

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL

INSTITUTO DE FÍSICA

MODIFICAÇÃO DE CARACTERÍSTICAS ELÉTRICAS DE ESTRUTURAS
SEMICONDUTORAS III-V ATRAVÉS DE BOMBARDEAMENTO COM ÍONS*

Giovani Cheuiche Pesenti

Dissertação elaborada sob a
orientação do Dr. Henri Ivanov
Boudinov, em preenchimento
parcial para a obtenção do título
de Mestre em Física

Porto Alegre

2004

* Trabalho parcialmente financiado pelo Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq).

Agradecimentos

Gostaria de tentar agradecer aqui todos aqueles que me ajudaram durante a realização deste trabalho:

- A toda minha família, aos meus pais, irmãs, cunhado e a minha namorada pelo apoio e companhia;
- A Ritalina, indispensável no tratamento do meu DDA-H;
- Ao pessoal do laboratório de microeletrônica, e aos técnicos do Instituto, professores, e funcionários;
- Ao Iuri Danilov pela boa vontade e por contribuir com parte das amostras estudadas neste trabalho;
- Ao colega de laboratório Artur (Cyborg), pela enorme paciência, dicas e soluções de muitas dúvidas;
- E principalmente ao meu orientador, Prof. Henri Boudinov, pela ótima orientação, paciência, compreensão.

RESUMO

A isolação elétrica de estruturas semicondutoras de InP e GaAs através de bombardeamento com íons foi estudada.

Amostras de InP semi-isolante e tipo-p foram implantadas com íons P^+ para produzir excesso de átomos de fósforo na ordem de 0,1%. Recozimento em ambiente de argônio no intervalo de temperatura de 400°C a 600°C e tempo de 30s foram feitos em sistema de tratamento térmico rápido. Medidas de efeito Hall com temperatura variável (12-300K) foram usadas para a caracterização elétrica. Uma alta concentração de portadores livres negativos foi observada. A existência destes elétrons foi atribuída a criação de anti-sítios P_{In} com energia acima do mínimo da banda de condução.

A dependência da resistência de folha de camadas δ tipo-p de GaAs com a dose irradiada de íons de He^+ foi investigada. A dose de limiar (D_{th}) para isolação elétrica depende da energia dos íons implantados e da concentração inicial da camada condutiva. A estabilidade térmica da isolação aumenta com o aumento da dose de irradiação e depende da razão entre a concentração de armadilhas criadas durante o bombardeamento e a concentração inicial de portadores livres. A isolação observada foi atribuída principalmente a introdução de anti-sítios As_{Ga} e defeitos relacionados. A máxima estabilidade térmica para camadas δ tipo-p em GaAs foi de 550°C, para doses maiores do que $10D_{th}$.

Os resultados deste trabalho podem ser usados para isolação de diferentes dispositivos discretos e integrados de InP e GaAs.

ABSTRACT

Electrical isolation of InP and GaAs structures by ion bombardment was studied.

Semi-insulating and p-type InP were implanted with P^+ ions to produce an excess of phosphorous atoms in the order of 0.1 at. %. Subsequent annealing in Ar ambient in the temperature interval $400\text{ }^{\circ}\text{C} - 600\text{ }^{\circ}\text{C}$ were performed for 30 s in rapid thermal annealing system. Room temperature and variable temperature (12-300 K) Hall-effect measurements have been used for electrical characterization. A large amount of negative free carriers have been observed after the thermal treatments. These electrons are contributed to the creation of P_{In} anti-site with energy level above the minimum of the conduction band.

The dose dependence of sheet resistance of p-type δ -doped GaAs structures irradiated by He^+ ions was investigated. It was found that the threshold dose (D_{th}) for electrical isolation of the structures was determined by the energy of ions and by the concentration of initial doping. The thermal stability of isolation rises as the irradiation dose increases and is dependent on the ratio of trap centers concentration, created during the bombardment, to the initial concentration of free carriers. The isolation was attributed mainly to the introduction of As_{Ga} anti-site related defects. The maximum thermal stability for p-type δ conductive layers in GaAs was of $550\text{ }^{\circ}\text{C}$ for doses higher than $10 D_{\text{th}}$.

The results of this work can be used for isolation of different InP and GaAs discrete and integrated devices.

SUMÁRIO

Capítulo 1	Introdução	10
Capítulo 2	Dispositivos semicondutores III-V	14
2.1	Semicondutores compostos III-V	14
2.2	Heterojunções	15
2.2.1	Transistor de alta mobilidade de elétrons (HEMT)	16
2.2.2	Transistor bipolar de heterojunção (HBT)	18
2.3	Optoeletrônica	20
2.3.1	LED	21
2.3.2	Laser de semicondutor	23
2.3.3	VCSEL - <i>Vertical Cavity Surface Emitting Lasers</i>	26
2.3.4	Laser de poço quântico	28
Capítulo 3	Isolação de semicondutores III-V por feixe de íons	31
Capítulo 4	Métodos e técnicas experimentais	45
4.1	Epitaxia	45
4.2	Implantação iônica	47
4.2.1	Isolação de camadas condutivas “ <i>in-situ</i> ”	51
4.3	Recozimento térmico rápido (RTA)	53
4.4	Método de Van der Pauw para medidas de resistência de folha	55
4.5	Efeito Hall	57
4.6	Medidas de efeito Hall com temperatura variável	60
Capítulo 5	Estudo da isolação de InP irradiado com íons	63
5.1	Introdução	63
5.2	Preparação das amostras	64
5.3	Resultados e discussão	65
Capítulo 6	Isolação de camadas δ tipo-p em GaAs com feixe de He^+	74
6.1	Introdução	74
6.2	Preparação das amostras	74
6.3	Caracterização das amostras crescidas	76
6.4	Isolação	78
6.5	Estabilidade térmica	84
6.6	Medidas de efeito Hall com temperatura variável em amostras isoladas	87
Capítulo 7	Conclusões	90
Referências	93

Capítulo 1 Introdução

Os dispositivos de microeletrônica estão presentes em praticamente todos os bens produzidos pela indústria eletro-eletrônica, constituindo a base física de um dos setores econômicos mais dinâmicos do mundo e desempenhando um papel crítico no desenvolvimento de áreas estratégicas para a economia do país. A insuficiência de investimentos nacionais em pesquisa e desenvolvimento (P&D) tem impedido o país de participar ativamente do processo de inovação tecnológica, que resultou na contínua evolução da microeletrônica. Desta forma, a incorporação de novas tecnologias aos produtos brasileiros tem ocorrido pela importação massiva de componentes semicondutores (dispositivos discretos e circuitos integrados), contribuindo para o aumento do déficit da balança comercial. No ano de 2001, por exemplo, os produtos eletrônicos importados custaram ao país 12,5 bilhões de dólares, podendo este custo subir para 40 bilhões de dólares em 2010^[1], devido ao aumento da demanda e ao contínuo lançamento de novos produtos. Apesar da magnitude dos dados citados e da importância tecnológica deste setor estratégico, o país ainda não possui conhecimentos consolidados na área de processamento físico de semicondutores (atividades de desenvolvimento e produção de dispositivos eletrônicos em sala limpa), que constitui a base para a implantação da indústria de microeletrônica. O resultado desta carência é uma falta de competitividade do setor produtivo, que sofre com a concorrência dos produtos estrangeiros de alto valor agregado, especialmente em áreas como telecomunicações.

O Silício é hoje o semicondutor mais utilizado para microeletrônica. Isto ocorre basicamente porque este material apresenta um óxido nativo, o SiO₂, que propicia a criação de interfaces semicondutor / isolante de altíssima qualidade (com uma concentração muito

baixa de defeitos), o que é essencial do ponto de vista tecnológico para a confecção de circuitos integrados (a tecnologia mais utilizada atualmente para a construção de chips, a tecnologia CMOS, depende crucialmente deste fator). No entanto, o silício apresenta uma desvantagem crítica em relação a outros semicondutores no que diz respeito à emissão de luz: sua estrutura de bandas cria um *gap* indireto, o que implica no fato de que a recombinação de portadores livres com emissão de fótons, neste caso, envolve também a participação de fônons (quantum de vibração da rede). Isto torna este último processo bem menos efetivo do que o que é observado para semicondutores de *gap* direto, diminuindo a aplicabilidade do silício para um campo que, cada vez mais, tem ganhado destaque: a optoeletrônica. Este novo ramo da tecnologia da informação é caracterizado pelo fato de alternar fótons / elétrons como os portadores de informação, e está cada vez mais presente em nosso cotidiano (quem, hoje em dia, não ouviu falar de sistemas que se comunicam através de fibras óticas, por exemplo). Desta forma, uma série de semicondutores com *gap* direto têm sido experimentados (principalmente semicondutores compostos III-V e semicondutores ternários). Dentre estes, destaca-se o arseneto de gálio (GaAs) e o fosfeto de índio (InP). Estes materiais, além do *gap* direto, possuem algumas outras vantagens sobre o Si, como por exemplo, os altos valores observados para a mobilidade dos portadores livres (o que os torna propícios para dispositivos de muito alta frequência). No entanto, o GaAs e o InP não possuem óxidos nativos. Mesmo assim, estes materiais já vêm sendo utilizados em escala industrial, para a confecção de circuitos integrados (utilizando uma tecnologia diferente da CMOS) e de dispositivos discretos para uso principalmente em optoeletrônica.

Neste trabalho, iremos abordar um dos mais importantes passos tecnológicos empregados na chamada tecnologia dos semicondutores III-V: a isolação por implantação

iônica, ou simplesmente, implantação de isolamento. A implantação iônica é um processo já empregado na confecção de dispositivos microeletrônicos e circuitos integrados há mais de vinte anos. Ela permite a introdução precisa (criando perfis bem controlados) e facilmente reproduzível de impurezas na rede do semicondutor e também mantém a planaridade das amostras. Sua principal aplicação é a dopagem controlada dos semicondutores, pela introdução de perfis precisos de impurezas dopantes. No entanto, para GaAs, InP e outros semicondutores que podem ser considerados semi-isolantes, há ainda uma outra aplicação de destaque para esta técnica: a implantação de íons cria uma série de defeitos na rede de um semicondutor, e estes defeitos podem alterar significativamente as propriedades elétricas do material. Assim, para os semicondutores mencionados acima, o simples e estabelecido processo de implantação iônica é capaz de tornar altamente resistivas camadas de semicondutor inicialmente condutivas. A este processo dá-se o nome implantação de isolamento. A implantação de isolamento já é usada como etapa tecnológica para materiais como o GaAs, muito embora, o processo físico envolvido na formação desta isolamento ainda não tenha sido completamente entendido e caracterizado.

O objetivo desta dissertação é somar aos diversos trabalhos anteriores encontrados na literatura, dados novos e interpretações que possam levar a uma melhor compreensão desta isolamento, e conseqüentemente, à otimização da correspondente etapa tecnológica. Serão abordadas as modificações de estruturas de InP e GaAs como função das doses implantadas e tratamentos térmicos conduzidos, com o objetivo de compreender seus diferentes comportamentos eletrônicos mediante defeitos criados em suas redes cristalinas.

A dissertação está organizada da seguinte maneira: o capítulo 2 apresenta alguns dispositivos específicos, fabricados de semicondutores III-V. O capítulo 3 faz uma revisão de alguns trabalhos que já foram realizados na área de modificação de estruturas III-V via

implantação e recozimentos térmicos, tanto de GaAs como de InP, salientando algumas características importantes destas modificações. O capítulo 4 apresenta as metodologias e as técnicas experimentais utilizadas no trabalho, tanto para os processos de implantação e recozimentos térmicos, como para as medidas elétricas utilizadas. O capítulo 5 trata da modificação elétrica de InP, que foi irradiado com íons para a criação de defeitos em sua rede cristalina, e após tratamentos térmicos foram feitas medidas de Efeito Hall em temperatura ambiente e com temperatura variável para o estudo dos mecanismos de transporte de portadores. Os resultados apresentam comportamento diferente comparado às amostras de GaAs. No capítulo 6, amostras de GaAs com camada δ tipo-p foram submetidas a implantação iônica para estudo dos mecanismos responsáveis pela sua isolação. Características específicas de isolação de camadas delta foram observadas. O capítulo 7 apresenta as principais conclusões obtidas neste trabalho.

Capítulo 2 Dispositivos semicondutores III-V

2.1 Semicondutores compostos III-V

A estrutura de um composto binário III-V como o GaAs e o InP é constituída basicamente por uma rede cúbica de face centrada (fcc) formada por átomos do grupo III (Ga ou In) imersa em outra fcc formada por átomos do grupo V (As ou P), deslocada da primeira de $\frac{1}{4}$ da diagonal do cubo, como mostrado na figura 2.1.

Pela natureza polar dos cristais, nas ligas ternárias e quaternárias destes compostos existe apenas a mistura dos elementos III numa sub-rede e dos elementos V na outra sub-rede. Uma liga de InGaAsP, por exemplo, tem uma sub-rede constituída por mistura de In e Ga e outra por mistura de As e P.

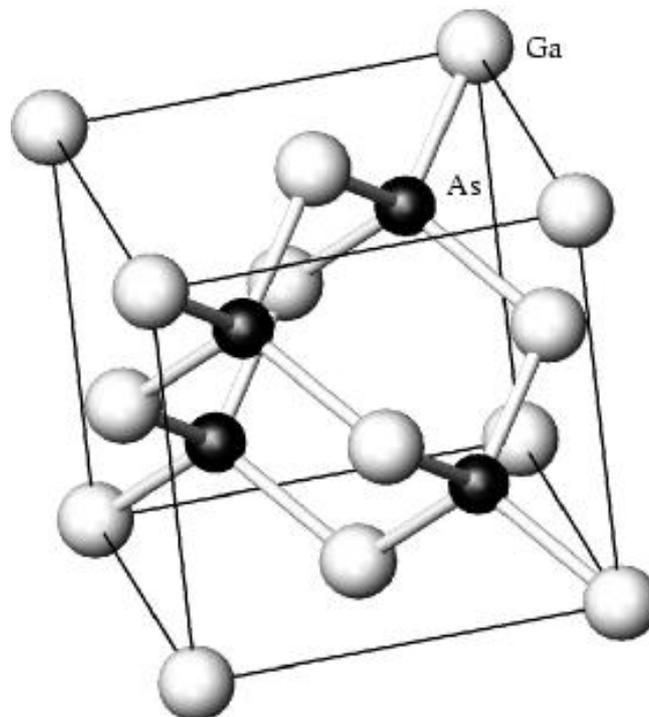


Fig. 2.1. Estrutura cristalina do GaAs.

O parâmetro de rede do GaAs em temperatura ambiente é 5,65325Å com *gap* direto de 1,424eV, já o do InP é 5,8687Å com *gap* também direto de 1,344eV [2], que podem sofrer variações desprezíveis por defeitos ou desordem na rede.

A figura 2.2 mostra uma relação entre o parâmetro de rede e a energia da banda proibida de compostos III-V [3].

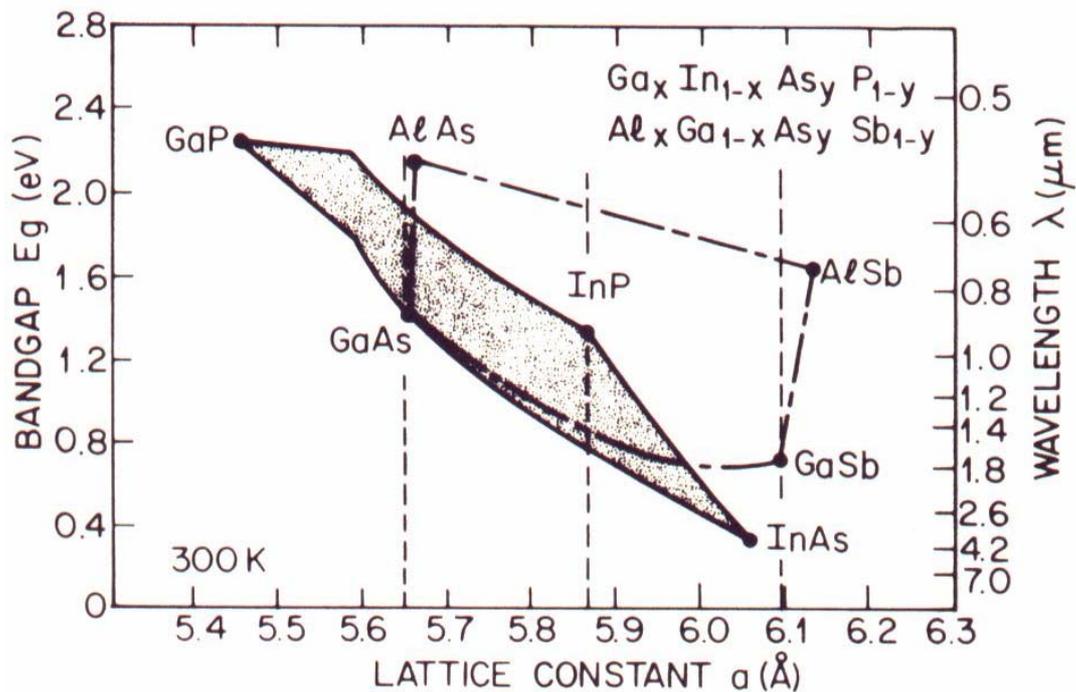


Fig. 2.2. Energia de banda proibida e parâmetro de rede para compostos III-V[3].

A estrutura de bandas de um semiconductor é obtida através da solução da equação de Schroedinger, que somado com a massa efetiva de elétrons e lacunas são parâmetros essenciais na física de semicondutores.

2.2 Heterojunções

Heterojunções são formadas quando dois materiais diferentes são unidos em uma junção, usando uma técnica de crescimento de materiais[5].

O transistor bipolar de heterojunção (HBT) e o transistor de alta mobilidade de elétrons (HEMT) são exemplos das vantagens que as heterojunções oferecem.^[4]

2.2.1 Transistor de alta mobilidade de elétrons (HEMT)

Em GaAs, o espalhamento de impurezas ionizadas reduz a mobilidade dos elétrons de um limite teórico perto de $9000\text{cm}^2/\text{Vs}$ para menos de $2000\text{-}3000\text{cm}^2/\text{Vs}$ em temperatura ambiente. A idéia de modulação da dopagem proposta da Bell Laboratories foi separar os dopantes dos elétrons no canal, para melhorar a sua mobilidade, diminuindo o espalhamento coulombiano^[6].

Em 1980, Miura *et al.*^[7] demonstraram o primeiro transistor de alta mobilidade de elétrons, mostrando um surpreendente aumento da corrente e da transcondutância (razão entre a corrente no dreno e a tensão aplicada entre a porta e o substrato) do dispositivo em transistores de canal longo, onde a mobilidade dos elétrons tem um papel dominante em temperaturas criogênicas.

A figura 2.3 faz uma comparação entre dois transistores de heterojunção que tem atraído muito interesse em pesquisas, nomeados de transistor de alta mobilidade de elétrons (HEMT) e transistor de alta mobilidade de elétrons pseudomórfico (P-HEMT).

No transistor MESFET (*Metal Semiconductor Field Effect Transistor*), uma polarização negativa na junção schottky limita a profundidade do canal condutivo em GaAs dopado tipo-n, crescido em um substrato não dopado de GaAs^[4]. Nas estruturas HEMT, a polarização na porta controla a concentração de portadores abaixo do canal. O P-HEMT tem um canal mais espesso por causa de uma fina camada de InGaAs contendo o gás bidimensional de elétrons (2DEG).

Como se observa na figura 2.4, dispositivos HEMT podem trabalhar em frequências até 10 vezes mais altas, comparados com MOS (*Metal-Oxide-Semiconductor*) de Si do mesmo tamanho.

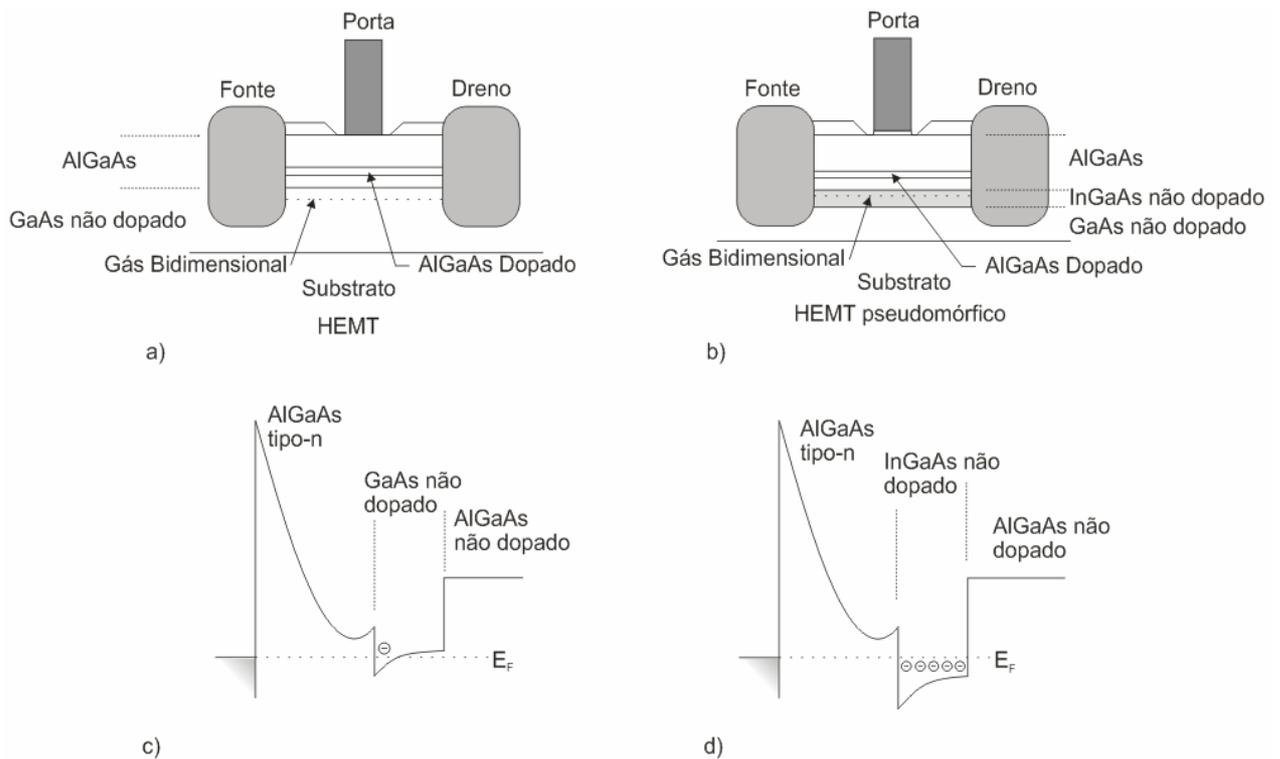


Fig.2.3. Seção transversal de (a) um HEMT, e (b) um P-HEMT, e também o perfil de bandas de condução (c) do HEMT e do (d) P-HEMT. Adaptado da ref.[4].

A alta mobilidade de um 2DEG em baixos campos elétricos se traduz em baixa resistência, e conseqüentemente em um pequeno tempo característico RC. No caso de HEMT e MESFET AlGaAs-GaAs, a velocidade de deriva dos portadores em altos campos elétricos abaixo da porta não é muito diferente. No caso de transistores pseudomórficos, a velocidade de deriva de saturação de elétrons em InGaAs é maior que em GaAs (por causa da massa efetiva menor do InGaAs), e a mobilidade em baixo campo também é maior que em GaAs. Outra vantagem dos HEMT é o nível reduzido de ruído^[4].

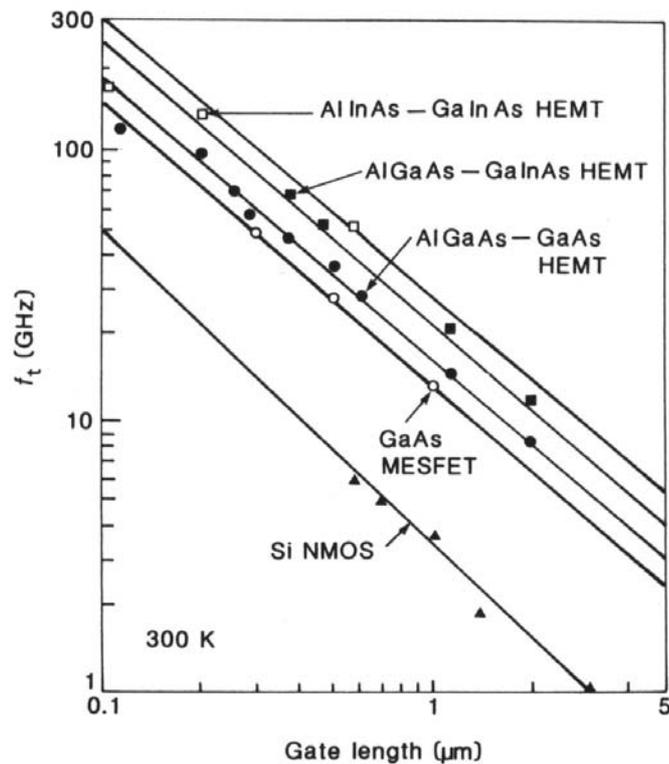


Fig. 2.4. Limite de frequência de vários tipos de transistores versus seu comprimento de canal ^[4].

O HEMT é considerado, junto com o laser de poço quântico, a primeira geração de dispositivos semicondutores quânticos, operando em estados eletrônicos quantizados.^[4]

2.2.2 Transistor bipolar de heterojunção (HBT)

O primeiro transistor construído foi bipolar, e mesmo com o advento dos dispositivos de efeito de campo, a tecnologia bipolar continua fazendo o seu papel proeminente. Os níveis de corrente que podem ser controlados são maiores que em dispositivos de efeito de campo, e, altos níveis de corrente se traduzem em altas velocidades e dispositivos de alta potência. Os passos críticos em litografia para definir o comprimento de canal em dispositivos de efeito de campo são substituídos por uma precisão na preparação de uma fina região de base ativa. A tecnologia epitaxial para o

crescimento uniforme de camadas micrométricas está mantendo a tecnologia bipolar competitiva.

As heterojunções são usadas para transistores bipolares em materiais III-V. Existem várias vantagens de uma camada de emissor com larga banda proibida. Pela teoria do transistor bipolar, o ganho de corrente emissor-base com heterojunção é determinado por:

$$\beta = (n_e v_e / p_b v_p) \exp(\Delta E_g / kT)$$

onde n_e e p_b são as densidades de elétrons e lacunas no emissor e na base respectivamente, v_e e v_p são as velocidades efetivas de elétrons e lacunas, e ΔE_g é a diferença das larguras das bandas proibidas do emissor e da base^[4]. A figura 2.5(a) mostra o perfil da energia de bandas de um transistor bipolar com heterojunção que pode ser comparado com a estrutura de um transistor bipolar de homojunção 2.5(b). A heterojunção entre AlGaAs e GaAs na interface emissor-base mostrada na figura 2.5(a) dá origem a melhorias como: (i) a diferença entre as energias das bandas proibidas do emissor e base pode levar β a um valor próximo de 1000 em temperatura ambiente (10-100 é suficiente na prática); (ii) a dopagem da base pode ser aumentada significativamente, enquanto a heterojunção limita o fluxo inverso de lacunas, e a mais baixa resistência de base se traduz em um dispositivo de frequência mais alta.

A principal aplicação de III-V HBT tem sido em circuitos amplificadores de microondas e ondas milimétricas. A frequência f_T destes dispositivos pode alcançar até 5 vezes as frequências correspondentes de dispositivos de Si.

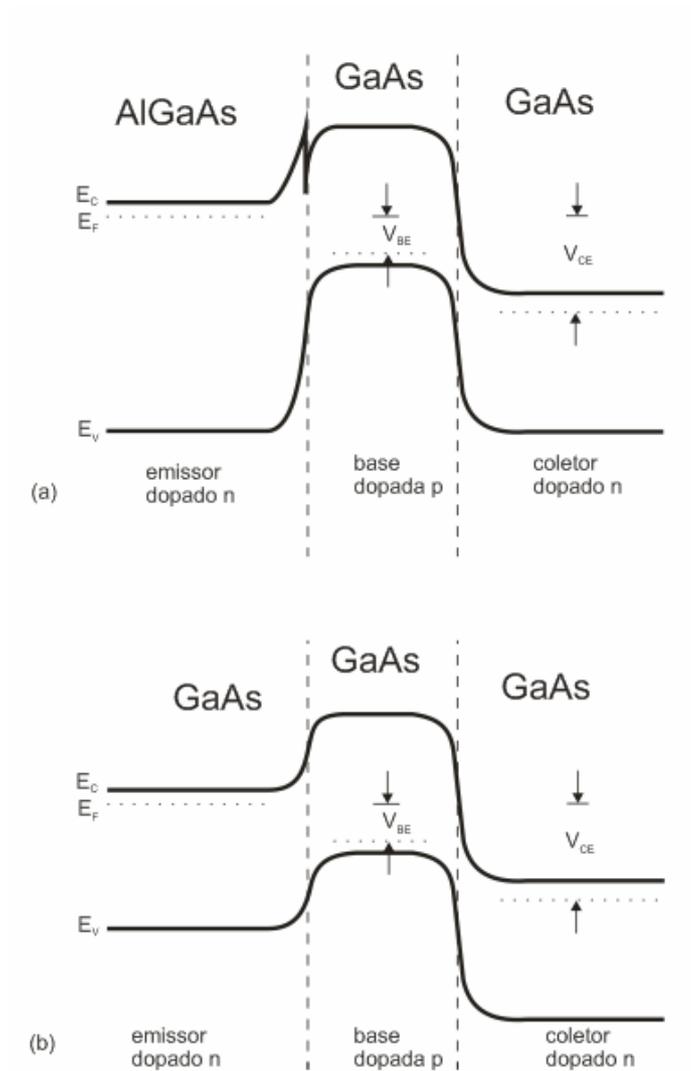


Fig. 2.5. Perfil de bandas de energia de um (a) transistor bipolar de heterojunção e de um (b) transistor bipolar de homojunção. Adaptado da ref.[4].

2.3 Optoeletrônica

A optoeletrônica trata de produção de dispositivos sensíveis a luz ou dispositivos que geram luz^[8].

Diodos emissores de luz (LEDs) servem geralmente como lâmpadas indicadoras, enquanto lasers são fontes de luz caracterizadas por sua radiação coerente de alta

intensidade. Já os fotodetectores são usados em uma variedade de aplicações industriais, tal como em contadores e leitores de luz, bem como recebendo sinais luminosos (oriundos de fibra óptica por exemplo) e convertendo-os em sinais elétricos.

O desenvolvimento dos sistemas de telecomunicações baseados em fibra óptica como meio de transmissão explodiu nos últimos anos, conseguindo-se avanços significativos na produção de fibras com baixa atenuação, baixa dispersão e baixa geração de defeitos não lineares^[9]. Os comprimentos de onda de menor atenuação para transmissão em fibras de sílica são de 1,3 e 1,5 μm . Isto levou ao desenvolvimento de lasers de alta performance para ambos comprimentos de onda. Nesta secção serão descritos dispositivos ópticos que utilizam materiais III-V, bem como algumas aplicações destes.

2.3.1 LED

O LED (*light emitting diode*) é o mais simples dispositivo semicondutor emissor de luz. Ele é muito utilizado devido ao seu baixo custo, alta eficiência, circuito elétrico de alimentação simples, alta confiança, e longo tempo de vida^[10].

Um LED é simplesmente uma junção *p-n* diretamente polarizada. Sob polarização direta, portadores minoritários são eletricamente injetados de um lado para o outro, que são lacunas no lado N e elétrons no lado P. Os portadores minoritários se difundem através da junção, recombinando continuamente com os portadores majoritários. Em um semicondutor de *gap*-direto, a maioria dos portadores minoritários injetados recombinam radiativamente com portadores majoritários. Os eventos de recombinação radiativa levam a emissão de fótons com energia próxima da energia da banda proibida. Uma fração dos portadores minoritários recombinam sem radiação, tipicamente emitindo fônons^[10].

A escolha do material para um LED é ditada pelo espectro de emissão necessário, bem como a maturidade tecnológica do material e a possibilidade de dopagem tipo-n e tipo-p. Os materiais mais utilizados para LED são GaAs, GaP e seu composto ternário $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$. GaP é um semiconductor indireto, com banda proibida de $\sim 2,3\text{eV}$, por isso, impurezas são adicionadas para ajudar nas combinações radiativas. O nitrogênio forma um estado de armadilha tipo doador no GaP, perto da banda de condução. As armadilhas de nitrogênio fornecem um canal de recombinação radiativa. A luz correspondente é emitida na região verde do espectro. Outras cores podem ser obtidas através do uso de dopantes alternativos em GaP, tal como zinco e oxigênio, ou pelo uso de $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$. A banda do $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ muda de direta para indireta com o aumento da composição de fósforo. O vermelho pode ser obtido por emissão de banda direta com composição de 40% de fósforo. Laranja e amarelo podem ser obtidas adicionando nitrogênio na composição indireta de GaAsP, já o azul pode ser obtido com ligas de InGaN ^[11].

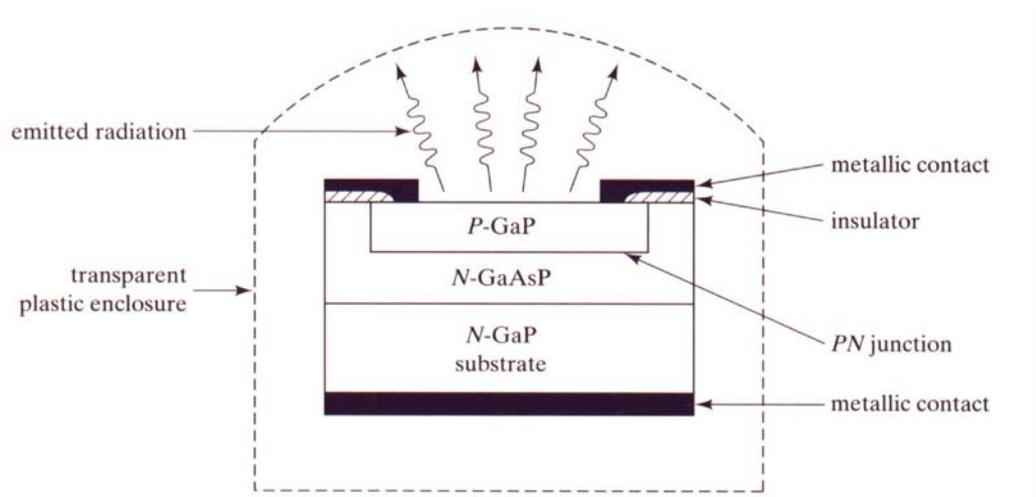


Fig. 2.6. Esquemático de um diodo LED^[10].

A figura 2.6 mostra a construção de um LED de GaAsP.

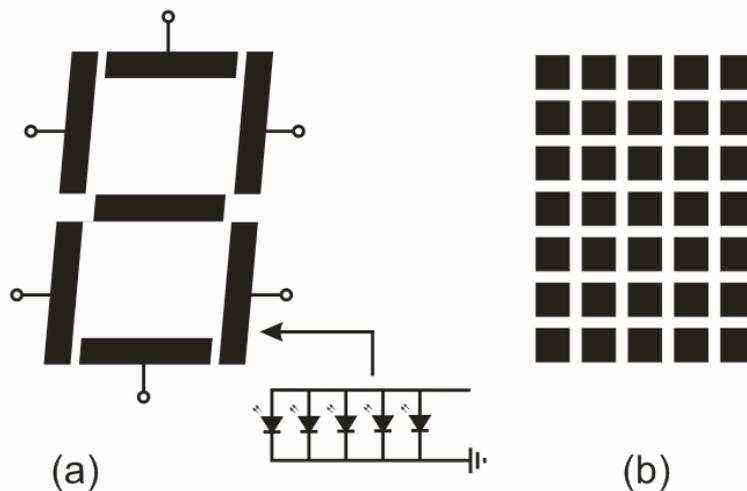


Fig. 2.7 . (a) display de 7 segmentos e (b) display alfanumérico de matriz 5x7

Devido as suas características já mencionadas, LEDs são muito usados em displays de 7 segmentos e letreiros alfanuméricos digitais (ilustrados na figura 2.7(a) e 2.7(b) respectivamente). São também fortes candidatos para substituição das lâmpadas incandescentes em algumas situações aonde a troca de lâmpadas é de difícil acesso (como painéis de automóveis).

2.3.2 Laser de semicondutor

A palavra laser é um acrônimo de *light amplification by the stimulated emission of radiation*. Este dispositivo possui uma grande similaridade com o já descrito LED, a principal diferença é que a emissão de luz, que ocorre espontaneamente no LED, no laser é estimulada. A emissão é considerada estimulada quando um fóton gerado é refletido dentro do dispositivo e induz um elétron a cair da banda de condução para a banda de valência, emitindo outro fóton com a mesma fase^[8]. Por causa da emissão estimulada, a luz do laser tem propriedades únicas: ela é altamente direcional e monocromática com largura de espectro muito estreita, como mostra a figura 2.8.

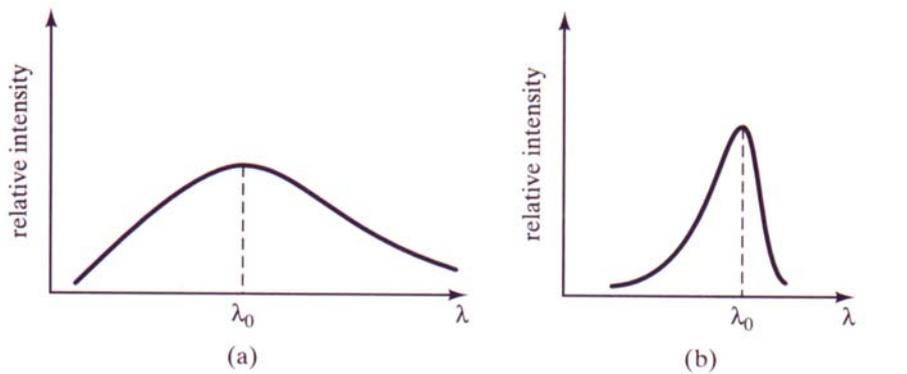


Fig. 2.8. Resposta espectral do (a) diodo LED e (b) do diodo laser [8]

A luz emitida pelo LED é incoerente. Já a luz do laser é coerente (no espaço e no tempo).

Em um laser de junção PN, ambos lados P e N da junção são degeneradamente dopados. A condição em equilíbrio térmico é mostrada na figura 2.9(a). Os níveis de Fermi estão alinhados. Nota-se que a barreira de potencial no equilíbrio térmico excede a energia da banda proibida. Quando uma polarização direta V_a é aplicada no diodo, com $V_a > E_g/q$, ocorre uma diminuição significativa na barreira de potencial, como mostrado na figura 2.9(b). A diminuição na barreira permite a passagem de uma alta corrente através da junção, causando população inversa.

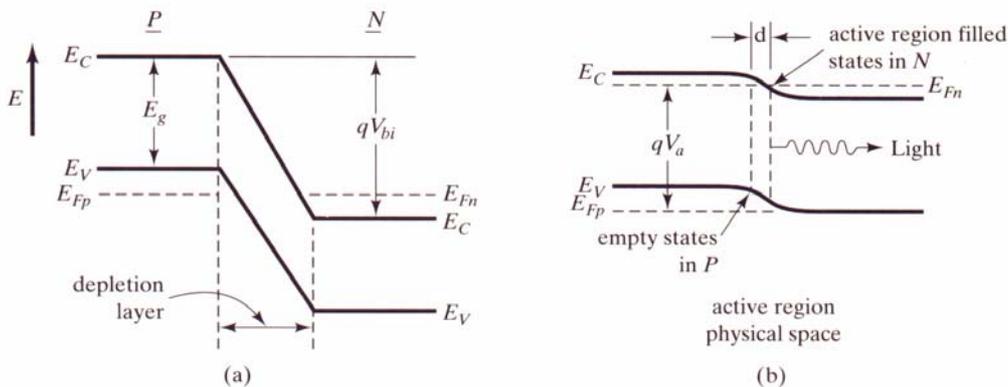


Fig. 2.9. Diagrama de energia de bandas de um diodo laser (a) em equilíbrio térmico e (b) com polarização direta aplicada $V_a > E_g/q$ [8].

A onda de emissão de luz é espontânea a baixos valores de tensão aplicada. A luz emitida é refletida dentro do diodo laser, e, com o aumento da tensão, a emissão torna-se estimulada, como mostrado na figura 2.10, onde os fótons emitidos tem frequência $\nu = E_g/h$.

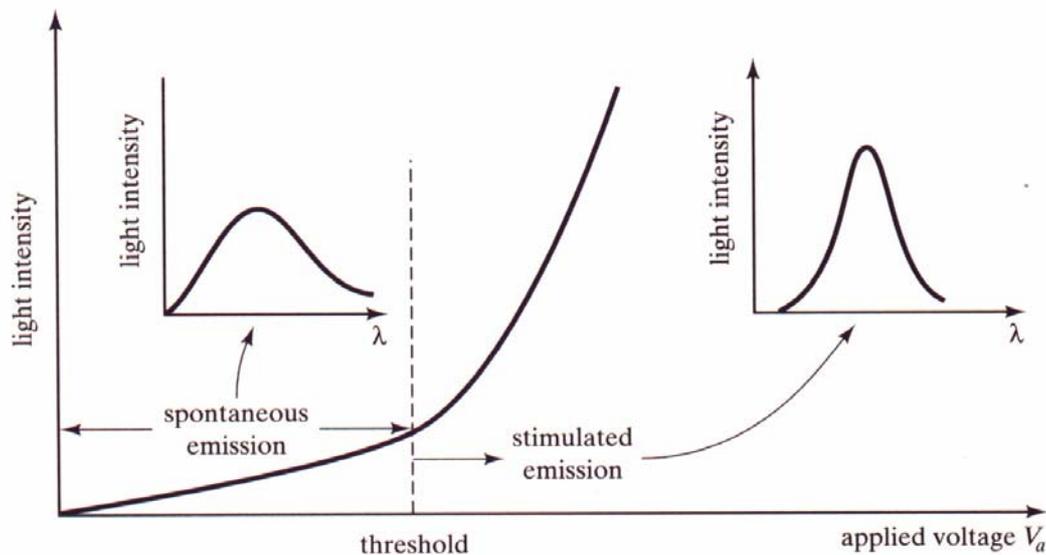


Fig. 2.10. A emissão estimulada é precedida de emissão espontânea [8].

A emissão estimulada é amplificada pela realimentação positiva, resultando em reflexões nos limites físicos do diodo, que é conhecido como cavidade. A figura 2.11 ilustra uma perspectiva de um laser semiconductor, onde pode ser vista a região ativa e a cavidade laser.

A cavidade tem a forma de um paralelepípedo, e contatos metálicos são colocados em cima e em baixo do diodo para fornecer a corrente. A parte da frente e de traz são rugosas para que não haja emissão por estas faces, e as outras superfícies perpendiculares ao plano da junção são polidas e clivadas tal que fiquem semi-refletoras.

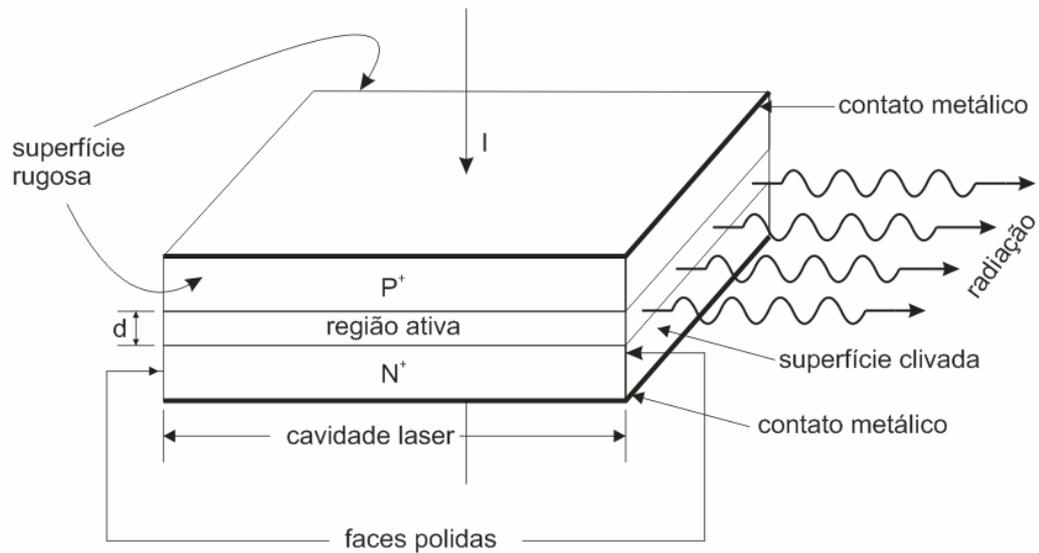


Fig. 2.11. Vista em perspectiva da cavidade de um diodo laser. Adaptado da ref.[8].

Os lasers possuem aplicações em várias áreas tecnológicas, como leitura e gravação de discos compactos (CDs), impressão a laser, equipamentos médicos, sistemas de comunicação óptica com frequência na ordem de 10^{14} Hz, oferecendo uma grande largura de banda (visto que um canal comercial de televisão utiliza uma banda de 6MHz, enquanto um canal de radio requer aproximadamente 15KHz)^[8].

2.3.3 VCSEL - Vertical Cavity Surface Emitting Lasers

Na maioria dos lasers conhecidos, a luz é emitida a partir das extremidades. Sempre houve um interesse em lasers emissores de superfície, que permitiriam comunicação em espaços vazios e disposições bidimensionais de fontes luminosas de alta potência. Tentativas mais recentes introduziram espelhos ou grades para girar a luz em 90° , mas o maior advento foi o uso de multicamadas GaAs-AlGaAs usadas como espelhos distribuídos (DBR- *Distributed Bragg Reflector*)^[4]. As camadas de GaAs e AlGaAs tem uma espessura

típica de $\frac{1}{4}$ do comprimento de onda cada uma. A estrutura é mostrada na fig 2.12. Os contatos ôhmicos são colocados em cima e em baixo e não há necessidade de cortar ou polir as faces. Não é difícil de se conseguir refletividade melhor do que 99%. VCSEL tem ganho e perda comparáveis com laser de emissão de extremidade, mas é bem mais compacto.

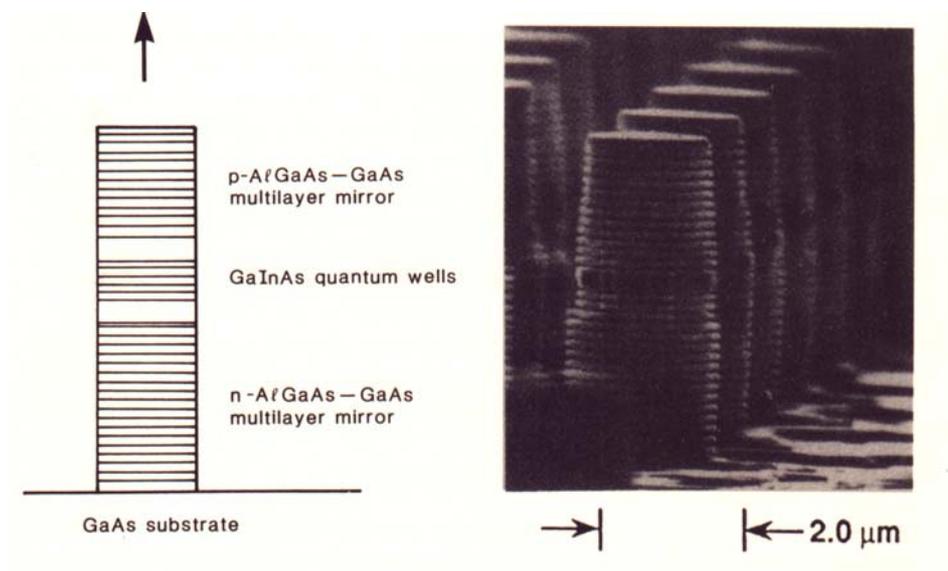


Fig. 2.12. Estrutura multicamadas de um laser emissor de superfície caracterizando a distribuição dos espelhos em multicamadas e uma microfotografia do dispositivo^[4].

Além de sistemas de comunicação por fibra óptica, a geometria de emissão de superfície tem muitas aplicações em sistemas futuros, devido a qualidades como: (i) a estrutura pode ser integrada em configurações bidimensionais, (ii) baixa divergência circular, eliminando a necessidade de ótica corretiva, (iii) baixo custo, pois os dispositivos são completados e testados no nível de lâmina, (iv) baixa sensibilidade com variações de temperatura comparado com diodos laser emissores de extremidade, (v) alta velocidade de transmissão com baixo consumo de potência, entre outras características^[11].

A necessidade de confinar a corrente para se conseguir um feixe estreito apresenta problemas. Introdução de defeitos através de implantação iônica é uma alternativa atrativa para confinamento de corrente e isolamento de dispositivos próximos.

2.3.4 Laser de poço quântico

No laser de homojunção simples, uma parte dos portadores injetados pela ação da polarização direta na região ativa difundem para fora, não contribuindo para o processo de produção de fótons. Além disso, os campos ópticos fogem consideravelmente nas camadas semicondutoras inativas envolventes, limitando o ganho médio e aumentando muito a densidade de corrente de limiar^[10].

Sistemas de dupla heteroestrutura, consistindo de material com estreita banda proibida, limitado lateralmente por um material de banda proibida mais larga, são os mais bem sucedidos lasers desta espécie. A presença destas barreiras potenciais de heteroestrutura em ambos os lados da camada de pequeno *gap*, como mostra a figura 2.13, formam uma região ativa no dispositivo, propiciando confinamento óptico e elétrico reduzindo substancialmente a densidade de corrente de limiar do laser^[10].

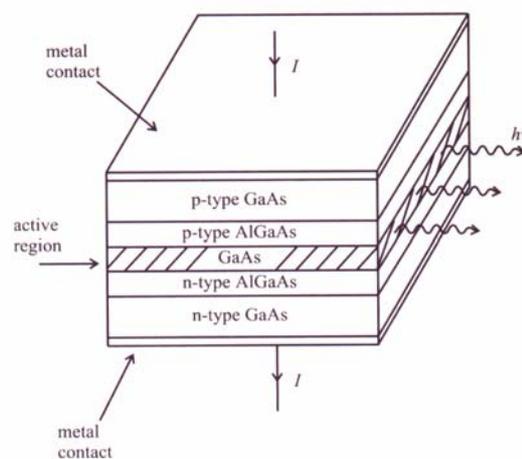


Fig. 2.13 Esquemático de um laser de dupla heterojunção $p-n$ ^[10].

Estruturas de simples poço quântico (SQW) e principalmente múltiplos poços quânticos (MQW), apresentam baixa densidade de corrente de limiar, excelente linearidade entre a intensidade de luz e a corrente, estável divergência do feixe e diminuição da dependência da corrente de limiar com a temperatura^[10].

A construção destes dispositivos é feita de uma camada de material de banda proibida estreita colocada entre duas camadas de um material de ampla banda proibida, como GaAs e $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ respectivamente, no exemplo da figura 2.14. A emissão estimulada aparece da transição eletrônica entre os estados quânticos confinados dentro dos poços para os elétrons e lacunas. As energias de estado quântico de confinamento dependem da largura e profundidade do poço e da massa efetiva de elétrons e lacunas.

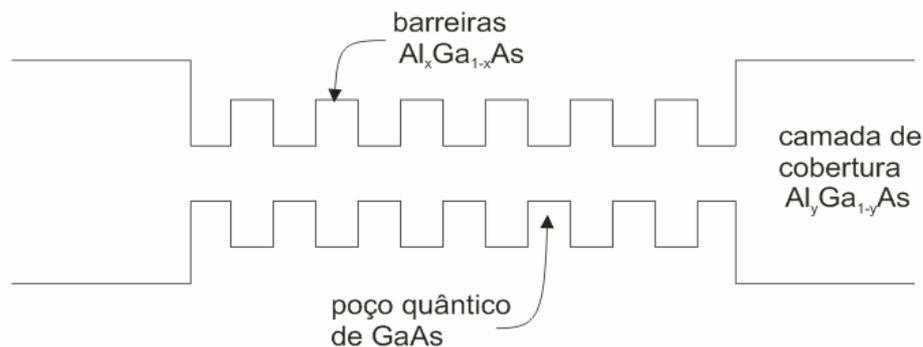


Fig. 2.14. Esboço da banda de valência e de condução de um laser de MQW. Adaptado da ref.[10].

Se os poços quadrados formados são aproximados de infinitos, as energias de estados quânticos de confinamento para elétron e lacunas se aproximam pela expressão^[10]:

$$E_n = \frac{n^2 \pi^2 \hbar^2}{2mL^2}, \quad (2.1)$$

onde n é um inteiro, especificando o estado quântico, m é a massa efetiva dos portadores e L é a largura do poço. Desprezando qualquer mudança na energia cinética em direções não-

quantizadas, a energia do fóton emitido da transição eletrônica entre dois estados quânticos confinados, como na figura 2.15, é:

$$h\omega = E_g + \frac{n^2 \pi^2 \hbar^2}{2m_c L^2} + \frac{n^2 \pi^2 \hbar^2}{2m_v L^2} \quad (2.2)$$

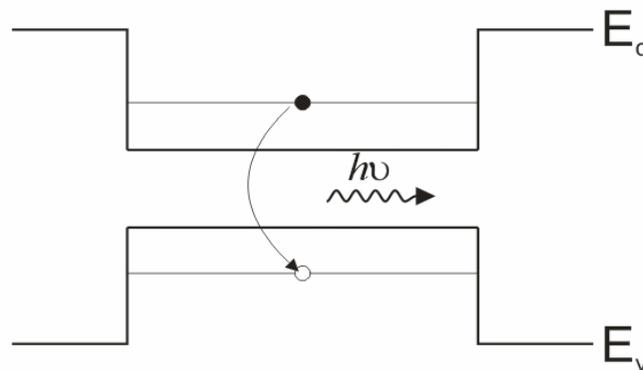


Fig. 2.15. Esboço da estrutura de energia de bandas de um laser de poço quântico, mostrando a transição de estado quântico confinado. Adaptado da ref.[10].

Usando uma camada ativa de GaAs muito fina, se consegue vantagens como:

1. Os elétrons e lacunas tem níveis de energia quantizados como consequência do confinamento, tal que as transições entre bandas não estão amarradas à energia de *gap* do GaAs(0,86 μ m), mas podem ser modulados entre 0,67-0,86 μ m, variando a largura do poço.
2. A densidade de estados se torna bidimensional, e a contribuição da concentração de portadores injetados sobre o ganho é mais efetiva ^[4].

Capítulo 3 Isolação de semicondutores III-V por feixe de íons

A implantação iônica em semicondutores compostos tem duas aplicações principais, a dopagem e a isolação. A implantação cria defeitos na rede cristalina que apresentam comportamentos diferentes no GaAs^[12,13] e no InP.^[14]

A isolação de GaAs é muito importante na tecnologia quando existe a necessidade de transformar uma camada condutiva em altamente resistiva. Os defeitos pontuais criados pela implantação e algumas impurezas no cristal criam níveis profundos na banda proibida, que dependendo das suas características elétricas servem como armadilhas para elétrons ou lacunas^[15].

A isolação por irradiação com feixe de íons é geralmente realizada com íons de massa leve (H^+ , He^+ , B^+ , O^+ , etc), isto porque suas profundidades de penetração atingidas com as energias disponíveis nos implantadores industriais são satisfatórias^[12].

A dependência da resistência de folha com a dose de prótons para GaAs pode ser visto na figura 3.1^[16], onde foram medidas amostras com diferentes concentrações iniciais de portadores (amostra A com $n_s=7,0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ e amostra B com $n_s=6,8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$). Neste gráfico são definidas três regiões distintas da curva: a primeira região é a de pequena dose, caracterizada por um pequeno aumento na resistência de folha. Neste caso, a concentração de portadores é muito maior que a concentração de defeitos criados pela implantação. A segunda região é caracterizada por um notável aumento na resistência de folha, ocasionado pelo aumento da concentração de defeitos com níveis de energia no interior da banda proibida, funcionando como armadilhas de portadores. Nesta região do gráfico, a concentração de defeitos se torna comparável com a concentração de portadores. A terceira

região tem início quando a resistência de folha da região ativa se torna superior a resistência do substrato, caracterizada por um platô em R_s . Fazendo uma analogia de dois resistores em paralelo, sendo um a região ativa e outro o substrato, no platô, a medida de R_s é o valor do substrato, podendo então se dizer que a região ativa foi completamente isolada. Esta dose, necessária para que o valor da resistência de folha atinja valores próximos de $10^9 \Omega/\square$ é denominada Dose de Limiar D_{th} (*threshold dose*). Aumentando ainda mais a dose, são criados defeitos em excesso, ocorrendo condução entre estes defeitos, denominada condução via *hopping*, conseqüentemente diminuindo R_s .

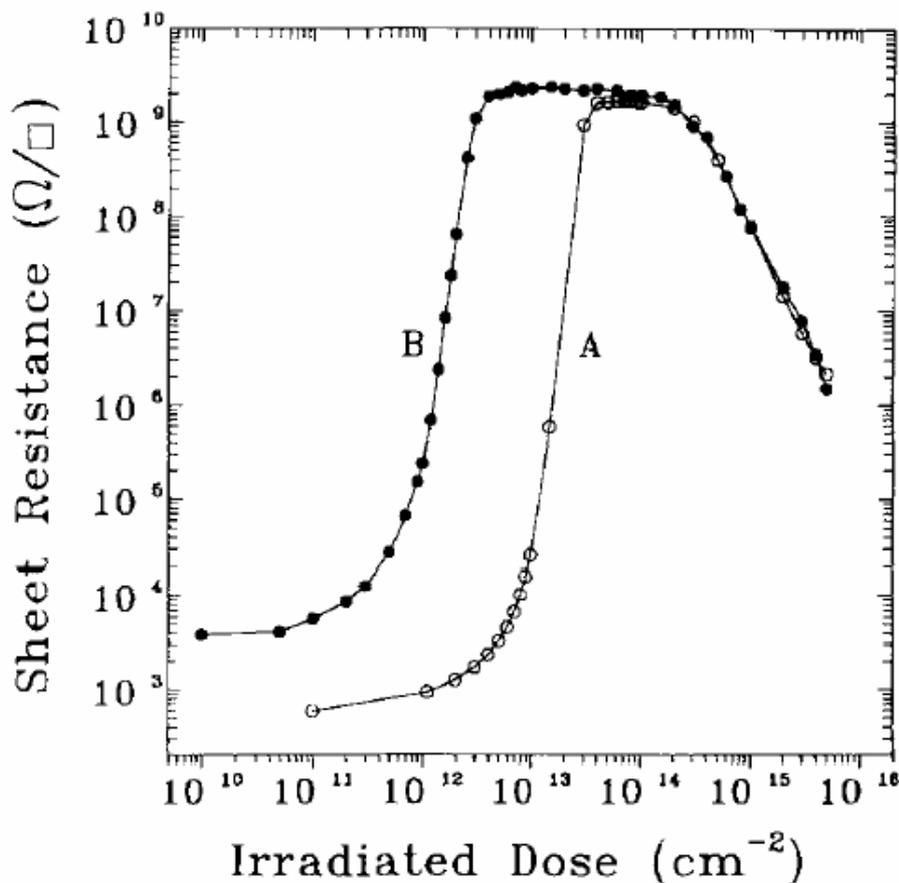


Fig. 3.1. Evolução da resistência de folha em amostras de GaAs tipo-n com concentração de folha de portadores de (A) $7.0 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ e (B) $6.8 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$.^[16]

Os dados da fig. 3.1 mostram a necessidade de doses maiores para isolar amostras com maiores concentrações iniciais de portadores, pois para capturar uma quantidade maior de portadores é necessário um número maior de armadilhas, o que pode ser melhor visualizado na figura 3.2^[17]. Quanto maior a concentração inicial de dopantes, mais deslocado para a direita fica a dose de limiar, como mostra a figura 3.2(b).

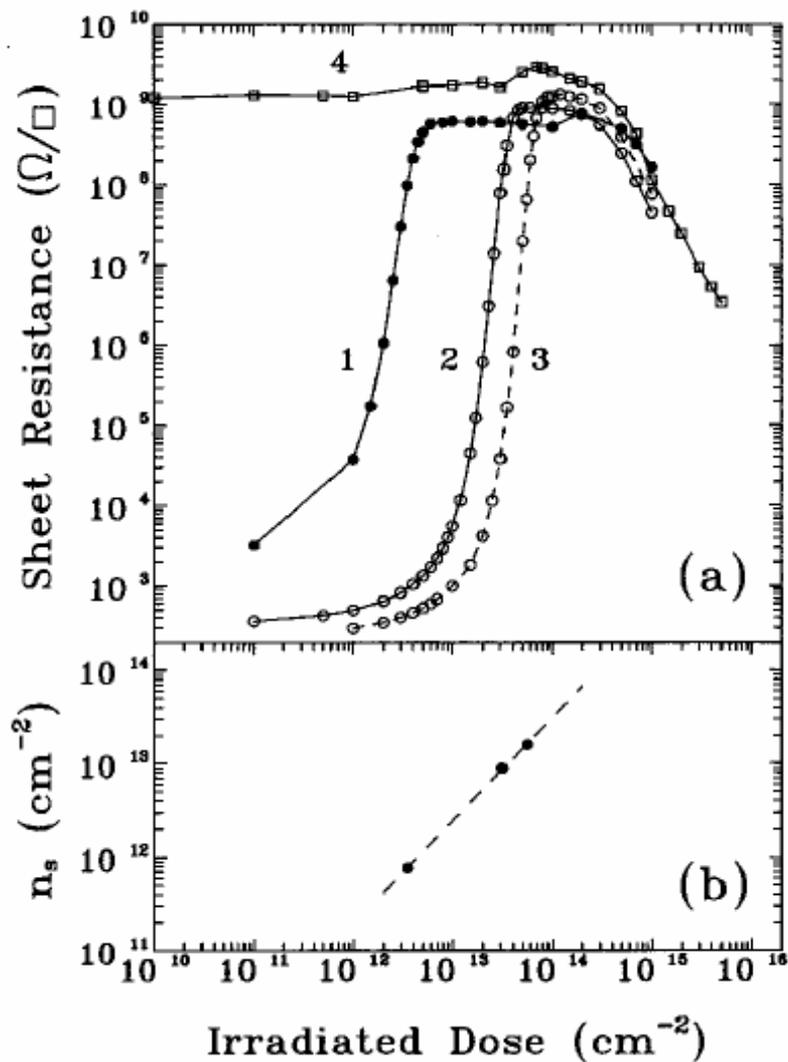


Fig. 3.2 (a) Dependência da resistência de folha com a dose implantada de ¹H⁺ a 50KeV em temperatura ambiente, em amostras com concentração inicial de portadores de 7,7x10¹¹cm⁻² (curva 1), 8,9x10¹²cm⁻² (curva 2) e 1,6x10¹³cm⁻² (curva 3). A curva 4 representa SI-GaAs submetida a mesma radiação. (b) Concentração inicial de portadores versus dose de limiar, obtida dos dados de (a).A linha tracejada representa o melhor ajuste para os dados.^[17]

Outro fato observado tanto na figura 3.1 como na figura 3.2, é que o início da condução via *hopping* independe da concentração inicial de portadores, mas sim da quantidade de defeitos criados via implantação.

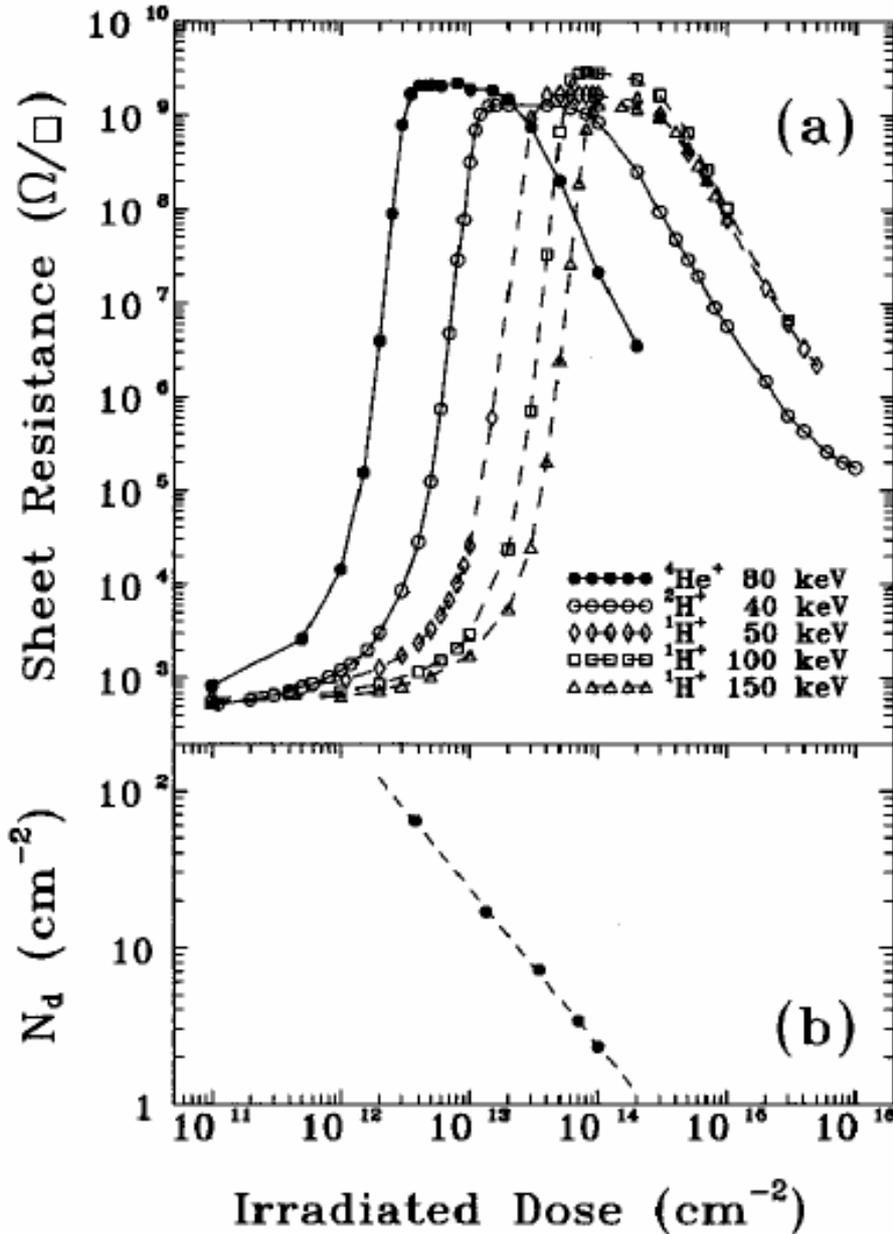


Fig. 3.3. (a) Dependência da resistência de folha com a dose em amostras idênticas, irradiadas em temperatura ambiente com ¹H⁺ a 50, 100 ou 150KeV, ²H⁺ a 40KeV ou ⁴He⁺ a 80KeV. (b) Concentração estimada de colisões (N_d) que retiram átomos da rede de suas posições originais na camada ativa versus a dose de limiar para cada diferente íon/energia utilizados [17].

A figura 3.3(a) ^[17] mostra o comportamento da resistência de folha em função da dose implantada para 5 amostras de GaAs tipo-n com mesma concentração inicial de portadores ($n_s=7,0 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$), porém com diferentes íons e energias de implantação. Quanto menor a energia do íon incidente ou quanto maior a massa do mesmo, mais deslocada para a esquerda fica a curva, devido a maior concentração de defeitos criados por unidade de dose implantada. Também se observa que, para íons mais pesados, a dose correspondente à condução via *hopping* é menor.

A figura 3.3(b) mostra uma concentração estimada de átomos deslocados da rede (N_d , calculados pelo TRIM ^[18]) versus a dose de limiar para cada caso, revelando que o processo de remoção de portadores é diretamente proporcional a N_d .

Durante a fabricação de dispositivos microeletrônicos, são necessários um ou mais recozimentos térmicos, tornando necessárias medidas do comportamento da resistência de folha com a temperatura de recozimento. Assim se pode definir a estabilidade térmica, como sendo a máxima temperatura de recozimento em que ainda se obtenha valores de R_s na ordem de 10^8 - $10^9 \Omega/\text{sq}$.

Trabalhos anteriores ^[19] investigaram o comportamento da resistência de folha em função da temperatura de recozimento de amostras de GaAs tipo-n com três diferentes íons implantados e com três diferentes doses cada um. As doses são mostradas na figura 3.4(d) e foram escolhidas para manter a razão entre armadilhas criadas e concentração de portadores livres: D1 é uma dose menor do que D_{th} , D2 é uma dose maior do que a dose necessária para começar o *hopping* e D3 é a dose mais alta, levando as amostras em condição de *hopping* forte ($R_s \sim 10^6 \Omega/\text{sq}$).

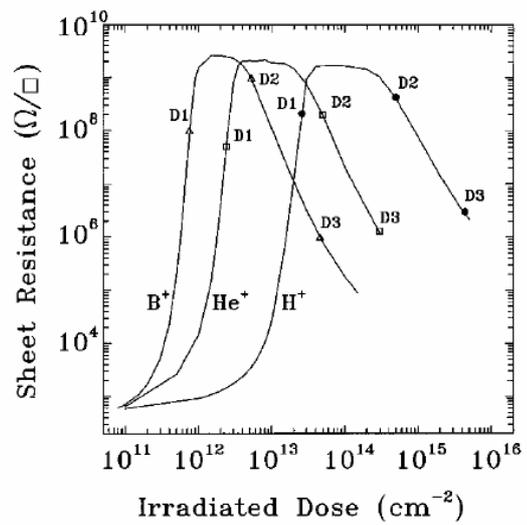
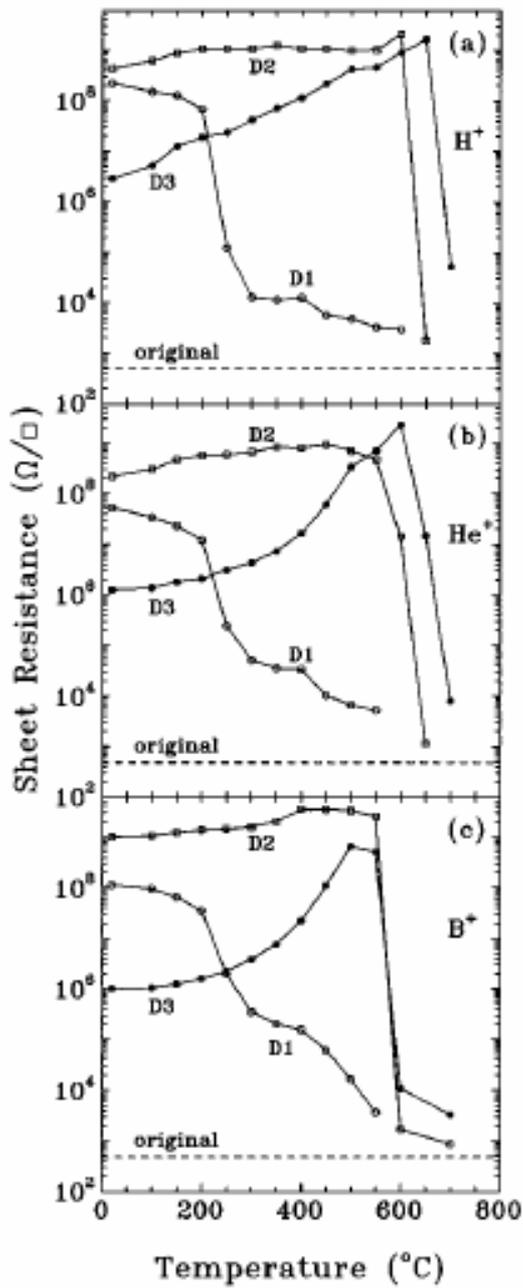


Fig. 3.4 Comportamento da resistência de folha com o aumento da temperatura de recozimento de GaAs tipo-n após implantação com (a) H^+ a 50KeV, (b) He^+ a 80KeV e (c) B^+ a 150KeV e as doses escolhidas em cada amostra (d).^[19]

A fig 3.4 mostra que, para irradiação com dose D1 (antes de alcançar a dose de limiar), nos três íons utilizados ocorre uma queda acentuada na resistência de folha entre

200 e 300°C, e outra após os 400°C. A primeira região de recozimento é devido ao aumento da concentração de folha de elétrons como da mobilidade dos mesmos (fig 3.5). Já a segunda região (400°C) apresenta apenas um forte acréscimo na mobilidade, associado ao recozimento de centros espalhadores carregados que não atuam como armadilhas.^[19]

Os resultados da fig. 3.4 mostram claramente que a termoestabilidade das amostras isoladas não depende da espécie química implantada, e sim da razão entre as concentrações das armadilhas criadas e dos portadores livres.

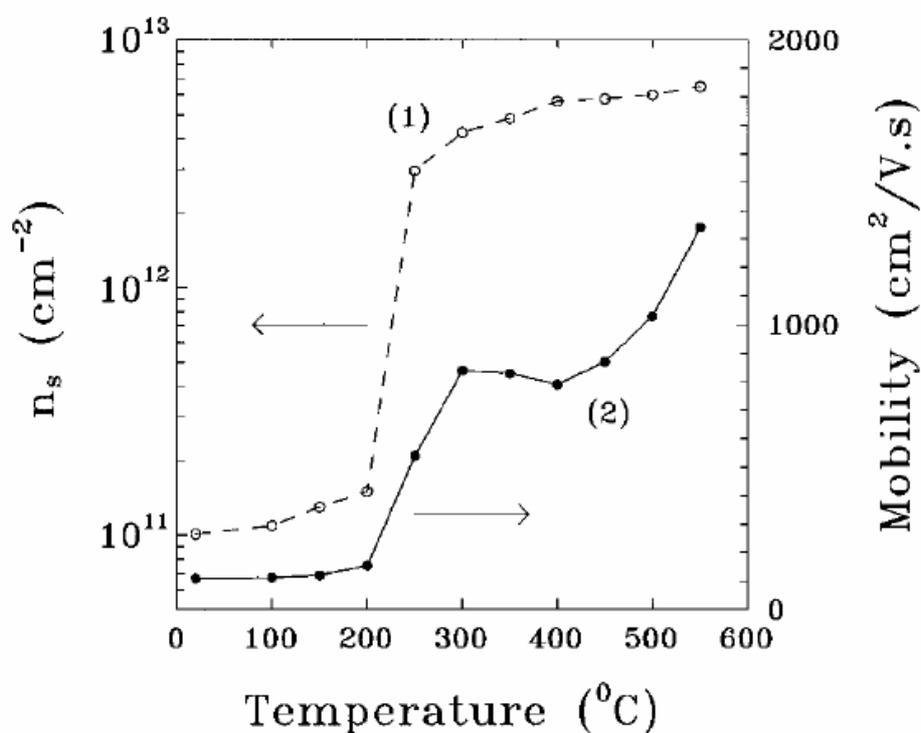


Fig. 3.5 Concentração de folha n_s (curva 1) e mobilidade efetiva μ (curva 2) de amostras de GaAs tipo-n com R_s inicial de 300Ω/sq irradiadas com H^+ com energia de 50KeV e dose $3 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$, recozidas em diferentes temperaturas por 300s.^[19]

Os resultados de isolamento de amostras de GaAs tipo-p indicaram que aproximadamente a mesma concentração de armadilhas de elétrons e lacunas é criada durante a implantação com íons leves (veja figura 3.6)^[20]. Observa-se que para mesma

concentração inicial de portadores, e usando o mesmo íon para isolação, amostras de GaAs tipo-p e tipo-n apresentam a mesma dose de limiar.

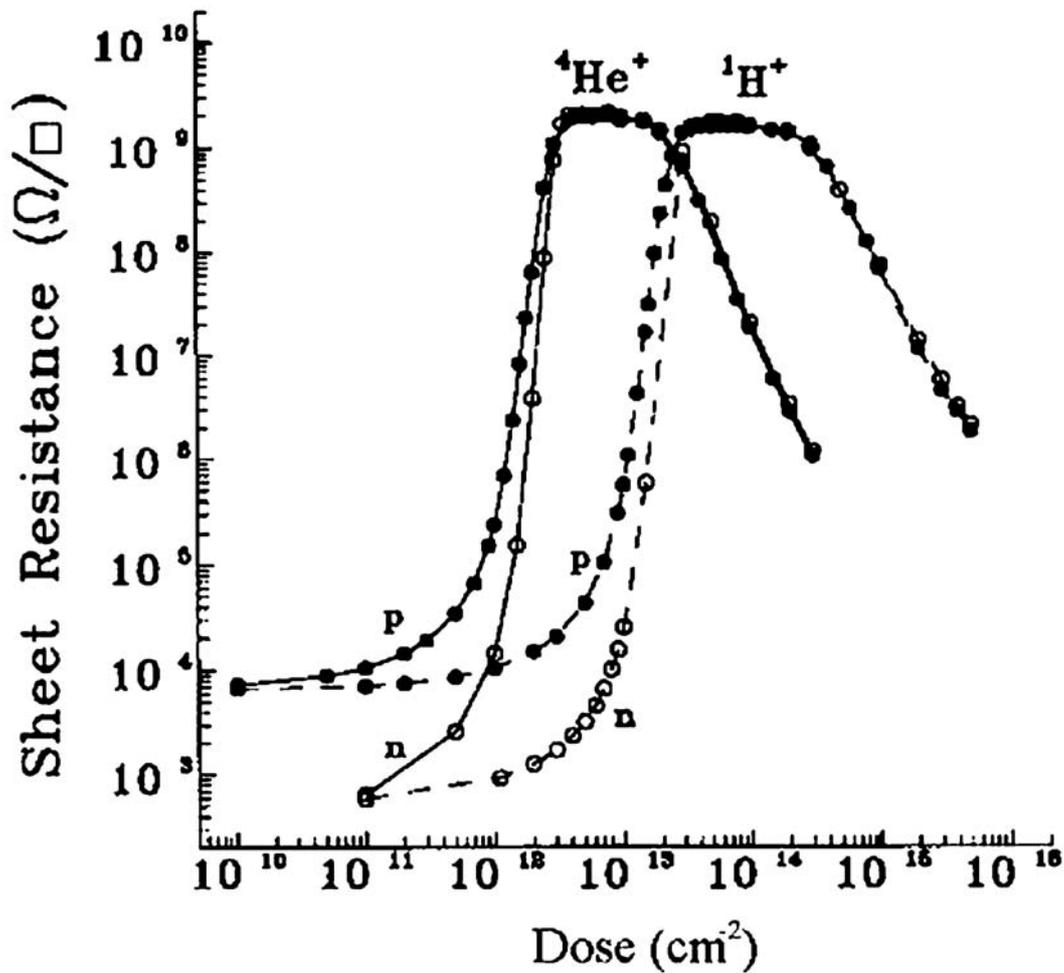


Fig. 3.6. Comportamento da resistência de folha em função da fluência de $^1\text{H}^+$ a 50KeV ou $^4\text{He}^+$ a 80KeV para amostras tipo-p e tipo-n com mesma concentração inicial de folha de portadores($6 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$).^[20]

Um comportamento interessante não observado em amostras tipo-n foi observado para as amostras do tipo-p durante as medidas de estabilidade térmica. De Souza *et al* ^[20] observaram um aumento na resistência de folha para recozimentos a partir de 100°C em amostras com $0,5D_{th}$ e D_{th} , como pode ser visto na figura 3.7, que será discutido mais adiante.

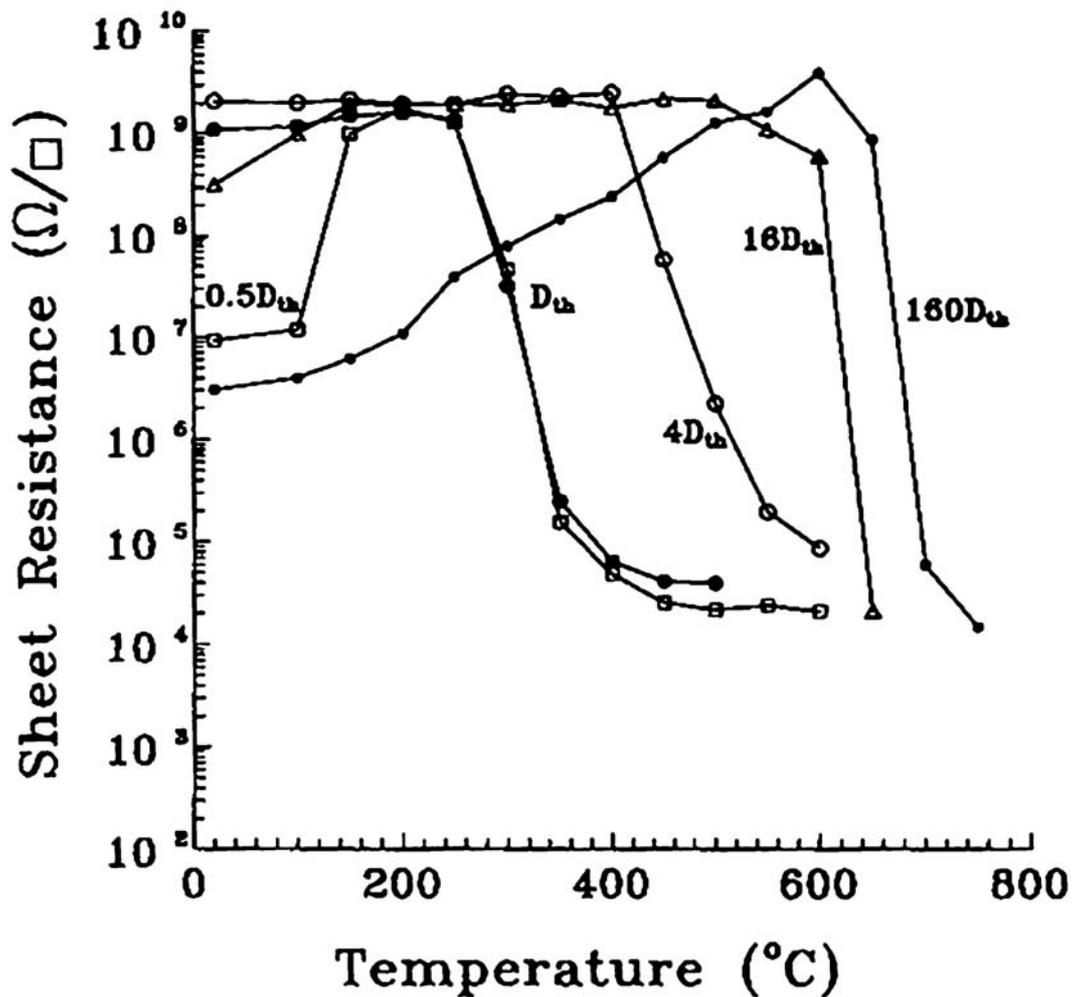


Fig. 3.7. Evolução da resistência de folha com a temperatura de recozimento para amostras de GaAs tipo-p implantadas com prótons de 50KeV e doses de 0,5D_{th}, D_{th}, 4D_{th}, 16D_{th} e 160D_{th}.^[20]

Trabalhos de Boudinov *et al*^[12] utilizaram amostras de SI-GaAs LEC dopadas com Mg e C implantadas com H⁺ a 400KeV com concentração inicial de portadores similar. Neste trabalho observa-se (figura 3.8) que amostras com mesma concentração inicial de portadores livres possuem a mesma a dose de limiar, caracterizando que esta dose não está relacionada com a posição que o dopante ocupa na rede cristalina, já que o C e o Mg como aceitadores ocupam sítios diferentes na rede do GaAs (C substitui o As e Mg substitui o Ga). Fica claro também que a condução via *hopping* independe do dopante.

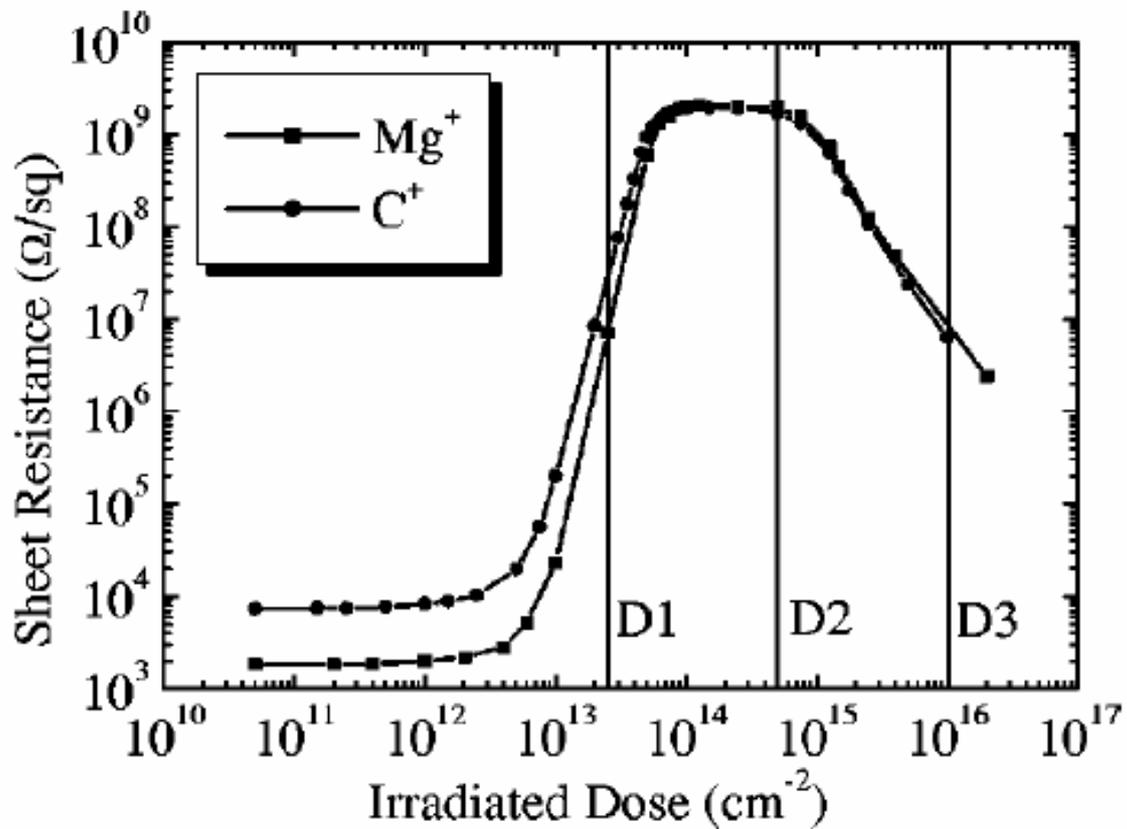


Fig.3.8. Evolução da resistência de folha em amostras de GaAs tipo-p dopadas com C e Mg em função da dose irradiada de H⁺ a 400KeV. [12]

Para medidas de resistência de folha versus temperatura de recozimento das amostras da figura 3.8, novamente aparecem aumentos na resistência de folha nos recozimentos a partir de 100°C, que em amostras dopadas com Mg aumentam mais de duas ordens de grandeza, como pode ser visto na figura 3.9. Este efeito está relacionado com formação de defeitos complexos dependentes do tipo de dopante introduzido (as dopagens foram feitas através de implantação iônica e posterior recozimento térmico).

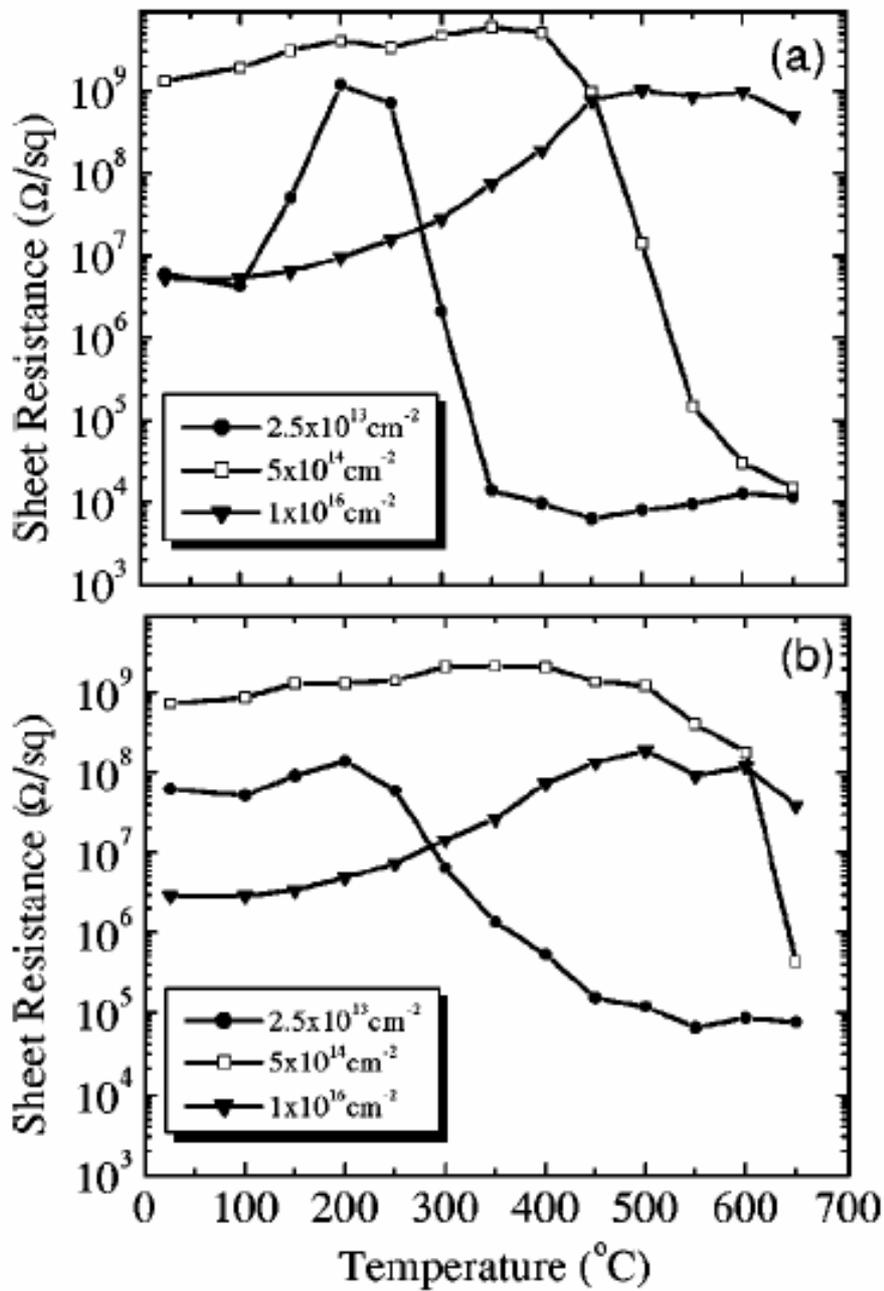


Fig.3.9. Evolução da resistência de folha com a temperatura de recozimento de resistores de GaAs tipo-p dopados com (a)Mg e (b)C irradiados com H⁺ a 400KeV e doses D1=0.25D_{th}, D2=5D_{th} e D3=100D_{th}.^[12]

InP é um dos semicondutores compostos III-V com interesse industrial. Alguns trabalhos de isolamento de InP já foram publicados.^[21, 14]

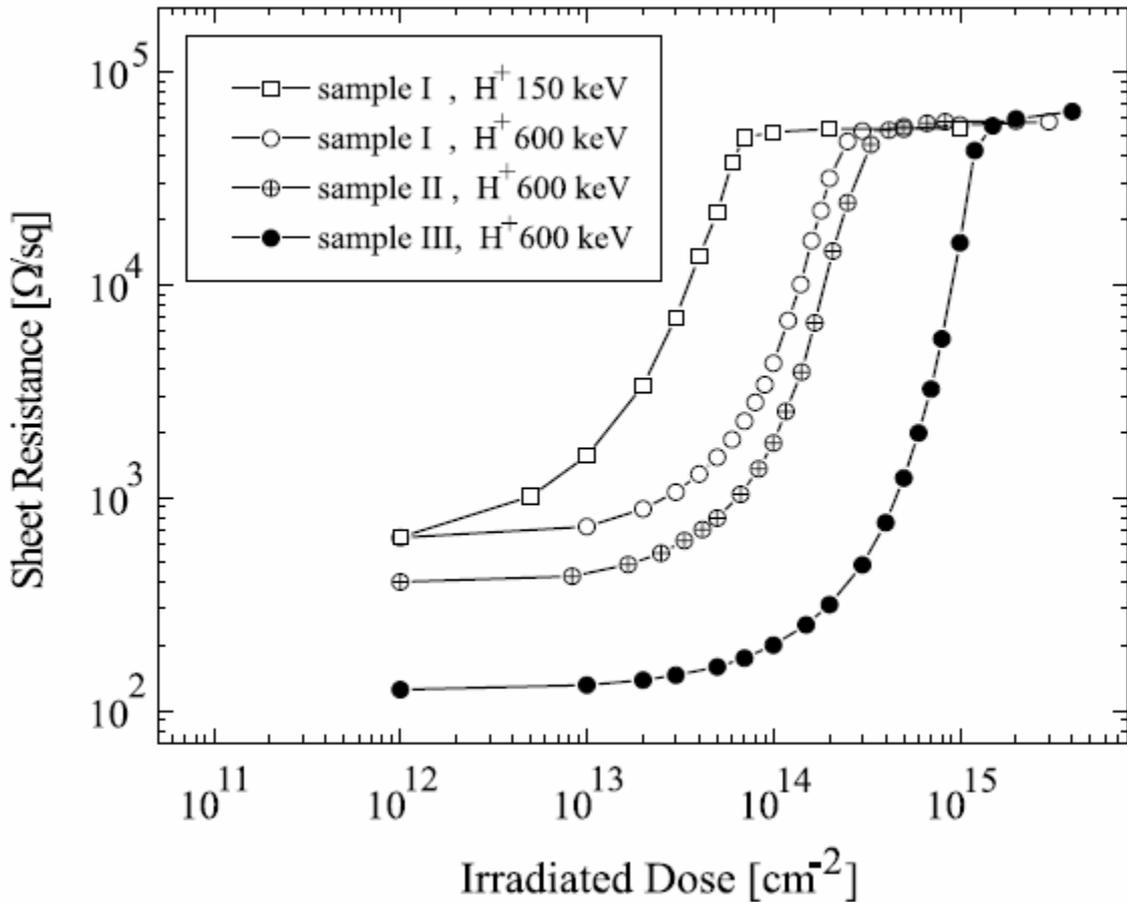


Fig. 3.10. Dependência da Resistência de folha com a dose para H^+ a 150 e 600KeV em amostras de InP tipo-n com concentrações iniciais de portadores de (I) $n_s=3,9 \times 10^{12}$, (II) $n_s=5,4 \times 10^{12}$ e (III) $n_s=2,4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$.^[14]

A figura 3.10 apresenta a evolução da resistência de folha com a fluência de H^+ para amostras de InP com diferentes concentrações. O que fica claro é a semelhança com as curvas de GaAs, aumentando a dose necessária para isolação com o aumento da concentração inicial de portadores e, apresentando 3 regiões distintas (região de baixas doses, região de aumento de R_s em várias ordens de grandeza e região após a dose de limiar, que forma um platô em R_s). Porém, a resistência de folha máxima alcançada é na ordem de $10^5 \Omega/\text{sq}$.

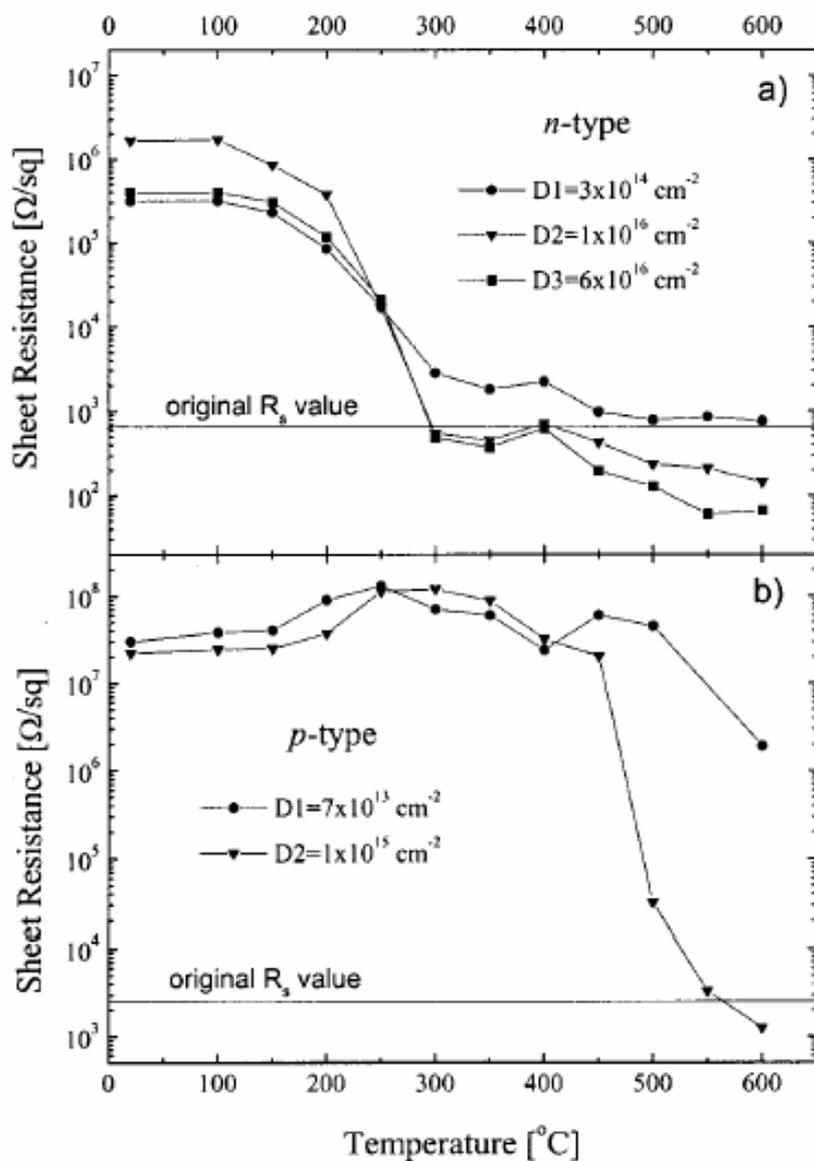


Fig. 3.11. Evolução da resistência de folha com a temperatura de recozimento em RTA por 60s em Ar de (a)InP tipo-n e (b)InP tipo-p irradiados com H^+ a 600KeV. Para InP tipo-n $D1=D_{th}$, $D2=33D_{th}$ e $D3=200D_{th}$. Para InP tipo-p $D1=2.5D_{th}$ e $D2=36D_{th}$.^[21]

A figura 3.11(a) mostra os resultados do comportamento da resistência de folha com a temperatura de recozimento da amostra I da fig 3.10, com três diferentes doses irradiadas a 600KeV. Estes dados indicaram estabilidade térmica inferior a 200°C, independente da

dose irradiada. Acima desta temperatura, uma forte diminuição em R_s é observada atribuída ao possível recozimento de anti-sítios de In_p no estado de carga (-/--), que são duplo-aceitadores e quando recozidos liberam os elétrons capturados^[23]. Para altas doses irradiadas ($\geq 1 \times 10^{16} \text{cm}^{-2}$), o valor de R_s para recozimentos em temperaturas superiores a 300°C resulta em valores menores que o seu valor original, consequência da possível ativação dos anti-sítios P_{In} nesta temperatura, gerando portadores livres tipo-n.

Já as medidas de resistência de folha versus temperatura de recozimento para InP tipo-p mostraram estabilidade em torno de 450°C (ver figura 3.11(b)). A temperatura característica de termoestabilidade (próximo dos 500°C), provavelmente está relacionada com o recozimento do anti-sítio P_{In} no estado de carga (+/++), que ao ser recozido diminui R_s . Como a concentração destes defeitos é proporcional a dose irradiada, para a amostra com dose D2 ($36D_{\text{th}}$) houve troca na condutividade, de tipo-p para tipo-n, o que não houve com a amostra D1, irradiada com baixa dose ($2,5D_{\text{th}}$). Este fenômeno será discutido em detalhes no capítulo 5.

Capítulo 4 Métodos e técnicas experimentais

4.1 Epitaxia

O processo de crescimento de uma camada cristalina através de deposição de material sobre outro material cristalino é conhecido como epitaxia.

Epitaxia pode envolver crescimento de materiais em cima de materiais idênticos, como Si em Si e GaAs crescendo em GaAs, processo conhecido como auto-epitaxia ou homo-epitaxia. Epitaxia também encontra lugar na tecnologia para o crescimento de um material sobre substrato de um material diferente: hetero-epitaxia. Neste caso podem ocorrer problemas de compatibilidade ou “*mismatch*” (má combinação) devido a não similaridade (orientação, propriedades químicas, parâmetros de rede, estrutura do cristal, etc.) entre o substrato e a camada epitaxial crescida. A epitaxia de GaAs <001> em Si<001> é um exemplo de hetero-epitaxia. Existe uma diferença de 4,5% entre os parâmetros de rede destes materiais, de modo que os processos de crescimento envolvem uma considerável quantidade de tensões mecânicas, que são precursoras de defeitos estendidos ^[24].

MOCVD (*Metal-Organic Chemical-Vapor Deposition*) é o acrônimo de deposição por vapor químico de organometálicos, que é uma técnica de crescimento que utiliza compostos metal-orgânicos, tais como trimetil gálio e trimetil alumínio que agem como precursores para os átomos da coluna III, e gases como fosfina e arsina como precursores de átomos da coluna V.

O processo consiste em transportar os precursores em um gás portador para uma zona quente dentro de uma câmara de crescimento. Os precursores se dissociam ou reagem, produzindo filmes finos que são constituídos de um único elemento ou de uma combinação

destes. Variando a composição de materiais depositados e dopantes, se produz a camada epitaxial desejada.

Os reatores epitaxiais consistem de três partes principais:

1. o sistema de fornecimento de gás, que fornece as espécies em medidas exatas;
2. a câmara de reação, onde estas espécies são transportadas até o substrato para ocorrer a reação;
3. sistema de tratamento de efluentes.

Os três tipos mais comuns de reatores de epitaxia são: o horizontal, o vertical e o sistema de barril, que são apresentados na figura 4.1.

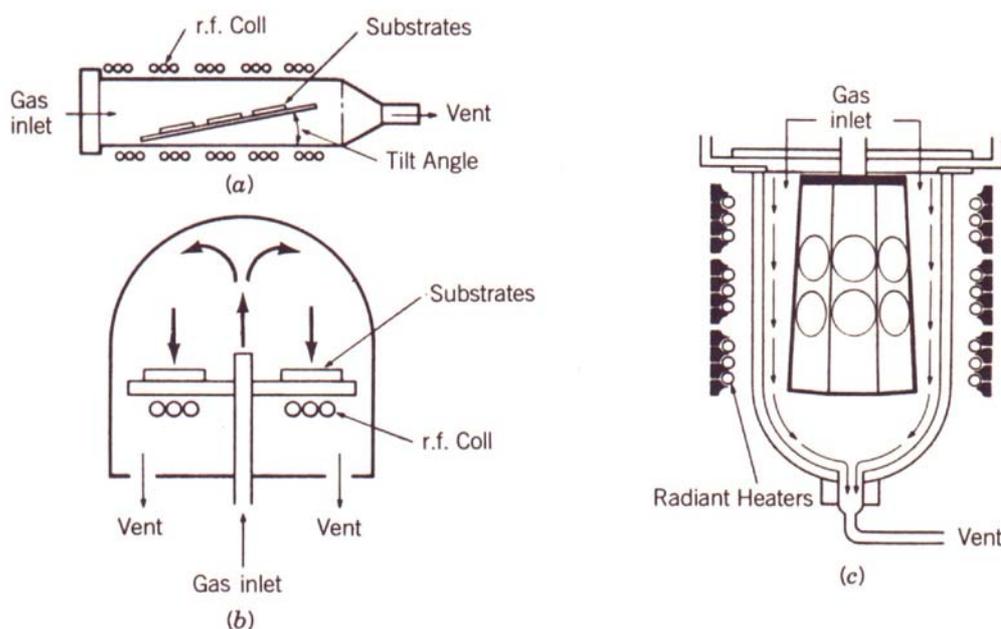


Fig. 4.1 Configurações de reatores epitaxiais: (a) reator horizontal; (b) reator vertical e (c) reator de barril ^[24].

O crescimento das amostras de GaAs com camadas condutivas estudadas neste trabalho foi realizado na *Russian Academy of Sciences*, em Nizhny Novgorod, cujo sistema

é apresentado na figura 4.2, junto com as reações para o crescimento de GaAs e do dopante C (carbono). O crescimento das amostras de InP foi feito no *Department of Electronic Material Engineering, Australian National University, Canberra*.

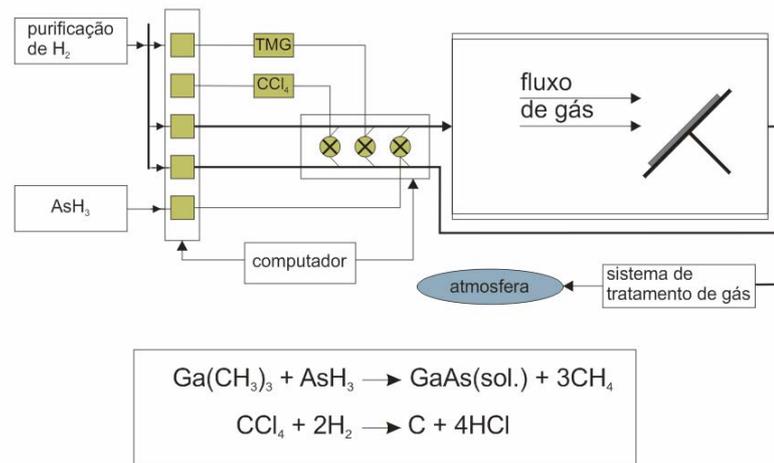


Fig. 4.2. Sistema de crescimento epitaxial de MOCVD e as reações para o crescimento de GaAs e camada δ dopante de C.

Por questões de estequiometria é conveniente crescer GaAs em temperaturas entre 600 e 850°C. Temperaturas superiores a 850°C resultam em formação excessiva de vacâncias de gálio. Por outro lado, os reagentes são dificilmente dissociados em baixas temperaturas, limitando a qualidade do filme, e em casos extremos reduzindo a mobilidade de espécies de superfície, uma tendência para o filme se tornar policristalino^[24].

4.2. Implantação iônica

A implantação iônica é uma técnica onde átomos ou moléculas são ionizados, acelerados por um campo elétrico e implantados num material alvo. A introdução de espécies químicas diferentes dos átomos do alvo, e a transferência da energia dos íons para o sólido provocam modificações químicas e estruturais no material, alterando propriedades

mecânicas, elétricas, ópticas, etc. Essas modificações dependem do material alvo e dos parâmetros de bombardeamento, como energia dos íons, dose, corrente do feixe, íon utilizado como projétil, etc.^[24].

Penetrando no material sólido, o íon sofre uma série de colisões com os átomos e elétrons do alvo, fazendo com que ele perca energia e vá freando. O freamento ocorre principalmente devido a dois mecanismos, um é a transferência de energia para os núcleos do alvo, causando deflexão do íon incidente e também desalojamentos dos átomos atingidos dos seus locais originais na rede. Este mecanismo é definido como poder de freamento nuclear (*nuclear stopping power*), S_n . Se E é a energia do íon em qualquer ponto x ao longo do seu caminho, pode-se definir o poder de freamento nuclear como

$$S_n = -\left(\frac{1}{N}\right)\left(\frac{dE}{dx}\right)_n, \text{ onde } N \text{ é a densidade de átomos no alvo.}$$

O segundo processo de freamento é causado pela interação dos íons com elétrons do alvo. Este processo é definido como poder de freamento eletrônico (*electronic stopping power*) $S_e = -\left(\frac{1}{N}\right)\left(\frac{dE}{dx}\right)_e$.

A média da energia perdida por unidade de distância é determinada pelo $+\frac{dE}{dx} = N[S_n(E) + S_e(E)]$. Se a distância total percorrida pelo íon é R , então,

$$R = \int_0^R dx = \frac{1}{N} \int_0^{E_0} \frac{dE}{S_n(E) + S_e(E)}, \text{ onde } E_0 \text{ é a energia inicial do íon.}$$

A distribuição dos íons pela projeção da distância percorrida no eixo x é mostrada na figura 4.3(a). Pela natureza estatística do processo, esta projeção da distância é caracterizada pelo valor médio R_p (*project range*), bem como pelo seu desvio padrão ΔR_p (*straggle*) ao longo da direção do íon incidente.

O íon também sofre desvios no ângulo em relação ao feixe incidente (ver figura 4.3(b)). Este desvio transversal é denominado de ΔR_t , e é de grande importância para determinar a distribuição de dopantes perto da extremidade de uma “janela” na máscara utilizada para implantação, podendo ser ignorado se a largura desta janela for muito maior quando comparada com a profundidade de implantação.

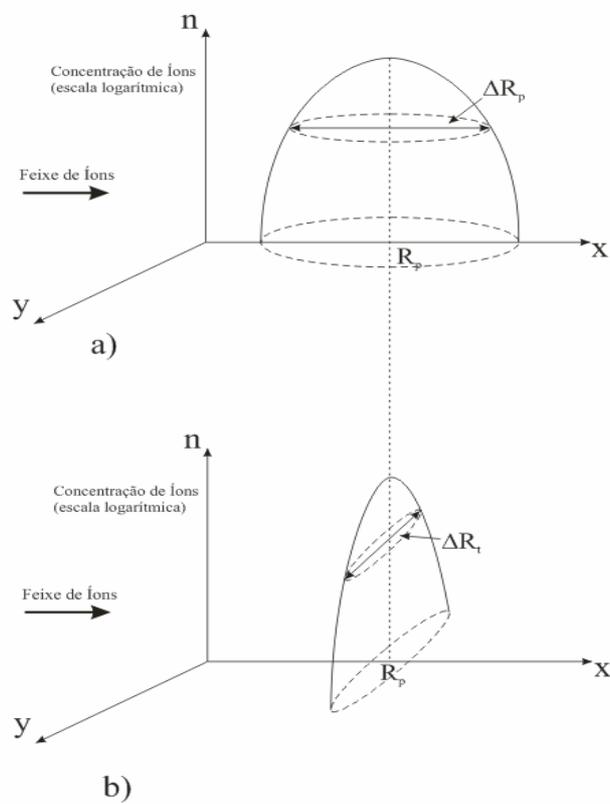


Fig. 4.3. Profundidade e straggles. Adaptado da ref. [24]

Em um material cristalino, a ordem dos átomos na rede do cristal faz com que entre as linhas atômicas se formem espaços vazios, que são chamados de canais como mostra a figura 4.4. Então, se o feixe de íons for orientado nos eixos ou planos destes canais, os íons tenderão a se movimentar nos canais sem colisões, alcançando assim profundidades

superiores às necessárias. Este efeito é denominado canalização e ocorre em materiais cristalinos^[25].

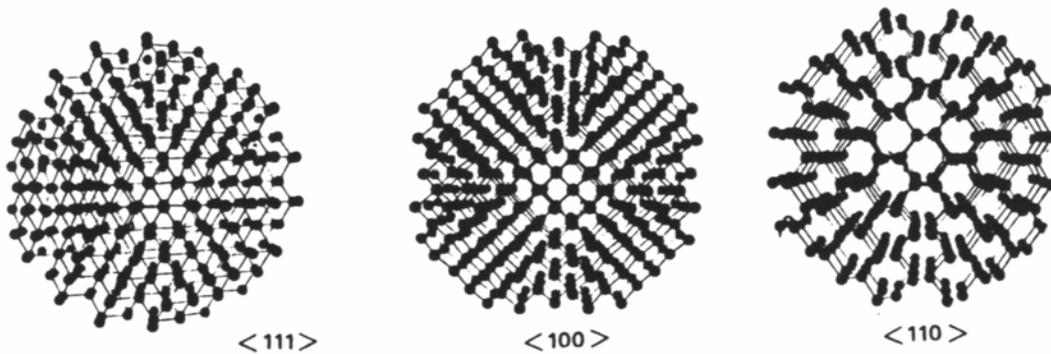


Fig.4.4. Estrutura cristalina do silício vista ao longo de eixos <111>, <100> e <110> ^[26].

Durante a implantação, íons energéticos colidem com os átomos da rede do material antes de parar. Uma parte da energia destes íons é transferida para a rede fazendo com que átomos sejam deslocados, muitas vezes com energia considerável, podendo deslocar outros átomos, resultando em uma cascata de colisões. Deslocações produzidas durante a implantação podem formar grupos de defeitos pontuais. Para caracterização destes defeitos são usadas várias técnicas experimentais de observação como microscopia eletrônica, retro-espalhamento de Rutherford (RBS), e técnicas de canalização entre outras.

A natureza dos defeitos criados pelo íon incidente depende da massa do íon. Íons leves geralmente transferem uma pequena quantidade de energia durante cada colisão com o alvo, se defletindo com grandes ângulos, como mostrado na figura 4.5(a). Cada átomo do alvo deslocado terá uma pequena quantidade de energia transferida, dificilmente ocasionando deslocamentos em cascata, assim, a principal perda de energia do íon se dá por freamento eletrônico.

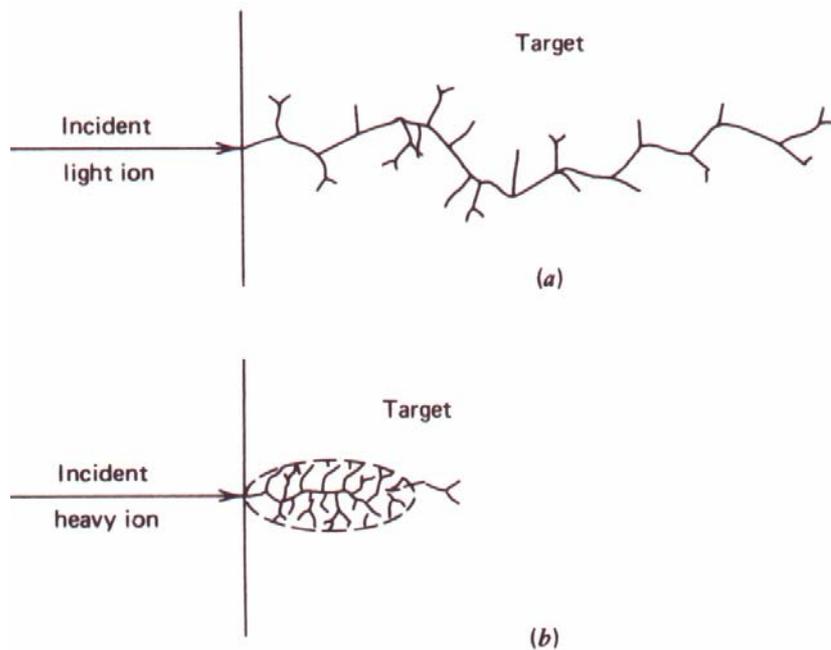


Fig. 4.5 Defeitos devido a (a) íons leves e (b) íons pesados ^[24].

O efeito de íons pesados é completamente diferente, neste caso, uma grande quantidade de energia é transferida após cada colisão, e cada átomo deslocado é capaz de produzir um grande número de deslocamentos. Neste caso, o caminho do íon incidente é pequeno, e a maioria da energia é transferida para a rede por freamento nuclear, criando uma alta densidade de defeitos em um pequeno volume, como mostra a figura 4.5(b)^[24].

4.2.1 Isolação de camadas condutivas “*in-situ*”

A isolação consiste na implantação de íons em amostras semicondutoras, criando defeitos que modifiquem suas características estruturais e elétricas. Para isto são usados resistores conectados através de fios à parte externa na câmara de implantação, para ser medida sua resistência, sem a necessidade de quebrar o vácuo e tirar as amostras da câmara de implantação.

Os resistores são amostras clivadas em retângulos de 6mm x 3mm com contatos de In nos dois lados menores da amostra como mostra a figura 4.6.

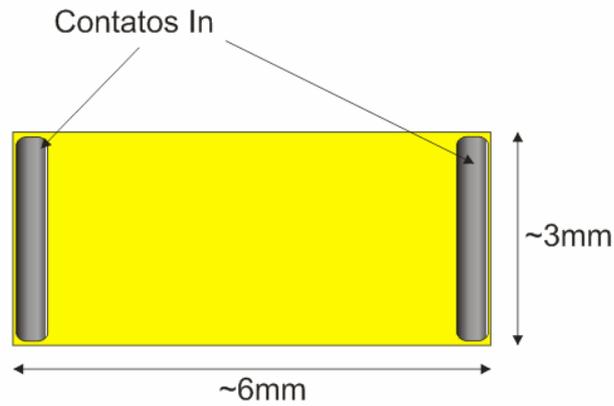


Fig. 4.6. Resistor com contatos de In preparada para isolamento.

O suporte onde a amostra está fixa consiste de um encapsulamento de transistor TO-3 metálico cortado, com um isolante de alumina e em cima deste é colada a amostra com fotoresina, como mostrado na figura 4.7.

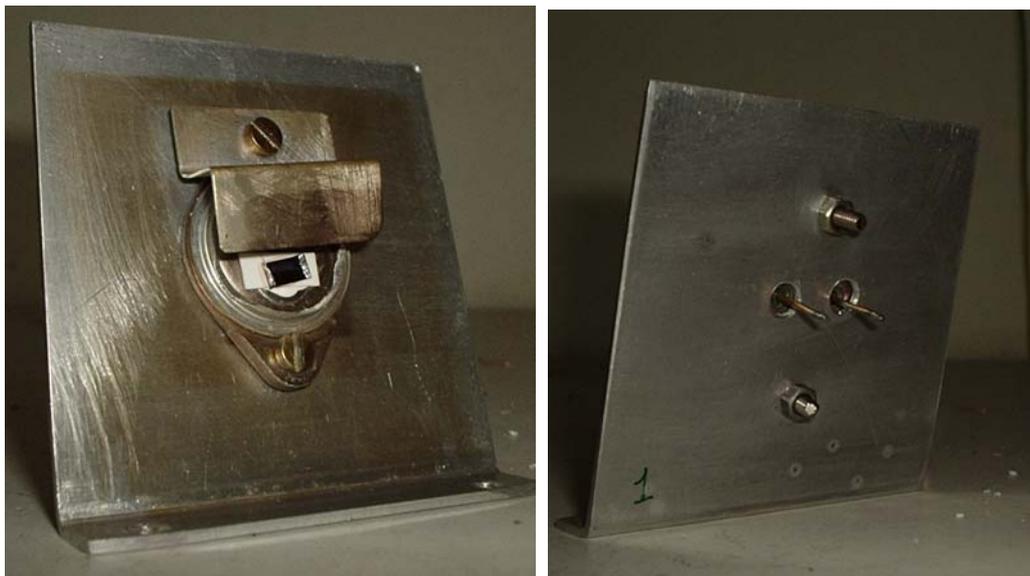


Fig.4.7. Suporte de amostra usada para medição de isolamento in-situ.

Após cada implantação, é medido o valor da resistência da amostra *in-situ* com o medidor Keithley 617, e atribuído à dose total acumulada. Este valor medido é a resistência do resistor, então se calcula resistência de folha R_s como: $R_s = R_m \frac{W_m}{l_m}$, onde R_m é a resistência medida, W_m a largura e l_m o comprimento a amostra, ambos medidos em microscópio metalográfico.

Para tecnologia de microeletrônica e de filmes finos entre outras, o valor de interesse é a resistência de folha do material, definida como a resistência entre bordas opostas de um quadrado da amostra de tamanho arbitrário, visto que estas tecnologias utilizam materiais onde as dimensões laterais são muito maiores que a espessura do filme [27].

4.3 Recozimento térmico rápido (RTA)

Como mencionado anteriormente, os processos de implantação de íons resultam em uma degradação das características do material, como mobilidade e tempo de vida. Além disso, apenas uma parte dos íons implantados ficam substitucionais a átomos da rede, onde eles são eletricamente ativos. É possível recozer quase todos estes defeitos fazendo recozimentos térmicos com uma combinação apropriada de tempo e temperatura. A recuperação completa da mobilidade, tempo de vida e ativação de portadores aconteceria se o semiconductor voltasse sua forma monocristalina, [24] porém, na prática os recozimentos de compostos III-V ficam distante disto, de forma que o recozimento parcial alcançado seja o suficiente.

Existem problemas associados ao recozimento térmico em fornos comuns, devido a grande massa a ser aquecida, como paredes do forno e carregador de lâminas, aumentando o tempo necessário para o processo. Outro problema é relacionado com a perda de dopantes

devido a evaporação, causando problemas graves principalmente em GaAs, com considerável deterioração do material,^[24] que pode ser amenizado se for coberto de forma apropriada. Estes problemas podem ser minimizados pelo uso da técnica de recozimento térmico rápido RTA (*rapid thermal annealing*).

O RTA consiste em realizar o recozimento térmico da amostra com um incremento rápido na temperatura (na ordem de 100°C/s), permanecendo na temperatura desejada por segundos ou poucos minutos.

O equipamento utilizado foi desenvolvido no Laboratório de Microeletrônica e consiste de uma câmara de quartzo onde são colocadas as amostras a serem recozidas sobre uma lâmina de silício. Nesta lâmina está fixo o termopar utilizado para controle de temperatura. O aquecimento é feito por 7 lâmpadas halógenas de tungstênio de 1000W cada, (ver figura 4.8) que estão situadas fora da câmara, embaixo do suporte da amostra. A amostra é coberta com uma outra lâmina do mesmo material a ser recozido, ou colocada com a superfície para baixo para evitar evaporação de dopantes.

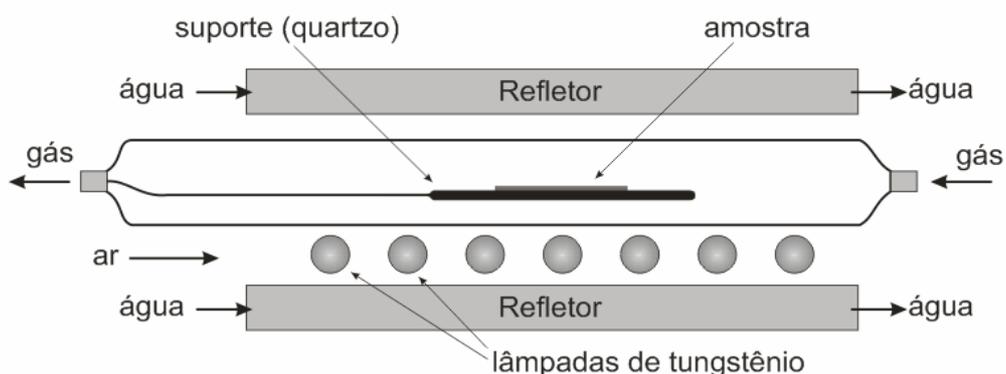


Fig. 4.8. Esquemático de um sistema de forno RTA

Os refletores são metálicos e percorridos por fluxo constante de água durante o recozimento, para refrigeração. A rampa de subida da temperatura e a sua estabilidade são definidas pela corrente nas lâmpadas, controlada por computador.

4.4 Método de Van der Pauw para medidas de resistência de folha

Este método pode ser aplicado em amostras de superfície plana, de forma arbitrária, com espessura uniforme t , na qual são colocados contatos ôhmicos suficientemente pequenos na extremidade da amostra.^[28]

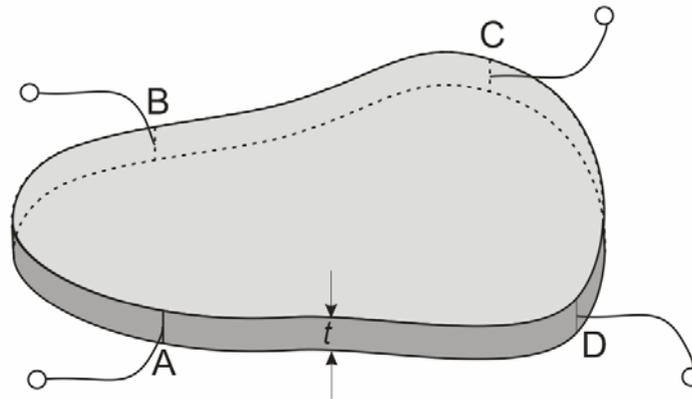


Fig. 4.9 Amostra utilizada para medida de R_s pelo método de Van der Pauw, na qual os contatos são colocados na extremidade, podendo ser a amostra de forma arbitrária. Adaptado da ref. [27].

O teorema definido por Van der Pauw para amostras com características descritas acima e expressado em termos de resistência R_{ABCD} é:

$$R_{ABCD} = \frac{V_{AB}}{I_{CD}}$$

onde V_{AB} é a tensão medida entre os contatos A e B, e, I_{CD} é o valor de corrente que circula entre os contatos C e D, como mostra a figura 4.9. Van der Pauw expressou também o valor da resistividade como:

$$\rho = \frac{\pi t}{2 \ln 2} (R_A + R_B) f\left(\frac{R_A}{R_B}\right) \quad (4.1)$$

onde $R_A = V_{ad}/I_{bc}$ e $R_B = V_{dc}/I_{ab}$ são medidas da resistência efetiva descrita na fig.4.10 e a função $f(R_A/R_B)$ é a solução da equação

$$\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} = \frac{f}{\ln 2} \cosh^{-1} \left[\frac{1}{2} \exp\left(\frac{\ln 2}{f}\right) \right] \quad (4.2)$$

com $\gamma = R_A/R_B$, cujo gráfico é mostrado na figura 4.11.

A função f serve como um fator de correção para amostras com geometria arbitrária.

Pode-se perceber que para amostras quadradas, $\gamma=1$ e $f=1$.

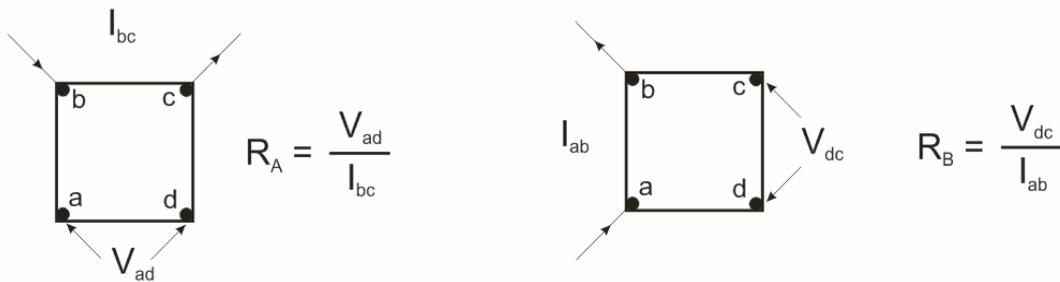


Fig. 4.10. Configurações de corrente e tensão usadas para determinar a resistividade em geometria de Van der Pauw. Adaptado da ref. [29].

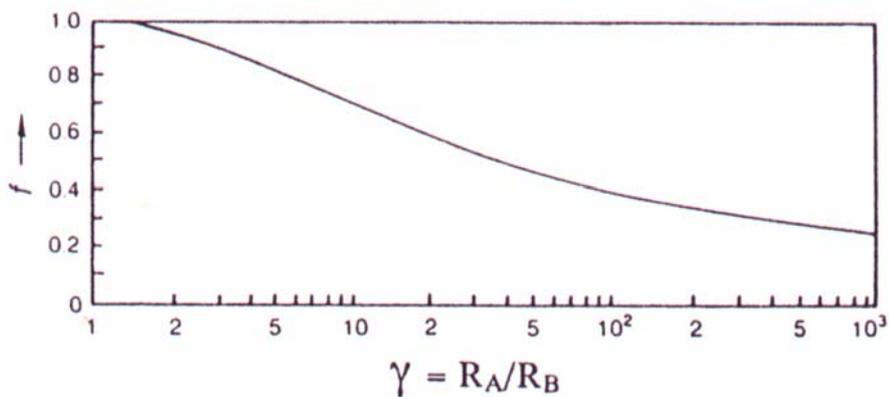


Fig. 4.11. Variação da função f em função da simetria da amostra.^[29]

Através destes cálculos de Van der Pauw, chega-se a um valor de resistividade.

Considerando amostras quadradas de lado l , o valor da resistência de folha fica:

$R_s = \frac{\rho l}{t.l} = \frac{\rho}{t}$, que é independente de l , e portanto, uma propriedade da amostra, cuja dimensão é ohm por quadrado (Ω/sq).

Erros na medida podem ocorrer por problemas de contato, visto que os contatos devem ser ôhmicos, por aquecimento Joule devido a correntes elevadas na amostra, foto-efeitos, quando há incidência de luz na amostra, correntes de fuga para o substrato, ou estados de interface presentes na superfície.

4.5 Efeito Hall

Medida de Efeito Hall é a mais básica e a mais usada técnica de caracterização de materiais semicondutores, permitindo determinar o tipo e a concentração dos portadores majoritários de uma amostra semicondutora.

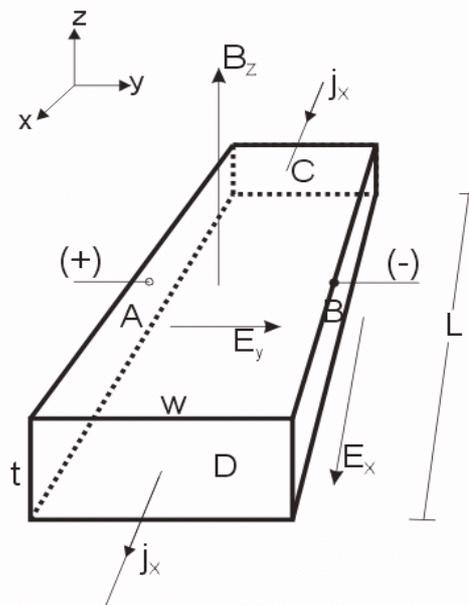


Fig. 4.12 . A geometria do Efeito Hall clássico. Adaptado da ref. [29].

A figura 4.12 mostra um semiconductor uniformemente dopado. Circulando uma corrente I_x na direção x e aplicando um campo magnético uniforme na direção z (B_z), surge na direção y uma diferença de potencial V_{AB} , devido a força de Lorentz, que atua sobre os portadores de carga, levando as lacunas para a direção negativa de y e os elétrons para a direção positiva. No momento em que a força devido ao campo elétrico se igualar à força magnética, $j_y = 0$, ou seja, $qv_x B_z = qE_y$, onde v_x é a velocidade dos portadores na direção x , que para uma concentração uniforme de lacunas p , é determinada por

$$v_x = \frac{J_x}{qp} \quad (4.3)$$

onde q é a carga elementar e J_x é a densidade de corrente na direção x . Como o coeficiente Hall R_H para um semiconductor tipo-p é definido pela relação $E_y = R_H J_x B_z$, a igualdade no equilíbrio fica:

$$q \frac{J_x}{pq} B_z = q R_H J_x B_z \Rightarrow \frac{1}{pq} = R_H \equiv \frac{E_y}{J_x B_z} \quad (4.4)$$

como $R_H = \frac{E_y}{J_x B_z}$ e $V_H = w E_y$, em termos de espessura t e largura w da amostra, podemos

escrever:

$$R_H = \frac{V_H}{w J_x B_z} = \frac{V_H w t}{I_x w B_z} = \frac{V_H t}{I_x B_z} \quad (4.5)$$

Igualando 4.4 e 4.5 :

$$\frac{V_H t}{I_x B_z} = \frac{1}{pq} \quad (4.6)$$

Como esta medida trata com amostras homogêneas, $p_s = p.t$, obtendo-se:

$$p_s = \frac{B_z I_x}{q V_H} \quad (4.7)$$

O coeficiente Hall pode ser determinado usando uma amostra de forma arbitrária, desde que esta satisfaça os mesmos requisitos necessários para as medidas de resistividade.

Geralmente, medidas de Efeito Hall são precedidas de medidas de resistividade, principalmente pelo método de Van der Pauw descrito acima. Com o valor da resistividade pode-se calcular a mobilidade das lacunas da amostra, pela equação $\rho = 1/qp\mu_p$, obtendo-se:

$$\mu_p = \frac{1}{qp\rho} \quad (4.8)$$

Neste caso simples se assume que todos os portadores se movem com a mesma velocidade v_x . Por causa da existência de distribuição de velocidades, a expressão 4.8 generalizada se transforma em:

$$\mu_p = \frac{r_H}{qp\rho} \quad (4.9)$$

onde r_H é um fator numérico chamado de fator Hall, ou fator de espalhamento Hall. Este fator em geral é diferente para elétrons e lacunas, dependendo do campo elétrico, temperatura e concentração de doadores e aceitadores, N_A e N_D , parâmetros os quais influenciam nos mecanismos de espalhamento que limita a velocidade dos portadores. Se assume r_H como sendo igual a 1 em medidas Hall de GaAs e InP. Quando $r_H \neq 1$, a mobilidade determinada através da eq.(4.9) é referenciada como uma mobilidade Hall, para distinguir da mobilidade de deriva dos portadores ^[29]. No caso de elétrons, o coeficiente Hall para a configuração da fig.(4.12) é negativo, então a concentração de elétrons n é determinada por

$$n = \frac{1}{q|R_H|} \quad (4.10)$$

e a mobilidade por

$$\mu_n = \frac{|R_H|}{\rho} = \frac{r_H}{qn\rho} \quad (4.11)$$

A concentração e a mobilidade são os dois dados de primeiro interesse nas medidas de efeito Hall, e podem ser determinadas das medidas diretas de corrente, tensão e campo magnético, usando as equações 4.10 e 4.11.

4.6 Medidas de efeito Hall com temperatura variável.

As medidas de efeito Hall com temperatura variável podem determinar energia de ativação, e a análise da variação da mobilidade em função da temperatura pode render informações sobre os mecanismos de espalhamento que limitam a mobilidade dos portadores.

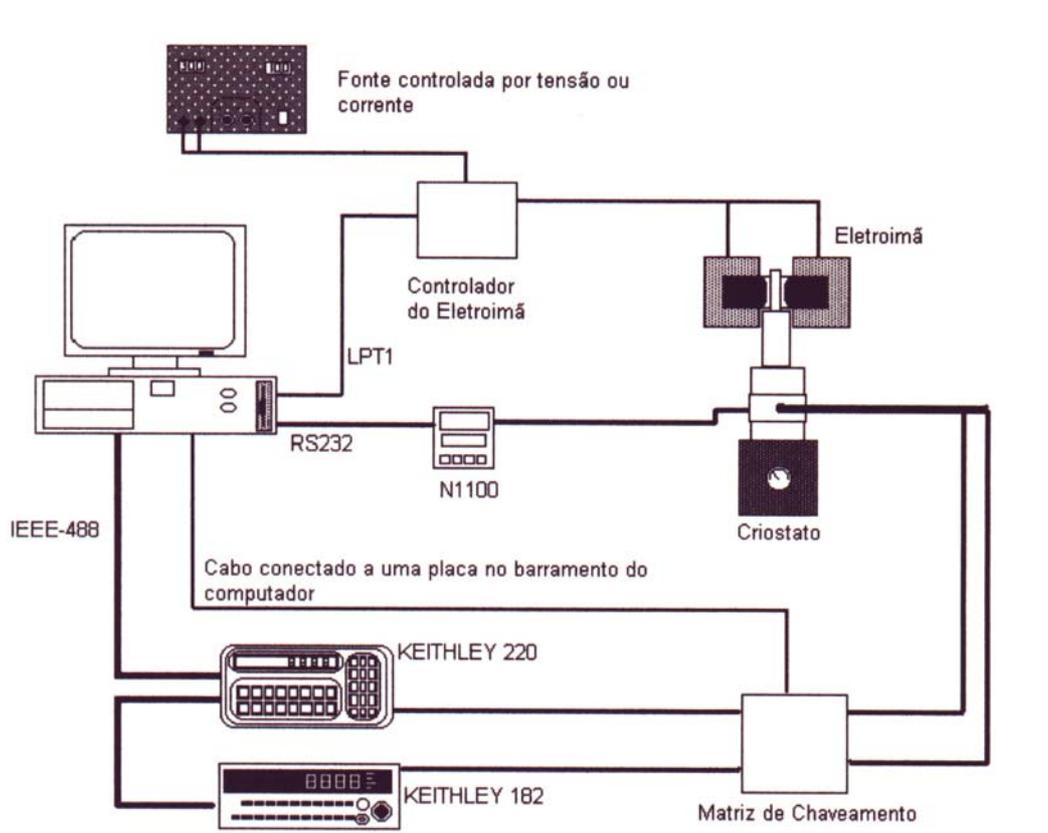


Fig.4.13. Visão geral do sistema automatizado de medidas de Efeito Hall com temperatura variável.

O sistema de medida de Efeito Hall com temperatura variável utilizado foi desenvolvido no Laboratório de Microeletrônica para operar junto com um criostato. O campo magnético é gerado por um eletroímã acoplado à parte superior deste criostato. A figura 4.13 mostra uma visão do sistema de medidas de Efeito Hall em baixas temperaturas.

A temperatura é varrida pelo criostato que funciona com ciclo fechado de He, com o qual se consegue atingir a temperatura de 12K. Para se manter a temperatura em qualquer valor entre 12K a 300K, é usada uma resistência aquecedora, cuja potência é administrada por um controlador eletrônico N1100, e a temperatura real é obtida através da medida de tensão sobre um diodo de Si percorrido por uma corrente, que possui seus valores tabelados pelo fabricante.

Para obter dados confiáveis é necessário que o suporte no qual está fixo o diodo esteja na mesma temperatura da amostra. A figura 4.14 mostra a foto do suporte de amostra do sistema.

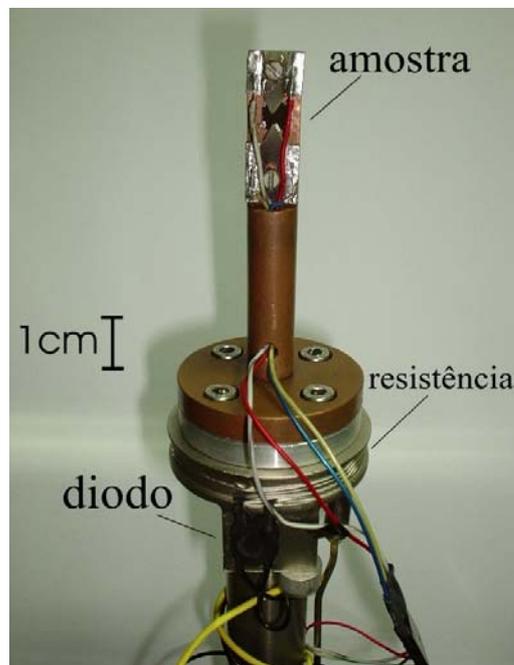


Fig. 4.14 Foto do suporte de amostras, mostrando a amostra, a resistência aquecedora e o diodo de controle de temperatura.

O sentido do campo magnético gerado pelo eletroímã e as permutações entre os contatos ABCD da amostra, que determina os contatos para circular a corrente e medir a tensão são controlados pelo módulo central, composto pela matriz de chaveamento e pelo controlador do eletroímã, ambos controlados via software.

Depois de realizada a medida, o software seleciona outro valor de temperatura e o processo se repete. Com este sistema automatizado se consegue medidas de Efeito Hall com temperaturas entre 12 e 300K e intervalo de 2K em aproximadamente 16 horas.

Capítulo 5 Estudo da isolação de InP irradiado com íons

5.1 Introdução

O aumento da velocidade de transmissão de dados e o desenvolvimento explosivo na área de telecomunicações estimulou pesquisas em optoeletrônica para altas frequências. O descobrimento de características de recombinação ultra-rápida de portadores em GaAs crescido por epitaxia de feixe molecular (MBE *molecular-beam epitaxy*) com o substrato em baixa temperatura (LT-GaAs)^[30] criou uma nova área de pesquisa em compostos semicondutores III-V não-estequiométricos. Isto se deve ao fato que o LT-GaAs possui características superiores, como curto tempo de vida, alta resistividade ($\sim 10^5 \Omega\text{cm}$) e alta mobilidade de elétrons. Trabalhos anteriores já mostraram que a implantação de íons em GaAs pode resultar em um material com características similares a LT-GaAs^[31], e, estudos feitos em LT-GaAs levaram a conclusão que o alto excesso de arsênio na forma de defeitos de anti-sítios e As precipitado são a principal razão para alta resistividade e rápida recombinação dos portadores.

Estes resultados estimularam o estudo do LT-InP^[32], pois InP possui aplicações notáveis como substrato para dispositivos de comunicação por fibra óptica de alta frequência e de alta potência, devido a propriedades elétricas como alta mobilidade de elétrons e alta rigidez dielétrica. Foi encontrado^[32] que camadas epitaxiais de LT-InP eram condutivas e que os defeitos de nível profundo intrínsecos dominantes estavam presentes em concentrações superiores a 10^{19}cm^{-3} .

Os defeitos de anti-sítios em compostos III-V foram bastante estudados, e particularmente em GaAs os defeitos de anti-sítios são responsáveis pelo comportamento semi-isolante^[17]. Em InP, a presença destes defeitos tem um caráter diferente, alguns deles

criando portadores livres tipo-n^[32]. Os mecanismos responsáveis pela condutividade tipo-n foram atribuídos a abundante presença de anti-sítios de P_{In} com nível de energia acima do mínimo da banda de condução, introduzido durante o crescimento não-estequiométrico a baixa temperatura^[33], criando elétrons livres.

Nesta parte do trabalho foram investigados estes efeitos usando medidas de efeito Hall com temperatura variável em InP tipo-p e semi-isolante, implantado com íons P⁺, criando um excesso de átomos de fósforo no material e induzindo a formação dos defeitos de anti-sítios P_{In} mencionados.

5.2 Preparação das amostras

Dois conjuntos de amostras foram preparados para esta parte do trabalho. O primeiro conjunto consistiu de um substrato semi-isolante (1 0 0) no qual foi crescida uma camada epitaxial tipo-p (dopante Mg) com concentração de $1,3 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ de aproximadamente 1,5 μm de espessura por MOCVD (*metal-organic chemical-vapor deposition*). Posteriormente as amostras foram implantadas a 200°C, com íons P⁺ a 1MeV, com doses entre 1×10^{14} e $1 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$.

O segundo conjunto consistia de amostras de InP semi-isolante com múltiplas implantações de P⁺, onde se obteve uma forma de platô no perfil da concentração (obtido através do simulador TRIM^[18]) que se estendia da superfície até uma profundidade de 0,6 μm , cujas doses e energias de implantação usadas são mostradas na tabela 5.1. Todas as implantações foram realizadas a 200°C com uma inclinação de 7° entre a direção do feixe incidente e o eixo normal à superfície da amostra, minimizando os efeitos de canalização. Os passos de implantação foram feitos seqüencialmente da maior até a menor energia. Após

isso as amostras foram recozidas em RTA a 400, 450, 500, 550 e 600°C por 30s em atmosfera de Ar.

Tab.5.1. Parâmetros de implantação de P⁺ para o segundo conjunto de amostras (SI-InP)

Energia [KeV]	400	130	30
Dose [cm ⁻²]	2x10 ¹⁵	1x10 ¹⁵	3x10 ¹⁴

Todas as amostras foram preparadas como estruturas de Van der Pauw com a colocação de contatos de In nos 4 cantos da amostra e aquecidas a 200°C durante 2 min em ambiente normal para sinterização. Foram realizadas medidas de efeito Hall em temperatura ambiente e com temperatura variável para determinar níveis de energia de defeitos e compreender os mecanismos de transporte de portadores.

5.3 Resultados e discussão

A figura 5.2 mostra a distribuição de fósforo implantado simulado com TRIM em amostras tipo-p (fig 5.2(a)) e em amostras semi-isolantes (fig 5.2(b)). Em amostras tipo-p para o caso de dose de implantação de 7,4x10¹⁴cm⁻², mostrado na figura 5.2(a), o excesso de P é ~1x10¹⁹cm⁻³ e em SI-InP uma forma de platô no perfil de concentração se estende da superfície até uma profundidade de 0,6µm, que foi formada com concentração de excesso de P entre 4-8x10¹⁹cm⁻³.

A concentração de portadores livres, mobilidade e resistência de folha em amostras tipo-p implantadas com diferentes doses de P⁺ e recozidas em ambiente de Ar a 500°C por 30s, é mostrada na tabela 5.2. Pode-se ver que todas amostras permanecem levemente tipo-p ($p_s \sim 3-9 \times 10^9 \text{cm}^{-2}$), a mobilidade efetiva não é baixa ($\mu \sim 300-400 \text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$), e a resistência de folha é na ordem de MΩ/sq. Assim, no intervalo de doses estudado, a

implantação seguida de recozimento térmico compensou o material tipo-p e uma alta resistência de folha foi medida. Medidas de efeito Hall com temperatura variável mostraram o nível de Fermi em $0,31 \pm 0,02 \text{ eV}$ acima da banda de valência (fig. 5.3).

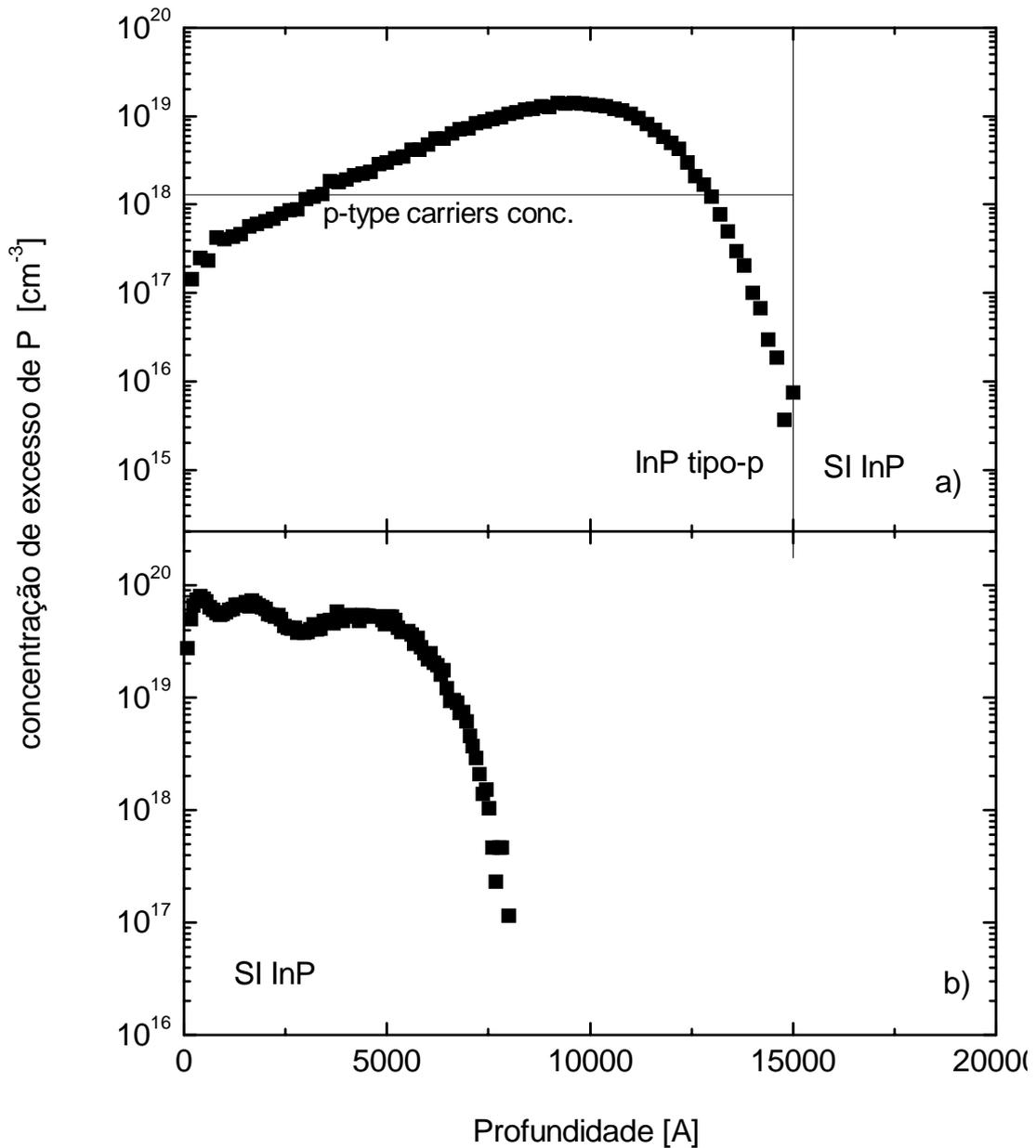


Fig. 5.2 Simulação da concentração de excesso de fósforo em (a) InP tipo-p implantado com P^+ , energia de 1MeV e dose de $7,4 \times 10^{14}$ e, (b) SI-InP (veja tabela 5.1)

Tab.5.2. Concentração de folha de portadores (p_s), mobilidade(μ) e resistência de folha de fósforo implantado em InP tipo-p após RTA a 500°C em Ar por 30s.

Amostra	Dose [cm^{-2}]	p_s [cm^{-2}]	μ [$\text{cm}^2 \text{V}^{-1}$]	R_s [Ω/sq]
InP_1	$1,0 \times 10^{14}$	$4,1 \times 10^9$	356	$4,2 \times 10^6$
InP_2	$3,0 \times 10^{14}$	$2,7 \times 10^9$	430	$5,2 \times 10^6$
InP_3	$5,0 \times 10^{14}$	$4,0 \times 10^9$	335	$4,6 \times 10^6$
InP_4	$7,4 \times 10^{14}$	$6,4 \times 10^9$	331	$2,9 \times 10^6$
InP_5	$1,0 \times 10^{15}$	$9,5 \times 10^9$	280	$2,3 \times 10^6$

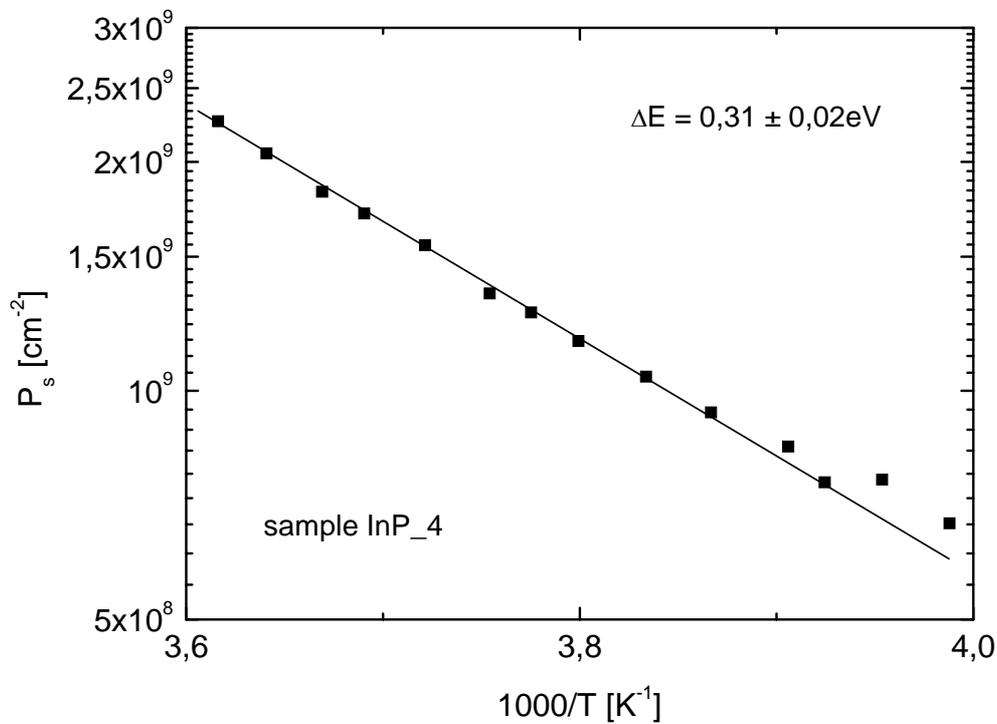


Fig. 5.3. Concentração de folha de portadores como função da temperatura de amostra de InP tipo-p com implantação de P^+ , com dose de $7,4 \times 10^{14} \text{cm}^{-2}$ e energia de 1MeV.

Foi publicado ^[33] que defeitos P_{In} tem dois níveis doadores dominantes: $(0/+)$ e $(+/++)$, com níveis de energia de 0.11eV acima e 0.23eV abaixo do mínimo da banda de condução, respectivamente. A resistência de folha relativamente baixa após a isolação completa do InP tipo-n bombardeada por próton é provavelmente ^[14,21] devido a auto-

ionização dos anti-sítios P_{In} , via excitação do nível (0/+). Defeitos de anti-sítios no GaAs são responsáveis pelo comportamento semi-isolante como será visto no próximo capítulo, mas no InP a presença destes defeitos tem um caráter diferente, funcionando ou como armadilhas, ou como doadores auto-ionizantes, dependendo da posição do nível de energia [34]. Bombardeando o material tipo-p as lacunas são “armadilhadas” pelos anti-sítios P_{In} no estado de carga (+/++), ou são compensadas com elétrons criados via auto-ionização dos anti-sítios P_{In} no estado de carga (0/+). Para a isolação de InP tipo-n o aprisionamento de elétrons nos anti-sítios In_p compete com a criação de elétrons livres via auto-ionização dos anti-sítios P_{In} no estado de carga (0/+) [21].

Foram investigadas mudanças no InP semi-isolante implantado com P^+ e recozido em temperaturas entre 400 e 600°C para provar a criação destes portadores livres citados acima, pois recozimentos em alta temperatura (600°C) são necessários para remover defeitos introduzidos durante a implantação [35], resultando assim em um material com alta mobilidade, alta concentração de folha de portadores, e baixa resistividade.

Na figura 5.4 são mostrados os resultados de medidas de Efeito Hall em temperatura ambiente para amostras de InP semi-isolante implantadas com P^+ e recozidas a 400, 450, 500, 550 e 600°C, onde se observa que a mobilidade aumenta a partir dos 450°C, devido a dissolução e/ou aniquilação dos defeitos complexos eletricamente ativos. A concentração de folha de portadores livres, mostrada na figura 5.4(b), tem um aumento significativo a partir dos 400°C, indicando a presença de níveis doadores rasos [35], que foi atribuído a ativação dos defeitos de anti-sítio P_{In} , atingindo uma saturação entre 500 e 550°C, correspondendo a uma diminuição na resistência de folha, (ver figura 5.4(c)).

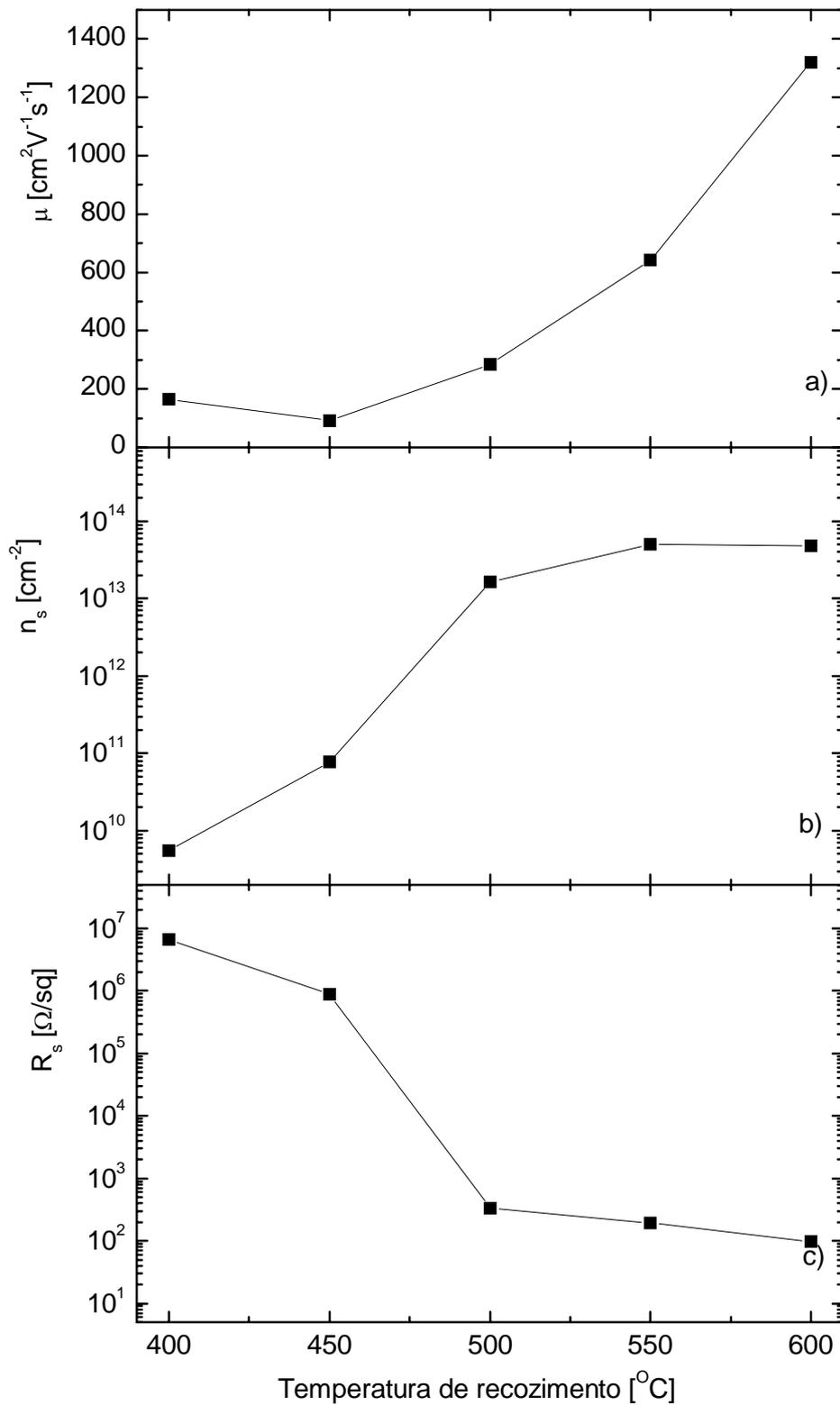


Fig. 5.4 Mobilidade(a), concentração de folha de portadores(b) e resistência de folha(c) como função da temperatura de recozimento de amostras de SI-InP irradiadas com P^+ .

Para se produzir SI-InP, é necessário introduzir uma certa concentração de Fe durante o crescimento, que serve como armadilha para os portadores livres, devido a impurezas.

Uma possível causa da criação dos portadores livres durante a implantação poderia ser a desativação do Fe^[35] (que tem o papel de compensar a inevitável formação de doadores rasos no substrato durante crescimento do SI-InP), permitindo aos doadores reativar e contribuir para a grande concentração de folha de portadores. A concentração típica de dopagem de Fe é de $1 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$, isto resulta em uma concentração de folha de $6 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ na espessura de $0.6 \mu\text{m}$ da camada implantada de SI-InP. Assim, mesmo se todos os centros de Fe fossem desativados, o máximo aumento em n_s que poderia ser conseguido por este mecanismo é na ordem de $6 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$. Pode ser visto que recozimentos em temperaturas maiores que 500°C , a concentração de folha (n_s) atinge valores de 10^{13}cm^{-2} . Disso pode-se concluir que esses níveis de doadores rasos não são criados por desativação de Fe, mas sim por excesso de fósforo e defeitos na estrutura do próprio cristal, como um resultado dos processos de implantação e recozimento.

A figura 5.5 apresenta os resultados das medidas de efeito Hall com temperatura variável para as amostras da figura 5.4, com temperatura de recozimento de 500 , 550 e 600°C . A alta mobilidade (fig. 5.5(a)) para a amostra recozida a 600°C é devido ao recozimento dos defeitos complexos eletricamente ativos. Para amostras recozidas a 500°C se observa um aumento contínuo na mobilidade, caracterizando a presença de centros de espalhamento Coulombianos, os quais deslocam a mobilidade máxima para temperaturas superiores a 300K . No gráfico da dependência da concentração de folha com a temperatura, mostrado na fig. 5.5(b), se observa um pequeno aumento em n_s da amostra recozida a 500°C , caracterizando mudança de estado de carga do anti-sítio P_{In} . A baixa resistência de

folha para a amostra recozida em 600°C (100Ω/sq), mostrada na figura 5.5(c) é consequência de altas n_s e μ .

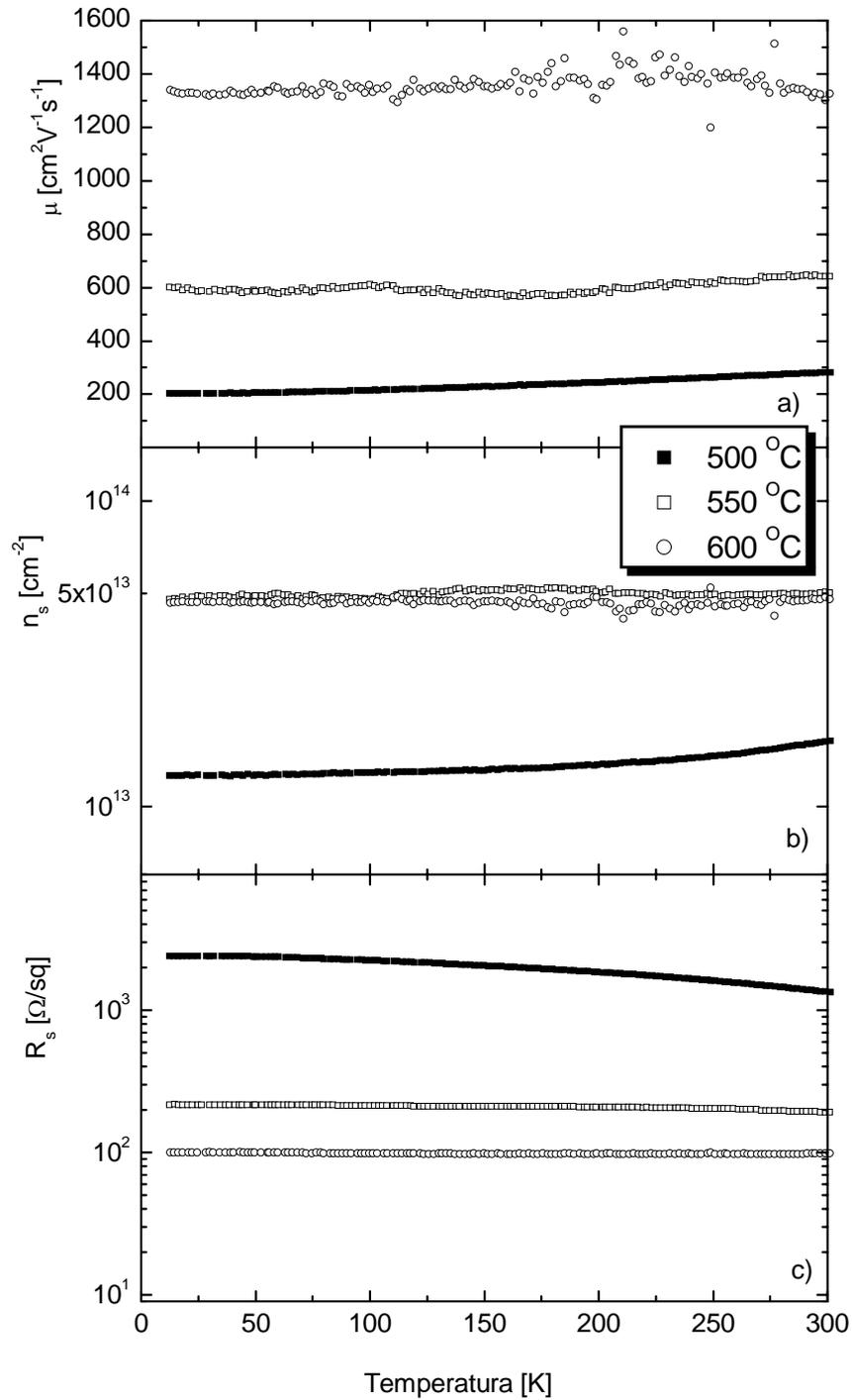


Fig. 5.5. Mobilidade (a), concentração de folha de portadores (b) e resistência de folha (c) como função da temperatura para amostras de SI-InP com múltiplas implantações de P^+ (ver tab 5.1) a 200°C.

Na figura 5.6 é mostrado um gráfico da concentração de folha de portadores tipo-n em função da temperatura. A linha tracejada fornece a energia de ativação do nível responsável pela variação da concentração de portadores de folha a 300K. O valor obtido é $E_A = 0,40 \pm 0,02 \text{ eV}$ abaixo do fundo da banda de condução.

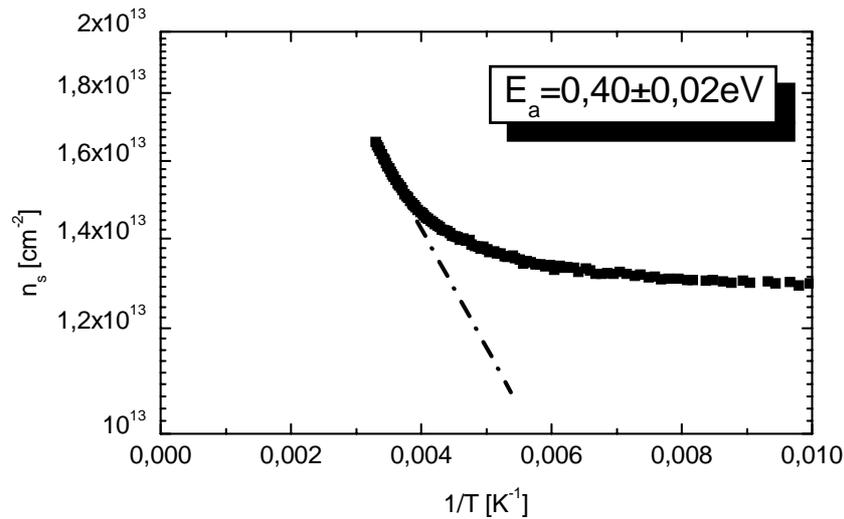


Fig. 5.6 Concentração de folha de portadores como função da temperatura da amostra de SI-InP com múltiplas implantações de P^+ recozida em ambiente de Ar a 500°C por 30s.

Resumindo os trabalhos deste capítulo, podemos notar as diferenças entre isolamento de InP tipo-p e tipo-n. A existência do nível de anti-sítio P_{In} ($0/+$) dentro da banda de condução provoca esta diferença (fig 5.7).

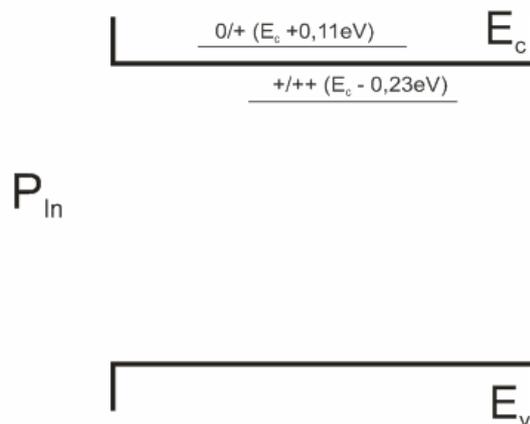


Fig. 5.7. Configuração energética do anti-sítio P_{In} ^[33].

Para amostras tipo-p existem dois mecanismos responsáveis pela diminuição das lacunas livres: (a) captura pelos defeitos $P_{In} (+/++)$ e (b) compensação pelos elétrons criados via auto-ionização dos defeitos $P_{In} (0/+)$.

Para amostras tipo-n, não se consegue isolação maior do que $R_s \sim 10^5 \Omega/sq$, por causa da competição entre a isolação pelos anti-sítios In_p e a criação de mais elétrons livres pelos defeitos $P_{In} (0/+)$.

Capítulo 6 Isolação de camadas δ tipo-p em GaAs com feixe de He^+

6.1 Introdução

A miniaturização dos dispositivos semicondutores e circuitos integrados leva ao aumento da sua velocidade, diminuição da potência consumida e maior número de funções implementadas por unidade de área. Porém, os limites desta miniaturização dependem de pesquisas na área de ciência dos materiais, crescimento e processos. Quando átomos dopantes são confinados em uma ou poucas monocamadas, consegue-se a miniaturização limite em uma dimensão. Este estreito perfil de dopantes pode ser descrito matematicamente pela função delta de Dirac, assim, estruturas semicondutoras com esta distribuição são denominados estruturas semicondutoras com camada δ -dopante [36].

As camadas δ estão sendo muito estudadas devido à sua aplicabilidade em microeletrônica, para dispositivos optoeletrônicos e circuitos integrados de alta performance.

Nesta parte do trabalho foi investigada a isolação de camadas δ tipo-p em GaAs através de bombardeamento com feixe de He^+ , analisando a resistência de folha da amostra “*in-situ*” como função da dose implantada, e a estabilidade térmica das amostras implantadas com diferentes doses, para o entendimento dos processos físicos envolvidos.

6.2 Preparação das amostras

As amostras utilizadas para este estudo são compostas de um substrato de GaAs semi-isolante (100), no qual foi crescido por de MOCVD uma camada de SI-GaAs de $0,15\mu\text{m}$, então o crescimento foi interrompido para a deposição do dopante carbono,

formando a camada δ , e na seqüência o crescimento de SI-GaAs foi retomado, crescendo mais 0,15 μ m.

Larguras na distribuição do dopante maiores que poucas monocamadas podem ser conseqüência de rugosidade na superfície do cristal durante a deposição do dopante, difusão térmica do dopante durante o crescimento e/ou segregação dos átomos do dopante com o material recém crescido [37]. A figura 6.1 faz uma ilustração de uma amostra de GaAs crescida por MOCVD com camada δ tipo-p de carbono.

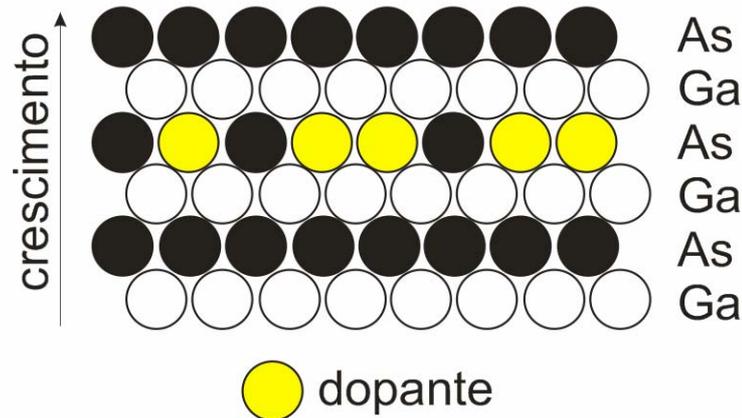


Fig. 6.1. Ilustração de um cristal de SI-GaAs com camada δ dopante crescida por MOCVD.

Foram feitas oito amostras com diferentes concentrações de dopantes. Após o crescimento as amostras foram clivadas em quadrados de 6mm de lado para a preparação de estruturas Van der Pauw, com a colocação de contatos de In nos cantos da amostra (como mostra a figura 6.2(a)) e aquecidas a 200°C por 2 minutos para fazer a sinterização

As amostras para medidas de isolamento foram clivadas em retângulos de 6mm x 3mm e contatos de In foram colocados nas duas extremidades menores da amostra, como se pode ver na figura 6.2(b). Um corte longitudinal é mostrado na figura 6.2(c).

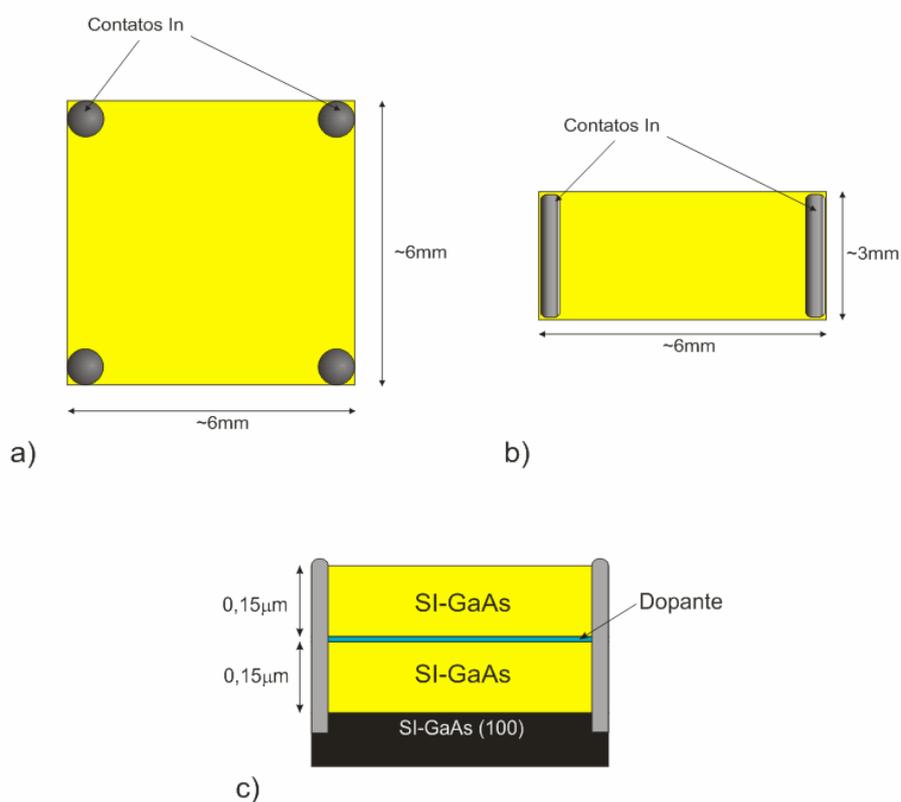


Fig 6.2. Estrutura de GaAs com camada condutiva preparada como estruturas de Van der Pauw (a), resistor para medidas de isolamento (b) e vista de um corte longitudinal (c).

Foram realizadas medidas de Efeito Hall em temperatura ambiente para determinar a mobilidade efetiva (μ), resistência (R_s) e concentração de folha (p_s) dos portadores livres de cada amostra.

Para isolamento todas foram colocadas na câmara de implantação com uma inclinação de 7° em relação ao feixe incidente para evitar efeitos de canalização.

6.3 Caracterização das amostras crescidas

A tabela 6.1 mostra os resultados das medidas de Efeito Hall em temperatura ambiente. As amostras são tipo-p com p_s entre $3,54 \times 10^{11}$ e $1,58 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, mobilidade entre 214 e $84 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ e resistência de folha entre $82,4 \text{ K}\Omega/\text{sq}$ e $472 \Omega/\text{sq}$.

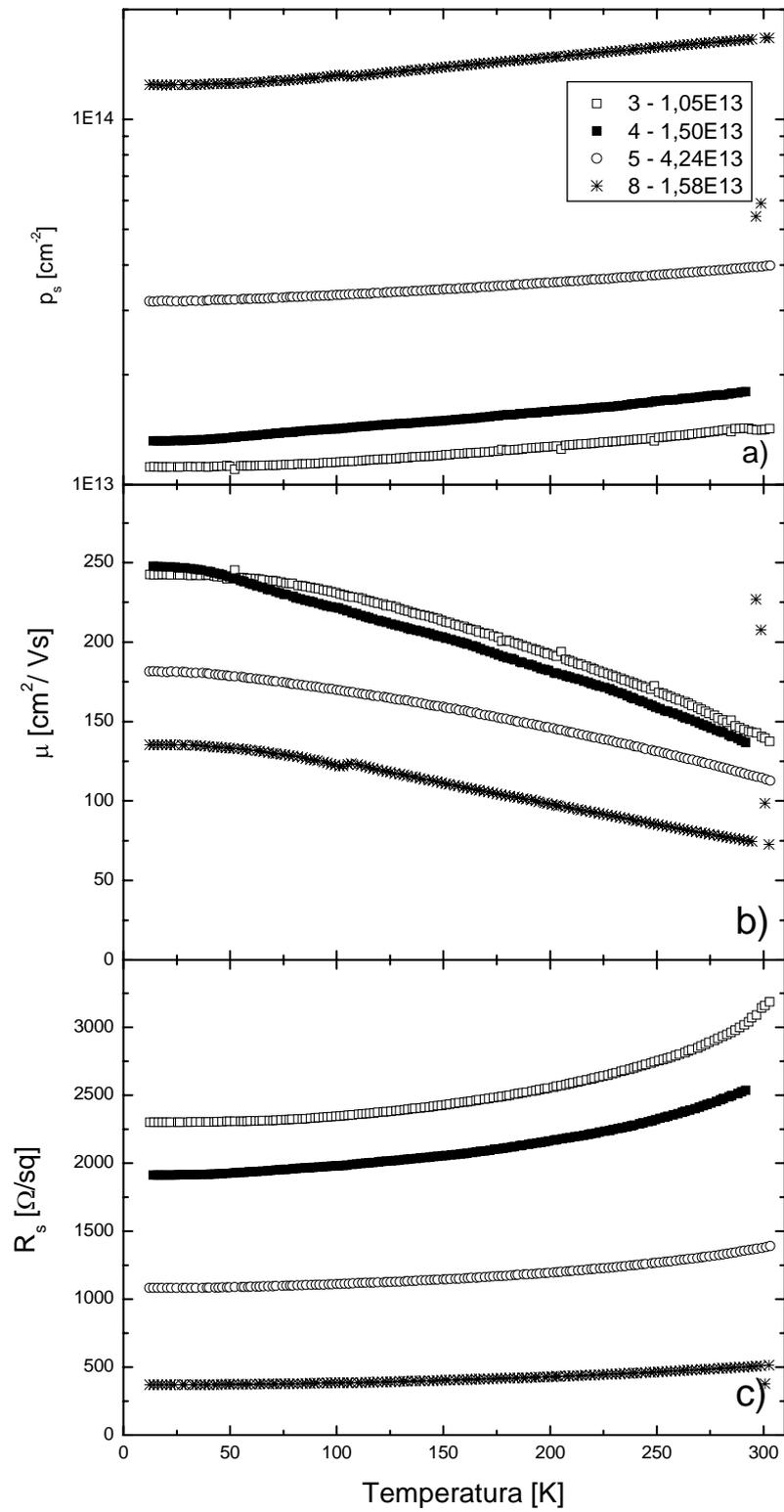


Fig 6.3. Concentração de folha (a), mobilidade efetiva (b) e resistência de folha(c) de amostras de GaAs com camadas δ condutivas tipo-p.

Tab.6.1. Resistência de folha, concentração de folha de portadores livres e mobilidade obtidas através de medidas de Efeito Hall em temperatura ambiente para cada uma das 8 amostras analisadas.

amostra	Resistência de folha R_s [Ω /sq]	Concentração de folha p_s [cm^{-2}]	Mobilidade efetiva μ [cm^2/Vs]
1	82406	$3,54 \times 10^{11}$	214
2	13600	$2,34 \times 10^{12}$	196
3	3120	$1,05 \times 10^{13}$	190
4	2470	$1,50 \times 10^{13}$	169
5	1265	$4,24 \times 10^{13}$	116
6	791	$8,09 \times 10^{13}$	98
7	670	$1,19 \times 10^{14}$	78
8	472	$1,58 \times 10^{14}$	84

Medidas de efeito Hall com temperatura variável foram feitas com algumas amostras, e os dados são mostrados na figura 6.3.

A concentração de folha de portadores livres (figura 6.3(a)) apresenta uma diminuição desprezível para baixas temperaturas. A dependência da mobilidade com a temperatura (figura 6.3(b)) mostra características de um gás bidimensional com o valor máximo em 12K. O aumento na resistência de folha mostrado na figura 6.3(c) coincide com a diminuição no valor da mobilidade.

6.4 Isolação

As implantações para isolação foram feitas com energia de 80KeV. Esta energia de implantação foi selecionada para colocar o pico da concentração de defeitos no substrato. Na figura 6.4 pode-se ver o perfil de concentração de defeitos em função da energia de implantação de He^+ , simulados pelo software TRIM.

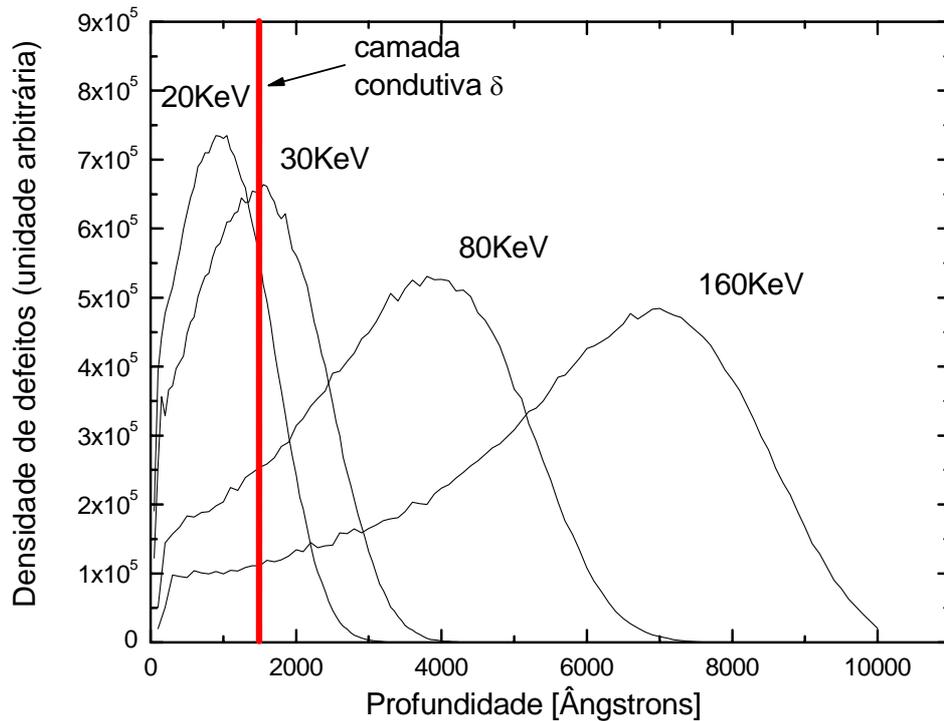


Fig. 6.4. Perfil da concentração de defeitos em amostras de GaAs com camada δ para energias de implantação de 20, 30, 80 e 160KeV simuladas através do TRIM.

Foram isoladas *in-situ* as oito amostras da tabela 6.1 com energia de 80KeV e o comportamento da resistência de folha em função da dose implantada pode ser visto na figura 6.5. A implantação cria defeitos com níveis de energia no interior da banda proibida, que além de limitar a mobilidade, funcionam como armadilhas para os portadores ^[15], aumentando o valor de R_s . Analisando o gráfico, o alto valor inicial de R_s para as amostras 1 e 2 é devido aos baixos valores de p_s . Pode-se observar 4 regiões distintas nas curvas 1 e 2: a região de baixas doses, a região onde ocorre um notável aumento em R_s , a região do platô em R_s e a região de *hopping*.

Fica claro que quanto maior a concentração inicial de portadores livres, maior é a dose de limiar (D_{th}). A dose de implantação para iniciar a condução via *hopping* independe da amostra, confirmando a sua independência com a concentração inicial de portadores.

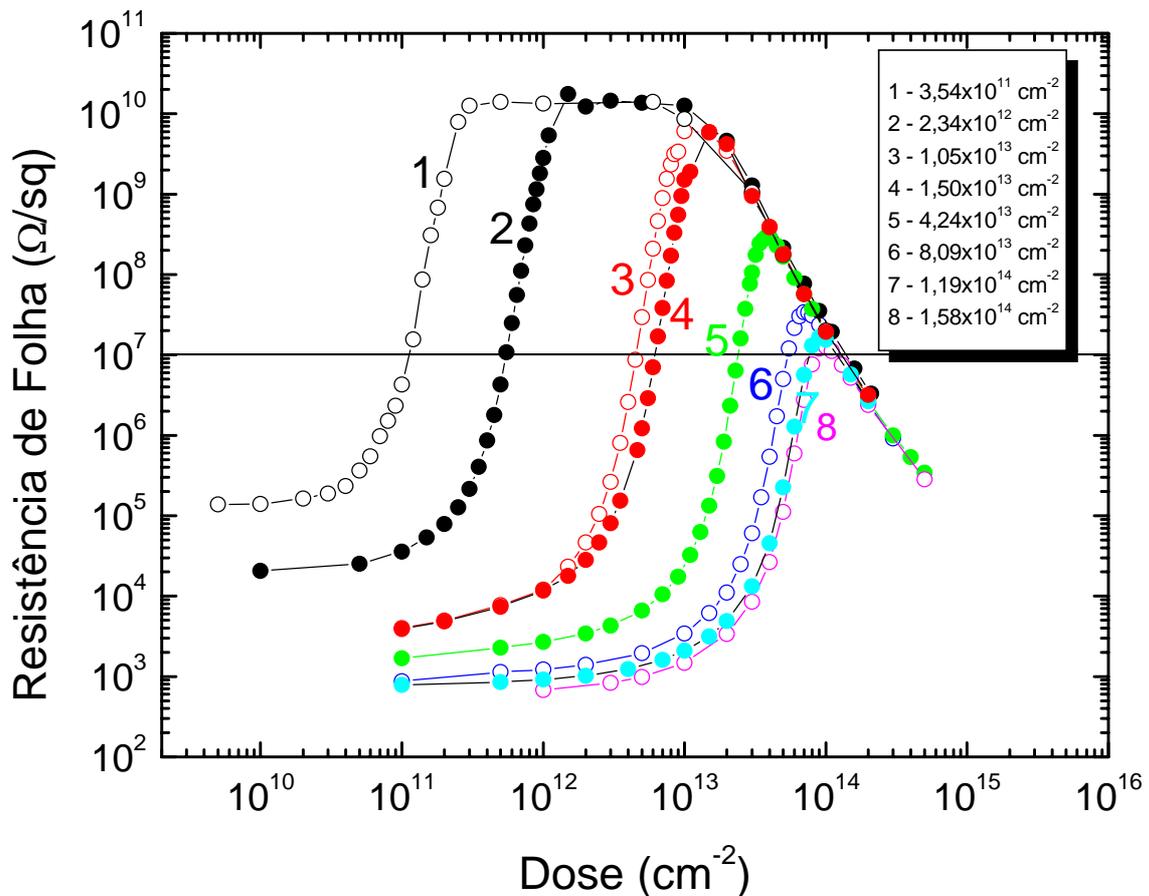


Fig 6.5 Resistência de folha como função da dose implantada para GaAs com camadas dopante tipo-p e implantadas com He^+ a 80KeV.

Observa-se no gráfico que as amostras 1 e 2 aumentam a sua resistência de folha até um valor máximo, na ordem de $1 \times 10^{10} \Omega/\text{sq}$, formando um platô na curva. Nesta dose, praticamente todos os portadores livres já foram capturados pelas armadilhas criadas durante a implantação.

Fazendo uma analogia com uma associação de resistores em paralelo, consideramos um resistor a camada δ dopada, e o outro, o SI-GaAs. Quando a resistência de folha medida é baixa, estamos medindo na realidade a resistência da camada δ , pois o SI-GaAs possui uma alta resistividade. A medida que se acumula a dose, aumenta o número de armadilhas de portadores, diminuindo a concentração e aumentando a resistência de folha. Isto ocorre

até o ponto em que a resistência da camada δ dopada se torna superior a resistência do SI-GaAs, quando na realidade, a resistência medida é do GaAs semi-isolante. O início desta região é identificado por um platô na curva de R_s . Este platô termina quando a concentração de defeitos se torna alta, e os defeitos começam a se “enxergar”, havendo condução via *hopping*. Esta condução ocorre na mesma dose de implantação para todas as amostras, independentemente da concentração inicial de portadores. As amostras 3, 4, 5, 6, 7 e 8 não formam platô, porque o *hopping* começa a diminuir a resistência antes de acontecer a isolamento completa da camada δ condutiva.

Quando íons são implantados em GaAs, diversos defeitos são criados, tanto defeitos simples como defeitos complexos. Acredita-se^[15] que os principais defeitos responsáveis pela isolação são anti-sítios, e que o anti-sítio As_{Ga} é um duplo doador (possíveis estados de carga 0/+ /++) e que o anti-sítio Ga_{As} é um duplo aceitador (possíveis estados de carga 0/- /- -)^[38]. A figura 6.6 apresenta as energias de transições de estados de carga dos anti-sítios de GaAs.

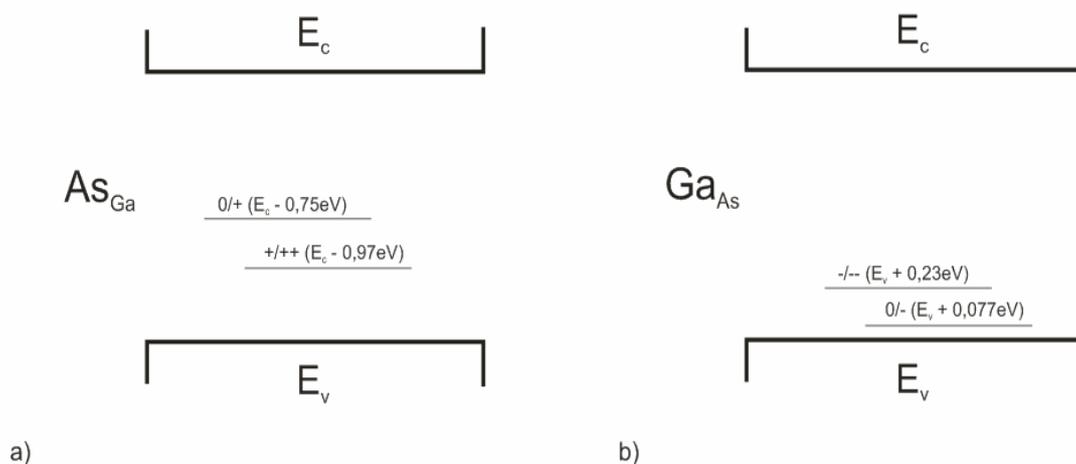


Fig. 6.6. Estrutura de bandas com as energias de transição de estado de carga dos defeitos de anti-sítio de (a) As_{Ga} e (b) Ga_{As} ^[38]

Para o caso das amostras com camadas condutivas tipo-p, o principal responsável pela isolação é o anti-sítio As_{Ga} , que tem caráter de doador profundo, capturando lacunas e aumentando a resistência de folha.

Foi feita uma relação entre a concentração inicial de portadores livres e a dose necessária para que as amostras alcançassem o valor de resistência de folha de $1 \times 10^7 \Omega/sq$, denominada D_x (esta resistência foi escolhida por ser o maior valor de resistência alcançado por todas as amostras, mostrado por uma reta no gráfico da figura 6.5). Esta relação é mostrada na figura 6.7. Observa-se que os pontos experimentais não formam uma linha paralela a linha $D_x = p_s$ (linha tracejada no gráfico). Este fato pode ser explicado com formas diferentes dos perfis- δ de distribuição de dopantes, devido a variação de concentração de aproximadamente três ordens de grandeza.

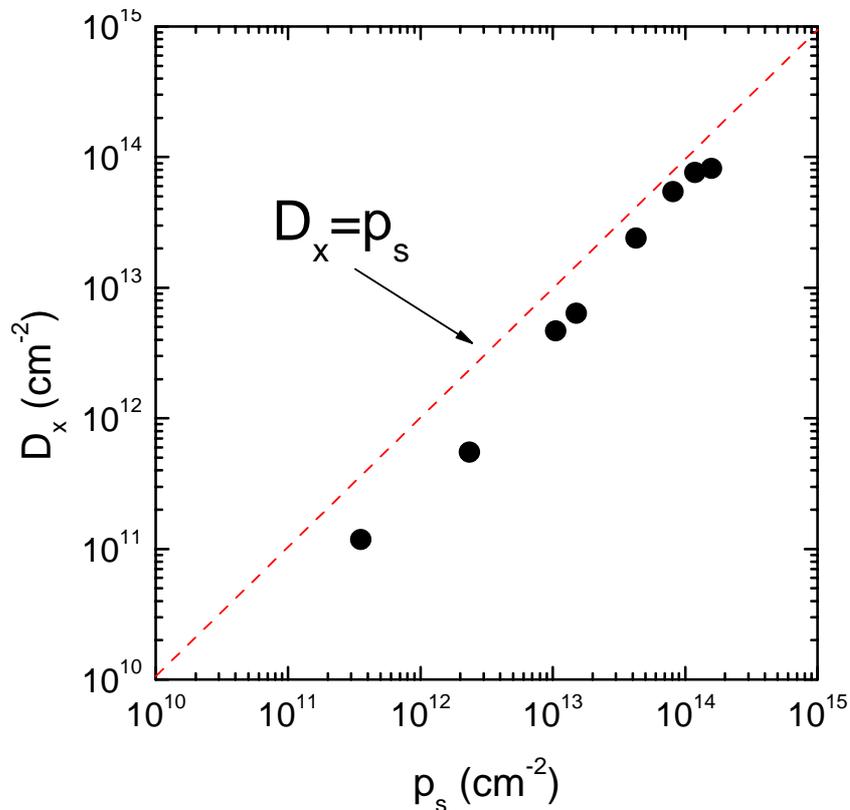


Fig. 6.7. Dose necessária para isolação a $1 \times 10^7 \Omega/sq$ em função da concentração de folha de lacunas.

A figura 6.8 mostra o comportamento da resistência de folha para a amostra 7 da tabela 6.1 como função da dose implantada, para diferentes energias do feixe de He^+ . As energias utilizadas foram de 30, 80 e 160KeV. Observa-se que com energia de 30KeV a isolação ocorre com uma dose menor, pois com esta energia o pico da concentração de defeitos fica sobre a camada δ (ver figura 6.4.). Com energias de implantação de 80 e 160KeV, a cauda da gaussiana de defeitos criados sobre a camada δ diminui, aumentando assim a dose necessária para a isolação.

Também se observa neste gráfico que a condução via *hopping* não depende da energia de implantação, sendo independente das diferentes profundidades onde o pico de defeitos está se formando (ver figura 6.4).

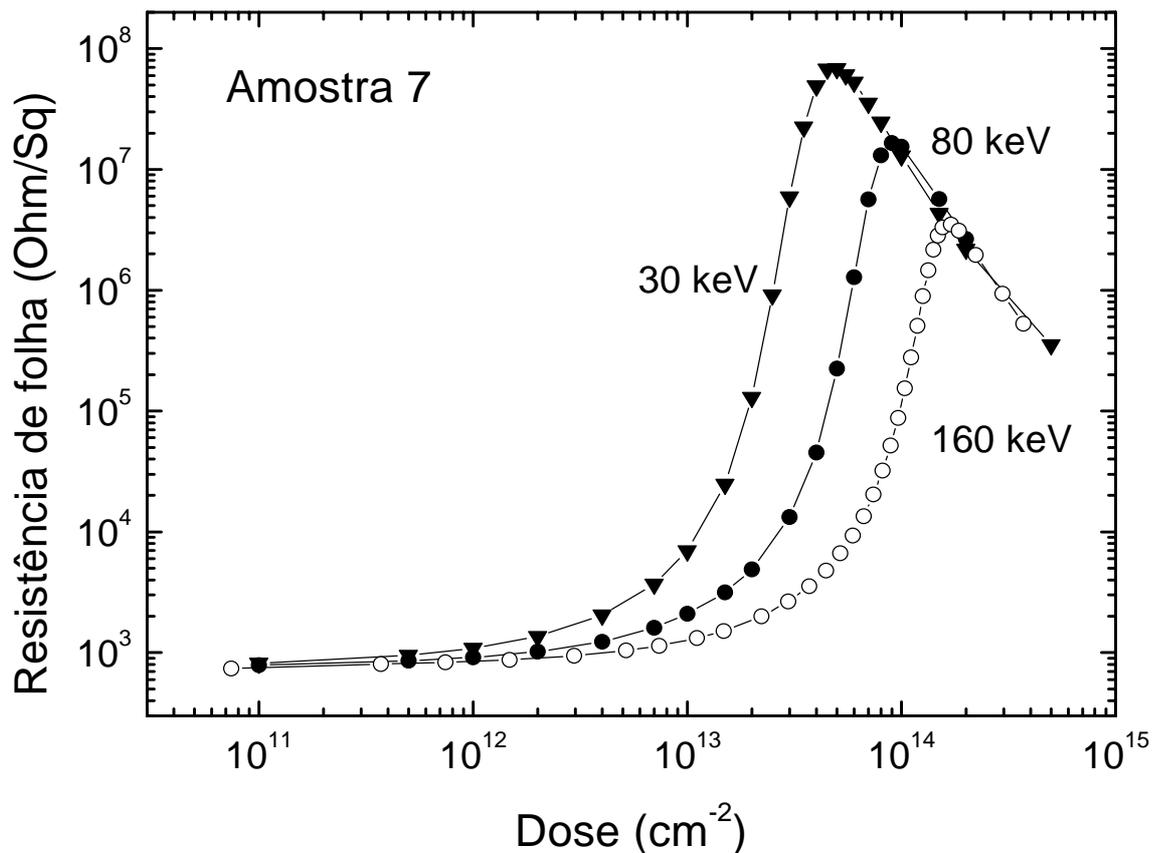


Fig. 6.8 Comportamento da resistência de folha em função da dose acumulada com diferentes energias para a amostra 7, com $p_s=1,19 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$.

6.5 Estabilidade térmica

Foi analisada a estabilidade térmica das amostras pós-implantação. Recozimentos térmicos foram realizados com temperaturas entre 50-650°C e intervalo de 50°C em 3 amostras com diferentes doses para ajudar a compreender os fenômenos físicos envolvidos.

A figura 6.9 mostra o comportamento da resistência de folha em função da dose implantada para as amostras 2, 3 e 8, (veja tabela 6.1). As setas nas curvas mostram os pontos selecionados para a realização das medidas de estabilidade térmica, cujas doses são implantadas em um só passo, e mostradas na tabela 6.2.

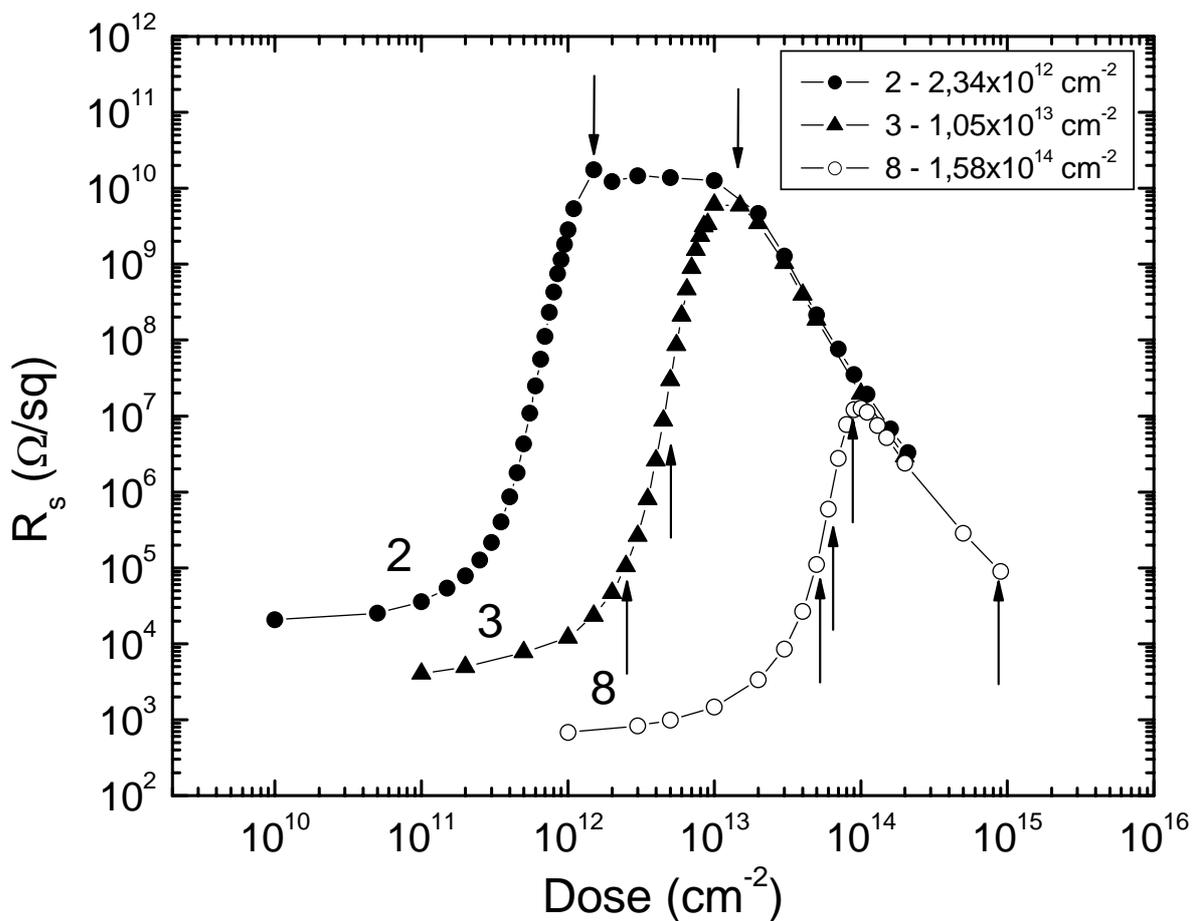


Fig. 6.9 Comportamento da resistência de folha em função da dose implantada para amostra 2, 3 e 8, com suas concentrações iniciais.

Tab. 6.2 Amostras utilizadas para medidas de estabilidade térmica, com as respectivas doses implantadas.

amostra	p_s [cm ⁻²]	D_{th} (80KeV)	Dose implantada [cm ⁻²]	
2	2,34E+12	1,0E+12	1,5E+12	~ 1,5 xD _{th}
	2,34E+12	1,0E+12	1,5E+13	~ 15 xD _{th}
3	1,05E+13	1E+13	2,5E+12	~ 0,25 xD _{th}
	1,05E+13	1E+13	4,7E+12	~ 0,47 xD _{th}
8	1,58E+14	9E+13	4,9E+13	~ 0,54 xD _{th}
	1,58E+14	9E+13	6,5E+13	~ 0,72 xD _{th}
	1,58E+14	9E+13	9E+13	~ 1 xD _{th}
	1,58E+14	9E+13	9E+14	~ 10 xD _{th}

Na figura 6.10 observa-se o comportamento de R_s das amostras 2 e 3 quando submetidas ao recozimento RTA em ambiente de Ar, por 60s. Pode-se observar (figura 6.10(a)) que para a amostra 2 com dose igual a $1,5x D_{th}$, a resistência de folha se mantém estável até a temperatura de recozimento de aproximadamente 300°C. Após ocorre uma queda em R_s , possivelmente devido ao recozimento de defeitos de anti-sítios que funcionam como armadilhas de lacunas (no caso As_{Ga}), aumentando p_s e fazendo com que a resistência de folha diminua. Isto ocorre também com a amostra 2 com dose de $15x D_{th}$, porém nesta amostra, a queda no valor da resistência de folha começa em aproximadamente 500°C, devido a maior quantidade de defeitos de anti-sítios a serem recozidos ^[12]. Esta segunda amostra mostrou uma boa estabilidade térmica, permanecendo com alta resistividade para recozimentos até 450°C. No gráfico é apresentada também a curva de uma amostra 2 sem isolamento, cuja resistência de folha permanece constante, comprovando que não houve contaminação das amostras durante os recozimentos.

A estabilidade térmica da amostra 3 pode ser analisada na figura 6.10(b), e o que se percebe é que existe um pico na resistência de folha em torno de 250°C. Tal comportamento pode ser explicado pelo recozimento de armadilhas de elétrons nesta

temperatura, podendo ser atribuído a alta mobilidade das vacâncias de Ga próximo de 200°C [19], fazendo uma compensação no material tipo-p e aumentando o valor de R_s . Após isto, a resistência de folha diminui para valores na ordem de $10^4 \Omega/\text{sq}$, devido ao recozimento das armadilhas de lacunas.

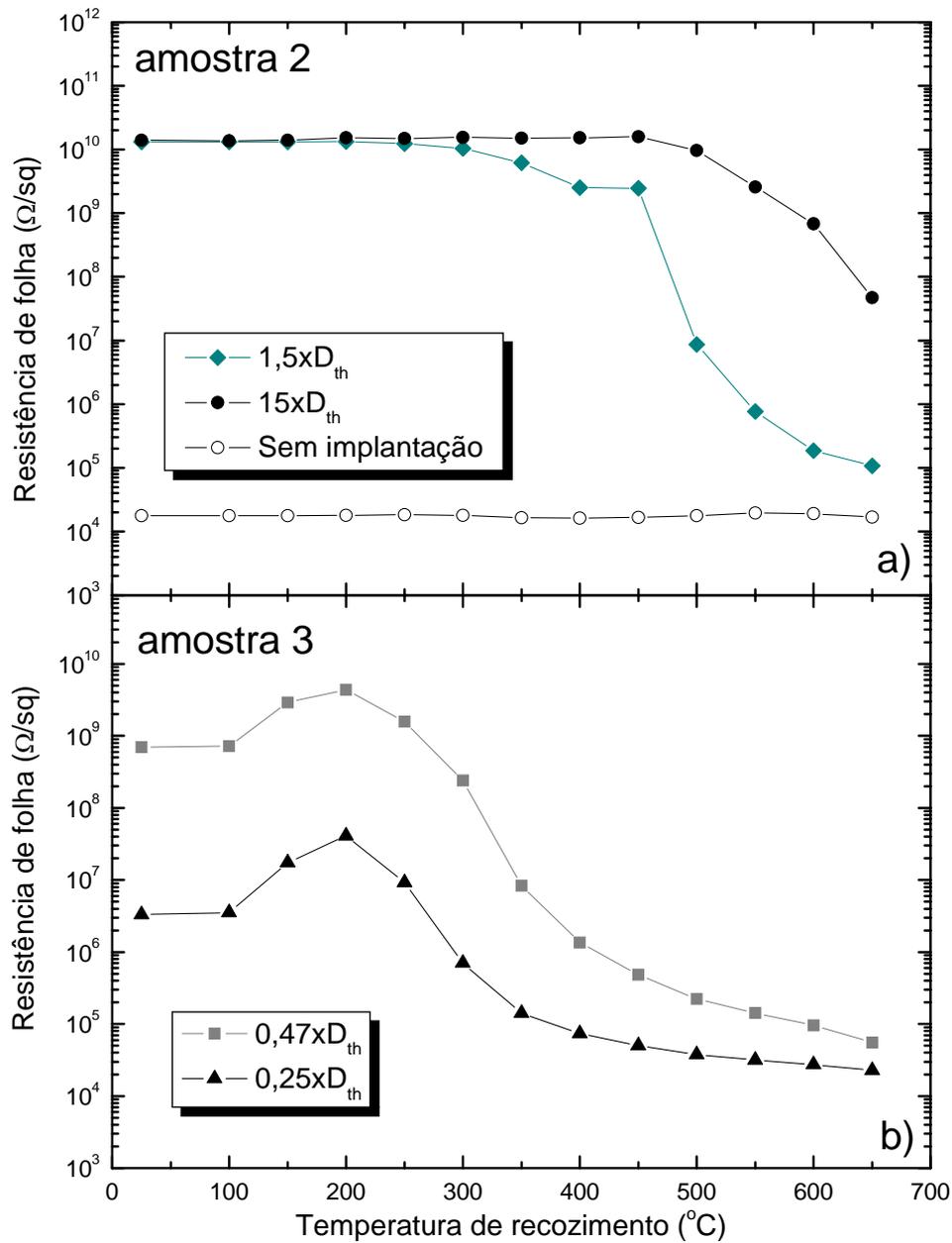


Fig. 6.10. Estabilidade térmica das amostras 2(a) e 3(b), para temperaturas de recozimento até 650°C.

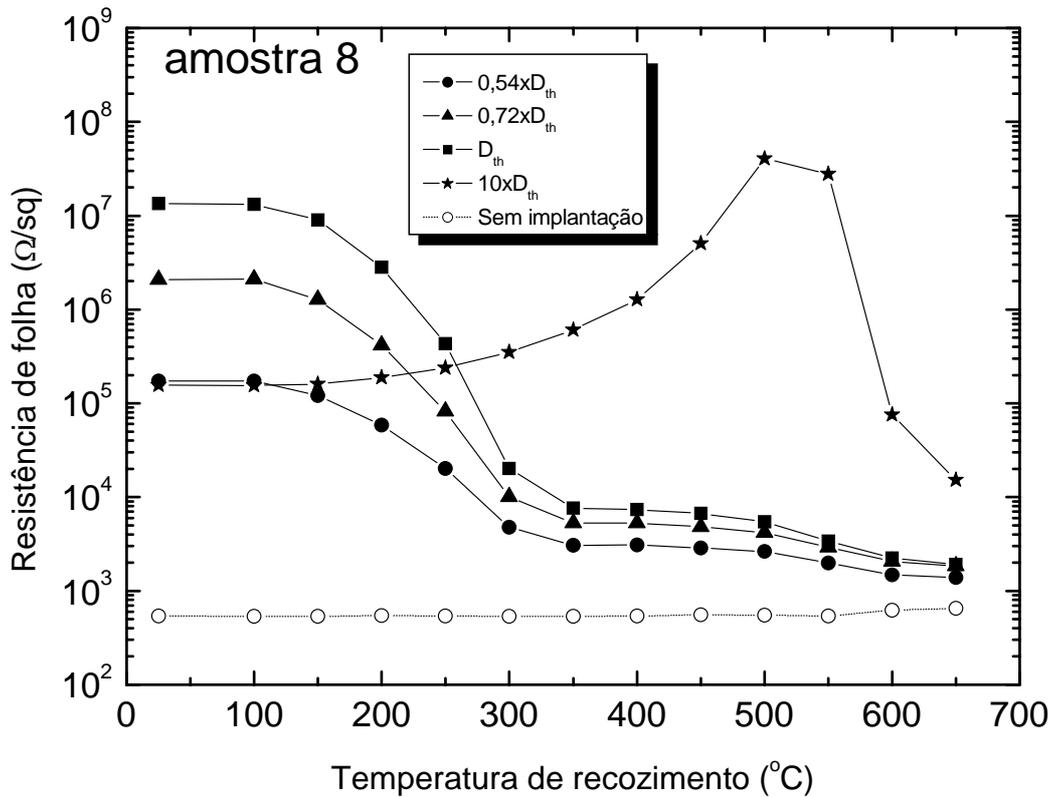


Fig. 6.11. Evolução da resistência de folha em função da temperatura de recozimento de amostra de GaAs com camada δ dopante, e concentração inicial de $1,58 \times 10^{14} \text{cm}^{-2}$ irradiada com dose de $4,9 \times 10^{13}$ ($0,54D_{th}$), $6,5 \times 10^{13}$ ($0,72D_{th}$), 9×10^{13} (D_{th}) e $9 \times 10^{14} \text{cm}^{-2}$ ($10D_{th}$).

A figura 6.11 mostra os resultados das medidas de estabilidade térmica da amostra 8 com a dose de $0,54D_{th}$, $0,72D_{th}$, D_{th} , $10D_{th}$ e sem implantação (WI). Pode-se perceber uma similaridade entre as curvas de $0,54D_{th}$, $0,72D_{th}$, e D_{th} , tendo uma diminuição acentuada no valor da resistência de folha a partir de 200°C , e a partir disso, tendo um valor muito semelhante de R_s , consequência do recozimento de anti-sítios As_{Ga} . Porém, para a amostra irradiada com dose de $10D_{th}$, o gráfico da resistência de folha tem um aumento na resistência de folha, mais de duas ordens de grandeza entre as temperaturas de 100 e 500°C . Este aumento se deve ao fato que recozendo os defeitos, diminui a condução via *hopping*, e consequentemente, aumenta o valor da resistência de folha. Isto ocorre até aproximadamente 500°C , quando a condução via *hopping* quase inexistente. A partir desta

temperatura uma diminuição acentuada no valor de R_s é observada, consequência do alto grau de recozimento das armadilhas de lacunas na camada condutiva. Observa-se também que o máximo valor de R_s alcançado ($\sim 4 \times 10^7 \text{ ohm/sq}$) coincide com o valor medido durante a isolação.

6.6 Medidas de efeito Hall com temperatura variável em amostras isoladas.

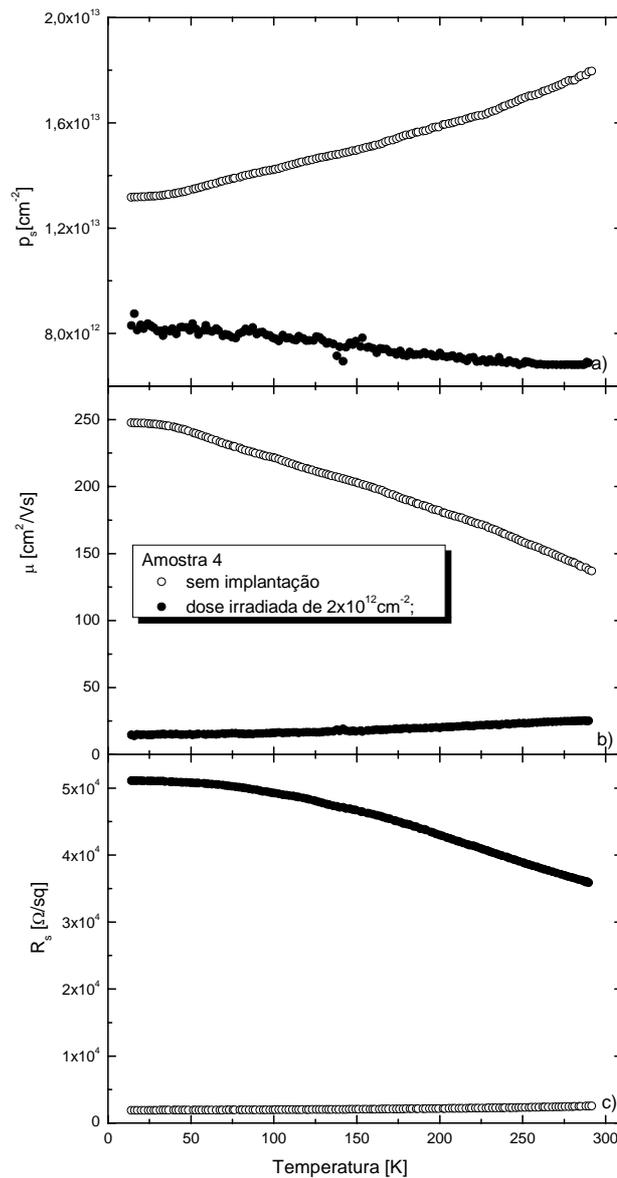


Fig. 6.12. Comportamento da concentração de folha (a), mobilidade (b) e resistência de folha (c) em função da temperatura para a amostra 4, com concentração inicial de portadores $p_s = 1,5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ sem irradiação e com dose irradiada de $2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

As medidas de efeito Hall com temperatura variável foram feitas com o propósito de compreender melhor os efeitos da isolação. Na figura 6.12 são mostrados os dados de concentração de portadores, mobilidade efetiva e resistência de folha em função da temperatura para a amostra 4 sem implantação, e implantada com uma dose de $2 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ ($\sim 0,1D_{th}$). A concentração de portadores livres mostrada na figura 6.12(a) apresenta uma pequena diminuição. Um pequeno aumento na mobilidade (figura 6.12(b)) como função da temperatura de medida é observado, mostrando o deslocamento do máximo da mobilidade de 12K para uma temperatura superior a 300K. Este fato está relacionado com a alta concentração de defeitos eletricamente ativos, criados durante o bombardeamento. Estes defeitos aumentam o número dos centros de espalhamento coulombianos em toda a região medida (12K-300K) e são responsáveis pela diminuição da mobilidade.

Isolação de camadas δ tipo-p em GaAs foi estudada. Amostras de GaAs crescidas através de MOCVD com camadas δ foram isoladas com feixe de He^+ para estudo de isolação e estabilidade térmica. A dose limiar D_{th} , mostrou-se dependente da concentração inicial de dopantes da camada δ . A máxima estabilidade térmica da isolação foi 550°C para uma dose de irradiação 10 vezes maior que D_{th} .

Medidas de efeito Hall com temperatura variável mostraram que não só a diminuição da concentração de portadores livres devido a captura, mas também a diminuição da mobilidade devido espalhamentos coulombianos é responsável pela isolação.

Capítulo 7 Conclusões

Na tecnologia III-V de fabricação de circuitos integrados e lasers, os processos de isolação usados na tecnologia de Si não se aplicam. Somente a implantação iônica propicia isolação eficiente entre dispositivos vizinhos. A isolação resulta da introdução de centros profundos na banda proibida do semiconductor que capturam os portadores. Uma série de dispositivos de semicondutores compostos III-V necessitam da tecnologia de isolação para sua integração e otimização das suas características.

A isolação por implantação em III-V ainda não é um tema completamente compreendido, e o acúmulo de resultados experimentais sobre o assunto é de vital importância para possibilitar o desenvolvimento de modelos que possam descrevê-la de maneira mais satisfatória.

Nesta dissertação foram estudadas isolações de InP e camadas δ tipo-p em GaAs. Foram utilizadas medidas de resistência “*in-situ*” durante isolação, medidas de efeito Hall com temperatura variável e de resistência de folha para se estudar o comportamento de estruturas semicondutoras III-V irradiadas com íons.

Medidas elétricas durante a irradiação de resistores indicaram que com a acumulação da dose de irradiação a resistência inicialmente cresce de seu valor inicial até um valor máximo. O aumento da resistência deve-se a captura de portadores e a redução da mobilidade.

A dose necessária para se obter o máximo da resistência, foi denominada de dose limiar (D_{th}) de isolação. Nesta situação todos os portadores livres foram aprisionados. A condução residual deve-se ao substrato semi-isolante.

Após se atingir resistência máxima, esta não mais varia com a acumulação adicional da dose de irradiação, dentro de uma certa faixa. Quando a dose atinge um determinado valor (dose limiar para condução por *hopping*) inicia-se condução por mecanismos envolvendo os danos (*hopping*). A condução por *hopping* ocorre inicialmente na região mais danificada, ou seja, na região que compreende o pico de deposição de energia nuclear, abaixo da camada dopada. Os portadores envolvidos neste tipo de condução elétrica não são resultado da dopagem, pois em amostras semi-isolante também ocorre condução semelhante após a dose limiar para condução hopping ter sido acumulada. Prosseguindo a acumulação da dose, a resistência da amostra decai com uma função da raiz cúbica da dose.

As isolações da InP e GaAs mostram diferenças nos seus comportamentos. A existência do nível do anti-sítio P_{in} (0/+) dentro da banda de condução provoca esta diferença. Elétrons livres são criados via auto-ionização destes anti-sítios com energia de 0,11 eV acima do fundo da banda de condução.

Os resultados obtidos indicaram que é possível obter InP com alta mobilidade e tempo de vida curto, através da implantação de SI-InP e recozimentos em temperaturas apropriadas. Porém este material possui baixa resistência de folha, que é associada a alta corrente de escuro dos fotodetectores, portanto considerada indesejável. De qualquer modo, materiais com estas características podem encontrar aplicações em lasers de estado sólido.

Para InP tipo-n a resistência de folha máxima conseguida é de $10^5 \Omega/\text{sq}$. Escolhendo a dose de P^+ apropriada para a isolação do InP tipo-p, alta resistência de folha ($10^9 \Omega/\text{sq}$) pode ser alcançada. Para InP tipo-p com concentração de lacunas de $1,3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, a dose crítica é da ordem de $1 \times 10^{14} - 1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$. Estas estruturas podem ser usadas para fabricação de detectores ultra-rápidos.

Para isolação de InP tipo-p existem dois mecanismos de diminuição das lacunas: (a) captura pelos defeitos $P_{In} (+/++)$ e (b) compensação com os elétrons livres criados pelos defeitos $P_{In} (0/+)$. Para amostras tipo-n não se consegue isolação maior do que $R_s \sim 10^5 \Omega/sq$ por causa da competição entre isolação pelos anti-sítios In_p e a criação de mais elétrons livres pelos defeitos $P_{In} (0/+)$.

Amostras de GaAs com camadas δ tipo-p foram isoladas com feixe de He^+ para estudar a isolação e a estabilidade térmica. A dose limiar mostrou-se dependente da concentração inicial de dopante na camada δ . A máxima estabilidade térmica da isolação foi de $550 ^\circ C$ para uma dose de irradiação 10 vezes maior do que D_{th} .

A isolação de camadas condutivas por irradiação iônica ainda é um assunto que não está completamente compreendido e vários trabalhos experimentais e teóricos são ainda requeridos para a construção de um modelo que possa, de maneira adequada, descrever os principais aspectos da isolação por implantação.

Parte dos resultados apresentados nesta dissertação, relativos a isolação de InP, foi publicada em *Nuclear Instruments and Methods* ^[39]. Os resultados sobre a isolação da camada δ tipo-p em GaAs estão sendo preparados para ser submetidos no *Journal of Applied Physics*.

Referências

- 1- ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DA INDÚSTRIA ELÉTRICA E ELETRÔNICA. Disponível em: <<http://www.abinee.org.br>>. Acesso em: 4 nov. 2004.
- 2- MADELUNG, O. (Org.). *Semiconductors: basic data*. 2. ed. rev. Berlin: Springer, 1996.
- 3- SZE, S. M. *Physics of semiconductor devices*. 2. ed. New York: John Wiley, 1981.
- 4- KELLY, M. J. *Low-dimensional semiconductors: materials, physics, technology, devices*. Oxford: Oxford University, 1995.
- 5- TIWARI, S. *Compound semiconductor device physics*. New York: Academic Press, 1992.
- 6- SZE, S. M. (Org.) *Modern semiconductor device physics*. New York: John Wiley, 1998.
- 7- HIYAMIZU, S. et al. High mobility of two-dimensional electrons at the GaAs/n-AlGaAs heterojunction interface. *Applied Physics Letters*, New York, v. 37, n. 9, p. 805-807, Nov. 1980.
- 8- KANO, K. *Semiconductor devices*. Upper Saddle River: Prentice Hall, 1998.
- 9- ABBADE, A. L. da R.; CAPUTO, M. R. C. Aplicação do OTDR na análise de problemas de atenuação em fibras ópticas: estudo de caos. *Revista Científica Periódica: telecomunicações*, Santa Rita do Sapucaí, v. 5, n. 2, p. 25-33, dez. 2002.
- 10- BRENNAN, K. F. *The physics of semiconductors with applications to optoelectronic devices*. Cambridge: Cambridge University Press, 1999.
- 11- LASERMATE GROUP. VCSEL: Vertical Cavity Surface Emitting Laser. Disponível em: <<http://www.lasermate.com/vcSEL.htm>>. Acesso em: 4 nov. 2004.
- 12- BOUDINOV, H.; COELHO, A. V. P.; SOUZA, J. P. de. Electrical isolation of p-type GaAs layers by ion irradiation. *Journal of Applied Physics*, Melville, v. 91, n. 10, p. 6585-6587, May 2002.
- 13- BOUDINOV, H. et al. Characterization of deep level traps responsible for isolation of proton implanted GaAs. *Journal of Applied Physics*, Melville, v. 93, n. 6, p. 3238-3238, Mar. 2003.

- 14- BOUDINOV, H.; SOUZA, J. P. de; JAGADISH, C. Electrical isolation of n-type InP by ion bombardment: dose dependence and thermal stability. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, Amsterdam, v.175/177, p. 235-240, Apr. 2001.
- 15- PEARTON, S. J. Ion implantation for isolation of III-V semiconductors. *Materials Science Reports*, Amsterdam, v. 4, n. 8, p. 313-367, May 1990.
- 16- SOUZA, J. P. de; DANILOV, I.; BOUDINOV, H. Thermal stability of the electrical isolation in n-type GaAs: effects of damage and carrier concentrations. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, Amsterdam, v. 122, n. 1, p. 51-54, Jan. 1997.
- 17- SOUZA, J. P. de; DANILOV, I.; BOUDINOV, H. Electrical isolation in GaAs by light ion irradiation: the role of antisite defects. *Applied Physics Letters*, Woodbury, v. 68, n. 4, p. 535-537, Jan. 1996.
- 18- ZIEGLER, J. F.; BIERSACK, J. P.; LITTMARK, U. *The stopping and range of ions in solids*. Oxford: Pergamon, 1985. v. 1.
- 19- SOUZA, J. P. de; DANILOV, I.; BOUDINOV, H. Thermal stability of the electrical isolation in n-type gallium arsenide layers irradiated with H, He, and B ions. *Journal of Applied Physics*, Woodbury, v. 81, n. 2, p. 650-655, Jan. 1997.
- 20- SOUZA, J. P. de; DANILOV, I.; BOUDINOV, H. Electrical isolation of GaAs by light ion irradiation damage. *Radiation Effects and Defects in Solids*, Berks, v. 147, n. 1/2, p. 109-120, 1998.
- 21- BOUDINOV, H.; TAN, H. H.; JAGADISH, C. Electrical isolation of n-type and p-type InP layers by proton bombardment. *Journal of Applied Physics*. Melville, v. 89, n. 10, p. 5343-5347, May 2001.
- 22- AHMED, S.; TOO, P.; SEALY, B. J. Electrical isolation of n-type GaAs and InP using helium ion irradiation at variable target temperatures. *Applied Physics Letters*, Melville, v. 79, n. 21, p. 3533-3535, Nov. 2001.
- 23- MOLNAR, B. et al. Observation of ion-implantation-damage-created n-type conductivity in InP after high-temperature annealing. *Journal of Applied Physics*. Woodbury, v. 74, n. 5, p. 3091-3098, Sept. 1993.
- 24- GHANDHI, S. K. *VLSI Fabrication principles: silicon and gallium arsenide*. 2. ed. New York: John Wiley, 1994.
- 25- JAEGER, R. C. *Introduction to microelectronic fabrication*. Reading: Addison-Wesley, 1993. (Modular series on solid state devices, v. 5).
- 26- WOLF, S.; TAUBER, R. N. *Silicon processing for the VLSI era*. 2. ed. Los Angeles: Lattice Press, 2000.

- 27- BLOOD, P; ORTON, J. W. *The electrical characterization of semiconductors: minority carriers and electron states*. London: Academic Press, 1992.
- 28- PAUW, L. J. van der. A method of measuring specific resistivity and Hall effect of discs of arbitrary shape. *Philips Research Reports*, Eindhoven, v. 13, n.1, p. 1-9, Feb. 1958.
- 29- STILLMAN, G. E.; et al. Characterization and properties of semiconductors. In: *Handbook on semiconductors*. Amsterdam: North-Holland, 1994. v. 3A, p. 783-994.
- 30- GUPTA, S.; WHITAKER, J. F.; MOUROU, G. A. Ultrafast carrier dynamics in III-V semiconductors grown by molecular-beam epitaxy at very low substrate temperatures. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, New York, v. 28, n. 10, p. 2464-2472, Oct 1992.
- 31- JAGADISH, C. et al. Ultrafast carrier trapping in high energy ion implanted gallium arsenide. *Applied Physics Letters*, Woodbury, v. 68, n. 16, p. 2225-2227, Apr. 1996.
- 32- LIANG, B. W. et al. Electrical properties of InP grown by gas-source molecular beam epitaxy at low temperature. *Applied Physics Letters*, Woodbury, v. 60, n. 17, p. 2104-2106, Apr. 1992.
- 33- DRESZER, P. et al. Phosphorus antisite defects in low-temperature InP. *Physical Review B*, Woodbury, v. 47, n. 7, p. 4111-4114, Feb. 1993.
- 34- DEAN, P. J. et al. Residual donors in LEC indium phosphide. *Journal of Crystal Growth*, Amsterdam, v. 67, n. 3, p. 486-494, Aug. 1984.
- 35- CARMODY, C. et al. Ultrafast trapping times in ion implanted InP. *Journal of Applied Physics*, Woodbury, v. 92, n. 5, p. 2420-2423, Sept. 2002.
- 36- SCHUBERT, E. F. Delta doping of III-V compound semiconductors: fundamentals and device applications. *Journal of Vacuum Science and Technology A*, New York, v. 3, p. 2980-2996, May. 1990.
- 37- LI, G.; JAGADISH, C. Recent progress in δ -doping of III-V semiconductors grown by metal organic vapour phase epitaxy. *Solid-state Electronics*, Oxford, v. 41, n. 9, p. 1207-1225, Jan. 1997.
- 38- BOURGOIN, J. C.; BARDELEBEN, H. J. von; STIEVENARD, D. Native defects in gallium arsenide. *Journal of Applied Physics*, Woodbury, v. 64, n. 9, p. R65-R91, Nov. 1988.
- 39- PESENTI, G. C.; et al. Variable temperature Hall-effect measurements in ion bombarded InP. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, Amsterdam, v. 218, p. 386-390, June 2004.