

Universidade Federal de São Carlos
Centro de Ciências Exatas e Tecnologia
Programa de Pós-Graduação em Física

**Caracterização das propriedades ópticas e de *spin* de poços
quânticos de InGaAsN/GaAs**

Mariana Victória Ballottin

São Carlos, março de 2015.

Mariana Victória Ballottin

Caracterização das propriedades ópticas e de *spin* de poços
quânticos de InGaAsN/GaAs

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de São Carlos como parte dos requisitos para a obtenção do título de Mestre em Física.

Orientadora: Yara Galvão Gobato.

São Carlos, março de 2015.

**Ficha catalográfica elaborada pelo DePT da
Biblioteca Comunitária da UFSCar**

B193cp Ballottin, Mariana Victória.
Caracterização das propriedades ópticas e de *spin* de
poços quânticos de InGaAsN/GaAs / Mariana Victória
Ballottin. -- São Carlos : UFSCar, 2015.
63 f.

Dissertação (Mestrado) -- Universidade Federal de São
Carlos, 2015.

1. Semicondutores. 2. *Spin*. 3. Fotoluminescência. 4.
Propriedades ópticas. I. Título.

CDD: 537.622 (20ª)




UNIVERSIDADE FEDERAL DE SÃO CARLOS

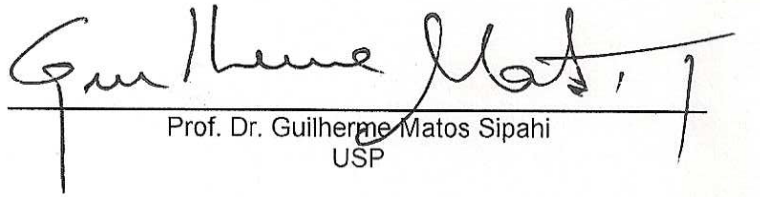
Centro de Ciências Exatas e de Tecnologia
Programa de Pós-Graduação em Física

Folha de Aprovação

Assinaturas dos membros da comissão examinadora que avaliou e aprovou a Defesa de Dissertação de Mestrado da candidata Mariana Victória Ballottin, realizada em 30/03/2015:



Prof. Dra. Yara Galvão Gobato
UFSCar



Prof. Dr. Guilherme Matos Sipahi
USP



Prof. Dr. Paulo Sérgio Pizani
UFSCar

*Dedico este trabalho aos meus pais, Marcos e Michela,
e aos meus irmãos, Mark e Maria, pelo apoio em
cada etapa, por me fazerem rir e me ensinarem
a dar valor às coisas simples da vida.*

Agradecimentos

À professora Yara Galvão Gobato, pela orientação, ensinamentos, oportunidades, paciência e incentivo durante esses dois anos de mestrado, sem você não haveria essa dissertação.

Aos professores Márcio Peron Franco de Godoy e Helder Vinicius Avanço Galeti, pelos ensinamentos e discussões durante o mestrado.

Ao professor Mohamed Henini, da Universidade de Nottingham (UK), por fornecer as amostras utilizadas neste trabalho.

Aos meus colegas de laboratório, Vanessa, Anne, Iram, Polyana e Leonilson, pelas conversas, amizade e por compartilharem da “dor acadêmica”. Em especial ao Bruno, pela grande ajuda em laboratório.

Aos amigos que fiz dentro e fora do departamento de física da UFSCar, Pedro, Isabella, Poliane, Karine, Vivaldo, Angélica e Renilton, pelo companheirismo, pelas conversas de corredor, almoços no RU e por me tirarem da loucura de vez em quando.

Ao Rommel, que se tornou um grande amigo durante esses dois anos, por todo seu apoio enquanto eu mesma não acreditava em mim, por ler cada parágrafo da minha qualificação, pelos vários cafés da manhã, pelas ótimas discussões sobre física e sobre a vida. Minha passagem por São Carlos foi bem mais divertida com a sua presença.

À Magê, pela amizade durante todos esses loucos anos da física, pelos incríveis doces, e que mesmo estando em Campinas compartilhou dos momentos bons e ruins desses dois anos de mestrado.

Aos meus pais, que sempre acreditaram nos meus sonhos e na minha determinação, pelo seu apoio e amor incondicional. Aos meus irmãos, por me fazerem rir mesmo nos momentos mais complicados. A família Ballottin e Silva, a união de vocês me faz forte e feliz mesmo eu estando longe.

À Fabi e ao Henrique, que foram minha família no estado de São Paulo, obrigada pela amizade, apoio e cuidados, por sempre me receberem tão bem.

Aos meus amigos de Santa Catarina, que mesmo distantes fizeram parte desse processo, Muri, Gy, Véxo, Camila e Vivi. Obrigada pela amizade e paciência de vocês nos meus “sumiços”.

Por fim, agradeço a CAPES, CNPq e FAPESP pelo apoio financeiro e aos membros da Banca Examinadora que aceitaram de imediato contribuir para este trabalho.

*A frase mais empolgante de se ouvir na ciência,
aquela que anuncia novas descobertas,
não é "Eureka", mas sim "Que engraçado..."*

Isaac Asimov

Resumo

Neste trabalho, investigou-se as propriedades ópticas e magneto-ópticas de poços quânticos duplos de InGaAsN/GaAs e de InGaAs/GaAs. Foi realizado um estudo experimental sistemático de fotoluminescência (PL) em função da temperatura, potência de excitação, polarização e campo magnético aplicado. Investigou-se o efeito da incorporação de N nessas ligas, o efeito do tratamento térmico e o papel de efeitos de localização de portadores nas propriedades ópticas e de *spin* desses materiais. O estudo da PL em função da temperatura evidenciou efeitos associados à localização de portadores por defeitos, incorporados pelas condições de crescimento em baixas temperaturas. Esse efeito foi mais acentuado para amostras contendo N. Nas medidas de emissão óptica com campo magnético aplicado verificou-se que as amostras com N apresentaram menor deslocamento diamagnético, implicando em uma maior localização de portadores por defeitos, corroborando então os resultados encontrados para dependência da PL com a temperatura. Outro resultado importante foi a diminuição do deslocamento diamagnético para amostras sem N após o tratamento térmico, implicando que, além de aumentar a intensidade de PL, o tratamento térmico está criando defeitos responsáveis pela localização de portadores. O efeito de filtro de *spin* mediado por defeitos, com e sem N, foi investigado utilizando a técnica de fotoluminescência usando como excitação luz circularmente polarizada. Observou-se que as amostras tratadas termicamente apresentaram maior grau de polarização circular. Esse aumento de polarização foi associado ao aumento da densidade de defeitos após o tratamento térmico e é consistente com os resultados obtidos para o deslocamento diamagnético. De forma geral, os resultados obtidos mostraram que tais materiais são interessantes para possíveis aplicações como filtros de *spin* a temperatura ambiente.

Abstract

In this work, it was investigated the optical and magneto-optical properties of InGaAsN/GaAs and InGaAs/GaAs double quantum wells. It was performed a systematic experimental study of photoluminescence (PL) as a function of temperature, excitation power, polarization and applied magnetic field. It was investigated the effect of incorporation of N in these alloys, the thermal treatment effect, and the role of carrier localization effect on the optical and spin properties of these materials. The study of the PL as a function of temperature evidenced effects associated with the carriers' localization by defects incorporated by growth conditions at low temperatures. This effect was more pronounced for samples containing N. In optical emission measurements with applied magnetic field, it was found that the N samples presented lower diamagnetic shift, implying in larger carriers localization by defects, so corroborating the results for dependence of PL with temperature. Another important result was the reduction of the diamagnetic shift for samples without N after the thermal treatment, implying that, besides increasing the intensity of PL, the thermal treatment is creating defects responsible for the carriers' localization. The spin filter effect mediated by defects, with and without N, was investigated using photoluminescence technique with circularly polarized excitation. It was observed that the thermally treated samples showed a higher degree of circular polarization. This polarization increase was associated with the increased defect density after the thermal treatment and it is consistent with the results obtained for the diamagnetic shift. In general, the obtained results showed that such materials are interesting for possible applications like spin filters at room temperature.

Lista de Figuras

| | | |
|---|--|----|
| 1 | (a) Estrutura cristalina blenda de zinco, para o caso do GaAs, as esferas escuras representam átomos de Gálio e as claras, átomos de Arsênio [10]; (b) Estrutura de banda do <i>bulk</i> de GaAs calculada. A região próxima ao <i>gap</i> de banda direto em $k=0$ (ponto Γ) está indicada pela área sombreada [11]. | 17 |
| 2 | Diagrama esquemático do modelo de banda <i>anticrossing</i> para o GaAsN. As linhas sólidas superiores representam as relações de dispersão calculadas para as sub-bandas E_+ e E_- do GaAsN usando o modelo BAC. As linhas sólidas inferiores representam a banda de buracos pesados (hh) e de buracos leves (lh). Já as linhas pontilhadas representam os níveis de energia não perturbados do N (E_N) e da banda de condução do GaAs (E_C). | 19 |
| 3 | (a) Representação da disposição em camadas de dois materiais (InGaAsN e GaAs) numa heteroestrutura semicondutora; (b) Diagrama esquemático de um poço quântico tipo 1 formado pela heteroestrutura, E_1 e E_2 representam as energias dos <i>gaps</i> dos materiais InGaAsN e GaAs, respectivamente. | 20 |
| 4 | (a) Ilustração esquemática da estrutura de banda de um <i>bulk</i> semicondutor tipo III-V, centrada em Γ ; (b) Ilustração esquemática da estrutura de banda de uma nanoestrutura semicondutora tipo III-V confinada (por exemplo, um poço quântico), centrada em Γ | 21 |
| 5 | Linhas do espectro, π para $\Delta m=0$, σ_- para $\Delta m=-1$ e σ_+ para $\Delta m=+1$ | 23 |
| 6 | Linhas do espectro ilustrando o deslocamento que ocorre em $\Delta m=0$ quando se aplica campo magnético. | 23 |
| 7 | Representação do processo de fotoluminescência para um semicondutor com <i>gap</i> direto. | 25 |
| 8 | Ilustração esquemática da montagem experimental básica para as medidas de fotoluminescência. | 25 |
| 9 | Ilustração de uma luz linearmente polarizada sendo transformada em luz circularmente polarizada através de um cristal birrefringente $\lambda/4$ | 26 |

| | | |
|----|---|----|
| 10 | (a) Ilustração esquemática da estrutura de banda de uma nanoestrutura semicondutora tipo III-V confinada (por exemplo, um poço quântico); (b) Regras de seleção para emissão de luz circularmente polarizada na nanoestrutura. | 27 |
| 11 | Ilustração esquemática da montagem experimental para as medidas de magneto-fotoluminescência. | 28 |
| 12 | Estrutura esquemática das amostras de QWs duplos [19]. | 29 |
| 13 | Espectros de PL das amostras 2226 e 2223-N a 300K, laser 808nm a 200mW. O número ao lado do espectro corresponde a quantas vezes esse espectro foi aumentado. | 31 |
| 14 | Imagens da seção transversal por microscopia eletrônica de transmissão (TEM): (a) Amostra 2223-N, (b) QW de 7nm da amostra 2223-N, (c) Amostra 2226, (d) QW de 7nm da amostra 2226 [19, 37]. | 32 |
| 15 | Difração de raios-X de alta resolução (HRXRD) para as amostras 2226 e 2223-N [36]. | 33 |
| 16 | Perfis da composição de In por espectroscopia de raios-X por dispersão em energia (EDX) (a) QWs de 4nm crescidos nos planos (100), (311)A, (311)B; (b) QWs de 7nm crescidos nos planos (100), (311)A, (311)B [19]. | 33 |
| 17 | Espectros de PL utilizando diferentes fontes de excitação, lasers de 405nm, 532nm e 808nm, a 15K, com potência de aproximadamente 35mW, para as amostras (a) 2223-N, (b) 2226. | 34 |
| 18 | Espectros de PL a 15K em diferentes potências de excitação, laser 532nm. (a) QW de 4nm da amostra 2223-N, (b) QW de 7nm da amostra 2223-N, (c) QW de 4nm da amostra 2226, (d) QW de 7nm da amostra 2226. A normalização foi realizada dividindo-se pelo máximo dos picos, que para ambas as amostras foram os picos correspondentes ao poço de 4nm. | 35 |
| 19 | Espectros de PL em diferentes temperaturas, laser de excitação de 532nm e potência de 1,5mW, para as amostras: (a) 2223-N, (b) 2226. | 36 |
| 20 | Deslocamento em energia do pico de emissão com relação a temperatura, laser de excitação de 532nm e potência em 1,5mW, para as amostras: (a) 2223-N, (b) 2226. | 37 |
| 21 | Espectros de PL, a 300K, com laser de 808nm na excitação (P=200mW), em amostras como crescidas e com RTA de 700°C, (a) 2223-N, (b) 2226. O número ao lado de cada espectro corresponde a quantas vezes esse espectro foi aumentado. | 38 |
| 22 | Para a amostra 2223-N, como crescida e com RTA de 600°C e 700°C, (a) Perfil de profundidade ToF-SIMS de íons de In e Ga; (b) Perfil SIMS de átomos de N [19]. | 39 |

| | | |
|----|---|----|
| 23 | Espectros de PL a 15K em diferentes potências de excitação, laser 532nm. (a) QW de 4nm da amostra 2223-N-Ann, (b) QW de 7nm da amostra 2223-N-Ann, (c) QW de 4nm da amostra 2226-Ann, (b) QW de 7nm da amostra 2226-Ann. A normalização foi realizada dividindo-se pelo máximo dos picos, que para ambas as amostras foram os picos correspondentes ao poço de 4nm. | 40 |
| 24 | Espectros de PL em diferentes temperaturas, laser de excitação de 532nm, para as amostras: (a) 2223-N-Ann (P=1,1mW), (b) 2226-Ann (P=1mW). | 41 |
| 25 | Deslocamento em energia do pico de emissão com relação a temperatura, laser de excitação de 532nm, para as amostras: (a) 2223-N-Ann (P=1,1mW), (b) 2226-Ann (P=1mW). | 42 |
| 26 | Espectros de PL a 2K para diferentes campos magnéticos aplicados, com laser de 532nm na excitação, para as amostras: (a) 2226 (P=42mW), (b) 2226-Ann (P=30mW), (c) 2223-N (P=39mW), (c) 2223-N-Ann (P=38mW). | 46 |
| 27 | Deslocamento diamagnético versus campo magnético, a 2K, com um laser de 532nm. Amostras 2226 (P=42mW) e 2226-Ann (P=32mW): (a) QW de 4nm, (b) QW de 7nm; Amostras 2223-N (P=39mW) e 2223-N-Ann (P=38mW): (c) QW de 4nm, (d) QW de 7nm. | 47 |
| 28 | Espectros de PL em 0 e 14T em diversas potências do laser (532nm), a 2K, para as amostras: (a) 2223-N, (b) 2223-N-Ann, (c) 2226-Ann. O número ao lado direito dos espectros corresponde a quantas vezes esses espectros foram aumentados. | 48 |
| 29 | (a) Espectros de PL em 0 e 14T em diferentes potências para o QW de 4nm da amostra 2223-N, em 2K. (b) Deslocamento diamagnético versus potência de excitação, utilizando o laser verde, a 2K, para as amostras 2226-Ann, 2223-N e 2223-N-Ann, (a) QW de 4nm, (b) QW de 7nm. | 49 |
| 30 | Deslocamento diamagnético versus campo magnético para a amostra 2226-Ann, a 2K, com um laser de 532nm em duas potências diferentes, 1mW e 30mW, para: (a) QW de 4nm, (b) QW de 7nm. | 50 |
| 31 | (a) Ilustração esquemática do efeito de filtro de <i>spin</i> dos elétrons de condução via defeitos intersticiais <i>spin</i> polarizados em um semiconductor não magnético. (b-c) Processo de captura e recombinação de portadores através da filtragem de <i>spin</i> por defeitos e a transição banda-banda sob condições de excitação óptica (b) circularmente (σ^+) e (c) linearmente (σ^X) [4]. | 52 |

| | | |
|----|--|----|
| 32 | Espectros de PL para a amostra 2226 a 300K para diferentes excitações e coleções. Laser de excitação 808nm = 1,53eV, potência do laser em 200mW. (a) Excitação σ^X , coleção σ^+ e σ^- ; (b) Excitação σ^+ , coleção σ^+ e σ^- ; (c) Excitação σ^X e σ^+ , coleção livre. Os números ao lado dos picos em (b) indicam o grau de polarização. | 54 |
| 33 | Espectros de PL para a amostra 2226-Ann a 300K para diferentes excitações e coleções. Laser de excitação 808nm = 1,53eV, potência do laser em 200mW. (a) Excitação σ^X , coleção σ^+ e σ^- ; (b) Excitação σ^+ , coleção σ^+ e σ^- ; (c) Excitação σ^X e σ^+ , coleção livre. Os números ao lado dos picos em (b) indicam o grau de polarização. | 54 |
| 34 | Espectros de PL para a amostra 2223-N a 300K para diferentes excitações e coleções. Laser de excitação 808nm = 1,53eV, potência do laser 200mW. (a) Excitação σ^X , coleção σ^+ e σ^- ; (b) Excitação σ^+ , coleção σ^+ e σ^- ; (c) Excitação σ^X e σ^+ , coleção livre. Os números ao lado dos picos em (b) indicam o grau de polarização. | 55 |
| 35 | Espectros de PL para a amostra 2223-N-Ann a 300K para diferentes excitações e coleções. Laser de excitação 808nm = 1,53eV, potência do laser 200mW. (a) Excitação σ^X , coleção σ^+ e σ^- ; (b) Excitação σ^+ , coleção σ^+ e σ^- ; (c) Excitação σ^X e σ^+ , coleção livre. Os números ao lado dos picos em (b) indicam o grau de polarização. | 55 |

Sumário

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Introdução | 14 |
| 2 | Fundamentos teóricos | 16 |
| 2.1 | Semicondutores | 16 |
| 2.2 | InGaAsN | 17 |
| 2.2.1 | Modelo de Banda <i>Anticrossing</i> (BAC) | 18 |
| 2.3 | Heteroestruturas de poços quânticos | 19 |
| 2.3.1 | Confinamento em GaAs | 20 |
| 2.4 | Efeitos do Campo Magnético | 21 |
| 2.4.1 | Níveis de Landau | 21 |
| 2.4.2 | Efeito Zeeman | 22 |
| 3 | Técnicas experimentais e descrição das amostras | 24 |
| 3.1 | Técnicas experimentais | 24 |
| 3.1.1 | Fotoluminescência | 24 |
| 3.1.2 | Magneto-fotoluminescência | 27 |
| 3.2 | Descrição das amostras | 28 |
| 4 | Resultados em $B=0$ | 30 |
| 4.1 | Caracterização geral | 30 |
| 4.2 | Efeito de diferentes fontes de excitação | 33 |
| 4.3 | Efeito de localização de éxcitons | 34 |
| 4.3.1 | Potência | 34 |
| 4.3.2 | Temperatura | 35 |
| 4.4 | Efeito do tratamento térmico | 37 |
| 4.4.1 | Geral | 37 |
| 4.4.2 | Potência | 40 |
| 4.4.3 | Temperatura | 40 |
| 4.5 | Conclusão | 42 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 5 | Resultados em $B \neq 0$ | 44 |
| 5.1 | Introdução | 44 |
| 5.2 | Aspectos gerais | 45 |
| 5.3 | Deslocamento Diamagnético | 45 |
| 5.4 | Efeito da potência no deslocamento diamagnético | 47 |
| 5.5 | Conclusão | 50 |
| 6 | Filtro de <i>spin</i> por defeitos | 51 |
| 6.1 | Introdução | 51 |
| 6.2 | Resultados experimentais e discussão | 53 |
| 6.3 | Conclusão | 56 |
| 7 | Conclusão | 57 |
| | Referências | 60 |

Capítulo 1

Introdução

Nos últimos anos, com o progresso da miniaturização de dispositivos eletrônicos, houve um enorme interesse para a criação de novas tecnologias. O processamento da informação em dispositivos eletrônicos convencionais é baseado apenas na carga dos elétrons. Como uma alternativa a carga do elétron, é possível também utilizar seu *spin*. A spintrônica ou eletrônica de *spin* é uma área multidisciplinar cujo tema central é o estudo do controle e manipulação dos graus de liberdade do *spin* em um sistema de estado sólido. O objetivo da spintrônica é entender a interação entre o *spin* e o material com o intuito de fazer dispositivos úteis utilizando este conhecimento [1].

A utilização de semicondutores em spintrônica é interessante, pois permitirá que muitas técnicas existentes em microeletrônica possam ser adaptadas. Com isso, deve haver grandes vantagens, tais como: baixo consumo de energia elétrica, desempenho em alta velocidade, aumento das capacidades de memória, e, eventualmente, a possibilidade de construção de uma máquina quântica explorando regras da mecânica quântica, um computador quântico [2]. Para incorporar com sucesso *spin* nas tecnologias de semicondutores já existentes é necessário resolver algumas questões técnicas, tais como: transporte, controle, manipulação, detecção de polarização, e injeção eficiente de *spin*, bem como a obtenção de correntes *spin* polarizadas. Com essas questões a serem resolvidas, o desenvolvimento de novos materiais para aplicação em spintrônica cresce em ritmo acelerado [3].

Como citado acima, um requisito principal para aplicações em spintrônica é a geração eficiente de polarização de *spin* do elétron. É desejável para aplicações em dispositivos que essa polarização seja sem campos externos e em temperatura ambiente [2]. Sendo assim, o filtro de *spin* é uma questão chave para aplicações em spintrônica, pois através dele é possível obter correntes *spin* polarizadas. Esse efeito de filtro era restrito a uma eficiência limitada, inicialmente a baixas temperaturas e com aplicação de campos magnéticos. Porém, recentemente, foi mostrada a possibilidade de utilizar ligas de GaAsN como filtros de *spin* não magnéticos operados a temperatura ambiente e na ausência de campo magnético. Esses filtros funcionariam de maneira não convencional, mediados por defeitos, utilizando recombinação dependente de *spin* via defeitos. Isso vem conferindo

ao GaAsN um papel de destaque no campo da spintrônica [4].

Adicionalmente, ligas de GaAsN(In) contendo uma pequena porcentagem de nitrogênio (N) vem despertando interesse do ponto de vista prático e fundamental. As heteroestruturas baseadas nesses materiais são também promissoras para muitas aplicações tecnológicas, tais como: células solares, lasers de longo comprimento de onda, amplificadores ópticos, entre outros [5]. Um dos grandes obstáculos para a exploração completa desses materiais é a baixa eficiência radiativa com o aumento da concentração de N, devido às inúmeras recombinações não radiativas [6].

A proposta deste trabalho é investigar as propriedades ópticas e de *spin* em amostras de poços quânticos duplos (DQWs) de InGaAs(N)/GaAs (com e sem N) utilizando as técnicas de fotoluminescência e magneto-fotoluminescência. Tem-se o interesse de estudar o efeito da incorporação de N, do tratamento térmico, do campo magnético, a existência de portadores localizados e a polarização de *spin* nesses materiais.

Os capítulos subsequentes desta dissertação estão organizados da seguinte maneira: no capítulo 2 faz-se uma abordagem sobre os principais conceitos teóricos necessários para a compreensão deste trabalho, é apresentada a estrutura de banda do GaAs, o conceito de heteroestrutura semicondutora e o efeito do campo magnético nessas. Já o capítulo 3 destina-se a descrição das técnicas experimentais e das amostras de InGaAsN que foram estudadas. No capítulo 4 são apresentados os resultados de emissão óptica e uma caracterização geral das amostras. O capítulo 5 destina-se aos resultados das medidas de magneto-fotoluminescência. Já no capítulo 6, são apresentados os resultados das medidas de PL com excitação circularmente polarizada, que tiveram o propósito de investigar o grau de polarização das amostras. No capítulo 7 recapitulam-se os principais resultados obtidos e são apresentadas as considerações finais deste trabalho.

Capítulo 2

Fundamentos teóricos

Neste capítulo serão discutidos alguns conceitos teóricos básicos necessários para a compreensão deste trabalho. Em particular, será apresentada a estrutura de banda do GaAs e um modelo teórico simples usualmente empregado no estudo do InGaAsN. Será abordado também o conceito de heteroestrutura semicondutora. Além disso, será discutido o efeito do campo magnético em nanoestruturas semicondutoras.

2.1 Semicondutores

Semicondutores são usualmente definidos como materiais com condutividade muito maior que a dos isolantes e muito menor que a dos metais em temperatura ambiente. Porém, o que realmente distingue os metais de semicondutores é a dependência da condutividade com a temperatura. Enquanto metais retêm sua condutividade metálica mesmo em baixas temperaturas, semicondutores se transformam em isolantes em temperaturas muito baixas ($T=0K$). Essa propriedade pode ser explicada pela estrutura de bandas. Em particular, as propriedades elétricas de materiais semicondutores puros podem ser explicadas pela existência de um *gap* de energia (E_g) entre os estados ocupados e desocupados na estrutura de banda. Um semicondutor pode também ser definido como um sólido com E_g abaixo de 5 eV aproximadamente, o que resulta em condutividade moderada em temperatura ambiente [7].

Os materiais semicondutores podem ter muitas composições químicas diferentes, com uma grande variedade de estruturas cristalinas. Os semicondutores tipo III-V apresentam, em sua grande maioria, estrutura cristalina tipo blenda de zinco, figura 1(a) [8]. Esses materiais são interessantes para aplicação em dispositivos optoeletrônicos, entre eles podemos citar o Arseneto de Gálio (GaAs). A figura 1(b) ilustra a estrutura de banda do GaAs. Esse material possui uma estrutura com *gap* de banda direto, onde o máximo da banda de valência (BV) e o mínimo da banda de condução (BC) se encontram no centro da primeira zona de Brillouin, no ponto Γ em $k=0$ [8]. Em $T=2K$ o *gap* de energia do GaAs é igual a 1,51eV, enquanto que para $T=300K$ o *gap* de energia é igual a 1,42eV [9].

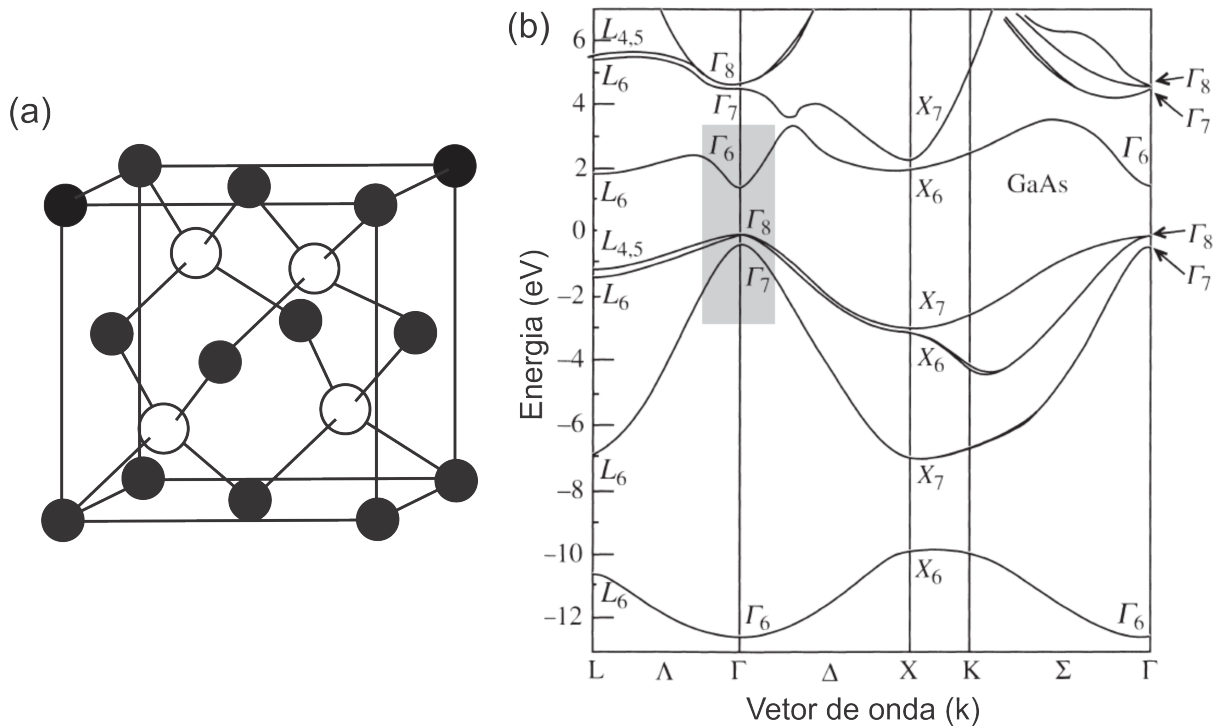


Figura 1: (a) Estrutura cristalina blenda de zinco, para o caso do GaAs, as esferas escuras representam átomos de Gálio e as claras, átomos de Arsênio [10]; (b) Estrutura de banda do *bulk* de GaAs calculada. A região próxima ao *gap* de banda direto em $k=0$ (ponto Γ) está indicada pela área sombreada [11].

Pode se classificar os semicondutores em intrínsecos e extrínsecos. O semicondutor é dito intrínseco quando é puro, ou seja, não foi submetido a processos de dopagem. Em geral, para aplicações em dispositivos, é interessante utilizar semicondutores extrínsecos. Nesses a concentração de elétrons, ou de buracos, é controlada pela adição de impurezas, também chamadas de dopantes pelo fato de serem introduzidas de forma controlada no cristal [12].

É possível, também, dopar o material com impurezas isovalentes. Nesse caso, os átomos da impureza e os átomos que eles irão substituir na rede semicondutora hospedeira pertencem ao mesmo grupo na tabela periódica [13]. Uma impureza isovalente sempre cria uma perturbação na estrutura de banda da rede hospedeira, normalmente pequena. Entretanto, se a impureza isovalente e o átomo que ela substitui têm propriedades muito distintas, a impureza isovalente pode criar uma perturbação significativa na distribuição eletrônica de carga. Se essa perturbação for forte o suficiente, ela pode aprisionar um portador de carga [14].

2.2 InGaAsN

É conhecido que a substituição de uma pequena fração de átomos de As por N em GaAs resulta na criação de estados de impureza localizados próximos ao mínimo da banda

de condução. Esses estados de impureza interagem fortemente com os estados estendidos da banda de condução (BC) e modificam a estrutura eletrônica de ligas de GaAsN [15]. Sabe-se que o *gap* de energia desse material diminui de aproximadamente 150meV por fração molar de N [6, 16], porém essa dependência não é linear [17, 18]. A redução do *gap* de banda tem origem na relaxação estrutural e troca de carga que são, respectivamente, proporcionais às diferenças nos tamanhos dos orbitais atômicos e energia dos átomos de As e N [16]. Foi mostrado, em medidas de fotoluminescência, que o aumento da concentração de N nessas ligas provoca um deslocamento para o vermelho [17].

A incorporação de N em ligas de GaInAs, além de reduzir o *gap* de banda, pode compensar o *strain* de compressão devido à presença de índio (In) nessa liga, fazendo com que esse material tenha um parâmetro de rede correspondente ao substrato de GaAs. Por essas razões, o sistema de GaInNAs/GaAs mostrou ser um novo material chave para aplicações de comprimento de onda longo [19, 20].

2.2.1 Modelo de Banda *Anticrossing* (BAC)

Entre as muitas tentativas de entender a estrutura de banda do GaAsN(In), W. Shan *et al* desenvolveram um modelo de banda *anticrossing* (modelo BAC) [16]. O modelo BAC descreve a estrutura eletrônica de ligas contendo N em termos da interação entre os estados localizados do N (E_N) e os estados estendidos da BC da matriz semicondutora hospedeira (E_C). Ele assume que a interação entre os dois tipos de estado pode ser tratada como uma perturbação que leva ao seguinte problema de autovalores:

$$\begin{pmatrix} E - E_C & V_{CN} \\ V_{CN} & E - E_N \end{pmatrix} = 0, \quad (2.1)$$

onde V_{CN} é o elemento de matriz que descreve a interação entre esses dois estados, sendo $V_{CN} = Cx^{1/2}$ [14]. Essa interação leva a uma mistura e *anticrossing* de estados, e as duas soluções do problema podem ser escritas como:

$$E_{\pm} = (E_N + E_C \pm [(E_N - E_C)^2 + 4V_{CN}^2]^{1/2})/2 \quad (2.2)$$

O que mostra que essa interação separa a BC em duas sub-bandas, E- e E+, figura 2. A diferença de energia entre as sub-bandas E- e E+ aumenta com o aumento da concentração de N. O deslocamento da sub-banda inferior (E-) é responsável pela redução do *gap* de energia fundamental. Isso explica o deslocamento para o vermelho induzido pelo aumento da concentração de N nessas ligas [16, 19].

O modelo BAC permite um ajuste extraordinário em medidas para quantidades tais como o *gap* de banda dependente da temperatura, pressão e composição de N. Além disso, o modelo BAC provê sub-bandas não parabólicas, o que já foi mostrado em medidas de espectroscopia de fotorefletância em poços quânticos de GaAsN [15]. Esse modelo é

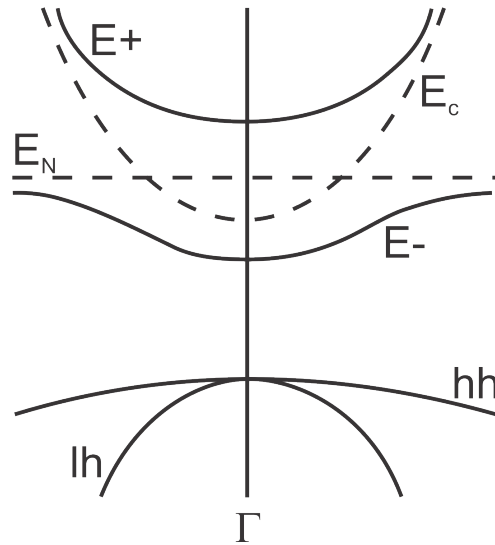


Figura 2: Diagrama esquemático do modelo de banda *anticrossing* para o GaAsN. As linhas sólidas superiores representam as relações de dispersão calculadas para as sub-bandas $E+$ e $E-$ do GaAsN usando o modelo BAC. As linhas sólidas inferiores representam a banda de buracos pesados (hh) e de buracos leves (lh). Já as linhas pontilhadas representam os níveis de energia não perturbados do N (E_N) e da banda de condução do GaAs (E_C).

popular e muito citado na literatura envolvendo ligas III-V dopadas com N devido à sua simplicidade e ajuste satisfatório a muitas características dessas ligas. Entretanto, esse modelo é limitado a uma pequena região do espaço recíproco e não permite explicações quantitativas para alguns comportamentos ópticos e eletrônicos dessas ligas, tais como o valor da massa efetiva e fator giramagnético [15], o que tem levado a diversas modificações nesse modelo e discussões a respeito de um modelo mais adequado para a descrição da estrutura de bandas dos semicondutores dopados com N.

2.3 Heteroestruturas de poços quânticos

Uma heteroestrutura semicondutora é formada a partir da deposição de camadas planas, com espessuras controladas e bem definidas, de materiais semicondutores distintos entre si. Essas camadas são crescidas umas sobre as outras ao longo de uma direção. Os semicondutores de cada camada, apesar de serem distintos em composição, devem possuir redes cristalinas similares para que não haja grande diferença nos parâmetros de rede dos dois materiais adjacentes [8].

Um poço quântico é um tipo particular de heteroestrutura em que uma camada fina de um material, “poço”, encontra-se entre duas camadas de outro material, “barreiras”, figura 3. Ambos os materiais, que formam poço e barreiras, possuem diferentes energias para o *gap* de banda, sendo o *gap* do material referente ao poço o de menor energia. Esta camada com o *gap* de energia menor é tão fina que efeitos quânticos devem ser considerados. De fato, os estados permitidos nessa estrutura correspondem a ondas

estacionárias na direção perpendicular as camadas. Esse sistema é quantizado, e damos o nome de poço quântico por analogia a um poço de potencial [21].

Quando a largura do poço é da ordem do comprimento de onda de de Broglie, ocorre o efeito de confinamento quântico, onde os portadores perdem a liberdade de locomoção na direção de crescimento, mas mantêm seu movimento livre no plano perpendicular e formam um conjunto de estados quase bidimensionais (quase 2D) [8]. O confinamento dos portadores de carga na direção de crescimento leva à formação de níveis de energia discretos para elétrons e buracos [9].

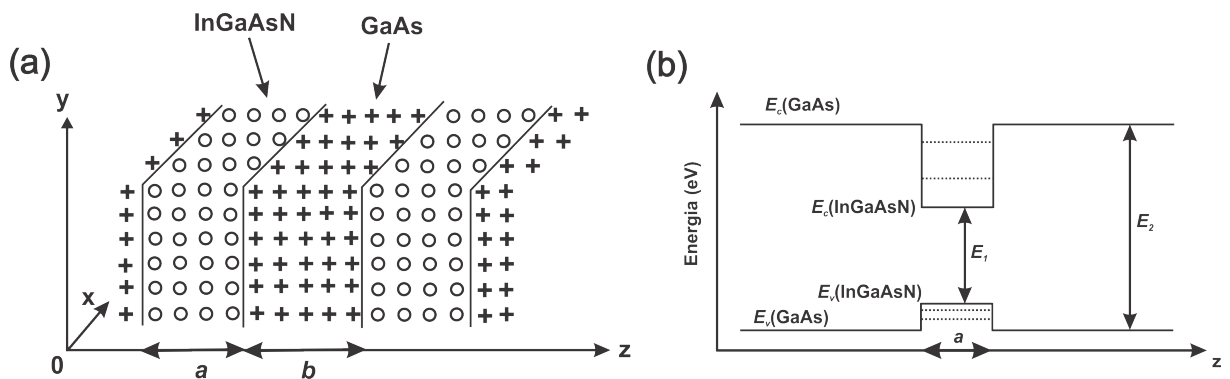


Figura 3: (a) Representação da disposição em camadas de dois materiais (InGaAsN e GaAs) numa heteroestrutura semicondutora; (b) Diagrama esquemático de um poço quântico tipo 1 formado pela heteroestrutura, E_1 e E_2 representam as energias dos *gaps* dos materiais InGaAsN e GaAs, respectivamente.

Para encontrar os autoestados e as autoenergias dessa heteroestrutura pode se usar a aproximação da função envelope (AFE) [22]. Na AFE, é resolvida uma equação de Schrödinger simplificada, aproximada a função de onda pelo produto de uma função de Bloch, que tem a periodicidade da rede cristalina, por uma função envelope que varia lentamente na escala do parâmetro de rede. Nessa descrição, a equação de Schrödinger original pode ser reescrita como um problema de autovalores envolvendo apenas as funções envelope [23]. Isso leva a um problema elementar de mecânica quântica, o poço retangular de potencial, com níveis primordialmente localizados dentro do poço quântico, mas que se estendem para dentro das regiões de barreiras [8]. Essa aproximação restringe-se a vizinhança dos pontos de alta simetria das zonas de Brillouin [23].

2.3.1 Confinamento em GaAs

O confinamento dos portadores de carga leva a mudanças na estrutura eletrônica do material. Para o *bulk* de GaAs, no ponto Γ , os níveis de energia dos buracos pesados e leves são degenerados, uma ilustração esquemática das bandas está representada na figura 4(a). Mesmo com a degenerescência, há diferença nas probabilidades de transição para os estados de buracos pesados e para os estados de buracos leves, uma proporção de 3 para 1 respectivamente [1, 24]. No entanto, quando um confinamento quântico é introduzido,

por exemplo, um poço quântico, há uma quebra da degenerescência dos estados de buraco na BV (figura 4(b)) [24]. O poço quântico é crescido em um substrato que possui diferente constante de rede, causando assim *strain*. Há essencialmente dois tipos de *strain*, compressivo e de tensão. O *strain* compressivo ocorre quando a camada ativa, o poço, tem um parâmetro de rede maior do que o substrato, por exemplo, InGaAs em GaAs. O efeito mais significativo do *strain* é alterar o *gap* de banda e quebrar a degenerescência perto do ponto Γ . A separação da banda de valência é então uma consequência da distorção da rede, que reduz a simetria do cristal [25].

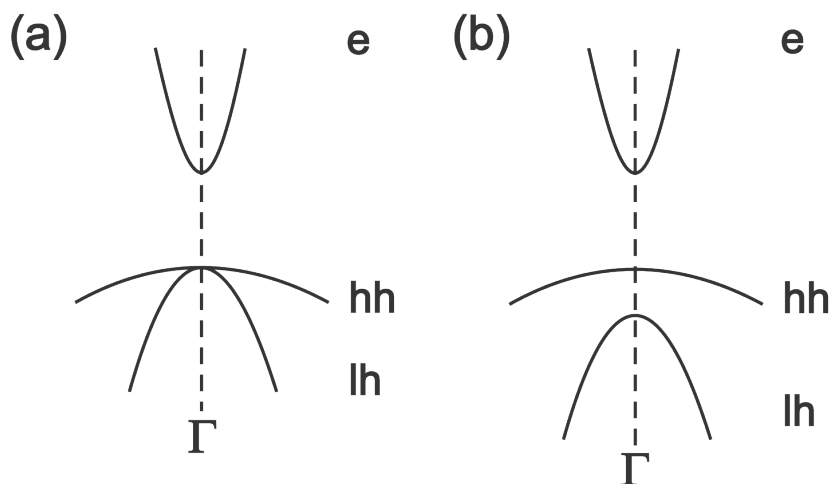


Figura 4: (a) Ilustração esquemática da estrutura de banda de um *bulk* semiconductor tipo III-V, centrada em Γ ; (b) Ilustração esquemática da estrutura de banda de uma nanoestrutura semicondutora tipo III-V confinada (por exemplo, um poço quântico), centrada em Γ .

2.4 Efeitos do Campo Magnético

Na presença de campos magnéticos duas alterações importantes ocorrem nos níveis de energia dos portadores de um semiconductor: a quantização em níveis de Landau e o efeito Zeeman.

2.4.1 Níveis de Landau

Sabe-se classicamente que na presença de um campo magnético os portadores de carga livres no sólido são forçados a realizar órbitas circulares. Essas órbitas possuem raio ciclotrônico $R_c = mv/eB$ e frequência ciclotrônica $\omega_c = \hbar eB/m$, onde m é a massa da partícula, e a carga do elétron, v a velocidade, B o campo magnético aplicado e \hbar é a constante de Planck reduzida. Porém, a mecânica quântica prevê a quantização da energia do sistema, esta se manifesta como a quantização das órbitas permitidas aos portadores.

Sendo assim, os níveis de energia do sistema no plano perpendicular ao campo magnético são [26]:

$$E_N = (N + \frac{1}{2})\hbar\omega_c, \quad (2.3)$$

onde $N = 0, 1, 2, 3, \dots$. O movimento ciclotrônico provocado pelo campo B perpendicular ao plano xy introduz, portanto uma quantização em autoenergias, determinadas pelo número quântico N [8]. Essas autoenergias são igualmente espaçadas e dadas por $\Delta E = \hbar\omega_c = \hbar eB/m$. É importante notar que a energia depende somente do número quântico N e não do k , o que significa que os níveis são degenerados [23].

2.4.2 Efeito Zeeman

Os níveis de Landau tem sua degenerescência de *spin* quebrada pelo efeito Zeeman. Pode-se considerar o efeito Zeeman do modelo hidrogenóide sem comprometer consideravelmente o entendimento da heteroestrutura de poço quântico [27]. Isso porque é comum a presença de efeitos excitônicos em heteroestruturas do tipo poços quânticos, o que faz eles poderem ser aproximados como um átomo de hidrogênio [23]. Na presença de campo magnético, o Hamiltoniano de um átomo hidrogenóide pode ser escrito como:

$$H = H_0 + H_{\text{Diamagnético}} + H_{\text{Zeeman}}, \quad (2.4)$$

onde: $H_0 = \frac{p^2}{2m_e}$; $H_{\text{Diamagnético}} = \frac{e^2 p^2}{8m_e} B_{\perp}^2$; $H_{\text{Zeeman}} = \frac{e\hbar}{2m} B \cdot L = \frac{\mu_B}{\hbar} B \cdot L$.

Tem-se que L é o momento angular orbital e μ_B é o magnéton de Bohr. O termo H_{Zeeman} é devido ao efeito Zeeman e depende da relação entre o campo externo aplicado e o campo interno efetivo gerado pelo acoplamento *spin*-órbita. A contribuição do efeito Zeeman na energia total da partícula depende do *spin* dessa partícula, ou seja, esse efeito produz a quebra de degenerescência do *spin* da partícula, em primeira ordem de aproximação, por um valor:

$$E_z = -\mu_B g m_j B, \quad (2.5)$$

onde g é o fator g de Landè.

Sabe-se que em uma transição óptica há a emissão de um fóton com energia $h\nu$. Essas transições ocorrem seguindo uma regra de seleção, que é:

$$\Delta J = \pm 1 \Rightarrow \Delta m_j = 0, \pm 1 \quad (2.6)$$

O espectro obtido é então composto de 3 linhas, figura 5.

Tem-se que π , $\sigma+$ e $\sigma-$ correspondem à polarização da luz emitida nas transições, sendo π paralela ao campo aplicado e $\sigma+$ e $\sigma-$ perpendicular ao campo aplicado. Para $\Delta m=0$, os níveis com e sem campo não se encontram alinhados. Isso devido ao termo

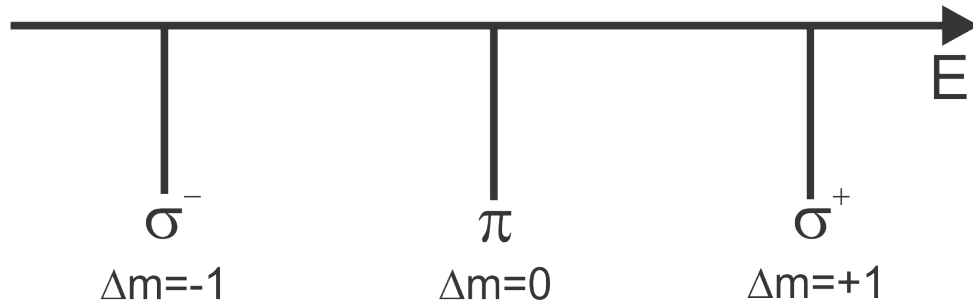


Figura 5: Linhas do espectro, π para $\Delta m = 0$, σ^- para $\Delta m = -1$ e σ^+ para $\Delta m = +1$.

$H_{\text{Diamagnético}}$, que é uma correção da energia. Esse é chamado de deslocamento diamagnético [28], e como pode ser visto na equação 2.4, depende da massa efetiva e quadraticamente do campo magnético aplicado. Uma ilustração das linhas do espectro se encontra na figura 6. O deslocamento diamagnético é frequentemente estudado em materiais semicondutores. Esse está relacionado à extensão espacial dos éxcitons observados em espectros de fotoluminescência [29], assunto que será discutido posteriormente.

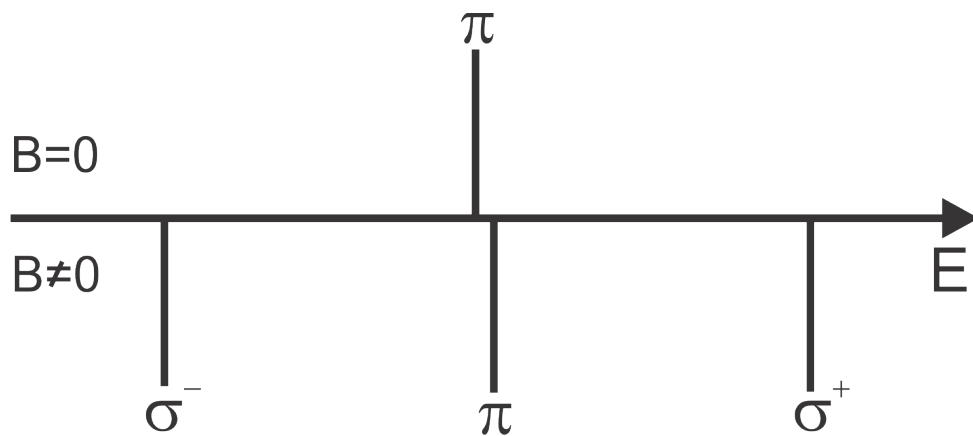


Figura 6: Linhas do espectro ilustrando o deslocamento que ocorre em $\Delta m = 0$ quando se aplica campo magnético.

Capítulo 3

Técnicas experimentais e descrição das amostras

Este capítulo destina-se a descrição das técnicas experimentais e amostras que foram utilizadas nesta dissertação. As medidas foram realizadas nos laboratórios de fotoluminescência e magneto-fotoluminescência do grupo de optoeletrônica e magneto-óptica da Universidade Federal de São Carlos (UFSCar).

3.1 Técnicas experimentais

3.1.1 Fotoluminescência

Espectroscopia de fotoluminescência (PL) é um método não destrutivo, sem contato e que não requer preparação especial das amostras. Baseia-se na análise da luz que é emitida pelo material após esse ser submetido a uma excitação óptica [30]. É uma técnica útil para a caracterização de processos foto-emissivos que ocorrem em materiais. As características dos espectros de emissão das amostras permitem identificar impurezas, desordens na composição de ligas, *gaps* de energia, rugosidade de interfaces e investigar níveis discretos de energia [9].

Para um semicondutor, a fotoluminescência é um processo que ocorre em quatro etapas: excitação, termalização, relaxação e recombinação, figura 7. Fótons de energia igual ou maior que o *gap* incidem sobre o material e o excitam, e então um elétron é promovido para a banda de condução e um buraco é gerado na banda de valência. Se a energia de excitação é maior que o *gap* elétrons e buracos terão inicialmente energia maior que o *gap*. Então, na banda de condução, os elétrons passam por vários processos de interação com a rede cristalina, termalização, até relaxarem, sofrendo decaimento intrabanda através de transições não-radiativas e cedendo o excesso de energia adquirido através da emissão de fônons, até que os elétrons atinjam o mínimo da banda de condução e os buracos o máximo da banda de valência. Finalmente elétrons e buracos recombina-

emitindo fótons de energia igual ao valor do *gap* do material [9, 31, 32, 33].

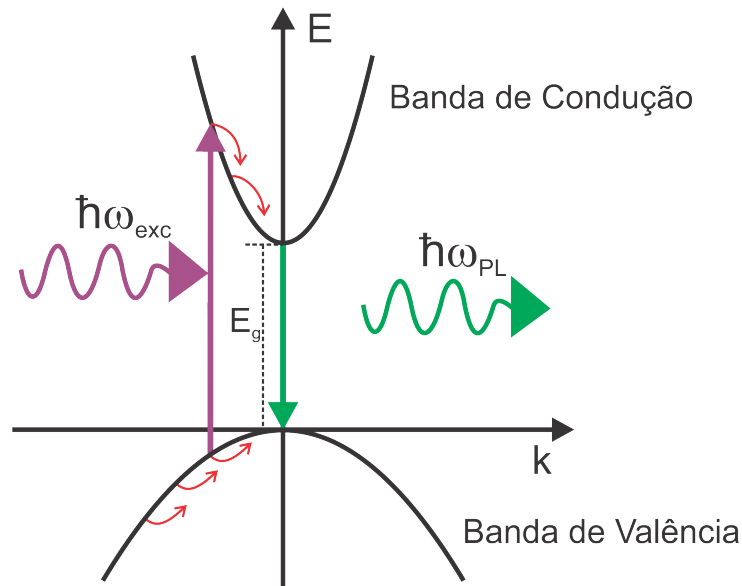


Figura 7: Representação do processo de fotoluminescência para um semicondutor com *gap* direto.

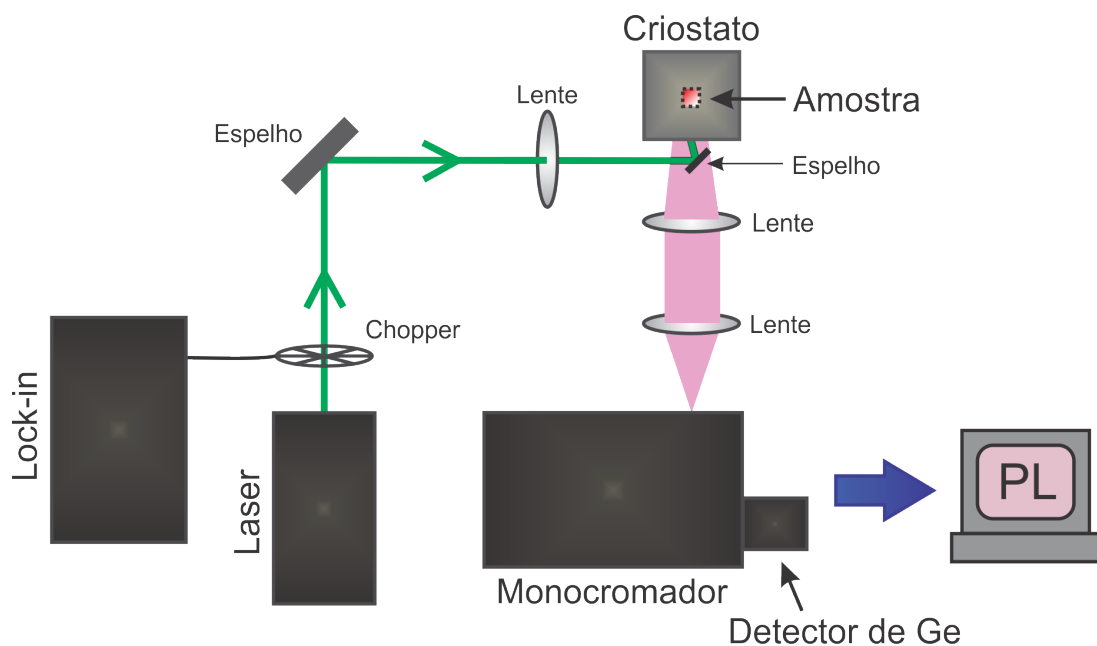


Figura 8: Ilustração esquemática da montagem experimental básica para as medidas de fotoluminescência.

Os experimentos de PL são realizados em um sistema como o ilustrado na figura 8. Nesse, a amostra é colocada em um criostato (modelo CCS-150 da marca *Janis Research*), que atinge temperaturas entre 10K e 300K. Um feixe de laser passa por um *chopper*, que está conectado a um *lock-in* (modelo SR510 da marca *Stanford Research Systems*), e então

é direcionado através de espelhos e lentes para incidir na janela ótica do criostato e então excitar a amostra. A luminescência emitida pela estrutura excitada é coletada por um conjunto de lentes e focalizada em um espectrômetro (modelo TRIAX190 da marca *Jobin Yvon Horiba*) acoplado a um detector de Ge (modelo E0-817A da marca *North Coast Scientific*).

A PL permite a caracterização óptica de semicondutores em função da temperatura, intensidade de excitação e polarização. Para realizar medidas em diferentes polarizações (linear, e circular a direita ou esquerda) utilizamos um polarizador linear e uma placa de quarto de onda ($\lambda/4$) logo após o *chopper*. O $\lambda/4$ é um cristal birrefringente, ou seja, possui dois índices de refração distintos relacionados às componentes rápida e lenta, figura 9, introduzindo uma diferença de fase entre elas. Quando o polarizador está a 45° dessas componentes há uma diferença de fase de 90° na saída do $\lambda/4$ e pode-se obter uma luz circularmente polarizada a direita ($\sigma+$) ou a esquerda ($\sigma-$). Pode-se coletar a luminescência como da maneira ilustrada na figura 8 ou pode-se usar, logo antes da entrada do monocromador, o $\lambda/4$ seguido do polarizador linear, obtendo as componentes $\sigma+$ e $\sigma-$ [34].

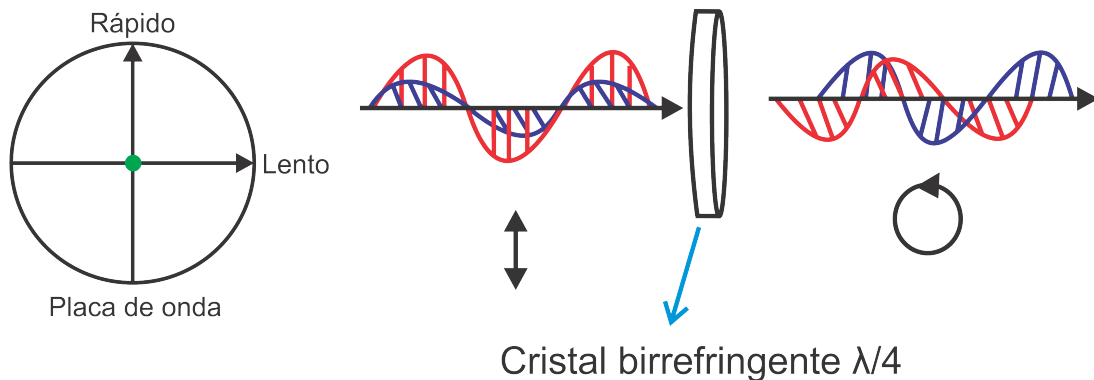


Figura 9: Ilustração de uma luz linearmente polarizada sendo transformada em luz circularmente polarizada através de um cristal birrefringente $\lambda/4$.

A polarização de *spin* dos portadores pode ser determinada a partir do grau de polarização circular da luz absorvida e/ou emitida [24]. Em GaAs, no ponto Γ , os estados da banda de condução (BC) tem projeção de momento angular $J_z = \pm 1/2$ para os elétrons, já os estados da banda de valência (BV) tem projeção de momento angular $J_z = \pm 3/2$ para os buracos pesados (hh) e $J_z = \pm 1/2$ para os buracos leves (lh), sendo que os valores positivos e negativos representam a orientação do *spin*. Devido à conservação do momento angular, surgem regras de seleção para as transições ópticas próximas do ponto Γ em semicondutores tipo III-V, figura 10. As transições ópticas com luz circularmente polarizada envolvem fótons com momento ± 1 ($\pm\sigma$). Sendo assim, a regra de seleção exige que $J_{z\text{final}} - J_{z\text{inicial}} = \pm 1$ [24], para que haja a conservação do momento.

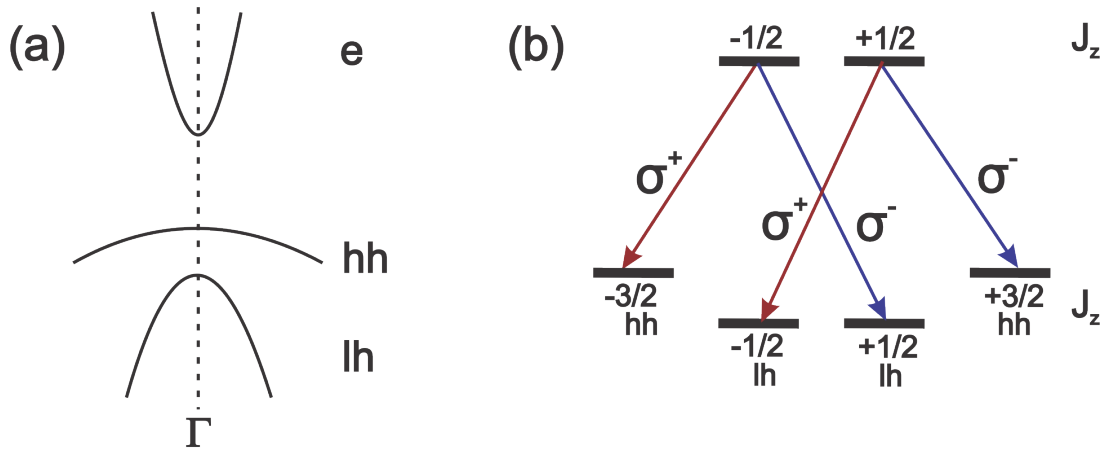


Figura 10: (a) Ilustração esquemática da estrutura de banda de uma nanoestrutura semicondutora tipo III-V confinada (por exemplo, um poço quântico); (b) Regras de seleção para emissão de luz circularmente polarizada na nanoestrutura.

O grau de polarização de *spin* do elétron é obtido diretamente pela polarização de fotoluminescência das transições possíveis citadas anteriormente. Sendo assim, o grau de polarização circular, ou de *spin*, da emissão é definido por:

$$P = \left(\frac{I_{\sigma^+} - I_{\sigma^-}}{I_{\sigma^+} + I_{\sigma^-}} \right), \quad (3.1)$$

onde I_{σ^+} e I_{σ^-} denotam as intensidades integradas de fotoluminescência com as correspondentes polarizações σ^+ e σ^- [4].

3.1.2 Magneto-fotoluminescência

Quando campo magnético é aplicado em uma medida de PL a técnica passa a ser chamada de magneto-fotoluminescência. Como apresentado anteriormente, a presença do campo magnético induz pelo menos dois efeitos sobre os estados confinados: O efeito diamagnético e o Zeeman.

A montagem experimental para as medidas de magneto-fotoluminescência (magneto-PL), figura 11, é análoga à descrita para as medidas de PL. Porém, nas medidas de magneto-PL a amostra é colocada no interior de um magneto-criostato. O campo magnético é aplicado na direção de crescimento da amostra. O magneto-criostato utilizado foi o de imersão de He líquido da marca Oxford que atinge campos de até 15T e temperaturas entre 2K e 300K. Esse possui uma janela óptica que permite a excitação óptica e a coleta da PL. Através dessa, um laser contínuo é focalizado sobre a amostra com o auxílio de uma lente convergente, o sinal dessa amostra é coletado por espelhos e lentes e então dispersado por um espectrômetro acoplado a um detector de Ge.

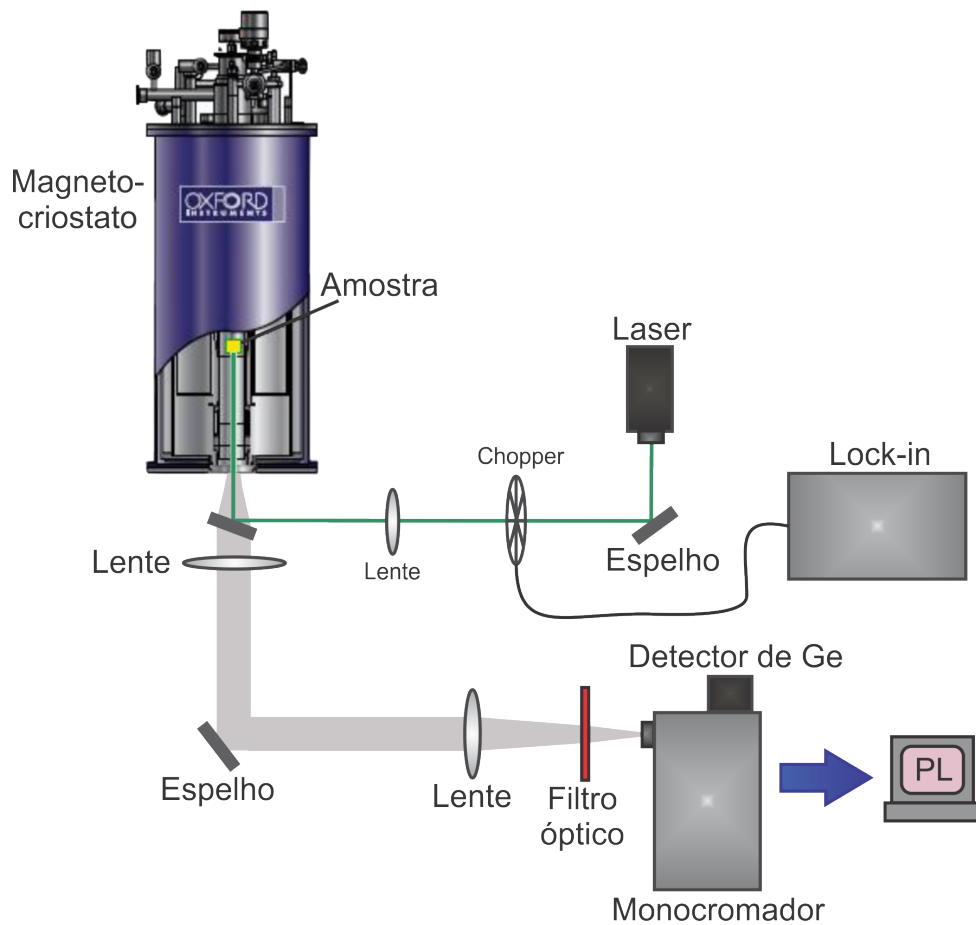


Figura 11: Ilustração esquemática da montagem experimental para as medidas de magneto-fotoluminescência.

3.2 Descrição das amostras

Neste trabalho, estudamos amostras de InGaAs(N)/GaAs contendo dois poços quânticos de larguras 4 e 7nm crescidos por epitaxia de feixe molecular (*Molecular Beam Epitaxy* - MBE). Essas amostras foram crescidas em substratos de GaAs no plano convencional (100). As amostras apresentam concentrações de In de 36% e concentrações de N de 1%. Há também uma amostra referência, sem a presença de N, crescida com os mesmos parâmetros. As amostras foram fornecidas pelo *Photonics Laboratory, Department of Microtechnology and Nanoscience, Chalmers University of Technology, Suécia*.

A estrutura básica das amostras de poços quânticos duplos (DQWs) estudadas consiste nas seguintes camadas, começando pelo substrato: 100nm de “*buffer layer*” de GaAs, 100nm de barreira de $Al_{0,35}Ga_{0,65}As$, 100nm de barreira de GaAs, 7nm de QW de $In_{0,36}Ga_{0,64}As_{1-y}N_y$, 100nm de barreira de GaAs, 4nm de QW de $In_{0,36}Ga_{0,64}As_{1-y}N_y$, 100nm de barreira de GaAs, 100nm de barreira de $Al_{0,35}Ga_{0,65}As$, 10nm de “*cap layer*” de GaAs [19]. Uma ilustração da estrutura básica das amostras pode ser vista na figura 12.

As amostras foram rotacionadas durante o crescimento com o intuito de melhorar a uniformidade das camadas. A temperatura de crescimento dos QWs de $In_{0.36}Ga_{0.64}As_{1-y}N_y$ foi de 450°C , já para o resto da estrutura foi de 600°C . A incorporação de N depende fortemente da temperatura do substrato durante o crescimento, sendo assim, é necessário utilizar temperaturas baixas, comparadas a temperatura de crescimento da barreira, para assegurar a incorporação de N na amostra. Usualmente materiais como InGaAs são crescidos em temperaturas comparáveis as utilizadas para a barreira, porém para propósito de comparação a amostra referência foi crescida nas mesmas condições que a amostra contendo N, ou seja, uma temperatura de crescimento não usual para esse material [19].

$In_xGa_{1-x}N_yAs_{1-y}$ QW Duplo

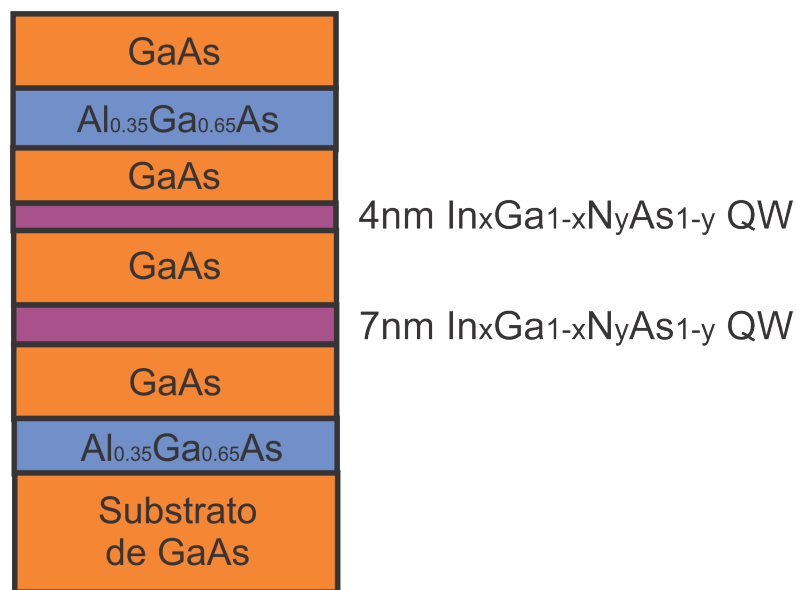


Figura 12: Estrutura esquemática das amostras de QWs duplos [19].

Para facilitar a compreensão, abaixo se encontra a tabela 3.1, que apresenta os códigos das amostras, seus respectivos planos de crescimento e concentração de N.

| Código da amostra | Plano de crescimento | %N |
|-------------------|----------------------|----|
| 2223-N | (100) | 1 |
| 2226 | (100) | 0 |

Tabela 3.1: Códigos das amostras, seus respectivos planos de crescimento e concentração de N.

Capítulo 4

Resultados em $B=0$

Neste capítulo serão apresentados os resultados experimentais em $B=0$ para as amostras de DQW crescidas no plano (100), amostras 2226 (referência) e 2223-N (com 1% de N). Em particular, haverá uma discussão sobre o efeito da incorporação de N e do tratamento térmico (*Rapid Thermal Annealing* - RTA) nas propriedades ópticas e estruturais dos DQWs.

4.1 Caracterização geral

É bem conhecido na literatura que a incorporação de N em amostras de InGaAs modifica consideravelmente as propriedades ópticas desses sistemas [6, 15, 16, 17, 18]. Sendo assim, para uma caracterização preliminar, realizaram-se medidas de PL com as amostras de DQWs 2226 e 2223-N, figura 13, em $T=300\text{K}$, sob excitação de um laser de 808nm e detecção por um detector de Ge. Levando em consideração o efeito de confinamento quântico, o pico de PL de maior energia corresponde à emissão do poço de 4nm, já o pico de menor energia corresponde à emissão do poço de 7nm. As posições dos picos referentes aos QWs de 4 e 7nm para a amostra 2223-N são de 1,060 e 0,994eV, enquanto que para a amostra 2226 são de 1,140 e 1,078eV, respectivamente. Portanto, observa-se que a incorporação de N reduz o *gap* de energia, como já era esperado [17], isto é, desloca os picos de ambos QWs para menores energias.

Além disso, nota-se que a incorporação de N afeta também a intensidade de PL. De forma geral, tem-se que eficiência da PL decresce com o aumento da incorporação de N, em acordo com dados da literatura [6]. Esse efeito decorre das condições de crescimento necessárias para obter InGaAsN que resulta em um aumento considerável da densidade de defeitos. Esses defeitos são usualmente provenientes de inhomogeneidades estruturais e composicionais, e conseqüentemente deterioram a qualidade cristalina [35], fator responsável pela diminuição do sinal de PL com o aumento da concentração de N.

Há uma correlação direta entre as propriedades ópticas e estruturais de QWs. Sendo assim, A. B. F. Khatab [19] usou microscopia eletrônica de transmissão (TEM) e

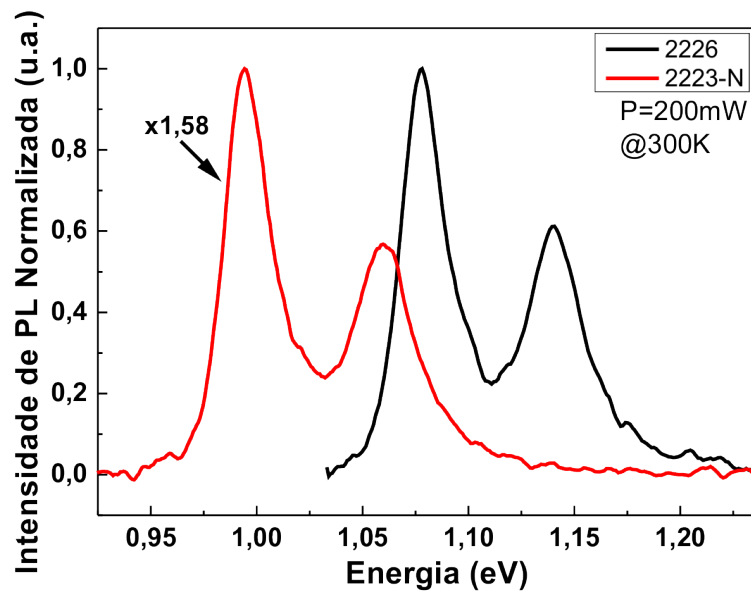


Figura 13: Espectros de PL das amostras 2226 e 2223-N a 300K, laser 808nm a 200mW. O número ao lado do espectro corresponde a quantas vezes esse espectro foi aumentado.

espectroscopia de raios-X por dispersão em energia (EDX), para verificar as propriedades estruturais das amostras 2226 e 2223-N. A partir das imagens de TEM da amostra 2223-N, figura 14 (a) e (b), pode-se observar que as espessuras dos dois QWs (4nm e 7nm) são bem uniformes e as interfaces lisas se comparada com as imagens da amostra 2226, figura 14 (c) e (d), onde os QWs apresentam variações nas espessuras e ondulação da lateral. O que significa que a amostra 2223-N tem uma boa qualidade cristalina. Esta observação não é consistente com a eficiência na luminescência observada, o que implica que mesmo que a amostra 2223-N tenha uma qualidade cristalina melhor, a incorporação de N deteriora o sinal, provavelmente devido a outros defeitos incorporados na amostra.

Os efeitos acima observados não explicam a redução de eficiência da PL, que deve ser associada a diversos defeitos incorporados na amostra contendo N. Entre esses defeitos encontram-se pares NN, tripletos de N, agrupamentos de N próximos ao átomo de Ga, bem como N intersticiais [15]. Outro defeito que é induzido pela presença de N na rede é o de Gálio intersticial (Ga_i) [4], esse defeito tem um papel importante para efeitos de recombinação dependente de *spin*, assunto que será discutido posteriormente neste trabalho.

Na figura 15 encontram-se os resultados das medidas de difração de raios-X de alta resolução (HRXRD) para as amostras 2226 e 2223-N realizadas na Alemanha por M. Schmidbauer [36], pode-se observar que a introdução de N induz a redução do parâmetro de rede, levando a um deslocamento do ângulo de difração em direção ao pico de GaAs. Isso implica que o parâmetro de rede dos QWs em 2223-N é levemente menor que em

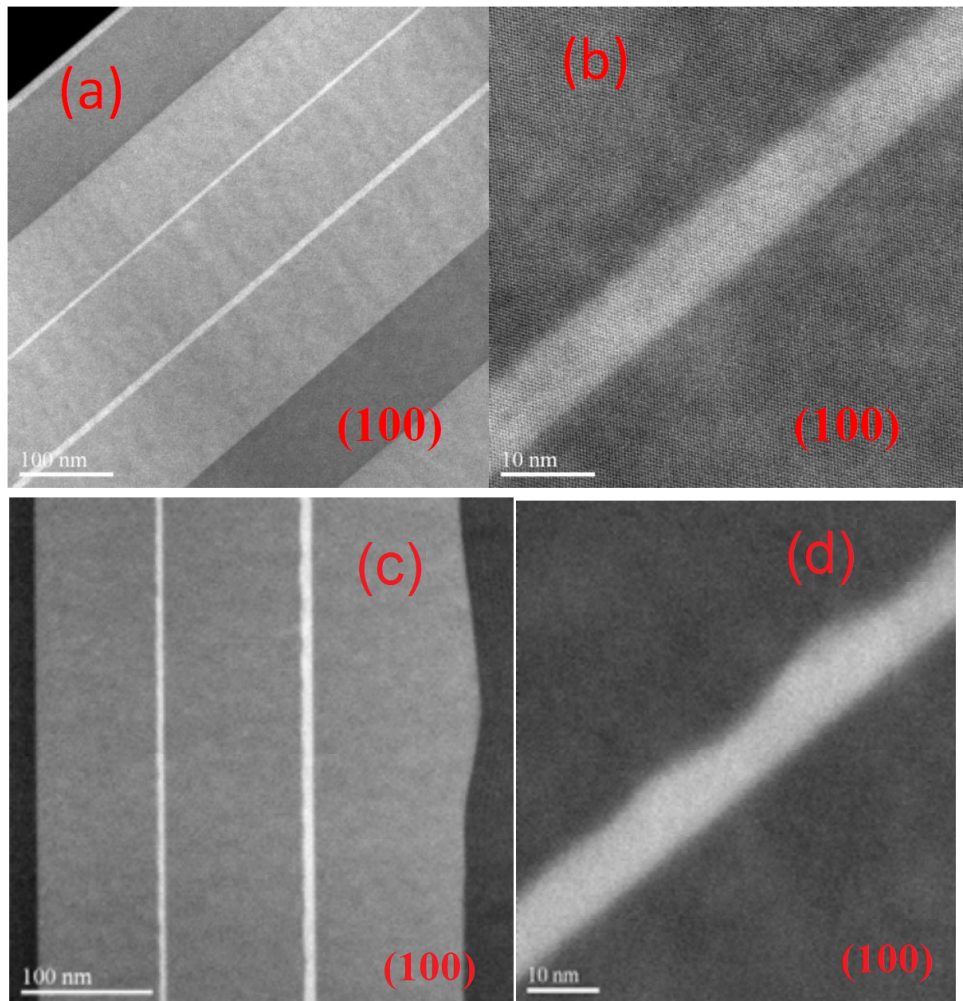


Figura 14: Imagens da seção transversal por microscopia eletrônica de transmissão (TEM): (a) Amostra 2223-N, (b) QW de 7nm da amostra 2223-N, (c) Amostra 2226, (d) QW de 7nm da amostra 2226 [19, 37].

2226. Portanto, um dos efeitos do N nas propriedades estruturais dos QWs é a redução do *strain* de compressão, devido a diminuição no parâmetro de rede em comparação com QWs sem N [36].

Já na figura 16 encontra-se o resultado das medidas de EDX com amostras crescidas em substratos com diferentes planos, incluindo o plano (100), plano correspondente a amostra 2223-N. Os resultados das medidas mostram uma relação similar para a composição de índio, 20% e 15% para os QWs de 4nm e 7nm, respectivamente.

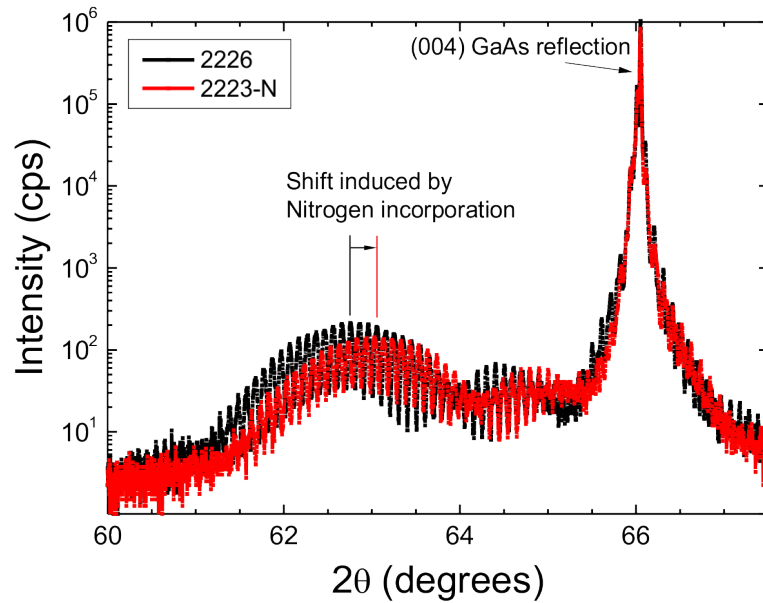


Figura 15: Difração de raios-X de alta resolução (HRXRD) para as amostras 2226 e 2223-N [36].

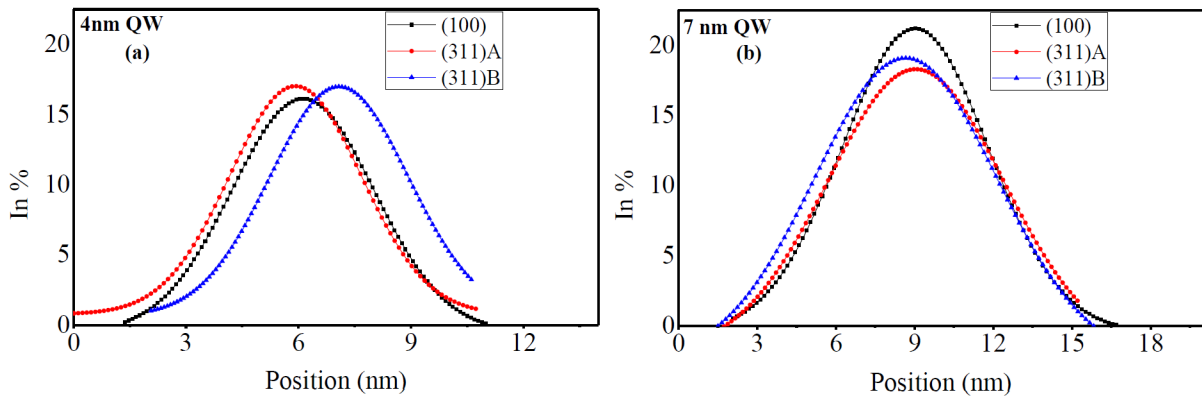


Figura 16: Perfis da composição de In por espectroscopia de raios-X por dispersão em energia (EDX) (a) QWs de 4nm crescidos nos planos (100), (311)A, (311)B; (b) QWs de 7nm crescidos nos planos (100), (311)A, (311)B [19].

4.2 Efeito de diferentes fontes de excitação

Para as medidas de PL utilizaram-se diferentes fontes de excitação com diferentes propósitos. Para compreensão dos efeitos de cada laser na resposta em luminescência da amostra, podem-se observar na figura 17 espectros de PL a 15K das amostras 2223-N e 2226, quando excitadas com lasers de 405, 532 e 808nm. Para todos os espectros utilizou-se potência de aproximadamente 35mW. Os espectros obtidos para diferentes fontes de

excitação são visivelmente diferentes, variando em posição de pico para ambos os QWs e na relação de intensidade entre os picos. Nota-se também comparando as figuras 13 e 17 que a relação de intensidade entre os picos de PL dos QWs muda dependendo da temperatura em que a medida foi efetuada, é possível observar este efeito também nos espectros da figura 19.

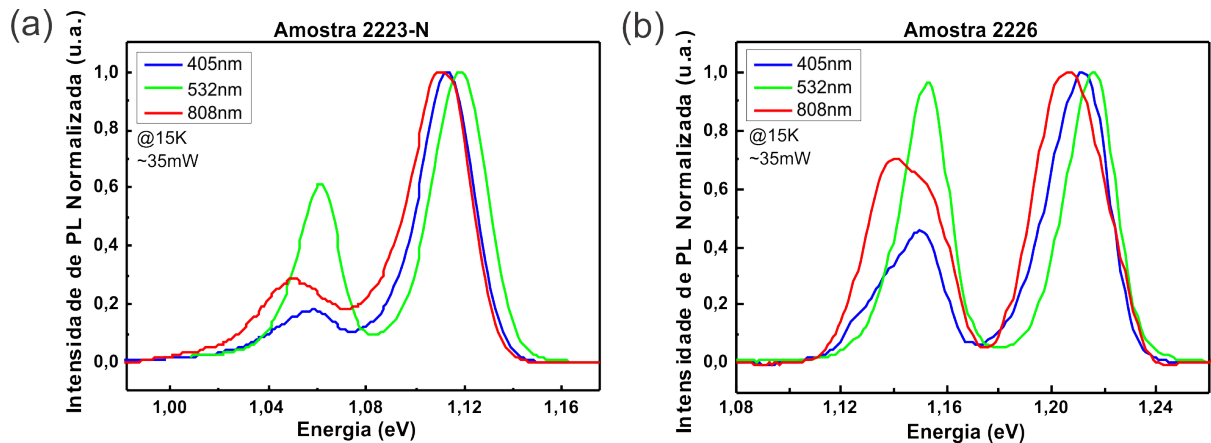


Figura 17: Espectros de PL utilizando diferentes fontes de excitação, lasers de 405nm, 532nm e 808nm, a 15K, com potência de aproximadamente 35mW, para as amostras (a) 2223-N, (b) 2226.

4.3 Efeito de localização de éxcitons

Um éxciton ligado é um éxciton que está localizado em algum defeito [29] devido a um potencial criado por este defeito. Evidências da localização são: espectros de PL assimétricos, deslocamento em energia do pico de PL para a região do azul com o aumento da potência de excitação (devido à saturação dos estados localizados), e curva em formato "s", isto é, deslocamento vermelho-azul-vermelho da energia do pico de PL [11]. Estes efeitos de localização nos semicondutores III-V-N são atribuídos aos elétrons presos nas imperfeições da liga, que nesse caso foram introduzidas durante o crescimento em temperatura baixa [36]. A seguir apresentaremos diferentes resultados que evidenciam efeitos de localização de portadores nesses sistemas.

4.3.1 Potência

Com o intuito de estudar o grau de localização das amostras 2223-N e 2226 realizou-se inicialmente um estudo da PL com a potência, a temperatura de 15K, figura 18. Utilizou-se um laser de 532nm para a excitação. Através desses espectros é possível observar claramente um deslocamento em energia dos picos para a região do azul com o aumento da potência de excitação. Esse deslocamento pode ser atribuído ao preenchimento de portadores dos estados localizados. O formato da PL em baixa potência exibe

um alargamento no lado de menor energia do pico o que mostra a presença de estados localizados. Com o aumento da potência de excitação o sinal se torna cada vez mais gaussiano o que indica a emissão de portadores que não estão mais localizados [38].

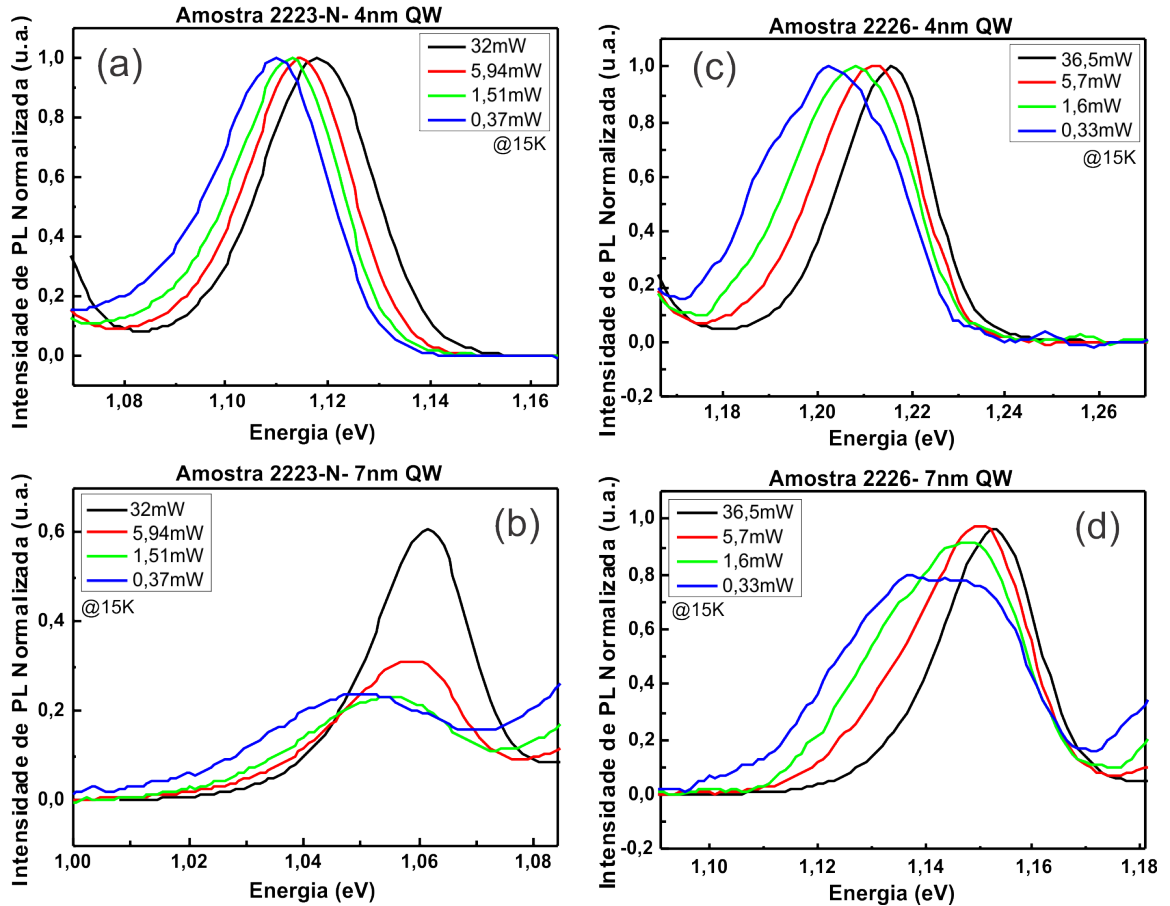


Figura 18: Espectros de PL a 15K em diferentes potências de excitação, laser 532nm. (a) QW de 4nm da amostra 2223-N, (b) QW de 7nm da amostra 2223-N, (c) QW de 4nm da amostra 2226, (d) QW de 7nm da amostra 2226. A normalização foi realizada dividindo-se pelo máximo dos picos, que para ambas as amostras foram os picos correspondentes ao poço de 4nm.

4.3.2 Temperatura

Após o estudo da PL com a potência, fixou-se a potência em 1,5mW, potência na qual o espectro apresenta formato assimétrico, e realizaram-se medidas de PL em diferentes temperaturas para ambas as amostras, 2223-N e 2226, figura 19. Na figura 20 são apresentados os resultados teóricos e experimentais para a dependência da posição de pico da PL com a temperatura para ambas amostras e QWs. Em geral, a diminuição em energia da posição do pico de emissão como uma função da temperatura para semicondutores segue a equação empírica de Varshni [39]:

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta}, \quad (4.1)$$

onde α [eV/K] e β [K] são constantes, $E_g(0)$ é o *gap* de banda em 0K, e T é a temperatura do momento da medida. Os valores dos parâmetros usados no ajuste pelo modelo de Varshni são apresentados na tabela 4.1, e foram obtidos através do procedimento de interpolação utilizando a equação descrita acima.

De forma geral, pode-se observar que os dois QWs de ambas as amostras não seguem o comportamento do *gap* de banda semiconductor predito pela equação de Varshni, figura 20, o que indica a presença de portadores localizados. Para a amostra 2223-N tem-se uma curva em formato “s”, um deslocamento em energia vermelho-azul-vermelho, entre as temperaturas de 15K e 100K, e após com o aumento da temperatura, o pico de energia PL diminui monotonicamente com a temperatura. Esse comportamento observado é atribuído ao aprisionamento e liberação dos portadores por estados localizados, que existem devido a defeitos introduzidos pela baixa temperatura de crescimento dos QWs.

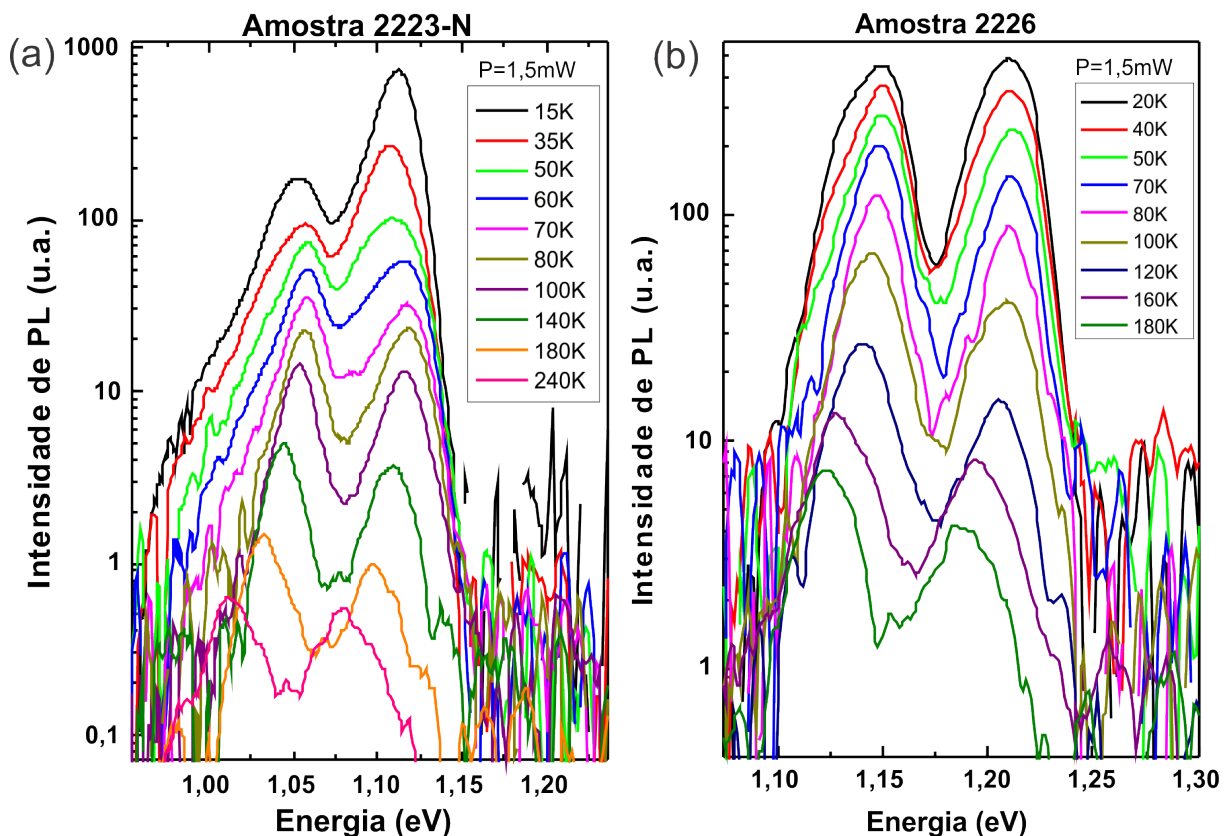


Figura 19: Espectros de PL em diferentes temperaturas, laser de excitação de 532nm e potência de 1,5mW, para as amostras: (a) 2223-N, (b) 2226.

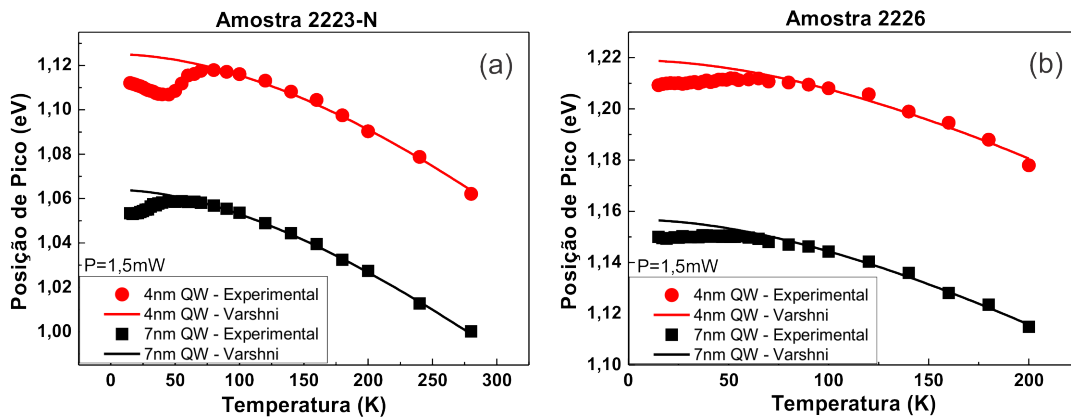


Figura 20: Deslocamento em energia do pico de emissão com relação a temperatura, laser de excitação de 532nm e potência em 1,5mW, para as amostras: (a) 2223-N, (b) 2226.

| | 2226 – 4nm | 2226 – 7nm | 2223-N – 4nm | 2223-N – 7nm |
|------------------------|------------|------------|--------------|--------------|
| $E_g(0)(\text{eV})$ | 1,21 | 1,15 | 1,12 | 1,06 |
| $\alpha(\text{meV/K})$ | 0,62 | 0,587 | 0,8 | 0,605 |
| $\beta(\text{K})$ | 446 | 371 | 741 | 450 |

Tabela 4.1: Valores dos parâmetros obtidos através do ajuste pela equação de Varshni.

4.4 Efeito do tratamento térmico

Uma prática comum para recuperar a qualidade cristalina e melhorar as propriedades ópticas de semicondutores tipo III-V-N é o tratamento térmico, *annealing*. Nesta seção serão apresentados os resultados do efeito do *annealing* nas duas amostras de DQWs, 2223-N e 2226. As amostras foram tratadas através de um recozimento térmico rápido (*Rapid Thermal Annealing* – RTA) em um ambiente de argônio por 30s em 500°C, 600°C e 700°C [19].

4.4.1 Geral

Medidas de PL, em T=300K, foram realizadas em cada uma das amostras antes e de depois do RTA, figura 21. Para as análises de PL serão apresentadas apenas resultados para o RTA de 700°C.

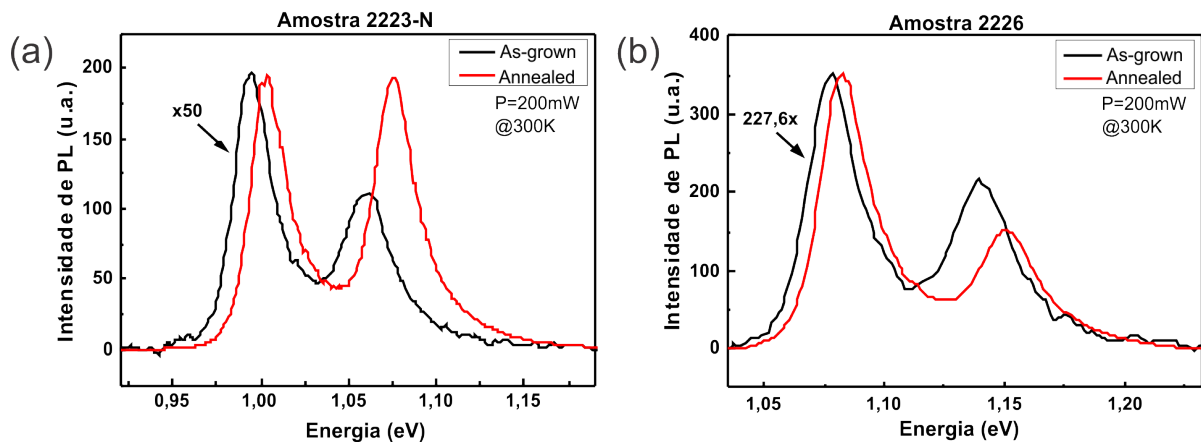


Figura 21: Espectros de PL, a 300K, com laser de 808nm na excitação ($P=200\text{mW}$), em amostras como crescidas e com RTA de 700°C , (a) 2223-N, (b) 2226. O número ao lado de cada espectro corresponde a quantas vezes esse espectro foi aumentado.

Através do RTA a intensidade de PL dos poços quânticos aumenta, pode-se observar isso pelo número ao lado de cada espectro na figura 21, que corresponde ao número de vezes que esse espectro foi multiplicado. A intensidade de PL aumenta 50 e 227,6 vezes após o RTA se comparada as amostras como crescidas (*as-grown*) para as amostras com 2226 (0% de N) e 2223-N (1% de N), respectivamente.

A intensidade de PL mais baixa para a amostra como crescida se comparada com as amostras após o RTA é explicada por uma alta concentração de centros não radiativos em amostras antes do tratamento térmico [19]. Já o aumento da intensidade de PL em amostras com RTA é atribuído à remoção de defeitos e impurezas no poço e nas regiões de interface [40].

É possível observar um deslocamento para a região do azul em ambas as amostras após o RTA. Para a amostra 2226 esse deslocamento é devido à interdifusão de Ga e In, e pode ser explicado teoricamente por uma mudança no perfil de confinamento do elétron e do buraco devido ao RTA induzir a interdifusão de átomos através das interfaces dos QWs [19]. Para as amostras 2223-N, esse deslocamento para o azul pode ser atribuído a homogeneização da concentração de In dentro do QW e a difusão de N para fora do QW [41].

Com o intuito de esclarecer a origem do deslocamento para o azul na PL após o RTA, A. B. F. Khatab [19] realizou uma análise de perfil de composição por espectroscopia de massa por íons secundários por tempo de voo (ToF-SIMS) nas amostras 2223-N, como crescidas e com RTA de 600°C e 700°C , figura 22(a).

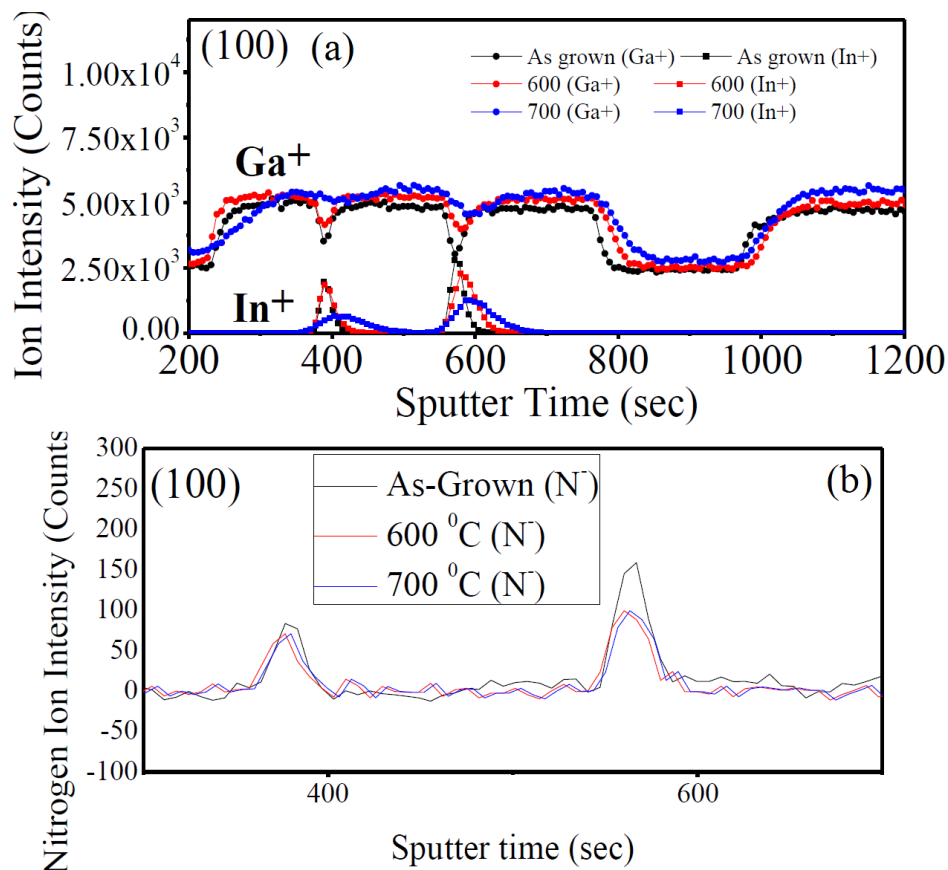


Figura 22: Para a amostra 2223-N, como crescida e com RTA de 600°C e 700°C, (a) Perfil de profundidade ToF-SIMS de íons de In e Ga; (b) Perfil SIMS de átomos de N [19].

Através da mudança abrupta de composição de In e Ga com o *sputtering time* é possível ver claramente os dois QWs e as barreiras, figura 22(a). Os perfis de ToF-SIMS das amostras como crescidas (*as-grown*) e com tratamento térmico (*annealed*) mostram que após o RTA átomos de In difundem para fora da região dos QWs e conseqüentemente a concentração de Ga aumenta nos QWs. Com o RTA a distribuição de In dentro dos QWs reduz de intensidade, se torna mais larga e bem menos resolvida. Entretanto a área total integrada da distribuição de In antes e depois do RTA é constante. Tem-se que após o RTA os átomos de In se difundem fortemente dos QWs para as regiões de barreiras de GaAs. Sendo assim, a técnica de ToF-SIMS provê uma evidência que o deslocamento para o azul é originário das mudanças na região dos QWs, onde ocorre a interdifusão de In-Ga entre QWs e barreiras [19].

Na figura 22(b) são apresentados os perfis de distribuição de N para a amostra 2223-N, como crescida (*as-grown*) e com tratamento térmico (*annealed*) de 600°C e 700°C, através de resultados de medidas de espectroscopia de massa por íons secundários (SIMS). Através das medidas de SIMS é possível observar que a concentração de N não muda de maneira significativa após o RTA. Esses resultados de SIMS evidenciam que a causa do deslocamento para o azul após o RTA tem origem na interdifusão de In-Ga [19].

4.4.2 Potência

Para estudar o efeito da potência nas amostras após o RTA fez-se medidas de PL em diferentes potências com ambas as amostras, também em 15K e com um laser de 532nm para a excitação, figura 23. Como visto para as amostras como crescidas, nas amostras com RTA houve um pequeno deslocamento em energia dos picos para a região do azul com o aumento da potência de excitação. O formato da PL apresentou-se menos alargado do que para as amostras como crescidas, mas também apresentou em baixa potência um alargamento no lado de menor energia do pico, o que mostra a presença de estados localizados.

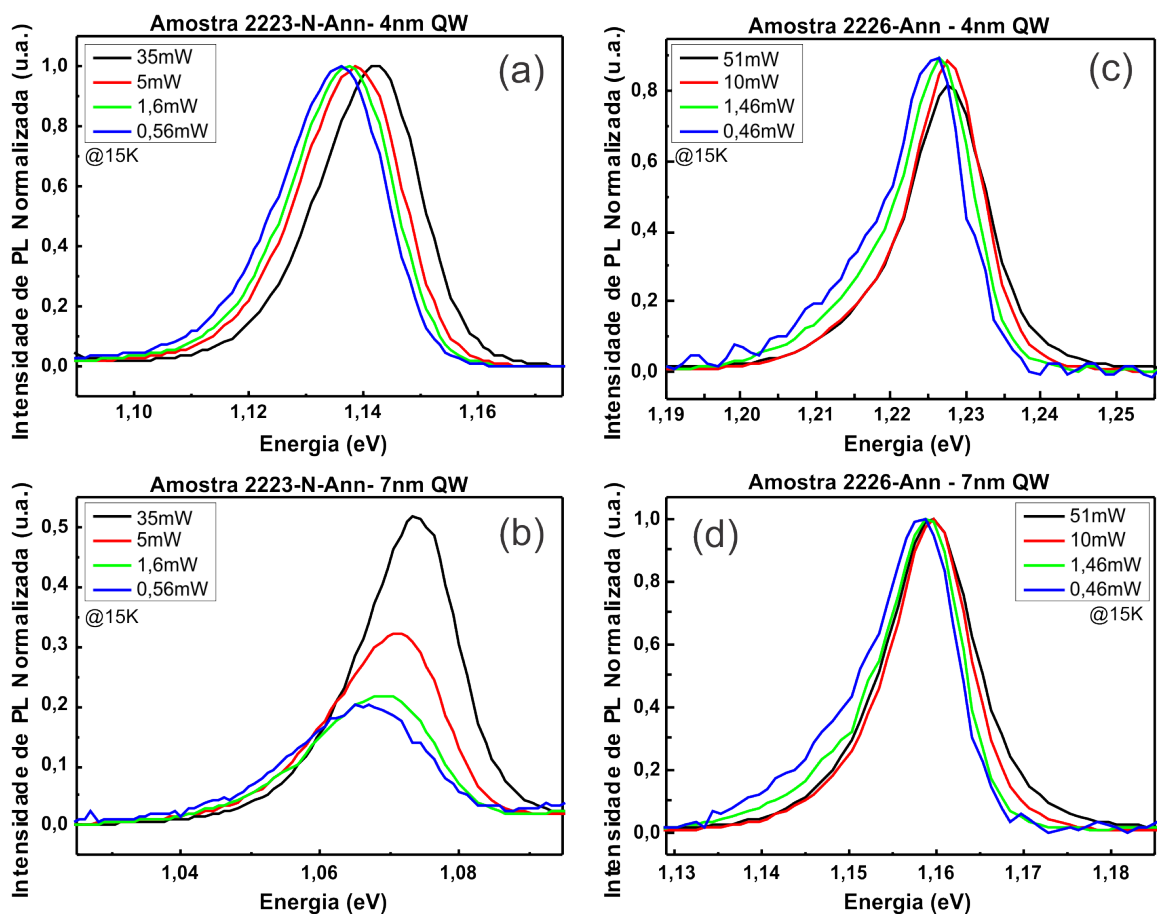


Figura 23: Espectros de PL a 15K em diferentes potências de excitação, laser 532nm. (a) QW de 4nm da amostra 2223-N-Ann, (b) QW de 7nm da amostra 2223-N-Ann, (c) QW de 4nm da amostra 2226-Ann, (b) QW de 7nm da amostra 2226-Ann. A normalização foi realizada dividindo-se pelo máximo dos picos, que para ambas as amostras foram os picos correspondentes ao poço de 4nm.

4.4.3 Temperatura

Após o RTA e o estudo da PL com a potência, fixou-se a potência do laser em aproximadamente 1mW, e realizaram-se medidas em diferentes temperaturas para ambas

as amostras, 2223-N e 2226, figura 24. Foi possível assim, estudar o comportamento da posição de pico da PL com a temperatura, figura 25. Tal como para as amostras como crescidas, fez-se um ajuste com a equação empírica de Varshni. É interessante notar que a amostra 2223-N continua não obedecendo a equação de Varshni abaixo de 100 K, mesmo após o RTA, comportamento associado a efeitos de localização, ainda evidentes nessa amostra que contém N. Os parâmetros utilizados para o ajuste encontram-se na tabela 4.2.

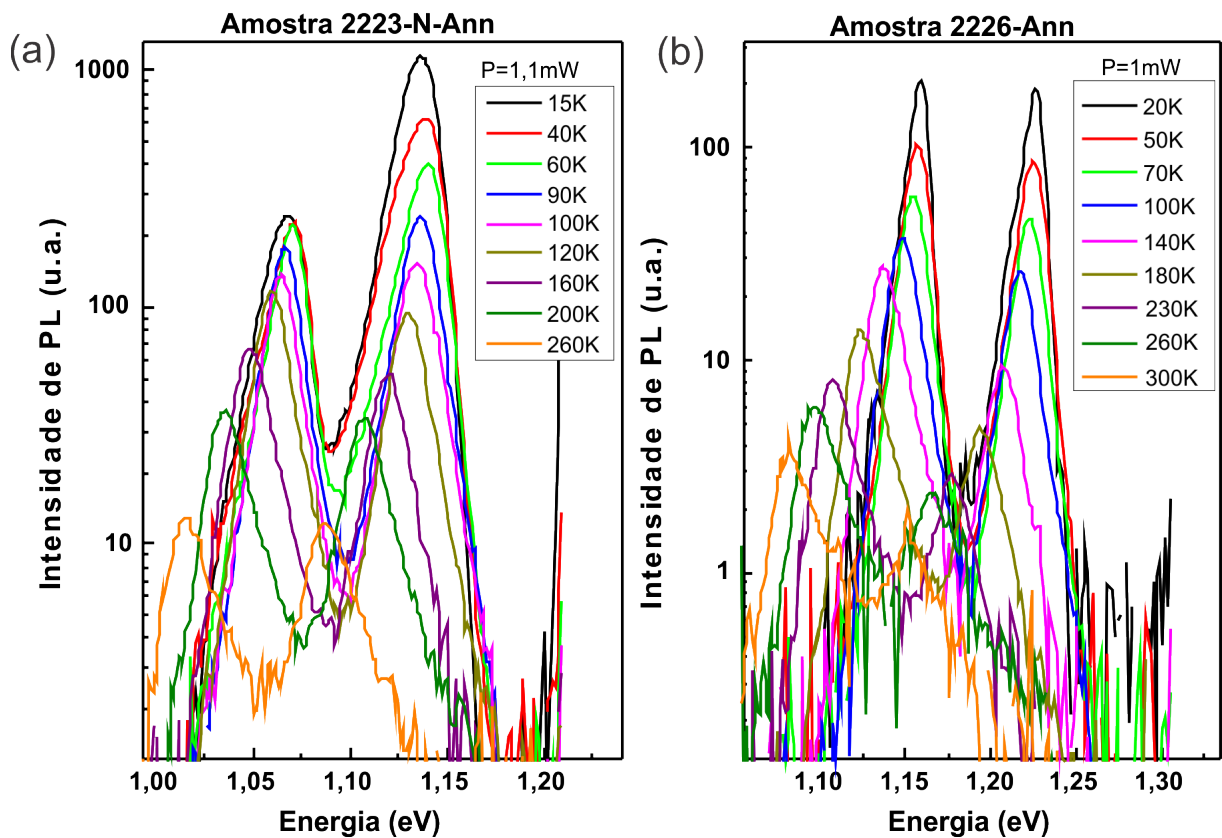


Figura 24: Espectros de PL em diferentes temperaturas, laser de excitação de 532nm, para as amostras: (a) 2223-N-Ann ($P=1,1\text{mW}$), (b) 2226-Ann ($P=1\text{mW}$).

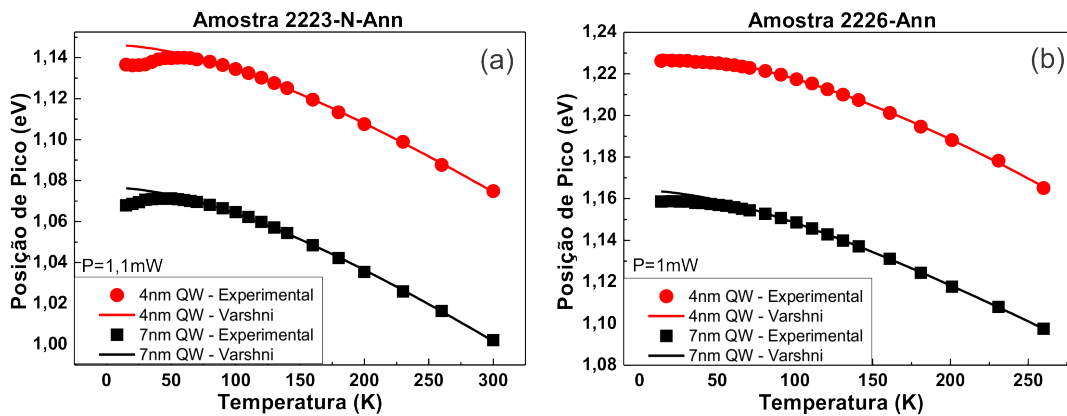


Figura 25: Deslocamento em energia do pico de emissão com relação a temperatura, laser de excitação de 532nm, para as amostras: (a) 2223-N-Ann ($P=1,1\text{mW}$), (b) 2226-Ann ($P=1\text{mW}$).

| | 2226-Ann – 4nm | 2226-Ann – 7nm | 2223-N-Ann – 4nm | 2223-N-Ann – 7nm |
|------------------------|----------------|----------------|------------------|------------------|
| $E_g(0)(\text{eV})$ | 1,22 | 1,16 | 1,14 | 1,07 |
| $\alpha(\text{meV/K})$ | 0,734 | 0,428 | 0,478 | 0,486 |
| $\beta(\text{K})$ | 518 | 175 | 299 | 284 |

Tabela 4.2: Valores dos parâmetros obtidos através do ajuste pela equação de Varshni para as amostras tratadas termicamente.

4.5 Conclusão

As propriedades estruturais e ópticas das amostras de DQWs 2226 e 2223-N foram caracterizadas por fotoluminescência (PL), microscopia eletrônica de transmissão (TEM), difração de raios-X de alta resolução (HRXRD) e espectroscopia de raios-X por dispersão em energia (EDX). Foi observado que a introdução de N em QWs de InGaAs/GaAs induz a redução do parâmetro de rede, e conseqüentemente reduz o *strain* de compressão. Foi observado também que a intensidade de PL para a amostra 2226 é maior do que para a amostra 2223-N, o que sugere que a incorporação de N crie defeitos relacionados a centros não-radiativos. O pico de energia da PL com a temperatura não segue o modelo empírico de Varshni, apresentando para a amostra 2223-N um pronunciado comportamento em curva "s". Isso sugere a localização de portadores nos defeitos, que é mais acentuada para as amostras contendo N.

Houve aumento na intensidade de PL e um deslocamento dos picos de emissão para a região do azul para ambas as amostras (2226 e 2223-N) após o RTA, sendo o aumento de intensidade atribuído à remoção de defeitos e impurezas no poço e nas regiões

de interface. As medidas de perfil de composição ToF-SIMS confirmaram os resultados de PL e forneceram uma evidência de que o deslocamento para o azul é originário das mudanças na região dos QWs, onde ocorre a interdifusão de In-Ga entre QWs e barreiras. Já para as medidas em função da temperatura, tem-se que após o RTA ainda existe a evidência de estados localizados, mas o efeito é menor.

Capítulo 5

Resultados em $B \neq 0$

No capítulo anterior observou-se uma dependência não monotônica da energia da PL com a temperatura para as amostras estudadas, o que indicou a presença de portadores localizados em baixa temperatura. Neste capítulo são apresentados os resultados das medidas de magneto-fotoluminescência, técnica que foi utilizada para o estudo das amostras 2226 e 2223-N com e sem RTA, com o intuito de entender a natureza do efeito de localização que existem nessas amostras.

5.1 Introdução

Quando se aplica um campo magnético a estruturas tais como poços quânticos (QWs), a sua presença induz pelo menos dois efeitos básicos sobre os estados excitônicos: os efeitos diamagnético e Zeeman [42, 32]. Como visto anteriormente o efeito diamagnético provoca um deslocamento em energia, que possui um comportamento quadrático com o campo magnético aplicado.

K. J. Nash *et al* [29] realizaram um estudo teórico e experimental com o intuito de utilizar o deslocamento diamagnético para investigar o efeito de localização de éxcitons em QWs. As amostras de QWs utilizados foram de (In,Ga)As/InP, crescidas por MBE. Eles realizaram medidas de magneto-fotoluminescência variando o campo magnético até 9,6T a temperatura de 4,2K. Concluiu-se que para um éxciton ligado, a localização do plano do QW faz com que o diamagnetismo seja menor do que para os éxcitons livres. Esse método fornece então informações sobre a localização do éxciton.

Posteriormente, T. Nuytten *et al* [38] investigaram a PL de amostras de múltiplos QWs de $Ga_{1-x}In_xAs_yN_{1-y}$ em campos magnéticos de até 50T como função da temperatura e potência de excitação. Nas amostras por eles estudadas surpreendentemente não houve mudança nos deslocamentos diamagnéticos com a variação da potência de excitação.

Então, V. Lopes-Oliveira *et al* [36] investigaram as propriedades magneto ópticas das amostras 2226 e 2223-N como crescidas, teórica e experimentalmente. Eles realizaram

medidas de micro magneto-PL circularmente polarizada a 4K em campos magnéticos de até 15T. Foi observado um comportamento anômalo do deslocamento magnético do par elétron-buraco para campos baixos, um deslocamento magnético negativo. Este efeito foi associado ao aumento da massa reduzida no éxciton devido à massa efetiva negativa do estado fundamental da banda de valência.

5.2 Aspectos gerais

Foi utilizada a técnica de magneto-fotoluminescência (magneto-PL) para estudar a localização de portadores das amostras 2226 e 2223-N com e sem tratamento térmico (RTA). Foi adotada a configuração de Faraday, com o campo magnético paralelo a direção de crescimento das amostras, a excitação foi realizada com um laser de estado sólido de 532nm. As medidas foram realizadas a temperatura de 2K, variando o campo magnético de 0 a 14T. Na figura 26, tem-se os espectros de PL em $B=0$ e para alguns campos magnéticos aplicados para as amostras 2226 e 2223-N com e sem RTA. Nota-se para todas as amostras que ambos os picos deslocam-se para maiores energias com o aumento do campo magnético aplicado, isso devido ao efeito diamagnético.

5.3 Deslocamento Diamagnético

Através dos espectros da figura 26 é possível a obtenção do gráfico da figura 27, o deslocamento em energia da PL, deslocamento diamagnético, em função do campo magnético aplicado para as amostras 2226 e 2223-N como crescidas e com RTA. Os dados mostram que as amostras 2226 e 2223-N apresentam um comportamento parabólico até aproximadamente 3T e 4T, respectivamente, e após esse valor o comportamento tende a ser linear.

Há um modelo conhecido na literatura para o deslocamento diamagnético em função do campo magnético aplicado que se adéqua aos dados mostrados neste capítulo. Esse é um modelo excitônico, nele se assume que há um campo magnético crítico, onde a dependência do deslocamento diamagnético passa de uma curva parabólica, em campos magnéticos baixos, para linear em campos magnéticos altos. Através desse modelo é possível encontrar valores para o raio excitônico e a massa efetiva [38].

Já que os experimentos de magneto-PL foram realizados em temperatura baixa, a 2K, foram medidas recombinações entre pares elétrons buracos em que os portadores estão localizados, ou seja, éxcitons localizados [38]. Com um maior efeito de localização, deve-se esperar um maior confinamento espacial e, conseqüentemente, um menor deslocamento diamagnético [29].

Se compararmos os resultados mostrados na figura 27 para as amostras 2226 e 2223-N, como crescidas e com RTA, tem-se que as amostras que contem N, 2223-N, apre-

sentam menor deslocamento diamagnético, o que implica em mais portadores localizados. Isso corrobora com os resultados encontrados para dependência da energia da PL com a temperatura, onde para a amostra 2223-N encontrou-se uma curva em "s" mais acentuada, o que implica em uma maior localização.

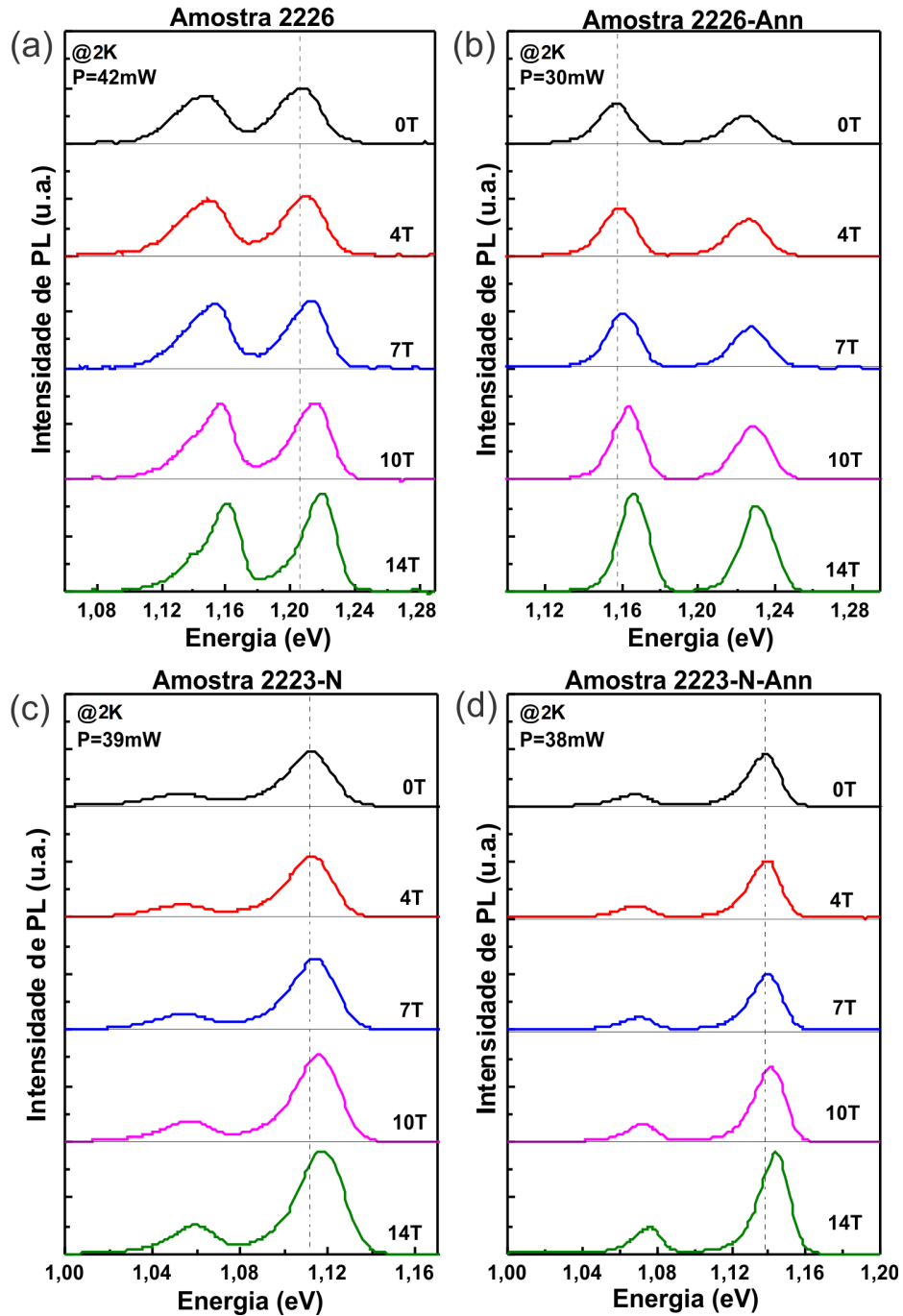


Figura 26: Espectros de PL a 2K para diferentes campos magnéticos aplicados, com laser de 532nm na excitação, para as amostras: (a) 2226 ($P=42\text{mW}$), (b) 2226-Ann ($P=30\text{mW}$), (c) 2223-N ($P=39\text{mW}$), (d) 2223-N-Ann ($P=38\text{mW}$).

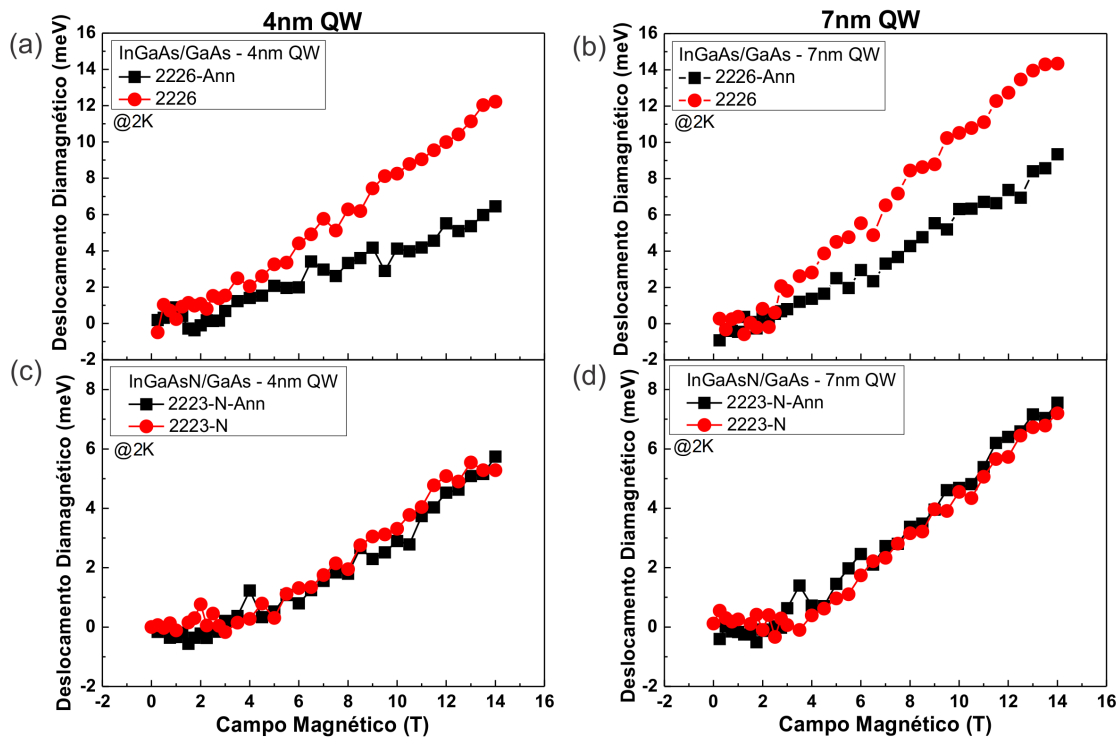


Figura 27: Deslocamento diamagnético versus campo magnético, a 2K, com um laser de 532nm. Amostras 2226 ($P=42\text{mW}$) e 2226-Ann ($P=32\text{mW}$): (a) QW de 4nm, (b) QW de 7nm; Amostras 2223-N ($P=39\text{mW}$) e 2223-N-Ann ($P=38\text{mW}$): (c) QW de 4nm, (d) QW de 7nm.

O RTA é uma prática utilizada com o intuito de recuperar a qualidade cristalina e melhorar as propriedades ópticas do material. Após o RTA observou-se o aumento da intensidade do espectro de PL, como visto anteriormente. Porém, é possível observar na figura 27, para a amostra 2226 que após o RTA o deslocamento diamagnético diminuiu. Portanto mesmo que o tratamento térmico aumente a intensidade de PL, esse também está aumentando a localização de portadores, ou seja, está criando defeitos. Os tipos de defeitos criados após o tratamento térmico não podem ser identificados pelas técnicas utilizadas nesse trabalho. Estudos adicionais devem ser realizados para melhor compreensão desse efeito.

5.4 Efeito da potência no deslocamento diamagnético

É interessante investigar a relação entre o deslocamento em energia com o campo magnético para diferentes potências de excitação, pois dependendo da potência utilizada haverá ou não efeitos de localização. Nesta seção, são apresentados alguns resultados referentes a estudos em diferentes potências. Na figura 28 é possível observar os espectros em diferentes potências para as amostras 2223-N, 2223-N-Ann e 2226-Ann. O número a

esquerda dos espectros corresponde a quantas vezes esses espectros foram aumentados, já o número a direita é referente a potência de excitação utilizada. São apresentados espectros sem campo magnético aplicado e em campo alto (14T), onde é possível observar o deslocamento em energia.

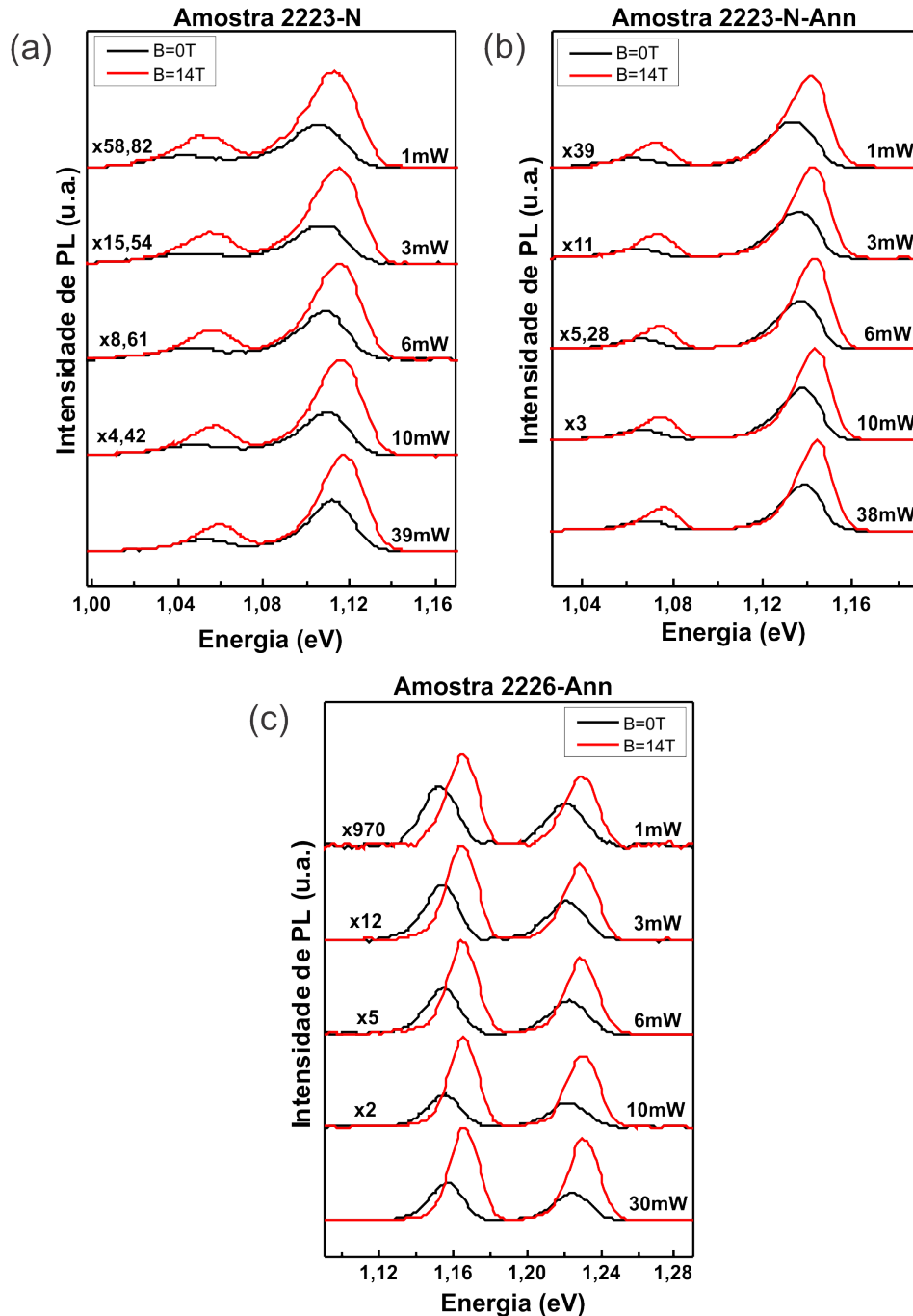


Figura 28: Espectros de PL em 0 e 14T em diversas potências do laser (532nm), a 2K, para as amostras: (a) 2223-N, (b) 2223-N-Ann, (c) 2226-Ann. O número ao lado direito dos espectros corresponde a quantas vezes esses espectros foram aumentados.

Na figura 29(a), para facilitar a visualização, são apresentados os espectros para

três potências diferentes para o QW de 4nm da amostra 2223-N, onde já é possível observar uma diminuição do deslocamento em energia com o aumento da potência de excitação. A partir dos espectros da figura 28 foi possível obter os gráficos da figura 29(b), o deslocamento diamagnético em função da potência de excitação. Nota-se que com o aumento da potência de excitação há a diminuição do deslocamento diamagnético, que não é igual para todas as amostras, porém decresce.

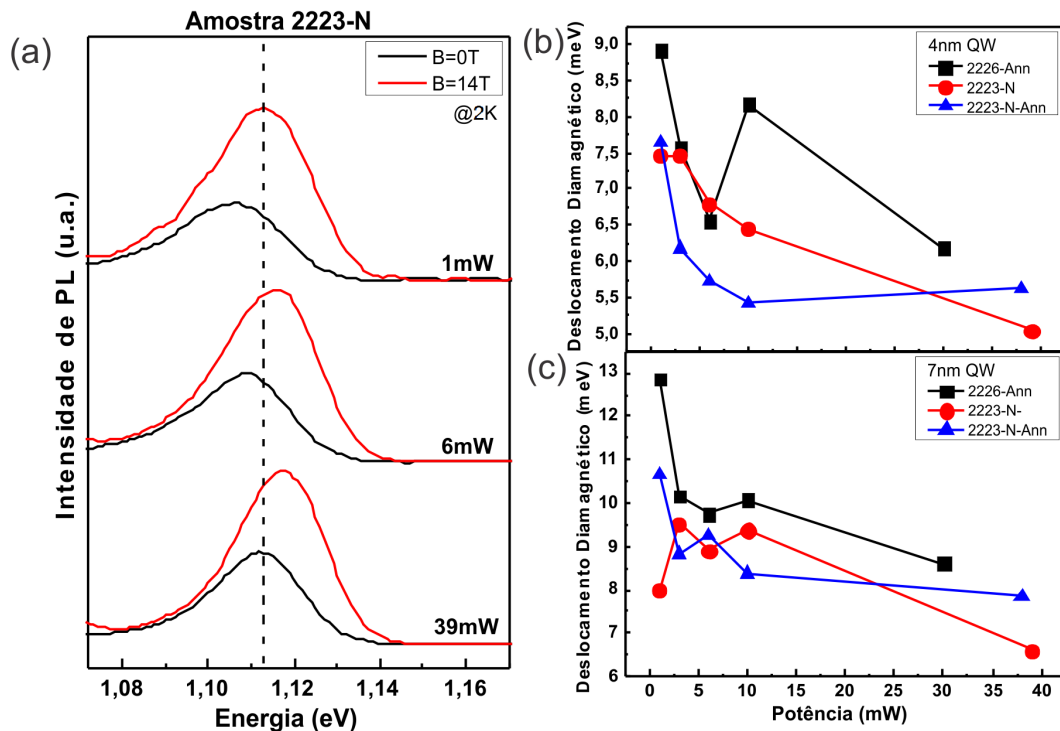


Figura 29: (a) Espectros de PL em 0 e 14T em diferentes potências para o QW de 4nm da amostra 2223-N, em 2K. (b) Deslocamento diamagnético versus potência de excitação, utilizando o laser verde, a 2K, para as amostras 2226-Ann, 2223-N e 2223-N-Ann, (a) QW de 4nm, (b) QW de 7nm.

Quanto maior o deslocamento em energia, menor será a localização dos portadores, e vice-versa. Sabe-se também que quanto menor a potência utilizada na excitação, maiores as chances de medir estados localizados na amostra. Sendo assim, deveria se obter um menor deslocamento para potências menores, o que não foi o caso para as amostras estudadas. Cada banda nos espectros obtidos representa a PL para um dos QWs, 4nm ou 7nm, essas bandas podem ser formadas pela junção de mais de uma banda. Para potências diferentes pode se estar favorecendo bandas diferentes dentro dessa banda, o que explicaria o porquê da obtenção de um deslocamento menor para potências maiores. O que não significa que há maior efeito de localização em potências maiores, pois em potências maiores se está medindo os estados estendidos.

Para mostrar que é possível que cada potência esteja privilegiando bandas di-

ferentes, realizaram-se medidas de magneto-PL com a amostra 2226-Ann em diferentes campos para duas potências diferentes. Através da figura 30 é possível observar que para o regime de campo alto há diferença nos deslocamentos, sendo o maior deslocamento em energia para a excitação com potência menor, como visto anteriormente.

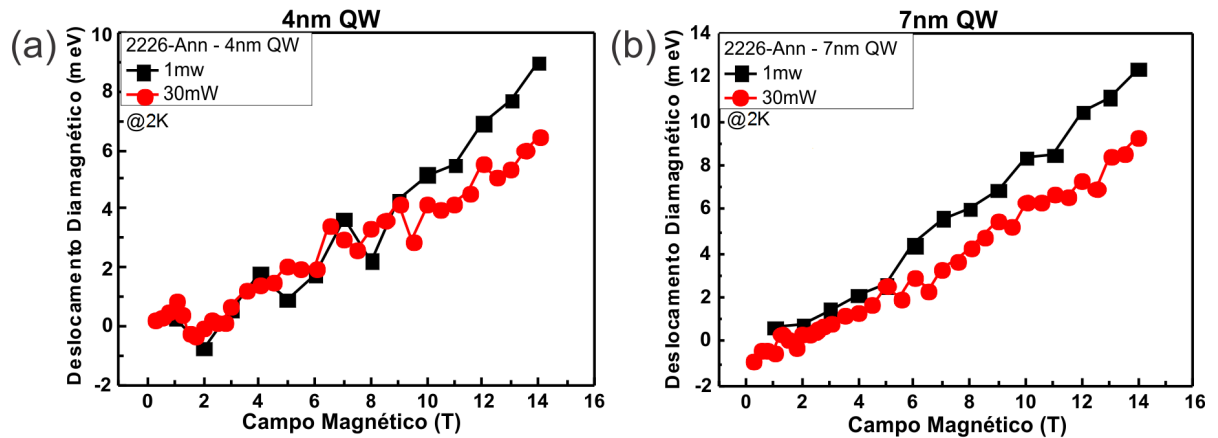


Figura 30: Deslocamento diamagnético versus campo magnético para a amostra 2226-Ann, a 2K, com um laser de 532nm em duas potências diferentes, 1mW e 30mW, para: (a) QW de 4nm, (b) QW de 7nm.

5.5 Conclusão

As propriedades magneto-ópticas das amostras de DQWs 2226 e 2223-N foram investigadas através de magneto-fotoluminescência (magneto-PL). Observou-se para todas as amostras que ambos os picos deslocam-se para maiores energias devido ao efeito diamagnético. As amostras 2223-N apresentaram menor deslocamento diamagnético, que implica em mais portadores localizados, o que corrobora com os resultados encontrados para dependência da energia da PL com a temperatura. Para a amostra 2226, após o RTA, o deslocamento diamagnético diminuiu. Sendo assim, mesmo que o RTA aumente a intensidade de PL, esse também está aumentando a localização, ou seja, está criando defeitos. Não é possível identificar os tipos de defeitos que o RTA está criando apenas com a técnica utilizada. Verificou-se que com o aumento da potência de excitação há a diminuição do deslocamento diamagnético, para os materiais estudados. Supõe-se que para potências diferentes pode se estar favorecendo bandas diferentes, o que leva a conclusão de que para comparar os deslocamentos diamagnéticos é necessária a utilização de potências de excitação semelhantes.

Capítulo 6

Filtro de *spin* por defeitos

Nos capítulos anteriores foram mostradas evidências da presença de estados localizados devido a defeitos nas amostras. Neste capítulo, serão apresentados resultados de medidas com excitação circularmente polarizada, em temperatura ambiente e sem campo magnético aplicado, para as amostras 2226 e 2223-N com e sem RTA, com o propósito de investigar o grau de polarização presente nessas amostras devido a esses defeitos.

6.1 Introdução

É de grande interesse para o desenvolvimento da spintrônica a obtenção de corrente *spin* polarizada, sendo essa possível através da filtragem de *spin*. A figura 31 ilustra o princípio físico de um tipo de filtro de *spin* por defeitos intersticiais. É conhecido que quando GaAs é dopado com N, independentemente do método de crescimento utilizado, formam-se defeitos do tipo Gálio intersticial (Ga_i^{2+}) [6]. Se um elétron localizado no defeito é *spin* polarizado, o defeito irá capturar apenas um elétron de condução com *spin* oposto, isso devido ao princípio de exclusão de Pauli, e esse pode, posteriormente, aniquilar com um buraco. Se esse processo é eficiente, defeitos *spin* polarizados esgotarão efetivamente os elétrons da banda de condução que possuam *spin* oposto e deixarão para trás apenas aqueles com o mesmo *spin* dos elétrons dos defeitos. Esse processo transforma um grupo de elétrons *spin* despolarizados que entram no material em *spin* polarizados quando eles saem, fazendo do material um filtro de *spin*. É importante notar que a recombinação que ocorre via defeito é um processo não radiativo [4].

Foi identificado que os defeitos de Ga_i^{2+} são apropriados para um filtro de *spin* eficiente, operando em temperatura ambiente e com campo magnético igual a zero. Isso porque cada Ga_i é ocupado por um único elétron no estado carregado duplamente positivo Ga_i^{2+} . Sabe-se que a polarização dos *spins* dos elétrons dos defeitos (Ga_i^{2+}) pode ser obtida por orientação óptica, utilizando luz circularmente polarizada ($\sigma\pm$) [4], como se pode observar na figura 31(b). É essencial que os defeitos estejam *spin* polarizados para que o efeito de filtro de *spin* aconteça. Como um fator de comparação, se a excitação for

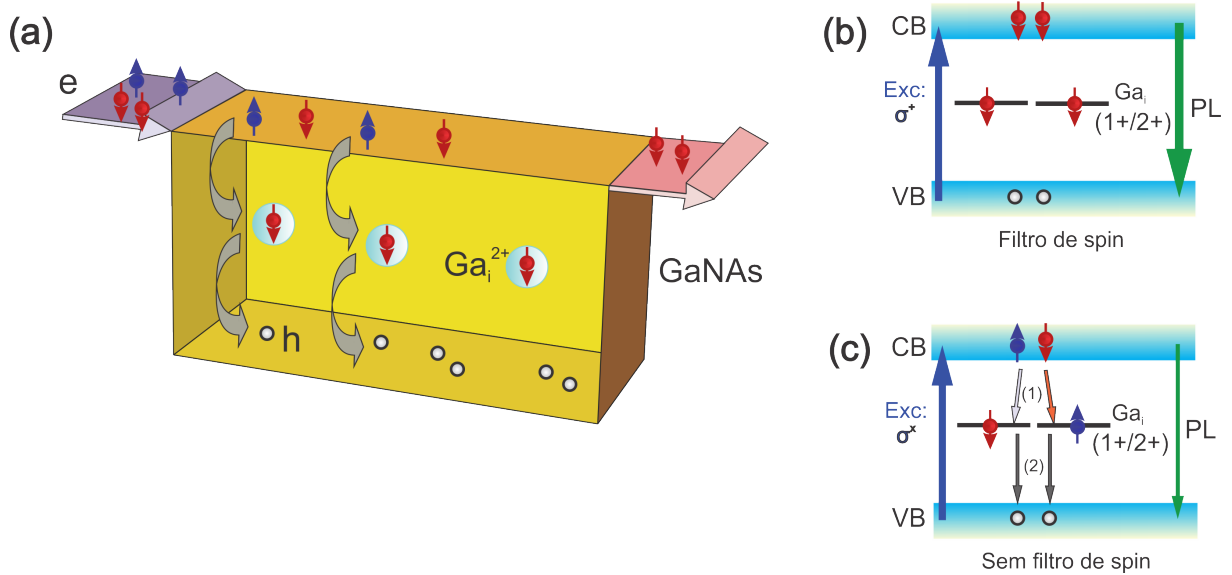


Figura 31: (a) Ilustração esquemática do efeito de filtro de *spin* dos elétrons de condução via defeitos intersticiais *spin* polarizados em um semiconductor não magnético. (b-c) Processo de captura e recombinação de portadores através da filtragem de *spin* por defeitos e a transição banda-banda sob condições de excitação óptica (b) circularmente (σ^+) e (c) linearmente (σ^X) [4].

com luz linearmente polarizada, figura 31(c), há a geração dos dois tipos de *spins* (para cima e para baixo), nesse caso não haverá *spins* polarizados no defeito e então o defeito poderá capturar os dois *spins* em igual probabilidade, isto é, não haverá mais um filtro de *spin* [4].

O efeito de filtro de *spin* por defeitos intersticiais de Ga_i^{2+} foi observado inicialmente para amostras de GaAs dopadas com N, pois o N induz esse tipo de defeito no material [4]. Porém, recentemente, C. T. Nguyen *et al* [43] mostraram por implantação de centros paramagnéticos, ou seja, com a implantação de defeitos de Ga_i^{2+} através de feixe iônico, em amostras de InGaAs que é possível obter o efeito de filtro de *spin* dessa maneira. Sendo assim, eles mostraram que é possível criar regiões ativas de recombinação dependente de *spin* em amostras livres de N, e também, que o defeito intersticial Ga_i^{2+} é o principal responsável pelo efeito de filtragem de *spin* [43].

Para este efeito de filtro de *spin* por defeitos poder ser utilizado de maneira prática, muitos parâmetros referentes aos materiais e processos físicos devem ser identificados, entendidos e otimizados. Seguindo essa ideia, resolveu-se investigar o grau de polarização, e por consequência o efeito de filtro de *spin*, nos materiais estudados nesse trabalho.

6.2 Resultados experimentais e discussão

Realizaram-se medidas de PL, utilizando como excitação um laser de 808nm com potência em 200mW, em temperatura ambiente, em três configurações diferentes. Na primeira configuração excitou-se a amostra com a luz do laser em polarização linear e coletou-se o sinal emitido pela amostra circularmente polarizado a direita e a esquerda. Já na segunda, a excitação foi circularmente polarizada a direita e a coleção da luminescência da amostra foi circularmente polarizada a direita e a esquerda. Para a terceira e última configuração, a amostra foi excitada inicialmente com luz linearmente polarizada e após com luz circularmente polarizada e a coleção do sinal emitido foi realizada sem polarizador e sem placa $\lambda/4$. A polarização circular do laser de excitação foi produzida por uma placa $\lambda/4$ em combinação com um polarizador linear. Da mesma forma, para coleção circularmente polarizada foi utilizado um polarizador linear associado com uma placa $\lambda/4$.

Na figura 32 é possível observar os espectros de PL da amostra 2226 medidos nas três configurações. Quando excitada com luz circularmente polarizada, figura 32(b), a amostra apresentou polarização de 9,56% e 7,23% para os QWs de 4nm e 7nm, respectivamente. Neste capítulo o grau de polarização da PL, e conseqüentemente o grau de polarização de *spin*, foi calculado utilizando a equação 3.1 apresentada na seção 3.1.1, equação relacionada as intensidades integradas de PL, como explicado anteriormente.

Para a amostra 2226, não houve polarização para as outras configurações utilizadas. O que já era esperando para o caso da excitação linearmente polarizada com coleção circularmente polarizada a direita e a esquerda, pois com a excitação linearmente polarizada não se está fornecendo momento angular para o *spin* do elétron do defeito, por conseqüência não haverá elétron *spin* polarizado no defeito e então o defeito poderá capturar elétrons com os dois *spins* em igual probabilidade.

Já na figura 33 estão apresentados os espectros de PL da amostra 2226-Ann. A amostra apresentou polarização de 7,76% e 9,42% para os QWs de 4nm e 7nm, respectivamente, quando excitadas com luz circularmente polarizada, figura 33(b). Houve um aumento no grau de polarização para o QW de 7nm para a amostra 2226-Ann se comparada com a amostra como crescida. O aumento do grau de polarização para o poço de 7nm após o RTA pode ser interpretado como um aumento da densidade de defeitos relacionados ao filtro de *spin*. O que é consistente com os resultados encontrados anteriormente para o deslocamento diamagnético, onde para a amostra 2226 após o RTA houve uma diminuição do deslocamento diamagnético, em comparação com a mesma amostra como crescida, o que implica em um aumento da localização de portadores e conseqüentemente o aumento de defeitos nessas amostras. Para essa amostra também foi possível observar que para as outras configurações não houve polarização.

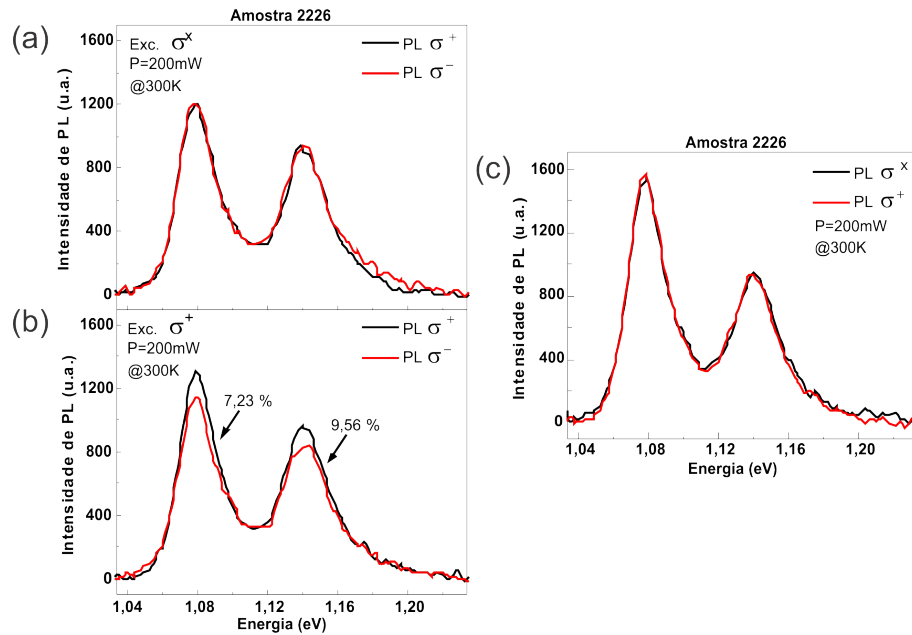


Figura 32: Espectros de PL para a amostra 2226 a 300K para diferentes excitações e coleções. Laser de excitação 808nm = 1,53eV, potência do laser em 200mW. (a) Excitação σ^X , coleção σ^+ e σ^- ; (b) Excitação σ^+ , coleção σ^+ e σ^- ; (c) Excitação σ^X e σ^+ , coleção livre. Os números ao lado dos picos em (b) indicam o grau de polarização.

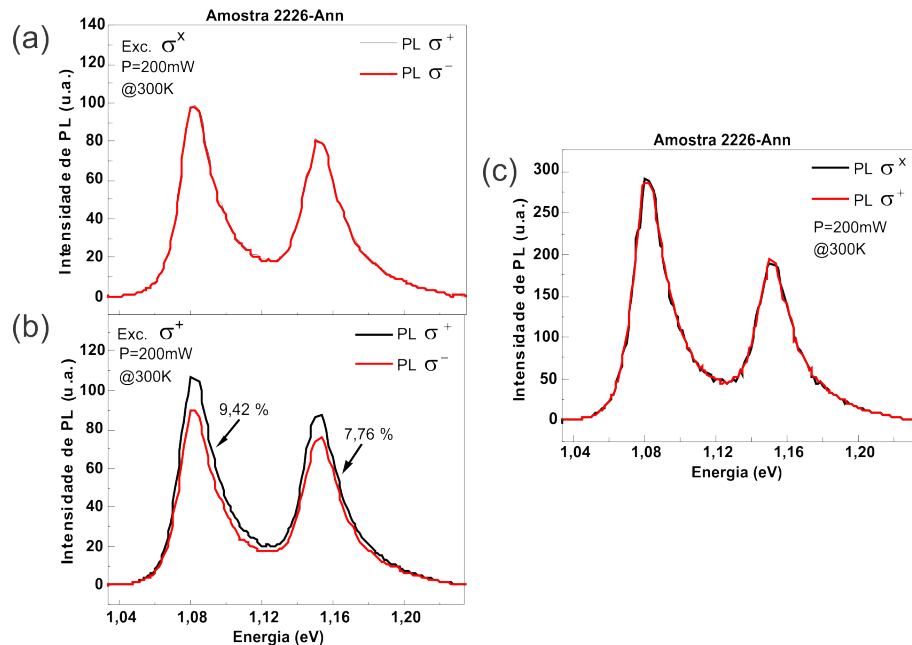


Figura 33: Espectros de PL para a amostra 2226-Ann a 300K para diferentes excitações e coleções. Laser de excitação 808nm = 1,53eV, potência do laser em 200mW. (a) Excitação σ^X , coleção σ^+ e σ^- ; (b) Excitação σ^+ , coleção σ^+ e σ^- ; (c) Excitação σ^X e σ^+ , coleção livre. Os números ao lado dos picos em (b) indicam o grau de polarização.

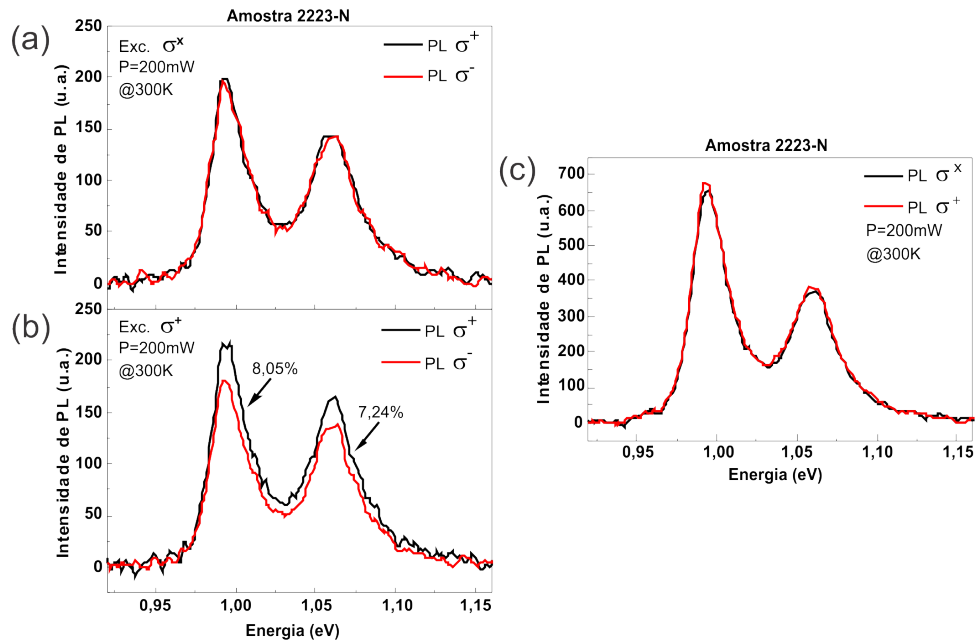


Figura 34: Espectros de PL para a amostra 2223-N a 300K para diferentes excitações e coleções. Laser de excitação 808nm = 1,53eV, potência do laser 200mW. (a) Excitação σ^X , coleção σ^+ e σ^- ; (b) Excitação σ^+ , coleção σ^+ e σ^- ; (c) Excitação σ^X e σ^+ , coleção livre. Os números ao lado dos picos em (b) indicam o grau de polarização.

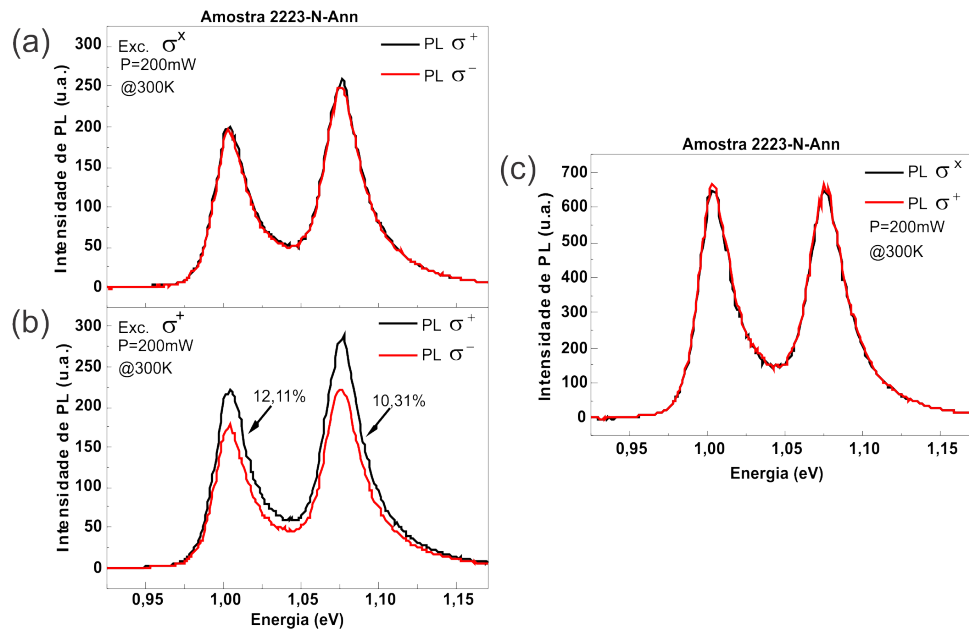


Figura 35: Espectros de PL para a amostra 2223-N-Ann a 300K para diferentes excitações e coleções. Laser de excitação 808nm = 1,53eV, potência do laser 200mW. (a) Excitação σ^X , coleção σ^+ e σ^- ; (b) Excitação σ^+ , coleção σ^+ e σ^- ; (c) Excitação σ^X e σ^+ , coleção livre. Os números ao lado dos picos em (b) indicam o grau de polarização.

Para as amostras 2223-N também foram utilizadas as três configurações diferentes. Na figura 34 encontram-se os espectros de PL obtidos para a amostra 2223-N, já na figura 35 encontram-se os espectros obtidos para a amostra 2223-N-Ann. Como é possível observar nessas figuras, as amostras só apresentaram grau de polarização quando excitadas com luz circularmente polarizada. O grau de polarização encontrado para a amostra 2223-N foi de 7,24% e 8,05% para os QWs de 4nm e 7nm, respectivamente. Já para a amostra 2223-N-Ann, tem-se que o grau de polarização encontrado foi de 10,31% e 12,11% para os QWs de 4nm e 7nm, respectivamente. O grau de polarização aumentou para ambos os QWs após o RTA, tal como para as amostras 2226. Esse aumento pode ser interpretado como um aumento de defeitos relacionados ao filtro de *spin*.

X. J. Wang *et al* [4] encontraram para amostras de GaNAs que o grau de polarização depende criticamente da composição de N e das condições de crescimento, que determinam a concentração de defeitos de Ga_i . Eles observaram valores mais altos de polarização para amostras contendo N ($\approx 32\%$) do que para as amostras sem N ($< 6\%$). O que foi interpretado como uma consequência direta dos defeitos de Ga_i serem preferencialmente introduzidos em amostras com N.

Os valores de polarização obtidos para as amostras 2223-N, foram abaixo do que os encontrados para amostras com N por X. J. Wang *et al* [4]. Porém, para as amostras 2226, livres de N, encontraram-se valores maiores do que os obtidos por X. J. Wang *et al* [4]. O efeito de filtro de *spin* por defeito não necessariamente necessita da presença de N e depende criticamente das condições de crescimento, em particular da temperatura de crescimento. Sendo assim, é possível que as condições de crescimento e RTA das amostras 2226 estudadas neste trabalho influenciem na presença de defeitos próprios para o efeito de recombinação dependente de *spin* e consequentemente para um filtro de *spin*.

6.3 Conclusão

Foi estudado o grau de polarização das amostras 2226 e 2223-N e seu comportamento após o RTA. Foi observado que além de aumentar a intensidade do espectro de PL, o RTA aumentou o grau de polarização das amostras estudadas quando estas estavam sob excitação circularmente polarizada. Esse aumento de polarização está associado ao aumento da densidade de defeitos após o RTA, como evidenciado no capítulo anterior pelos resultados do deslocamento diamagnético. Não é comum na literatura se apresentar resultados de amostras referência (QW de InGaAs), pois em geral essas não apresentam grau polarização relevante. Entretanto, neste trabalho foi possível obter um grau de polarização semelhante para as amostras com e sem N. Acredita-se que essa condição foi adquirida através da baixa temperatura de crescimento dessas amostras. Infelizmente, com as técnicas utilizadas neste trabalho não há como concluir que tipos de defeitos são responsáveis por esse efeito nas amostras estudadas.

Capítulo 7

Conclusão

Neste trabalho realizou-se um estudo experimental sistemático das propriedades ópticas e de *spin* de poços quânticos duplos (DQWs) de InGaAs(N)/GaAs. Em particular, realizaram-se medidas de fotoluminescência (PL) e magneto-fotoluminescência (magneto-PL) em amostras com e sem N com o objetivo de investigar o efeito da incorporação de N nessas ligas, o efeito do tratamento térmico (*rapid thermal annealing* - RTA) e do campo magnético. Em particular investigou-se o papel de efeitos de localização de portadores nas propriedades ópticas e de *spin* desses sistemas.

Realizou-se uma caracterização geral das propriedades ópticas e estruturais desses materiais. Os resultados de difração de raios-X de alta resolução mostraram que a introdução de N em QWs de InGaAs/GaAs induz uma redução do parâmetro de rede, e conseqüentemente reduz o *strain* de compressão devido ao In nessa liga. Os resultados da emissão óptica em função da temperatura e potência mostraram que a amostra com N possui uma redução da eficiência da emissão óptica quando comparada com a amostra referência. Esse efeito ocorre porque a introdução de N resulta em um aumento considerável na densidade de defeitos do material reduzindo assim a eficiência da emissão óptica. Observou-se também que a dependência do pico de energia da PL com a temperatura não segue o modelo empírico de Varshni. Esse efeito foi associado à localização de portadores por defeitos incorporados pelas condições de crescimento em baixas temperaturas. Foi observado que esse efeito é mais acentuado para amostras contendo N.

Foi realizado também o estudo do efeito do tratamento térmico nessas amostras. Observou-se que após o tratamento térmico, ambas as amostras apresentaram aumento na intensidade e deslocamento dos picos de PL para a região do azul. O aumento de intensidade foi atribuído à redução de defeitos e impurezas no poço e nas regiões de interface. Já o deslocamento para o azul foi investigado utilizando a técnica de espectroscopia de massa por íons secundários por tempo de voo, onde se pode concluir que o deslocamento para o azul é originário das mudanças na região dos QWs, onde ocorre a interdifusão de In-Ga entre QWs e barreiras. Também foram realizados estudos sistemáticos em função da potência de excitação e da temperatura para as amostras após o RTA, onde notou-se

que mesmo após o RTA ainda existem efeitos importantes de localização de portadores.

Para investigar efeitos de estados localizados nessas amostras realizou-se um estudo de PL na presença de campo magnético. Analisou-se a dependência do deslocamento diamagnético com o campo magnético aplicado. É bem estabelecido na literatura que quanto menor o deslocamento diamagnético, maior o efeito de localização de portadores na amostra. Verificou-se que as amostras 2223-N apresentaram menor deslocamento diamagnético, implicando em mais portadores localizados, corroborando então com os resultados encontrados para dependência da energia da PL com a temperatura. Observou-se também que o deslocamento diamagnético diminuiu após o tratamento térmico para a amostra 2226, o que implica que, além de aumentar a intensidade de PL, o RTA está criando defeitos responsáveis pela localização de portadores. Infelizmente, as técnicas utilizadas neste trabalho não permitem identificar os tipos de defeitos que o RTA está criando.

Foi estudado também o grau de polarização circular das amostras usando excitação circularmente polarizada na ausência de campo magnético. O grau de polarização da PL está diretamente ligado com o grau de polarização de *spin*, o que faz surgir o interesse de verificar se esses materiais poderiam se comportar como filtros de *spin* por defeitos. Sendo assim, estudou-se o grau de polarização de ambas as amostras, antes e depois do RTA. Foi observado que o RTA aumentou o grau de polarização das amostras estudadas quando essas estavam sob excitação circularmente polarizada. Esse aumento de polarização foi associado ao aumento da densidade de defeitos após o RTA, como evidenciado anteriormente pelos resultados do deslocamento diamagnético. É conhecido que o efeito de filtro de *spin* por defeitos nesses sistemas não necessita da presença do N, e sim da presença do defeito de Ga_i^{2+} , que é incorporado pelas condições de crescimento. Não é comum na literatura apresentar-se resultados de amostras referência (QW de InGaAs), pois em geral essas não apresentam grau de polarização relevante. Porém, as amostras estudadas neste trabalho foram crescidas em condições de temperatura diferentes, em baixa temperatura, ocasionando a presença de defeitos, que neste caso são desejáveis. Foi possível obter então um grau de polarização semelhante para as amostras com e sem N o que confirma o fato dos defeitos serem incorporados pelas condições de crescimento em baixa temperatura.

Mostrou-se nesta dissertação que amostras de InGaAs(N)/GaAs crescidas nas condições apresentadas tem potencial para serem exploradas do ponto de vista de filtros de *spin*. Como continuidade desse trabalho, é sugerido o estudo de amostras crescidas nessas condições, porém em planos cristalinos diferentes, pois diferentes orientações de substratos podem levar a diferentes quantidades de incorporação de N e de defeitos. Além disso, pretende-se aplicar um baixo campo magnético que deve aumentar o efeito de filtro de *spin* por defeitos devido à redução de efeitos de interação hiperfina. Outra perspectiva seria a utilização de outras técnicas para uma maior compreensão da origem dos defeitos

nessas amostras.

Referências

- [1] Zutic, I., Fabian, J., Das Sarma, S. : “Spintronics: Fundamentals and applications”. *Reviews of Modern Physics*. **76**, 323 (2004).
- [2] Puttisong, Y.: “Room-temperature defect-engineered spin functionalities in Ga(In)NAs alloys”. Tese (Doutorado). Linköping University, Sweden (2014).
- [3] Wolf, S. A., Awschalom, D. D., Buhrman, R. A., Daughton, J. M., von Molnfiar, S., Roukes, M. L., Chtchelkanova, A. Y., Treger, D. M. : “Spintronics: A Spin-Based Electronics Vision for the Future”. *Science*. **294**, 1488 (2001).
- [4] Wang, X. J., Buyanova, I. A., Zhao, F., Lagarde, D., Balocchi, A., Marie, X., Tu, C. W., Harmand, J. C. e Chen, W. M. : “Room-Temperature defect-engineered spin filter based on a non-magnetic semiconductor”. *Nature Mater*. **8**, 198-202 (2009).
- [5] Shafi, M., Mari, R. H., Henini, M., Taylor, D., Hopkinson, M. : “Electrical properties of nitorgen-related defects in n-type GaAsN grown by molecular-beam epitaxy”. *Phys. Status Solidi C*. **12**, 2652-2654 (2009).
- [6] Wang, X. J., Puttisong, Y., Tu, C. W., Ptak, A. J., Kalevich, V. K., Egorov, A. Yu., Geelhaar, L., Riechert, H., Chen, W. M., and Buyanova, I. A. : “Dominant recombination centers in Ga(In)NAs alloys: Ga interstitials”. *Appl. Phys. Lett*. **95**, 241904 (2009).
- [7] Grahn, H. T. : “Introduction to Semiconductor Physics”. *World Scientific Publishing* (1999).
- [8] Galeti, H. V. A. : “Estudo da dinâmica de portadores em diodos de tunelamento ressonante tipo-p”. Dissertação (Mestrado). Universidade Federal de São Carlos (2007).
- [9] Teodoro, M. D. : “Transições ópticas em poços quânticos múltiplos com diferentes orientações cristalográficas”. Dissertação (Mestrado). Universidade Estadual de Londrina (2008).
- [10] Chen, A., Sher, A. : “Semiconductor Alloys: Physics and Materials Engineering”. *Plenum* (1995).
- [11] Reith, C. : “Spin Relaxation and Carrier Recombination in GaInNAs Multiple Quantum Wells”. Tese (Doutorado). University of St Andrews (2006).
- [12] Dalven, R. : “Introduction to Applied Solid State Physics”. *Plenum Press*, New York (1980).

- [13] Fistul, V. I. : “Impurities in Semiconductors: Solubility, Migration and Interactions”. *Taylor & Francis* (2005).
- [14] Henini, M. : “Dilute Nitride Semiconductors”. *Elsevier* (2005).
- [15] Jin, Y. : “Influence of N incorporation on the electronic properties of dilute Nitride (In)GaAsN alloys”. Tese (Doutorado). University of Michigan (2010).
- [16] Shan, W., Walukiewicz, W., and Ager III, J. W. : “Band Anticrossing in GaInNAs Alloys”. *Physical Review Letters*. **82**, 1221 (1999).
- [17] Weyers, M., Sato, M., and Ando, H. : “Red Shift of Photoluminescence and Absorption in Dilute GaAsN Alloy Layers”. *Jpn. J. Appl. Phys.* **31**, 853-855 (1992).
- [18] Vurgaftman, I., and Meyer, J. R. : “Band Parameters for Nitrogen-containing semiconductors”. *Journal of Applied Physics*. **94**, 3675 (2003).
- [19] Khatab, A. B. F. : “Optical properties of nanostructured semiconductors grown by MBE on non-conventional GaAs substrates”. Tese (Doutorado). University of Nottingham (2014).
- [20] Kondow, M., Uomi, K., Niwa, A., Kitatani, T., Watahiki, S., Yazawa, Y. : “GaInNAs: A novel material for long-wave length range laser diodes with excellent high temperature performance”. *Jpn. J. Appl. Phys.* **35**, 1273-1275 (1996).
- [21] Oppo, G. L., Barnett, S. M., Riis, E., Wilkinson, M. : “Quantum Dynamics of Simple Systems: Proceedings of the Forty Fourth Scottish Universities Summer School in Physics, Stirling, August 1994”. *Taylor & Francis* (1997).
- [22] Bastard, G. : “Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures”. *Les editions de physique* (1991).
- [23] Bezerra, A. T. : “Estudos de Efeitos de Spin em Diodos de Tunelamento Resonante do Tipo-p”. Dissertação (Mestrado). Universidade Federal de São Carlos (2010).
- [24] Slavcheva, G., Roussignol, P. : “Optical Generation and Control of Quantum Coherence in Semiconductor Nanostructures”. *Springer* (2010).
- [25] Fox, M., Ispasoiu, R. : “Materials for Optoelectronics and Photonics”. *Springer* (2007).
- [26] Pereira, A. L. C. : “Levitação de Estados Estendidos em Sistemas que Apresentam Efeito Hall Quântico”. Dissertação (Mestrado). Universidade Estadual de Campinas (2001).
- [27] Rodrigues, D. H. : “Propriedades óticas e de transporte em heteroestruturas semicondutoras contendo GaMnAs”. Tese (Doutorado). Universidade Federal de São Carlos (2011).
- [28] Cohen-Tannoudji, C. : “Quantum Mechanics, Vol. 1”. *John Wiley*, New York (1977).

- [29] Nash, K. J., Skolnick, M. S., Claxton, P. A., Robert, J. S.: "Diamagnetism as a probe of exciton localization in quantum wells". *Physical Review B*. **39**, 15 (1989).
- [30] Ramachandra Rao, M. S., Okada, T. : "ZnO Nanocrystals and Allied Materials". *Springer* (2014).
- [31] Laureto, E., Dias, I. F. L., Duarte, J. L., Toghinho Filho, D. O., Lourenço, S. A., Meneses, E. A. : "A técnica de fotoluminescência aplicada à investigação de imperfeições estruturais em poços quânticos de materiais semicondutores". *Semina: Ciências Exatas e Tecnológica*, **26**, 1, 23-38 (2005).
- [32] Souza, L. D. : "Crescimento, Caracterizações Estrutural e Óptica de Algumas Nanoestruturas Semicondutoras". Tese (Doutorado). Universidade Federal de São Carlos (2014).
- [33] Ribeiro, M. : "Estudo da fotoluminescência em filmes de oxinitreto de silício ricos em silício depositados pela técnica de PECVD". Dissertação (Mestrado). Universidade de São Paulo (2003).
- [34] de Herval, L. K. S. : "Propriedades Magneto-ópticas e de Magneto-transporte de um Diodo de Tunelamento Ressonante contendo Si δ - doping no Poço Quântico". Dissertação (Mestrado). Universidade Federal de São Carlos (2011).
- [35] Lai, F., Kuo, S. Y., Wang, J. S., Hsiao, R. S. Kuo, H. C., Chi, J., Wang, S. C., Wang, H. S., Liang, C. T., Chen, Y. F.: " Temperature-dependent optical properties of $In_{0.34}Ga_{0.66}As_{1-x}N_x$ /GaAs single quantum well with high nitrogen content for 1.55μ application grown by molecular beam epitaxy". *Journal of Crystal Growth*. **291**, 27-33 (2006).
- [36] Lopes-Oliveira, V., Herval, L. K. S., Orsi Gordo, V., Cesar, D. F., de Godoy, M. P. F., Galvão Gobato, Y., Henini, M., Khatab, A., Sadeghi, M., Wang, S., Schmidbauer, M. : "Strain and localization effects in InGaAs(N) quantum wells: Tuning the magnetic response". *Journal of Applied Physics*. **116**, 233703 (2014).
- [37] Khatab, A., Shafi, M., Mari, R. H., Aziz, M., Henini, M., Patriarche, G., Troadec, D., Sadeghi, M., Wang, S.: "Comparative optical studies of InGaAs/GaAs quantum wells grown by MBE on (100) and (311)A GaAs planes". *Phys. Status Solidi C*. **9**, 7, 1621-1623 (2012).
- [38] Nuytten, T., Hayne, M., Bansal, B., Liu, H. Y., Hopkinson, M., Moshchalkov, V. V.: "Charge separation and temperature induced carrier migration in $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}$ multiple quantum wells". *Physical Review B*. **84**, 045302 (2011).
- [39] Varshni, Y. P.: "Temperature dependence of the energy gap in semiconductors". *Physica* **34**, 149-154 (1967).
- [40] Li, L. H., Pan, Z., Zhang, W., Lin, Y. W., Zhou, Z. Q., Wu, R. H. : "Effects of rapid thermal annealing on the optical properties of GaN_xAs_{1-x} /GaAs single quantum wells structure grown by molecular beam epitaxy". *J. Appl. Phys.* **87**, 245 (2000).

- [41] Albrecht, M., Grillo, V., Remmele, T., Strunk, H. P., Egorov, A. Yu., Dumitras, Gh., Riechert, H., Kaschner, A., Heitz, R., Hoffmann, A.: "Effect of annealing on the In and N distribution in InGaAsN quantum wells". *Applied Physics Letters*. **81**, 15, 2719 (2002).
- [42] Galeti, H. V. A.: "Efeitos de spin em diodos de tunelamento ressonante tipo-p". Tese (Doutorado). Universidade Federal de São Carlos (2012).
- [43] Nguyen, C. T., Balocchi, A., Lagarde, D., Zhang, T. T., Carrere, H., Mazzucato, S., Barate, P., Galopin, E., Gierak, J., Bourhis, E., Harmand, J. C., Amand, T., and Marie, X.: "Fabrication of an InGaAs spin filter by implantation of paramagnetic centers". *Applied Physics Letters*. **103**, 052403 (2013).