia do espelho de um Laser EMS vista no microscópio eletrônico de varredura.

De acordo com estimativas feitos nos lasers de GaAs, para que o modo transversal tenha boa estabilidade, devemos estabelecer ao longo do plano da junção um perfil de índice de refração positiva com degrau de pelo menos 1×10^{-3} de diferença. InGaAsP é um material relativamente novo e pouco se conhece a respeito de suas propriedades para otimizar o dispo-

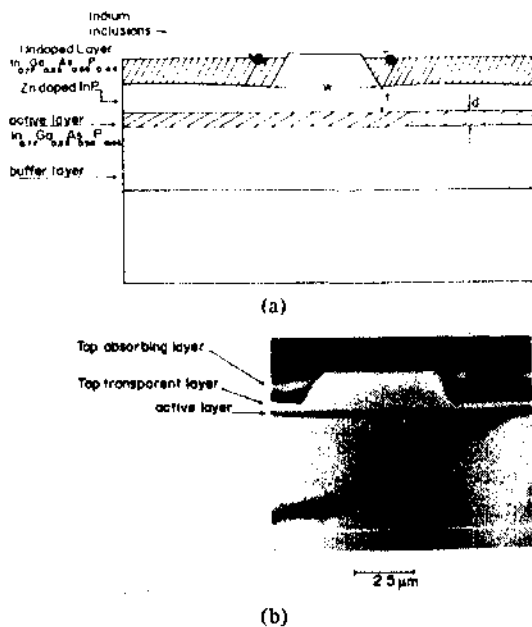


Fig. IX-1 - a) diagrama esquemático do EMS; b) fotografia do espelho do EMS

sitivo, por isso, nossa primeira tentativa foi de fazer o laser com parâmetros iguais aos usados no laser de GaAs/GaAlAs. Um trabalho recente de Yano e co-autores⁽⁶⁰⁾ nos dá uma possibilidade de estimar a diferença de índice de refração criada no plano da região ativa.

Na fig. IX-2 estimamos a diferença criada no índice de refração através da existência de alta absorção para o modo nas regiões laterais baseado nos resultados de Yano e colaboradores.

Para os nossos dispositivos o valor da espessura da camada transparente deixada nos lados do trapézio t é de 0.2 à 0.5 μm , logo a diferença de índice de refração é de 1 a 4×10^{-3} , o que acreditamos ser suficiente para estabilizar o uso do transversal também nos lasers de InGaAsP.

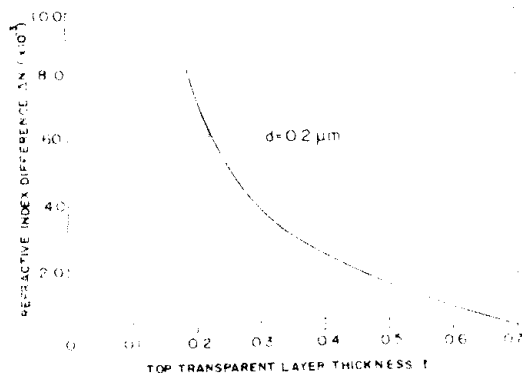


Fig. IX-2 - Diferença criada no índice de refração no plano da junção estimada baseada na ref. 60.

II) Fabricação do dispositivo

Para fabricar o laser tipo EMS, usamos 2 ciclos de crescimento e o processo de "melt-back", ou seja de colocar o cristal em contato com uma solução não saturada para haver a dissolução do cristal. No primeiro ciclo, é efetuado um crescimento normal de 3 camadas para um laser convencional. Depois disso evaporamos sobre o cristal um filme de 3000\AA de SiO_2 e definimos linhas de $7 \mu\text{m}$ de largura e $250 \mu\text{m}$ de separação. Depois de remover a resina, a superfície é limpada cuidadosamente e o segundo ciclo de crescimento é iniciado. Para a definição da mesa na forma trapezoidal, o cristal é colocado em contato com uma solução 10°C abaixo do ponto de saturação por 10 segundos, e depois imediatamente mudamos para a mesma solução com a qual fizemos o crescimento da região ativa, no primeiro ciclo. O que ocorre geralmente é que perto do filme de SiO_2 a camada removida é maior que entre as linhas, provavelmente devido à presença do SiO_2 . Também há um crescimento

mais rápido neste lugar, causando uma inclusão de índio na superfície perto das linhas, mas longe o suficiente para não nos causar problemas, com o dispositivo. Outra perturbação causada pela presença do SiO_2 são certas ondas alinhadas na direção das linhas. Na fig. IX-3 podemos ver a morfologia de superfície antes e depois do segundo ciclo de crescimento.

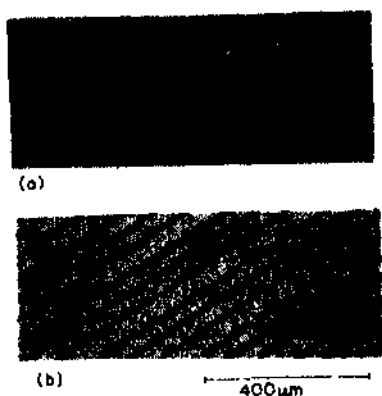


Fig. IX-3 - Morfologia de superfície a) antes e b) depois do 2º ciclo de crescimento.

Terminando o segundo ciclo de crescimento a superfície foi mergulhada numa solução de $\text{H}_2\text{O} : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{HF} = 8:3:2$ para remover o filme de SiO_2 e as inclusões de In. Daí, um novo filme de SiO_2 foi depositado sobre o cristal e linhas sobrepostas às mesas com largura de $10 \mu\text{m}$ foram definidas. Este passo foi necessário para evitar converter toda a última camada em tipo p durante a difusão para melhorar os contatos ôhmicos. Finalmente, a pastilha foi metalizada com Au/Zn no lado p e Au/Sn no lado n e os dispositivos foram clivados com comprimento de $300 \mu\text{m}$ e largura de $250 \mu\text{m}$. Os cristais usados para fabricação destes lasers eram orientados no eixo (111) por

que na direção (100) a mesa deixada no "melt-back" não fica na forma trapezoidal.

III) Propriedades dos dispositivos

a) Linearidade

A principal vantagem do laser tipo EMS, é a linearidade. Na fig. IX-4 vemos a característica óptica de um laser tipo EMS do lado de um laser convencional faixa de contato definida por SiO_2 com largura de $11 \mu\text{m}$. Ao lado de cada uma das características, trocamos uma linha reta para melhor comparação. A corrente limiar, cai entre $9-12 \text{ kA/cm}^2$. Este alto valor é devido à 3 primeiros fatores:

- 1) Quando fabricamos estes dispositivos ainda não tínhamos otimizado nossas pastilhas cujo $J_L \approx 3-5 \text{ kA/cm}^2$.
- 2) No segundo ciclo de crescimento o Zn difunde através da região ativa, fazendo a junção na primeira camada cerca de $0.3 \mu\text{m}$ abaixo da região ativa (Determinado no microscópio eletrônico de varredura através de "EBIC - electron beam induced current").
- 3) O terceiro é consequência do segundo: A difusão de Zn aumenta as perdas por portadores livres e aumenta a fuga de portadores porque nesta nova junção não existe a barreira de confinamento de buracos formada pela heteroestrutura dupla. O laser opera num regime similar ao descrito em (61).

Além destes motivos, normalmente a corrente limiar para este tipo de dispositivo deve ser maior pois o modo sente efetivamente maior perda, pois este é o mecanismo usado para criar o perfil positivo de índice de refração paralelo à junção.

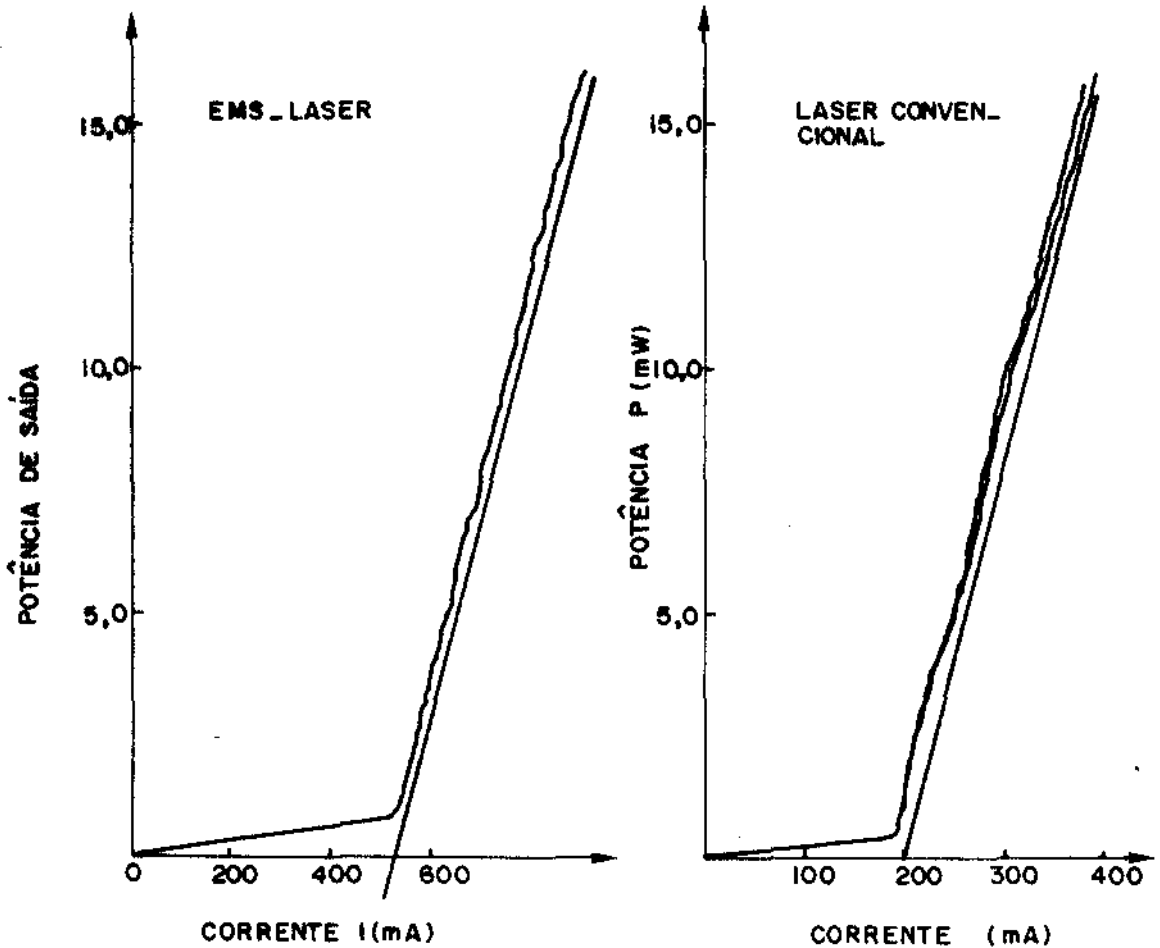
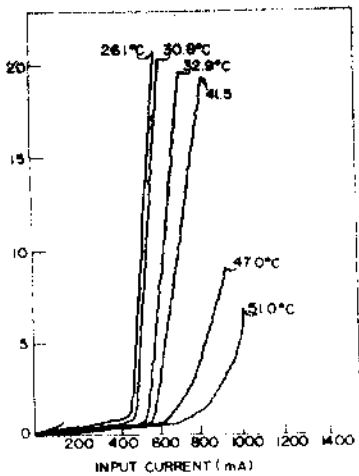


Fig. IX-4 - Característica óptica do laser tipo EMS (a) ao lado da característica de um laser convencional

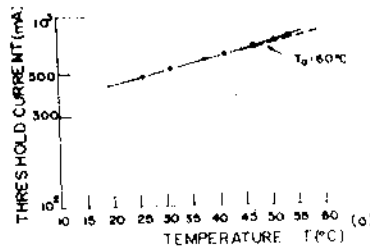
b) Dependência de I_L com a temperatura

A característica óptica do laser EMS em várias temperaturas pode ser vista na fig. IX-5 (a) e na fig. IX-5 (b) plotamos a corrente limiar I_L em função da temperatura de operação do laser. Estas medidas foram feitas com o dispositivo

operando com pulsos de $1,5 \mu s$ a 1 KHz . O comportamento de I_L com a temperatura é bastante similar do convencional, com $T_0 = 60^\circ\text{C}$. No entanto a eficiência diferencial externa é extremamente sensível à temperatura.



(a)



(b)

Fig. IX-5 - Comportamento da corrente limiar com a temperatura para o laser EMS.

c) Distribuição da intensidade de luz perto e longe dos espelhos

Outra grande vantagem de se fabricar o laser EMS é a estabilidade do modo transversal. Ou seja uma vez que acoplamos o laser à uma fibra óptica, a eficiência do acoplamento não é função da corrente do laser. A não linearidade dos lasers é ligada sempre à uma mudança de posição espacial do filamento do laser⁽⁶²⁾, sendo assim, a linearidade sempre vem li

gada à estabilidade do modo transversal. Como o EMS laser é linear para níveis de potência óptica superiores à 10 mW, o modo transversal também deve se manter estável para estes níveis de potência.

A distribuição de intensidade de luz perto do espelho de um laser tipo EMS pode ser vista na fig. IX-6. A largura total à meia altura é 3 μm , e independe da corrente aplicada.

O campo longe nas direções paralela e perpendicular à junção está mostrado na fig. IX-7. A divergência do feixe é de 12-15 $^\circ$ na direção paralela à junção e de 35-40 $^\circ$ na direção perpendicular.

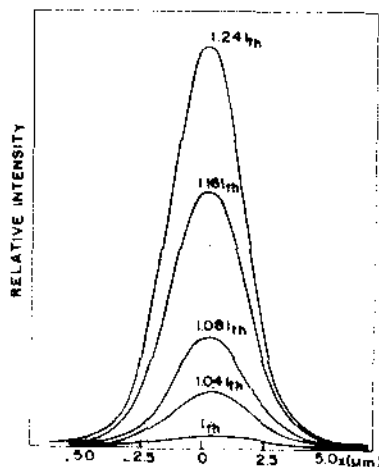


Fig. IX-6 - Campo próximo do laser EMS paralelo à junção

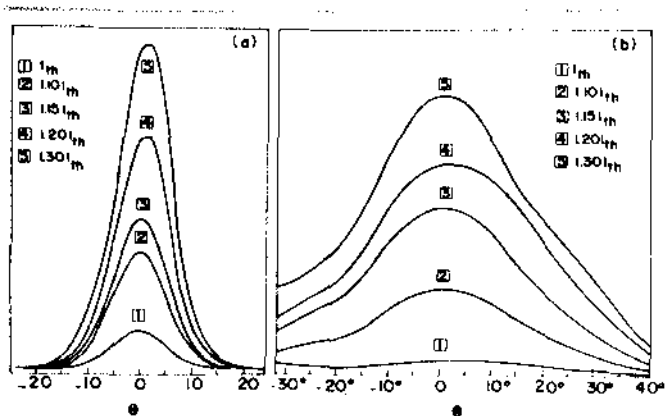


Fig. IX- 7 - Campo longe do laser EMS (a) paralela (b) perpendicular à junção.

d) Espectro óptico

Para uso em sistemas de comunicação ópticas em $1,3 \mu\text{m}$, o modo longitudinal único não é um requisito necessário para o laser. No entanto para o EMS, quase toda potência é concentrada num modo neste dispositivo.

O espectro óptico de um laser EMS está mostrado na fig. IX-8 operando o dispositivo em regime pulsado.

IV) Conclusão

Uma estrutura de laser que apresenta boa linearidade foi construída na região do espectro de $1,3 \mu\text{m}$. A corrente limiar obtida foi bastante alta devido à falta de otimização dos níveis de dopagens e perdas por espalhamento, poste -

riormente otimizadas. Além disso, no segundo ciclo de crescimento, houve difusão de Zn da 3^a para a 1^a camada formando a junção p-n do dispositivo num lugar inconveniente. No entanto nas propriedades medidas nestes dispositivos são bastante interessantes, sugerindo voltar a fabricá-lo, agora, com nosso J_L otimizado.

Apêndice I -

Relação entre fração atômica e peso para o sistema

In-Ga-As-P

Por definição fração atômica de um elemento numa solução é a relação entre o número de átomos do elemento em relação ao número total de átomos:

$$X_{\text{ELEMENTO}}^{\ell} = \frac{\text{número de átomos do elemento}}{\text{número total de átomos}} \quad (\text{AI-1})$$

Na solução usado no crescimento epitaxial de InGaAsP por exemplo, a fração atômica de fósforo (P) no líquido é definido como:

$$X_{\text{P}}^{\ell} = \frac{\text{número de átomos de fósforo}}{n_{\text{In}}^{\circ} + n_{\text{AS}}^{\circ} + n_{\text{Ga}}^{\circ} + n_{\text{P}}^{\circ}} \quad (\text{AI-2})$$

logo, por definição:

$$X_{\text{In}}^{\ell} + X_{\text{Ga}}^{\ell} + X_{\text{AS}}^{\ell} + X_{\text{P}}^{\ell} = 1 \quad \text{para o sistema In-Ga-As-P} \quad (\text{AI-3})$$

Podemos pensar no sistema como uma molécula constituída por átomos de In-Ga-As-P. O peso molecular desta estranha molécula seria:

$$X_{\text{T}} = X_{\text{In}}^{\ell} M(\text{In}) + X_{\text{Ga}}^{\ell} M(\text{Ga}) + X_{\text{AS}}^{\ell} M(\text{AS}) + X_{\text{P}}^{\ell} M(\text{P}) \quad (\text{AI-4})$$

onde $M(\text{In})$ é o peso atômico do In, $M(\text{Ga})$ é o peso atômico do

Ga, etc. Assim a contribuição percentual em peso de cada elemento é:

$$W\%(In) = \frac{X_{In}^{\ell} M(In)}{X_T} \times 100$$

$$W\%(Ga) = \frac{X_{In}^{\ell} M(Ga)}{X_T} \times 100 \quad (AI-5)$$

$$W\%(As) = \frac{X_{AS}^{\ell} M(As)}{X_T}$$

$$W\%(P) = \frac{X_P^{\ell} M(P)}{X_T}$$

Seria bem simples se usamos o elemento puro In, Ga, As e P. Por facilidade experimental usamos compostos como GaAs, InAs, InP numa solução de In. Assim por exemplo:

o In vem de

In	
InAs	$X_{In}^{\ell} = X_{In}^{\ell} + X_{InAs}^{\ell} + X_{InP}^{\ell}$
InP	

?

o Ga vem de

GaAs	$X_{Ga}^{\ell} = X_{GaAs}^{\ell}$
------	-----------------------------------

(AI-6)

o As vem de

GaAs	$X_{As}^{\ell} = X_{GaAs}^{\ell} + X_{InAs}^{\ell}$
InAs	

o P vem de

InP	$X_P^{\ell} = X_{InP}^{\ell}$
-----	-------------------------------

Concluimos então:

$$X_{In\ sol}^l = (X_{In}^l + X_{Ga}^l - X_{As}^l - X_P^l)$$

$$X_{GaAs}^l = X_{Ga}^l \quad (AI-7)$$

$$X_{InAs}^l = X_{As}^l - X_{Ga}^l$$

$$X_{InP}^l = X_P^l$$

Logo a contribuição em peso que devemos colocar de In, InAs, GaAs e InP para formar a molécula desejada de X_{In}^l , X_{Ga}^l , X_{As}^l e X_P^l é:

$$W_o(In) = X_{InSol}^l \frac{M(In)}{XT} \times 100 = \frac{(X_{In}^l + X_{Ga}^l - X_{As}^l - X_P^l) M(In)}{XT} \times 100$$

$$P(GaAs) = \frac{X_{GaAs}^l M(GaAs)}{XT} \times 100 = \frac{X_{Ga}^l M(GaAs)}{XT} \times 100 \quad (AI-8)$$

$$P(InAs) = \frac{X_{InAs}^l M(InAs)}{XT} \times 100 = \frac{(X_{As}^l - X_{Ga}^l) M(InAs)}{XT} \times 100$$

$$P(InP) = \frac{X_{InP}^l M(InP)}{XT} \times 100 = \frac{X_P^l M(InP)}{XT} \times 100$$

Geralmente colocamos 2,000 g de solução de In pu ro. Assim todos os pesos devem ser multiplicados pelo fator:

$$F = \frac{2,000}{W_o(In)} \quad (AI-9)$$

Finalmente, para calcularmos os pesos adequados de InAs, GaAs

e InP a partir de X_{AS}^l , X_{Ga}^l , X_{In}^l e X_P^l para 2,000 g de In puro devemos usar as equações:

$$W(\text{InAs}) = \frac{(X_{AS}^l - X_{Ga}^l) M(\text{InAs})}{XT} \cdot \frac{2}{W_0(\text{In})}$$

$$W(\text{GaAs}) = \frac{X_{Ga}^l M(\text{GaAs})}{XT} \cdot \frac{2}{W_0(\text{In})} \quad (\text{A-10})$$

$$W(\text{InP}) = \frac{X_P^l M(\text{InP})}{XT} \cdot \frac{2}{W_0(\text{In})}$$

Apêndice II

Limpeza do Substrato

A limpeza do substrato de InP é feita de maneira similar ao do GaAs segundo um procedimento deixado aqui em 1976 por C.J. Hwang.

Passos:

1. Vapor de tricloroetileno 20 min.
2. Vapor de Acetona 10 min.
3. Banho de Metanol
4. Banho de Isopropanol
5. Ataque com H_2SO_4 30-60 s
6. Ataque com $H_2SO_4 : H_2O : H_2O_2 = 30:10:10$ 3 min.
7. Lavar muito bem com H_2O Destilada e deionizada $> 10 M\Omega$.

Antes de começar a limpeza todo o ambiente e os recipientes a serem usados devem estar bem limpos para evitar qualquer contaminação.

Para limpeza no vapor de tricloroetileno e acetona, fizemos recipientes especiais mostrados na figura AII-1:

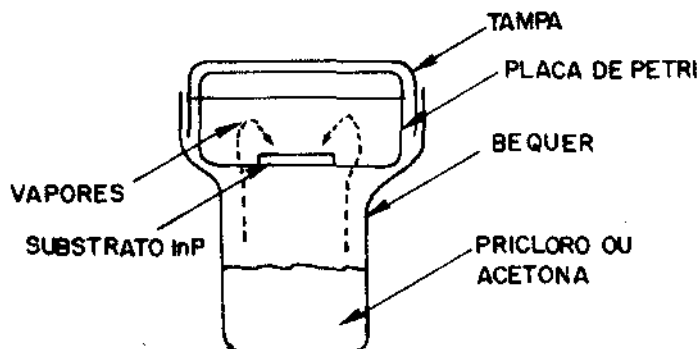


Fig. AII-1 - Recipiente usado para limpeza do substrato no vapor de tricloroetileno e acetona.

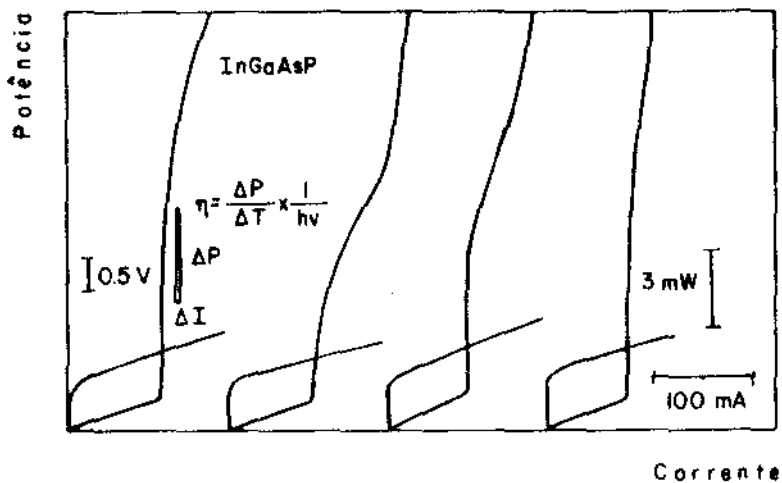
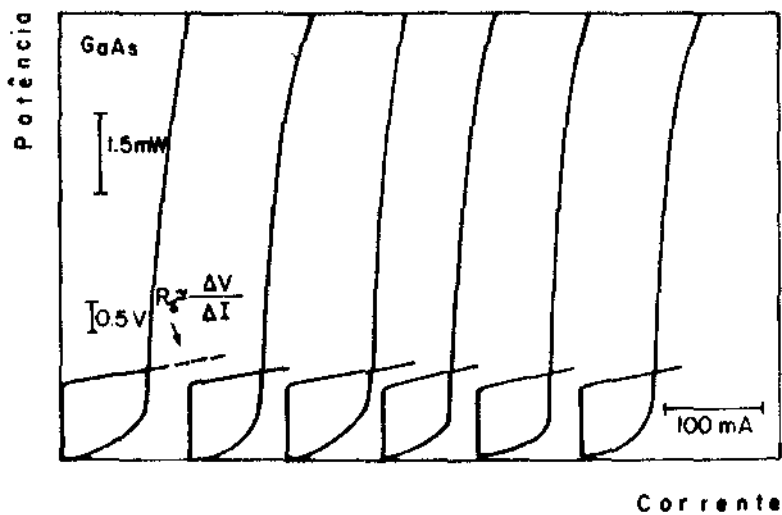


Fig. AIII-2 - Exemplo típico das curvas $P \times I$ e $V \times I$ obtidos com a montagem descrita aqui.

Apêndice IV -

Montagem Experimental para Medir o Tempo Médio de Recombinação dos Portadores Injetados na Região Ativa do Laser

Equipamento usado:

1 gerador de pulsos rápidos 1-10 mS	Paravan 1500
1 fonte DC	Tectrol TC-40-02-85
1 registrador	HP - 7040A
1 fotomultiplicadora S1	EDA - PM - 101
1 osciloscópio Sampling	HP - 1810A 16 HZ
1 criostato com temperatura controlável	Air Products OC-20

Os equipamentos usados foram interligados na seguinte forma:

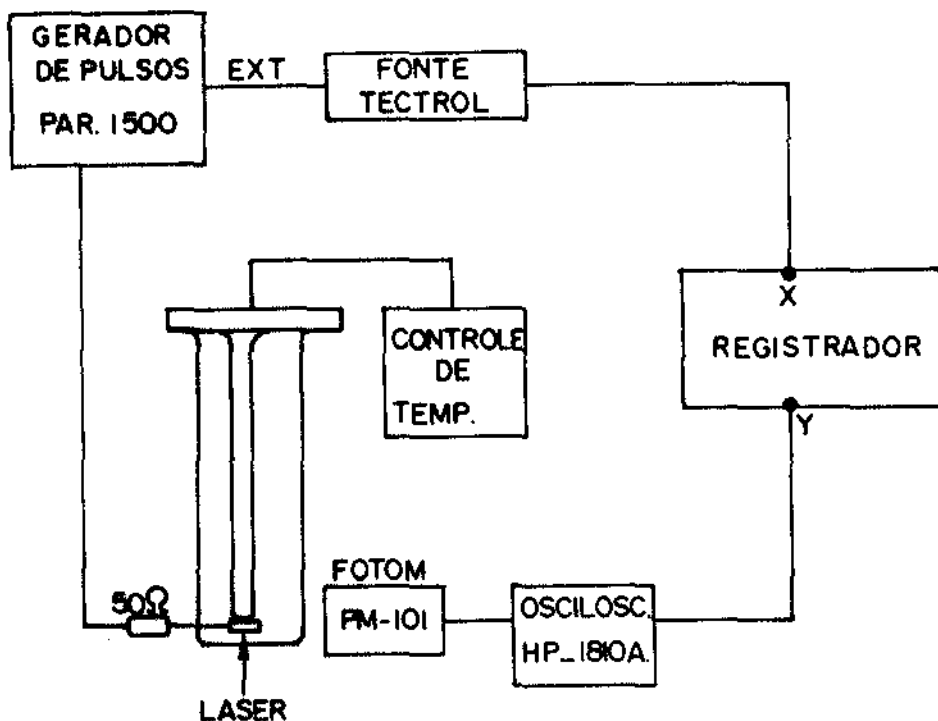


Fig. IV-1 - Arranjo experimental para medir τ .

Apêndice V

Influência da recombinação tipo Auger nas propriedades do InGaAsP

Recombinação Auger foi proposta pela primeira vez por Beattie e Landsberg⁽¹⁾ com base numa estrutura de bandas bastante simples mostrada na fig. (1a). Beattie e Smith⁽²⁾ fizeram posteriormente cálculos mais detalhados usando estruturas de bandas mais complicadas consistindo de banda de condução, banda de brucos leves e pesados.

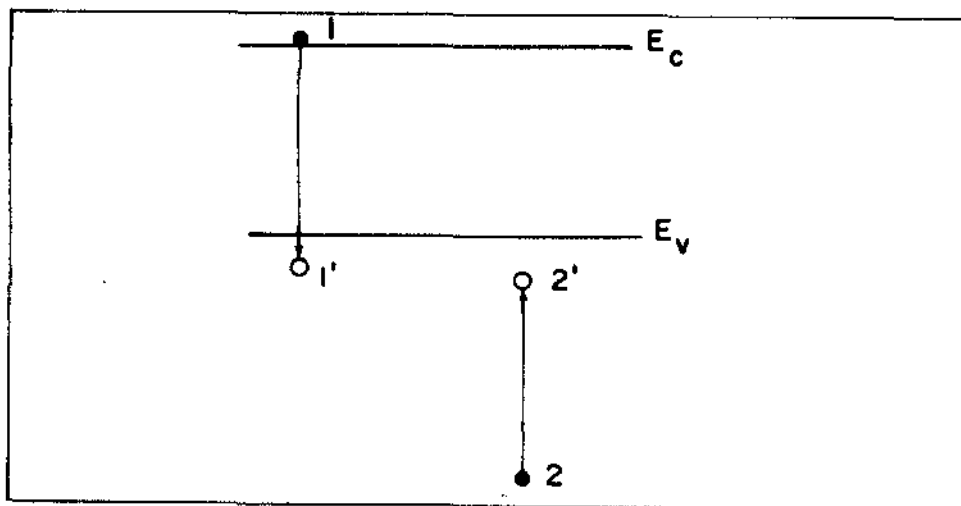


Fig. 1 - Recombinação Auger proposta por Beattie e Landsberg (ref. 1)

A recombinação Auger é usualmente caracterizado por sua dependência da densidade de portadores, o que a distingue dos outros processos de recombinação. Albert Hang⁽³⁾ estudou a dependência da transição Auger como função da densidade de portadores e especificou vários casos:

1) Recombinação Auger "normal" só é possível em semiconduto -

res de gap pequeno, e a razão de recombinação é proporcional ao produto np que são as densidades de elétrons e buracos.

- 2) Recombinação Auger com a participação de fonons e a que predomina em semicondutores com gap $E_g \approx 1$ eV, e tem a dependência usual $n^2 p$.
- 3) Recombinação Auger de segunda ordem, com 2 elétrons Auger, vai com $n^{7/8} p$ invés de $n^3 p$ como seria esperado.

Além disso para altas concentrações, ($n, p \sim 10^{19}$ cm^{-3}) a razão de recombinação pode ser diminuída pela interação coulombiana entre os portadores. Com base neste trabalho de A. Hang⁽³⁾ podemos escrever que:

$$R_A = B_1 n^2 p \quad (\text{AV-1})$$

onde R_A é a razão de recombinação Auger, B_1 a constante de recombinação Auger, e n e p são as densidades de elétrons e buracos respectivamente. Essa equação é a discussão do caso mais simples de recombinação Auger, sem conservação de K , ou seja com a participação de fonons.

A razão de recombinação radiativa, que origina a emissão estimulada e espontânea nos semicondutores de gap direto é dada por⁽⁴⁾:

$$R_R = \int_0^\infty \gamma_{\text{spont}}(h\nu) d(h\nu) \quad (\text{AV-2})$$

Para um cálculo qualitativo, vamos assumir o mais simples dos casos, onde a recombinação não seja governada pela conservação de \vec{k} , assim a razão de recombinação radiativa fica

proporcional ao produtos de estados cheios na banda de condução pelos números de estados vazios na banda de valência:

$$R_R = B n p \quad (\text{AV-3})$$

Escrevendo então a razão total de recombinação como a soma das recombinações radiativas mais as recombinações Auger teremos:

$$R_T = R_R + R_A = B n p + B_1 n^2 p \quad (\text{AV-4})$$

Com base nestes argumentos, podemos definir a eficiência das recombinações radiativas como

$$\eta_i = \frac{R_R}{R_R + R_A} = \frac{B n p}{B n p + B_1 n^2 p} \quad (\text{AV-5})$$

ou simplesmente:

$$\frac{1}{\eta_i} = 1 + \left(\frac{B_1}{B}\right)n \quad (\text{AV-6})$$

Obviamente estes coeficientes de recombinações não foram bem determinados para o quaternário. Para o coeficiente de recombinação radiativa existe uma publicação de Yano e colaboradores⁽⁵⁾ na qual tomam para este, um valor de 10^{-10} cm³/s, valor próximo ao encontrado no caso de GaAs. Para o coeficiente de recombinação Auger B_1 , foi determinado um valor entre 10^{-24} a 10^{-27} cm⁶/s para o Ge⁽⁶⁾, e mais recentemente, para o Si um valor de $3,4 \times 10^{-31}$ cm⁶/s foi medido⁽⁷⁾.

Com base nos cálculos de ganho como função de n

feito recentemente por Dutta⁽⁸⁾, podemos calcular a densidade de corrente limiar para lasers de InGaAsP cuja região ativa é de 0.1 μm de espessura, e o valor que encontramos para 300^ok é de 700-900 A/cm². O resultado experimental no entanto, fica sempre em torno de 1400-2000 A/cm², ou seja aproximadamente o dobro. Se estamos assumindo a eficiência interna em função de η da maneira descrita pela equação (AV-6), poderíamos explicar a diferença entre o resultado experimental e o teórico assumindo $\eta_i = 0.5$ para o η correspondente ao J_L dos lasers da região ativa 0.1 μm . Assim a relação $B_1/B = 2.5 \times 10^{-19} \text{ cm}^3$ e o coeficiente de recombinação Auger B_1 fica sendo estimado em $B_1 = 2.5 \times 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$ para o InGaAsP. Com base nesta estimativa, podemos calcular pela eq. (AV-6) $1/\eta_i$ em função de η . O resultado está na fig. AV-1.

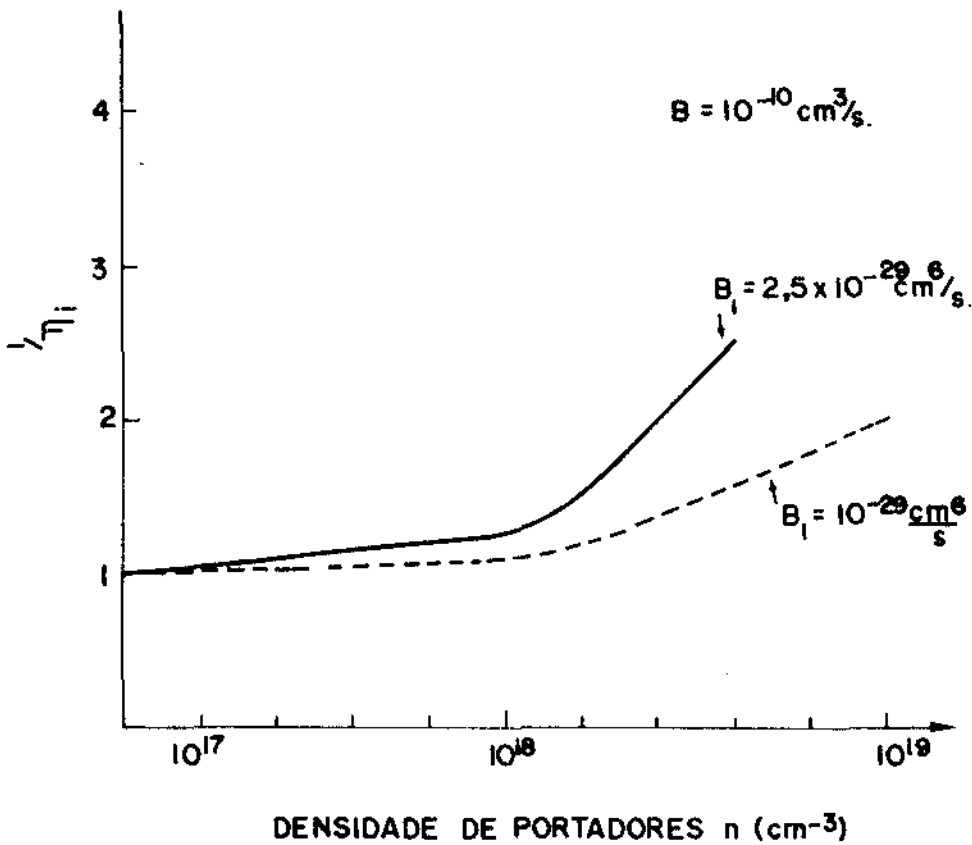


Fig. AV-1 - Inverso da eficiência radiativa interna como função da densidade de portadores

Podemos também, calcular J_L em função da espessura da região ativa usando a eq. (VI-8) (Cap. VI) mais a relação de ganho e corrente da ref. (8) deste apêndice e a eq. (AV-6).

Reescrevendo a eq. (VI-8) temos:

$$J_L = \frac{d}{\Gamma \beta_1 \eta} \left| \alpha_T + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \right| + \frac{\alpha_1 d}{\beta_1 \eta} \quad (\text{AV-7})$$

da ref. (8), podemos pegar os valores de α_1 e β_1 mais apropriados ao nosso caso (undoped).

$$\text{Assim: } \alpha_1 = 153 \text{ cm}^{-1} \text{ ou } \alpha_1 = 239 \text{ cm}^{-1}$$

$$\beta_1 = 0.061 \frac{\text{cm } \mu\text{m}}{\text{A}} \text{ ou } \beta_1 = 0.079 \frac{\text{cm } \mu\text{m}}{\text{A}}$$

Usando a equação (AV-6) podemos reescrever (AV-7)

como:

$$\frac{1}{J_L} = \frac{\Gamma \beta_1}{d \left| \alpha_T + \Gamma \alpha_1 + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \right|} - \left(\frac{\beta_1 \tau}{B \eta d} \right) \quad (\text{AV-8})$$

Com base nesta última equação podemos então calcular numericamente J_L em função da espessura da região ativa d para os lasers de InGaAsP. Os resultados estão na fig. AV-2 e AV-3 para casos em que $N_A = N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ e $N_A = N_D = 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Os parâmetros usados estão mostrados também nas figuras.

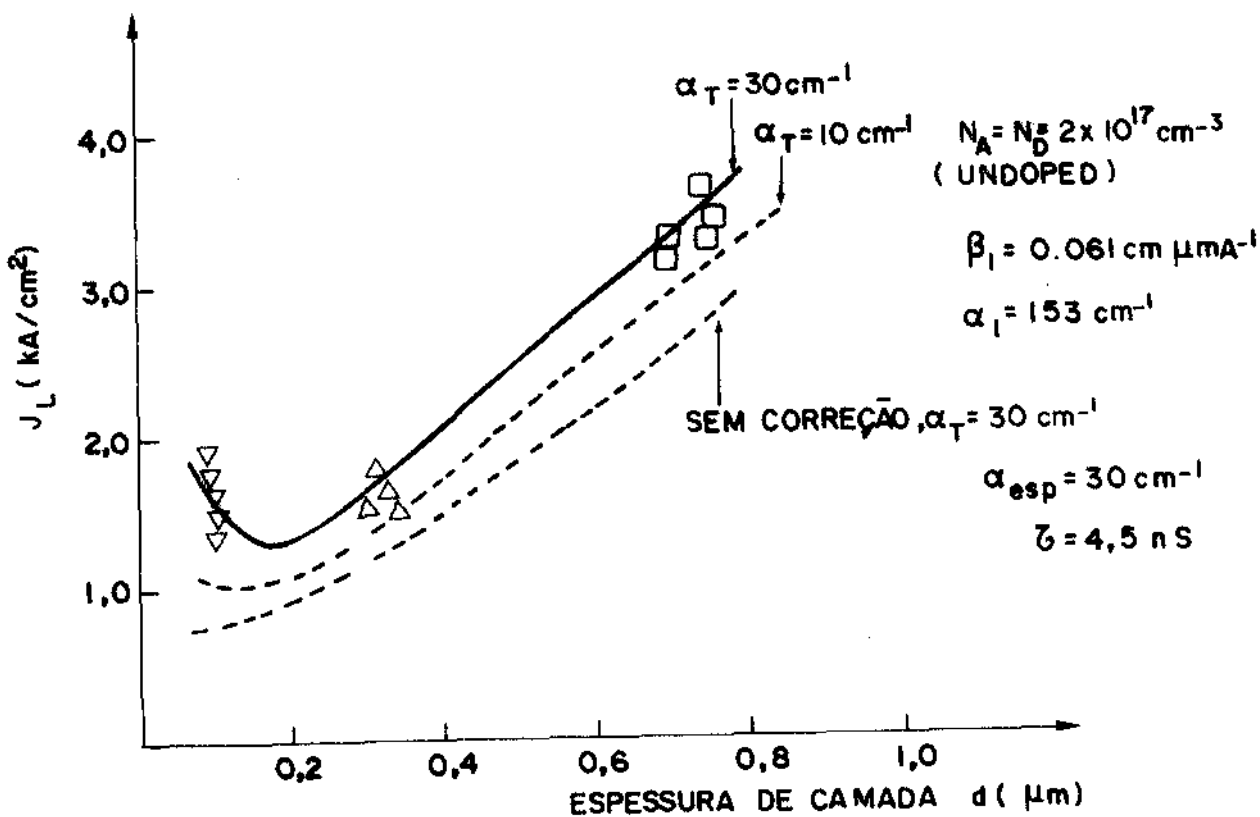


Fig. AV-2 - J_L em função da espessura da região ativa, $N_A = N_D = 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

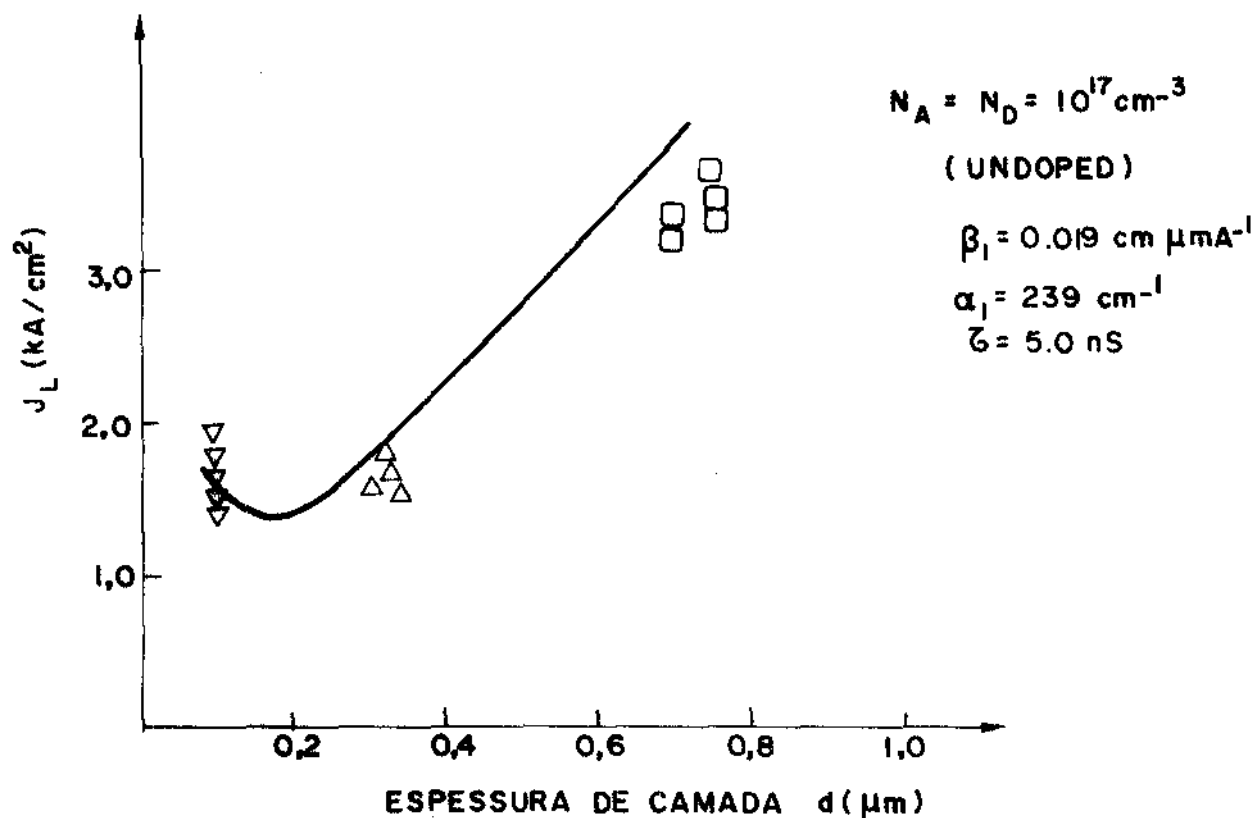


Fig. AV-3 - J_L versus d . $N_A = N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

Uma propriedade bastante típica do InGaAsP é a curvatura, tendendo à saturação, da emissão espontânea. Um exemplo característico disso está mostrado na fig. AV-4.

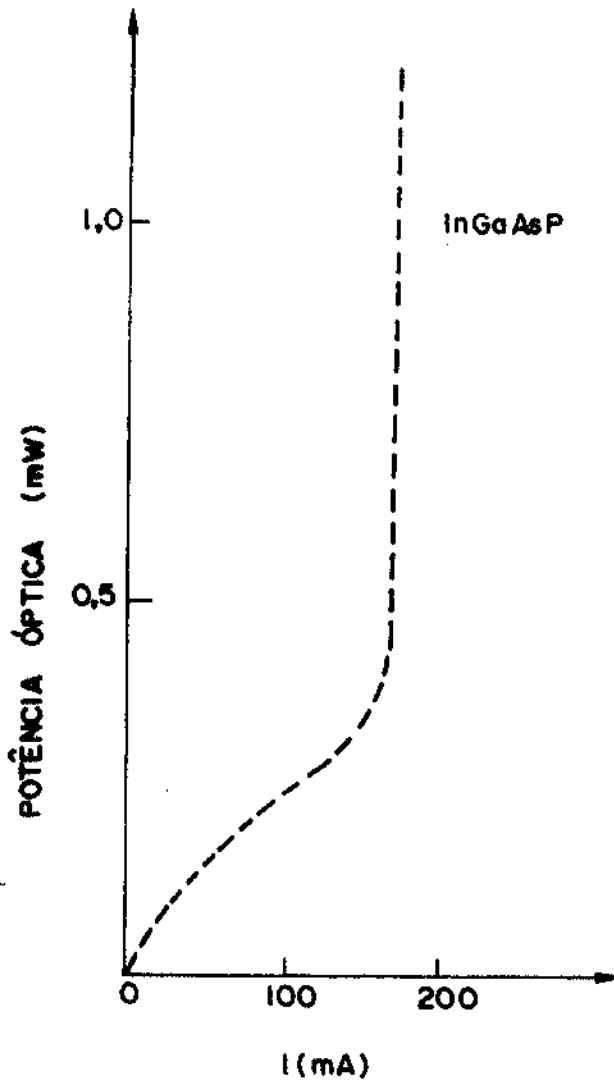


Fig. AV-4 - Emissão espontânea típica dos lasers de InGaAsP.

Isso se encaixa perfeitamente dentro do modelo, fazendo:

nº de elétrons que geram fotons =

= η_1 x nº total de elétrons =

= nº de fotons

Assim

$$N_f = n_i n \quad (\text{AV-9})$$

Usando novamente a equação AV-6, reescrevemos AV-9 na forma:

$$N_f = \left(1 + \frac{B_1}{B}n\right)n \quad (\text{AV-10})$$

Usando AV-10, calculamos N_f em função de n , mostrado na fig. AV-5.

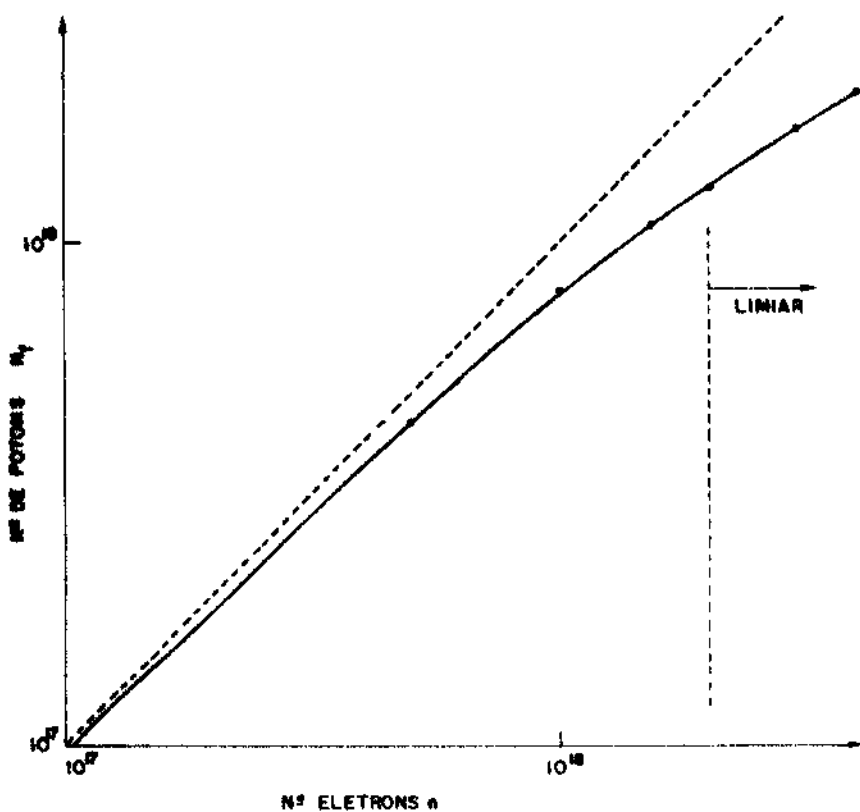


Fig. AV-5 - Densidade de fótons em função da densidade de portadores presentes na região ativa

Essa é sem dúvida a evidência mais direta da participação de transições tipo Auger no InGaAsP. Recentemente N.K. Dutta, num trabalho bastante similar, calculou além da curvatura da emissão espontânea, o comportamento da corrente limiar em função da temperatura, com excelentes resultados quando comparados com os resultados experimentais.

Abordando desta maneira o problema, podemos desenvolver cálculos bastante interessantes e precisos, precisamos melhorar no entanto as estimativas do coeficiente Auger, e adicionar o termo de interação coulombiana, que reduz o mecanismo Auger para densidades da ordem de 10^{19} cm^{-3} . Mas, sem dúvida, transição Auger é um importante mecanismo de recombinação não radiativa no InGaAsP, e deve ser o responsável pela diferença da dependência de I_L com a temperatura entre o GaAs e InGaAsP.

Referências (Apêndice V)

- (1) A.R. Beatie and P.T. Landsberg
Proc. R. Soc. A249, 16 (1959).
- (2) A.R. Beatie and G. Smith
Phys. Status Solidi 19, 577 (1969).
- (3) A. Hang
Solid State Electronics, 21, 1281 (1978).
- (4) G.Lasher and F. Stern
Phys. Rev. 133, A553 (1964).
- (5) M. Yano, H. Nishi, M. Takusagawa
IEEE J. of Quantum Electron. QE-16, 661 (1980).
- (6) V.A. Zuev, V.G. Litrovchenko and G.A. Sukach
Sov. Phys. Semiconductors 9, 1083 (1975).
- (7) K.G. Svantenson and N.G. Nilsson
Solid State Electron. 21, 1603 (1978).
- (8) Nilloy K. Dutta
J. Appl. Phys. 52, 55 (1981).
- (9) Nilloy K. Dutta
Appl. Phys. Letter, 1, 407 (1981).

Referências

- (1) H. Nelson
R.C.A. rev. 24, 603 (1963)
- (2) Zh. Alferov, V.M. Andreev, V.I. Korol'kov, E.L. Portnoi,
and D.N. Tret'yakov
Sov. Phys. Semicond., 2, 1289 (1969)
- (3) M.B. Panish, I. Hayashi and S. Sumski
IEEE J. Quantum Electron., 210, 1969
I. Hayashi, M.B. Panish, P.N. Foy idem, pg. 211
- (4) R.L. Hartman, J.C. Dymont, C.J. Hwang and M. Kuhn
Appl. Phys. Letters, 23, 181 (1973)
- (5) A.P. Bogatov, L.M. Dolginov, L.M. Druzhinina, P.G. Eliseev,
B.N. Sverdlov and E.G. Sherchenko
Sov. J. Quantum Electron., 4, 1281 (1975)
- (6) J.J. Hsieh
Appl. Phys. Letters 28, 283 (1976)
- (7) J.J. Hsieh
J. Crystal Growth 27, 49 (1974)
- (8) D.L. Rode
J. Crystal Growth 20, 13 (1973)
- (9) R.L. Dawson
J. Crystal Growth 27, 86 (1974)
- (10) J.J. Hsieh
GaAs and related compounds, 33b, 37 (1976)
- (11) M.A. Pollack, R.E. Nahory, J.C. Dewinter and A. Ballman
Appl. Phys. Letters 33, 314 (1978)
- (12) K. Nakajima, T. Kusunoki, K. Akita and T. Kotani
J. Electrochem. Soc. 125, 123 (1978)
- (13) H. Nagai and Y. Noguchi
Appl. Phys. Letters 32, 234 (1978)

- (14) K. Nakajima, T. Tanahashi, K. Akita, T. Yamaoka
J. Appl. Phys. 50, 4975 (1979)
- (15) E.H. Perea
J. Appl. Phys. 51, 331 (1980)
- (16) E.W. Williams, W. Elder, M.G. Astles, M. Webb, J.B. Mullim,
B. Straughan, P.J. Tuftan
J. Electroch. Soc., 120, 1741 (1973)
- (17) M.G. Astles, F.G.H. Smith and E.W. Williams
J. Electroch. Soc. 120, 1750 (1973)
- (18) S.H. Chiao and R.L. Moon
Progress on Crystal Growth on Character. 2, 251 (1979)
- (19) F.K. Reinhart, J. Hayashi and M.B. Panish
J. Appl. Phys. 42, 4466 (1971)
- (20) H.C. Casey Jr.
J. Appl. Phys. 49, 3684 (1978)
- (21) G. Lasher and F. Stern
Phys. Rev. 133, A553 (1964)
- (22) C.J. Hwang, N.B. Patel, M.A. Sacilotti, F.C. Prince and
D.J. Bull
J. Appl. Phys. 49, 29 (1978)
- (23) B.I. Miller and J.H. McFee
J. Electrochem. Soc. 125, 1310 (1978)
- (24) R.D. Dupuis and P.D. Dapkus
Appl. Phys. Letters 31, 466 (1977)
- (25) K. Shima, K. Segi, H. Imai, T. Fujiwara and M. Takusagawa
Appl. Phys. Letters 37, 341 (1980)
- (26) F. Stern
IEEE J. of Quantum Electron. QE-9, (290), (1973)
- (27) J.C. De Winter, R.E. Nahory and M.A. Pollack
(não publicado)

- (28) S.L. Chang, N.B. Patel, Y. Nannichi and F.C. Prince
J. Appl. Phys. 50 (4), 2975 (1979)
- (29) S.L. Chang
Appl. Phys. Lett. 34, 239 (1979)
- (30) S.L. Chang
Appl. Phys. Letters 37, 819 (1980)
- (31) K. Oe, Y. Shinoda and K. Sugiyama
Appl. Phys. Lett. 33, 962 (1978)
- (32) J.W. Colby
Proc. Sixth Nat. Conf. on Electron Probe Analysis, 1971
Vol 17 (unpublished)
- (33) R.E. Nahory, M.A. Pollack and W.D. Johnston Jr.
Appl. Phys. Lett. 33, 659 (1978)
- (34) Y. Itaya, Y. Suematsu, S. Katayama, K. Kishino and S.
Arai
IEEE J. Quantum Electron. QE-11, 427 (1979)
- (35) Posztoczy,
Simp. on GaAs and related compounds, paper 9 (1970)
- (36) L.J. Van Der Pauw
Philips Tech. Rev. 20, 220 (1959)
- (37) W. Walukiewicz, J. Lagowski, L. Jastrzebski, P. Rava,
M. Lichtensteiger, C.H. Gatos and H.C. Gatos
J. Appl. Phys. 51, 2659 (1980)
- (38) Y. Itaya, Y. Suematsu, S. Katayama, K. Kishino and S.
Arai
Japan. J. Appl. Phys. 18, 1795 (1979)
- (39) W. NG and Y.Z. Liu
Electronics Letters 16, 693 (1980)
- (40) J.L. Merz, R.A. Logan and A.M. Sargent
J. Appl. Phys. 47, 1436 (1976)

- (41) G.H.B. Thompson, P.A. Kirkby and J.E.A. Whiteway
IEEE J. Quantum Electron. QE-11, 481 (1975)
- (42) F.R. Nash, W.R. Wagner and R.L. Brown
J. of Appl. Phys. 47, 3992 (1976)
- (43) S. Grundarfer and M. Adams
IEEE J. of Quantum Electron. 9, 814 (1973)
- (44) G. Fenner
Solid State Electronics 10, 753 (1967)
- (45) M.A. Sacilotti
Tese de Mestrado apresentado no IFGW - Unicamp - 1978
- (46) H. Yonezu, T. Yuasa, T. Shinohara, I. Kamejima and I. Sakuma
Japn. Journal of Appl. Phys. 12, 2393 (1976)
- (47) H.M. Mackesey
Gallium Arsenide and Related Compounds 33b, 254 (1976)
- (48) M. Ogawa
J. Appl. Phys. 51, 406 (1979)
- (49) R.H. Cox and H. Strack
Solid-State Electron. 10, 1213 (1967)
- (50) H.B. Kim, A.F. Lovas, G.G. Sweeney and T.M.S. Heng
GaAs and Related Compounds, 33b, 145 (1976)
- (51) H. Matino and M. Tokunaga
J. Electrochem. Soc. 116, 709 (1969)
- (52) V.L. Rideout
Solid-State Electron. 18, 541 (1975)
- (53) D.J. Bull
Tese de doutoramento a ser apresentada no Instituto de Física "Gleb Wataghin" (1981)
- (54) Terezinha Serra
Tese de doutoramento apresentado no IFGW (1980)

- (55) G.H. Olsen and T.J. Zamerowski
Prog. Crystal Growth Charact. 2, 309 (1979)
- (56) G.B. Stringfellow
Ann. Rev. Mater. Science 8, 73 (1978)
- (57) J. Yamada, M. Saruwatari, K. Asatani, H. Tsuchiya, A. Kawano, K. Sugiyama and T. Kimura
IEEE J. Quantum Electron. QE-14, 791 (1978)
- (58) T. Ito, K. Nakagawa, S. Shimada, K. Ishihara, Y. Ohmori and K. Sugiyama
Proc. Int. Conf. Topical Meeting Opt. Fiber Commun. 1979
- (59) K. Aiki, M. Nakamura, T. Kuroda, J. Umeda, R. Ito, N. Chinone, M. Maeda
IEEE J. Quantum Electron. QE-14, 89 (1978)
- (60) M. Yano, H. Nishi, M. Takusagawa
IEEE J. Quantum Electron. QE-15, 1388 (1979)
- (61) T. Kobayashi and Y. Furukawa
IEEE J. Quantum Electron. QE-15, 674 (1979)
- (62) M.D. Campos, C.J. Hwang, R.I. Bossi, J.E. Ripper
IEEE J. Quantum Electron. QE-13, 687 (1977)