

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
INSTITUTO DE FÍSICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

**ISOLAÇÃO ELÉTRICA POR IMPLANTAÇÃO IÔNICA EM GaAs E
AlGaAsⁱ**

Artur Vicente Pfeifer Coelho

Tese elaborada sob a orientação do Prof. Dr. Henri Boudinov e apresentada ao Instituto de Física da UFRGS em preenchimento parcial dos requisitos para a obtenção do título de Doutor em Ciências.

Porto Alegre
2008

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

Resumo

O processo de isolamento elétrica por implantação de prótons é estudado para os casos do semicondutor GaAs e de estruturas DBR - *Distributed Bragg Reflectors* - de AlGaAs. A obtenção da energia crítica de implantação em camadas DBR de dispositivos VCSELs, *Vertical Cavity Surface Emitting Lasers*, é exemplificada. Medidas da evolução da resistência destas estruturas com a dose de prótons irradiada, tanto para amostras *tipo-n* quanto para *tipo-p*, revelaram comportamentos qualitativamente semelhantes para os transportes eletrônico paralelo e perpendicular às heterojunções. O mesmo valor de dose de limiar para isolamento pode ser usado em ambos os casos. A estabilidade térmica da isolamento de camadas DBR é estimada em $\sim 150^{\circ}\text{C}$. O uso de um modelo simples de conservação de carga é sugerido para a simulação do processo de isolamento por implantação em semicondutores, empregando como entrada a distribuição de níveis introduzidos pela irradiação. A comparação dos resultados dessa simulação com dados experimentais para o caso específico do GaAs revela que os modelos de defeitos previamente associados a anti-sítios na literatura não são suficientes para descrever a isolamento. Os dados obtidos até então sobre a estrutura de níveis introduzida pela implantação com prótons também não reproduzem completamente o comportamento observado. Um sistema para medidas de Espectroscopia de Transientes de Níveis Profundos (DLTS) foi desenvolvido para a realização de experimentos visando identificar os níveis responsáveis pela isolamento e determinar seus parâmetros relevantes. Quatro contribuições principais foram observadas em GaAs *tipo-n* (n1, n2, n3 e n4) implantado com prótons, e outras cinco para GaAs *tipo-p* (p1, p2, p3, p4 e p5). O nível p1, com energia aparente de 0,05 eV e seção de choque de captura de lacunas de $1 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$, havia sido identificado previamente em amostras irradiadas com elétrons, mas pela primeira vez foi medido em amostras GaAs *tipo-p* implantadas com prótons. Medidas de variação de taxas de emissão com o campo elétrico foram realizadas em n1, n2, n3, p1, p2 e p3. O efeito Poole-Frenkel foi identificado como o responsável pelo comportamento observado em p2. Já para n3 e n1, mostrou-se que o responsável é o efeito de tunelamento auxiliado por fônons. O nível p3 não apresentou variação considerável em sua taxa de emissão com o campo; enquanto que os níveis n2 e p1

revelaram comportamentos que indicam a presença de ambos os efeitos (Poole-Frenkel e tunelamento auxiliado por fônons). Esses dados, combinados com informações sobre as taxas de introdução obtidas a partir dos espectros DLTS, nos levam a parâmetros para os defeitos introduzidos pela implantação que conseguem descrever, de maneira aceitável, a curva de isolação experimental para doses menores que aproximadamente o dobro da dose de limiar, sugerindo que vacâncias de arsênio e anti-sítios de Ga_{As} desempenhem um papel importante nesta etapa do processo.

Abstract

The electrical isolation by proton implantation process is studied for the specific cases of AlGaAs Distributed Bragg Reflectors (DBR) and bulk GaAs. The critical implant energy evaluation is exemplified for AlGaAs DBR layers on Vertical Cavity Surface Emitting Lasers devices. Sheet resistance measurements as a function of the proton fluence on both p-type and n-type samples presented similar behaviors for the electronic transports parallel and perpendicular to the heterojunctions. The same dose threshold value can be used in both cases. The DBR structures isolation thermal stability is estimated as $\sim 150^{\circ}\text{C}$. A simple charge neutrality calculation is employed to simulate the implant isolation process in semiconductors using as input data on the deep levels introduced during irradiation. For the case of bulk GaAs, comparison between simulation results and experimental sheet resistance versus dose curves pointed out that models previously suggested for anti-site defects are not able, by their own, to reproduce the actual isolation behavior. Simulation using information previously obtained on proton implant related deep levels also didn't reproduce the experimental curves. A Deep Level Transient Spectroscopy (DLTS) system was developed in order to properly identify the deep levels introduced by proton implantation and obtain the relevant parameters regarding each one of these levels. Four main contributions were measured in n-type proton bombarded GaAs (n1, n2, n3 and n4), and other five in p-type samples (p1, p2, p3, p4 and p5). p1 level, with 0.05 eV apparent energy and $1 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ apparent capture cross section, was measured for the first time in proton implanted GaAs. Electric field related emission rate enhancement measurements were carried out on n1, n2, n3, p1, p2 and p3. Poole-Frenkel effect was identified as the responsible for the behavior obtained for p2. Concerning the cases of n3 and n1, the effect responsible for the measured emission rate enhancement was found to be the phonon assisted tunneling. Level p3 presented no appreciable emission rate enhancement with the electric field, and levels n2 and p1 revealed behaviors pointing out the presence of both Poole-Frenkel and phonon assisted tunneling effects. Introduction rates of the measured levels were also obtained. All these data and other previous information on

defects in proton bombarded GaAs could then be compiled together, producing a more complete and accurate input for the simulation, which leads to results reproducing the experimental curve in an acceptable manner for doses lower than twice the threshold value. This result points to a very active participation of As vacancies and Ga_{As} in the GaAs implant isolation process.

SUMÁRIO

RESUMO	1
ABSTRACT	3
1. INTRODUÇÃO	7
1.1 ISOLAÇÃO DE GAAS POR IMPLANTAÇÃO DE PRÓTONS	9
1.2 ISOLAÇÃO POR IMPLANTAÇÃO DE PRÓTONS EM ALGAAS	23
1.3 ESPECTROSCOPIA DE TRANSIENTES DE NÍVEIS PROFUNDOS	25
1.4 OBJETIVOS E ORGANIZAÇÃO DO TRABALHO	36
2. ISOLAÇÃO ELÉTRICA POR IMPLANTAÇÃO IÔNICA EM MULTICAMADAS DBR DE ALGAAS	38
2.1 INTRODUÇÃO	38
2.2 PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL	42
2.3 RESULTADOS E DISCUSSÃO	43
2.4 CONCLUSÕES	49
3. SIMULANDO CURVAS DE ISOLAÇÃO POR IMPLANTAÇÃO DE PRÓTONS EM GAAS	50
3.1 INTRODUÇÃO	50
3.2 O MODELO	50
3.3 RESULTADOS E DISCUSSÃO	55
3.4 CONCLUSÕES	63
4. DESENVOLVIMENTO DO SISTEMA DLTS NO LABORATÓRIO DE MICROELETRÔNICA DO IF-UFRGS	64
4.1 INTRODUÇÃO	64
4.2 DESCRIÇÃO DO SISTEMA	65
4.3 CONCLUSÕES	75
5. CARACTERÍSTICAS DE DEFEITOS RESPONSÁVEIS PELA ISOLAÇÃO EXTRAÍDAS DE MEDIDAS DLTS	76
5.1 INTRODUÇÃO	76
5.2 NÍVEIS INTRODUZIDOS PELA IRRADIAÇÃO COM PRÓTONS EM GAAS: MEDIDAS DLTS DE CAPACITÂNCIA	76
5.3 VARIAÇÃO DAS TAXAS DE EMISSÃO COM O CAMPO ELÉTRICO	92

5.3.1	<i>Medidas da dependência da taxa de emissão de n3 com o campo elétrico</i>	<i>100</i>
5.3.2	<i>Medidas da dependência das taxas de emissão de n1 e n2 com o campo elétrico</i>	<i>104</i>
5.3.3	<i>Medidas da dependência da taxa de emissão de p3, p2 e p1 com o campo elétrico.....</i>	<i>111</i>
5.4	TAXAS DE INTRODUÇÃO DOS NÍVEIS MEDIDOS	119
5.5	SIMULANDO O PROCESSO DE ISOLAÇÃO POR IMPLANTAÇÃO DE PRÓTONS EM GAAS COM OS NOVOS RESULTADOS.....	122
5.6	CONCLUSÕES.....	124
6	CONTRIBUIÇÕES, DISCUSSÃO FINAL E PERSPECTIVAS FUTURAS.....	125
7	REFERÊNCIAS	129

1. Introdução

A microeletrônica, hoje, é um dos principais ramos da indústria mundial. Vivemos cercados por produtos que necessitam de circuitos integrados para seu funcionamento: eletrodomésticos, veículos automotivos, computadores, etc. E a tendência é que este número aumente cada vez mais. Uma das principais características deste setor industrial é sua íntima relação com a pesquisa de ponta, principalmente em áreas como semicondutores, engenharia de materiais e estado-sólido. Novas tecnologias e descobertas científicas surgem seguidamente e representam, muitas vezes, a diferença entre fracasso e sucesso. Trata-se, portanto, de um ramo altamente competitivo e atrativo.

Semicondutores são materiais particularmente especiais. A introdução controlada ou involuntária de defeitos, sejam estas substâncias estranhas à sua rede, como no caso dos dopantes, ou meras falhas estruturais, é capaz de promover alterações brutais nas propriedades elétricas e óticas destes materiais. Por isso, o estudo e a caracterização de tais defeitos são de caráter crucial para o desenvolvimento e aperfeiçoamento de dispositivos semicondutores. Mais especificamente, semicondutores compostos têm propriedades óticas que o silício, o material padrão da indústria de microeletrônica, não possui. Isto se deve a diferenças básicas nas estruturas dos cristais. Avanços na tecnologia dos semicondutores III-V nos últimos anos têm proporcionado o surgimento de diferentes dispositivos: HB-LEDs (*High Brightness Light Emitting Diodes*), LDs (*Laser Diodes*) nas faixas do espectro verde, azul, violeta e ultra-violeta, etc.

O acelerado desenvolvimento das técnicas de crescimento epitaxial de semicondutores, especialmente o MOCVD (*Metal Organic Chemical Vapor Deposition*), permitiram a produção de dispositivos constituídos por dezenas de multicamadas de semicondutores compostos com espessuras que podem ser até de alguns nanômetros. Um destes dispositivos é o VCSEL (*Vertical Cavity Surface Emitting Laser*), criado com o objetivo de realizar interconexões óticas sem meio de transmissão e ser usado em gravação ótica, redes de comunicações de dados, etc... A estrutura básica de um VCSEL é composta por uma cavidade ótica central e dois refletores distribuídos de Bragg, DBR (*Distributed*

Bragg Reflectors), um acima e outro abaixo, para assegurar o confinamento ótico longitudinal. A cavidade ótica tem, normalmente, a espessura de alguns comprimentos de onda e é construída usando-se um ou mais poços quânticos. Os materiais mais empregados com os seus correspondentes comprimentos de onda são: InGaP (650 nm), AlGaAs (780 nm), GaAs (850 nm), InGaAs (980 nm) e InP (1300 nm).

Uma importante propriedade de alguns semicondutores compostos, especialmente os III-V, é a possibilidade de isolação por implantação: a isolação entre dispositivos vizinhos em circuitos integrados de Si é usualmente obtida via junções *p-n*, estruturas LOCOS (*Local Oxidation of Silicon*) ou por trincheiras que são preenchidas por SiO₂. Estas técnicas de isolação não são adequadas à tecnologia de circuitos integrados de semicondutores III-V como o GaAs. Nestes materiais, a isolação é obtida por meio de estruturas mesa¹ ou por implantação iônica. Esta segunda alternativa tem diversas vantagens sobre a primeira: mantém a planaridade da superfície, é de fácil execução, produz camadas com resistência de folha, R_s , de $\sim 10^9 \Omega/\square$, etc... A isolação ocorre pela captura de portadores em níveis profundos introduzidos pela implantação. Estes níveis podem estar relacionados a defeitos cristalográficos ou associados a determinadas impurezas químicas (Fe, Cr, V, etc.) implantadas. O primeiro caso é mais conveniente, pois não requer processos de altas temperaturas. Isso sem falar que, usando-se íons leves como H, He, B, etc., as irradiações podem ser realizadas em implantadores comerciais, cujas energias são suficientes para se alcançar profundidades de alguns micrômetros nesses casos.

Nas subsecções seguintes deste capítulo introdutório, é apresentada uma revisão bibliográfica com os principais resultados obtidos previamente para a isolação por implantação de prótons em GaAs (1.1) e AlGaAs (1.2). A principal técnica experimental utilizada neste trabalho, a Espectroscopia de Transientes de Níveis Profundos, é introduzida em 1.3.

1.1 Isolação de GaAs por Implantação de Prótons

A isolação elétrica de semicondutores compostos III-V por implantação iônica é um processo que já vem sendo usado, inclusive em escala industrial, na fabricação de diversos dispositivos e de circuitos integrados, principalmente em GaAs. A isolação com feixe de prótons foi utilizada com sucesso em circuitos de GaAs para separar eletricamente transistores adjacentes (tanto de efeito de campo como bipolares)², em transistores de alta mobilidade de elétrons (HEMTs - *High Electron Mobility Transistors*)³ e na criação de regiões de guias de onda em dispositivos optoeletrônicos⁴. O uso de íons leves é geralmente requisitado para que se possa, com energias compatíveis àquelas oferecidas pela maioria dos implantadores industriais (<500 keV), obter a isolação de toda a camada ativa.

Para que esta tecnologia conseguisse chegar a tal escala de utilização, a isolação de GaAs por implantação iônica foi e continua a ser um tema muito pesquisado entre diversos grupos no mundo. Para melhor compreendê-la, vamos analisar a evolução da resistência de folha de uma camada condutiva de GaAs *tipo-n* com o acúmulo da fluência de prótons. A resistência de folha é definida como:

$$R_s = \frac{\rho}{d}$$

(1-1)

onde “ ρ ” é a resistividade, e “ d ”, a espessura da camada.

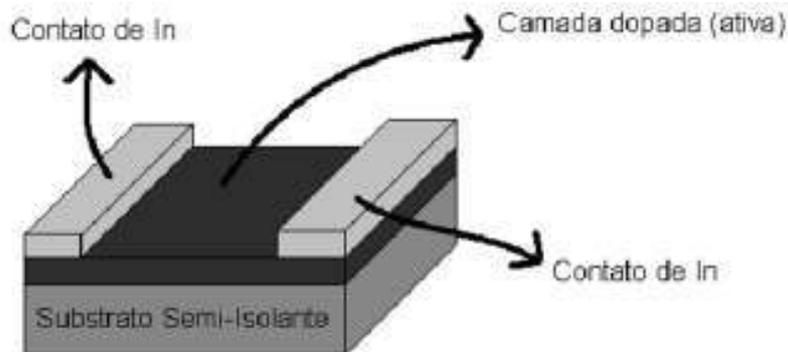


Figura 1-1 Estrutura das amostras usadas para obter-se a evolução da resistência de folha com o acúmulo da fluência de prótons.

A montagem experimental para a obtenção deste tipo de informação, ver Figura 1-1, consiste em uma amostra isolante de GaAs sobre a qual se cria (introduzindo dopantes por implantação iônica ou crescendo epitaxialmente) uma camada condutiva superficial de espessura conhecida. Sobre esta camada, se aplicam dois contatos de In para a realização de uma medida convencional, de duas pontas, de resistência. R_s é medida *in situ* com o acúmulo da fluência de prótons. A energia de implantação é escolhida de forma a criar uma concentração aproximadamente uniforme de defeitos na camada dopada, posicionando-se o pico da distribuição dentro da região semi-isolante, como ilustrado na Figura 1-2.

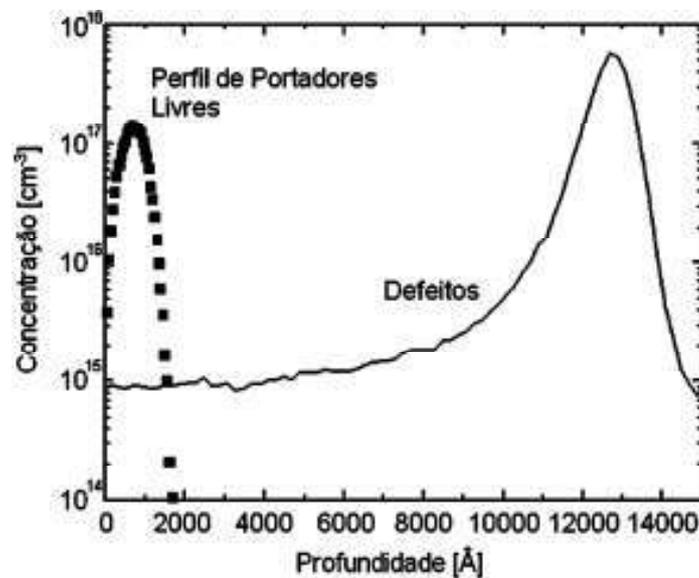


Figura 1-2 Comparação entre o perfil de defeitos gerados pela implantação com prótons e a camada ativa. A energia da implantação deve ser escolhida de forma que, na região dopada, tenha-se uma concentração constante de defeitos.

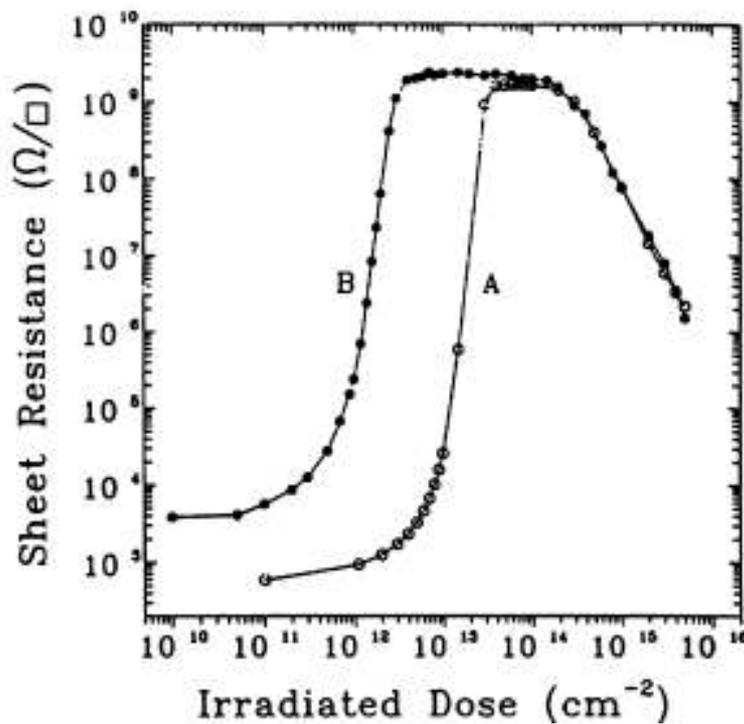


Figura 1-3 Evolução da resistência de Folha com a fluência de prótons para GaAs *tipo-n* com concentração de folha de portadores de (A) $7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ e (B) $6,8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Referência [5].

A implantação cria defeitos, sejam estes relacionados à impureza implantada (isolação química⁷) ou meramente estruturais, na rede do GaAs. Acredita-se^{6,7,8} que estes defeitos atuem como armadilhas, introduzindo níveis no interior da banda proibida que irão capturar portadores livres e reduzir a mobilidade destes portadores (uma vez que atuam como centros espalhadores), diminuindo assim a condutividade da amostra. Podemos distinguir diferentes regiões na Figura 1-3: na primeira, correspondente a baixas fluências, a resistência de folha mostra um acréscimo pequeno com o acúmulo da irradiação, revelando que a concentração de dopantes ainda é muito superior à de defeitos induzidos pela irradiação e que, por conseguinte, a concentração e a mobilidade dos portadores livres, na região condutiva, ainda não haviam sido significativamente alterados. À medida em que a fluência vai sendo acumulada, a concentração de níveis profundos, que passaremos a chamar de armadilhas, aumenta e se torna comparável à de dopantes. Assim, não só ocorre um decréscimo significativo na quantidade de portadores livres por unidade de volume,

como também ocorre uma diminuição na mobilidade dos mesmos, acarretando um notável acréscimo na resistência de folha medida, de quatro a seis ordens de grandeza para menos de uma ordem de grandeza de acréscimo na fluência acumulada. Até então, a resistividade na camada dopada era bem menor que no substrato, de forma que, ao medirmos a resistência de folha, pensando em um modelo simples de resistores em paralelo, estávamos medindo basicamente o valor correspondente à região dopada. Com o acúmulo da dose de prótons, no entanto, a resistividade na região dopada se torna comparável àquela do substrato. Assim, aumentando-se mais ainda a dose irradiada, chegamos a um valor a partir do qual a resistência de folha medida praticamente não aumenta, correspondendo à resistência de folha do substrato semi-isolante. Esta dose será chamada, daqui por diante, de dose de limiar, D_{th} . Acumulando ainda mais fluência de prótons sobre a amostra, não se nota, praticamente, mudança no valor medido de R_s . Isto ocorre até que a quantidade de defeitos na região correspondente ao pico de sua distribuição, que fica no substrato, torne-se alta o suficiente para que se comece a observar condução entre defeitos (o chamado efeito *hopping*). Este mecanismo depende, basicamente, da concentração de níveis profundos criados pelos defeitos oriundos da irradiação.^{9,10} Quanto maior esta concentração, maior a condutividade *hopping*. Assim, para a última região, a de doses mais altas na Figura 1-3, a resistividade na região do pico de defeitos passa a ser a menor e a dominar a medida de R_s que apresenta, então, uma queda com o aumento da dose de implantação.

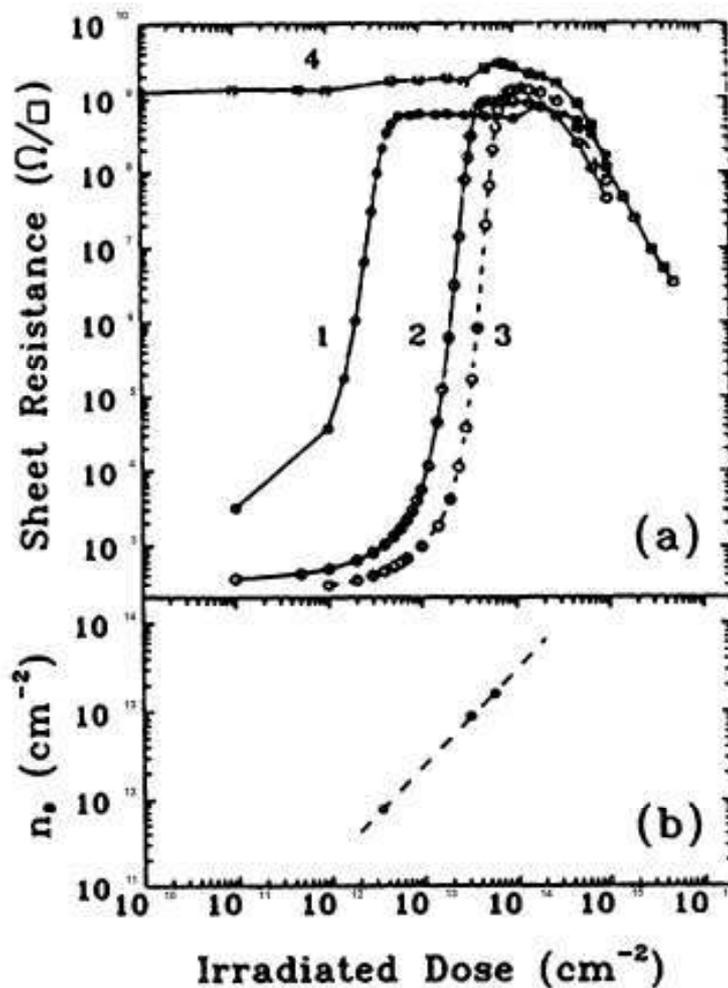


Figura 1-4 (a) Evolução da resistência de folha com a fluência de prótons de 50 keV para amostras de GaAs *tipo-n* com três diferentes concentrações de folha de portadores : $7,7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ (1), $8,9 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ (2) e $1,6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ (3). O caso (4) foi obtido para GaAs semi-insolante. (b) Concentração inicial de portadores versus fluência de limiar (D_{th}). Referência [11].

Mostrou-se ainda que, quanto menor a concentração inicial de dopantes, mais deslocada para a região de baixas doses fica a curva de isolamento R_s versus dose implantada.¹¹ A Figura 1-4 representa isto, revelando uma relação linear entre as doses de limiar e as concentrações de folha de portadores iniciais. Embora os valores de D_{th} dependam da concentração inicial de portadores, o valor para o início da condução hopping é praticamente o mesmo. Este valor depende apenas da concentração de danos acumulada,

que é basicamente a mesma em todos os casos, uma vez que foram utilizados o mesmo íon e a mesma energia.

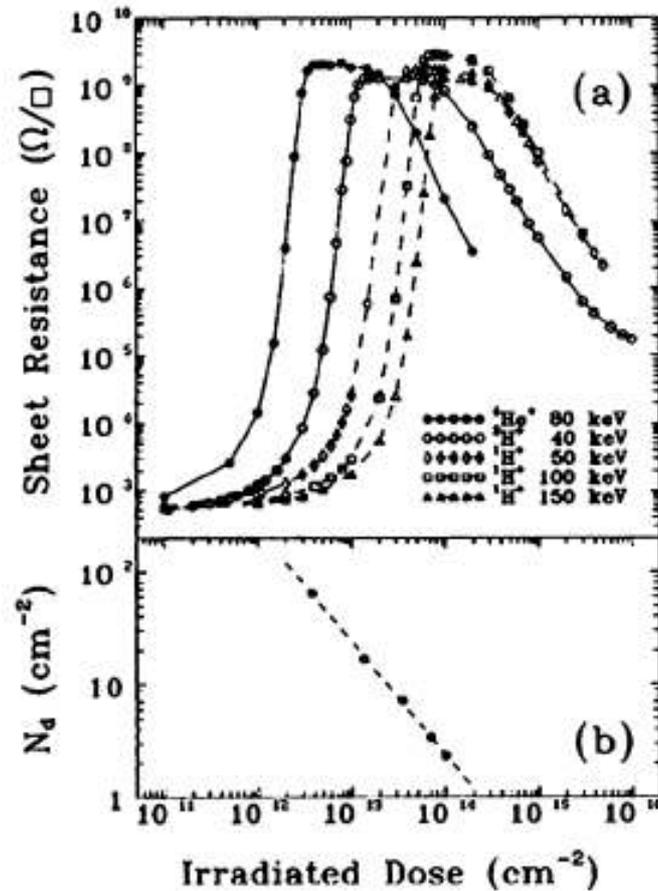


Figura 1-5 (a) Dependência da resistência de folha com a fluência irradiada para amostras com mesma concentração inicial de portadores, mas implantadas com diferentes íons e / ou diferentes energias. (b) Concentração de folha de colisões que retiram átomos da rede de suas posições originais (N_d) na camada ativa versus dose de limiar para cada diferente íon / energia utilizados. Referência [11].

A Figura 1-5(a) mostra o comportamento da resistência de folha de diversas amostras de GaAs *tipo-n*, de mesma concentração inicial de dopantes, com o acúmulo da dose irradiada de diferentes íons e para diferentes energias de implantação. Quanto menor a energia do íon incidente, sendo que apenas foram usadas energias que colocam o pico de defeitos no substrato como na Figura 1-2, ou quanto maior sua massa, mais deslocadas para a esquerda ficam as curvas. Este fato é melhor evidenciado na Figura 1-5(b) que mostra a concentração estimada de átomos de Ga e As retirados de seus sítios na rede (N_d) contra a

dose de limiar em cada caso. Os cálculos foram feitos usando o programa de simulação TRIM,¹² e este gráfico revela que o processo de remoção de portadores é inversamente proporcional a N_d . A dose correspondente ao início da condução *hopping* é menor para íons mais pesados, que causam mais danos.

Para o caso de GaAs *tipo-p*, medidas da variação da resistência de folha com o acúmulo da dose indicaram que, supondo que o tipo de condutividade do material não influi na criação dos defeitos, aproximadamente a mesma concentração de armadilhas de lacunas e de elétrons são formadas na implantação com íons leves.¹³ Este resultado está representado na Figura 1-6, onde, para concentrações iniciais de portadores livres iguais e usando o mesmo íon para a implantação de isolamento, amostras de GaAs *tipo-p* e *tipo-n* apresentam praticamente a mesma dose de limiar.

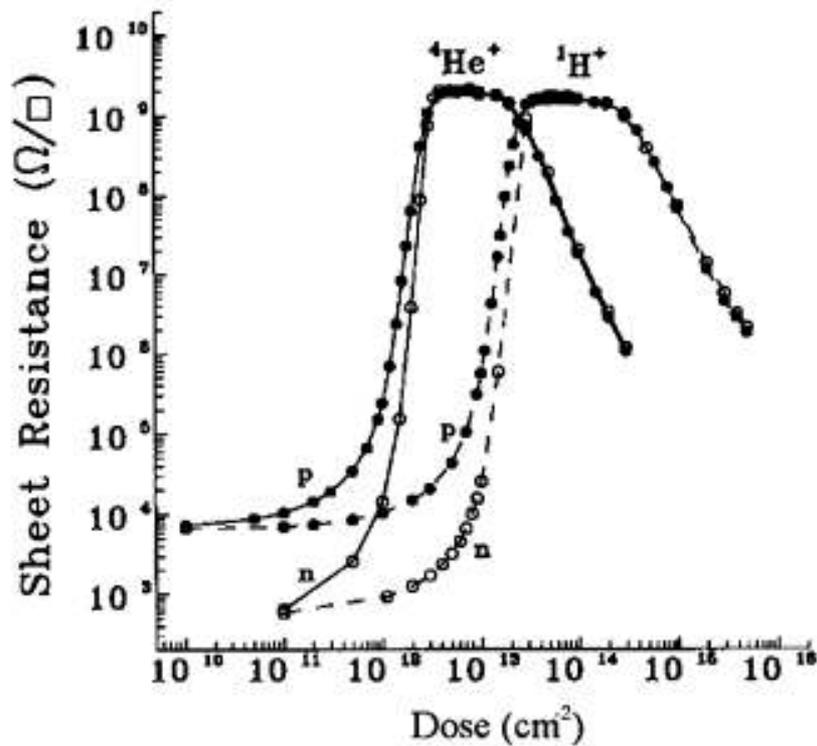


Figura 1-6 Evolução da resistência de folha com a fluência de $^1\text{H}^+$ (50keV) ou $^4\text{He}^+$ (80keV) para amostras *tipo-p* e *tipo-n* com a mesma concentração de folha de portadores ($6,0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$).

Referência [13].

A estabilidade térmica da isolação, definida como a temperatura de recozimento máxima para a qual ainda se obtêm valores de R_s da ordem de $10^8 \Omega/\square$, também foi estudada.¹⁴ Para amostras *tipo-n*, isolações com dose logo inferior a D_{th} , D1 na Figura 1-7, apresentam uma região de forte recuperação da condutividade a 250-300°C. As amostras D2 correspondem a doses maiores que D_{th} , porém insuficientes ainda para a observação de condução *hopping*, e as D3, a uma situação de forte condução *hopping*. A estabilidade térmica para estes dois últimos casos chega a ~550°C. No caso de D3, R_s cresce inicialmente com o recozimento dos defeitos. Isto ocorre devido à redução na condução *hopping* pelo recozimento parcial dos defeitos.

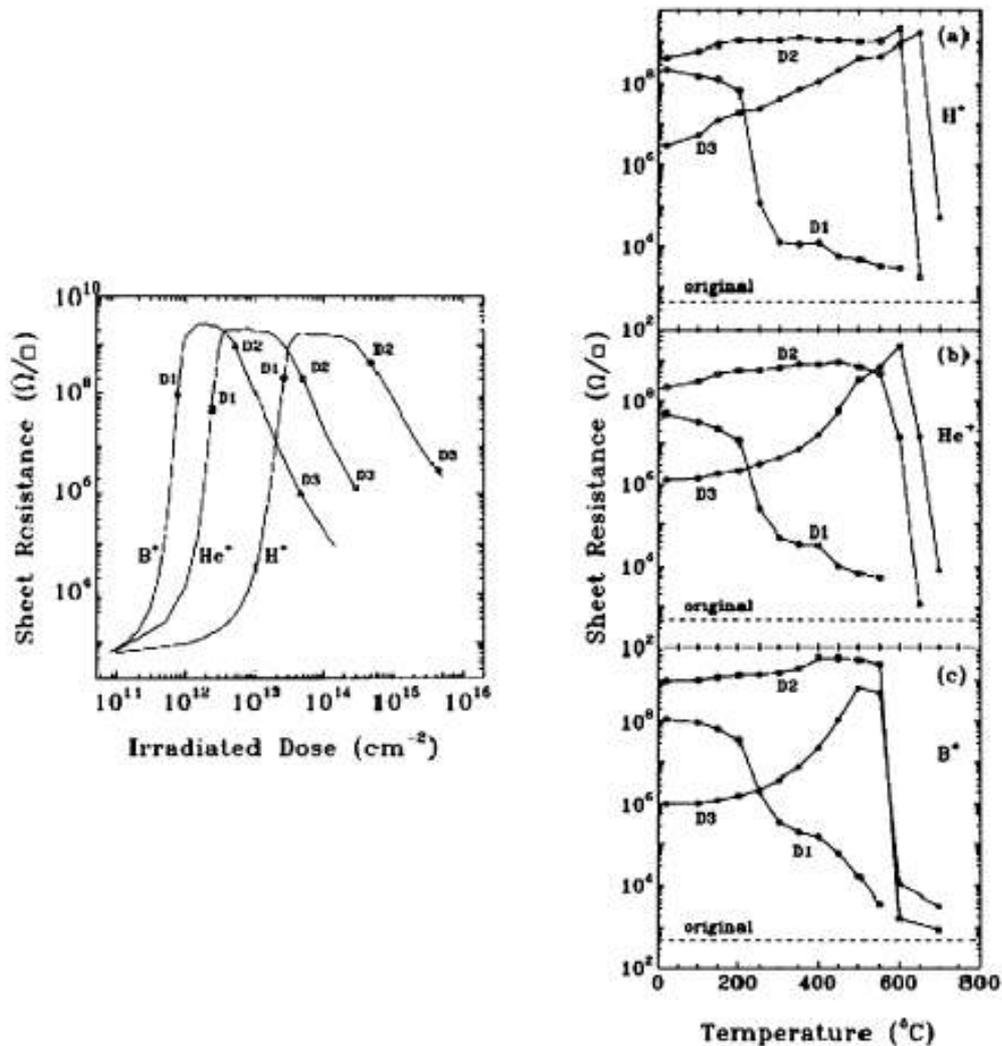


Figura 1-7 Evolução da resistência de folha com a temperatura da etapa de recozimento (duração de 60s) pós-irradiação para H^+ a 50 keV(a), He^+ a 80 keV (b) e B^+ a 150keV (c). Referência [14].

Para amostras *tipo-p* isoladas com prótons até $\sim D_{th}$, também se observa¹³ um forte recozimento a $\sim 300^\circ\text{C}$ (Figura 1-8). Um aumento de R_s é notado para recozimentos em torno de 150°C neste caso. Acredita-se¹⁵ que este esteja relacionado ao recozimento de armadilhas de elétrons. Aumentando-se a fluência da implantação de isolamento para $\sim 16 D_{th}$, já se obtém uma estabilidade térmica de 600°C .

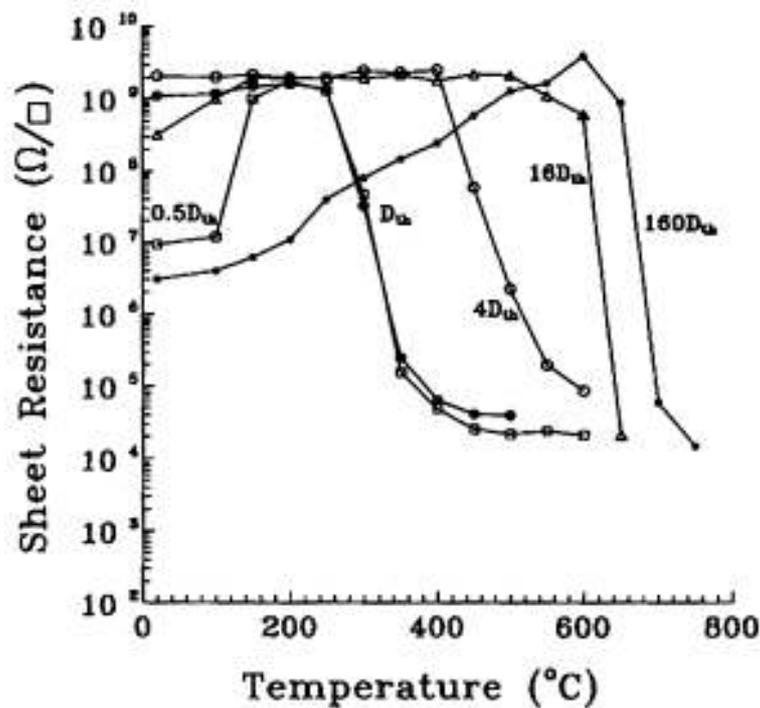


Figura 1-8 Evolução da resistência de folha com a temperatura da pa de recozimento (duração de 60s) para amostras de GaAs *tipo-p* implantadas com prótons de 50 keV a doses de $0,5D_{th}$, D_{th} , $4 D_{th}$, $16 D_{th}$ e $160 D_{th}$. Referência [13].

A Figura 1-9 mostra curvas de isolamento em GaAs *tipo-n* obtidas para diferentes temperaturas de implantação. Apenas se nota uma variação considerável em D_{th} para a implantação realizada a 300°C . Assim, podemos dizer que os defeitos responsáveis pela isolamento devem ser fracamente sensíveis ao recozimento dinâmico para temperaturas de implantação inferiores a esta última. Anti-sítios (um átomo de As em uma posição da subrede do Ga, As_{Ga} , ou vice-versa, Ga_{As}) e defeitos relacionados a anti-sítios foram sugeridos como candidatos a responsáveis pela isolamento, uma vez que se atribui a estes¹⁶ um fraco recozimento dinâmico para temperaturas de implantação inferiores a 250°C .

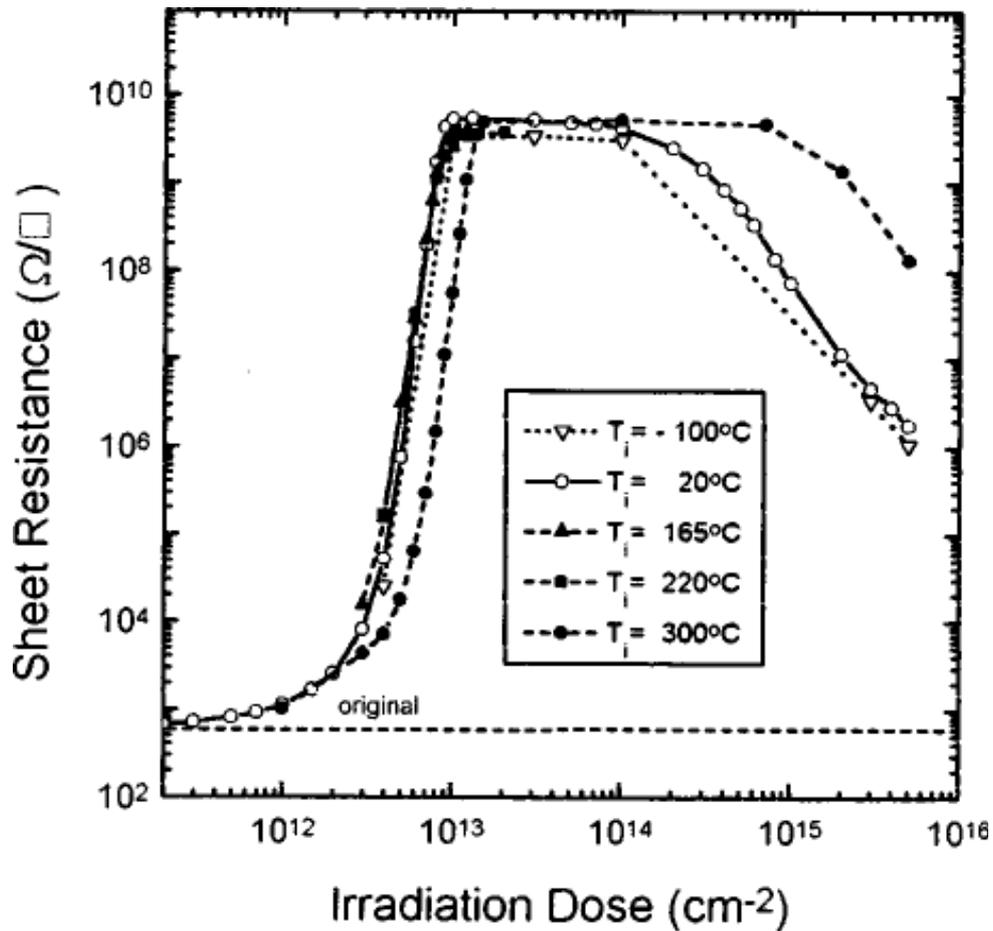


Figura 1-9 Comparação entre as dependências da resistência de folha com a fluência acumulada para amostras de GaAs *tipo-n* irradiadas com prótons de mesma energia, mas a diferentes temperaturas de implantação (as medidas de R_s foram feitas à temperatura ambiente). Referência [16].

Medidas de Espectroscopia de Transientes de Níveis Profundo – DLTS,^{17, 18, 19, 20} (esta técnica será devidamente apresentada na subsecção 1.3) também foram realizadas no intuito de tentar identificar os defeitos responsáveis pela isolação por implantação em GaAs. Antes de expormos os resultados dessas medidas, no entanto, um breve comentário sobre a notação aqui adotada se faz necessário: existem na literatura diferentes formas de identificação para os níveis medidos. Muitas vezes, diferentes identificações são, inclusive, usadas para descrever o mesmo nível em trabalhos diferentes. Para manter a compatibilidade com os trabalhos originais e tentar evitar uma confusão grande entre diferentes notações, usaremos a identificação original acrescida sempre da referência

correspondente: assim, o nível identificado como Pn1 na referência 17, por exemplo, será aqui chamado de Pn1_Ref[17].

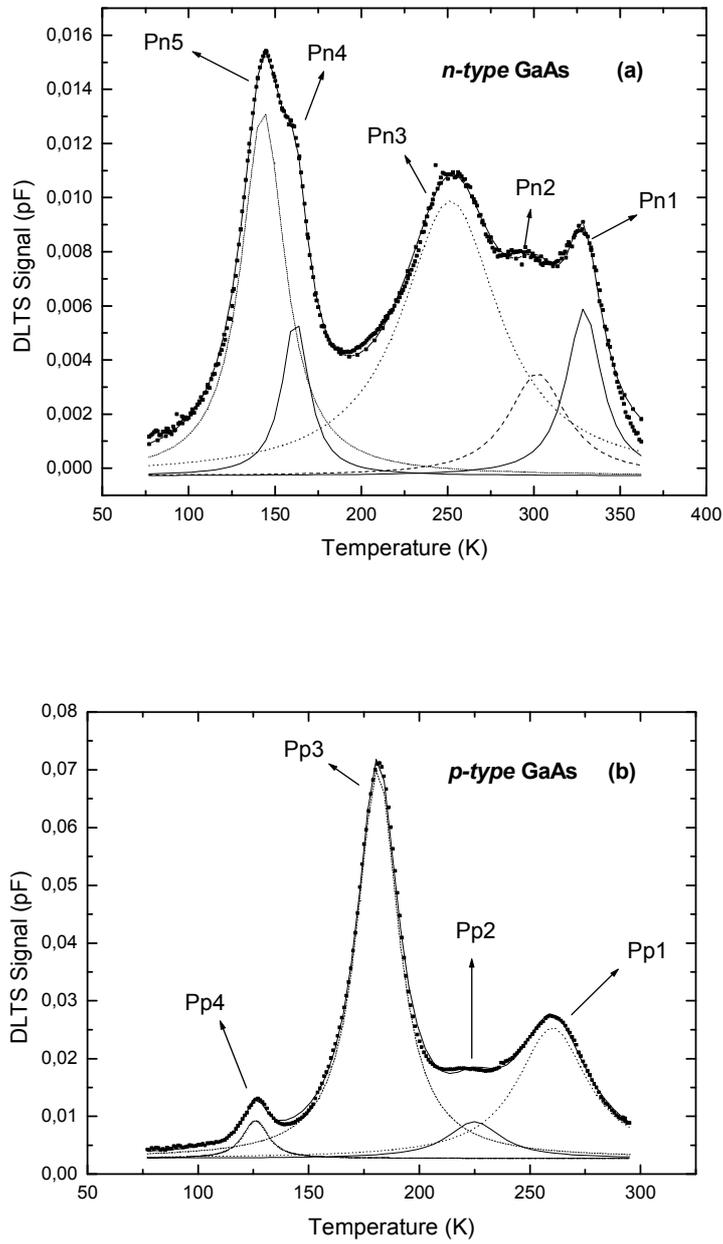


Figura 1-10 Espectros DLTS e *Fittings* com uma soma de picos Lorentzianos para as amostras de GaAs *tipo-n* (a) e *tipo-p* (b) implantadas com prótons. O tempo de referência adotado foi: $\tau_{ref} = 1,02s$. Referência [17].

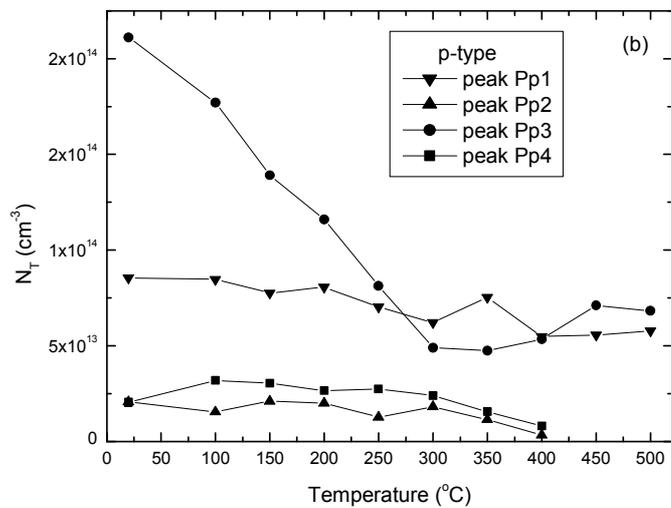
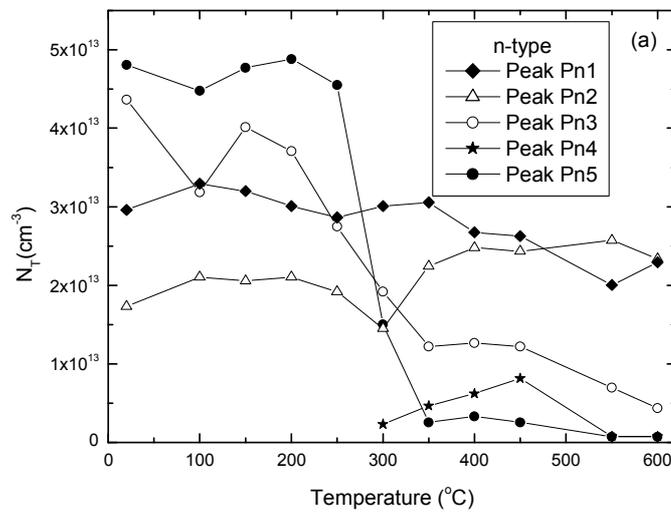


Figura 1-11 Estabilidade térmica dos centros de captura de majoritários medidos em GaAs *tipo-n* (a) e *tipo-p* (b). Cada ciclo de recozimento em RTA teve 1 min de duração e foi realizado sob uma atmosfera de Ar. Referência [17]

A Figura 1-10 mostra espectros obtidos para amostras *tipo-n* e *tipo-p* implantadas com prótons à temperatura ambiente. As assinaturas, valores de energia aparente e secção de choque aparente de cada pico, estão apresentados na Tabela 1-1 e na Tabela 1-2, juntamente com alguns valores próximos, também encontrados na literatura. Vale lembrar que essa estrutura de defeitos foi medida com DLTS através da monitoração da emissão dos portadores usando medidas de capacitância. Para tanto, a concentração de defeitos criados foi mantida muito inferior à concentração de dopantes, o que corresponde a um ponto de dose logo anterior à subida abrupta que observamos nas curvas de isolação (como na Figura 1-3). Se esta estrutura de defeitos é mantida até D_{th} ou não ainda é um ponto a ser estudado. No entanto, a estabilidade térmica de alguns destes defeitos, Figura 1-11, lembra o comportamento observado para doses $\sim D_{th}$ (etapa forte de recozimento a 150-300°C), indicando uma possível participação ativa destes defeitos na isolação mesmo para doses de implantação mais altas.

Tabela 1-1 Assinaturas obtidas para os níveis de majoritários observados nas amostras de GaAs *tipo-n*.
Referência [17].

Pico	E_{na} (eV)	σ_{na} (cm ²)	Assinaturas Semelhantes
Pn1_Ref[17]	0.82	2×10^{-13}	EL2_Ref[21]
Pn2_Ref[17]	0.8	6×10^{-12}	P3_Ref[22], E_Ref[21], Ep6_Ref[19]
Pn3_Ref[17]	0.67	2×10^{-12}	E4_Ref[23], Ep5_Ref[19]
Pn4_Ref[17]	0.39	7×10^{-14}	P1_Ref[22], Ep3_Ref[19]
Pn5_Ref[17]	0.3	8×10^{-15}	E3_Ref[20], Ep4_Ref[19]

Tabela 1-2 Assinaturas obtidas para os níveis de majoritários observados nas amostras de GaAs *tipo-p*.
Referência [17].

Pico	E_{pa} (eV)	σ_{pa} (cm ²)	Assinaturas Semelhantes
Pp1_Ref[17]	0.64	3×10^{-14}	-
Pp3_Ref[17]	0.42	1×10^{-14}	HB4_Ref[21], H2_Ref[24]
Pp4_Ref[17]	0.29	2×10^{-14}	H1_Ref[20]

Os espectros apresentados acima são restritos a temperaturas maiores que 70K. A Figura 1-12 apresenta um espectro medindo temperaturas inferiores a essa para GaAs *tipo-n* implantado com prótons.¹⁹ Duas novas contribuições podem ser observadas: Ep1_Ref[19] e Ep2_Ref[19]. Esses níveis também foram observados em amostras de GaAs *tipo-n* irradiadas com elétrons (respectivamente E1_Ref[20] e E2_Ref[20]). Para o caso de GaAs *tipo-p*, um nível, H0_Ref[20], também foi observado a baixas temperaturas em amostras irradiadas com elétrons, ver Figura 1-13.

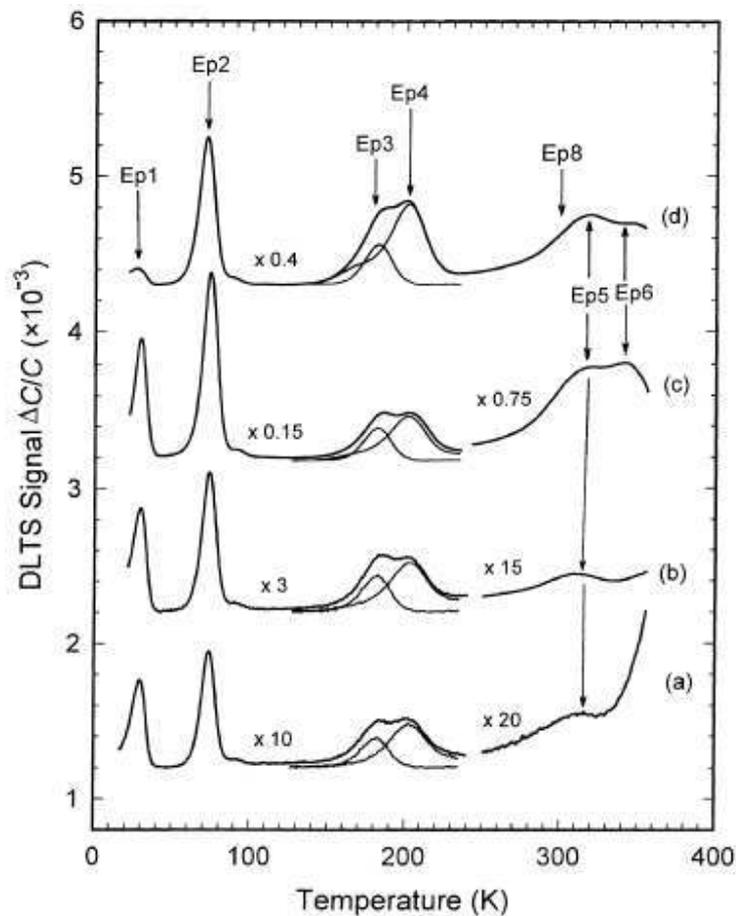


Figura 1-12 Espectro DLTS de amostras de GaAs *tipo-n* implantadas com prótons (10^{10} cm^{-2}) de 1 MeV (a), 400 keV (b), 95 keV(c) e 40 keV (d). A janela utilizada representa um τ_{ref} de 9.23 ms. Referência [19].

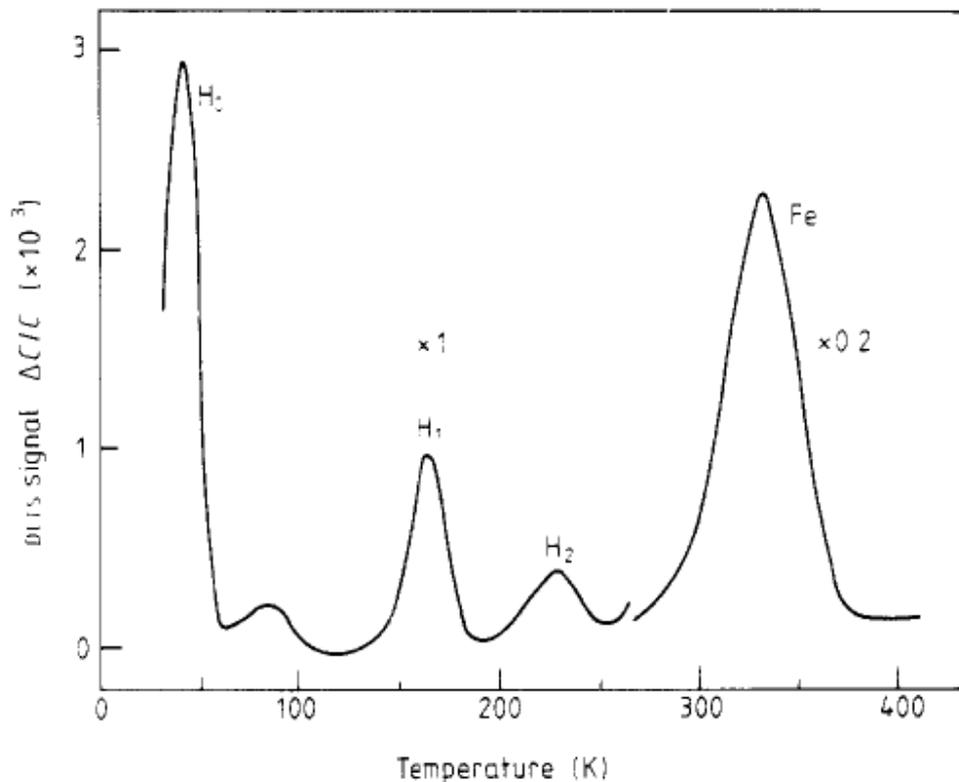


Figura 1-13 Espectro DLTS em amostra de GaAs *tipo-p* irradiada com elétrons expondo a presença do nível H0_Ref[20]. Referência [20].

1.2 Isolação por Implantação de Prótons em AlGaAs

A isolação com implantação de prótons também foi estudada²⁵ para compostos $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. A Figura 1-14 mostra curvas de isolação para amostras *tipo-p* (a) e *tipo-n* (b) com diferentes valores de “x”. As amostras *tipo-p* com diferentes concentrações de Al também apresentam diferentes concentrações iniciais de portadores livres. Mostrou-se que a dose de limiar D_{th} é diretamente proporcional a esta concentração inicial, mas não depende do valor de “x”, o que fica mais evidente nas curvas de amostras *tipo-n*. Também se evidenciou que, ao contrário do observado em GaAs, amostras *tipo-n* e *tipo-p* com a mesma concentração de dopantes não apresentam valores iguais de D_{th} . Outro fator importante, apresentado na Figura 1-14 (b), é a não dependência da curva de isolação com a

variação na densidade de corrente de implantação de 0,62 até 930 nA/cm². Isto nos mostra que, também neste caso, o recozimento dinâmico não foi relevante ao processo de isolamento.

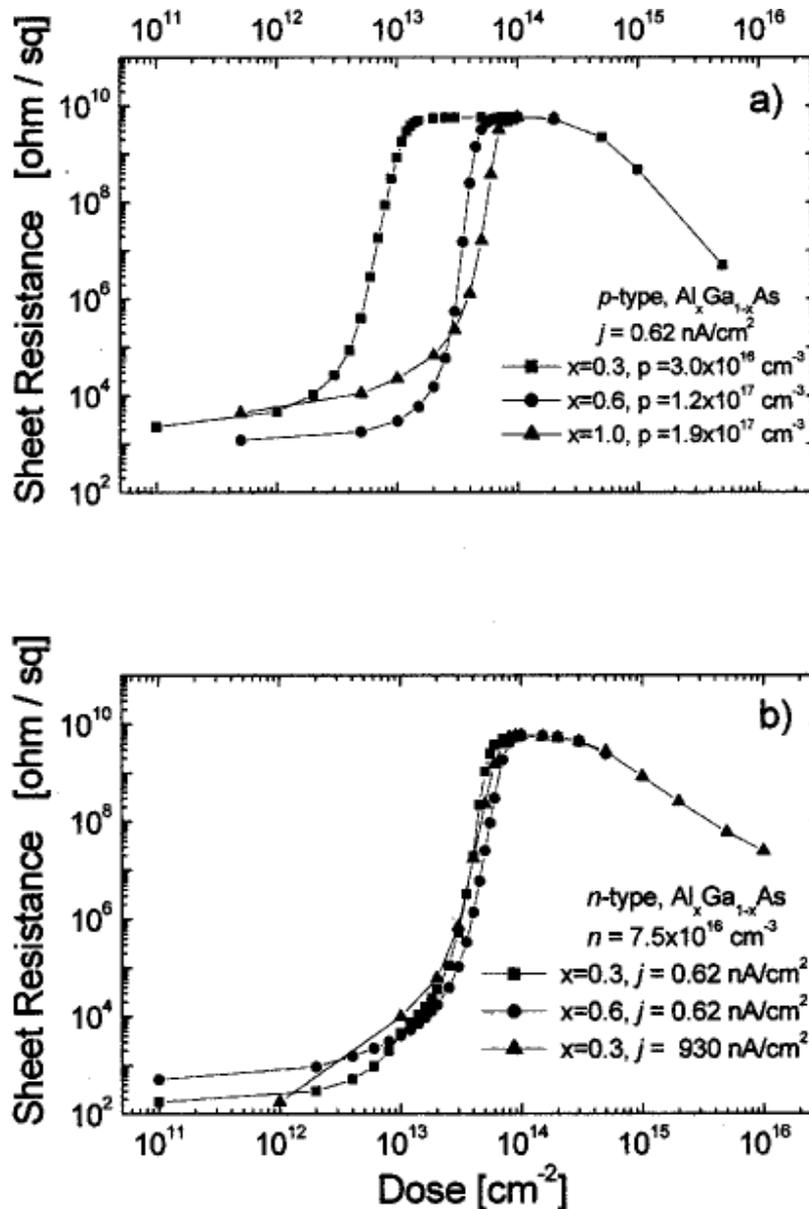


Figura 1-14 Curvas de isolamento para amostras Al_xGa_{1-x}As *tipo-p* (a) e *tipo-n* (b). As densidades de corrente e concentrações iniciais de portadores são mostradas para cada caso. Referência [25].

A estabilidade térmica desta isolamento também foi estudada, ver Figura 1-15. Para amostras *tipo-n* implantadas com dose inferior a D_{th}, um comportamento semelhante ao caso de GaAs é observado: uma etapa de recozimento ocorre a temperaturas entre 250-

300°C. Uma estabilidade térmica de 600°C só é alcançada para amostras isoladas a uma fluência de $\sim 17 D_{th}$ ou para fluências ainda maiores. O comportamento do recozimento mostrou-se pouco dependente da concentração de Al nas amostras.

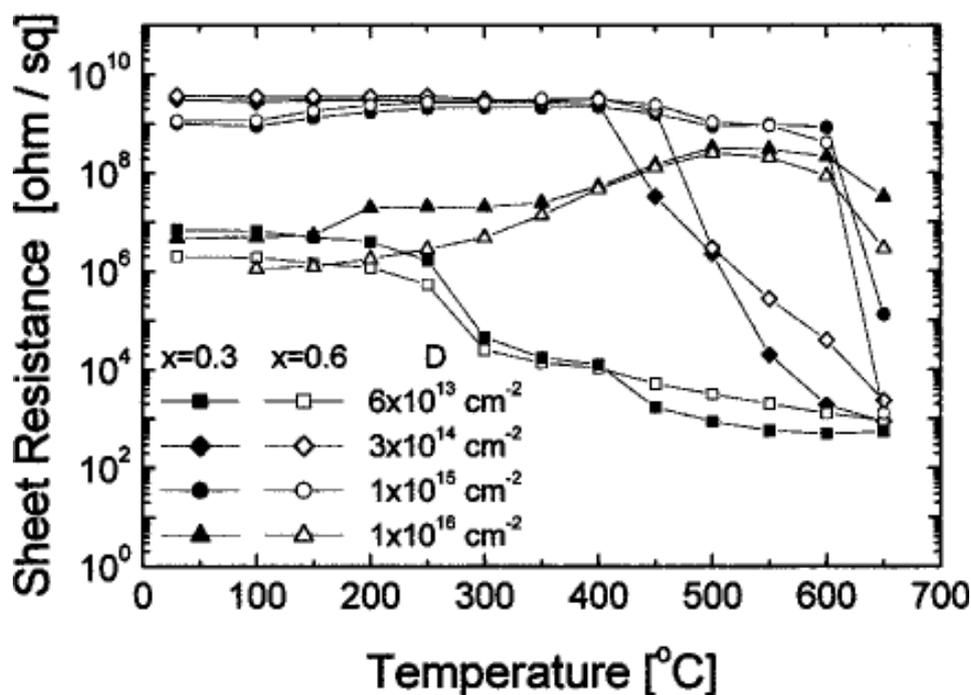


Figura 1-15 Estabilidade térmica de amostras $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ para $x = 0.3$ e $x = 0.6$. As doses adotadas correspondem a $\sim D_{th}$, $5 D_{th}$, $17 D_{th}$ e $167 D_{th}$. Referência [25].

1.3 Espectroscopia de Transientes de Níveis Profundos

Defeitos podem introduzir níveis dentro da banda proibida de um semicondutor. Estes níveis são classificados como rasos ou profundos: aqueles que ficam próximos a uma das bandas são ditos rasos, e os que ficam no meio da banda, profundos. Não há um valor geral estipulado para a diferença em energia, com relação a uma das bandas, que delimite esta definição; no entanto, a referência²⁶ sugere que níveis distantes de mais de 0,05 eV das bandas podem ser considerados profundos. Há também diferenças nos potenciais de defeitos correspondentes a níveis rasos e profundos. Níveis rasos correspondem a

potenciais Coulombianos, de maior alcance, enquanto que os profundos estão associados a potenciais mais localizados.

Existe uma gama muito grande de medidas de níveis relativos a defeitos em semicondutores: Ressonância Paramagnética de Elétrons, Fotoluminescência, Hall com temperatura variável, etc... Para o caso particular de níveis profundos, uma medida elétrica tem ganhado cada vez mais destaque: a Espectroscopia de Transientes de Níveis Profundos.²⁷ A alta sensibilidade (capaz de medir²⁶ concentrações de defeitos da ordem de 10^{-4} N, onde N é a concentração de dopantes), associada à capacidade de se medir parâmetros importantes que levam a uma assinatura do defeito em questão, torna esta técnica imprescindível à caracterização elétrica de defeitos em semicondutores.

A base da DLTS está no monitoramento do processo de emissão de portadores inicialmente aprisionados em níveis profundos, usando-se a zona de depleção de uma junção p-n ou diodo Schottky. Seja um dado nível profundo com energia E_t e concentração N_t correspondente a uma dada mudança no estado de carga de um certo defeito (digamos $E(0,+)$ e digamos também, por simplicidade, que estes são os únicos estados de carga possíveis para este defeito). Pode-se dizer que há duas possíveis configurações para este nível: ou ele está com o elétron (correspondendo ao defeito com estado de carga 0 no exemplo dado) e o chamaremos cheio, ou ele está sem o elétron (correspondendo à situação onde o defeito está com estado de carga +) e será dito vazio. Chamemos de n_t a concentração de níveis cheios; conseqüentemente, $N_t - n_t$ será a concentração de níveis vazios. Dado isto e imaginando que este nível apenas se “comunique” com (possa capturar elétrons de ou ceder elétrons para) as bandas de valência e condução, há, basicamente, quatro possíveis processos que irão determinar a evolução temporal de sua ocupação eletrônica: a captura de elétrons da banda de condução (realizada por níveis vazios), a emissão de elétrons para a banda de condução (realizada por níveis cheios), a captura de lacunas da banda de valência (realizada por níveis cheios) e a emissão de lacunas para a banda de valência (realizada por níveis vazios). A Figura 1-16 representa todos estes possíveis processos.

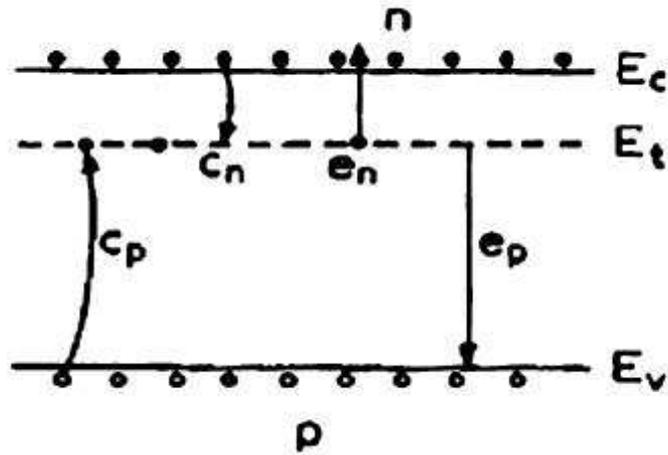


Figura 1-16 Processos de emissão e captura de elétrons e lacunas para um nível com energia E_t e concentração N_t . n_t corresponde à concentração de níveis cheios (com o elétron). Referência [26].

A taxa de captura de elétrons da banda de condução por um nível, c_n , é dada por: ^{9,26}

$$c_n = \sigma_n n \langle v_n \rangle \quad (1-2)$$

onde “n” é a concentração de elétrons na banda de condução, $\langle v_n \rangle$ é a velocidade térmica média destes portadores e σ_n é a secção de choque de captura de elétrons.

De forma análoga,

$$c_p = \sigma_p p \langle v_p \rangle \quad (1-3)$$

Quanto às taxas de emissão, usando princípio do balanço detalhado, pode-se mostrar^{26,9} que:

$$e_n(T) = \gamma_n T^2 \sigma_n e^{\frac{E_c - E_t}{kT}} \quad (1-4)$$

$$e_p(T) = \gamma_p T^2 \sigma_p e^{\frac{E_t - E_v}{kT}} \quad (1-5)$$

onde γ é uma constante do material (ver Tabela 1-3).

Tabela 1-3 Fatores γ para Si e GaAs²⁶.

Semicondutor	γ (cm ⁻² s ⁻¹ K ⁻²)
Si <i>tipo-n</i>	1,07 x 10 ²¹
Si <i>tipo-p</i>	1,78 x 10 ²¹
GaAs <i>tipo-n</i>	2,3 x 10 ²⁰
GaAs <i>tipo-p</i>	1,7 x 10 ²¹

Assim sendo, a ocupação de um nível profundo será dada pela seguinte equação diferencial:

$$\frac{dn_t}{dt} = (c_n + e_p)(N_t - n_t) - (e_n + c_p)n_t$$

(1-6)

A idéia, então, é usar uma região de depleção (aplicando uma tensão reversa, por exemplo, em um diodo p-n ou Schottky) para separar as taxas de captura e emissão. Tomando como exemplo um diodo Schottky *tipo-n*, com tensão reversa V_r aplicada, e um nível que esteja mais próximo da banda de condução, de forma a desprezarmos sua comunicação com a banda de valência, teremos duas situações bem distintas: fora da zona de depleção, n é grande, e, conseqüentemente, c_n também; já dentro da zona de depleção, assumindo a aproximação de depleção^{26,9}, n e c_n são praticamente nulos. Desta forma, em primeira aproximação teremos um regime estacionário em que, fora da depleção, os níveis estarão praticamente todos cheios, e, dentro da depleção, eles estarão vazios. Esta situação é apresentada no primeiro desenho (de cima para baixo) da Figura 1-17. Aplicando-se, então uma tensão V_p , reversa também, porém com módulo inferior ao módulo de V_r , a zona de depleção se fecha um pouco e alguns defeitos, inicialmente vazios, ficam fora desta região. Se esperarmos tempo suficiente, estes níveis irão capturar elétrons da condução e ficarão todos cheios. A seguir, volta-se para a tensão V_r . A zona de depleção, inicialmente, abrirá além da profundidade observada no primeiro caso porque haverá níveis com carga negativa em seu interior a serem compensados por mais carga fixa positiva (relativa aos caroços iônicos dos dopantes). Estes níveis cheios, então, irão emitindo seus elétrons, e a

zona de depleção irá contraindo-se de volta à situação inicial em um processo cujo tempo característico será dado pelo inverso de e_n .

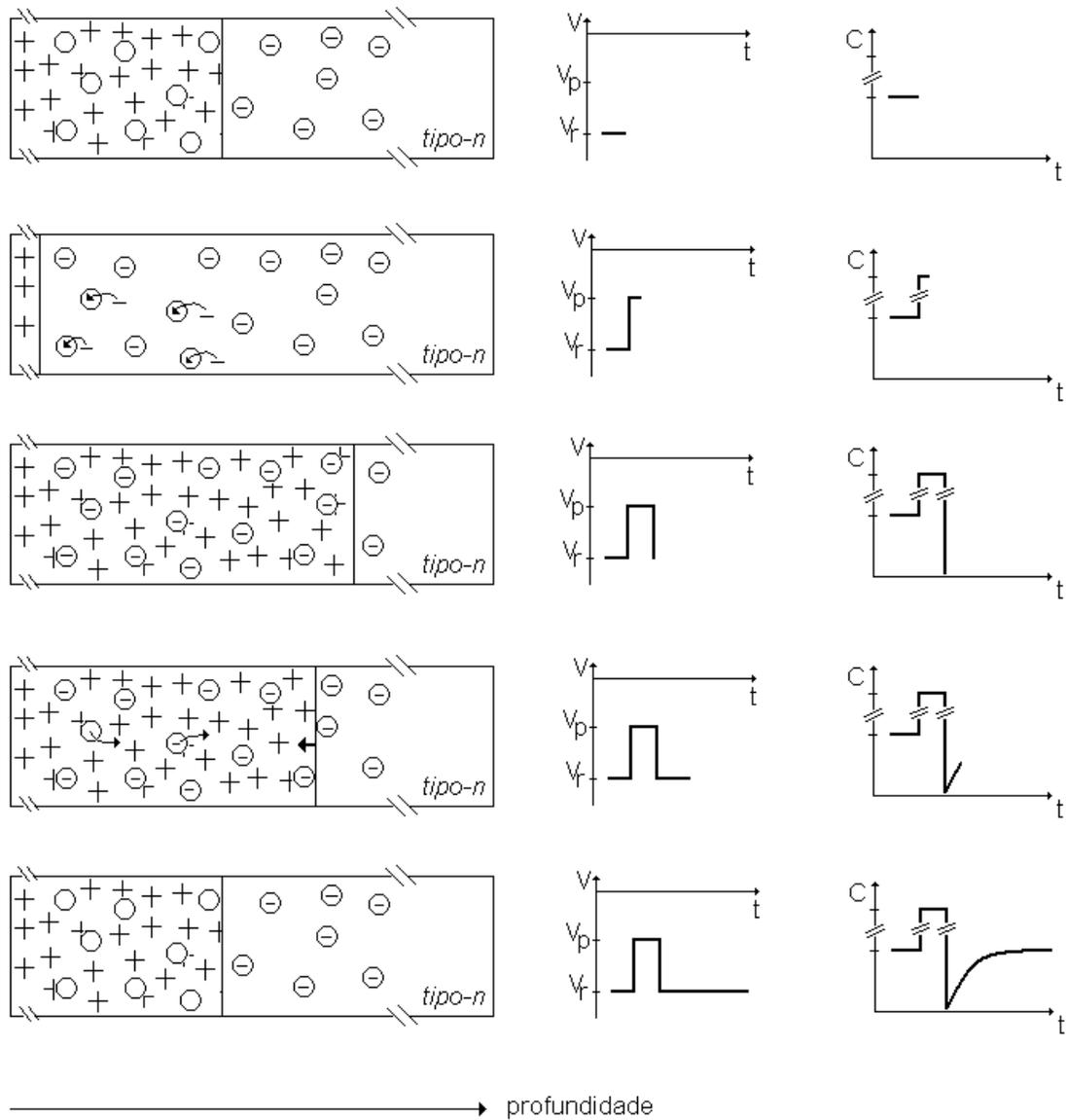


Figura 1-17 Descrição do uso de uma zona de depleção para o monitoramento da emissão de portadores de níveis profundos.

Esta técnica nos permite separar e_n das demais taxas, simplificando a equação (1-6) para:

$$\frac{dn_t}{dt} = -e_n n_t, \quad (1-7)$$

cuja solução é:

$$\rightarrow n_t(t) = n_t(0)e^{-e_n t} \quad (1-8)$$

onde $n_t(0)$ é a concentração de níveis ocupados em $t = 0$ (definido como o momento em que a tensão aplicada volta para V_r após o pulso com V_p).

A monitoração deste processo de emissão pode ser feita de várias formas. A mais sensível é através da medida da capacitância desta zona de depleção. Pode-se mostrar²⁶ que esta capacitância é dada por:

$$C = \epsilon \epsilon_0 \frac{A}{x_d} \quad (1-9)$$

onde A é a área do diodo e x_d é a profundidade da região de depleção e ϵ é a constante dielétrica relativa do material.

Usando a relação (1-8) para a ocupação dos níveis, e aproximando-se $N_t \ll N_d$, onde N_d é concentração de doadores no nosso exemplo, pode-se averiguar que a capacitância medida também seguirá uma relação exponencial com taxa característica e_n :²⁶

$$C(t) = C(\infty) - \Delta C e^{-e_n t} \quad (1-10)$$

Estes transientes de capacitância são medidos em diferentes temperaturas, obtendo-se, assim, $e_n(T)$. A relação (1-4), $e_n(T) = \gamma_n T^2 \sigma_n e^{\frac{E_c - E_t}{kT}}$, nos leva a acreditar que isto seja o suficiente para obtermos E_t e σ_n . No entanto, a própria secção de choque usualmente tem uma dependência exponencial com a temperatura. De maneira mais geral, costuma-se escrever:

$$e_n(T) = \gamma_n T^2 \sigma_{na} e^{-\frac{E_{na}}{kT}}$$

(1-11)

E_{na} e σ_{na} são chamados energia aparente e secção de choque aparente e podem ser facilmente obtidos com um gráfico de $\ln\left(\frac{e_n(T)}{T^2}\right) \times \frac{1}{T}$. Este gráfico representará uma reta de cuja inclinação se obtém E_{na} e de cuja intersecção com o eixo das ordenadas se calcula σ_{na} . Como salientado acima, estes podem não corresponder à energia e à secção de choque de captura de elétrons do nível; no entanto, estes dois valores tão facilmente obtidos são, na maior parte das vezes, suficientes para distinguir os níveis, servindo como uma assinatura para os mesmos. Encontram-se^{28, 29, 21} na literatura diversas tabelas com os valores destas assinaturas para níveis em uma variedade de semicondutores. O valor correto de E_t , no entanto, só pode ser devidamente estimado com uma medida paralela da secção de choque de captura de elétrons a determinada temperatura. Isto, na verdade, não vem a ser um problema, uma vez que o aparato experimental para a realização de tal medida é similar ao requerido para o DLTS.²⁶

Outro aspecto de carácter essencial no DLTS está na escolha do método usado para extrair o valor de e_n do transiente obtido experimentalmente. Vale lembrar que, até agora, estávamos considerando o caso de um único nível. Porém, na prática, normalmente há vários níveis correspondendo a uma série de exponenciais somadas no sinal medido. Ou pior: há situações em que, ao invés de contribuições discretas, nos deparamos com uma distribuição contínua de níveis no interior da banda proibida. Neste caso, o transiente sequer será exponencial. Assim sendo, um mero ajuste mono-exponencial não é uma alternativa confiável. Há uma diversidade de métodos para atacar este problema:³⁰ o Método dos Momentos^{31,32}, o Método da Transformada de Fourier^{33,34,35}, métodos de ajuste ou *fitting*^{36,29}, o Método da Transformada de Laplace³⁷, etc. Será apresentado aqui o método das janelas de taxa de emissão, que, embora não seja capaz de descrever o caso de uma distribuição contínua de níveis, ainda é o método mais usualmente associado a medidas DLTS.

O método consiste em se escolher uma janela de taxas de emissão, consistindo em um valor de referência de tempo τ_{ref} . Níveis com o inverso da taxa de emissão (e_n^{-1}) $\ll \tau_{ref}$ terão emitido os elétrons (para o nosso caso) em um tempo muito curto e níveis com (e_n^{-1}) $\gg \tau_{ref}$ demorarão muito para emitir seus elétrons. Assim, o transiente que ocorre em um intervalo de tempo característico τ_{ref} será basicamente devido a emissões de níveis com e_n^{-1} da ordem de τ_{ref} , ou seja, cujas taxas de emissão estejam dentro da janela utilizada. Mantendo-se a mesma janela e variando T , a taxa de emissão de cada nível passará por esta faixa de valores em uma determinada região de temperaturas, dando origem a picos como o representado na Figura 1-18 (lembrando novamente que $e_n(T) = \gamma_n T^2 \sigma_n e^{-\frac{E_c - E_f}{kT}}$, ou seja, aumentando-se a temperatura, aumenta-se e_n).

Uma das formas de escolher esta janela é através da imposição de dois tempos: t_1 e t_2 (Figura 1-18). Subtraindo-se o valor $C(t_2)$ de $C(t_1)$, obtemos o chamado sinal DLTS, S . Quando $e_n \gg t_1^{-1}$, o transiente é rápido demais, e $S = 0$. Para $e_n \ll t_2^{-1}$, o transiente é lento demais, e novamente $S = 0$.

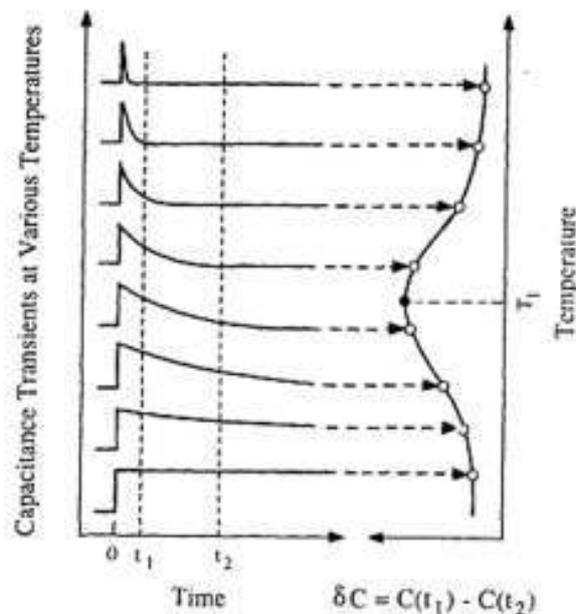


Figura 1-18 Uso do DLTS de janelas de taxas de emissão para obtenção do espectro DLTS. O sinal medido é a subtração dos valores de capacitância nos tempos t_1 e t_2 . Transientes muito rápidos ou muito lentos geram sinal nulo. Referência [29].

Supondo que os níveis estejam suficientemente separados na banda proibida, de forma que tenhamos basicamente a resposta de um nível para a janela utilizada em cada região de temperaturas, a relação (1-10), $C(t) = C(\infty) - \Delta C e^{-e_n t}$, será válida e poderemos calcular o sinal DLTS:

$$S \equiv C(t_2) - C(t_1) = \Delta C \left\{ e^{-e_n t_1} - e^{-e_n t_2} \right\}, \quad (1-12)$$

onde e_n é a taxa de emissão do referido nível.

Medindo $S(T)$ para diversos valores de T , obtém-se um espectro como o representado na Figura 1-19 (na verdade, estão representados cinco espectros diferentes, obtidos para distintos valores de t_1 e t_2). Pela aproximação feita acima, cada um dos picos observados em um mesmo espectro corresponde a um único nível, e o máximo de cada pico corresponde ao valor de temperatura em que sua taxa de emissão é igual ao inverso do tempo de referência τ_{ref} adotado. Ou seja:

$$\frac{dS}{de_n} = \Delta C \left\{ -t_1 e^{-t_1 e_n} + t_2 e^{-t_2 e_n} \right\} = 0 \rightarrow e_n(T_{pico}) = \tau_{ref}^{-1} = \frac{\ln\left(\frac{t_2}{t_1}\right)}{t_2 - t_1}. \quad (1-13)$$

Esta relação nos indica que, para cada espectro obtido com um dado valor de t_1 e de t_2 , teremos como achar um par $(e_n(T_{pico}) = \tau_{ref}^{-1}, T_{pico})$ para cada pico. O próximo passo é variar t_2 e t_1 para se obter uma quantidade suficiente destes pares e construir o gráfico $\ln(e_n(T)/T^2)$ versus $1/T$ de cada nível.

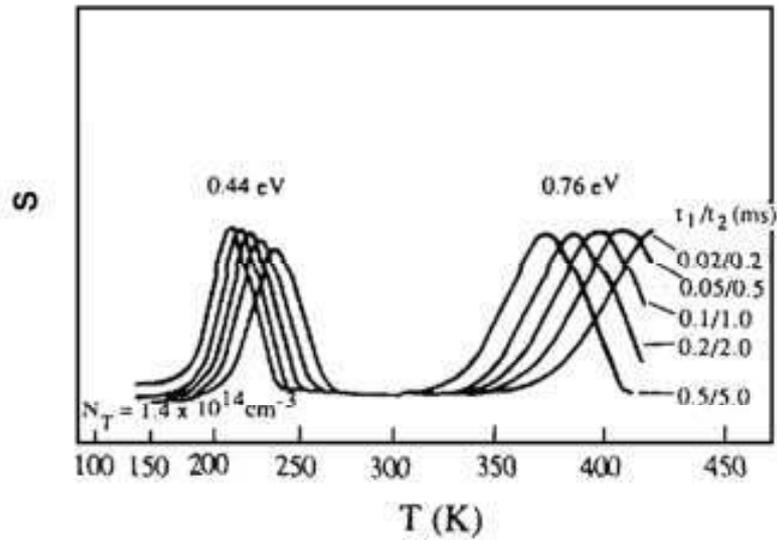


Figura 1-19 Espectros DLTS obtidos para diferentes janelas. Referência [29]

Esta, porém, não é a única maneira de se definir uma janela de taxas de emissão.

De forma mais geral, o sinal DLTS é dado por:

$$S(e_n) = \frac{1}{t_m} \int_0^{t_m} C(t)w(t, \tau_{ref})dt,$$

(1-14)

onde t_m é o tempo total da medida e $w(t)$ é uma função peso relacionada aos parâmetros que definem τ_{ref} (t_1 e t_2 por exemplo).

Existem diversas funções peso³⁸: uma subtração de funções delta (como no caso exemplificado acima), uma função degrau, seno, exponencial, etc. Mas o princípio da medida sempre se mantém inalterado: no valor do máximo observado no espectro, o defeito correspondente ao pico terá taxa de emissão igual a τ_{ref} , que é calculado a partir de

$$\frac{dS}{de_n} = 0.$$

Adotando uma descrição um pouco mais cuidadosa para a ocupação dos níveis profundos, percebe-se que existe uma região dentro da zona de depleção onde o estado estacionário de um dado nível corresponde ao estado com o portador, e não ao vazio. Para o caso de um semiconductor *tipo-n* e de uma armadilha de elétrons, por exemplo, em primeira

aproximação, o nível profundo estará efetivamente vazio no caso estacionário apenas para aquelas profundidades em que $E_T > E_{fe}$, onde E_{fe} é o quase nível de Fermi de elétrons.²⁹ Como representado na Figura 1-20, E_T cruza E_{fe} a uma profundidade x_1 inferior ao fim da depleção, x_d . A diferença entre x_d e x_1 é dada por:

$$\lambda = x_d - x_1 = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{q^2 N_d} (E_{fe} - E_T)} . \quad (1-15)$$

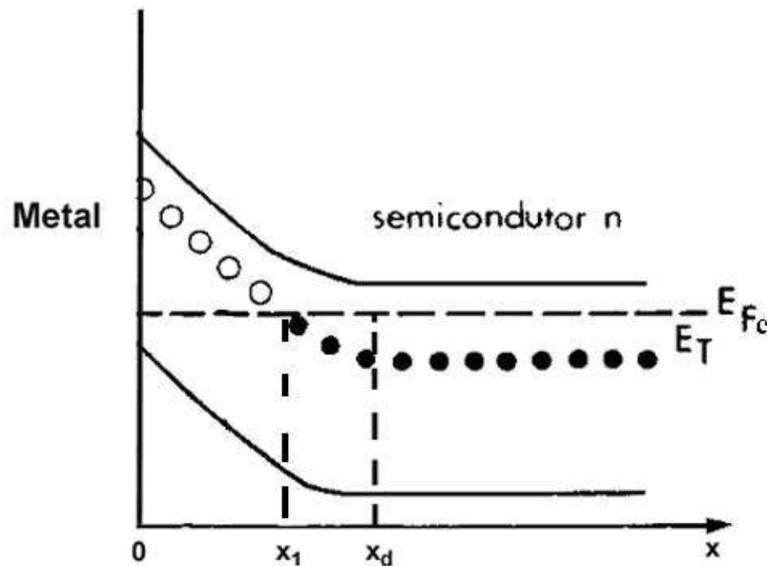


Figura 1-20 Ilustração da profundidade x_1 onde o nível E_T de uma armadilha de elétrons cruza o quase nível de Fermi de elétrons E_{fe} . Existe uma região dentro da depleção ($x_1 < x < x_d$) onde as armadilhas permanecem efetivamente cheias.

Para finalizar esta breve introdução à Espectroscopia de Transientes de Níveis Profundos, vale salientar que a concentração dos níveis também pode ser calculada. Em (1-10), $C(t) = C(\infty) - \Delta C e^{-e_n t}$, o valor ΔC é diretamente proporcional²⁶ a N_t e pode ser obtido a partir do valor de S correspondente ao máximo de cada pico, $S(e_n^i = \tau_{ref}^{-1})$ onde i é um índice relativo ao pico em questão, e, conseqüentemente, ao nível em questão.

1.4 Objetivos e Organização do Trabalho

Este trabalho destina-se ao estudo dos parâmetros determinantes à isolação por implantação em GaAs e em heteroestruturas DBR. Para o último caso, a aplicação direta do processo de isolação na fabricação de um dispositivo em específico, o laser de emissão vertical, é estudada e exemplificada no capítulo 2. Para o caso do GaAs, a estrutura completa de níveis responsáveis pela isolação é bem complexa e não está devidamente estabelecida. Uma quantidade grande de diferentes medidas experimentais é necessária para revelar, de forma mais apropriada, não apenas a composição básica desta estrutura, mas também as propriedades físicas relevantes de cada uma de suas contribuições.

Dentro desse contexto, uma ferramenta de simulação do processo de isolação é muito importante para que se possa estabelecer, de maneira clara, quais são as mais importantes propriedades físicas a serem investigadas, testar a funcionalidade de conjuntos de parâmetros previamente obtidos e, até mesmo, adicionar uma ferramenta de *fitting* a ser utilizada paralelamente às medidas experimentais na descrição do processo de isolação por implantação. Assim sendo, o desenvolvimento de um cálculo para evolução da resistência de folha de GaAs com o acúmulo da dose de implantação é apresentado e discutido no capítulo 3.

A Espectroscopia de Transientes de Níveis Profundos, apresentada na subsecção anterior, é uma ferramenta fundamental na caracterização elétrica de estruturas semicondutoras. Sua implementação abre um grande leque de possibilidades científicas e tecnológicas no Laboratório de Microeletrônica do IF-UFRGS. A relevância desta medida não se restringe a contribuições de defeitos no corpo do semicondutor em questão; ela também abrange defeitos de interface,²⁹ possibilitando aplicações de pesquisa em áreas de interesse crescente na microeletrônica, como dielétricos alternativos^{39, 40} e estruturas SOI (*Silicon on Insulator*).^{41, 42} Além disso, a DLTS também se mostra um instrumento especialmente útil na detecção de contaminações por determinadas impurezas nos processos tecnológicos de fabricação de circuitos integrados. Dentro do contexto da isolação por implantação, como já exemplificado, essa medida permite a obtenção de importantes parâmetros referentes aos níveis profundos introduzidos pela irradiação. Outras medidas correlacionadas à DLTS e que basicamente usam o mesmo aparato experimental,

como as medidas de taxa de emissão como função do campo elétrico, também trazem informações complementares e de fundamental relevância a respeito desses níveis. Por essas razões, o desenvolvimento de um sistema de medidas DLTS foi adotado como um dos objetivos principais deste trabalho. O capítulo 4 aborda os principais aspectos do sistema desenvolvido.

Usando essas ferramentas experimentais e de simulação, realizamos uma cuidadosa investigação a respeito da estrutura de níveis profundos introduzida pela implantação de prótons em GaAs para doses menores que D_{th} , caracterizando os principais parâmetros dos níveis relevantes ao processo de isolamento por implantação nesse semiconductor para essa região de doses de implantação. O capítulo 5 apresenta este estudo, correlacionando os resultados obtidos com dados e modelos teóricos da literatura, no intuito de identificar os principais defeitos responsáveis por esse processo de isolamento.

Por fim, o capítulo 6 resume as principais contribuições do trabalho, apresentando uma discussão final e apontando algumas perspectivas futuras para a continuação das investigações a respeito da isolamento por implantação em semicondutores III-V.

2. Isolação Elétrica por Implantação Iônica em Multicamadas DBR de AlGaAs

2.1 Introdução

A heteroestrutura GaAs-AlGaAs⁴ apresenta características peculiares que a tornam muito interessante do ponto de vista tecnológico. A diferença entre as bandas dos dois compostos, associada à similaridade em seus parâmetros de rede, permitiu a criação de dispositivos como transistores de alta mobilidade de elétrons³, transistores bipolares de heteroestruturas⁴³ e vários tipos de lasers. Entre estes, encontra-se os lasers de cavidade vertical⁴ (*Vertical Cavity Surface Emitting Lasers*, VCSELs) que proporcionam emissão perpendicular à superfície.



Figura 2-1 Estrutura básica de um dispositivo VCSEL.

VCSELs apresentam uma série de vantagens sobre os lasers de emissão lateral: baixo custo de fabricação, baixo consumo, maior capacidade de miniaturização, possibilidade da criação de matrizes bidimensionais de lasers em um único chip, etc. No entanto, algumas de suas limitações ainda impõem desafios tecnológicos a serem superados. Para entender melhor estas limitações, vamos analisar a estrutura básica de um

VCSEL. Como representado na Figura 2-1, ela é formada por uma região ativa central e duas regiões refletoras. A região ativa é usualmente constituída por múltiplos poços quânticos. É nestes poços que ocorre a recombinação dos portadores livres, e, conseqüentemente, o comprimento de onda dos fótons emitidos está diretamente ligado à estrutura de níveis eletrônicos dentro dos mesmos. A região ativa normalmente apresenta uma espessura bem pequena, de 1 a 3 vezes o valor do comprimento de onda da luz do laser. Assim, cada fóton gerado deve ser refletido muitas vezes nesta cavidade para que a probabilidade de emissão estimulada não seja desprezível. Este é o papel dos refletores distribuídos de Bragg, DBRs – *Distributed Bragg Reflectors*.

A razão entre o número de fótons refletidos e o número total (refletidos mais transmitidos) em muitos casos deve ser maior que 99,9% para se obter um dispositivo funcional. Vários materiais foram testados para se atingir tal porcentagem. No entanto, apenas estruturas DBR apresentaram, além desta propriedade, características essenciais como uma boa condução elétrica e térmica e a possibilidade de um casamento adequado com a rede da região ativa. Estas estruturas são formadas pelo empilhamento periódico de camadas com diferentes índices de refração: uma camada com n_1 , outra com n_2 , mais uma com n_1 , outra com n_2 , etc. Em cada interface n_1/n_2 ou n_2/n_1 , uma fração da luz incidente perpendicularmente será refletida. Se, então, construirmos cada camada com largura dada por um quarto do valor do comprimento de onda da luz incidente dividido pelo índice de refração da camada, haverá interferência construtiva para as ondas refletidas em diferentes interfaces. A Figura 2-2 representa este processo. O mesmo ocorrerá em todas as interfaces n_1/n_2 ou n_2/n_1 . Com este truque, basta aumentar o número dessas interfaces para se obter reflexões cada vez mais eficientes.

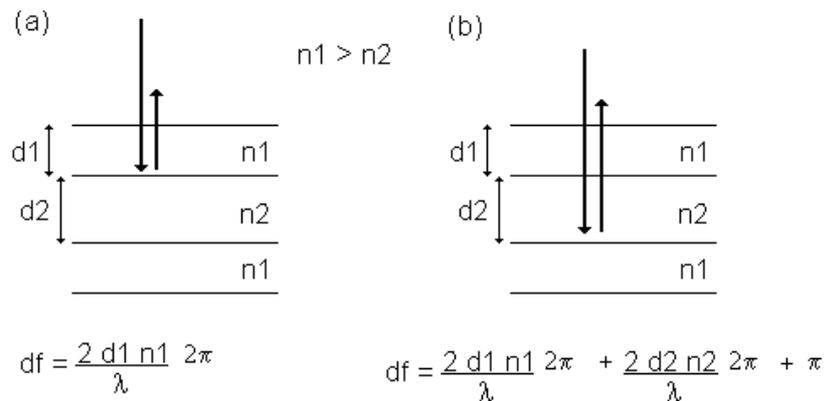


Figura 2-2 Construção das camadas da uma estrutura DBR para a obtenção de interferência construtiva para as diferentes reflexões das ondas de comprimento de onda λ incidentes.

Vários materiais podem ser usados para se formar estruturas DBR; no entanto, alguns detalhes devem ser levados em consideração para o uso de uma destas estruturas em um dispositivo VCSEL: deve haver um bom casamento de redes entre as camadas da estrutura e entre estas camadas e a região ativa; como corrente elétrica irá passar por esta região, ela deve ser o mais condutiva possível para assegurar uma menor dissipação de potência; ela também deve proporcionar uma boa condutividade térmica para evitar o superaquecimento. Para uma região ativa de GaAs/AlGaAs, a escolha usual de material para a estrutura DBR é o $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Isto porque os parâmetros de rede dependem fracamente do conteúdo de Al⁴⁴, enquanto que o índice de refração varia de maneira mais forte com este fator⁴⁵. As estruturas DBR, então, são construídas empilhando-se camadas $\text{Al}_{x_1}\text{Ga}_{1-x_1}\text{As}$ e $\text{Al}_{x_2}\text{Ga}_{1-x_2}\text{As}$.

VCSELs com região ativa com poços quânticos de AlGaAs/GaAs/AlGaAs emitem luz normalmente com comprimentos de onda entre 650 e 1300 nm. Para comprimentos de onda fora desta faixa, outros semicondutores são utilizados, como o InP, por exemplo, e outros materiais devem ser empregados para a criação das estruturas DBR.

O correto funcionamento de uma matriz de lasers verticais requer que cada dispositivo seja isolado elétrica e ópticamente dos demais. Existem várias técnicas para realizar esta isolamento, como representado na Figura 2-3. Cortes laterais podem ser feitos com *etching* químico (a); no entanto, este método mantém a largura da estrutura DBR igual à largura da interface entre a camada DBR e a região ativa. Além de não conservar a

planaridade da amostra, isto é problemático porque existe uma densidade de corrente crítica na junção para a obtenção de emissão estimulada. Logo, a largura desta junção deve ser reduzida para que se possam usar correntes menores. Mas a diminuição da largura da estrutura DBR como um todo aumenta sua resistência, acarretando uma maior dissipação de potência, o que prejudicará o funcionamento do dispositivo. Camadas de óxido podem ser usadas para se realizar o confinamento elétrico na interface com a região ativa (c), e camadas isolantes podem ser crescidas epitaxialmente nas cavidades criadas (d); porém, estes métodos requerem um número bem maior de passos tecnológicos que a isolação por implantação (b). Por isso, a implantação iônica é adotada inclusive para produção em massa de dispositivos VCSEL.⁴ Tradicionalmente, adota-se a implantação com prótons porque este é um íon leve, que pode atingir maiores profundidades com energias de implantação disponíveis em implantadores industriais.

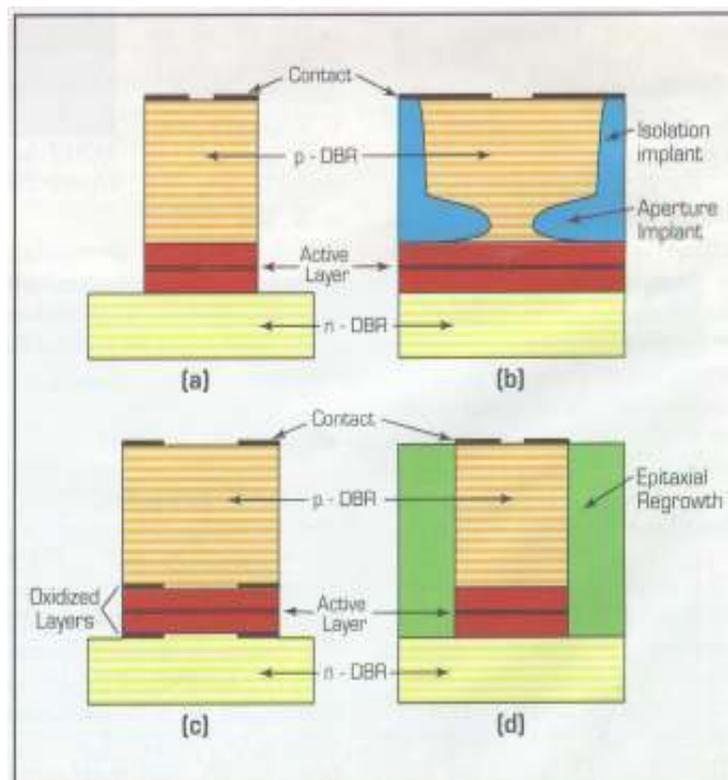


Figura 2-3 Diferentes formas de confinamento óptico e elétrico para dispositivos VCSEL. Referência [28].

O objetivo deste trabalho é estudar o processo de isolamento em estruturas DBR de AlGaAs. Sua melhor compreensão é essencial para a obtenção de parâmetros críticos à otimização deste processo.

2.2 Procedimento Experimental

As estruturas DBR estudadas aqui foram crescidas no reator MOCVD (*Metalorganic Epitaxial Chemical Vapor Deposition*) da Australian National University. Elas consistem, como representado na Figura 2-4, na seguinte seqüência repetida 15 vezes: uma camada superior de 494 Å de $\text{Al}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}$; uma camada de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ com x variando gradualmente de 0,1 a 0,9 em 200 Å; 590 Å de $\text{Al}_{0,9}\text{Ga}_{0,1}\text{As}$; e uma camada de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ com x variando gradualmente de 0,9 a 0,1 em 200 Å. Sobre a estrutura DBR, foi crescida uma capa de 50 Å de GaAs para prevenir a oxidação da superfície, somando uma espessura total de 2,23 µm. As estruturas *tipo-p* foram dopadas durante o crescimento com $1-3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ de Zn, e as *tipo-n*, com $1-2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ de Si (estas concentrações foram conferidas com medidas elétricas de ECV – *Electrochemical Capacitance Voltage*).

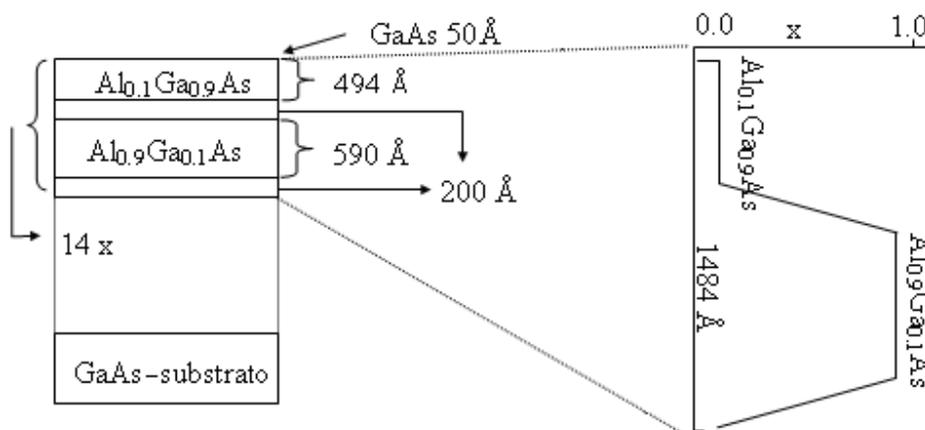


Figura 2-4 Estrutura das camadas DBR utilizadas.

Duas diferentes configurações de amostras foram preparadas. Uma para estudos de isolamento paralela e outra para a isolamento perpendicular. Na primeira, semelhantemente à estrutura das amostras descritas no capítulo introdutório de isolamento por implantação, as camadas DBR, tanto *tipo-p* quanto *tipo-n*, são crescidas sobre um substrato de GaAs semi-insolante. Pedacos de 6 x 3 mm² foram cortados, e, sobre estes, formados dois contatos ôhmicos colocando-se manualmente duas finas tiras de In (de aproximadamente 0,5 x 3 mm²) e levando a amostra para um recozimento de 200°C por dois minutos. Na configuração para medidas de resistência perpendicular, as estruturas DBR *tipo-p/tipo-n* foram crescidas sobre substratos de GaAs VGF (*Vertical Gradient Freeze*) p⁺/n⁺. Contatos circulares de Au (diâmetro de ~0.8mm) foram depositados sobre estas estruturas usando deposição por feixe de elétrons e uma máscara mecânica. O contato ôhmico traseiro foi realizado através da aplicação manual de uma liga de InGa na região.

As implantações de próton para isolamento foram realizadas à temperatura ambiente e com energias entre 200 e 600 keV. A densidade de corrente de implantação variou entre 80 e 300 nA/cm², e as amostras foram inclinadas em 15° a partir do eixo de implantação para evitar efeitos de canalização. As medidas de resistência lateral foram realizadas *in situ* durante a implantação, usando um eletrômetro Keithley 617. Já as perpendiculares foram realizadas após cada etapa de implantação. Curvas I-V foram medidas com o equipamento HP4140B neste último caso.

Os recozimentos térmicos para estimar a estabilidade térmica da isolamento foram feitos em passos de 60 s de duração e em atmosfera de argônio, usando um forno de recozimento térmico rápido com controle automático de temperatura.

2.3 Resultados e Discussão

Um dos cuidados que devem ser tomados no emprego da isolamento por implantação da estrutura DBR superficial em um VCSEL é garantir que a implantação não irá atingir de maneira prejudicial a região ativa do dispositivo. Para tanto, é essencial o estudo da energia de implantação adequada a ser utilizada. Se esta energia for baixa, a estrutura DBR não será isolada em toda a sua profundidade; se for alta, a região ativa estará comprometida. Para

estimar corretamente o valor ideal, medimos lateralmente a evolução da resistência da amostra com o acúmulo de uma mesma dose de prótons em passos de implantação com energia crescente. Esta dose deve ser maior ou igual àquela necessária para atingirmos a isolamento completa em todo o perfil de implantação, do pico à superfície. Assim, cada passo irá isolar toda a região do perfil correspondente à energia adotada. Quando toda a estrutura DBR for isolada, supondo que não tenhamos chegado à situação de condução *hopping* em nenhuma região, se observará um platô para os passos subseqüentes. O limiar deste platô indicará o menor valor de energia suficiente para isolar toda a estrutura DBR. A Figura 2-5 mostra o perfil da distribuição de defeitos estimado¹² para diferentes energias de implantação de prótons.

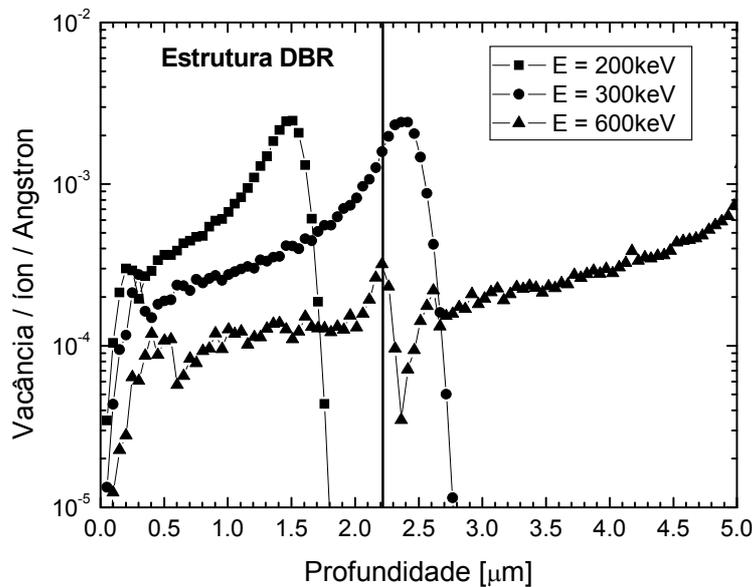


Figura 2-5 Perfil de defeitos simulados com o programa TRIM¹² para diferentes energias de implantação de prótons em estruturas DBR.

Para realizar este procedimento, usamos a dose de $1 \times 10^{14}\ \text{cm}^{-2}$ prótons em cada passo, incrementando o valor da energia de implantação de 240 a 340 keV. A Figura 2-6 mostra os resultados obtidos em uma estrutura DBR *tipo-p*. A resistência lateral tem seu valor pouco modificado até uma energia de 280 keV. Nos passos seguintes, há um abrupto

acréscimo neste valor, atingindo-se o platô para o valor de 300 keV. Este é, portanto, o valor crítico de energia para a isolação desta estrutura DBR.

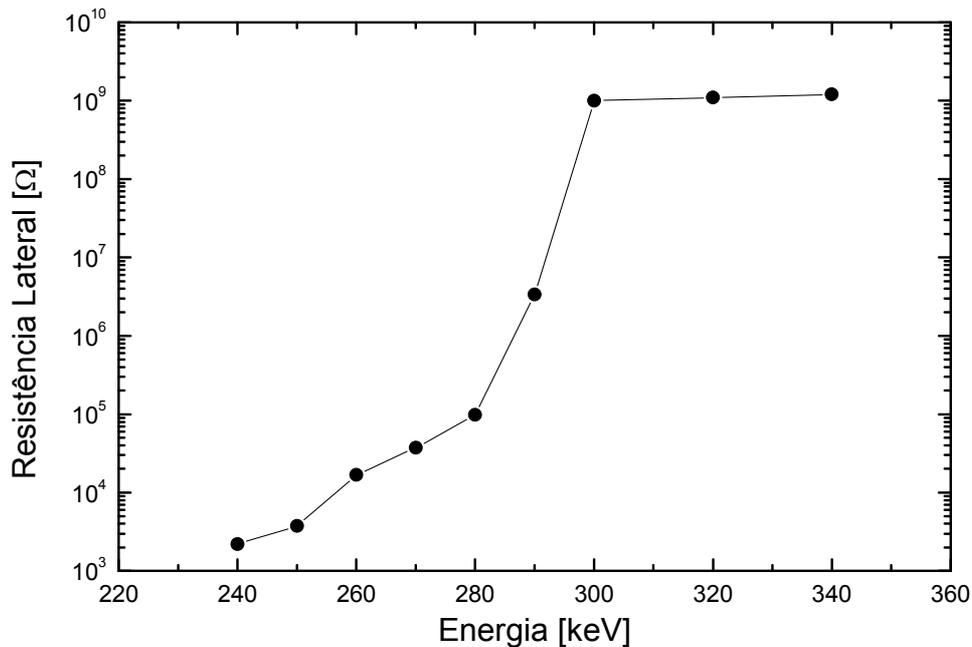


Figura 2-6 Evolução da resistência lateral com o acúmulo de doses de $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ para valores de energia de implantação crescentes em amostras DBR *tipo-p*.

Os comportamentos de isolação perpendicular e lateral de amostras DBR *tipo-n* e *tipo-p* foram estudados. A evolução dos valores de resistência medidos está representada na Figura 2-7. As implantações foram realizadas com energia de 600 keV para garantir um perfil de defeitos mais uniforme ao longo da estrutura DBR (como representado na Figura 2-5). Embora fossem esperadas diferenças nas características das isolações lateral e perpendicular, uma vez que, no segundo caso, a condução ocorre através das barreiras das heterojunções, os resultados apresentaram comportamentos similares para ambos os casos.

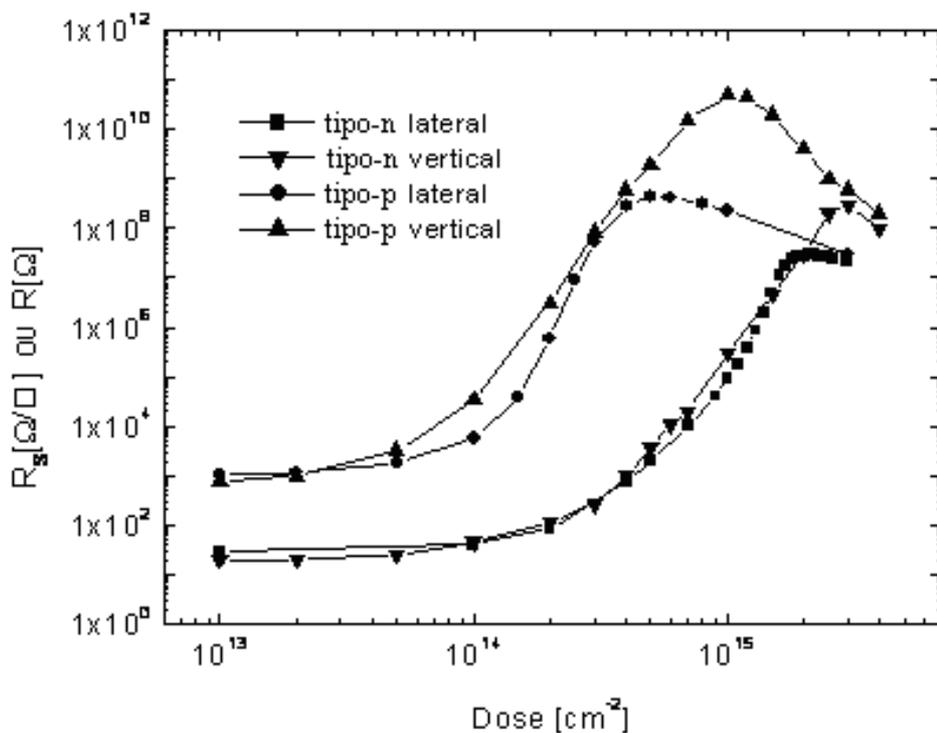


Figura 2-7 Evolução da resistência de folha lateral e da resistência perpendicular (vertical) com o acúmulo da dose de prótons de 600 keV em amostras DBR *tipo-p* e *tipo-n*.

Para o caso das medidas laterais, como já foi descrito anteriormente, as amostras podem ser comparadas a uma estrutura de resistores em paralelo. Um resistor representando a camada DBR, outro representando a região do substrato onde fica localizado o pico da distribuição dos defeitos de implantação, e um último, correspondente ao resto do substrato. Para valores baixos de fluência de prótons, o valor do primeiro resistor é muito menor que o valor dos demais, já que o substrato é semi-isolante. Assim, a resistência medida corresponde praticamente àquela da estrutura DBR. Com o aumento da dose, esta resistência vai crescendo até atingir valores comparáveis à resistência do substrato. Neste ponto, a resistência medida dependerá fortemente tanto da resistência da camada DBR quanto da resistência do substrato. Acumulando doses de implantação ainda maiores, a resistência do DBR ficará maior que a do substrato, e o valor total medido corresponderá à

resistência de folha do substrato semi-isolante. Um platô, então, é obtido até valores de fluência suficientemente altos para que a condução *hopping* comece a ser observada na região correspondente ao pico da distribuição de defeitos. A resistência desta região passará, a partir deste ponto, a dominar a medida.

Já no caso das medidas perpendiculares, podemos aproximar as amostras com uma estrutura de resistores em série. Um com a resistência da camada DBR, e outro com a resistência do substrato, que, neste caso, é fortemente dopado. Não há mais a limitação do valor do substrato semi-isolante como no caso lateral; por isso, o valor de resistência medido vai crescendo com o acúmulo da dose até que a condução *hopping* se manifeste na estrutura DBR.

A similaridade entre as curvas de isolamento lateral e perpendicular é um indício de que os parâmetros obtidos no caso lateral podem também ser usados para se estimar a isolamento perpendicular.

A estabilidade térmica da isolamento lateral em amostras DBR *tipo-n* e *tipo-p* também foi estudada. Para tanto, usamos três diferentes doses de implantação em cada caso. Para o caso *tipo-p*, estes valores correspondem à dose de limiar, uma dose no meio do platô e uma última correspondendo a uma situação de forte condução *hopping*. Para a isolamento de DBR *tipo-n*, no entanto, como mostram os dados da Figura 2-7, o valor de D_{th} não pode ser obtido. Isto porque a doses inferiores a esta, a condução *hopping* já havia reduzido significativamente a resistência do substrato na região do pico do perfil de defeitos (a ponto de tornar a resistência de folha desta região comparável ou menor que a da estrutura DBR). O valor medido para doses altas, então, é muito influenciado por esta camada de substrato. Assim sendo, escolhemos para a análise da estabilidade térmica um valor de dose em que a camada com condução *hopping* ainda fosse suficientemente mais resistiva que a camada DBR a ponto de não interferir significativamente no valor medido ($1,4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$); um valor para o qual a resistência de folha medida corresponde à camada do substrato com *hopping* ($3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$); e um valor intermediário ($2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$).

A Figura 2-8 mostra a evolução da resistência lateral medida nas amostras DBR *tipo-n* com a temperatura de recozimento. Para as três doses estudadas, semelhante comportamento foi observado: uma forte recuperação dos defeitos para temperaturas entre 200 e 350°C. A estabilidade térmica não é superior a 150°C.

A estabilidade térmica das amostras *tipo-p*, por sua vez, está representada na Figura 2-9. Para a dose de limiar e para a dose correspondente ao platô, há um forte efeito de recozimento já à temperatura de 200°C. Para o caso correspondente à condução *hopping*, foi obtida uma estabilidade térmica de ~ 300°C.

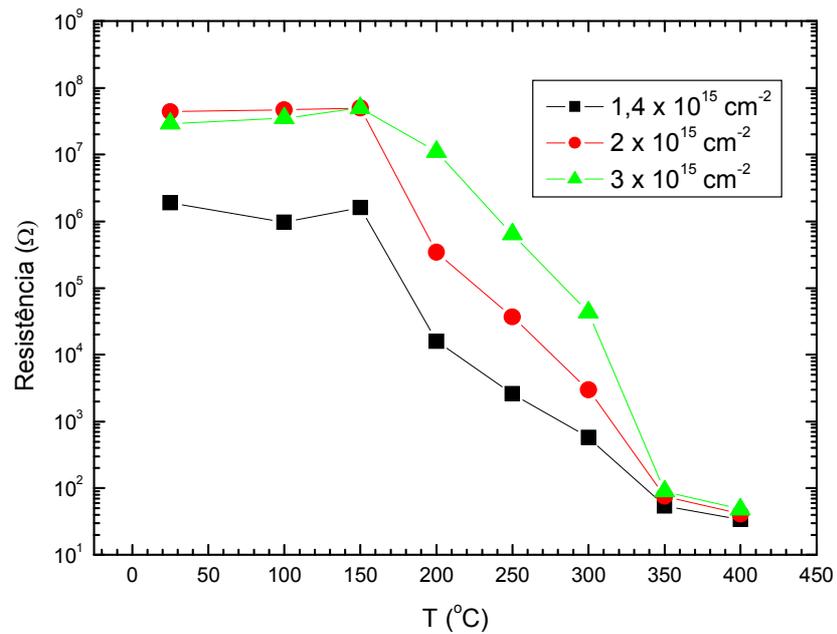


Figura 2-8 Estabilidade Térmica para medidas de resistência lateral em amostras DBR *tipo-n*.

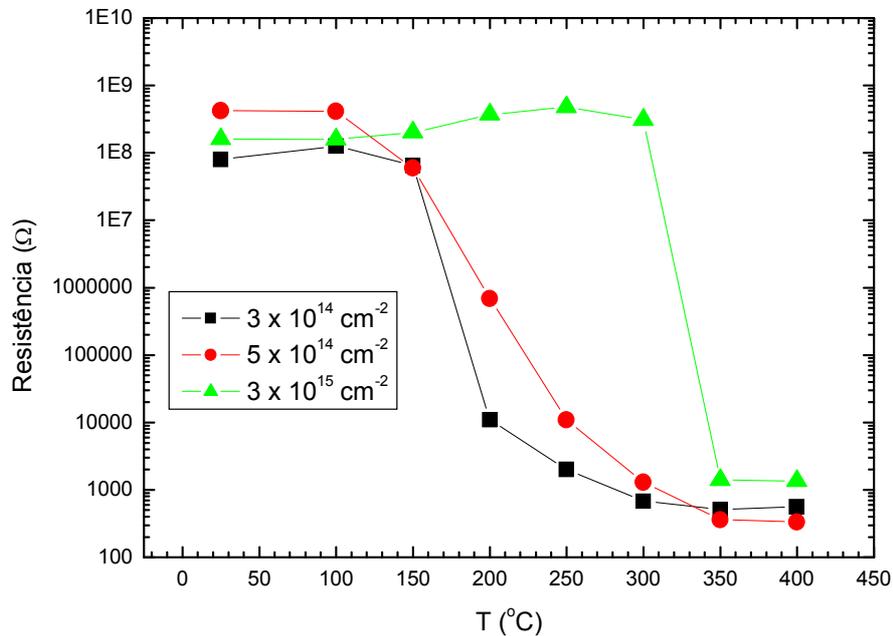


Figura 2-9 Estabilidade térmica para medidas de resistência lateral em amostras DBR *tipo-p*.

2.4 Conclusões

Os dados obtidos nos permitem projetar as isolações por implantação em VCSELS com estruturas DBR como as consideradas neste trabalho. As energias de implantação não devem ser superiores a 300 keV, para não afetarem a região ativa. Simulações TRIM podem ser usadas para estimar, de maneira mais grosseira, a distribuição de defeitos. Como a dose de limiar é inversamente proporcional à concentração de defeitos, as curvas de isolação apresentadas podem servir de base para se avaliar a dose de implantação necessária para atingir-se D_{th} com qualquer energia de implantação. O mesmo valor de dose pode ser usado para as isolações lateral e perpendicular. Após a etapa de implantação, passos térmicos devem ficar restritos a temperaturas inferiores a 150°C.

3. Simulando Curvas de Isolação por Implantação de Prótons em GaAs

3.1 Introdução

Como apresentado no capítulo introdutório, a isolação de GaAs por implantação de prótons é um processo que vem sendo muito estudado; no entanto, os dados experimentais obtidos até agora ainda não são suficientes para uma completa descrição deste processo. O objetivo deste estudo é aplicar um modelo simples e geral para a isolação por implantação em semicondutores ao caso específico do GaAs. Com isso, pretendemos verificar a validade da atribuição da isolação a alguns conjuntos específicos de defeitos, visando melhor estimar o nosso conhecimento sobre este processo e determinar quais parâmetros devem ser estudados, em trabalhos futuros, para que se possa chegar a uma descrição mais completa.

3.2 O Modelo

Seja um semicondutor com uma conhecida distribuição de níveis dentro de sua banda proibida, incluindo níveis de dopantes. A cada nível está associado o seguinte conjunto de parâmetros: um valor de energia relativo à banda de valência (E_i), um valor de concentração inicial (N_{0i}), uma taxa de introdução (T_i) e uma transição de estado de carga (EC_i). As taxas de introdução são definidas, assumindo-se que a variação na concentração do nível (ΔN_i) dependa linearmente da dose de implantação de prótons (D), como:

$$T_i = \frac{\Delta N_i}{D}.$$

(3-1)

A transição de estado de carga é determinada pela carga correspondente ao nível vazio, a mais positiva (analisaremos o caso de mais de um nível por defeito adiante).

Todos estes parâmetros são considerados como entradas para o modelo. A idéia, então, é usá-los para a obtenção das curvas de isolamento R_s x D . Para tanto, iremos considerar amostras com a mesma estrutura das utilizadas experimentalmente: logo abaixo dos contatos, existe uma camada condutiva com resistência de folha dada por:

$$R_{s1} = \frac{\rho_1(D)}{d}, \quad (3-2)$$

onde “ ρ ” é a resistividade, e “ d ” é a espessura desta camada (que também é um parâmetro de entrada). Abaixo desta, fica o substrato semi-isolante, com $R_{s2} \sim 2 \times 10^9 \Omega/\square$.¹⁶ Desta forma, a resistência de folha medida será:

$$R_s = \frac{R_{s1}R_{s2}}{R_{s1} + R_{s2}}. \quad (3-3)$$

Para estimá-la, basta se obter $\rho_1(D)$. Como

$$\rho_1(D) = \frac{1}{en(D)\mu_n(D) + ep(D)\mu_p(D)}, \quad (3-4)$$

onde “ e ” é a carga do elétron, temos que estimar a evolução, com a dose de implantação de prótons, da concentração de elétrons na banda de condução (n), da mobilidade destes (μ_n), da concentração de lacunas na banda de valência (p) e da mobilidade destas (μ_p). As concentrações de portadores livres são dadas por²⁶:

$$n(D) = 2N_c e^{-\frac{E_c - E_f(D)}{kT}}; \quad (3-5)$$

$$p(D) = 2N_v e^{-\frac{E_f(D) - E_v}{kT}}, \quad (3-6)$$

onde as densidades de estados nas bandas de condução e valência são dadas respectivamente por: ⁴⁶ $N_c = 4,7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ e $N_v = 9 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

A idéia, então, é estimar a posição do nível de Fermi, E_f , para uma dada distribuição de defeitos na banda proibida, usando um simples cálculo de conservação de carga. Vamos,

inicialmente, assumir que cada defeito possua apenas dois possíveis estados de carga, e, conseqüentemente, cada nível corresponda a um defeito diferente. Assim sendo, a concentração do i -ésimo defeito no estado de carga $EC_i - 1$ (nível cheio), $[EC_i - 1]$, será dada, usando a distribuição de Fermi Dirac, por:

$$[EC_i - 1] = \frac{N_{0i} + T_i D}{1 + e^{\frac{E_i - E_f}{kT}}}. \quad (3-7)$$

Já a concentração deste mesmo defeito no estado de carga EC_i , $[EC_i]$, será dada por:

$$[EC_i] = N_{0i} + T_i D - [EC_i - 1] = (N_{0i} + T_i D) \left(1 - \frac{1}{1 + e^{\frac{E_i - E_f}{kT}}} \right). \quad (3-8)$$

Podemos então, calcular a carga total obtida para um dado valor de E_f :

$$q(E_f) = e \left(p - n + \sum_i \{ EC_i [EC_i] + (EC_i - 1) [EC_i - 1] \} \right). \quad (3-9)$$

O valor real de E_f será dado pela condição de carga total nula:

$$q(E_f) = 0. \quad (3-10)$$

Para o caso de um defeito com três possíveis estados de carga, há dois níveis associados ao mesmo defeito. Para caracterizá-lo completamente, vamos manter o índice já utilizado para cada defeito e acrescentar um novo índice, varrendo os diferentes níveis do mesmo defeito, do de menor energia para o de maior energia. Assim, podemos definir para um defeito j com dois níveis, por exemplo:

$$[EC_{j,2} - 1] = (N_{0j} + T_j D) \left(\frac{1}{1 + e^{\frac{E_{j,2} - E_f}{kT}}} \right) \left(\frac{1}{1 + e^{\frac{E_{j,1} - E_f}{kT}}} \right), \quad (3-11)$$

$$[EC_{j,1} - 1] = [EC_{j,2}] = \frac{N_{0j} + T_j D}{1 + e^{\frac{E_{j,1} - E_f}{kT}}} - [EC_{j,2} - 1], \quad (3-12)$$

$$\begin{aligned} [EC_{j,1}] + [EC_{j,2}] + [EC_{j,2} - 1] &= N_{0j} + T_j D \\ \rightarrow [EC_{j,1}] &= N_{0j} + T_j D - [EC_{j,2}] - [EC_{j,2} - 1], \end{aligned} \quad (3-13)$$

onde $E_{j,1} < E_{j,2}$.

Usando esta nova nomenclatura, podemos reescrever de maneira mais geral a relação (3-9) como:

$$q(E_f) = e \left(p - n + \sum_i \left\{ \sum_{k=1}^{n_i} EC_{i,k} [EC_{i,k}] + (EC_{i,n_i} - 1) [EC_{i,n_i} - 1] \right\} \right), \quad (3-14)$$

onde n_i é o número de níveis relativos ao defeito i , e o somatório em k vai do nível com energia mais baixa para o de maior energia. Para o caso de um único nível por defeito, $n_i = k = 1$; logo, estes índices passam a ser dispensáveis e retornamos a (3-9).

De qualquer forma, a idéia do cálculo permanece intacta: acharemos uma $q(E_f)$ usando os dados dos níveis como entrada, e, então, poderemos calcular o valor real de E_f usando a condição de carga total nula. Uma vez com este valor, p e n são facilmente obtidos através de (3-5) e (3-6).

Resta, então, estimar μ_n e μ_p . A contribuição básica para a mobilidade dos portadores livres que é fortemente alterada pela implantação iônica consiste no espalhamento por centros Coulombianos. Existem alguns modelos empíricos^{47,29} para estimar os valores de mobilidade com o aumento da concentração destes centros. Por exemplo, seguindo a descrição adotada na Referência [29], teremos:

$$\mu_n = 92 \left(\frac{T}{300} \right)^{-0.57} + \frac{1268 \left(\frac{T}{300} \right)^{-2.33}}{1 + \left(\frac{N_{centros}}{1.3 \times 10^{17} \left(\frac{T}{300} \right)^{2.4}} \right)^{0.91 \left(\frac{T}{300} \right)^{-0.146}}}$$

(3-15)

e

$$\mu_p = 54.3 \left(\frac{T}{300} \right)^{-0.57} + \frac{406.9 \left(\frac{T}{300} \right)^{-2.23}}{1 + \left(\frac{N_{centros}}{2.35 \times 10^{17} \left(\frac{T}{300} \right)^{2.4}} \right)^{0.91 \left(\frac{T}{300} \right)^{-0.146}}}$$

(3-16)

onde μ_p é a mobilidade das lacunas, μ_n é a mobilidade dos elétrons, T é a temperatura e $N_{centros}$ é a concentração de centros Coulombianos.

Para obtermos as mobilidades, basta, então, calcularmos a concentração desses centros usando o valor de E_f obtido para cada D. Para o caso de defeitos com apenas dois estados de carga, por exemplo, ela pode ser estimada como:

$$N_{centros} = \sum_i \left(\kappa_{EC_i,0} [EC_i] + \kappa_{EC_i-1,0} [EC_i - 1] \right)$$

(3-17)

onde κ_{ij} é definida como $\kappa_{i,j} = \begin{cases} 1 \rightarrow i \neq j \\ 0 \rightarrow i = j \end{cases}$.

De maneira mais geral, teremos:

$$N_{centros} = \sum_i \left(\sum_{j=1}^{n_i} \kappa_{EC_{i,j},0} [EC_{i,j}] + \kappa_{EC_{i,n_i}-1,0} [EC_{i,n_i} - 1] \right).$$

(3-18)

Desta forma, supondo concentrações uniformes para os defeitos criados na região ativa, conseguimos estimar todas as contribuições da relação (3-4) como funções da dose D

de implantação. Variando esta dose, então, podemos simular a curva de isolação que seria obtida para a distribuição de níveis dada como entrada. Este modelo não leva em conta a condução *hopping*, limitando a validade das curvas simuladas a regiões de dose de implantação em que esta condução não se manifeste.

3.3 Resultados e Discussão

Usaremos este simples modelo para simular a evolução da resistência de folha de GaAs com o acúmulo da dose de implantação de prótons para diferentes configurações de níveis introduzidos pela irradiação. Estas configurações foram obtidas a partir de dados experimentais retirados da literatura. Antes, porém, de começarmos a analisar cada caso em maior detalhe, um breve comentário deve ser feito sobre estes dados experimentais. Como foi visto, as informações sobre os defeitos de implantação relevantes à isolação são suas taxas de introdução, seus possíveis estados de carga (que representaremos utilizando a notação usual onde cada transição de estado de carga é descrita pelo estado de carga correspondente ao nível vazio – estado mais positivo - seguido de uma barra e do estado de carga correspondente ao nível cheio; ex.: 0/-, +/-, etc...) e as energias de seus níveis. Boa parte dos defeitos que analisaremos foi medida com DLTS. Esta técnica, como o descrito no capítulo introdutório, pode nos fornecer informações sobre energias e taxas de introdução de níveis; no entanto, por si só, ela não nos traz nenhum dado relevante sobre as transições de carga de cada nível. Estes dados foram, então, estimados usando diferentes modelos de transição de estado de carga propostos para cada nível medido. Além disso, deve-se salientar que o DLTS convencional, também chamado de DLTS de portadores

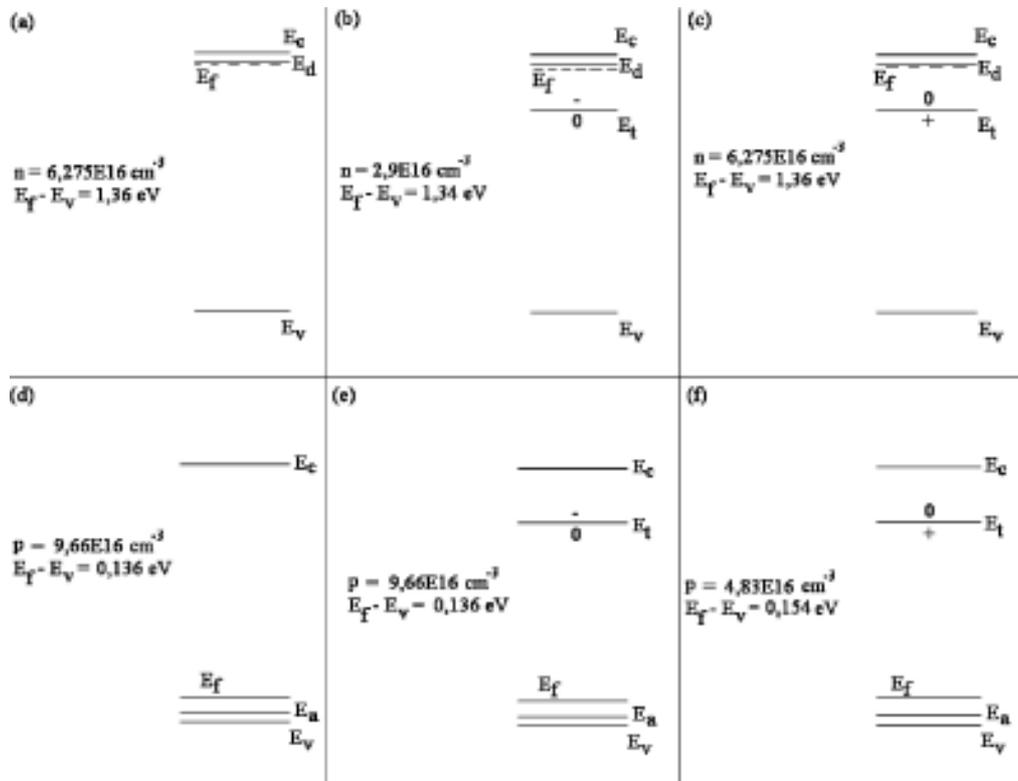


Figura 3-1 Exemplo da influência da transição de estado de carga no tipo de portador livre que um centro pode compensar. (a)/(d) representam GaAs *tipo-n/tipo-p* com $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ de dopantes antes da introdução do nível E_t . Em (b) e (e) o nível com energia E_t (concentração de $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) é introduzido com a transição $0/-$, atuando como um centro compensador de elétrons. Em (c) e (f), o nível é introduzido com a transição $+/0$, atuando como um centro compensador de lacunas. Como a energia E_t está muito mais próxima de E_c do que de E_v , esse nível seria medido por DLTS convencional em amostras *tipo-n*; no entanto, como representado em (f), ele pode ser um centro de compensação de lacunas. E_a corresponde ao nível de aceitadores, e E_d , ao de doadores.

majoritários, é sensível apenas a níveis que se comuniquem com uma específica banda: no caso de medidas em semicondutores *tipo-n*, com a banda de condução; e, no caso *tipo-p*, com a banda de valência. O que vai, basicamente, determinar²⁶ as probabilidades de comunicação de um nível com cada banda é sua posição no *gap* e suas secções de choque de captura para os diferentes portadores livres. Para a isolamento, no entanto, o comportamento dinâmico de um nível (com qual banda ele se comunicará com maior probabilidade) não é relevante. A introdução de um nível que se comunica exclusivamente com a banda de condução pode, dependendo da sua transição de estado de carga,

efetivamente reduzir a concentração de lacunas livres na banda de valência em material *tipo-p* (vale lembrar que as bandas se comunicam entre si). A Figura 3-1 exemplifica isto. Assim, para simular a isolação por implantação em um semiconductor *tipo-n*, por exemplo, não basta pegarmos dados de medidas DLTS convencionais em amostras *tipo-n*. Também devemos usar os dados das medidas em amostras *tipo-p*, assumindo que os defeitos formados não dependam da espécie dopante ou do tipo de dopagem (podem-se usar também medidas DLTS de minoritários, como descrito na literatura²⁶).

Dito isto, vamos iniciar considerando a associação feita previamente¹⁶ entre defeitos relativos a anti-sítios e o processo de isolação. Esta associação foi sugerida devido à fraca dependência de D_{th} com o recozimento dinâmico. Existem alguns modelos de defeitos associados a anti-sítios em GaAs^{48,49,50}. Usando estes dados, podemos construir um esquema de níveis como o descrito na Figura 3-2 e na Tabela 3-1. Como As e Ga possuem massas parecidas, e há também uma similaridade¹² nas energias necessárias para um próton incidente tirar um As ou um Ga de seu respectivo sítio (*displacement energies*), assumimos o mesmo valor para as taxas de introdução dos dois tipos de anti-sítios. Este valor foi estimado usando-se o programa de simulação Monte Carlo TRIM¹². A Figura 3-2 mostra também a evolução da resistência de folha simulada com a dose de prótons de 600 keV (linhas), comparando-a com dados obtidos experimentalmente (pontos). Tanto o caso *tipo-p* quanto o *tipo-n* são considerados.

Tabela 3-1 Dados dos níveis relacionados a anti-sítios utilizados como entrada para a simulação.

Defeito	Energia do nível	Transição de carga	Taxa de Introdução ($\text{Ion}^{-1} \text{cm}^{-1}$)	Referência
$\text{As}_{\text{Ga}} + \text{V}_{\text{As}}$	$E_c - 0,35 \text{ eV}$	+/0	1000	[48]
$\text{As}_{\text{Ga}} + \text{V}_{\text{As}}$	$E_c - 0,74 \text{ eV}$	++/+	1000	[48]
Ga_{As}	$E_v + 0,23 \text{ eV}$	-/ - -	1000	[49], [50]
Ga_{As}	$E_v + 0,077 \text{ eV}$	0/-	1000	[49], [50]

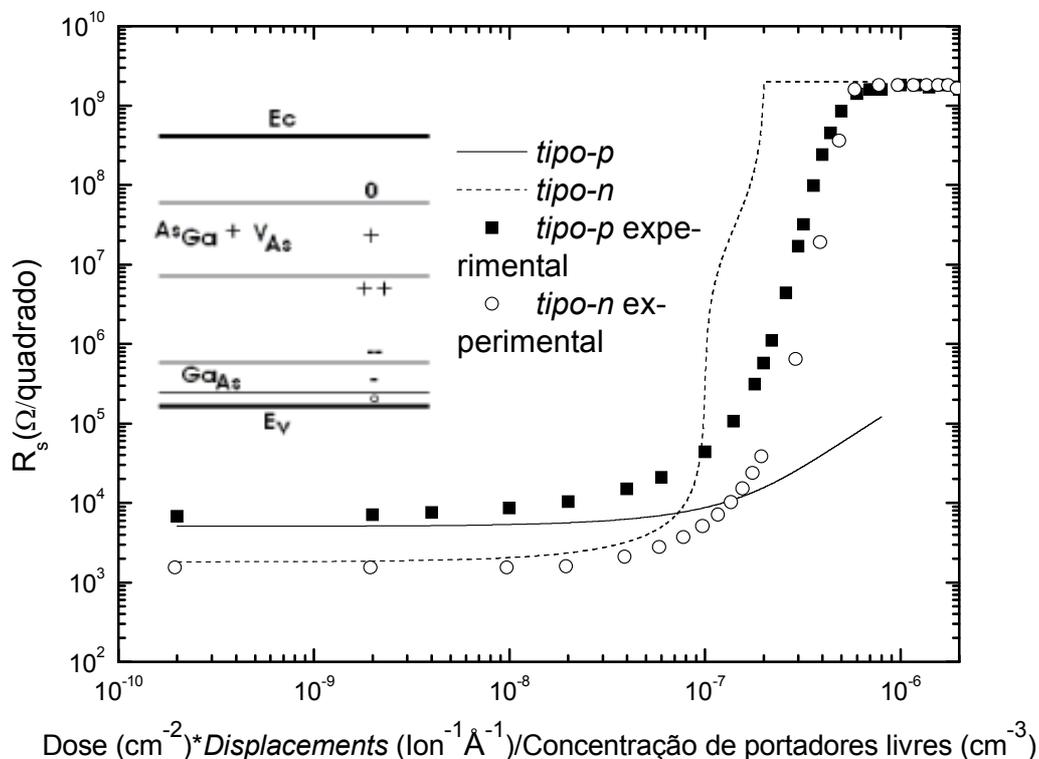


Figura 3-2 Representação do esquema de níveis relacionados a anti-sítios e comparação entre as simulações usando estes dados e os pontos experimentais. No eixo x, o valor da dose foi multiplicado pelo parâmetro *Displacements* obtido com o programa de simulação TRIM,¹² no intuito de se obter a concentração estimada de colisões que retiram átomos da rede de suas posições originais. Esse valor foi, por fim, normalizado com relação à concentração inicial de portadores livres. Desta forma, as curvas de isolação obtidas tornam-se mais gerais (a posição em x do limiar da implantação será a mesma para diferentes íons – ver Figura 1-5 - e para diferentes concentrações iniciais de portadores livres).

Como comentado no capítulo introdutório e representado pelos dados experimentais na Figura 3-2, em GaAs, as curvas de isolação para amostras *tipo-p* e *tipo-n* apresentam doses de limiar e regiões de crescimento similares. Este não é, no entanto, o comportamento apresentado pelas curvas simuladas, o que nos mostra que, ou os modelos adotados aqui para os defeitos relacionados a anti-sítios não estão corretos, talvez

incompletos, ou a hipótese de associação do processo de isolação à introdução apenas destes defeitos não é apropriada.

Para construir o segundo esquema de níveis a ser utilizado como entrada para o modelo, serão considerados os níveis observados via DLTS na referência [17]. Como mencionado anteriormente, esta foi uma medida convencional de transientes de capacitância. Isto limita a concentração de defeitos a valores muito inferiores à concentração de dopantes; ou seja, a doses de implantação bem inferiores a D_{th} . Esta simulação, portanto, é importante para sabermos se a introdução linear destes níveis observados no início da curva de isolação é capaz de reproduzir por si só toda a curva. Os dados adotados estão representados na Tabela 3-2, e a Figura 3-3 compara os resultados da isolação com pontos experimentais. Novamente, o comportamento experimental não é reproduzido. Isto ocorre porque, além de todas as incertezas nas estimativas dos parâmetros de entrada, as medidas referidas acima se limitavam a temperaturas de 70K, sendo incapazes de detectar algumas contribuições.

Tabela 3-2 Níveis observados na Referência [17].

Nível	Energia	Transição de Carga	Taxa de Introdução ($10n^{-1} cm^{-1}$)
Pn1_Ref[17]	Ec - 0.82 eV	+/0	46
Pn2_Ref[17]	Ec - 0.80 eV	+/0	173
Pn3_Ref[17]	Ec - 0.67 eV	++/+	436
Pn4_Ref[17]	Ec - 0.39 eV	+/0	24
Pn5_Ref[17]	Ec - 0.30 eV	+/0	481
Pp1_Ref[17]	Ev + 0.64 eV	0/-	855
Pp3_Ref[17]	Ev + 0.42 eV	0/-	761
Pp4_Ref[17]	Ev + 0.29 eV	0/-	204

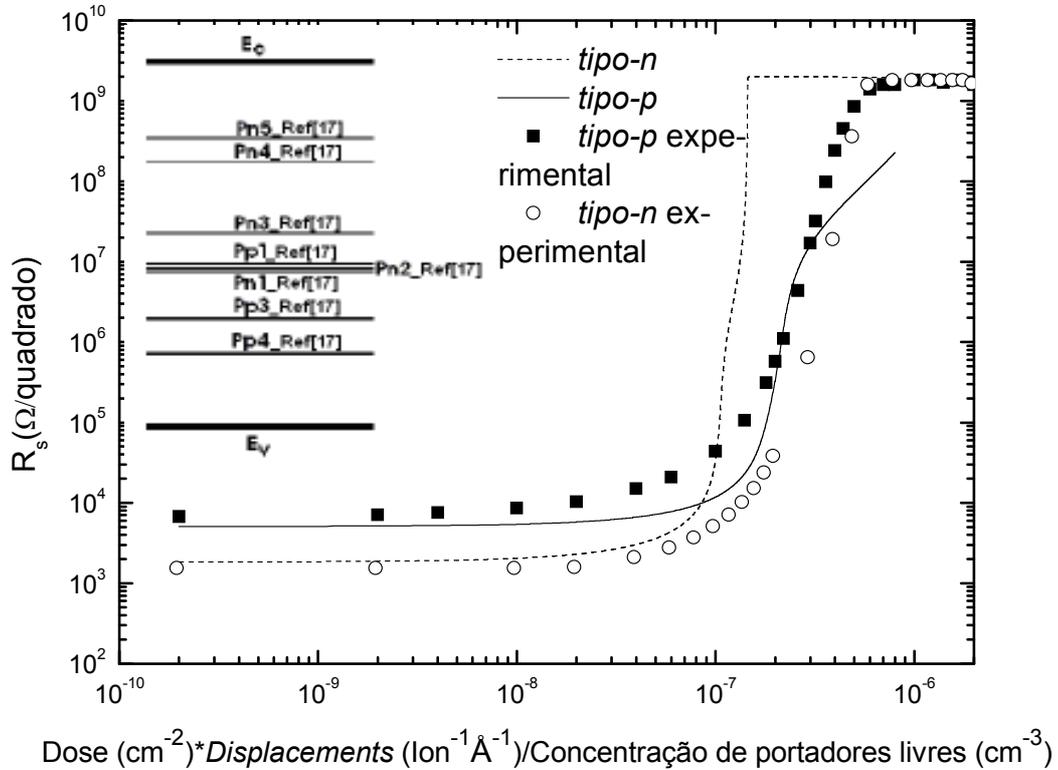


Figura 3-3 Simulação da curva de isolamento usando os dados da Referência [17].

O último esquema que usaremos neste trabalho, então, consiste em adicionar aos níveis do esquema anterior algumas contribuições extras, medidas na literatura para regiões de mais baixa temperatura. Para medidas DLTS em GaAs *tipo-n*, como mencionado anteriormente, duas novas contribuições se fazem presentes^{20, 19, 51} em regiões de mais baixa temperatura. A estes níveis, chamados E1_Ref[20] e E2_Ref[20], foram atribuídas⁵² respectivamente as transições de carga 0/- e +/-0. Acredita-se²¹ que sejam dois níveis de um mesmo defeito, a vacância de Arsênio. Sua taxa de introdução foi estimada em duas vezes a taxa de introdução de Pn5_Ref[17] (que foi identificado¹⁷ como E3_Ref[20]). Para medidas em amostras *tipo-p* irradiadas com elétrons, um nível nomeado H0_Ref[20] foi medido em baixas temperaturas. Este nível foi associado⁵² à transição de carga 0/- do anti-sítio Ga_{As} e, para estimar sua taxa de introdução, novamente assumimos que a mesma concentração de

ambos os tipos de anti-sítios é formada. A Tabela 3-3 apresenta o conjunto completo de níveis utilizados para a simulação representada na Figura 3-4.

Tabela 3-3 Descrição dos níveis medidos com DLTS que serão utilizados na simulação das curvas de isolamento por implantação.

Nível	Energia	Transição de Carga	Taxa de Introdução (Ion ⁻¹ cm ⁻¹)	Referência
Pn1_Ref[17]	Ec - 0.82 eV	+/0	46	[17]
Pn2_Ref[17]	Ec - 0.80 eV	+/0	173	[17]
Pn3_Ref[17]	Ec - 0.67 eV	++/+	436	[17]
Pn4_Ref[17]	Ec - 0.39 eV	+/0	24	[17]
Pn5_Ref[17]	Ec - 0.30 eV	+/0	481	[17]
Pp1_Ref[17]	Ev + 0.64 eV	0/-	855	[17]
Pp3_Ref[17]	Ev + 0.42 eV	0/-	761	[17]
Pp4_Ref[17]	Ev + 0.29 eV	0/-	204	[17]
E1_Ref[20]	Ec - 0.045 eV	0/-	962	[52], [19], [20]
E2_Ref[20]	Ec - 0.14 eV	+/0	962	[52], [19], [20]
H0_Ref[20]	Ev + 0.06 eV	0/-	482	[52], [20]

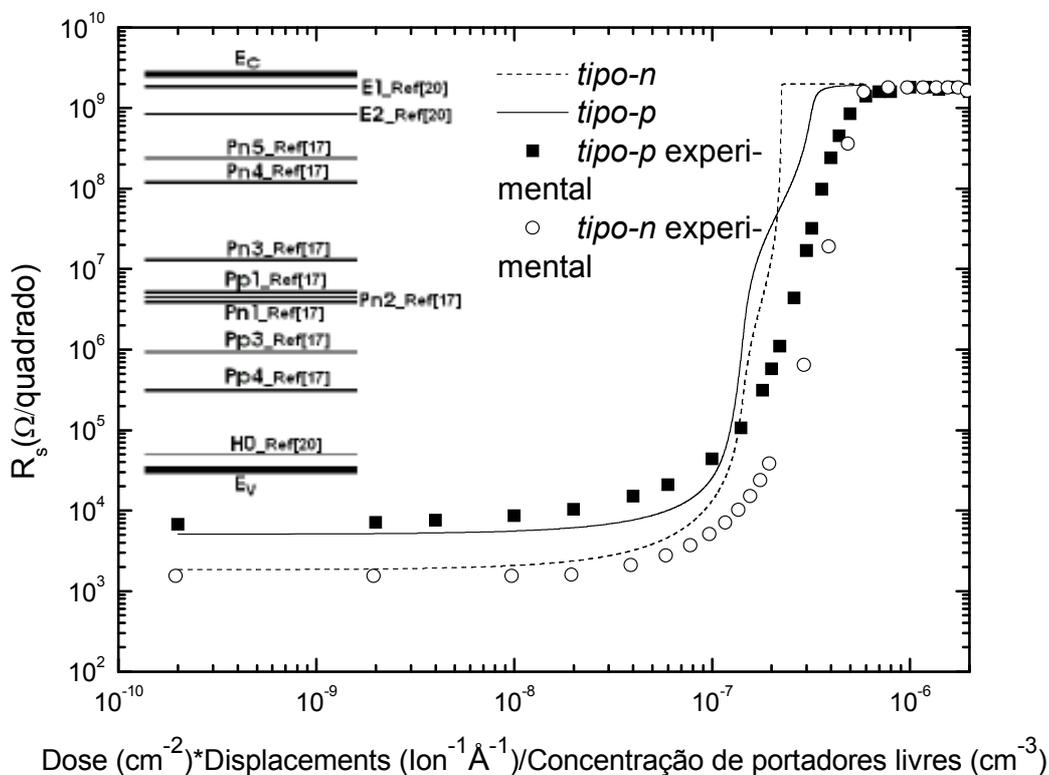


Figura 3-4 Comparação entre as curvas simuladas com a estrutura de níveis representada (contendo níveis medidos com DLTS em regiões de $T < 70\text{K}$) e os dados experimentais.

Embora os resultados desta simulação apresentem um comportamento qualitativamente mais próximo do experimental, os dados medidos ainda não são reproduzidos de maneira satisfatória: os valores de D_{th} não são os mesmos para os casos *tipo-n* e *tipo-p*, e ambas as curvas calculadas estão deslocadas para a região de mais baixas doses em relação às curvas experimentais. Isto nos mostra que as entradas utilizadas, juntamente com as aproximações feitas, não são capazes de descrever completamente a isolação por implantação de prótons em GaAs. A falta de trabalhos experimentais e teóricos que revelem com mais exatidão não apenas a distribuição de níveis responsáveis por este processo, mas também as propriedades características destes, como taxas de introdução e transições de estado de carga, ainda é um obstáculo para a obtenção de resultados mais

realísticos. Trabalhos experimentais poderão, eventualmente, trazer também resultados incompatíveis com as aproximações feitas: a concentração de algum nível poderá não ser linear com a dose de implantação (o que representaria interação entre defeitos, hipótese descartada, em princípio, devido à não observação de recozimento dinâmico¹⁶); ao invés de níveis discretos, contribuições contínuas podem ser observadas; etc. Neste caso, algumas alterações deverão ser implementadas no modelo.

3.4 Conclusões

A aplicação deste simples modelo para a evolução da resistividade de uma camada condutiva de GaAs com o acúmulo da dose de prótons nos permitiu analisar alguns casos particulares. A utilização dos modelos encontrados na literatura para níveis relativos a defeitos de anti-sítios não é suficiente para descrever, por si só, o processo de isolamento. O emprego de níveis medidos com DLTS apresenta resultados qualitativamente melhores, mas ainda é insuficiente para uma descrição apropriada. Novas e mais completas medidas são necessárias para melhor se estimar a distribuição de níveis relativos a defeitos responsáveis pela isolamento. Além destas, experimentos e modelos teóricos devem ser implementados numa tentativa de se obter informações sobre propriedades destes níveis. O modelo apresentado nos mostra que taxas de introdução e transições de estado de carga são informações essenciais à simulação desta isolamento.

A obtenção de todos estes parâmetros revela-se um processo não apenas trabalhoso como de difícil implementação experimental; desta forma, pode-se também utilizar o modelo como auxílio aos dados experimentais, determinando as propriedades que não puderem ser devidamente medidas com alguma rotina de ajuste.

O restante do texto desta tese apresenta o desenvolvimento do aparato experimental e as medidas que foram realizadas utilizando-o no intuito de se obter um conjunto mais completo e correto de informações sobre os níveis responsáveis pelo processo de isolamento por implantação em GaAs.

4. Desenvolvimento do Sistema DLTS no Laboratório de Microeletrônica do IF-UFRGS

4.1 Introdução

A Espectroscopia de Transientes de Níveis Profundos é uma medida muito importante para o caso do estudo da isolação por implantação iônica, uma vez que, em paralelo com algumas medidas complementares usando o mesmo sistema (como as medidas de variação de taxa de emissão com o campo elétrico que serão discutidas no capítulo 5), pode fornecer grande parte dos parâmetros necessários à descrição de tal processo.

O emprego desta medida, hoje em dia, está tão difundido no mundo que a DLTS tem sido tema presente em conferências internacionais,⁵³ existem empresas especializadas em equipamentos de DLTS, que, inclusive, possuem em sua cartela de clientes diversas gigantes multinacionais do setor de microeletrônica, e até um contrato internacional foi feito, em 1997, para a implementação de um novo tipo desta espectroscopia.⁵⁴

Como já dito anteriormente, a aplicabilidade desta medida não é restrita a defeitos no corpo do semicondutor, mas também abrange defeitos de interface, colocando a DLTS em uma posição de destaque em diversas outras áreas de grande interesse tecnológico, como a de óxidos alternativos para a tecnologia em silício e a de estruturas SOI (silício sobre isolador). A introdução de mais esta medida, unida a outras medidas e processos já desenvolvidos e em desenvolvimento, coloca a UFRGS em uma posição privilegiada no que diz respeito à caracterização elétrica de semicondutores, promovendo-a ainda mais como um centro de excelência regional e nacional em pesquisa de semicondutores e microeletrônica.

O texto que segue aborda os principais aspectos do sistema DLTS desenvolvido no Laboratório de Microeletrônica do Instituto de Física da UFRGS.

4.2 Descrição do Sistema

A medida DLTS consiste basicamente (ver Capítulo 1) na monitoração do processo de emissão de portadores livres a partir de níveis profundos. A amostra, um diodo Schottky ou junção p-n, é polarizada com duas diferentes tensões, V_r e V_p , no intuito de se alterar a configuração de ocupação estacionária destes níveis, permitindo a observação de um transiente. Como representado na Figura 1-17, o diodo é inicialmente polarizado com uma tensão reversa V_r , abrindo uma zona de depleção dentro da qual os níveis profundos a serem medidos tenderão a um estado estacionário em que estarão todos vazios (na verdade, como vimos no capítulo 1, um nível tende a ficar vazio para profundidades menores que x_1 e não x_d – ver Figura 1-20). Após ser atingido este regime estacionário, aplica-se a tensão V_p , que fecha um pouco a zona de depleção, permitindo que alguns dos níveis fiquem cheios novamente. Espera-se tempo suficiente para que este processo se complete e, então, se retorna à tensão V_r , monitorando-se a emissão a partir dos níveis cheios que novamente se encontram na região de depleção (de maneira mais real, $x < x_1$). A forma mais comum para realização deste monitoramento é medindo-se a capacitância desta zona de depleção. A análise dos dados destes transientes de emissão como função da temperatura na amostra nos fornece os parâmetros a respeito dos níveis profundos.

Assim sendo, do ponto de vista experimental, um sistema DLTS tem que ser capaz de controlar a temperatura na amostra, aplicar um pulso de tensão no diodo e medir os transientes de capacitância de sua zona de depleção. Estes requerimentos também são básicos para uma série de outras medidas, algumas inclusive consideradas como variações da DLTS. O sistema deve ser feito pensando-se não apenas na DLTS convencional como também nessas outras medidas. Normalmente é desejado um controle de temperatura com desvio padrão não superior a 0,3 K em toda a faixa medida, mas existem variações da DLTS que necessitam de valores bem inferiores.⁵⁵ As tensões V_r e V_p devem ser muito bem controladas, e a largura do pulso deve, de preferência, poder variar da escala de centenas de nanosegundos a segundos (este é um requerimento para medidas de secção de choque de captura de portadores em níveis profundos,²⁶ que também podem utilizar o mesmo sistema). A medida de capacitância deve ser sensível, para se chegar ao sinal/ruído apropriado com a média do menor número possível de transientes, e capaz de monitorar

tanto variações rápidas (pelo menos da ordem de décimos de milisegundos) quanto lentas (da ordem de segundos).

A Figura 4-1 representa a estrutura básica do sistema desenvolvido no Laboratório de Microeletrônica da UFRGS. Um criostato de dois estágios usando hélio é ligado a um compressor, permitindo-se atingir temperaturas de aproximadamente 14 K em seu cabeçote. Sobre este último, fica localizado o porta-amostra, e, ao seu redor, existe um fio resistor para permitir aquecimento e controle da temperatura. A corrente que passa pelo resistor é determinada de maneira automatizada por um circuito externo interligado ao computador. A temperatura é medida no porta-amostra, próximo à região da amostra, com um diodo de Si polarizado diretamente usando uma fonte de corrente constante de $10\mu\text{A}$. A queda de tensão nos terminais do diodo é medida com um multímetro, também acoplado ao computador, e o seu valor está tabelado como função da temperatura. Dois fios criogênicos ligam a amostra ao meio externo ao criostato, possibilitando o contato desta com o circuito de medida dos transientes de capacitância. Este último, por sua vez, é composto por um medidor de capacitância Boonton 72B, que usa um sinal AC de 1 MHz e 15mV rms, uma etapa de chaveamento para a geração dos pulsos através de duas fontes de tensão programáveis, e um osciloscópio ligado ao computador para a conversão A/D das curvas medidas. Toda a medida é controlada de forma automatizada, utilizando-se um programa de computador que foi desenvolvido pelo autor no Laboratório de Microeletrônica do Instituto de Física da UFRGS.

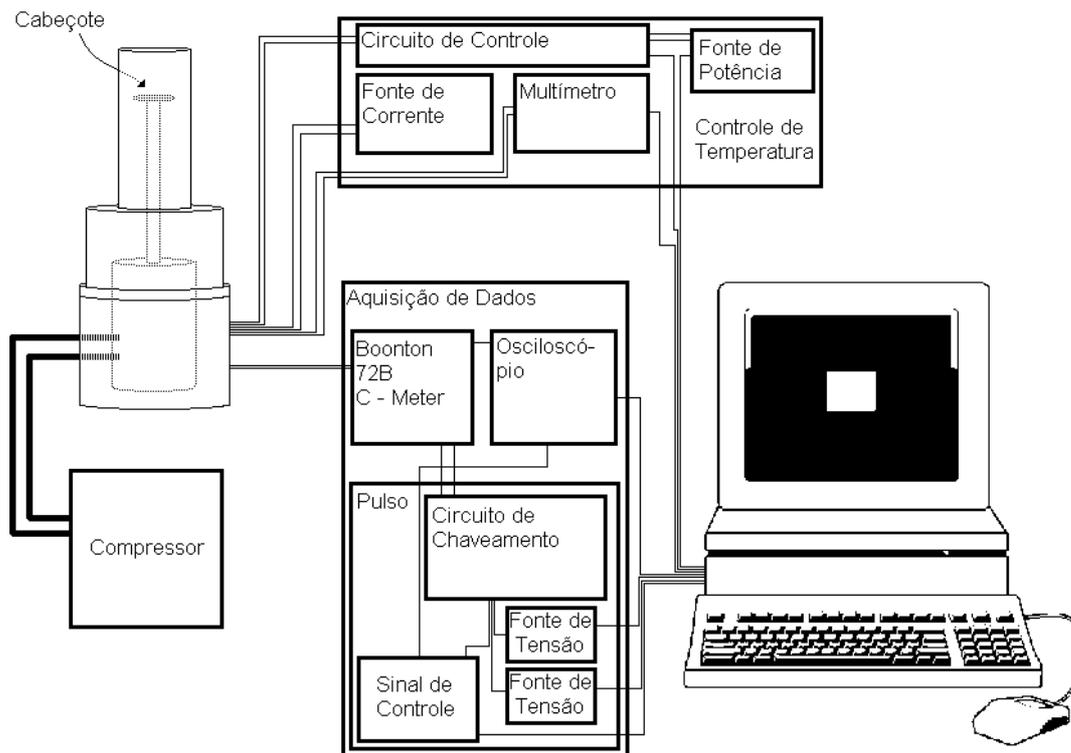


Figura 4-1 Esquema simplificado do Sistema DLTS.

Vamos analisar mais a fundo, então, cada parte da estrutura exposta acima. Iniciaremos pelo sistema de aquisição de transientes de capacitância. A unidade mais importante deste é o medidor de capacitância. Nós adotamos a ponte Boonton 72B. Embora apresente alguns pontos desfavoráveis, este é um dos equipamentos mais utilizados em medidas DLTS devido a sua alta sensibilidade (podem-se resolver diferenças de ~ 4 fF para capacitâncias na faixa de 1pF^{56}). O seu circuito simplificado está representado na Figura 4-2. Como mostra esta figura, um sinal AC de 1 MHz com 15 mV rms é aplicado na amostra através do terminal LO. A resposta a este estímulo, captada pelo terminal HI, é filtrada para se evitar contribuições de outras frequências e comparada com o sinal AC inicial. O valor da capacitância é extraído, de maneira convencional, a partir da amplitude da componente do sinal de resposta com fase deslocada em 90° em relação ao sinal original. As tensões do pulso são aplicadas na amostra através dos terminais traseiros, REAR LO e REAR HI. Há também um ajuste de *offset* e dois terminais diferenciais, DIFF HI e DIFF

LO. O valor do capacitor acoplado entre estes terminais é subtraído da capacitância entre HI e LO. Isto é muito importante porque desejamos medir transientes com ΔC menor que 1pF em diodos com capacitâncias entre 20-500 pF; com este truque, podemos usar sempre a menor e mais sensível escala ($\sim 1\text{pF}$).

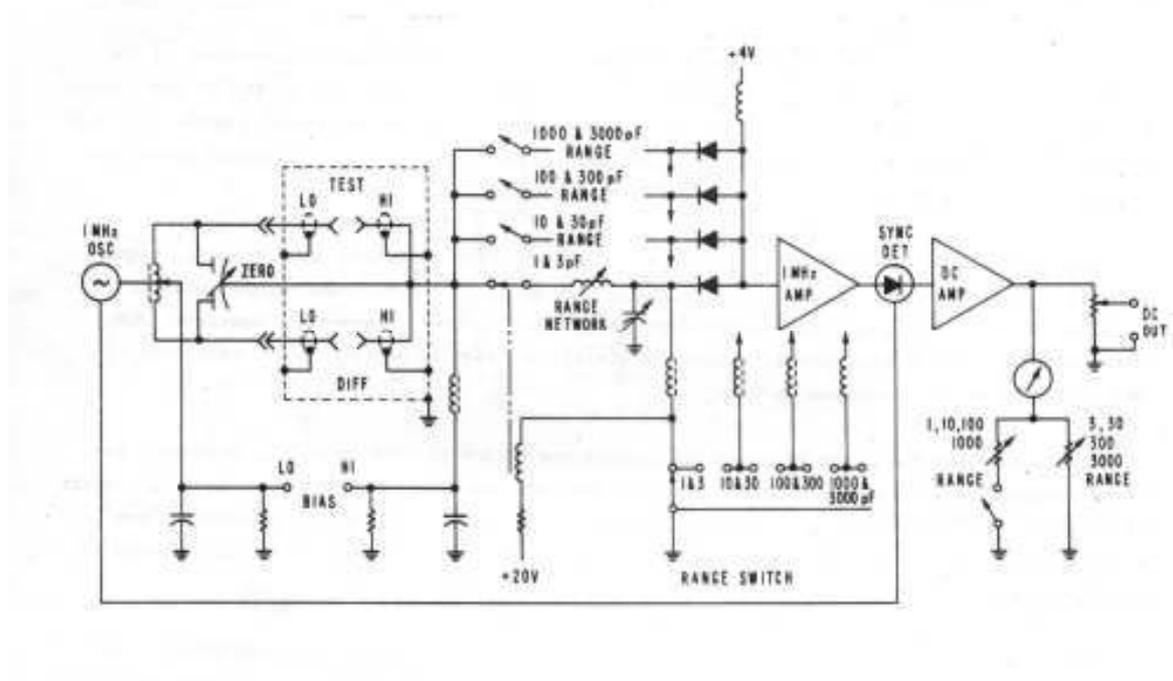


Figura 4-2 Circuito simplificado do medidor de capacitâncias Booton 72B.⁵⁶

Este equipamento, no entanto, possui algumas limitações. Seu tempo de resposta característico é de 1ms, valor muito alto para medidas DLTS. Isto pode ser alterado, em detrimento da razão sinal/ruído, mudando basicamente dois filtros capacitivos⁵⁷. Podem ser atingidos, desta forma, tempos de resposta da ordem de 50 μs . No entanto, este valor é apenas válido para medidas suficientemente afastadas do pulso de tensão. Isto porque o pulso, fechando a zona de depleção, normalmente aumenta muito o valor da capacitância, colocando o equipamento fora da escala. Sua recuperação usualmente requer de 0,5-2,5 ms, dependendo dos capacitores usados como filtros, ver Figura 4-3. A redução desse tempo é crítica porque, no caso de transientes fracos (com ΔC pequeno ($\ll 0,1\text{pF}$)), ele é um limite inferior para os tempos característicos do transiente a ser medido.

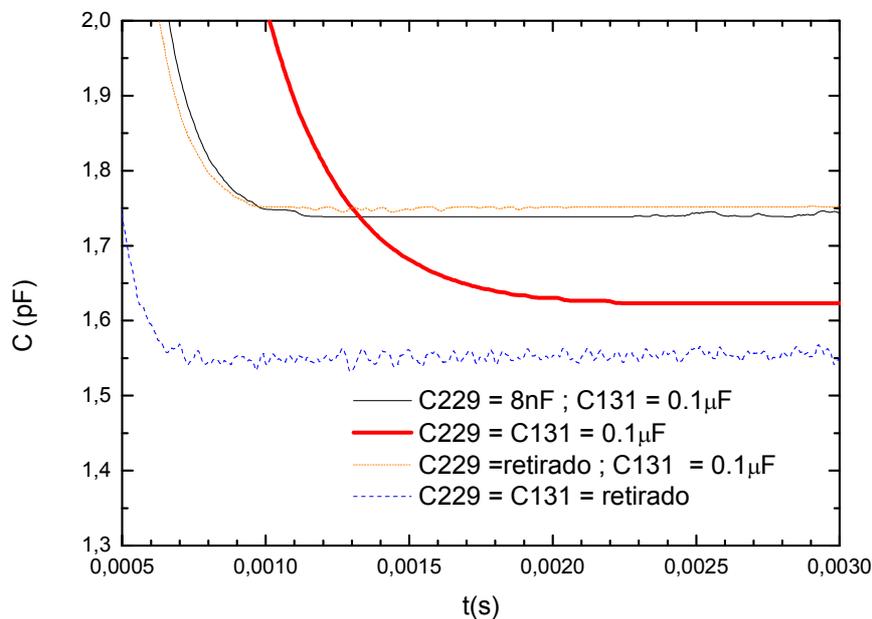


Figura 4-3 Recuperação do medidor de capacitâncias após o pulso para diferentes configurações dos filtros capacitivos C229 e C131.

Além desses problemas, ainda há o fato de que o pulso não é aplicado diretamente na amostra. Utilizam-se as entradas traseiras da Boonton para tanto. A Figura 4-2 mostra a conexão destas entradas com as da amostra, HI e LO. O circuito entre elas limita a largura do pulso a valores maiores que 10 μ s. Isto não é um problema para medidas DLTS convencionais, já que, para estas, o pulso tem que ser demorado o suficiente para que os níveis capturem os portadores livres. Mas há outros tipos de medida, como medidas de secção de choque de captura, que requerem tempos de pulso bem inferiores a este valor.²⁶ Um circuito⁵⁸ com relés para conectar/desconectar a amostra do medidor de capacitância foi proposto para resolver este problema. Usando-o, conseguimos aplicar pulsos de \sim 200 ns na amostra.

Tentamos usar diretamente o gerador de pulso Agilent 81101A; porém, como representado na Figura 4-4 e na Figura 4-5, a recuperação pós pulso do instrumento originava um transiente espúrio sobreposto ao transiente original, complicando e, às vezes, até inviabilizando a medida. Outros equipamentos foram testados no seu lugar, mas a

solução que apresentou melhores resultados foi usar um circuito com chaves analógicas e duas fontes programáveis de tensão constante. As chaves analógicas são controladas pelo gerador de pulso e ligam a saída diretamente a uma fonte de tensão ou à outra, dependendo do sinal de controle. Este esquema se mostrou aplicável para pulsos de duração maior que $\sim 0,5$ ms. Como mencionado acima, estes tempos são altos demais para medidas de secção de choque de captura de portadores. Para estas, deve-se usar o gerador de pulsos diretamente. Isto limita a tensão do pulso a valores bem próximos da tensão reversa, uma vez que a amplitude do transiente espúrio aumenta com o acréscimo desta diferença (ver Figura 4-5 (b)).

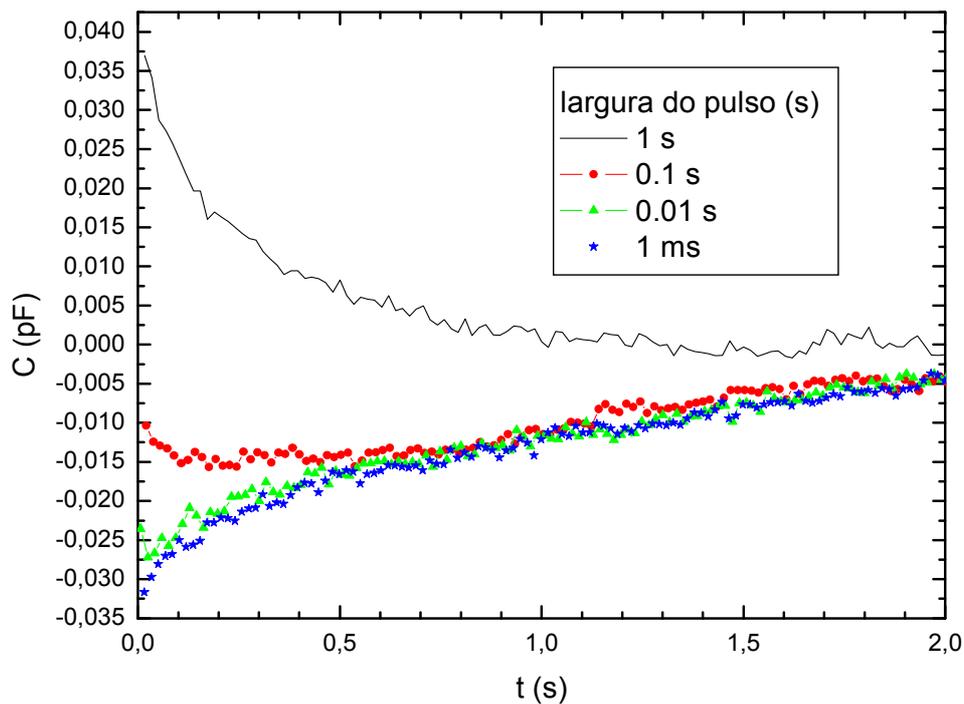


Figura 4-4 Transientes de capacitância medidos usando o Agilent 81101A para a aplicação do pulso.

Dados cada vez mais errôneos são observados aumentando-se a largura do pulso.

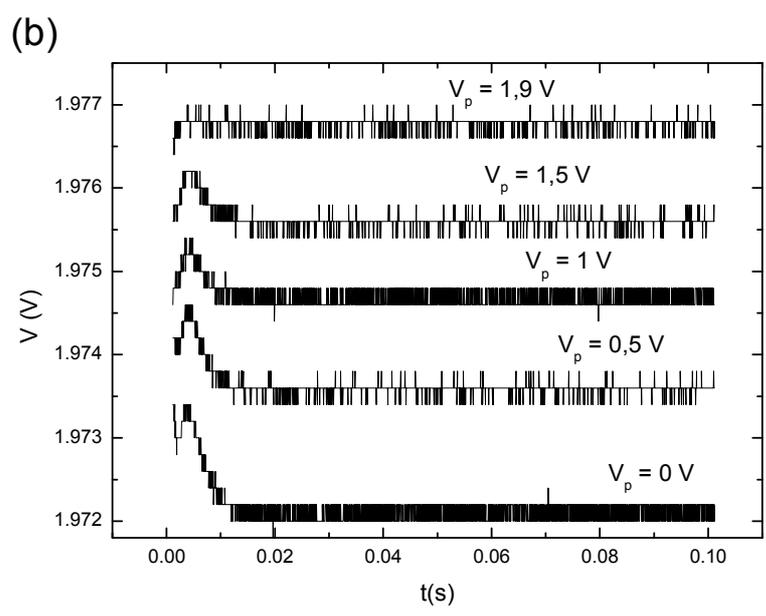
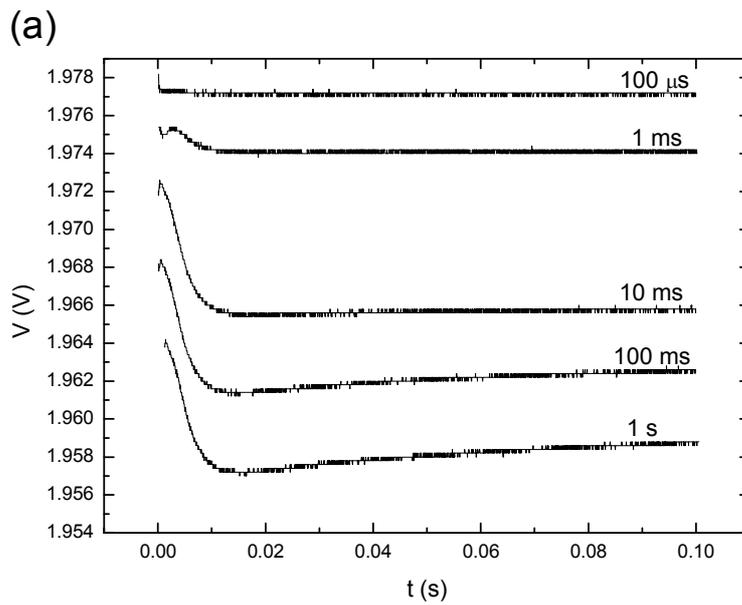


Figura 4-5 Distorções no sinal de tensão da Agilent 81101A após o pulso. Em (a), a mudança nesta distorção é estudada com a mudança na largura do pulso para $V_r = 2$ V e $V_p = 0$ V. Em (b), variou-se V_p para $V_r = 2$ V e 1 ms de largura de pulso.

A conversão analógico-digital da saída da Boonton 72B é feita por um osciloscópio, Tektronix TDS 220, conectado ao computador pela interface IEEE488. Há diversas vantagens no uso de tal instrumento, como altas taxas de amostragem, possibilidade de se fazer médias de até 128 curvas antes da transferência para o computador, facilidade de sincronização com o sinal de controle do gerador de pulsos, etc. No entanto, existem outras possibilidades, como uma placa A/D, que poderiam ser ainda mais eficazes.

O controle de temperatura é implementado usando-se o mesmo programa da aquisição dos dados. A temperatura é medida através de um diodo de silício. Aplica-se uma corrente direta constante de 10 μA por esta junção, e a queda de tensão nela é uma função da temperatura no sensor. Esta tensão é medida com um eletrômetro digital Keithley 617 que é ligado ao computador pela interface IEEE488. O valor lido pelo computador é comparado a uma referência, e, usando-se um algoritmo de controle PID^{59,60}, uma saída digital calculada é aplicada na porta paralela. Este sinal entra no circuito de controle, que usa modulação por largura de pulso (PWM⁶¹) para transformá-lo em um pulso de controle. Este pulso, então, liga ou desliga uma fonte de potência ao resistor no cabeçote do criostato. A fonte de potência também é conectada ao computador pela IEEE488, e a tensão aplicada é outro parâmetro utilizado para um controle mais adequado ao longo de diferentes escalas de temperatura. A média e o desvio padrão dos valores de temperatura registrados durante a medida são gravados. Desvios padrões inferiores a 0,05 K são usualmente obtidos em todas as regiões de temperatura quando o sistema está calibrado.

O porta-amostra e sua conexão com o ambiente externo ao criostato mostraram-se pontos muito importantes para a obtenção de curvas confiáveis. As amostras usadas normalmente possuem um contato Schottky superior (ou um contato superior com uma junção p-n) e um contato ôhmico traseiro. Como a medida de capacitância com a Boonton usa um terminal para aplicar o sinal AC e o outro para medir a resposta da amostra, a base da amostra não pode estar em contato elétrico com o cabeçote aterrado. Assim, inicialmente, usávamos uma base de AlN, considerado um bom condutor térmico, para separar eletricamente a amostra do cabeçote, onde, por sua vez, ficava posicionado o sensor de temperatura. Os sinais de medida eram ligados ao porta-amostra com fios comuns de cobre. Resultados preliminares nos mostraram que esta configuração era altamente inapropriada, levando-nos a espectros incorretos como apresentado na Figura 4-6 (um pico

de baixas temperaturas que era esperado estava completamente ausente). Nota-se que, na região de $\sim 150\text{K}$, o erro na temperatura era de $10\text{-}15\text{K}$, enquanto que, para temperaturas inferiores a 100K , este erro alcançava valores maiores que 50K !

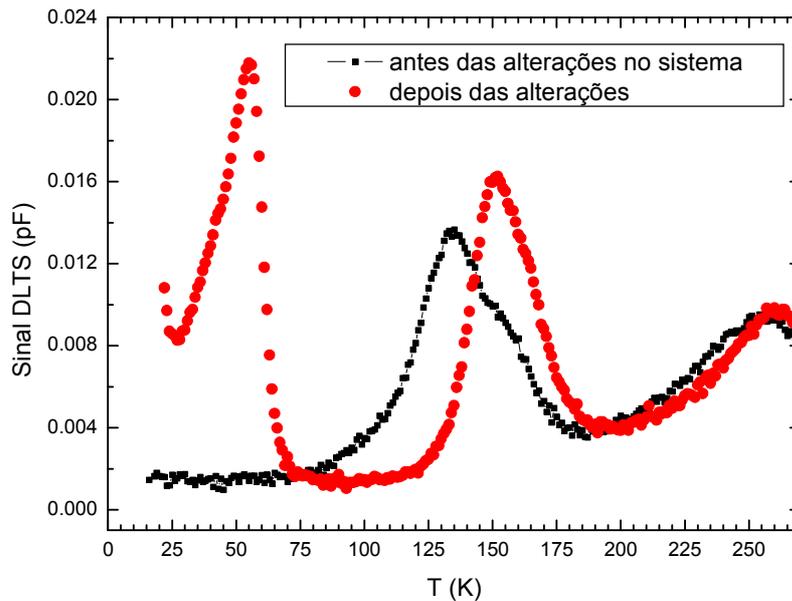


Figura 4-6 Comparação entre um espectro de GaAs implantado com prótons obtido com o porta-amostra e fios não criogênicos e outro medido após as modificações. Ao contrário do esperado,¹⁹ nenhum pico era observado em baixas temperaturas.

A configuração atual, Figura 4-7, é formada por uma base de cobre, parafusada diretamente no cabeçote, sobre a qual fica uma fina placa de cobre. A isolamento elétrica é garantida usando-se uma folha de cigarro embebida em verniz de criogenia entre as duas estruturas de cobre. A amostra e o sensor de silício ficam posicionados sobre esta última placa. Quatro finos e longos fios de cobre fazem a comunicação do sensor de temperatura com os equipamentos fora do criostato (dois para a fonte de corrente e dois para a medida de tensão). A amostra, que normalmente consiste em um diodo Schottky ou junção p-n (ver Figura 4-8), é ligada ao meio externo por dois fios de criogenia. Um deles é soldado na placa de cobre, e o outro, em uma agulha isolada que faz o contato superior com a amostra.

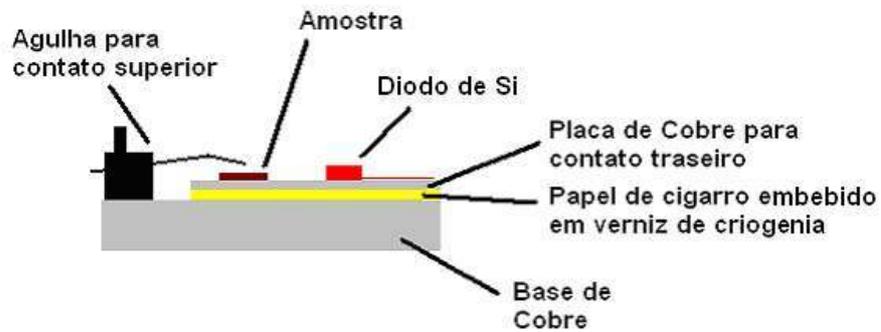


Figura 4-7 Representação do porta-amostras utilizado.

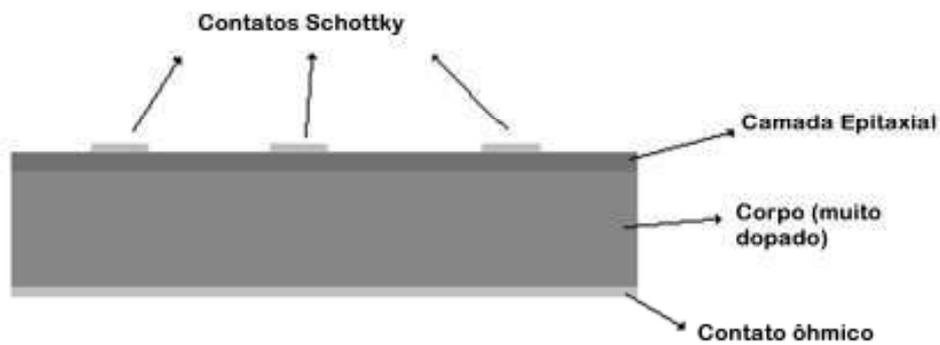


Figura 4-8 Representação das amostras utilizadas nas medidas DLTS. Normalmente são usados diodos Schottky para essas medidas.

Dois programas foram desenvolvidos para a implementação da medida DLTS. Um para aquisição dos transientes de capacitância e outro para análise posterior dos resultados. O programa de aquisição usa parâmetros básicos, fornecidos como entrada em um ambiente gráfico, para executar automaticamente a medida e gravar os resultados. Estes são, então, analisados no outro programa, que permite a implementação de diferentes métodos para a obtenção dos parâmetros dos níveis medidos. Usualmente, cada varredura completa de temperatura medindo curvas $C \times t$ (20K-300K com passo de 1K) leva mais de doze horas para ser realizada.

4.3 Conclusões

A principal limitação do sistema atual é o tempo de 0,5 a 2,5 ms entre o fim do pulso e o início da medida devido à recuperação da Boonton. De forma a manter uma boa razão sinal/ruído, configuramos os capacitores de filtro para termos um tempo de recuperação de 1ms. No entanto, esta limitação se restringe a transientes fracos. Para transientes fortes ($\Delta C \geq 0,1$ pF), a medida pode iniciar a tempos consideravelmente inferiores. Circuitos alternativos para a medida de capacitância que não sofrem deste problema também foram propostos^{62, 63} e podem ser implementados. Embora provavelmente não alcancem a razão sinal/ruído da Boonton, eles poderiam ser usados em casos especiais de transientes fracos muito rápidos.

Algumas alterações podem ser realizadas para a adaptação do sistema a outras medidas. Como já mencionado, um circuito externo⁵⁸ conectando e desconectando a amostra do medidor de capacitância é necessário para medidas com tempos de pulso menores de 10 μ s. Outra opção é a utilização de outros medidores de capacitância nesse caso.^{62,63}

Os transientes de emissão também podem ser monitorados com medidas de corrente ou carga.²⁶ Estas medidas permitem a observação de transientes muito mais rápidos e não possuem a limitação de que a concentração dos níveis seja muito menor que a dos portadores livres. No entanto, elas não apresentam a mesma sensibilidade das medidas de capacitância para taxas pequenas. São, na verdade, medidas a serem adotadas de forma complementar. Além disso, janelas na tampa do criostato permitem que medidas de transientes esimulados óticamente²⁶ também possam vir a ser implementadas no futuro.

Embora ainda apresente algumas limitações, a configuração experimental montada já suporta a realização de medidas DLTS convencionais com transientes de capacitância e de algumas outras medidas, como a de secção de choque de captura e a de variação das taxas de emissão com o campo elétrico (ver capítulo 5). Alguns dos primeiros resultados obtidos para GaAs estão apresentados no próximo capítulo, no intuito de melhor compreender o processo de isolação por implantação nesse semiconductor.

5 Características de Defeitos Responsáveis pela Isolação Extraídas de Medidas DLTS

5.1 Introdução

Utilizamos a montagem experimental do sistema descrito no capítulo anterior para identificar e caracterizar os defeitos responsáveis pela isolação por implantação em GaAs. Medidas DLTS em GaAs irradiado com prótons a baixas doses, correspondentes à região inicial da curva de isolação, onde a concentração total de defeitos ainda é muito menor que a concentração de dopantes, foram realizadas no intuito de melhor se avaliar a contribuição dos picos de baixas temperaturas. Em seguida, um estudo da influência do campo elétrico nas taxas de emissão de vários dos níveis encontrados foi realizado para a obtenção de maiores detalhes sobre os correspondentes defeitos. Em especial, buscamos evidências que possam ser utilizadas, juntamente com informações prévias da literatura, na associação de transições de estado de carga a esses níveis. Também é apresentado um estudo para a apropriada identificação dos valores de taxa de introdução dos picos medidos. Por fim, todos os dados e evidências coletados são compilados em uma nova tabela para a descrição do processo de isolação de GaAs por implantação de prótons.

5.2 Níveis Introduzidos pela Irradiação com Prótons em GaAs: Medidas DLTS de Capacitância

Camadas epitaxiais de 3 μm de GaAs *tipo-p* (dopadas com Zn) e *tipo-n* (dopadas com Si) foram crescidas sobre substratos condutivos (p^+ e n^+ , respectivamente) por MOCVD (*Metal-Organic Chemical Vapor Deposition*) no reator da Escola Politécnica da Universidade de São Paulo. Algumas amostras foram guardadas para medidas dos defeitos oriundos apenas do crescimento epitaxial (amostras A). As demais seguiram para a etapa de

implantação de prótons com energia de 600 keV e fluência de $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ (amostras B) ou de $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ (amostras C). A energia foi escolhida de forma a se obter um perfil de defeitos relativamente uniforme na camada epitaxial, deslocando o pico da distribuição para o substrato altamente dopado. As amostras foram inclinadas 15° em relação ao eixo do feixe para evitar canalização. Camadas circulares de alumínio com diâmetro de aproximadamente 0.8 mm foram depositadas por evaporação usando-se uma máscara mecânica na face superior das amostras para a formação de junções Schottky em amostras com ambos os tipos de condutividade.¹ O contato ôhmico traseiro foi implementado pela aplicação manual de uma liga de InGa.

Medidas I x V confirmaram a formação de junção Schottky entre o alumínio e o material semiconductor para ambos os tipos de dopagem, além da apropriada obtenção do contato ôhmico traseiro com a liga de InGa. Após, medidas C x V foram realizadas em todos os conjuntos de amostras para sua caracterização inicial. Essas medidas permitem a obtenção da relação entre a tensão reversa aplicada e a correspondente profundidade da zona de depleção (x_d), diretamente ligada à capacitância através de:

$$x_d = \frac{\epsilon_{GaAs} \epsilon_0 A}{C}, \quad (5-1)$$

onde A é a área do contato Schottky ($\sim 0,005 \text{ cm}^2$). Esses mesmos dados também nos permitem obter o perfil de portadores livres: a concentração aproximada desses portadores na profundidade x_d (dada pela relação acima) está relacionada ao inverso da derivada de C^{-2} por V :²⁹

$$n(x_d) = \frac{2}{q \epsilon \epsilon_0 A^2 \frac{d\left(\frac{1}{C^2}\right)}{dV}}. \quad (5-2)$$

Como usualmente temos um perfil uniforme de portadores livres, a função $C^{-2}(V)$ também é muito utilizada para a detecção de correntes de fuga em medidas de capacitância: nesse caso, de um perfil de portadores livres uniforme, um comportamento não linear para esta função é um indicativo de correntes de fuga não desprezíveis.

A Figura 5-1 e a Figura 5-2 exemplificam os resultados obtidos para o conjunto particular de amostras B *tipo-n* e *tipo-p*. A informação referente à relação entre a tensão aplicada e a profundidade da depleção será utilizada, posteriormente, nas medidas da taxa de emissão de diferentes níveis como função do campo elétrico e na obtenção das taxas de introdução. Os perfis medidos confirmam a obtenção de distribuições razoavelmente uniformes de dopantes e de defeitos relacionados a níveis profundos. Para as amostras *tipo-n*, a concentração de elétrons livres obtida foi de $(3\pm 0,6)\times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. A mesma variação diodo a diodo, $\sim 0,6\times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, foi evidenciada em amostras A (como crescidas), B e C, apontando para um problema de uniformidade relacionado ao processo de crescimento epitaxial. Já as amostras *tipo-p* apresentaram concentrações de lacunas livres em torno de $(2\pm 0,5)\times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (para todos os conjuntos: A, B e C). Essa elevada variação, associada ao crescimento epitaxial, impede uma comparação adequada entre a concentração de portadores livres antes e após a implantação. Não foi observada evidência de fortes correntes de fuga para toda a região de tensões reversas utilizadas ($|V_r| < 5\text{V}$).

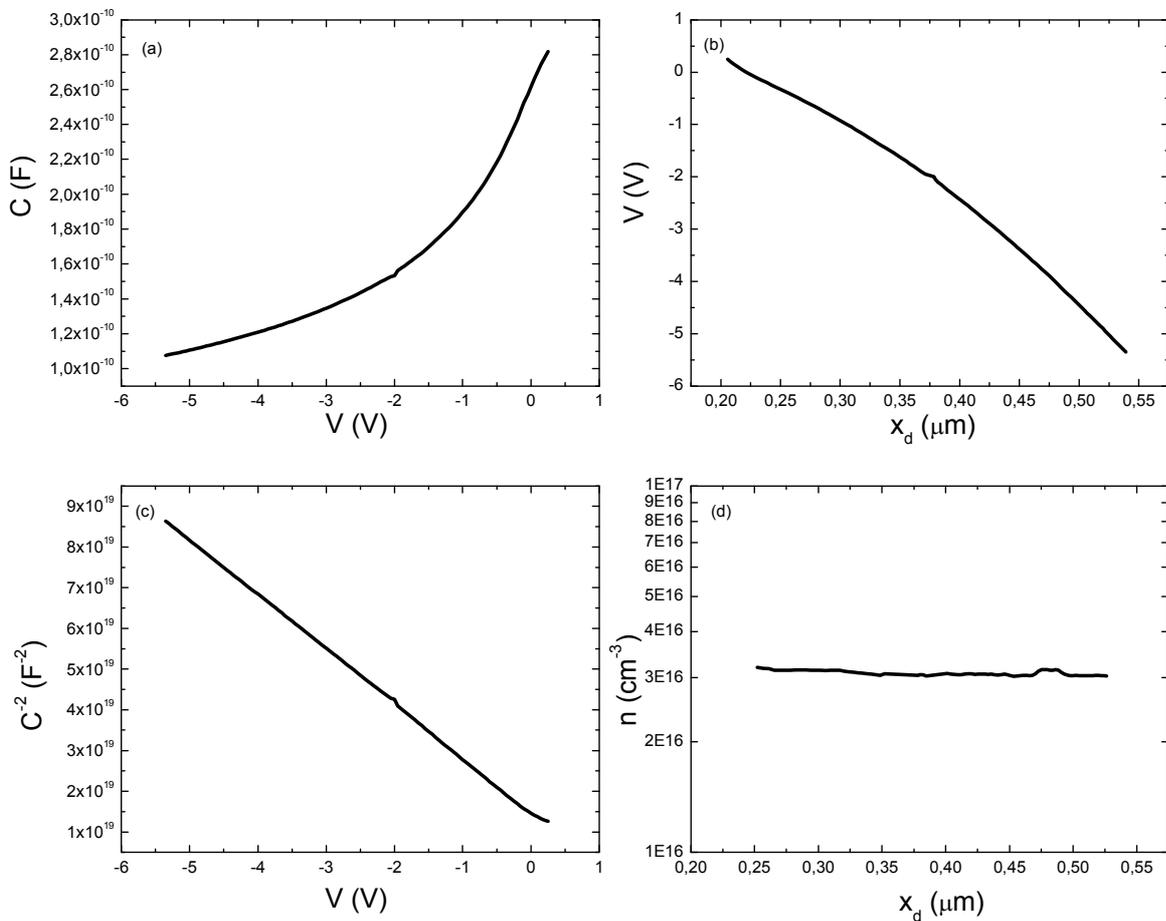


Figura 5-1 Exemplo de caracterização $C \times V$ para uma amostra B *tipo-n*. A figura (a) apresenta os valores de capacitância medidos como função da diferença de potencial V aplicada entre o metal do contato Schottky e a parte traseira da amostra. Em (b), é ilustrada a relação entre a profundidade da zona de depleção, x_d , e V . A figura (c) mostra a relação consideravelmente linear entre o inverso do quadrado da capacitância e a tensão aplicada. Por fim, em (d) está representado o perfil de portadores livres calculado a partir das curvas anteriores.

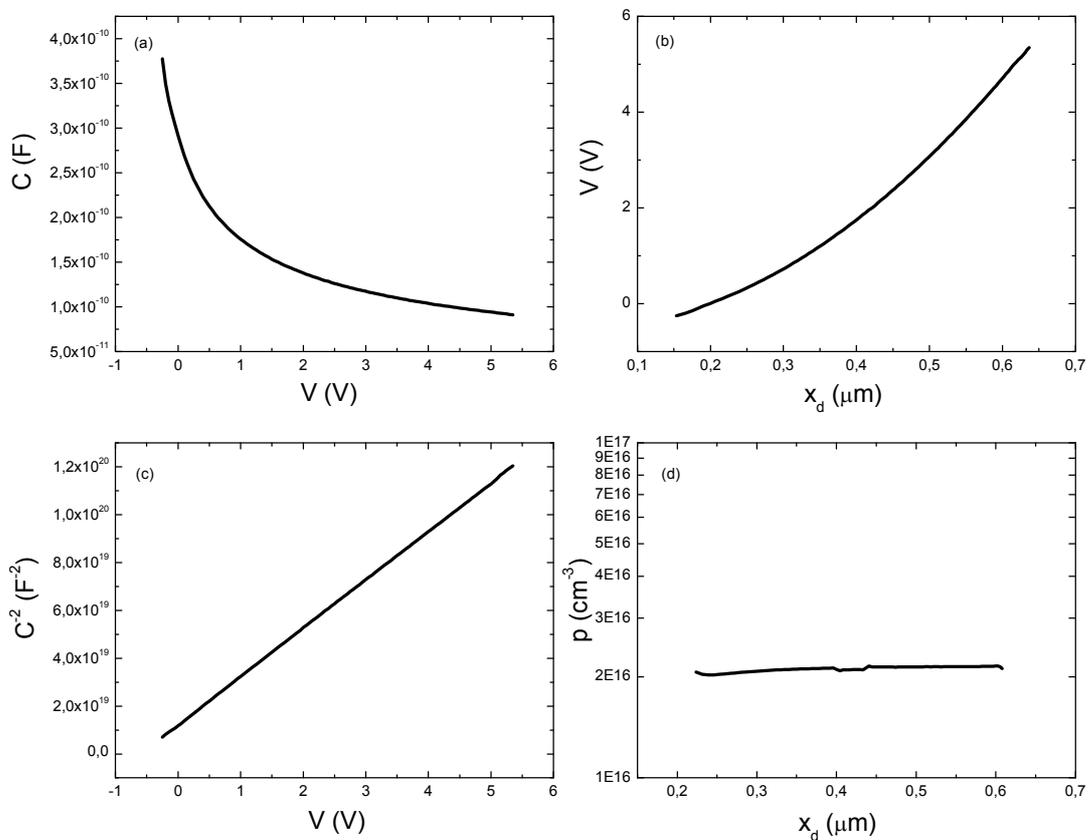


Figura 5-2 Exemplo de caracterização $C \times V$ para uma amostra **B** tipo-*p*. A figura (a) apresenta os valores de capacitância medidos como função da diferença de potencial V aplicada entre o metal do contato Schottky e a parte traseira da amostra. Em (b), é ilustrada a relação entre a profundidade da zona de depleção, x_d , e V . A figura (c) mostra a relação consideravelmente linear entre o inverso do quadrado da capacitância e a tensão aplicada. Por fim, em (d) está representado o perfil de portadores livres calculado a partir das curvas anteriores.

As medidas DLTS foram realizadas usando o método das janelas de taxas de emissão com função peso do tipo delta ou usando uma função peso do tipo degrau. O primeiro caso foi discutido no capítulo introdutório. Já para o segundo caso, o sinal DLTS (S) é definido convoluindo-se o transiente $C(t)$ medido com a função peso representada na Figura 5-3. Assim:

$$S = \frac{1}{t_m} \int_0^{t_m} C(t) \left(-H(t-t_0) + 2H\left(t - \frac{t_m+t_0}{2}\right) - H(t-t_m) \right) dt$$

(5-3)

onde H é a função Heaviside. A vantagem desta última abordagem sobre a primeira é a maior largura dos degraus, o que indica uma integração de um número maior de pontos da curva C x t, viabilizando uma melhor razão sinal/ruído.

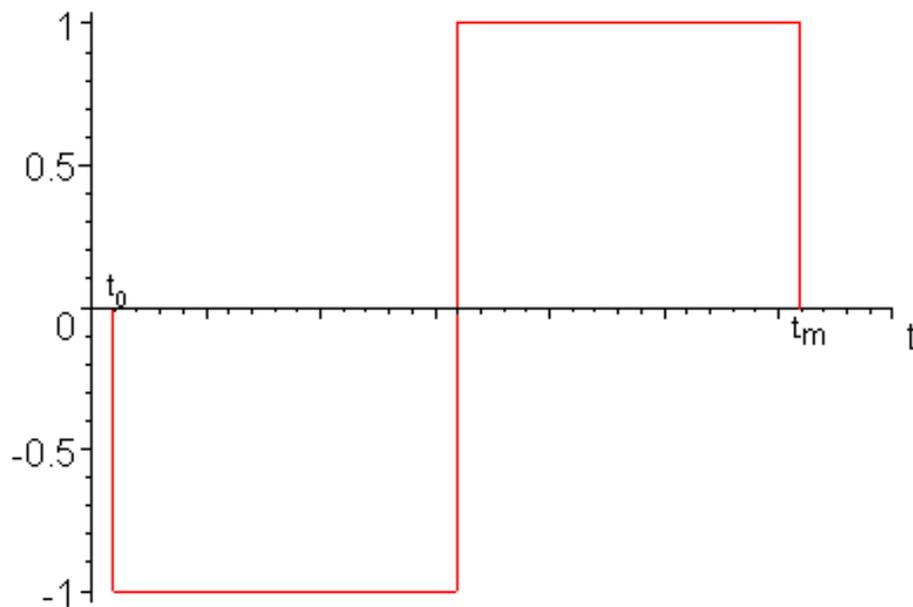


Figura 5-3 Representação da função peso utilizada para a obtenção dos espectros DLTS. Os parâmetros de controle são t_m e t_0 .

Cada par de valores para os parâmetros t_0 e t_m define uma janela diferente, ou seja, define uma taxa de emissão específica, a taxa de referência, que leva a um máximo no valor da resposta S. Vamos exemplificar isso um pouco melhor, considerando um único nível, uma armadilha de elétrons. O transiente de capacitância será dado por (1-10), $C(t) = C(\infty) - \Delta C e^{-e_n t}$; logo, o nosso sinal DLTS será:

$$\begin{aligned} \rightarrow S(e_n) &= -\frac{1}{t_m} \left[C(\infty) \left(\int_{t_0}^{\frac{t_m+t_0}{2}} dt - \int_{\frac{t_m+t_0}{2}}^{t_m} dt \right) + \Delta C \left(\int_{t_0}^{\frac{t_m+t_0}{2}} e^{-e_n t} dt - \int_{\frac{t_m+t_0}{2}}^{t_m} e^{-e_n t} dt \right) \right] = \\ &= \frac{1}{e_n t_m} \Delta C \left(e^{-e_n \frac{t_m+t_0}{2}} - e^{-e_n t_0} - e^{-e_n t_m} + e^{-e_n \frac{t_m+t_0}{2}} \right) \end{aligned} \quad (5-4)$$

Como a taxa de emissão do nível, e_n , é dada por (1-4), $e_n(T) = \gamma_n T^2 \sigma_n e^{\frac{E_c - E_t}{kT}}$, variando a temperatura, conseguimos alterar e_n . Quando o seu valor for igual a e_{nref} , a taxa de referência, o sinal DLTS atingirá seu valor máximo. Para valores muito menores ou muito maiores a e_{nref} (transientes muito lentos ou muito rápidos respectivamente), o sinal será praticamente nulo. Assim, a taxa de referência define uma janela de valores para e_n em que $S(e_n)$ não é desprezível. Ao variarmos a temperatura, fazemos eventualmente e_n passar por esta janela de valores, e observamos um pico no espectro $S \times T$. Por convenção, chama-se a própria e_{nref} de janela de taxas de emissão.

O valor de e_{nref} é basicamente determinado pelos parâmetros de controle da função peso, que neste caso são t_0 e t_m , através de $\left. \frac{dS}{de_n} \right|_{e_n=e_{nref}} = 0$. Esta relação normalmente não tem solução analítica, mas numericamente sempre é possível calcular e_{nref} dados t_m e t_0 . Para exemplificar, no caso específico de mantermos um valor fixo $t_0 = 0$, teremos:

$$\left. \frac{dS}{de_n} \right|_{e_n=e_{nref}} = \left(-\frac{1}{e_n^2 t_m} \Delta C \left(e^{-e_n t_m} - 2e^{-e_n \frac{t_m}{2}} + 1 \right) + \frac{1}{e_n t_m} \Delta C \left(-t_m e^{-e_n t_m} + t_m e^{-e_n \frac{t_m}{2}} \right) \right) \Bigg|_{e_n=e_{nref}} = 0. \quad (5-5)$$

Esta relação tem solução analítica dada por:

$$e_{nref} = \frac{2.5128}{t_m}. \quad (5-6)$$

Neste trabalho, t_0 foi mantido fixo em 1ms para assegurar que a recuperação do medidor de capacitâncias não introduzisse contribuições espúrias ao transiente medido quando a razão sinal/ruído não era suficientemente alta (amostras A e B). A relação entre e_{ref} e t_m para este caso está representada na Figura 5-4. Cada espectro, medido com um diferente valor de t_m , assim, corresponde a uma diferente janela. Como evidenciado na figura, a escolha de t_0 diferente de zero implica a existência de um valor máximo para a taxa de referência. Quanto menor t_0 , maior a taxa de referência máxima que pode ser alcançada. As taxas utilizadas para as amostras A e B, que possuem uma concentração menor de defeitos (doses menores de implantação), ficaram efetivamente restritas a valores inferiores a 400 s^{-1} para se obter uma boa razão sinal/ruído – quanto maior t_m , maior o número de pontos de medida que são integrados, reduzindo o ruído.

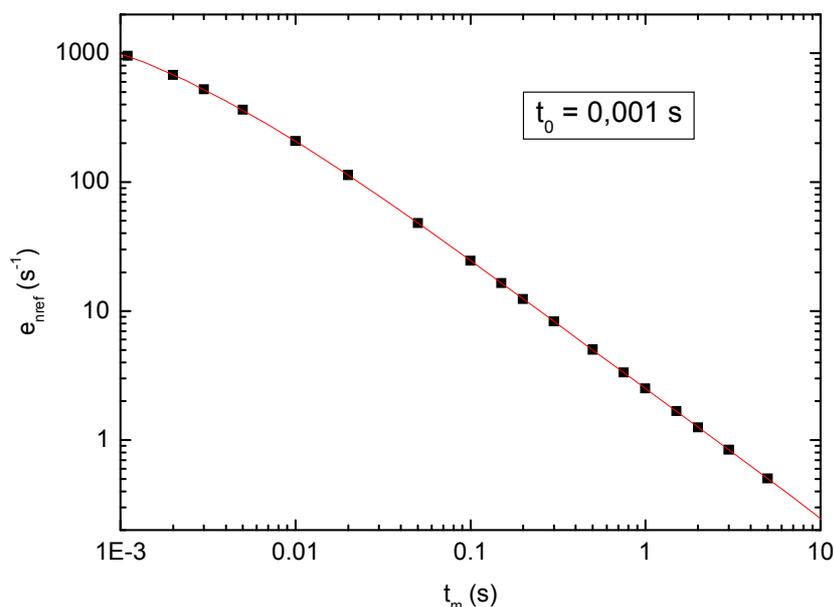


Figura 5-4 Relação entre o tempo final da medida (t_m) e a janela de taxas de emissão (e_{ref}) nas medidas realizadas. t_0 foi mantido em 0,001s.

As amostras C, por sua vez, possuem um sinal DLTS bem forte, de forma que a recuperação do medidor de capacitâncias pode ser desprezada, mesmo para tempos t_0 de apenas 0,0001 s. Isto possibilita a obtenção de taxas bem maiores. Como a razão sinal/ruído é grande neste caso, não há muito ganho na utilização da função peso degrau com relação à função delta. Utilizamos esta última por sua maior simplicidade.

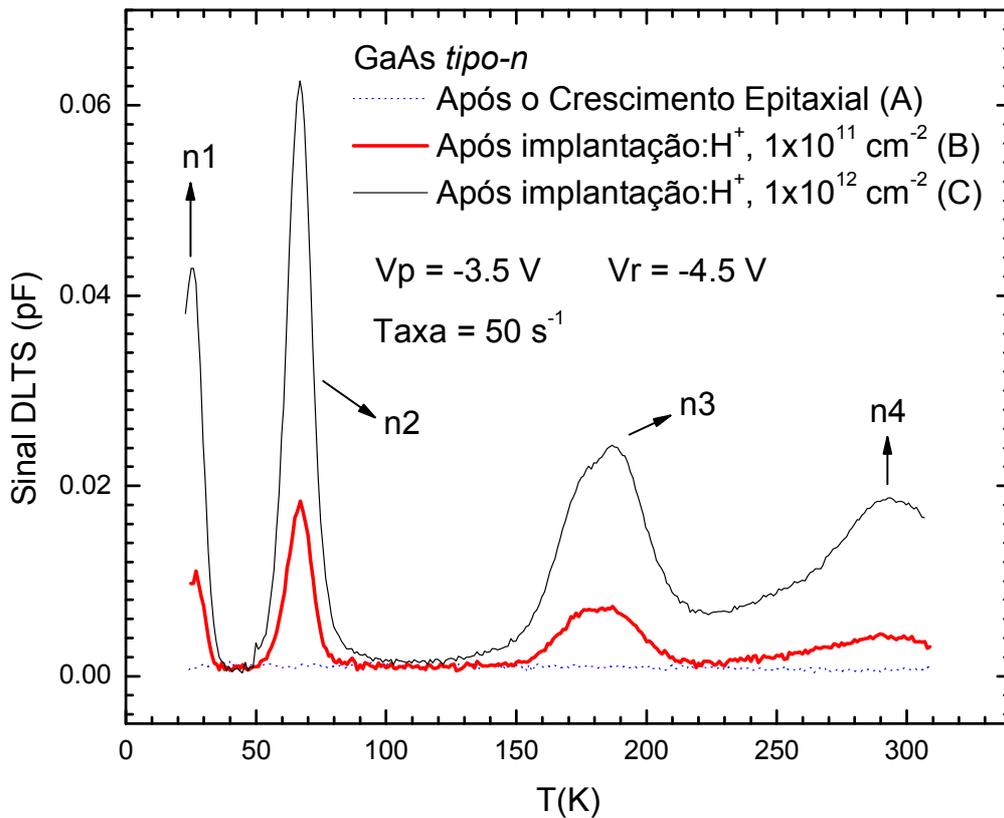


Figura 5-5 Espectros DLTS de amostras A (como crescida), B (implantada com dose de $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ de prótons com 600keV) e C (implantada com dose de $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ de prótons com 600keV) *tipo-n*. A distribuição em temperatura dos quatro picos observados, n1-4, é apresentada para uma janela de 50 s^{-1} . A tensão reversa utilizada foi de -4,5V, e a tensão do pulso, de -3,5V. A largura do pulso utilizado foi de 1ms.

Em amostras de GaAs *tipo-n* implantadas com prótons, quatro picos principais são observados (Figura 5-5): n1, n2, n3 e n4. O pico n1 é observado a valores baixos de

temperatura, e sua correta interpretação (identificação da temperatura correspondente ao pico) é simplificada utilizando-se valores altos de taxa de referência. Por isso, a extração de sua assinatura foi feita exclusivamente com dados da amostra C – a com maior dose de implantação de prótons. Nessas medidas, o sinal era forte o suficiente para que a recuperação do medidor de capacitâncias pudesse ser desprezada para tempos maiores que 100 μs a partir do fim do pulso, permitindo que taxas de até 2000 s^{-1} fossem alcançadas. Como mencionado anteriormente, nesse caso, usamos o Box-Car DLTS por sua simplicidade. A análise dos demais picos foi feita empregando-se medidas em ambas as amostras B e C. A Figura 5-6 exemplifica a movimentação dos picos n1 e n2 com a variação da taxa de referência, e as assinaturas obtidas para os quatro picos estão representadas e comparadas com assinaturas da literatura na Figura 5-7. Para o pico n1, foram calculadas uma energia aparente de 0.035 eV e uma seção de choque aparente de $3 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$. Dados similares foram obtidos anteriormente em amostras de GaAs *tipo-n* implantadas com prótons (pico Ep1_Ref[19]). Acredita-se¹⁹ que esta seja a mesma contribuição observada originalmente em amostras irradiadas com elétrons (pico E1_Ref[20]) e também já medida em GaAs *tipo-n* implantado com nêutrons⁶⁴ e partículas alfa.⁶⁵ Da mesma forma, a assinatura obtida para n2, $E_{na} = 0,14 \text{ eV}$ e $\sigma_{na} = 4 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$, é semelhante àquelas encontradas anteriormente em amostras implantadas com prótons (pico Ep2_Ref[19]), com nêutrons,⁶⁴ com partículas alfa⁶⁵ e irradiadas com elétrons (pico E2_Ref[20]). Acredita-se^{21,66} que estes dois picos, n1 e n2, correspondam a dois níveis do mesmo defeito, a vacância de arsênio, V_{As} . O nível n3, por sua vez, tem assinatura, $E_{na} = 0.29 \text{ eV}$ e $\sigma_{na} = 8 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$, comparável à do defeito E3_Ref[20] também medido originalmente em amostras irradiadas com elétrons. Níveis semelhantes também foram obtidos anteriormente em amostras implantadas com prótons,^{17,19,18} nêutrons⁶⁴ e partículas alfa.⁶⁷ Como já descrito anteriormente,^{17,18,67} este pico se deve a duas contribuições distintas. Os valores apresentados aqui correspondem à contribuição mais forte, equivalente, como veremos mais adiante, ao pico Ep4_Ref[19]. Dois defeitos são tentativamente associados a esse nível: $V_{As} + As_i^{21}$ e $As_{Ga} + As_i$.^{17,48} Os dados obtidos para o nível n4 também são semelhantes a medidas anteriores em amostras implantadas com prótons (níveis Ep5_Ref[19] e Pn3_Ref[17]) e irradiadas com elétrons (nível E4_Ref[20]). Este nível está possivelmente associado ao defeito $As_{Ga} + As_i$.⁴⁸ Todos os valores medidos

estão representados na Tabela 5-1. A Figura 5-11 representa a distribuição dos níveis obtidos na banda proibida.

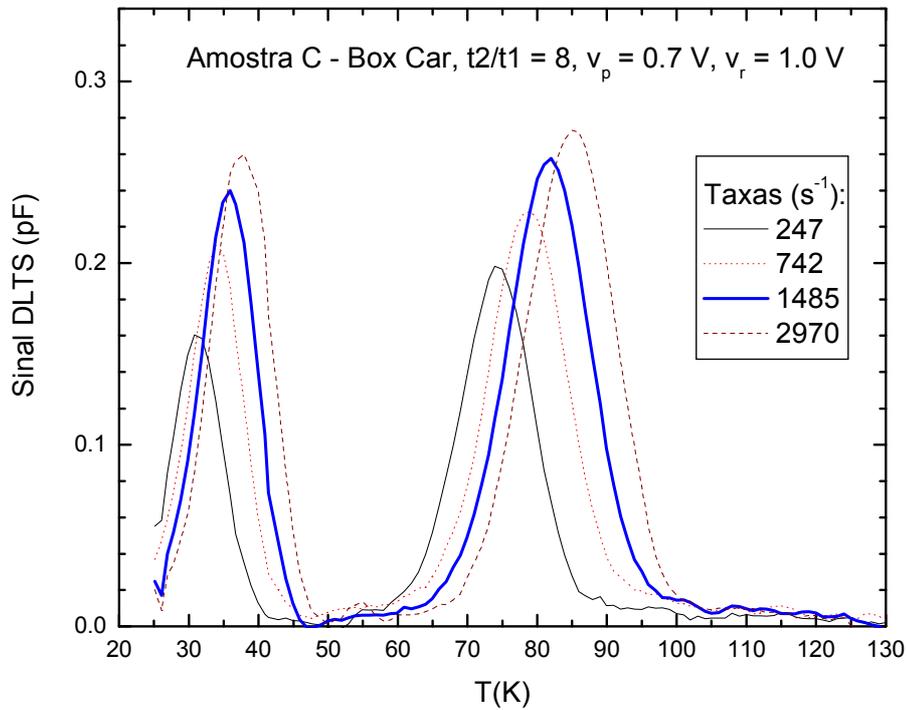


Figura 5-6 Variação da posição em temperatura dos picos n1 e n2 com a taxa de referência para a amostra C (irradiada com a mais alta dose de prótons, $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$) de GaAs *tipo-n*. Como a razão sinal-ruído é suficientemente forte nestas amostras, foi possível a obtenção de espectros significativos mesmo a taxas muito altas ($\sim 3000 \text{ s}^{-1}$).

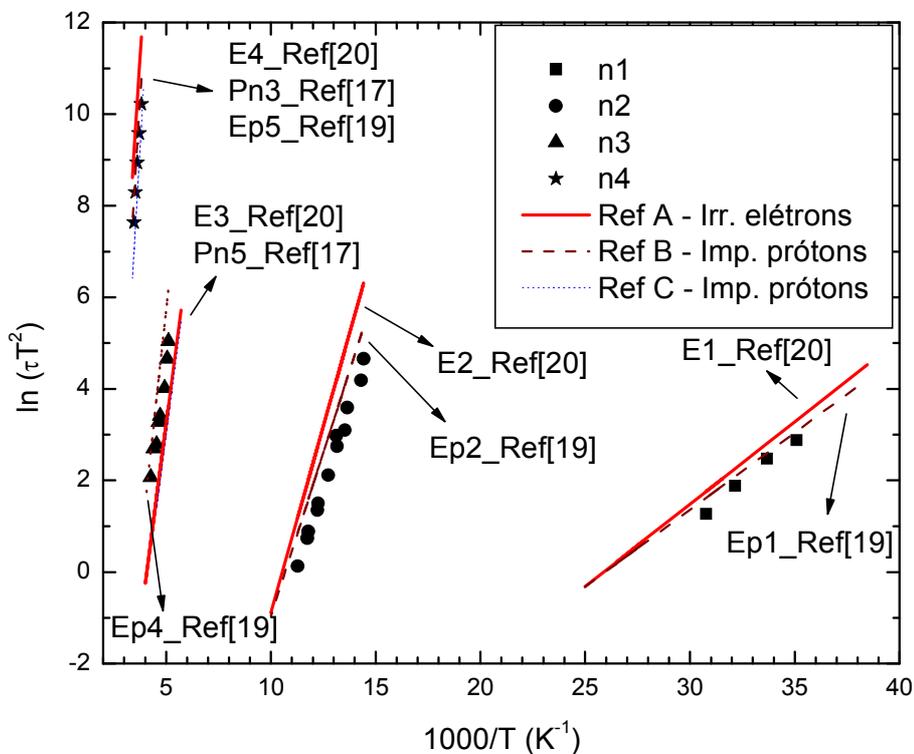


Figura 5-7 Comparação entre os dados medidos (pontos) para as amostras de GaAs *tipo-n* e as assinaturas encontradas da literatura (linhas). Referências: A (GaAs *tipo-n* irradiado com elétrons) – [20, 68, 69]; B (GaAs *tipo-n* implantado com prótons) – [19]; C (GaAs *tipo-n* implantado com prótons) – [17].

Tabela 5-1 Valores aparentes medidos para os níveis observados em GaAs *tipo-n* irradiado com prótons.

Pico	E_{na} (eV)	σ_{na} (cm ²)	Níveis Correspondentes
n1	0,035	3×10^{-16}	E1_Ref[20], Ep1_Ref[19]
n2	0,14	4×10^{-13}	E2_Ref[20], Ep2_Ref[19]
n3	0,29	8×10^{-16}	E3_Ref[20], Ep4_Ref[19], Pn5_Ref[17]
n4	0,63	$2,1 \times 10^{-13}$	E4_Ref[20], Ep5_Ref[19], Pn3_Ref[17]

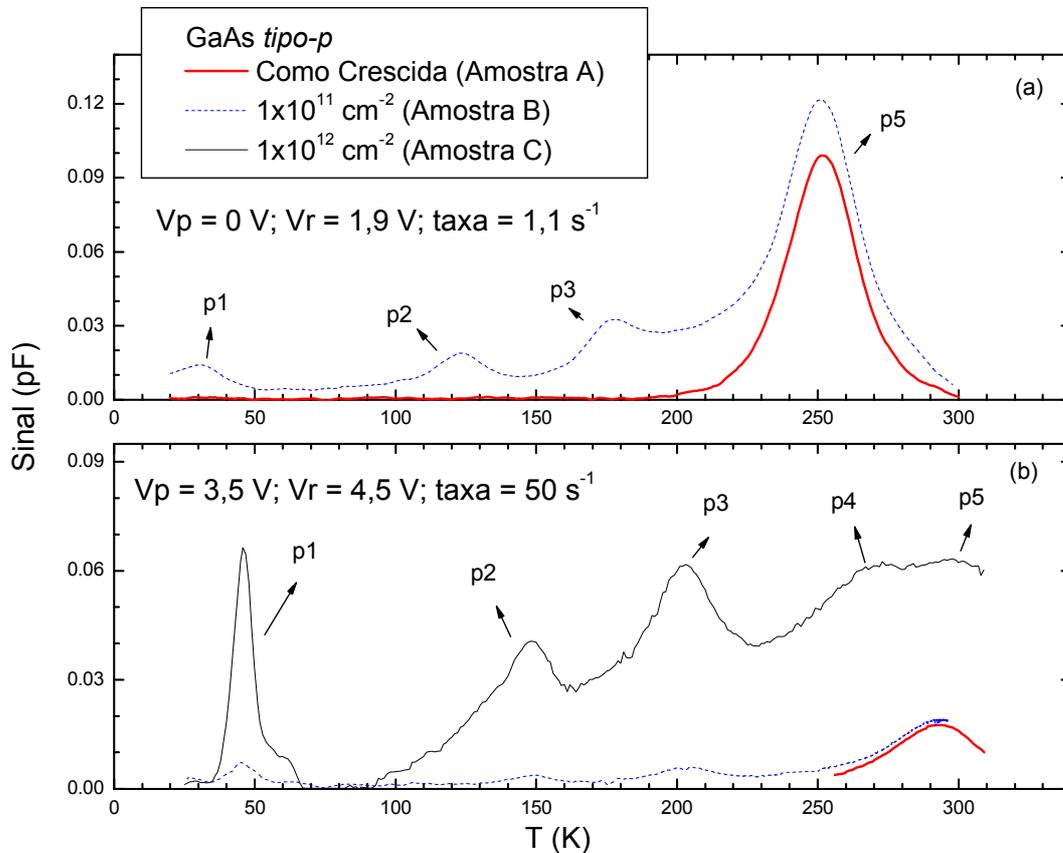


Figura 5-8 Espectros DLTS das amostras de GaAs *tipo-p*. Em (a), espectros obtidos para a amostra B ($1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$) e para a amostra A (como crescida) são comparados para uma janela de $1,1 \text{ s}^{-1}$. Em (b), espectros para os três tipos de amostra são comparados usando uma taxa de referência de 50 s^{-1} . Cinco principais contribuições podem ser identificadas – p1-p5. A duração do pulso utilizada foi de 1ms.

Para o caso das amostras *tipo-p*, cinco picos mostram-se presentes. Como representado na Figura 5-8, o nível p5 já estava presente em amostras sem implantação (amostra A). Sua assinatura, $E_{pa} = 0,53 \text{ eV}$ e $\sigma_{pa} = 4 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$, assemelha-se muito à do defeito HB3_Ref[21], característico do processo de crescimento epitaxial. A altura desse pico variou muito de diodo a diodo, impossibilitando uma conclusão a partir desses dados sobre a influência da implantação iônica em sua concentração (ver Figura 5-9). Além disso, essa contribuição é muito larga no espectro, sobrepondo-se a outros picos e atrapalhando a identificação destes. Já as assinaturas de p2 ($E_{pa} = 0,26 \text{ eV}$ e $\sigma_{pa} = 1,7 \times 10^{-14} \text{ cm}^2$) e p3 ($E_{pa} = 0,39 \text{ eV}$ e $\sigma_{pa} = 2 \times 10^{-14} \text{ cm}^2$) conferem respectivamente com as de Pp4_Ref[17] e

Pp3_Ref[17], dois picos previamente identificados em GaAs implantado com prótons. O pico p4 está encoberto por p5, impossibilitando sua adequada identificação; no entanto, por sua posição em relação a p2 e p3, é provável que esta seja a mesma contribuição Pp1_Ref[17] também já identificada anteriormente. O nível p1 é observado numa região de temperaturas não alcançada no trabalho da Referência [17]. Este nível é observado pela primeira vez em amostras de GaAs implantado com prótons, mas sua assinatura, $E_{pa} = 0,05$ eV e $\sigma_{pa} = 1 \times 10^{-16}$ cm², é bem próxima à de H0_Ref[20], um nível medido em amostras irradiadas com elétrons. Acredita-se⁵² que este último nível esteja relacionado ao anti-sítio Ga_{As}. Todos os valores medidos estão apresentados na Tabela 5-2, e a Figura 5-10 mostra uma comparação entre os dados experimentais e as assinaturas de níveis encontrados na literatura. A distribuição dos níveis medidos na banda proibida está representada na Figura 5-11.

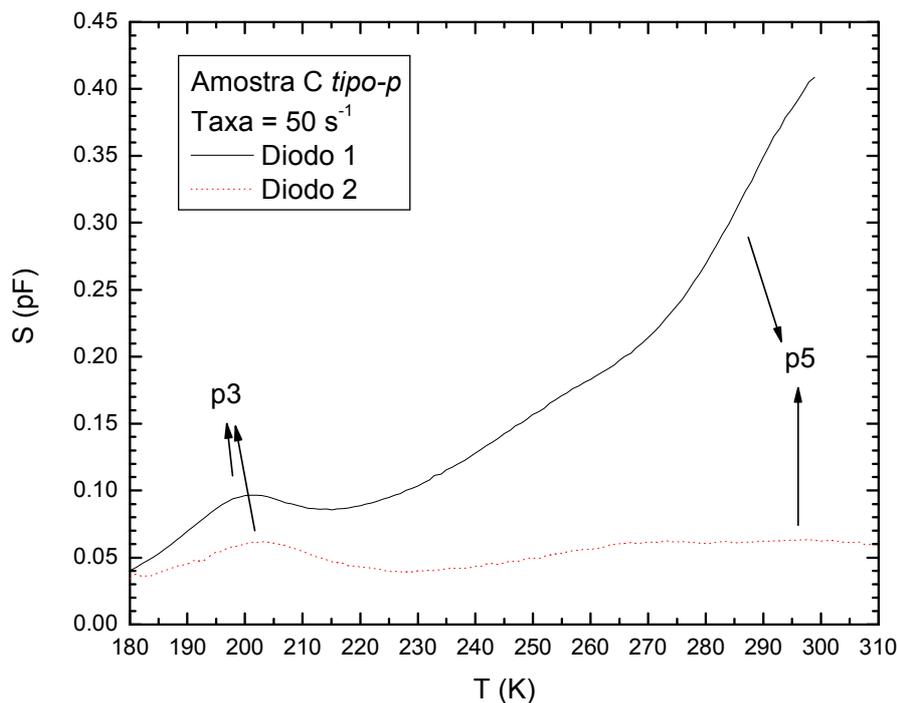


Figura 5-9 Comparação entre o nível p5 medido em dois diodos da mesma amostra (C). Uma variação muito grande é observada. Como p5 é um nível relacionado ao crescimento epitaxial, essa variação deve estar associada a não uniformidades relativas a esse processo.

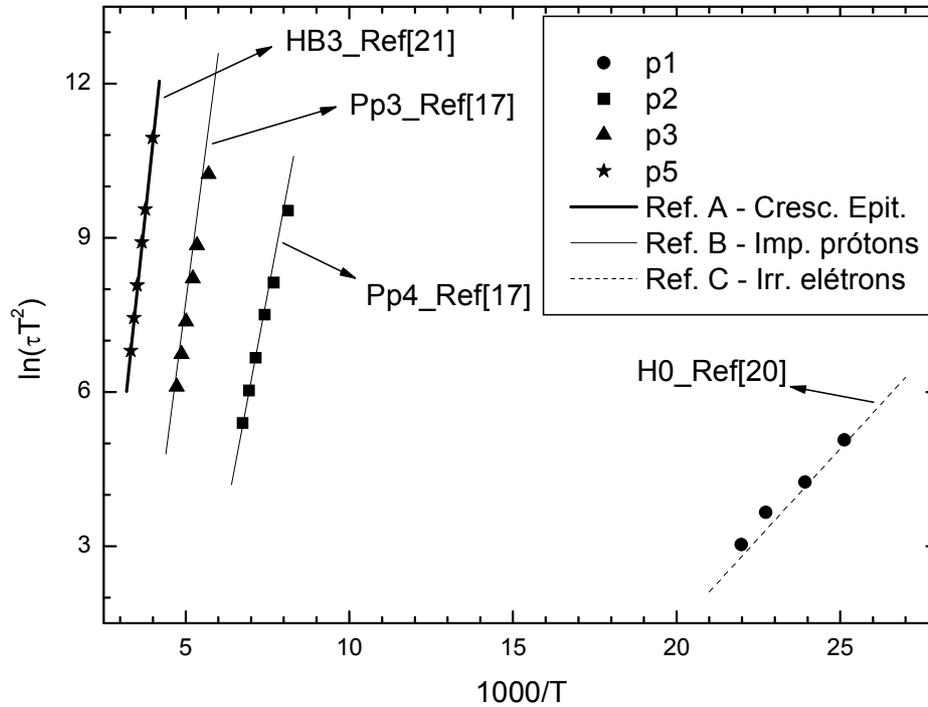


Figura 5-10 Comparação entre os dados medidos (pontos) em GaAs *tipo-p* e as assinaturas encontradas na literatura (linhas). Referências: A (GaAs *tipo-p* crescido epitaxialmente) – [21]; B (GaAs *tipo-p* implantado com prótons) – [17]; C (GaAs *tipo-p* irradiado com elétrons) – [20].

Tabela 5-2 Valores aparentes medidos para os níveis observados em GaAs *tipo-p* irradiado com prótons.

Pico	E_{pa} (eV)	σ_{pa} (cm ²)	Níveis Correspondentes
p1	0,05	1×10^{-16}	H0_Ref[20]
p2	0,26	$1,7 \times 10^{-14}$	Pp4_Ref[17]
p3	0,39	2×10^{-14}	Pp3_Ref[17]
p5	0,53	4×10^{-15}	HB3_Ref[21]

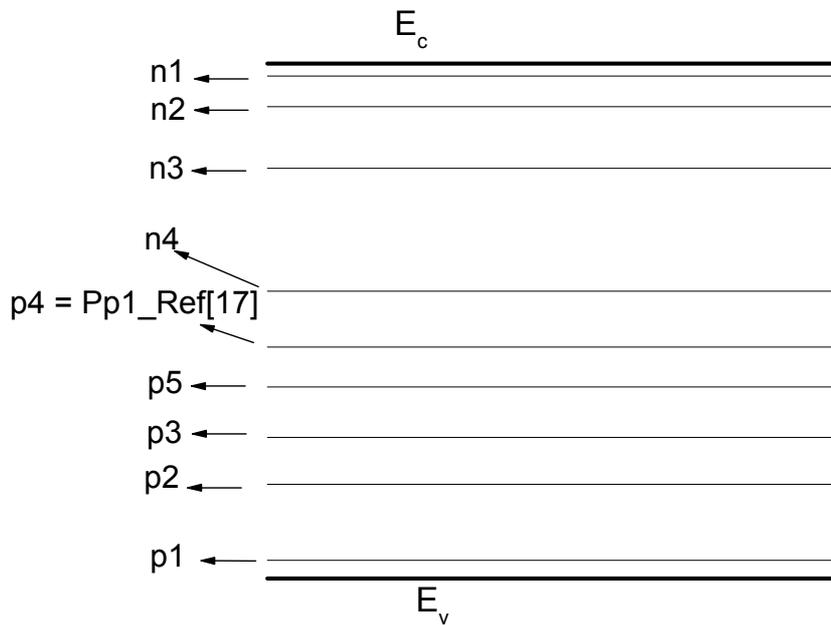


Figura 5-11 Distribuição dos níveis observados na banda proibida do GaAs. Foram usados os valores de energias aparentes medidos.

Os níveis descritos acima são fortes candidatos a responsáveis pelo processo de isolamento por implantação. No entanto, apenas uma descrição mais completa destes níveis, apontando dados como transições de estado de carga, pode indicar de maneira mais concreta o papel de cada um deles neste processo. Para melhor caracterizar alguns destes níveis, medidas complementares à Espectroscopia de Transientes de Níveis Profundos foram realizadas. A descrição destas medidas juntamente com os resultados obtidos são apresentados a seguir.

5.3 Variação das Taxas de Emissão com o Campo Elétrico

Um dos problemas encontrados em se usar zonas de depleção para a medida de taxas de emissão consiste no fato dessa taxa ser usualmente dependente do campo elétrico. Como em uma zona de depleção há um campo elétrico que varia com a distância em relação à profundidade máxima x_d (linearmente para o caso de dopagem uniforme, por exemplo), emissões a diferentes taxas (correspondendo a diferentes valores desse campo) poderão ocorrer simultaneamente após, por exemplo, o pulso de uma medida DLTS. Isto normalmente causa deformações e alargamento nos picos observados e pode²⁶ até levar à obtenção de transientes não exponenciais, o que invalida a aplicação dos métodos usuais para a extração de parâmetros.

Existem três processos básicos que determinam a dependência das taxas de emissão com o campo elétrico: Poole-Frenkel⁷⁰, tunelamento direto e tunelamento auxiliado por fônons.⁷¹ Todos eles atuam no sentido de aumentar essa taxa com o acréscimo do campo. Como representado na Figura 5-12, o efeito Poole-Frenkel consiste na distorção do potencial eletrostático do defeito pela aplicação do campo F , levando a uma redução efetiva de ΔE_{bar} na altura da barreira. A largura desta barreira também é diminuída com o aumento do campo, e, para campos suficientemente altos, o tunelamento direto pode atingir probabilidades consideráveis. Além disso, energia vibracional da rede pode ser, através de interações elétron-fônon, adquirida pelo portador aprisionado, causando uma efetiva diminuição tanto na altura como na largura da barreira, o assim chamado efeito de tunelamento auxiliado por fônons.

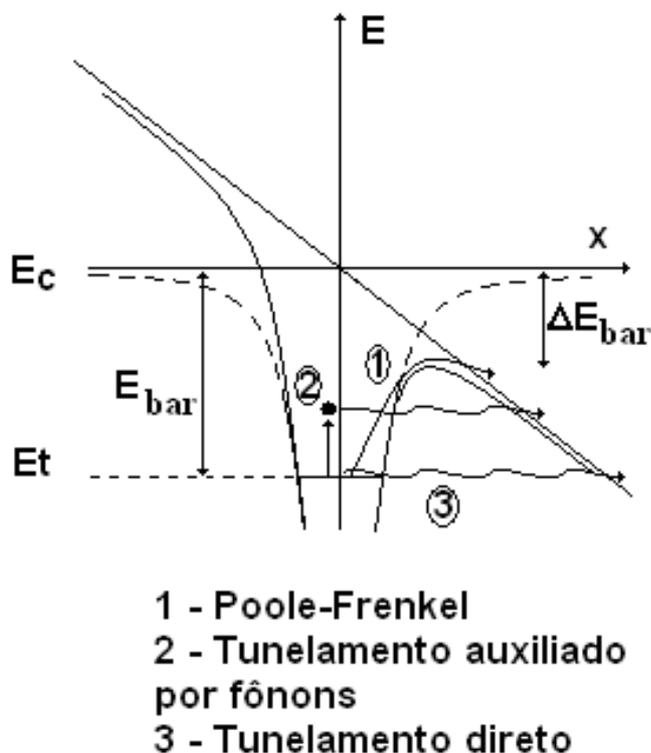


Figura 5-12 Representação dos possíveis processos responsáveis pela variação das taxas de emissão dos níveis profundos com o campo elétrico.

O tunelamento direto é normalmente muito pouco provável²⁶ para campos inferiores a 10^7 V/cm. Esse valor é bem superior aos campos observados nesse trabalho, de forma que vamos desprezar essa contribuição e analisar com maior detalhe os outros dois efeitos.

Como mencionado acima, para o caso do efeito Poole-Frenkel, a taxa de emissão é modificada através da diminuição da altura ($E_{\text{bar}} = E_c - E_t$) da barreira por ΔE_{bar} . Este valor depende do formato do potencial, sendo de maneira geral maior para potenciais de longo alcance e reduzido para potenciais de curto alcance (para uma barreira do tipo delta, por exemplo, temos um valor nulo). ΔE_{bar} foi calculado para uma série de diferentes barreiras de potencial;⁷² no entanto, o caso mais importante e mais utilizado é o do potencial Coulombiano. Isso ocorre porque a maior parte dos potenciais referentes a níveis profundos pode ser relativamente bem descrita por uma contribuição qualquer de curto alcance, cuja influência em ΔE_{bar} é desprezível, e outra Coulombiana, que irá prevalecer a distâncias

maiores e ditará a dependência de ΔE_{bar} com o campo. Considerando-se, então, um potencial do tipo poço Coulombiano unidimensional, mostra-se que: ^{26,72,73}

$$\Delta E_{bar}(F) = q \sqrt{\frac{ZqF}{\pi\epsilon\epsilon_0}} \quad (5-7)$$

onde Z é o estado de carga correspondente ao nível vazio, q é a carga do elétron e ϵ é a constante dielétrica relativa do semiconductor em questão. Assim, teremos a taxa de emissão modificada pelo campo elétrico:

$$e_n(T) = \gamma_n T^2 \sigma_n e^{-\frac{(E_{bar} - \Delta E_{bar})}{kT}} \quad (5-8)$$

$$\rightarrow e_n(F) = e_{n0} e^{\frac{\Delta E_{bar}(F)}{kT}} \quad (5-9)$$

onde e_{n0} é a taxa a campo zero.

Já para o caso de um potencial do tipo poço Coulombiano em três dimensões, mostra-se que: ^{72,74}

$$e_n = e_{n0} \left(\frac{1}{\gamma_1^2} (e^{\gamma_1} (\gamma_1 - 1) + 1) + \frac{1}{2} \right) \quad (5-10)$$

onde

$$\gamma_1 = \frac{q}{kT} \sqrt{\frac{ZqF}{\pi\epsilon\epsilon_0}} \quad (5-11)$$

Usualmente, um gráfico expondo um comportamento linear entre o logaritmo da taxa de emissão medida como função da raiz quadrada do campo elétrico é adotado como identificação positiva para o efeito Poole-Frenkel em um potencial do tipo poço Coulombiano. ⁷⁵

Já para o efeito de tunelamento auxiliado por fônons, o portador aprisionado pode absorver fônons da rede e tunelar, então, a partir de um valor efetivamente maior de energia, o que reduz tanto a altura quanto a largura da barreira, propiciando uma probabilidade maior para esse tunelamento. Diferentes abordagens teóricas foram utilizadas para a descrição desse processo.^{71,76,77} Usaremos nesse trabalho, duas delas: a descrição de Pons e Makram-Ebeid⁷⁷ e a de Karpus e Perel.^{76,78,79}

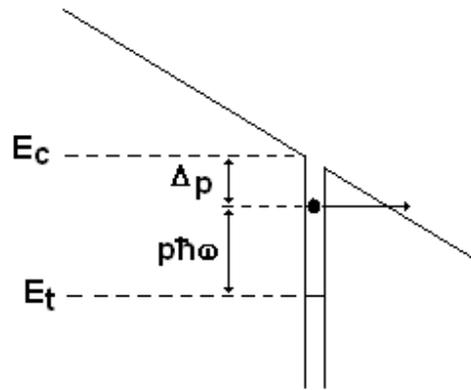


Figura 5-13 Tunelamento auxiliado por fônons segundo a descrição de Pons e Makram-Ebeid.

Segundo Pons e Makram-Ebeid, a taxa de emissão total pode ser escrita como a soma da taxa a campo zero com um termo dependente do campo elétrico relacionado ao processo de emissão por tunelamento auxiliado por fônons:

$$e_n = e_{n0} + e_F . \quad (5-12)$$

Considerando que o portador aprisionado esteja apenas acoplado a fônons com energia $\hbar\omega$, este último termo é calculado como:

$$e_F = \sum_p \Pi_p \Gamma(\Delta_p) \quad (5-13)$$

onde Π_p é a probabilidade de encontrar o portador no quase-nível com energia dada por $E_t + p\hbar\omega$ e $\Gamma(\Delta_p)$ é a probabilidade por unidade de tempo para o tunelamento à banda de condução a partir deste quase-nível (onde Δ_p é a correspondente altura da barreira: $\Delta_p = (E_c$

– $E_t - p\hbar\omega$). Essa probabilidade por unidade de tempo, $\Gamma(\Delta_p)$, foi calculada por Korol,⁸⁰ sendo, no caso de um potencial tipo delta, dada por:

$$\Gamma(\Delta_p) = \gamma_2 \frac{\Delta_p}{qK} e^{-K} \quad (5-14)$$

onde o fator pré-exponencial γ_2 é usado como parâmetro de ajuste e K é descrito por:

$$K = \frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m^*}}{\hbar F} \Delta_p^{3/2}, \quad (5-15)$$

m^* sendo a massa efetiva da banda em questão. Quanto à probabilidade Π_p , Pons e Makram-Ebeid a estimaram considerando interação entre o nível profundo e fônons com energia $\hbar\omega$ como:

$$\Pi_p = \left(1 - e^{-\frac{\hbar\omega}{kT}}\right) \sum_{n=0}^{\infty} e^{-\frac{n\hbar\omega}{kT}} J_p^2\left(2\sqrt{S(n+1/2)}\right) \quad (5-16)$$

onde J_p é a função de Bessel do primeiro tipo, e S é a constante de acoplamento ou fator de Huang-Rhys.⁸¹

Karpus e Perel,⁷⁸ por sua vez, adotaram uma abordagem diferente. Partindo da teoria de captura e emissão por multi-fônons em níveis profundos descrita por Abakumov et al⁸² e utilizando apenas o quase-nível correspondente à máxima probabilidade para o processo completo, eles conseguiram chegar a uma solução analítica para descrever a dependência da taxa de emissão com o campo elétrico:⁷⁹

$$e_n(F) = e_{n0} e^{\frac{F^2}{F_c^2}} \quad (5-17)$$

onde F_c é dado por:

$$F_c = \sqrt{\frac{3m^* \hbar}{\tau^3 q^2}}, \quad (5-18)$$

sendo τ o chamado tempo de tunelamento, o qual depende de parâmetros como a frequência característica dos fônons em consideração, a constante de acoplamento entre o nível profundo e estes fônons e a temperatura.⁷⁸ De forma análoga ao caso do efeito Poole-Frenkel em um poço Coulombiano, a descrição de Karpus e Perel para o tunelamento auxiliado por fônons é usualmente testada nos dados experimentais através de um gráfico do logaritmo da taxa de emissão como função do quadrado do campo elétrico.⁷⁵

As teorias apresentadas acima descrevem a variação da taxa de emissão de um portador em um nível profundo com o campo elétrico. O jeito mais direto de confrontá-las com dados experimentais é através de um gráfico da taxa de emissão como função do campo elétrico; no entanto, como mencionado acima, no caso de medidas em uma região de depleção, semelhantes ao DLTS, a emissão se dá simultaneamente ao longo de uma região de profundidades e , conseqüentemente, a diferentes valores de campo elétrico. De forma a contornar esse problema, adota-se o seguinte procedimento experimental:^{83,29,84} mantendo-se sempre a temperatura fixa, um transiente de capacitância é inicialmente medido usando-se uma tensão reversa V_r e uma tensão de pulso V_{p1} como representado na Figura 5-14. Considerando um pulso longo o suficiente, esse transiente corresponde aproximadamente à emissão a partir de defeitos situados na região de profundidades entre $x_1 - \lambda$ e $x_d - \lambda$ (onde x_1 é a profundidade da depleção quando a tensão V_{p1} é aplicada, x_d é a profundidade da

depleção a V_r e λ é dado pela equação (1-15): $\lambda = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{q^2 N_d} (E_{fe} - E_T)}$. Após, mede-se

um novo transiente, mantendo-se a tensão reversa V_r , mas agora adotando uma nova tensão de pulso V_{p2} tal que $|V_{p2}| > |V_{p1}|$. De forma análoga, esse novo transiente corresponderá à emissão de centros localizados entre $x_2 - \lambda$ e $x_d - \lambda$ (onde x_2 é a profundidade da depleção para uma tensão aplicada V_{p2}). Subtraindo-se, então, a primeira curva $C \times t$ dessa última, se obtém um transiente que aproximadamente se deve à contribuição da emissão ocorrida entre $x_1 - \lambda$ e $x_2 - \lambda$. Para valores de V_{p1} e V_{p2} suficientemente próximos, pode-se pensar que essa emissão ocorre a um valor médio fixo de campo elétrico, e, então, sua taxa pode ser extraída usando-se uma rotina de *fitting* nesse último transiente. Para se variar o valor do campo elétrico, normalmente alteram-se os valores de V_{p1} e V_{p2} – efetivamente deslocando as profundidades x_1 e x_2 . Nesse trabalho, no entanto, preferimos manter V_{p1} e

V_{p2} fixos e alterar V_r . Dessa forma, a região efetivamente sendo medida não é alterada; apenas o valor do campo elétrico é modificado.

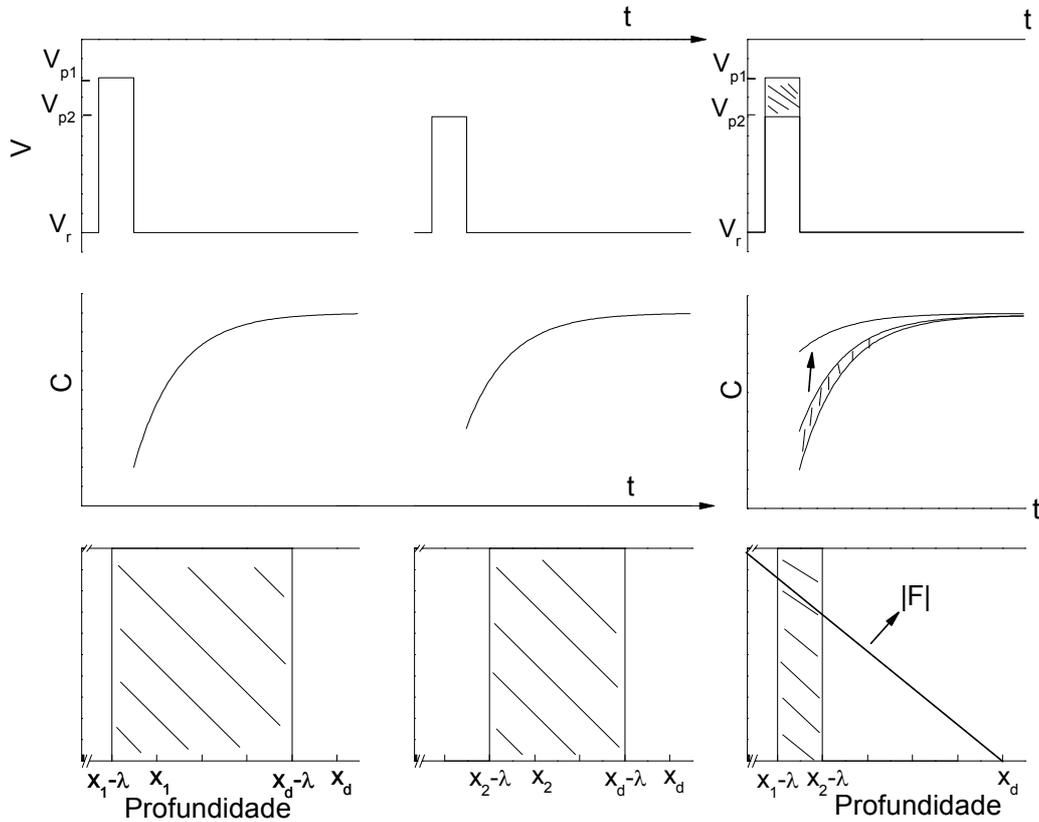


Figura 5-14 Ilustração do procedimento experimental para a obtenção de um transiente devido à emissão de centros localizados espacialmente em uma fina região de profundidades correspondente a um valor efetivo de campo elétrico. x_1 é a profundidade da depleção à tensão V_{p1} aplicada, x_2 , à V_{p2} e x_d , à V_r . λ é dado pela relação (1-15).

Na prática, valores de V_{p1} e V_{p2} próximos significam uma baixa razão sinal/ruído. Para melhorar essa razão dadas as tensões de pulso utilizadas nesse trabalho ($V_{p1} = 0$ V e $|V_{p2}| = 0,1$ ou $0,2$ V), cada curva $C \times t$ experimental utilizada foi, na verdade, uma média de milhares de repetições do transiente em questão. A Figura 5-15 exemplifica a extração da taxa de um transiente obtido como descrito acima. Utilizamos um *fitting* para uma única

contribuição exponencial bem definida, seguindo a equação (1-10), $C(t) = C(\infty) - \Delta C e^{-e_n t}$, onde $C(\infty)$, ΔC e e_n são usados como parâmetros livres.

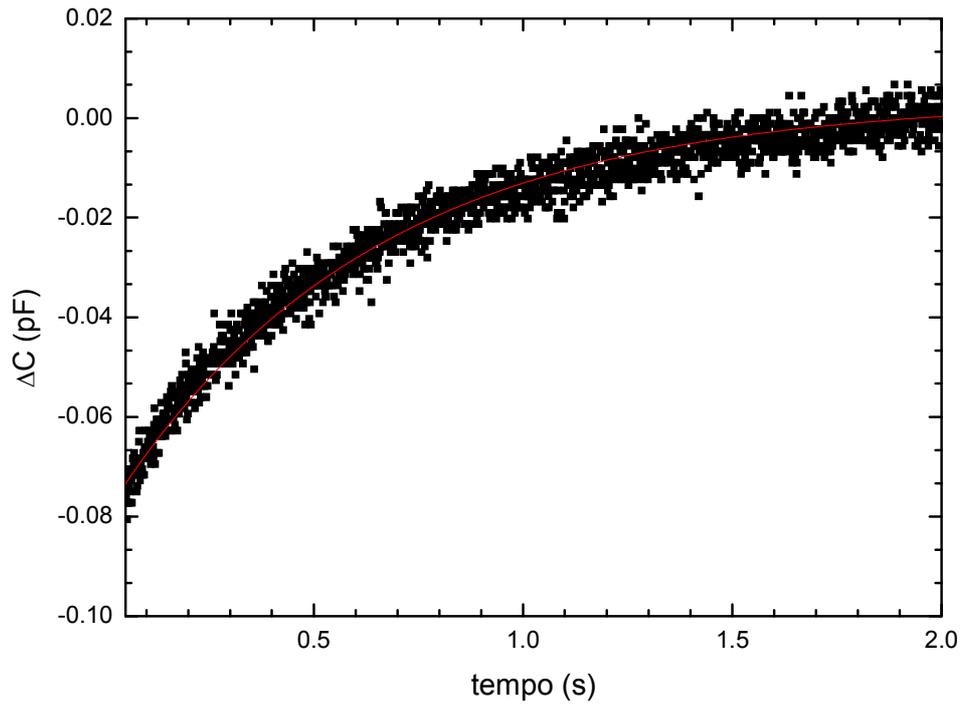


Figura 5-15 Ilustração de uma curva C x t experimental e a extração do valor da taxa de emissão através de uma rotina de *fitting* do tipo $C(t) = C(\infty) - \Delta C e^{-e_n t}$, aonde $C(\infty)$, ΔC e e_n são usados como parâmetros livres.

5.3.1 Medidas da dependência da taxa de emissão de n3 com o campo elétrico

Como mencionado anteriormente, duas distintas contribuições foram identificadas em trabalhos anteriores como responsáveis pelo pico n3.^{65,85,19} Uma delas, que chamaremos de Ep3_Ref[19], possui caráter metaestável, e, acredita-se, está associada ao Si introduzido como dopante *tipo-n* em GaAs.⁸⁶ A sua metaestabilidade foi inicialmente observada em amostras implantadas com partículas alfa:⁸⁷ o pico correspondente a essa contribuição pode ser removido por injeção de lacunas a baixas temperaturas (90 K – 130 K) e reintroduzido após recozimento a 160 K. Já a outra contribuição, Ep4_Ref[19], foi inicialmente identificada em amostras irradiadas com elétrons (E3_Ref[20]). Dois defeitos foram tentativamente associados a esse nível: os pares $V_{As} + I_{As}$ ²¹ e $AS_{Ga} + AS_i$.^{17,48}

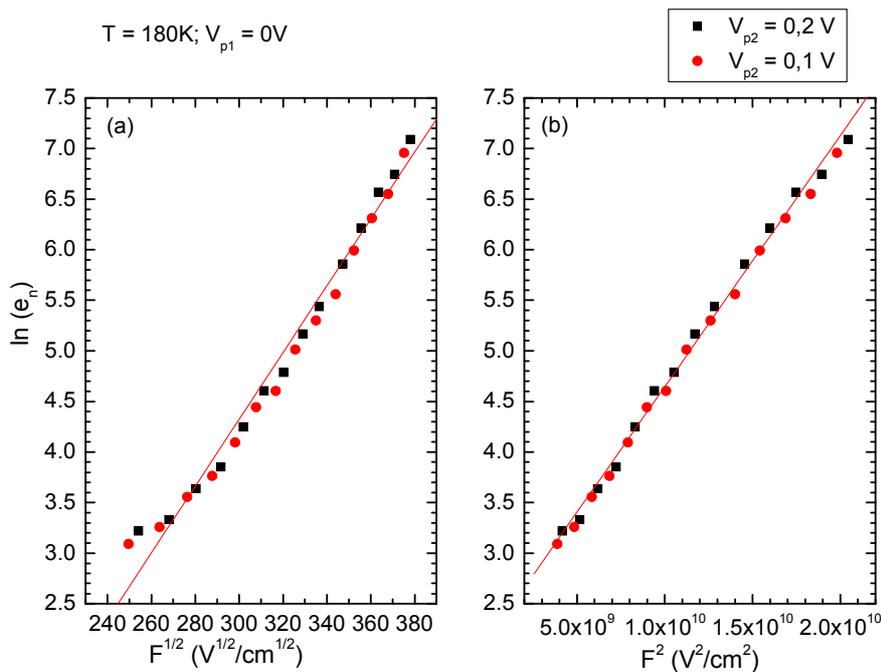


Figura 5-16 Comportamento do logaritmo da taxa de emissão de n3 como função da raiz quadrada do campo elétrico (a) – teste para a teoria de Poole-Frenkel considerando um poço Coulombiano - e do quadrado do campo elétrico (b) - teste para a teoria de tunelamento auxiliado por fônons de Karpus e Perel - para a temperatura de 180K. Dois valores de V_{p2} foram utilizados para o mesmo $V_{p1} = 0$ V: 0,1 V (correspondendo a uma região de medida menor) e 0,2V (correspondendo a uma região de medida mais larga).

A Figura 5-16 apresenta o comportamento do logaritmo da taxa de emissão de n_3 com a raiz quadrada deste campo (a) e com o quadrado do campo elétrico (b). O *fitting* linear obtido em (b) revela que, na região de campos elétricos utilizada, esse comportamento pode ser completamente descrito pela teoria de tunelamento auxiliado por fônons de Karpus e Perel (Figura 5-17). Esta é a primeira vez que tal associação é feita. Os parâmetros encontrados para 180 K são: $e_{n_0} = 8,5 \text{ s}^{-1}$ e $F_c = 6,35 \times 10^4 \text{ V/cm}$. Este campo crítico corresponde a um tempo de tunelamento $\tau = 0,26 \times 10^{-13} \text{ s}$. Já a ausência de um comportamento linear em (a) aponta para a não existência do efeito Poole-Frenkel como calculado para um poço Coulombiano. Em especial, a tendência de estabilização observada para a taxa de emissão a campos baixos descarta esse caso (o efeito Poole-Frenkel em um poço Coulombiano é caracterizado por uma forte variação na taxa de emissão a campos baixos).

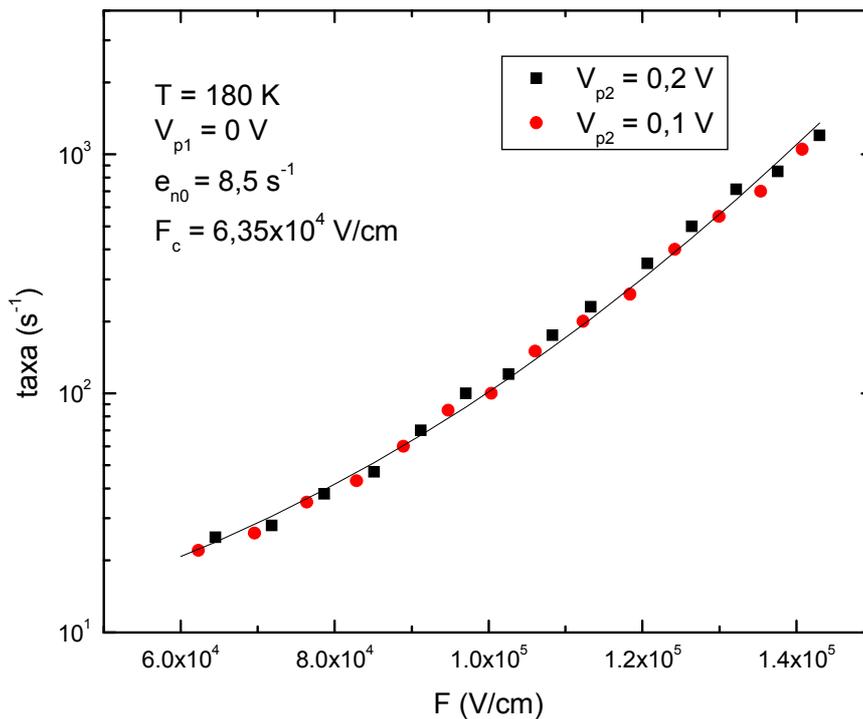


Figura 5-17 Descrição do comportamento experimental da variação da taxa de emissão de n_3 com campo elétrico a 180 K utilizando a teoria de Karpus e Perel. Os parâmetros encontrados para este *fitting* foram: campo crítico $F_c = 6,35 \times 10^4 \text{ V/cm}$ e taxa a campo zero, e_{n_0} , de $8,5 \text{ s}^{-1}$.

A teoria de tunelamento auxiliado por fônons de Pons e Makram-Ebeid foi utilizada previamente com grande sucesso para descrever o comportamento tanto de Ep3_Ref[19] como de Ep4_Ref[19].^{86,77} Parâmetros bem diferentes foram encontrados na Ref. 86: para Ep3_Ref[19], a constante de acoplamento foi estimada em $S = 11,4$, e o fator pré-exponencial foi $\gamma_2 = 1 \times 10^9 \text{ eV}^{-1} \text{ s}^{-1}$; já para Ep4_Ref[19], chegou-se a $S = 8,3$ e $\gamma_2 = 1,4 \times 10^{11} \text{ eV}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Em ambos os casos, foi utilizada uma energia $\hbar\omega = 10 \text{ meV}$ para os fônons, correspondente ao modo transversal acústico em GaAs.⁷⁷ Na Figura 5-18, os dados experimentais de n_3 são comparados com o *fitting* obtido para Ep4_Ref[19] (os parâmetros S , γ e $\hbar\omega$ foram mantidos fixos com os mesmos valores obtidos para Ep4_Ref[19], apenas a taxa a campo zero, e_{n_0} , foi usada como parâmetro de *fitting*). O excelente acordo observado com os dados experimentais revela que a contribuição Ep4_Ref[19] é a predominante no nosso caso.

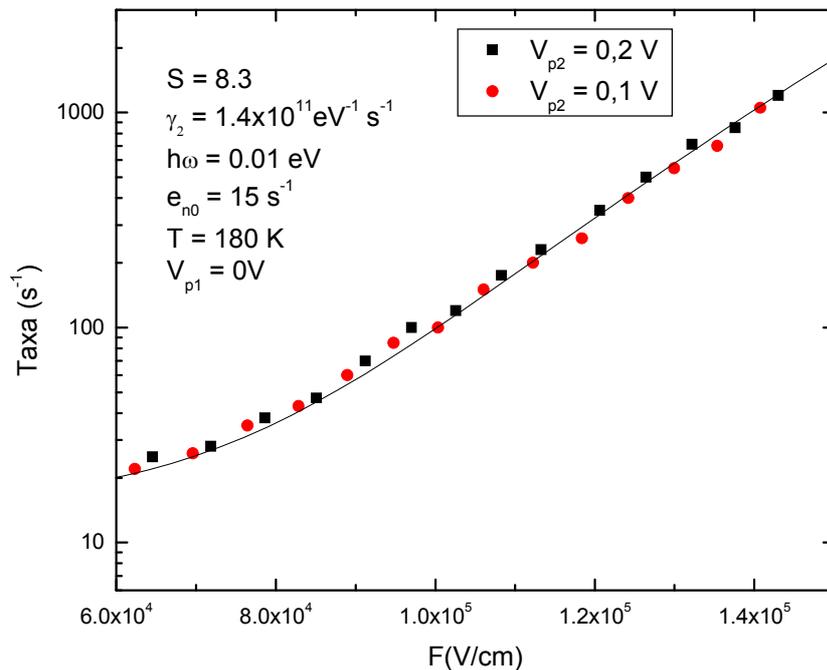


Figura 5-18 *Fitting* da evolução da taxa de emissão de n_3 com o campo elétrico usando o modelo de tunelamento auxiliado por fônons descrito por Pons e Makram-Ebeid. Os parâmetros S , γ_2 e $\hbar\omega$ utilizados foram os mesmos obtidos para o nível Ep4_Ref[19] na Referência [86], indicando que essa deve ser a principal contribuição para n_3 .

A Figura 5-19 apresenta três espectros DLTS: um após injeção de lacunas a 90K, sem a contribuição Ep3_Ref[19]; outro com ambas as contribuições; e um terceiro, subtraindo os dois outros para a obtenção isolada de Ep3_Ref[19]. Esses dados também apontam Ep4_Ref[19] como a principal contribuição no nosso caso, estando de acordo com os resultados da medida da variação da taxa de emissão de n3 com o campo elétrico.

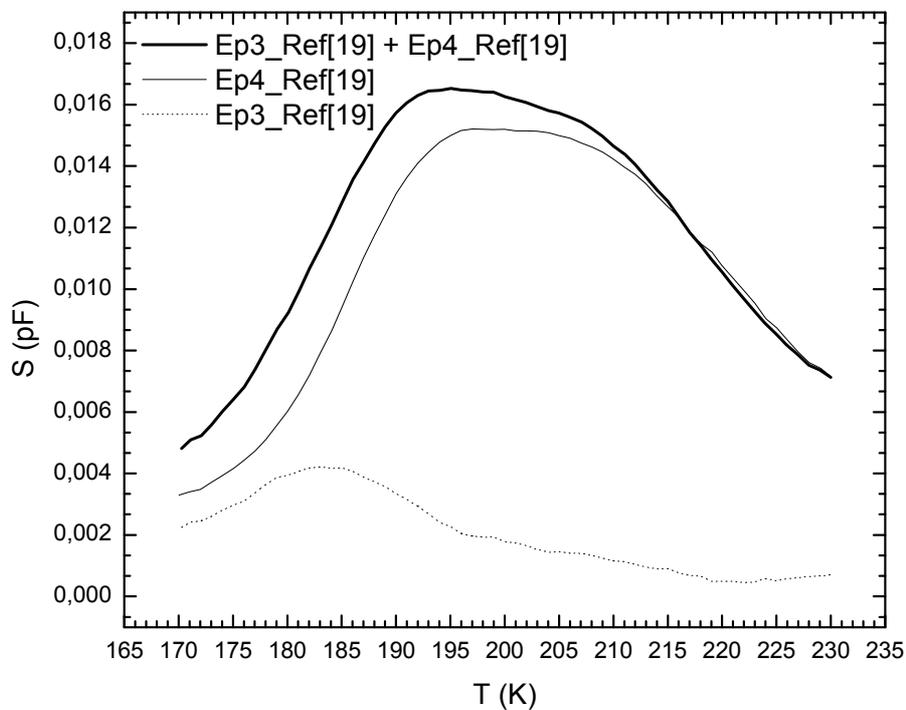


Figura 5-19 Espectros DLTS separando os picos Ep3_Ref[19] e Ep4_Ref[19]. A linha grossa corresponde ao espectro total, com ambas as contribuições. O espectro da linha fina foi obtido após injeção de lacunas a 90K, excluindo a contribuição metaestável Ep3_Ref[19]. Por fim, a linha pontilhada corresponde à subtração do primeiro espectro pelo segundo, representando a contribuição Ep3_Ref[19] isoladamente. A taxa de referência empregada foi de 250 s^{-1} .

Considerando o fato dos pontos experimentais poderem ser reproduzidos pelas descrições da teoria de tunelamento auxiliado por fônons (tanto a de Pons e Makram-Ebeid quanto a de Karpus e Perel) e a impossibilidade de identificação do efeito Poole-Frenkel para poços coulombianos, e, se seguirmos a aproximação de especificar o potencial associado ao nível profundo como uma parte de curto alcance em conjunto com uma cauda coulombiana associada à carga do defeito, as possibilidades de transições de estado de carga de $n3$ ficam restritas a $0/-$, $-/--$, etc... (sem carga positiva para o estado correspondente ao nível vazio).

Seguindo a identificação positiva entre $n3$ e $Ep4_Ref[19]$, os dois defeitos sugeridos são $V_{As} + I_{As}$ ²¹ e $As_{Ga} + As_i$ ^{17,48}. Nenhuma transição de estado de carga foi sugerida para $V_{As} + I_{As}$; já para o caso do par $As_{Ga} + As_i$, a transição sugerida para $n3$, $+/0$, é descartada conforme a argumentação acima. O valor observado nesse trabalho para a secção de choque de captura aparente de $n3$, $8 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$, sugere que, dentre as transições de estado de carga citadas acima, a mais provável seja $0/-$ (esse valor de secção de choque é relativamente alto para um centro repulsivo²⁹).

5.3.2 Medidas da dependência das taxas de emissão de $n1$ e $n2$ com o campo elétrico

Como já mencionado, os níveis $n1$ e $n2$, medidos inicialmente em amostras irradiadas com elétrons,²⁰ são ambos atribuídos ao mesmo defeito, a vacância de As, V_{As} .^{21,66} Dois diferentes conjuntos de transições de estado de carga foram sugeridos para esse defeito: $0/-/--$ ²¹ ($n2 \Rightarrow 0/-$ e $n1 \Rightarrow -/--$) e $+/0/-$ ⁵² ($n2 \Rightarrow +/0$ e $n1 \Rightarrow 0/-$). Como essas são as duas principais contribuições observadas no espectro DLTS da Figura 5-5 (os dois picos mais altos), é natural imaginar-se que a V_{As} tenha uma forte participação no processo de isolação por implantação; no entanto, como descrito no capítulo 3, sem a apropriada identificação dos possíveis estados de carga da V_{As} , essa afirmação não pode ser feita. Para exemplificar isso, a Figura 5-20 representa a introdução de $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ de V_{As} (descrita

pelos níveis $n1$ e $n2$) em GaAs *tipo-n*, casos (a) e (b), com uma concentração inicial de doadores (nível a $E_c - 0,006$ eV) de $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, e *tipo-p*, casos (c) e (d), com a mesma concentração inicial de aceitadores (nível a $E_v + 0,02$ eV). As duas propostas de estados de carga para esse defeito foram levadas em conta. Como representado na figura, no caso 0/-/-- (letras (a) e (c)), este defeito não atua como um centro compensador para lacunas e apenas consegue atingir uma pouco eficiente compensação em GaAs *tipo-n*. Já para o caso +/-/- (letras (b) e (d)), ele revela-se um excelente centro compensador de lacunas. Por essa razão, a apropriada identificação das transições de estado de carga de $n1$ e $n2$ é de fundamental valor para uma melhor interpretação do papel da vacância de As no processo de isolamento por implantação.

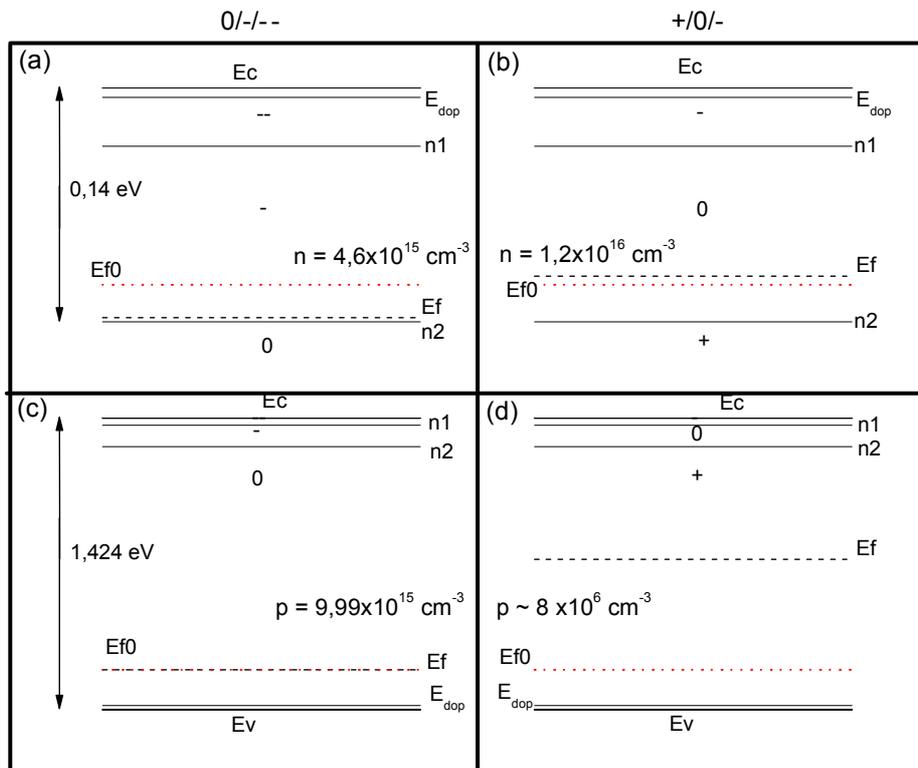


Figura 5-20 Influência dos níveis $n1$ e $n2$ na posição do nível de Fermi usando o cálculo descrito no capítulo 3 para os dois modelos de estados de carga propostos para V_{As} .^{21,52} Os casos (a) e (b) se referem a GaAs *tipo-n* com $E_{f0} = E_v + 1,306$ eV, correspondendo a uma concentração de elétrons livres $n_0 = 9,9 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Os casos (c) e (d), por sua vez, consideram GaAs *tipo-p* com $E_{f0} = E_v + 0,194$ eV e $p_0 = 9,99 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. O modelo 0/-/-- foi usado em (a) e (c), e +/-/-, em (b) e (d).

Para o caso do nível n1, medidas foram tomadas a três diferentes temperaturas: 25, 27,5 e 30K. Na Figura 5-21 (a), a evolução do logaritmo da taxa de emissão de n1 com a raiz quadrada do campo elétrico é apresentada. A impossibilidade de reprodução dos dados experimentais com linhas retas nesse gráfico indica que essa evolução não é bem descrita pelo efeito Poole-Frenkel em um poço Coulombiano. Como também representado na Figura 5-22, esse modelo é especificamente incapaz de reproduzir os dados experimentais obtidos a baixos campos elétricos, exatamente a região em que o efeito Poole-Frenkel é considerado como o predominante.⁷⁵ Isso sugere a ausência desse efeito para n1. Tal sugestão é reforçada pelos dados apresentados na Figura 5-21 (b), onde a evolução do logaritmo da taxa desse nível é exposta como função do quadrado do campo elétrico. As retas obtidas nessa figura revelam que os dados de n1 podem ser adequadamente reproduzidos pela teoria de tunelamento auxiliado por fônons de Karpus e Perel em toda a região de campos e temperaturas utilizados. A Figura 5-22 compara os *fittings* obtidos usando essa teoria com *fittings* tentativos para o efeito Poole-Frenkel.

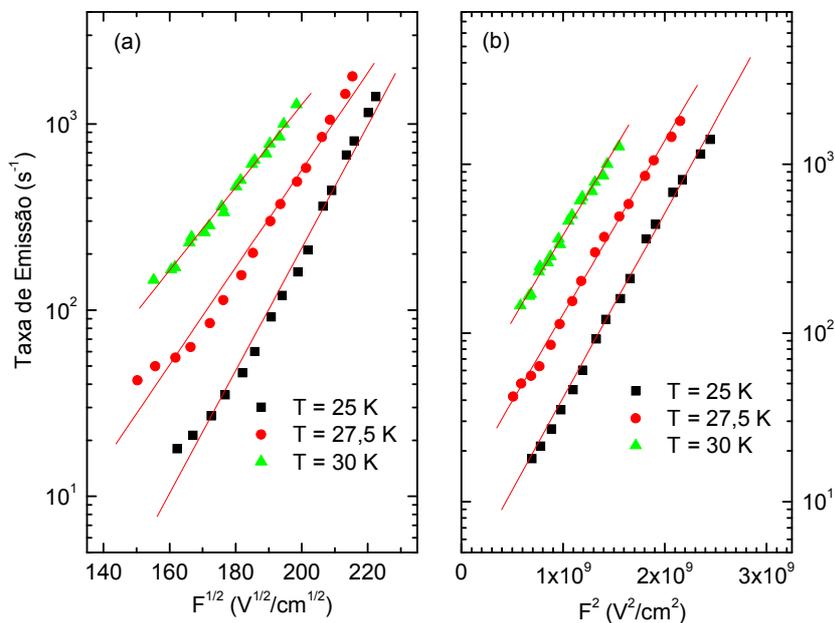


Figura 5-21 Tentativa de descrição do comportamento da taxa de emissão de n1 com o campo elétrico para dois modelos: (a) Poole-Frenkel em um poço Coulombiano e (b) teoria de tunelamento assistido por fônons de Karpus e Perel. As linhas retas obtidas apontam para uma identificação positiva para o caso do tunelamento assistido por fônons.

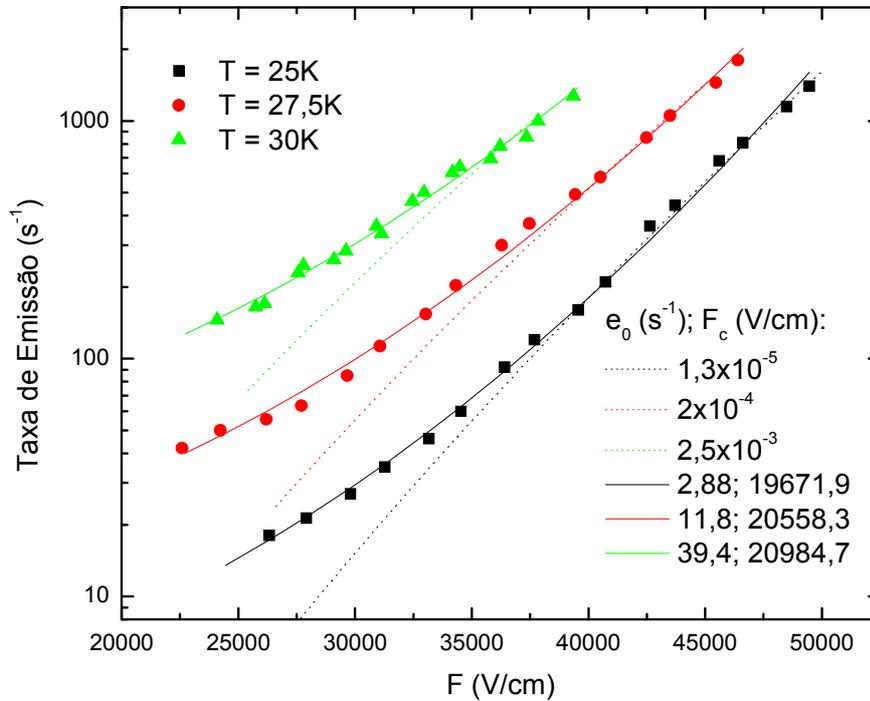


Figura 5-22 Comparação entre os dados experimentais de n_1 (pontos) e diferentes *fittings* (linhas). As linhas completas correspondem a *fittings* usando o modelo de Karpus and Perel para o tunelamento auxiliado por fônons. Já as linhas pontilhadas representam o caso do efeito Poole Frenkel para um poço Coulombiano 3D e $Z = 1$.

A ausência do efeito Poole-Frenkel na descrição dos dados de n_1 é um indício da inexistência de um poço Coulombiano na descrição do potencial para esse nível. Essa ausência, no entanto, não é contraditória a nenhum dos modelos de estado de carga propostos (para $0/-/-$, o estado de carga correspondente ao nível n_1 vazio e n_2 cheio é -, e, para $+/0/-$, o estado de carga correspondente é 0; em nenhum deles temos um poço Coulombiano).

Já para o caso de n_2 , a evolução da taxa de emissão com o campo elétrico foi medida para cinco temperaturas: 55, 60, 65, 70 e 75K. A parte (a) da Figura 5-23 apresenta o comportamento do logaritmo dessa taxa como função da raiz quadrada do campo elétrico. Não é possível reproduzir os dados obtidos para as cinco temperaturas com linhas retas,

revelando que o efeito Poole-Frenkel para poços Coulombianos ou não se faz presente ou não é a única contribuição responsável pela evolução observada. Como representado na parte (b) da mesma figura, o comportamento do logaritmo de e_n com o quadrado do campo também não é linear, descartando também a possibilidade de descrição dos dados experimentais exclusivamente com a teoria de tunelamento auxiliado por fônons de Karpus e Perel.

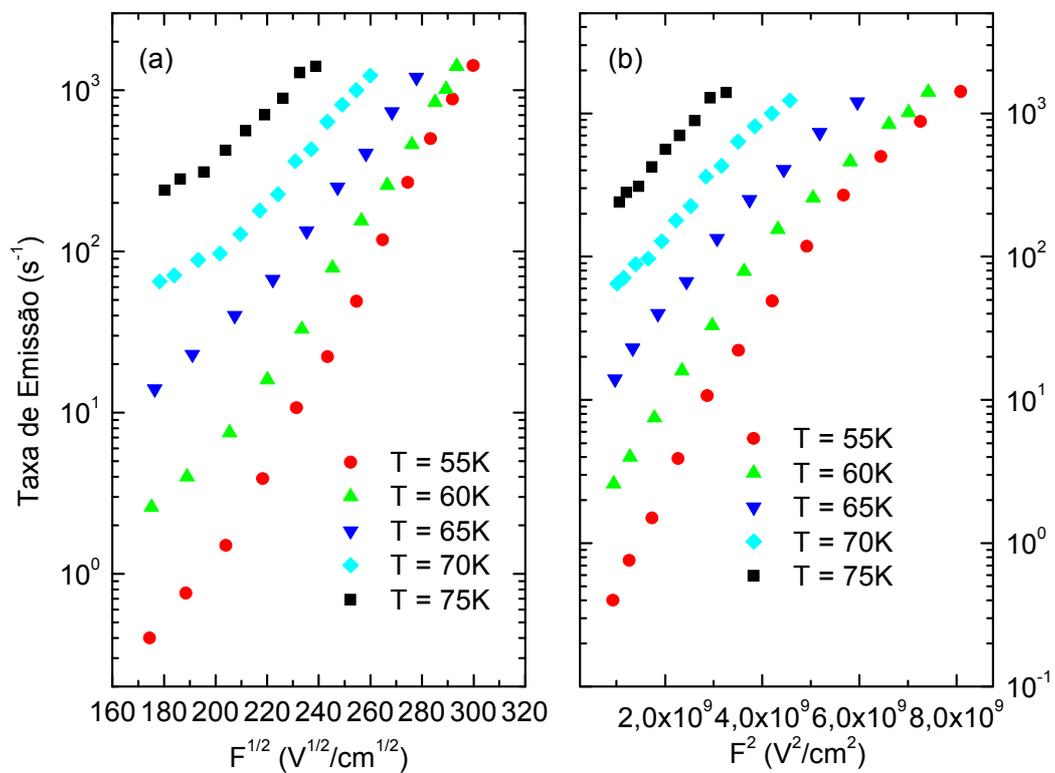


Figura 5-23 Evolução da taxa de emissão de n_2 como função da raiz quadrada do campo elétrico, F , (a) e com o quadrado de F (b). Em nenhum dos casos linhas retas são obtidas, revelando que nem o efeito Poole-Frenkel para um poço Coulombiano (a), nem a teoria de tunelamento auxiliado por fônons de Karpus e Perel (b) conseguem descrever por si só o comportamento experimental observado.

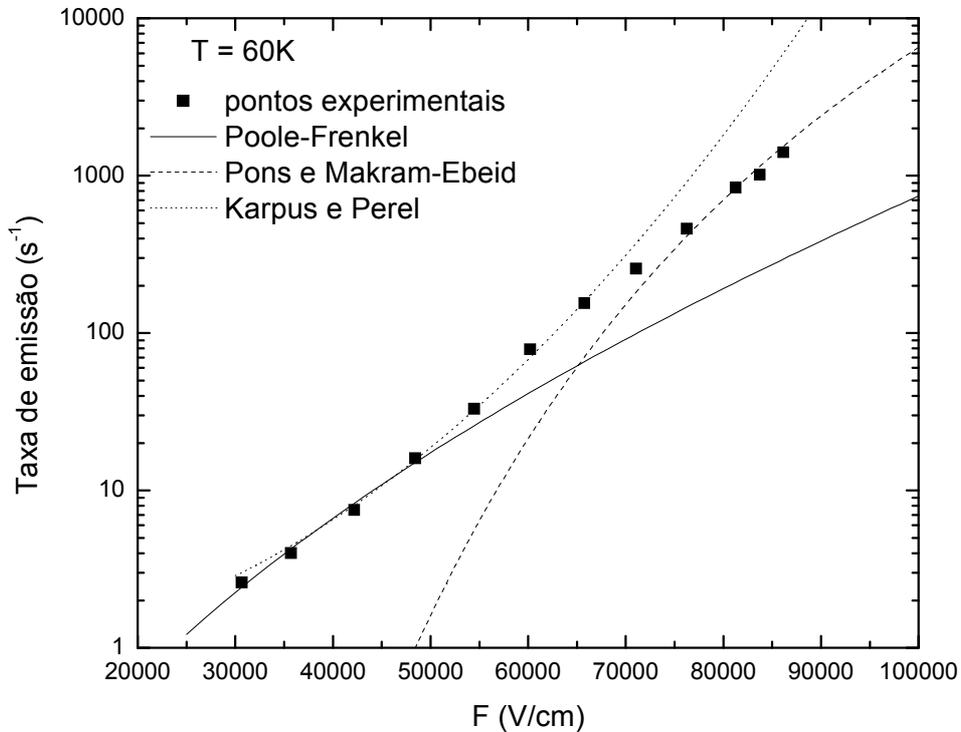


Figura 5-24 Comparação dos dados experimentais obtidos a 60 K com diferentes *fittings* : a linha pontilhada corresponde à teoria de tunelamento auxiliado por fônons de Karpus e Perel com parâmetros $\epsilon_{n0} = 1 \text{ s}^{-1}$ e $F_c = 2,9 \times 10^4 \text{ V/cm}$; a linha cheia representa o efeito Poole-Frenkel para um poço Coulombiano 1D com $Z = 1$ e $\epsilon_{n0} = 0,01 \text{ s}^{-1}$; e a linha tracejada corresponde ao tunelamento auxiliado por fônons de Pons e Makram-Ebeid com $\hbar\omega = 0,01 \text{ eV}$, $S = 0,8$ e $\gamma_2 = 2 \times 10^{-6} \text{ eV}^{-1} \text{ s}^{-1}$.

De fato, como ilustrado na Figura 5-24, que considera em particular os dados obtidos para a temperatura de 60K, nenhum dos modelos considerados aqui consegue reproduzir os dados experimentais de n_2 de forma satisfatória. No entanto, essa figura nos sugere que uma combinação de dois modelos possa ser utilizada: o efeito Poole-Frenkel descreve bem os dados a baixos valores de campo e é insuficiente a altos valores de F; o tunelamento auxiliado por fônons de Pons e Makram-Ebeid, por sua vez, reproduz os dados experimentais a alto campo, mas é insuficiente a baixo campo. Para juntar esses dois efeitos levando em consideração esse quadro e tendo em vista a relação (5-12) proposta por Pons e Makram-Ebeid,⁷⁷ $e_n = e_{n0} + e_F$, nós sugerimos a introdução do efeito Poole-Frenkel no

termo da taxa a campo zero, chegando a uma descrição para a taxa de emissão como função do campo elétrico na forma de:

$$e_n = e_{n0} e^{\frac{\Delta E_{bar}}{k_B T}} + \sum_p \Pi_p \Gamma(\Delta_p) \quad (5-19)$$

onde ΔE_{bar} é dada, considerando o caso unidimensional, pela relação (5-7),

$$\Delta E_{bar}(F) = q \sqrt{\frac{ZqF}{\pi \epsilon \epsilon_0}},$$

$\Gamma(\Delta_p)$ é dada por (5-14),

$$\Gamma(\Delta_p) = \gamma_2 \frac{\Delta_p}{qK} e^{-K},$$

e Π_p , por (5-16),

$$\Pi_p = \left(1 - e^{-\frac{\hbar \omega}{kT}}\right) \sum_{n=0}^{\infty} e^{-\frac{n \hbar \omega}{kT}} J_p^2 \left(2\sqrt{S(n+1/2)}\right).$$

A Figura 5-25 mostra os resultados obtidos empregando o modelo acima para todas as temperaturas e campos medidos. Os parâmetros utilizados foram $Z = 1$, $S = 0.8$, $\hbar \omega = 0,01$ eV e $\gamma_2 = 1,5 \times 10^{-6}$ eV⁻¹s⁻¹. Os bons resultados apresentados nessa figura apontam para a participação dos dois efeitos, Poole-Frenkel e tunelamento auxiliado por fônons, na descrição da evolução da taxa de emissão de elétrons de n2 com o campo elétrico. Esse resultado é particularmente relevante porque contraria o modelo 0/-/- para os estados de carga da V_{As} : nesse caso, o nível n2 estaria relacionado à transição 0/-, correspondendo a um potencial sem contribuição Coulombiana (carga 0). Em contrapartida, o modelo +/0/- indica a existência de um poço Coulombiano com $Z = 1$ para a região de longo alcance desse potencial, em acordo com a descrição obtida acima. Assim, os resultados apresentados nos levam a descartar o primeiro modelo, atribuindo os estados de carga +/0/- à V_{As} , e colocando esta, conseqüentemente, numa posição de grande importância na descrição do processo de isolamento por implantação, principalmente atuando como um centro compensador de lacunas.

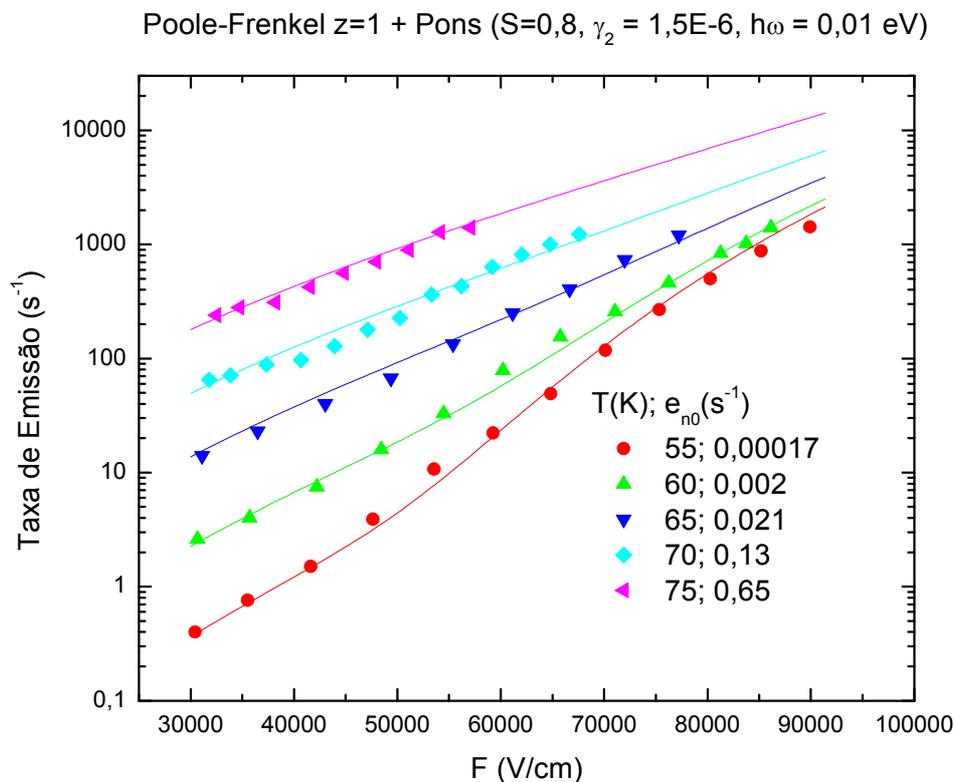


Figura 5-25 Comparação dos dados experimentais da evolução da taxa de emissão de n_2 com o campo elétrico com um *fitting* usando o modelo sugerido onde um termo referente ao efeito Poole-Frenkel é somado a outro termo de tunelamento auxiliado por fônons.

5.3.3 Medidas da dependência da taxa de emissão de p_3 , p_2 e p_1 com o campo elétrico

Como representado na Figura 5-8, o pico p_3 não aparece de forma isolada no espectro DLTS. Provavelmente contribuições não desprezíveis dos picos p_2 , p_4 e p_5 também se façam presentes nas temperaturas em que p_3 é observado. De fato, não foi possível se obter transientes mono-exponenciais nesse caso. Tentamos usar *fittings* considerando múltiplas exponenciais, mas isso nos levou a um aumento considerável no erro associado às taxas extraídas. Desta forma, adotamos para p_3 , bem como para p_2 e p_1 ,

um procedimento um pouco diferente: ao invés de mantermos a temperatura fixa, medimos os dois transientes, com diferentes tensões de pulso (V_{p1} e V_{p2}), para um dado intervalo de temperaturas. O espectro DLTS obtido a partir das curvas de capacitância versus tempo dadas pela subtração dos transientes para cada temperatura estará, então, relacionado a uma região espacial limitada. Fazendo essa região suficientemente estreita, podemos associar a ela um campo elétrico médio, da mesma forma que descrito na Figura 5-14. Este procedimento é conhecido como D-DLTS (*Double Correlation DLTS*).⁸³ A seguir, podemos variar a taxa de referência de diferentes espectros, correspondentes a diferentes campos elétricos, até que os picos obtidos tenham todos o máximo na mesma temperatura, obtendo assim os valores de taxa de emissão como função do campo elétrico para essa temperatura.

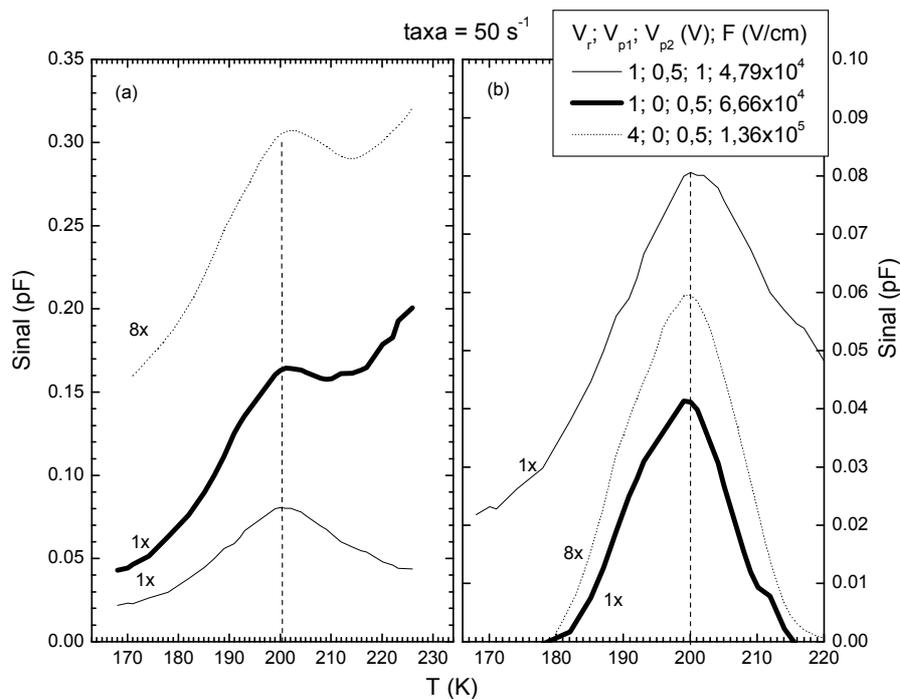


Figura 5-26 Espectros D-DLTS mostrando o pico p3 medido a diferentes valores de campo elétrico para a taxa de 50 s^{-1} (a). Em (b), os espectros são subtraídos de uma linha reta de base ligando os valores correspondentes ao sinal a 175K e 225K no intuito de se tentar separar a contribuição de p3 das demais. O valor encontrado para o máximo dos picos se manteve praticamente inalterado para os campos elétricos medidos. Os picos foram deslocados verticalmente para melhor visualização.

A Figura 5-26 (a) mostra os picos obtidos para diferentes valores de campo elétrico a uma taxa de referência de 50 s^{-1} . Mesmo estando este sobreposto a outras contribuições, é possível perceber que o máximo do pico p3 não se altera muito com a variação do campo elétrico. De fato, como representado na Figura 5-26 (b), onde os espectros de (a) são subtraídos de uma linha reta base para separar melhor a contribuição de p3 das demais, pode-se dizer que a variação da posição desse máximo em temperatura, para os três casos considerados, é quase desprezível, indicando a ausência de uma dependência mais forte (efeito Poole-Frenkel ou tunelamento auxiliado por fônons) da taxa de emissão de p3 com o campo elétrico.

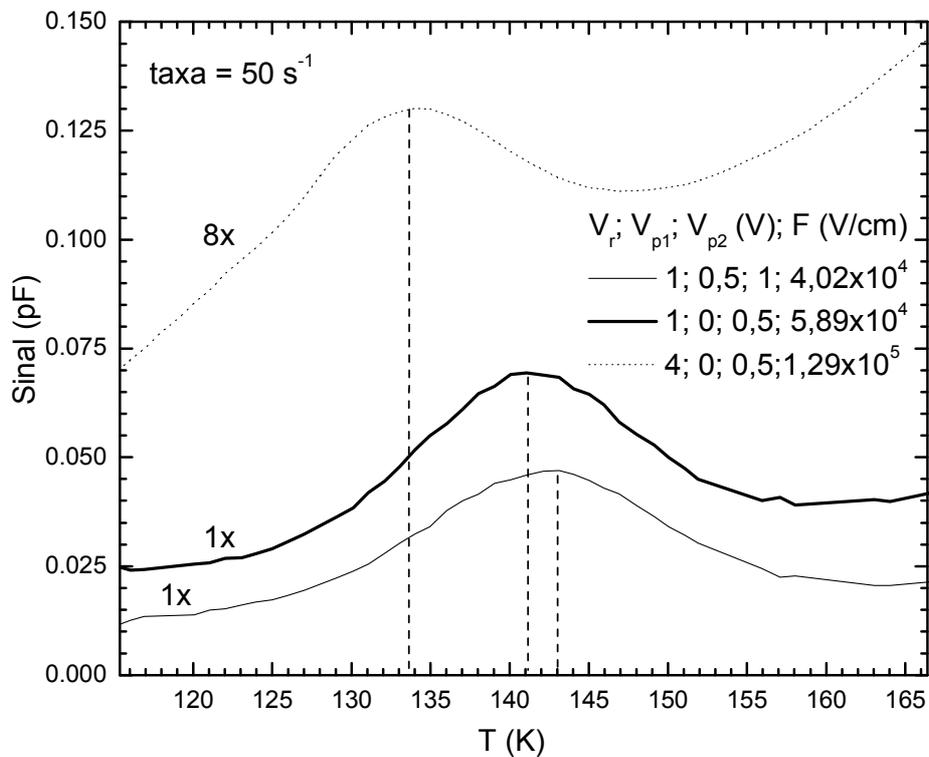


Figura 5-27 Espectros D-DLTS obtidos para o pico p2 a uma taxa de 50 s^{-1} e para diferentes valores de campo elétrico, representando a dependência da temperatura correspondente ao máximo desse pico com o valor do campo.

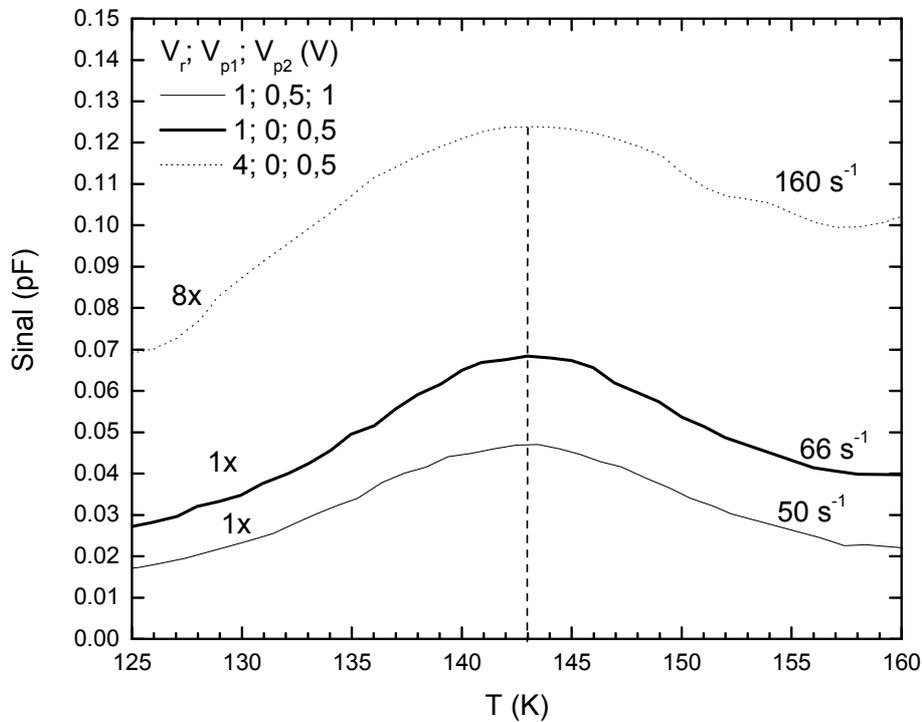


Figura 5-28 Espectros D-DLTS para três diferentes configurações de pulsos correspondendo a diferentes campos elétricos para o pico p2. As taxas de referência foram escolhidas de forma a posicionar o máximo de p2 em ~143K.

O pico p2 também está sobreposto a outra(s) contribuição(ões), provavelmente p3, p4 e/ou p5. Usando a mesma abordagem descrita acima, espectros D-DLTS foram medidos para diferentes condições de campo elétrico. A Figura 5-27 apresenta os resultados para a taxa de 50 s^{-1} . Uma variação considerável é observada nos valores de temperatura correspondentes ao máximo desse pico em cada espectro: temperaturas de ~133,5 a 143K para campos de 4×10^4 a $1,29 \times 10^5 \text{ V/cm}$. A Figura 5-28 mostra os espectros obtidos para diferentes taxas de referência, de forma a fazer o máximo de p2 posicionar-se sempre na mesma temperatura. Usando os dados desse último gráfico, a Figura 5-29 apresenta o comportamento do logaritmo da taxa de emissão de p2 a 143 K como função da

raiz quadrada do campo elétrico (a) e do quadrado desse campo (b). Embora apenas três pontos tenham sido medidos, o comportamento linear observado na Figura 5-29 (a) é um bom indicio de que o efeito Poole-Frenkel seja o principal responsável pelo comportamento observado para p2, indicando a presença de um poço Coulombiano para a região de longo alcance do correspondente potencial.

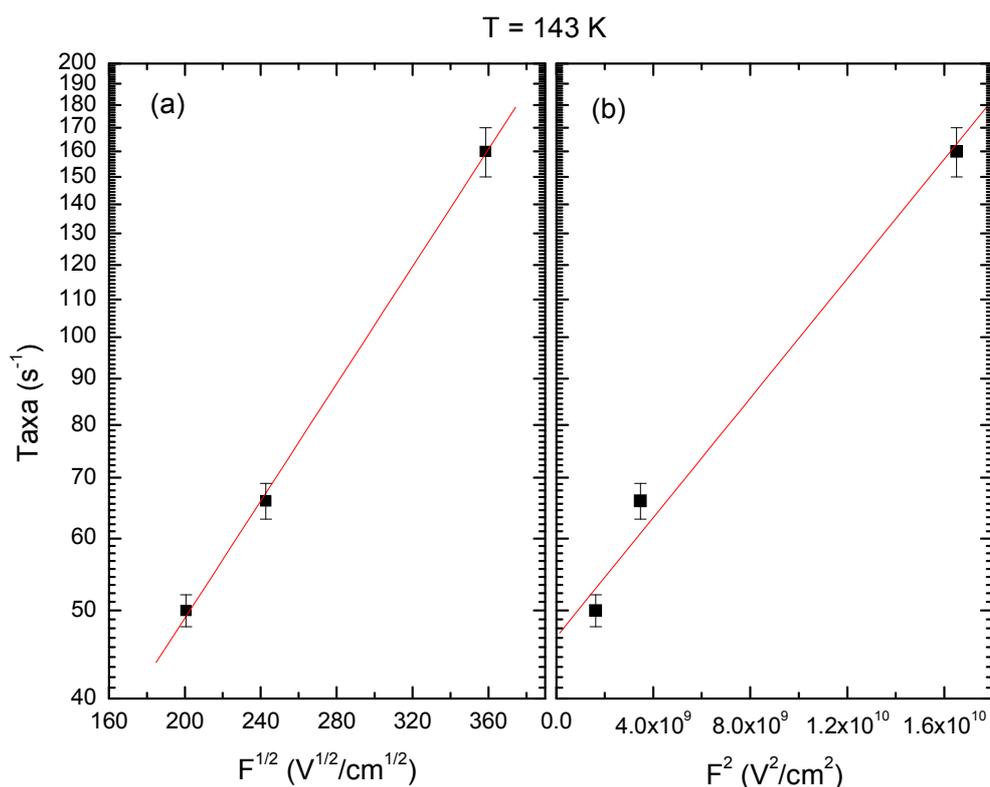


Figura 5-29 Variação do logaritmo da taxa de emissão com a raiz quadrada do campo elétrico (a) e com o quadrado desse campo (b). O comportamento linear obtido em (a) é um indicativo da presença do efeito Poole-Frenkel para um poço Coulombiano.

Também não foi possível a obtenção de transientes mono-exponenciais para o caso do pico p1. Isto ocorre porque, além da contribuição mais forte, relacionada ao nível H0_Ref[20] medido inicialmente em amostras irradiadas com elétrons, esse pico possui ainda uma segunda contribuição, como mostra a Figura 5-30.

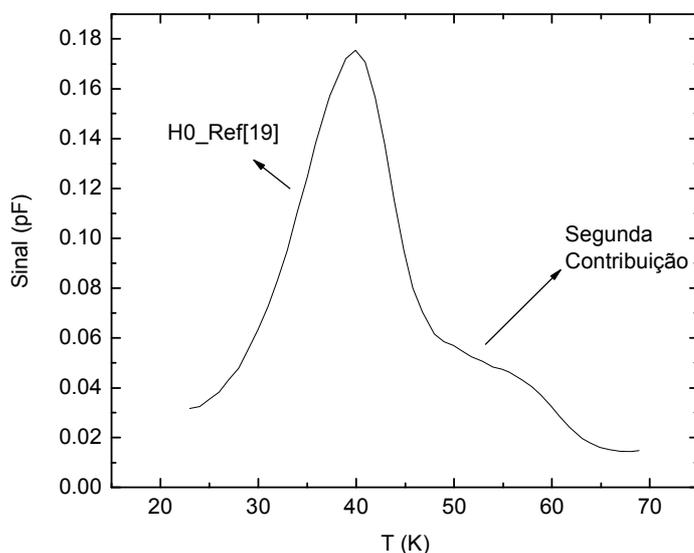


Figura 5-30 Espectro DLTS mostrando as duas contribuições de p1. $V_r = 1,1V$, $V_p = 0V$, taxa de referência = $50 s^{-1}$.

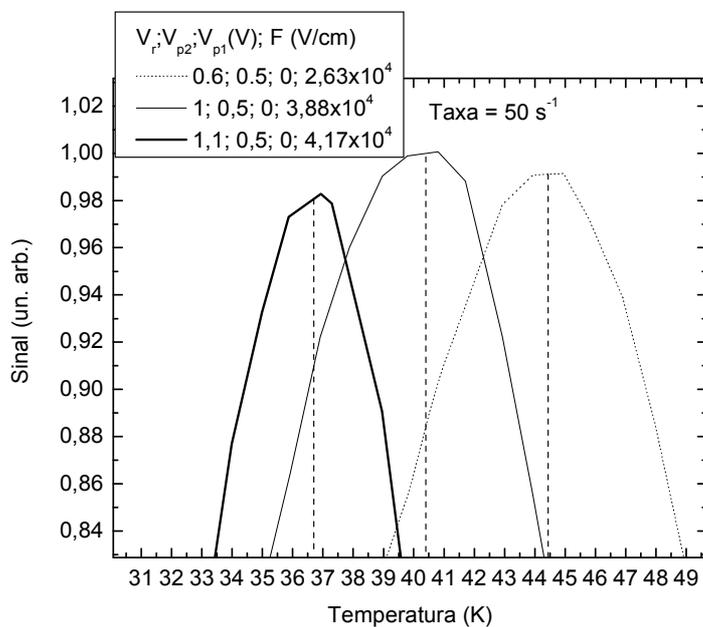


Figura 5-31 Espectros D-DLTS medidos para p1 a diferentes valores de campo elétrico usando a mesma taxa de referência de $50 s^{-1}$. Os valores de sinal DLTS obtidos foram normalizados para facilitar a comparação.

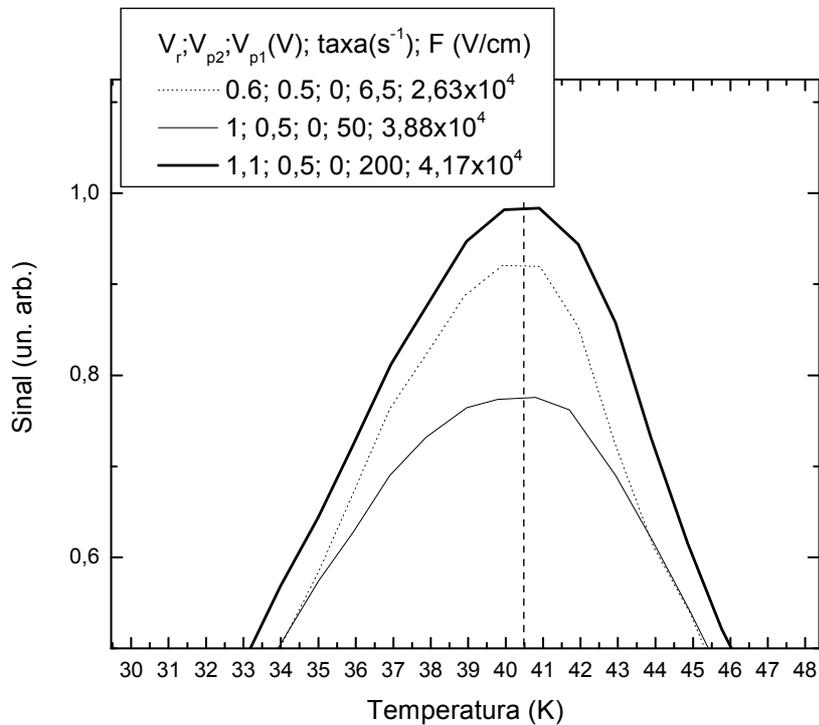


Figura 5-32 Obtenção das taxas de emissão de p1 como função do campo elétrico para a temperatura de 40,5K. Os espectros D-DLTS foram normalizados para facilitar sua visualização.

Espectros D-DLTS foram utilizados no intuito de se obter informações sobre a evolução da taxa de emissão da principal contribuição de p1, correspondente a $H0_Ref[20]$, com o campo elétrico. A Figura 5-31 apresenta a posição desse pico para três diferentes valores de F e a uma taxa de referência de $50 s^{-1}$. Uma forte variação da posição do máximo de p1 com o campo é observada, indicando uma dependência grande da taxa de emissão desse nível com F . A Figura 5-32 apresenta os espectros utilizados na obtenção dos valores dessa taxa como função do campo elétrico para a temperatura de 40,5K. Colocando estes dados em gráficos de $F^{1/2} \times \log(e_n)$ e $F^2 \times \log(e_n)$, Figura 5-33, nota-se que o comportamento medido não pode ser reproduzido exclusivamente nem pelo efeito Poole-Frenkel para um poço Coulombiano, nem pelo efeito de tunelamento auxiliado por fônons de Karpus e Perel. Embora apenas três pontos tenham sido medidos, pode-se perceber que,

como representado na Figura 5-34, este primeiro efeito consegue descrever apenas a parte de baixos campos, enquanto que o segundo consegue apenas reproduzir a região de mais altos campos, indicando que, provavelmente, haja uma combinação desses dois efeitos na variação da taxa de p1 com o campo elétrico. A presença do efeito Poole-Frenkel aponta para a existência de um poço Coulombiano no potencial desse defeito, levando-nos a atribuir tentativamente uma transição de estado de carga do tipo 0/- para p1.

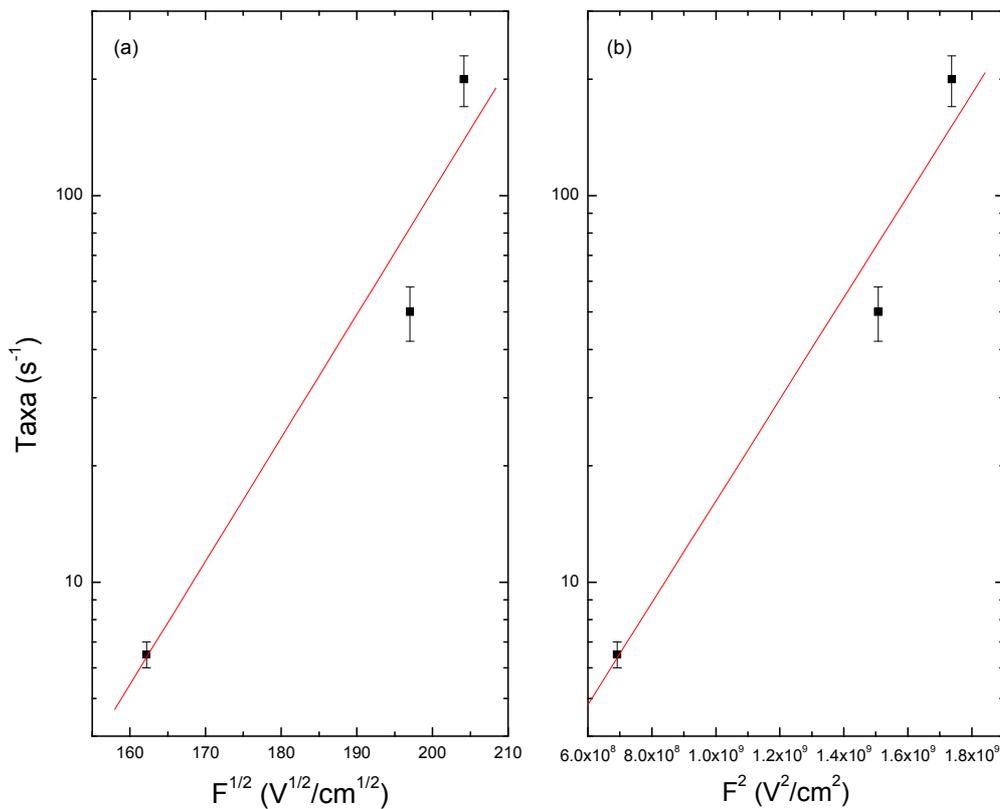


Figura 5-33 Tentativa de identificação dos efeitos Poole-Frenkel em um poço Coulombiano (a) e tunelamento auxiliado por fônons de Karpus e Perel (b) no comportamento da variação da taxa de emissão de p1 com o campo elétrico. A ausência de linearidade em ambos os gráficos revela que isoladamente nenhum desses efeitos consegue descrever os dados experimentais.

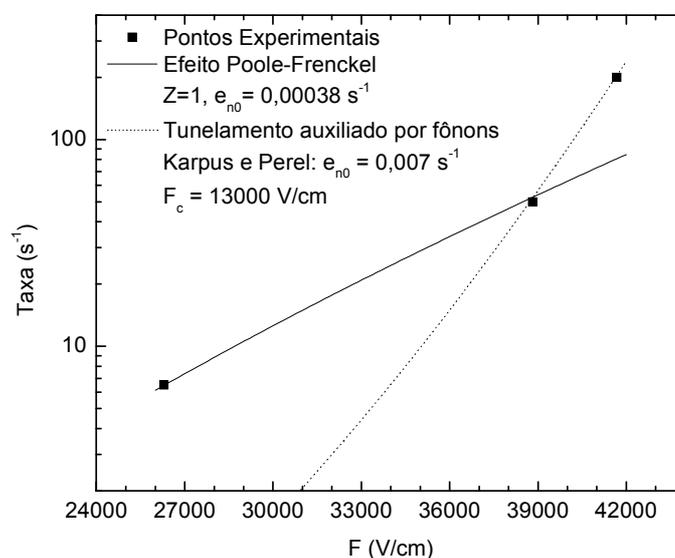


Figura 5-34 Tentativa de reprodução dos dados experimentais com o efeito Poole-Frenkel (linha cheia) e com o efeito de tunelamento auxiliado por fônons (linha pontilhada). O primeiro efeito consegue apenas reproduzir a região de campos mais baixos, enquanto que o segundo descreve bem a região de campos altos.

5.4 Taxas de Introdução dos Níveis Medidos

É usual aproximar-se uma dependência linear entre a variação na concentração do defeito após a implantação (ΔN_i) e a dose D , chegando-se à relação (3-1), $T_i = \frac{\Delta N_i}{D}$, para a taxa de introdução T_i . Como discutido no capítulo três, esse é um dos parâmetros fundamentais para a adequada descrição do processo de isolação. Tendo isto em vista, segue abaixo o procedimento utilizado para a extração desta taxa para os picos $n1, n2, n3, n4, p1, p2$ e $p3$.

Para este estudo, utilizamos o conjunto de amostras mais dopadas, amostras C, e espectros DLTS usando função peso do tipo delta (Box-Car DLTS). Neste caso, o sinal DLTS é dado pela relação (1-12):

$$S \equiv C(t_2) - C(t_1) = \Delta C \left\{ e^{-e_n t_1} - e^{-e_n t_2} \right\},$$

onde os tempos t_1 e t_2 são os parâmetros da função peso, e e_n é a taxa de emissão supondo-se transientes mono-exponenciais como o representado em (1-10),

$$C(t) = C(\infty) - \Delta C e^{-e_n t}.$$

O valor do sinal DLTS correspondente ao máximo de um pico é dado por:

$$S_{\max} = \Delta C \left\{ e^{-e_{ref} t_1} - e^{-e_{ref} t_2} \right\},$$

(5-20)

onde a taxa e_{ref} é dada pela relação (1-13), $e_n(T_{pico}) = e_{ref} = \frac{\ln\left(\frac{t_2}{t_1}\right)}{t_2 - t_1}$. Assim, medindo-se

S_{\max} para um espectro com t_1 e t_2 dados, ΔC pode ser facilmente calculado. Este valor, por sua vez, está diretamente relacionado à concentração do defeito em questão, N_t , através de:²⁶

$$N_t = \frac{2\Delta C x_d^2 N_d}{C(\infty) \left((x_d - \lambda)^2 - (x_0 - \lambda)^2 \right)}.$$

(5-21)

Nesta relação, N_d é a concentração de dopantes, x_d é a profundidade da zona de depleção com a tensão reversa V_r aplicada, x_0 é a profundidade da depleção com a tensão do pulso V_p aplicada, $C(\infty)$ é a capacitância final do transiente (o valor estacionário de capacitância para uma tensão reversa V_r aplicada) e λ é dado pela equação (1-15),

$$\lambda = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{q^2 N_d} (E_{fe} - E_T)}.$$

A Figura 5-35 apresenta os espectros utilizados para a extração das taxas de introdução dos picos aqui considerados. Para o caso particular de p3, o espectro foi subtraído de uma linha reta para diminuir a influência dos picos p4 e p5 sobre esta contribuição. Para a amostra GaAs *tipo-n* C, utilizada para n1, n2 e n3, a concentração de dopantes é de $\sim 3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Já para a amostra GaAs *tipo-p* C, correspondente aos demais picos, a concentração de dopantes é de $\sim 2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Todos os valores utilizados no cálculo

das taxas de introdução, bem como os resultados obtidos, estão representados na Tabela 5-3.

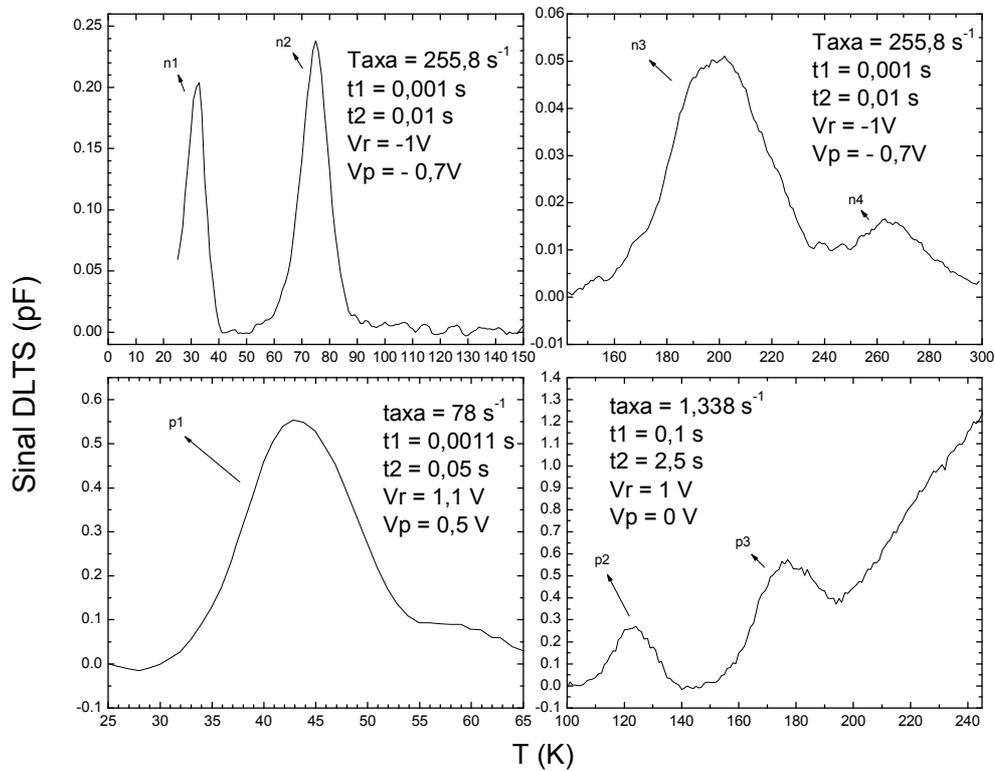


Figura 5-35 Espectros DLTS utilizados para o cálculo das taxas de emissão de n1, n2, n3, n4, p1, p2 e p3.

Tabela 5-3 Valores utilizados no cálculo das taxas de introdução dos picos n1, n2, n3, p1, p2 e p3 e resultados obtidos. A dose de implantação de prótons é de $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

Pico	e_n/e_p (s^{-1})	t1 (s)	t2 (s)	Vr (V)	x_d (μm)	Vp (V)	x_0 (μm)	λ (μm)	S_{max} (pF)	ΔC (pF)	Cinf (pF)	N_t (cm^{-3})	T_i (cm^{-1})
n1	255.8	0.001	0.01	-1	0.3675	-0.7	0.3395	0.0410	0.204	2.9E-01	158	9.1E+14	914
n2	255.8	0.001	0.01	-1	0.3675	-0.7	0.3395	0.0871	0.238	3.4E-01	158	1.3E+15	1251
n3	255.8	0.001	0.01	-1	0.3675	-0.7	0.3395	0.1225	0.050	7.2E-02	158	3.0E+14	305
n4	255.8	0.001	0.01	-1	0.3675	-0.7	0.3395	0.1880	0.016	2.3E-02	158	1.4E+14	136
p1	78	0.0011	0.05	1.1	0.3636	0.5	0.2982	0.0477	0.555	6.2E-01	159	6.1E+14	610
p2	1.338	0.1	2.5	1	0.3636	0	0.2407	0.1287	0.264	3.1E-01	159	2.7E+14	270
p3	1.338	0.1	2.5	1	0.3636	0	0.2407	0.1590	0.541	6.4E-01	159	6.7E+14	669

5.5 Simulando o Processo de Isolação por Implantação de Prótons em GaAs com os novos resultados

O estudo apresentado introduz novos e importantes pontos a serem considerados no cálculo descrito no capítulo três: as taxas de introdução de n1, n2 e p1 foram devidamente calculadas, juntamente com as de n3, n4, p2 e p3; as energias aparentes desses picos também foram obtidas; os dados da variação das taxas de emissão de n1 e n2 com o campo elétrico reforçam a escolha dos estados de carga +/0/- para a vacância de As; já para o caso de n3, esse estudo aponta para uma transição de estado de carga do tipo 0/-, contrariando o dado usado no capítulo 3; a presença do efeito Poole-Frenkel no comportamento observado para p1 e p2 reforça a escolha da transição 0/- para esses níveis; mas a ausência desse efeito no caso de p3 contraria essa escolha, indicando uma transição do tipo +/0. Compilando todos esses dados, chegamos à Tabela 5-4 para a descrição do processo de isolação por implantação. Os picos oriundos dos processos de crescimento epitaxial do semicondutor não foram incluídos. Embora não tenha sido possível analisar adequadamente as características do pico correspondente à contribuição Pp1_Ref[17], p4 (este pico estava encoberto pelo pico p5 relativo ao crescimento epitaxial), o incluímos na tabela. Sua taxa de introdução foi calculada mantendo-se a proporção com o valor obtido para p3 (Pp3_Ref[17]). Já sua energia aparente e transição de estado de carga foram mantidas em $E_v + 0,64 \text{ eV}$ e 0/-.

Os dados apresentados na Tabela 5-4 foram usados como parâmetros de entrada para o cálculo descrito no capítulo 3. Os resultados estão representados na Figura 5-36. Um bom acordo é observado entre a curva simulada e os dados experimentais, evidenciando que os níveis aqui considerados devem ser os principais responsáveis por essa etapa inicial (doses de implantação não muito grandes) do processo de isolação.

Tabela 5-4 Dados utilizados para o cálculo das curvas de isolação baseando-se em estudos anteriores e nos novos resultados.

Nível	Energia	Transição de Carga	Taxa de Introdução ($\text{lon}^{-1} \text{cm}^{-1}$)
n1	$E_c - 0.035 \text{ eV}$	0/-	914
n2	$E_c - 0.14 \text{ eV}$	+/0	1250
n3	$E_c - 0.29 \text{ eV}$	0/-	305
n4	$E_c - 0.63 \text{ eV}$	+/0	136
p1	$E_v + 0.05 \text{ eV}$	0/-	610
p2	$E_v + 0.26 \text{ eV}$	0/-	270
p3	$E_v + 0.39 \text{ eV}$	+/0	669
p4	$E_v + 0.64 \text{ eV}$	0/-	750

Por ser um defeito relativo ao processo de crescimento epitaxial, p5 não foi considerado.

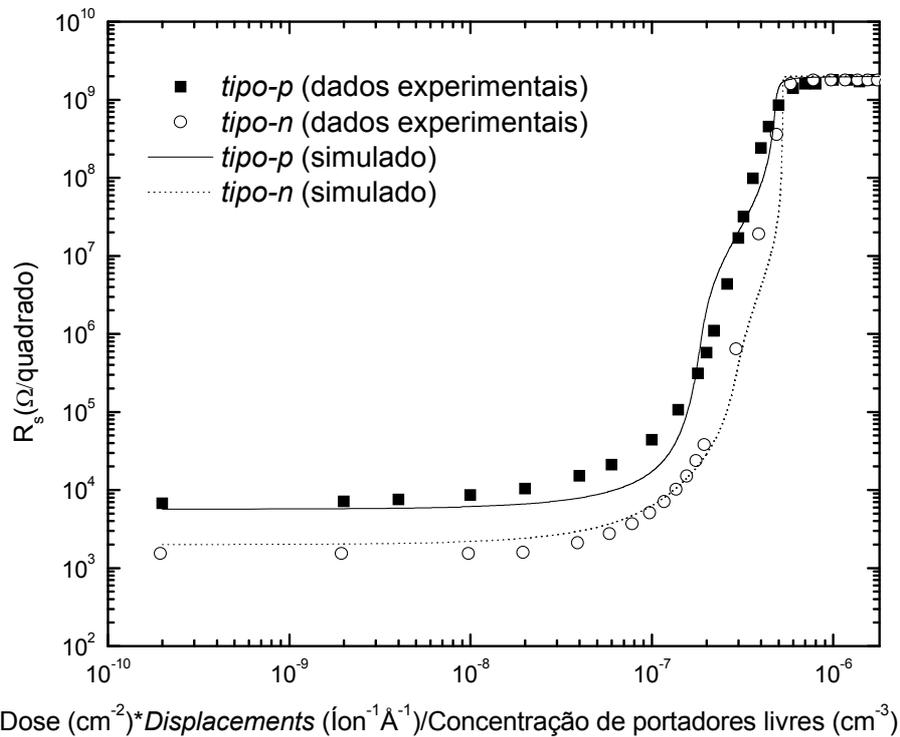


Figura 5-36 Comparação entre os dados experimentais (pontos) e os resultados do cálculo empregando os dados da Tabela 5-4 como entrada (linhas).

5.6 Conclusões

O sistema DLTS desenvolvido no Laboratório de Microeletrônica da UFRGS se mostrou capaz de reproduzir resultados obtidos anteriormente e obter novas contribuições para a descrição do processo de isolação em GaAs. Pela primeira vez um pico com assinatura semelhante à de H0_Ref[20], p1, foi medido a baixos valores de temperaturas em GaAs *tipo-p* implantado com prótons. Estudos da evolução da taxa de emissão de diferentes níveis com o campo elétrico foram realizados. O pico n1 apresentou um comportamento completamente descrito pelo processo de tunelamento auxiliado por fônons; já os dados para o nível n2 puderam apenas ser reproduzidos usando uma conjunção dos efeitos Poole-Frenkel e tunelamento auxiliado por fônons. Estes resultados apontam para transições de estado de carga do tipo $+/0/-$ para as vacâncias de As. No caso do nível n3, os resultados mostram uma evolução da taxa de emissão com o campo elétrico devida ao processo de tunelamento auxiliado por fônons, sem a participação do efeito Poole-Frenkel. Este resultado contraria a associação prévia entre este nível e a transição de estado de carga $+/0$ do defeito $\text{Ga}_{\text{As}} + \text{V}_{\text{As}}$. Para o pico p1, a forte variação observada para baixos campos, indicando a presença do efeito Poole-Frenkel, está de acordo com o modelo relacionando esse nível à transição $0/-$ do anti-sítio Ga_{As} . A ausência de alterações significativas na taxa de emissão de p3 com o campo elétrico, por sua vez, aponta para uma transição de estado de carga do tipo doador ($+/0, ++/+, \dots$). Já o nível p2 apresentou dados característicos do efeito Poole-Frenkel, indicando uma transição do tipo aceitador ($0/-, -/--, \dots$). Juntando essas considerações com os dados obtidos para as taxas de introdução de n1, n2, n3, p1, p2 e p3 e com informações de outros trabalhos, uma tabela foi criada compilando as mais prováveis características de cada um dos níveis introduzidos pela implantação. Estes dados, inseridos como entrada para o cálculo descrito no capítulo 3, levaram a uma razoável reprodução da curva de isolação tanto em GaAs *tipo-n* quanto em GaAs *tipo-p*.

6 Contribuições, Discussão Final e Perspectivas Futuras

Ao longo deste trabalho, a isolação por implantação de prótons em estruturas DBR de AlGaAs foi estudada e os principais parâmetros para sua utilização em processos de fabricação de dispositivos VCSEL foram obtidos. Um modelo para a simulação da curva de resistência de folha versus dose de implantação foi criado. Foi desenvolvido e otimizado um sistema de medidas DLTS no Laboratório de Microeletrônica do IF-UFRGS. Este sistema foi utilizado para a identificação do conjunto de níveis profundos introduzidos pela implantação de prótons em GaAs. Medidas da dependência da taxa de emissão desses níveis como função do campo elétrico foram realizadas, trazendo informações importantes para a obtenção de suas transições de estado de carga. As taxas de introdução dos níveis também foram obtidas. Os dados dessas medidas e de trabalhos anteriores foram compilados em uma nova tabela para a descrição do processo de isolação por implantação em GaAs. Esta tabela foi usada como entrada na simulação das curvas de resistência de folha como função da dose, reproduzindo de forma aceitável os dados experimentais e possibilitando a identificação das principais contribuições responsáveis pelo processo de isolação tanto em GaAs *tipo-n* quanto em GaAs *tipo-p*.

Embora a isolação por implantação iônica em semicondutores III-V ainda não seja um processo completamente descrito e compreendido, sua utilização já apresenta vantagens consideráveis em relação a outras formas de isolação nesses semicondutores. Para o caso específico de camadas DBR em dispositivos VCSEL de AlGaAs, esse processo se mostra uma alternativa viável e comparativamente mais simples que as demais, mantendo a planaridade da amostra e apresentando boa reprodutibilidade. Os dados experimentais obtidos para as estruturas DBR podem ser utilizados juntamente com simulações TRIM para se estimar as apropriadas doses de implantação. Cuidado deve ser tomado na escolha da energia de implantação para que a região ativa não seja atingida. Um procedimento para a obtenção da energia máxima foi exemplificado, chegando-se ao valor de 300 keV para o nosso dispositivo. A desvantagem desse processo de isolação em estruturas DBR reside em sua baixa estabilidade térmica: para a região de doses de implantação estudada, subseqüentes passos tecnológicos ficam restritos a 150°C. Uma alternativa que contorna

esse problema já foi proposta: ¹ a implantação para isolamento pode ser adotada como passo final, utilizando energias maiores para implantar-se através do metal do contato.

Para a apropriada caracterização do processo de isolamento, são necessários, como demonstrado pelo cálculo utilizado nas simulações, a taxa de introdução, a energia e a transição de estado de carga correspondente a cada nível profundo envolvido. A obtenção desses dados, juntamente com a identificação nível/defeito, são passos difíceis e que, muitas vezes, só podem ser alcançados utilizando-se dados de diferentes medidas experimentais e modelos teóricos. Para o caso do semiconductor III-V GaAs, os dados aqui apresentados somam-se a diversos trabalhos anteriores na obtenção dos dados descritos na Tabela 5-4. Esses dados foram utilizados na simulação da Figura 5-36, que apresentou uma razoável reprodução dos pontos experimentais. Segundo essa tabela, destacam-se como centros compensadores de elétrons os níveis p1 e p4 (Pp1_Ref[17]), uma vez que n3 e p2 têm taxas de introdução mais baixas. Acredita-se que p1 esteja relacionado a anti-sítios Ga_{As}, ²¹ colocando este defeito no quadro dos prováveis responsáveis pelo processo de isolamento. Estudos de aniquilação de pósitrons apontam um forte estágio de recozimento para Ga_{As} a 500-550K. ⁵² O nível n3 também apresenta uma etapa de recozimento em torno de 500-550K (n3 é identificado como E3_Ref[20] em amostras irradiadas com elétrons, ou Pn5_Ref[17] na Figura 1-11), explicando o forte recozimento observado a ~250°C para a resistência de folha de GaAs *tipo-n* implantado com prótons a uma fluência próxima à dose de limiar na Figura 1-7 (a). O pico p4 (Pp1_Ref[17]), por sua vez, foi observado pela primeira vez na Referência [17], e não há ainda uma associação feita para esse nível com algum defeito em particular. Sua estabilidade térmica é notável: como representado na Figura 1-11, esse nível não sofre nenhuma etapa forte de recozimento em temperaturas inferiores ou iguais a 500°C. Vale lembrar que não foi possível se obter nenhuma informação sobre a variação da taxa de emissão de p4 com o campo elétrico. A atribuição 0/- para sua transição de estado de carga foi utilizada porque é a que nos levou à melhor reprodução dos dados experimentais na Figura 5-36 (desconsiderando n4, cuja taxa de introdução é muito baixa, todos os demais níveis, exceto p4, tiveram sua transição de estado de carga dada com base nos argumentos relacionados às medidas do capítulo anterior). No entanto, se esta atribuição for apropriada, p4 torna-se uma peça importante na descrição do processo de isolamento por implantação. Este nível não só participa da etapa

“inicial” do processo de isolamento aqui considerada, correspondente a doses de implantação mais baixas e com estabilidade térmica em torno de 250°C, mas também possivelmente está presente na etapa posterior de isolamento a doses mais altas e com estabilidade térmica de ~600°C (ver Figura 1-7).

Considerando ainda os dados da Tabela 5-4, o principal centro responsável pela compensação de lacunas para a isolamento de GaAs *tipo-p* é o n2. Provavelmente associado à V_{As} , este nível tem etapa forte de recozimento a 500-550K²¹, a mesma etapa observada na Figura 1-8 para a resistência de folha de GaAs *tipo-p* implantado até a dose de limiar ou até a metade deste valor. O nível p3 desempenha um papel menor para a compensação de lacunas. Sua taxa de introdução não é tão elevada quanto a de n2, e sua posição na banda proibida também não é muito favorável (abaixo do meio dessa banda).

De forma geral, podemos apontar como os principais responsáveis por essa etapa inicial do processo de isolamento em GaAs (para doses de implantação não muito grandes – menores que ~2 vezes a dose de limiar) a V_{As} , o anti-sítio Ga_{As} e o nível p4 (Pp1_Ref[17]). No entanto, como revelam os dados experimentais de estabilidade térmica desses defeitos (com exceção a p4), a estrutura de níveis relacionada à isolamento para mais altas doses pode diferir consideravelmente do quadro aqui exposto. Como é de grande interesse, em termos de processo, que etapas térmicas possam ser realizadas após a implantação para isolamento, essa estrutura de defeitos para doses maiores deve ser apropriadamente estudada e compreendida. Esta tarefa representa um desafio para a continuação do trabalho, uma vez que a principal ferramenta desenvolvida no Laboratório de Microeletrônica do Instituto de Física da UFRGS para a medida de níveis profundos, o DLTS de transientes de capacitância, está restrito, em sua configuração atual, a medidas onde N_T é muito menor que a concentração de portadores livres. Um experimento interessante que pode ser realizado com o aparato experimental atual consiste em implantar-se as amostras de GaAs com doses mais altas e recozê-las até que uma condutividade suficiente alta seja restabelecida, medindo-se na seqüência os picos remanescentes desse recozimento via DLTS. Outra alternativa é a implementação de outros tipos de DLTS que não sofrem dessa limitação, como o Q-DLTS²⁶ (DLTS de carga) e o CC-DLTS²⁹ (DLTS de capacitância constante). Com estas variações da medida, a única limitação para a concentração de portadores livres seria, para o caso de armadilhas de elétrons, por exemplo, que o nível de

Fermi fique acima do nível profundo a ser medido. No entanto, qualquer uma destas medidas requer circuitos auxiliares a serem implementados em nosso sistema. Diversas outras medidas também podem contribuir na seqüência dessa investigação. Medidas de fotoluminescência e Hall a temperatura variável estão disponíveis no mesmo instituto. Além destas, medidas de aniquilação de pósitrons e de ressonância paramagnética de elétrons também podem ser utilizadas.

Por fim, o sistema DLTS desenvolvido nesse trabalho está pronto e abre uma grande janela de novas e interessantes oportunidades de pesquisa no Instituto de Física da UFRGS. O trabalho de isolamento por implantação pode ser estendido a outros semicondutores, como o GaN por exemplo, e diferentes frentes de estudo em defeitos em semicondutores podem agora ser também atacadas com essa ferramenta.

7 Referências

1. WILLIAMS, R. *Modern GaAs processing methods*. Boston: Artech House, 1990.
2. REN, F. et al. Implant isolation of GaAs-AlGaAs heterojunction bipolar transistor structures. *Applied Physics Letters*, Woodbury, v. 56, n. 9, p. 860-862, Feb. 1990.
3. MORKOÇ, H.; SOLOMON, P. M. The HEMT: a super-fast transistor. *IEEE Spectrum*, New York, v. 21, n. 2, p. 28-35, Feb. 1984.
4. WILMSEN, C. W.; TENKIN, H.; COLDREN, L. A. *Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser: design, fabrication, and applications*. Cambridge: Cambridge University Press, 2002.
5. 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.
6. PEARTON, S. J. Ion implantation for isolation of III-V semiconductors. *Materials Science Reports*, Amsterdam, v. 4, n.8, p. 313-367, May 1990.
7. PEARTON, S. J. Ion implantation doping and isolation of III-V semiconductors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, Amsterdam, v. 59/60, p. 970-977, July 1991. pt. 2.
8. PEARTON, S. J. Ion implantation in III-V semiconductor technology. *International Journal of Modern Physics B*, Singapore, v. 7, n. 28, p. 4687-4761, Dec. 1993.
9. LANNOO, M.; BOURGOIN, J. *Point defects in semiconductors I: theoretical aspects*. Berlin: Springer-Verlag, 1981.
10. KATO, Y. et al. Electrical conductivity of disordered layers in GaAs crystal produced by ion implantation. *Journal of Applied Physics*, New York, v. 45, n. 3, p. 1044-1049, Mar. 1974.
11. 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.
12. ZIEGLER, J. F.; BIERSACK, J. P.; LITTMARK, U. *The stopping and range of ions in solids*. New York: Pergamon, 1985.
13. SOUZA, J. P. de; DANILOV, I.; BOUDINOV, H. Electrical isolation of GaAs by light ion irradiation damage. *Radiation Effects and Defects in Solids*, Yverdon, v. 147, n. 1/2, p. 109-120, 1998.

-
14. 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.
 15. BOUDINOV, H.; COELHO, A. V. P.; SOUZA, J. P. Electrical isolation of p-type GaAs layers by ion irradiation. *Journal of Applied Physics*, Melville, v. 91, n. 10, p. 6585-6587, May 2002.
 16. SOUZA, J. P. de; DANILOV, I.; BOUDINOV, H. Electrical isolation of n-type GaAs layers by proton bombardment: effects of the irradiation temperature. *Journal of Applied Physics*, Woodbury, v. 84, n. 9, p. 4757-4760, Nov. 1998.
 17. 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. 3234-3238, Mar. 2003.
 18. EISEN, F. H. et al. Ion irradiation damage in n-type GaAs in comparison with its electron irradiation damage. *Journal of Applied Physics*, Woodbury, v. 72, n. 12, p. 5593-5601, Dec. 1992.
 19. GOODMAN, S. A. et al. Proton irradiation of n-type GaAs. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, Amsterdam, v. 148, n. 1/4, p. 446-449, Jan 1999.
 20. PONS, D.; BOURGOIN, J. C. Irradiation-induced defects in GaAs. *Journal of Physics C*, Bristol, v. 18, n. 20, p. 3839-3871, July 1985.
 21. BOURGOIN, J. C.; BARDELEBEN, H. J. von; STIÉVENARD D. Native defects in gallium arsenide. *Journal of Applied Physics*, Woodbury, v. 64, n. 9, p. R65-R91, Nov. 1988.
 22. PONS, D.; MIRCEA, A.; BOURGOIN J. An annealing study of electron irradiation-induced defects in GaAs. *Journal of Applied Physics*, New York, v. 51, n. 8, p. 4150-4157, Aug. 1980.
 23. TAN, H. H.; WILLIAMS, J. S.; JAGADISH, C. Characterization of deep levels and carrier compensation created by proton irradiation in undoped GaAs. *Journal of Applied Physics*, Woodbury, v. 78, n. 3, p. 1481-1487, Aug. 1995.
 24. STIEVENARD, D.; BODDAERT, X.; BOURGOIN, J. C. Irradiation-induced defects in p-type GaAs. *Physical Review B*, Woodbury, v. 34, n. 6, p. 4048-4058, Sept. 1986.
 25. LIPPEN, T. V. et al. Electrical isolation of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ by ion irradiation. *Applied Physics Letters*, Melville, v. 80, n. 2, p. 264-266, Jan. 2002.
 26. BLOOD, P.; ORTON, J. W. *The electrical characterization of semiconductors: majority carriers and electron states*. London: Academic Press, 1997.

-
27. LANG, D. V. Deep-Level Transient Spectroscopy: a new method to characterize traps in semiconductors. *Journal of Applied Physics*, New York, v. 45, n. 7, p. 3023-3032, July 1974.
 28. BRENNAN K. F. *The physics of semiconductors with applications to optoelectronic devices*. Cambridge: Cambridge University Press, 1999.
 29. SCHRODER, D. K. *Semiconductor material and device characterization*. New York: John Wiley, 1998.
 30. ISTRATOV, A. A.; VYVENKO, O. F. Exponential analysis in physical phenomena. *Review of Scientific Instruments*, Melville, v. 70, n. 2, p. 1233-1257, Feb. 1999.
 31. IKOSI-ANASTASIOU, K.; ROENKER, K. P. Refinements in the method of moments for analysis of multiexponential capacitance transients in deep-level transient spectroscopy. *Journal of Applied Physics*, Woodbury, v. 61, n. 1, p. 182-190, Jan. 1987.
 32. MAZZOLA, M. S. et al. Application of the singular value decomposition–Prony method for analyzing deep-level transient spectroscopy capacitance transients. *Review of Scientific Instruments*, Woodbury, v. 69, n. 6, p. 2459-2463, June 1998.
 33. IKEDA, K.; TAKAOKA, H. Deep level fourier spectroscopy for determination of deep level parameters. *Japanese Journal of Applied Physics*, Tokyo, v. 21, n. 3, p. 462-466, Mar. 1982.
 34. WEISS, S.; KASSING. R. Deep level transient fourier spectroscopy (DLTFS): a technique for the analysis of deep level properties. *Solid-State Electronics*, Oxford, v. 31, n. 12, p. 1733-1742, Dec. 1988.
 35. OKUYAMA, M.; TAKAKURA, H.; HAMAKAWA. Y. Fourier-transformation analysis of deep level transient signals in semiconductors. *Solid-State Electronics*, Oxford, v. 26, n. 7, p. 689-694, July 1983.
 36. HENINI, M.; TUCK, B.; PAULL, C. J. A microcomputer-based deep level transient spectroscopy (DLTS) system. *Journal of Physics E*, Bristol, v. 18, n. 11, p. 926-929, Nov. 1985.
 37. DOBACZEWSKI, L.; PEAKER, A. R.; NIELSEN, K. B. Laplace-transform deep-level spectroscopy: the technique and its applications to the study of point defects in semiconductors. *Journal of Applied Physics*, Melville, v. 96, n. 9, p. 4689-4728, Nov. 2004.
 38. ISTRATOV, A. A. et al. Critical analysis of weighting functions for the deep level transient spectroscopy of semiconductors. *Measurement Science and Technology*, Bristol, v. 9, n. 3, p. 477-484, Mar 1998.
 39. DUENAS, S. et al. Electrical characterization of hafnium oxide and hafnium-rich silicate films grown by atomic layer deposition. *Microelectronics Reliability*, Oxford, v. 45, n. 5/6, p. 949-952, June 2005.

-
40. LIGATCHEV, V.; RUSLI; PAN Z. Density of defect states of aluminum nitride grown on silicon and silicon carbide substrates at room temperature. *Applied Physics Letters*, Melville, v. 87, n. 34, 242903 3 p., Dec. 2005.
 41. ANTONOVA, I.V. et al. Traps with near-midgap energies at the bonded Si/SiO₂ interface in silicon-on-insulator structures. *Semiconductors*, Melville, v. 38, n. 12, p. 1394-1399, Dec. 2004.
 42. NAKASHIMA, H. et al. Method for detecting defects in silicon-on-insulator using capacitance transient spectroscopy. *Japanese Journal of Applied Physics*, Tokyo, v. 43, n. 5A, p. 2402-2408, May 2004.
 43. CHANG, M. F. et al. GaAs/(GaAl)As heterojunction bipolar transistors using a self-aligned substitutional emitter process. *IEEE Electron Devices Letters*, New York, v. 7, n. 1, p. 8-10, Jan 1986.
 44. MADELUNG, O. *Semiconductors*. Berlin: Springer-Verlag, 1996.
 45. GEHRSTIZ, S. et al. The refractive index of Al_xGa_{1-x}As below the band gap: accurate determination and empirical modeling. *Journal of Applied Physics*, Woodbury, v. 87, n. 11, p. 7825-7837, June 2000.
 46. Propriedades básicas do GaAs. Disponível em: < <http://www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond/GaAs> >. Acesso em: 25 fev. 2008.
 47. MNATSAKANOV, T. T. et al. Universal analytical approximation of the carrier mobility in semiconductors for a wide range of temperatures and doping densities. *Semiconductors*, Melville, v. 38, n. 1, p. 56-60, Jan. 2004.
 48. BARDELEBEN, H. J. von; BOURGOIN, J. C.; MIRET, A. Identification of the arsenic-antisite-arsenic-vacancy complex in electron-irradiated GaAs. *Physical Review B*, Woodbury, v. 34, n. 2, p. 1360-1362, July 1986.
 49. YU, P. W. et al. Evidence of intrinsic double acceptor in GaAs. *Applied Physics Letters*, New York, v. 41, n. 6, p. 532-534, Sept. 1982.
 50. ELLIOTT, K. R. et al. Infrared absorption of the 78-meV acceptor in GaAs. *Applied Physics Letters*, New York, v. 40, n. 10, p. 898-901, May 1982.
 51. KOZLOV, V. A.; KOZLOVSKI, V. V. Doping of semiconductors using radiation defects produced by irradiation with protons and alpha particles. *Semiconductors*, Melville, v. 35, n. 7, p. 735-761, July 2001.
 52. SAARINEN, K. et al. Introduction and recovery of point defects in electron-irradiated Te- and Si-doped GaAs studied by positron lifetime spectroscopy. *Physical Review B*, Woodbury, v. 52, n. 15, p. 10932-10946, Oct. 1995.
 53. INTERNATIONAL CONFERENCE ON DEFECTS IN SEMICONDUCTORS. 24. Disponível em < <http://www.icds24.org/> >. Acesso em: 25 fev. 2008.

-
54. EUROPEAN COMMUNITY COPERNICUS CONTRACT. Disponível em: < <http://www.laplacedlts.eu/> >. Acesso em: 25 fev. 2008.
 55. PAWLOWSKI, M. Effect of temperature errors on accuracy of deep traps parameters obtained from transient measurements. *Review of Scientific Instruments*, Melville, v. 70, n. 8, p. 3425-3428, Aug. 1999.
 56. BOONTON 72-B DATASHEET. Disponível em: < <http://www.boonton.com> >. Acesso em: 24 fev. 2007.
 57. CHAPPELL, T. I.; RANSOM, C. M. Modifications of the Boonton 72BD capacitance meter for deep-level transient spectroscopy applications. *Review of Scientific Instruments*, Woodbury, v. 55, n. 2, p. 200-203, Feb. 1984.
 58. REDDY, C. V.; FUNG, S.; BELING C. D. Inexpensive circuit for the measurement of capture cross section of deep level defects in semiconductors. *Review of Scientific Instruments*, Woodbury, v. 67, n. 12, p. 4279-4281, Dec. 1996.
 59. CTM: PID TUTORIAL. Disponível em: < <http://www.engin.umich.edu/group/ctm/PID/PID.html> >. Acesso em: 25 fev. 2008
 60. LI, Y.; ANG, K. H.; CHONG, G. C. Y. Patents, software and hardware for PID control - An overview and analysis of the current art. *IEEE Control Systems Magazine*, New York, v. 26, n. 1, p. 42-54, Feb. 2006.
 61. INTRODUCTION TO PULSE WIDTH MODULATION. Disponível em < <http://www.netrino.com/Publications/Glossary/PWM.html> >. Acesso em: 25 fev. 2008.
 62. SLIFKIN, M. A.; ELY J. A cheap capacitance meter for the measurement of fast transients and suitable for deep-level transient spectroscopy. *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, Bristol, v. 22, n. 8, p. 664-666, Aug. 1989.
 63. SLIFKIN, M. A.; ALEXANDROS A. An even cheaper capacitance meter suitable for fast transients. *Measurement Science & Technology*, Bristol, v. 1, n. 2, p. 195-197, Feb. 1990.
 64. AURET, F. D. et al. Electrical characterization of neutron irradiation induced defects in undoped epitaxially grown n-GaAs. *Journal of Applied Physics*, Woodbury, v. 74, n. 7, p. 4339-4342, Oct. 1993.
 65. GOODMAN, S. A. et al. Electrical and defect characterization of n-type GaAs irradiated with alpha-particles using a vandegraaff accelerator and an am-241 radio-nuclide source. *Physica Status Solidi A*, Berlin, v. 140, n. 2, p. 381-390, Dec. 1993.
 66. LOUALICHE, S. et al. Interpretation of deep-level optical spectroscopy and deep-level transient spectroscopy data: application to irradiation defects in GaAs. *Physical Review B*, v. 30, n. 10, p. 5822-5834, Nov. 1984.

-
67. AURET, F. D.; ERASMUS, R. M.; GOODMAN, S. A. A metastable alpha-particle irradiation induced defect in n-GaAs. *Japanese Journal of Applied Physics*, Tokyo, v. 33, n. 4A, p. L491-L493, Apr. 1994. pt. 2.
 68. GOODMAN, S. A.; AURET, F. D.; MEYER, W. E. The effect of alpha-particle and proton irradiation on the electrical and defect properties of n-GaAs. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, v. 90, n. 1/4, p.349-353, May 1994.
 69. AURET, F. D. et al. Electrical characterization of defects introduced in n-GaAs by alpha and beta irradiation from radionuclides. *Applied Physics A*, Berlin, v. 56, n. 6, p. 547-553, June 1993.
 70. FRENKEL, J. On pre-breakdown phenomena in insulators and electronic semi-conductors. *Physical Review*, v. 54, n. 8, p. 647-648, Oct. 1938.
 71. MAKRAM-EBEID, S.; LANNOO, M. Quantum model for phonon-assisted tunnel ionization of deep levels in a semiconductor. *Physical Review B*, Woodbury, v. 25, n. 10, p. 6406-6424, May 1982.
 72. MARTIN, P. A.; STREETMAN, B. G.; HESS, K. Electric field enhanced emission from non-Coulombic traps in semiconductors. *Journal of Applied Physics*, New York, v. 52, n. 12, p. 7409-7415, Dec. 1981.
 73. VINCENT, G.; CHANTRE, A.; BOIS, D. Electric field effect on the thermal emission of traps in semiconductor junctions. *Journal of Applied Physics*, New York, v. 50, n. 8, p. 5484-5487, Aug. 1979.
 74. HARTKE, J. L. The three-dimensional Poole-Frenkel effect. *Journal of Applied Physics*, New York, v. 39, n. 10, p. 4871-4873, Sept. 1968.
 75. GANICHEV, S. D. et al. Distinction between the Poole-Frenkel and tunneling models of electric-field-stimulated carrier emission from deep levels in semiconductors. *Physical Review B*, Melville, v. 61, n. 15, p. 10361-10365, Apr. 2000.
 76. KARPUS, V.; PEREL, V. I. Multiphonon ionization of deep centers in semiconductors in an electric field. *Soviet Physics JETP*, Woodbury, v. 64, n. 6, p. 1376-1383, Dec. 1986.
 77. PONS, D.; MAKRAM-EBEID, S. Phonon assisted tunnel emission of electrons from deep levels in GaAs. *Le Journal de Physique*, Orsay, v. 40, n. 12, p. 1161-1172, déc. 1979.
 78. KARPUS, V.; PEREL, V. I. Thermoionization of deep centers in semiconductors in an electric field. *JEPT Letters*, New York, v. 42, n. 10, p. 497-500, Nov. 1985.
 79. GANICHEV, S. D.; PRETTI, W.; YASSIEVICH, I. N. Deep impurity-center ionization by far-infrared radiation. *Physics of the Solid State*, Woodbury, v. 39, n. 11, p. 1703-1726, Nov. 1997.
 80. KOROL, É. N. Ionization of impurity states in semiconductors by an electric field. *Soviet Physics – Solid State*, New York, v. 19, n. 8, p. 1327-1330, Aug. 1977.

-
81. HUANG, K.; RHYS, A. Theory of light absorption and non-radiative transitions in F-centres. *Proceedings of the Royal Society of London A*, London, v. 204, n. 1078, p. 406-423, Dec. 1950.
 82. ABAKUMOV, V. N. et al. Theory of the multiphonon capture of an electron by a deep trapping center. *Soviet Physics JETP*, New York, v. 62, n. 4, p. 853-861, Oct. 1985.
 83. LEFÈVRE, H.; SCHULZ, M. Double Correlation Technique (DDLTS) for the analysis of deep level profiles in semiconductors. *Applied Physics*, Berlin, v. 12, n. 1, p. 45-53, Jan. 1977.
 84. MAKRAM-EBEID, S. Effect of electric field on deep-level transients in GaAs and GaP. *Applied Physics Letters*, New York, v. 37, n. 5, p. 464-466, Sept. 1980.
 85. AURET, F. D.; GOODMAN, S. A.; MEYER, W. E. New electron irradiation induced electron trap in epitaxially grown Si-doped n-GaAs. *Applied Physics Letters*, Woodbury, v. 67, n. 22, p. 3277-3279, Nov. 1995.
 86. MEYER, W. E.; AURET, F. D.; GOODMAN, S. A. Electric field enhanced emission from two alpha-particle irradiation induced traps in n-GaAs. *Japanese Journal of Applied Physics*, Tokyo, v. 35, n. 1A, p. L1-L3, Jan. 1996. pt. 2.
 87. AURET F. D. et al. Electronic and transformation properties of a metastable defect introduced in n-type GaAs by α -particle irradiation. *Physical Review B*, Woodbury, v. 51, n. 24, p. 17521-17525, June 1995.

Publicações do Autor

COELHO, A. V. P.; BOUDINOV, H. Electron emission rate dependence on the electric field for two levels in proton irradiated *n*-type GaAs. *Physical Review B*, College Pk, v. 77, n. 23, 235210 6 p., June 2008.

COELHO, I. P.; KINDEL, A.; COELHO, A. V. P. Road kills of vertebrate species on two highways through the Atlantic Forest Biosphere Reserve. *European Journal of Wildlife Research*, New York, v. 54, n. 4, p. 689-699, Oct. 2008.

COELHO, A. V. P.; BOUDINOV, H. Sheet resistance of GaAs conductive layers isolated by proton irradiation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, Amsterdam, v. 245, n. 2, p. 435-439, Apr. 2006.

COELHO, A. V. P. et al. Implant isolation of AlGaAs multilayer DBR. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, Amsterdam, v. 218, p. 381-385, June 2004.

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. 3234-3238, Mar. 2003.

BOUDINOV, H.; COELHO, A. V. P.; SOUZA, J. P. Electrical isolation of p-type GaAs layers by ion irradiation. *Journal of Applied Physics*, Melville, v. 91, n. 10, p. 6585-6587, May 2002. pt 1.