

Universidade Federal de São Carlos

Centro de Ciências Exatas e Tecnológicas

Programa de Pós-Graduação em Física

# Estudos de Efeitos de Spin em Diodos de Tunelamento Ressonante do Tipo-p

**Anibal Thiago Bezerra**

Orientadora:

Profa. Dra. Yara Galvão Gobato

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

São Carlos, Março de 2010

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

B574ee

Bezerra, Anibal Thiago.

Estudos de efeitos de spin em diodos de tunelamento  
ressonante do tipo-p / Anibal Thiago Bezerra. -- São Carlos :  
UFSCar, 2010.

84 f.

Dissertação (Mestrado) -- Universidade Federal de São  
Carlos, 2010.

1. Física do estado sólido. 2. Spintronics. 3. Diodos. 4.  
Fotoluminescência. 5. Transporte eletrônico. I. Título.

CDD: 530.41 (20<sup>a</sup>)

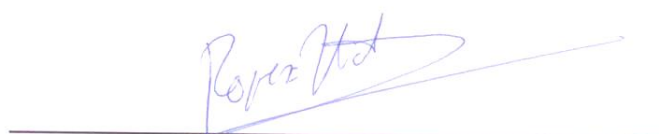
**ANIBAL THIAGO BEZERRA**


Dissertação de Mestrado submetida à Coordenação do Programa de Pós-Graduação em Física, da Universidade Federal de São Carlos, como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Física.

**Aprovado em: 26 de março de 2010**

**BANCA EXAMINADORA**

  
\_\_\_\_\_  
*Prof. Dra. Yara Galvão Gobato (Orientadora)*  
*Universidade Federal de São Carlos - DF*

  
\_\_\_\_\_  
*Prof. Dr. Victor Lopez Richard*  
*Universidade Federal de São Carlos - DF*

  
\_\_\_\_\_  
*Prof. Dr. Hugo Bonette de Carvalho*  
*Universidade Federal de Alfenas- DCE*

Para minha esposa Natália e minha filha Beatriz, pelo amor, companherismo e paciência  
durante todo esse tempo. Amo vocês!!



*O mundo 'pensando' em deixar um planeta melhor para os filhos... Quando 'pensarão'  
em deixar filhos melhores para o mundo?*

(Autor desconhecido)

# Agradecimentos

Primeiramente gostaria de agradecer a Deus por me guiar e iluminar nesse caminho.

À meu pai Vicente e minha mãe Aparecida, pelo apoio e incentivo durante todos esses anos. Ao meu irmão Edgard e minha cunhada Flávia pelo apoio.

À minha orientadora, a Professora Yara Galvão Gobato, pelos ensinamentos e incentivos que possibilitaram a realização desse trabalho.

À Professora Maria José S. P. Brasil e ao Professor Fernando Iikawa do GPO da Unicamp, pelas discussões e ajuda durante a realização das medidas em Campinas.

Aos amigos do grupo de semicondutores Ednilson, Lara, Helder e Daniel pelos dias e dias de medidas e valiosas discussões, sem contar pelas muitas risadas que demos juntos. E aos amigos de sala Mariama, Daniel e Márcio pelas risadas, conversas e agradabilíssimo tempo que passamos juntos.

Aos amigos da UFSCar, em especial: Big, Birigui, Bomba, Cezar, Daniel, Drieli, Gabi, Gualdi, Gustavo, Rodrigo, Miagui, Orelha, Osama, Otávio, Pumba e Ulysses, pelos divertidos anos de convivência desde a graduação.

Aos amigos de sempre: Adriano, Cássia, Flávia, Savana, Juliana, Fábio e Paula, minha sobrinha Lalá, minha sogrinha Neuza. Obrigado a todos por estarem presentes tanto nos momentos de alegria quanto nos momentos de dificuldades.

Gostaria de agradecer ao CNPq pelo apoio financeiro.

Por fim, agradeço a todos que colaboraram direta ou indiretamente para a realização desse trabalho.

# Resumo

Esse trabalho teve como objetivo complementar os estudos dos mecanismos de controle do grau de polarização circular da emissão proveniente de diodos de tunelamento ressonante do tipo-p (RTD), por meio da análise das propriedades ópticas e de transporte desse tipo de estrutura. Nos focamos basicamente na influência da largura do poço quântico nessas propriedades e da possível injeção de portadores de carga spin-polarizados, provenientes do gás bidimensional de buracos formado na camada de acumulação adjacente às barreiras. Primeiramente, discutimos os fundamentos teóricos necessários para o entendimento do trabalho, seguido da descrição das amostras e os métodos experimentais utilizados para a execução desse estudo. Os resultados demonstraram que o grau de polarização circular da luminescência do poço quântico está fortemente correlacionado com o transporte através do diodo e com a separação em energia das emissões de cada componente de spin. Verificamos ainda inversões de sinal desse grau de polarização nas regiões de tunelamento ressonante, as quais foram associadas aos diferentes fatores-g de Landè dos elétrons e dos buracos e à injeção através dos canais de spin. Com relação à emissão dos contatos, observamos a presença de duas contribuições principais, uma relacionada ao contato tridimensional e outra relacionada ao gás bidimensional de buracos formado na camada de acumulação. A emissão desse gás não apresentou polarização significativa de spin, impossibilitando a análise direta de sua influência nas propriedades de spin do poço quântico. Por fim, concluímos que a variação na largura do poço quântico pode influenciar muito nas propriedades de spin de RTDs, afetando diretamente o fator-g de Landè dos portadores de carga, e que o estudo destas propriedades abre portas para a arquitetura de novos dispositivos spintrônicos.

# Abstract

The aim of this work was to complement the studies of the mechanisms of control of the degree of circular polarization of emission from resonant tunneling diodes p-type (RTD) by analyzing the optical properties and transport of this type of structure. We focus primarily on the influence of the width of quantum well to these properties and the possible injection of spin-polarized charge carriers, from the two-dimensional hole gas formed in the accumulation layer adjacent to the barriers. First, we discuss the theoretical foundations necessary for understanding the work, followed by the description of samples and experimental methods to perform this study. The results showed that the degree of circular polarization of luminescence of the quantum well is strongly correlated with the transport across the diode and with the separation of the emission energy of each spin component. We note also that reversal signal degree of polarization in the regions of resonant tunneling, which were associated with different Landè g-factors of electrons and holes and the injection through the spin channels. Regarding the issue of contacts emission, we observed the presence of two major contributions, one related to the three-dimensional contact and other related two-dimensional hole gas formed in the accumulation layer. The luminescence of gas did not show significant spin polarization, preventing direct analysis of its influence on the spin properties of quantum well. Finally, we conclude that the variation in width of the quantum well can greatly influence the spin properties of RTDs, and the study of these properties may allow the architecture of new spintronic devices.

# Sumário

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>FUNDAMENTOS TEÓRICOS</b>	<b>8</b>
2.1	Estrutura de Bandas em sólidos . . . . .	9
2.2	Semicondutores . . . . .	10
2.3	Propriedades GaAs e AlAs . . . . .	11
2.3.1	GaAs . . . . .	11
2.3.2	AlAs . . . . .	13
2.4	Heteroestruturas semicondutoras . . . . .	14
2.5	Tunelamento Ressonante . . . . .	17
2.6	Efeito do Campo Magnético em RTD's . . . . .	21
2.6.1	Níveis de Landau . . . . .	21
2.6.2	Efeito Zeeman . . . . .	23
2.6.3	Fator-g de Landè . . . . .	25
2.7	Luminescência . . . . .	27
<b>3</b>	<b>APARATO EXPERIMENTAL E METODOLOGIA</b>	<b>31</b>
3.1	Amostras . . . . .	32
3.2	Medidas Elétricas . . . . .	34

3.3	Medidas Ópticas . . . . .	35
3.4	Metodologia . . . . .	37
<b>4</b>	<b>RESULTADOS</b>	<b>39</b>
4.1	Curvas de Corrente por Voltagem $I(V)$ . . . . .	40
4.2	Curvas de $I(V)$ na presença de campo magnético $B$ . . . . .	43
4.3	Luminescência . . . . .	45
4.3.1	PL do poço quântico sem campo magnético . . . . .	46
4.3.2	PL dos contatos sem campo magnético . . . . .	50
4.3.3	PL do poço quântico com campo magnético . . . . .	55
4.3.4	PL dos contatos com campo magnético . . . . .	63
<b>5</b>	<b>DISCUSSÕES</b>	<b>68</b>
<b>6</b>	<b>CONCLUSÕES</b>	<b>77</b>

# Lista de Figuras

2.1	Diagrama esquemático das bandas de energia no espaço recíproco, levando em consideração o acoplamento spin - órbita, o qual quebra parte da degenerescência da banda de condução dando origem a uma banda Split off (SO) [26]. . . . .	10
2.2	a) Estrutura cristalina do GaAs, uma rede do tipo blenda de zinco, formada por duas redes cúbicas de face centrada (CFC) interpenetradas. Uma das redes CFC tem em seus vértices átomos de Ga (esferas claras) e a outra tem em seus vértices átomos de As (esferas escuras). b) Dispersão eletrônica GaAs. c) Primeiro zona de Brillouin para um estrutura tipo blenda de zinco, um octaedro truncado. São mostrados os pontos de simetria $\Gamma$ , X, $\Lambda$ , L, U, K, $\Sigma$ e $\Delta$ [25]. . . . .	12
2.3	Diagrama de bandas para o GaAs, calculado pelo método <i>Tight Binding</i> . (Esquerda) sem o acoplamento spin - órbita, (Direita) com o acoplamento spin - órbita, o qual quebra parte da degenerescência da banda de condução dando origem a uma banda Split off (SO) [26]. . . . .	13

2.4	a) Princípio de funcionamento da técnica de molecular beam epitaxy, onde está exemplificado o crescimento de uma heteroestrutura formada por Gálio (Ga), Arsênio (As) e Alumínio (Al) [29]. b) Diodo de tunelamento ressonante (RTD), formado por uma "pilha" de GaAs e AlAs. c) Perfil de potencial de uma heteroestrutura semicondutora. . . . .	15
2.5	Tipos de alinhamentos das bandas de energia em heteroestruturas semicondutoras. a) alinhamento tipo I; b) alinhamento tipo II em linha; c) alinhamento tipo II com quebra de alinhamento de gap [28]. . . . .	16
2.6	Diagrama esquemático da probabilidade de transmissão em função da energia para um sistema contendo um poço quântico com barreiras simétricas. O detalhe mostra os níveis quantizados do QW. . . . .	17
2.7	Transporte através de um RTD a) Diagrama da banda de condução sem a aplicação de diferença de potencial, onde $E_0$ é o nível quantizado no QW e $E_F$ é a energia de Fermi no contato emissor. b) Aplicação de uma diferença de potencial, a qual começa a igualar o nível de Fermi no contato emissor com o nível quantizado no QW, dando início ao tunelamento ressonante. c) Aplicação de uma voltagem maior, atingindo a condição máxima de tunelamento. d) Diagrama esquemático da corrente que atravessa a estrutura em função da tensão aplicada, nota-se a presença de um pico de ressonância e, logo após a esse máximo, uma região de resistência diferencial negativa [31].	19
2.8	a) Detalhe da banda de valência com o poço triangular 2D e o tunelamento 2D. b) Tunelamento 3D-2D, não há termalização [32]. . . . .	20



2.9	Efeito do campo magnético em um sistema 2D a) Níveis de energia e densidade de estados na presença de campo magnético. b) Quebra de degenerescência dos níveis quantizados no poços quânticos na presença de campo magnético. . . . .	23
2.10	Fatores-g de Landè do elétron ( $g_e$ ), éxciton ( $g_{ex}$ ) e buraco pesado ( $g_h$ ) como função da largura de poços quânticos de GaAs/AlGaAs [20]. . . . .	26
2.11	Luminescência em um RTD. . . . .	28
2.12	a) Regras de seleção para transições entre bandas para luz polarizada à direita ( $\sigma^+$ ) e à esquerda ( $\sigma^-$ ). para o semiconductor bulk b) Representação esquemática dos mecanismos de fotoluminescência, para um RTD tipo p-i-p	29
3.1	Esquema de crescimento do diodo de tunelamento ressonante utilizado no presente estudo. . . . .	33
3.2	Esquema da montagem elétrica para a obtenção das curvas de transporte. .	35
3.3	Esquema da montagem experimental para a obtenção das curvas de transporte e de luminescência. . . . .	36
4.1	(a) Perfil de potencial de um RTD p-i-p sob a aplicação de campo elétrico (substrato positivo) e laser, mostrando os processos de fotogeração de portadores minoritários, transporte de buracos na banda de valência e elétrons na banda de condução e recombinação dos pares elétron-buraco no QW dando origem à luminescência.(b) Curva de I(V) para substrato polarizado positivamente, sem aplicação de luz e campo magnético, com T=2K. . . .	41

4.2	(a) Curvas de $I(V)$ com aplicação de luz em diferentes potências, sem campo magnético e com $T=2K$ . (b) Detalhes do deslocamento dos picos HH2 e LH1 com o aumento da potência de excitação e do pico associado ao tunelamento através do nível e1. . . . .	42
4.3	Curvas de fotocorrente para $T=2K$ e $B=0T$ (As curvas foram deslocadas verticalmente para obtermos uma melhor visualização). . . . .	42
4.4	(Esquerda) Curvas de $I(V)$ para $T=2K$ em função do campo magnético até $B=15T$ . (Direita) Detalhes do comportamento das ressonâncias com o campo magnético. . . . .	44
4.5	(a) Derivadas segunda das curvas de $I(V)$ em função do campo magnético na região da ressonância LH1. Na figura estão representadas as curvas de $I(V)$ para $0T$ e $15T$ para a mesma região (curvas preta e vermelhas, respectivamente). (b) Curvas de $I(V)$ do RTD S2 mostrando o desdobramento da ressonância do nível HH2 na presença de campo magnético [34]. . . . .	44
4.6	Fotoluminescência de um RTD p-i-p com substrato positivo, mostrando os processos de recombinação nos contatos e o QW. É importante notar que a luminescência dos contatos têm duas contribuições, uma da região 3D e uma do gás bidimensional (2DHG). . . . .	46
4.7	Emissão das três regiões do RTD: 2DHG, contatos e QW. . . . .	47
4.8	Fotoluminescência do QW para algumas voltagens aplicadas à heteroestrutura . . . . .	47
4.9	Intensidade integrada da luminescência do QW em função da voltagem. . .	48

4.10 (a) Posição do pico como função da tensão aplicada à amostra. (b) Espectro de luminescência para 1.18V, 1.20V e 1.25, mostrando o deslocamento do pico para menores energias. . . . .	49
4.11 (a) Espectros de luminescência dos contatos para B=0T em função da voltagem aplicada à estrutura (b) Detalhes do comportamento do gás bidimensional de buracos em função da voltagem. . . . .	51
4.12 Intensidade integrada da luminescência dos contatos para B=0T. . . . .	52
4.13 Posição do pico de emissão relacionado ao gás bidimensional de buracos formado na camada de acumulação. Mostramos também a curva de I(V) para essa mesma região. . . . .	53
4.14 (a) Espectros de PL dos contatos para T=15K, podemos notar uma melhor definição do pico de emissão do gás bidimensional de buracos. (b) Comparação entre o comportamento da emissão 3D e a emissão bidimensional com a curva de I(V) - a intensidade da luminescência tem seu máximo representado pela cor branca, quanto mais branco mais intenso é o sinal de PL. . .	55
4.15 Comparação das Intensidades integradas de PL do QW e dos contatos. . .	55
4.16 Luminescência na presença de campo elétrico e magnético aplicados à estrutura. . . . .	56
4.17 Fotoluminescência das componentes $\sigma^+$ e $\sigma^-$ para algumas voltagens. . . .	57
4.18 Intensidade integrada das componentes $\sigma^+$ e $\sigma^-$ em função da voltagem. . .	58
4.19 Polarização da luminescência do QW em função da voltagem. . . . .	59
4.20 Dependência da polarização da luminescência do QW com a potência de excitação. . . . .	60

4.21	PL das componentes $\sigma^+$ e $\sigma^-$ em função do campo magnético ( $0T$ , $5T$ , $10T$ e $15T$ ) aplicado paralelamente à corrente na estrutura, para as voltagens: (a) $0.26V$ , (b) $0.52V$ e (c) $0.90V$ . . . . .	61
4.22	Posição do pico de luminescência das componentes $\sigma^+$ e $\sigma^-$ em função do campo magnético aplicado paralelamente à corrente na estrutura, para $0.90V$ . . . . .	62
4.23	PL das componentes $\sigma^+$ e $\sigma^-$ em função do campo magnético ( $0T$ , $5T$ , $10T$ e $15T$ ) aplicado paralelamente à corrente na estrutura, para as voltagens: (a) $0.26V$ , (b) $0.52V$ e (c) $0.90V$ . . . . .	62
4.24	PL das componentes $\sigma^+$ e $\sigma^-$ dos contatos para algumas voltagens ( $0.00V$ , $0.30V$ , $0.50V$ , $0.80V$ e $1.00V$ ), na presença de campo magnético aplicado paralelamente à corrente na estrutura. . . . .	64
4.25	(a) Intensidade integrada da luminescência das componentes $\sigma^+$ e $\sigma^-$ dos contatos em função da voltagem para $B=15T$ . (b) Grau de polarização da luminescência dos contatos em função da voltagem para $B=15T$ . . . . .	65
4.26	(a) Espectros de PL da emissão gás bidimensional de buracos. (b) Detalhes da emissão do gás bidimensional de buracos para $0.33V$ . . . . .	66
4.27	Grau de polarização da emissão do gás bidimensional de buracos em função da voltagem pra $T=25K$ , $P=60mW$ e $B=15T$ . . . . .	66
5.1	Polarização da luminescência para o RTD de referência [34] . . . . .	69
5.2	Curvas de corrente por voltagem ideais [34] . . . . .	70
5.3	Grau de polarização da luminescência do QW em função da voltagem. . . . .	72
5.4	Separação em energia calculada para diferentes larguras de QW em comparação com os resultados experimentais [34]. . . . .	73

5.5	Separação em energia para emissão do QW para algumas voltagens: 0.23V, 0.30V, 0.47V, 0.64V e 0.90V. . . . .	74
5.6	Separação em energia para emissão do QW em função da voltagem em comparação com o grau de polarização da luminescência do QW. . . . .	75

# Lista de Tabelas

3.1	Estrutura dos diodos de dupla barreira crescidos por MBE (molecular beam epitaxy - epitaxia de feixes moleculares) com $L_w = 68 \text{ \AA}$ . . . . .	32
-----	---	----

# Capítulo 1

## INTRODUÇÃO

Os diodos de tunelamento ressonante (RTDs) tem sido objeto de diversos estudos nos últimos anos tanto do ponto de vista de Física fundamental [1] como para diversas aplicações em eletrônica e opto-eletrônica [2, 3, 4].

Atualmente, alguns estudos de efeitos de spin tem sido realizados em heteroestruturas semicondutoras de tunelamento ressonante, devido à possibilidade de manipulação do spin controlado por voltagem e campo magnético, para a eletrônica baseada em spin [5, 6, 7, 8].

Nesse capítulo, faremos uma breve discussão do que tem sido feito nos últimos anos para a implementação da chamada eletrônica de spin ou simplesmente *spintrônica*. Abordaremos alguns dos principais trabalhos presentes na literatura, dando atenção aos dispositivos semicondutores, em especial aos RTDs.

Os recentes progressos na tecnologia de informação tem impulsionado a busca por dispositivos cada vez menores (nanotecnologia) e mais eficientes. Cada vez mais a miniaturização dos dispositivos utilizados para comunicação e processamento de informação de alto volume, tem atingido limites nos quais o regime quântico interfere em tais processos, dificultando e as vezes impedindo seu avanço. Uma das saídas para solucionar esse

problema está em valer-se das propriedades quânticas em favor da eletrônica por trás da manipulação e processamento de dados - dando origem à spintrônica.

Portanto, a spintrônica busca o controle de spin, o qual surge do controle da população e da fase do spin de um conjunto de partículas, ou então de uma manipulação coerente de um único spin ou de um sistema de spin [3]. Para tanto é necessário desenvolver uma forma eficaz de polarizar o spin de um sistema, garantindo um largo tempo de coerência desse spin, além de detectar o spin desse sistema. Um fato interessante está na busca de novos materiais para a aplicação em spintrônica, destacando-se uma grande classe de materiais emergentes, tais como semicondutores ferromagnéticos [9], os semicondutores e ferromagnetos orgânicos [10], os supercondutores de alta temperatura [11], os nanotubos de carbono entre outros, o que pode trazer novas funcionalidades para os dispositivos tradicionais. Além disso, existe uma necessidade contínua de estudos fundamentais antes de potenciais aplicações desses dispositivos spintrônicos.

Medidas de tunelamento desempenharam um papel fundamental no início de trabalhos experimentais sobre transporte de corrente polarizada em spin [3]. Estudos de junções  $N/F/N$ , onde  $N$  era um metal não magnético e  $F$  eram semicondutores ferromagnéticos a base de *Európio*, revelaram que as curvas transporte podem ser modificadas por um campo magnético aplicado [12] e agora mostram o potencial para o desenvolvimento de um filtro de spin de estado sólido [4, 13].

Uma série de experimentos em junções do tipo ferromagnetos/isolante/supercondutor ( $F/I/S$ ), provaram de forma inequívoca que a corrente de tunelamento mantém a polarização de spin mesmo fora da região ferromagnética [3]. A abertura de spin em um supercondutor devido ao efeito Zeeman, foi usada como um detector de polarização do spin dos elétrons de condução em vários materiais magnéticos.



Dispositivos spintrônicos metálicos, tais quais cabeças leitoras de discos riscos e memórias magnéticas de acesso randômico (do inglês: Magnetic Random Access Memory - MRAM) são as tecnologias de maior sucesso da última década [14], mas manter a coerência de spins nesses sistemas não tem tido muito sucesso. Já os dispositivos spintrônicos semicondutores não magnéticos, tem se mostrado bastante atraentes por apresentarem tempos de coerência de spin longos em temperatura ambiente (cerca de três ordens de grandeza maior que em sistemas metálicos) [15]. Nesses sistemas, mostrou-se uma eficiente injeção de carga spin-polarizada, através de contatos magnéticos na presença de campo magnético, além de um eficiente transporte coerente de spin [9, 16]. Em resumo, a spintrônica utilizando materiais semicondutores, através do desenvolvimento de dispositivos híbridos pode operar as três partes principais do processamento de informação: a lógica, a comunicação e o armazenamento de dados [14].

Além de ferromagnetos, como CrO<sub>2</sub> e perovskitas manganita, há evidências de alta polarização de spin em semicondutores ferromagnéticos III-V como (Ga,Mn)As [17]. O desafio continua em preservar essa polarização de spin em temperatura ambiente e em junções com outros materiais, geralmente com parâmetros de rede (interface) e com propriedades magnéticas que podem ser significativamente diferentes.

A geração de polarização de spin também é possível através de métodos ópticos conhecidos como orientação óptica ou bombeamento óptico [3]. Na orientação óptica, o momento angular da luz circularmente polarizada é absorvido e transferido para o meio. Nos semicondutores III-V tipo bulk, tais como GaAs, orientação óptica pode levar até 50% de polarização de spin para os elétrons, a qual pode ser reforçada em estruturas quânticas de dimensionalidade reduzida ou pela aplicação de uma tensão. Uma simples inversão na polarização da luz de iluminação também inverte o sinal da polarização de

spin dos elétrons.

Em semicondutores fotoexcitados os elétrons e buracos são spin-polarizados por certo tempo antes de se recombinar. Se uma fração de orientação de spin dos portadores de carga mantém-se além do tempo de recombinação, a luminescência será parcialmente polarizada. Ao medir a polarização circular da luminescência é possível estudar a dinâmica de spin dos portadores de carga em semicondutores e extrair quantidades úteis como a orientação de spin, o tempo de recombinação, ou o tempo de relaxação spin dos portadores.

Na spintrônica de semicondutores, outro ponto importante, está na acessibilidade ótica de spin, a qual permite estudos da dinâmica de spin e tem facilitado observações do transporte coerente de spin, da influência de parâmetros de crescimento das estruturas na polarização de spin, por meio de medidas de luminescência na presença de campos elétricos e magnéticos [4, 18], estudos do efeito hall de spin o qual pode ser utilizado para polarizar uma corrente eletrônica em spin-up e down [19], entre outras propriedades.

Algumas propriedades físicas importantes dos sistemas semicondutores são responsáveis pela possibilidade de utilização dessas estruturas como dispositivos spintrônicos, entre elas destacamos o acoplamento spin-órbita e o fator-g de Landè. A utilização do acoplamento spin-órbita é de extrema relevância prática, fundamental para integrar o spin em uma nova geração de dispositivos semicondutores spintrônicos, uma vez que abre a possibilidade de manipulação desse spin não somente por meio do campo magnético, como no caso dos dispositivos magnéticos, mas também por meio de campo elétrico [13, 19]. Já o fator-g de Landè caracteriza a resposta de spin de heteroestruturas na presença de campo magnético, o qual quebra a degenerescência de spin por meio do efeito Zeeman, com uma abertura na energia proporcional ao fator-g [20, 21]. Entender o comportamento dessas propriedades físicas impulsionou e impulsiona os estudos da dinâmica de

spin nesses sistemas.

Especificamente os diodos de tunelamento ressonante, tem se mostrado bastante promissores quando se trata em controle da polarização de spin dos portadores de carga que participam do transporte através da estrutura. Nosso grupo tem trabalhado ativamente no estudo das propriedades de spin em heteroestruturas de tunelamento ressonante e tem obtido resultados bastante significativos. Nesses trabalhos [4], foram feitas medidas ópticas da polarização de spin de buracos em estruturas de dupla-barreira de GaAs/AlAs com dopagem  $p-i-p$ , as quais evidenciaram a injeção de portadores em diferentes estados excitados do QW, assim como a relaxação para os estados fundamentais de buracos e de elétrons preservando o estado de spin, além de verificar o efeito da interação spin-órbita devido à assimetria induzida pelo campo elétrico, denominado de efeito ou interação spin-órbita devido a Rashba e ao efeito Stark, o que abre possibilidades de controlar externamente, via campo elétrico, as propriedades dependentes de spin dos estados do sistema. Em trabalhos realizados com RTDs do tipo  $p-i-n$  [6], observou-se um grau de polarização  $\sigma^-$  relativamente largo ( $\sim 60\%$ ), o qual foi principalmente atribuído à forte polarização do gás bidimensional de elétrons presente na camada de acumulação formada antes da barreira, no contato tipo n, sugerindo que o elevado fator-g de Landè do gás bidimensional de elétrons, atua como uma fonte de portadores fortemente polarizados para o tunelamento e pode ser comparado a um contato semimagnético utilizado para o mesmo propósito. Em outro estudo com diodos do tipo n-i-n, com barreiras de AlAs e de AlGaAs (gerando barreiras de altura diferentes e, conseqüentemente, uma anisotropia no transporte eletrônico) [18], sugeriu-se a possibilidade do controle do grau de polarização circular da luminescência por meio do campo elétrico e da luz aplicados à estrutura. Observou-se uma variação de  $\sim 35\%$  na polarização através de uma variação de  $0,4V$  na

tensão aplicada. Trabalhos mais recentes [22] em RTDs tipo  $n-i-n$  de GaAs/AlGaAs com barreiras assimétricas (de larguras diferentes) mostraram uma modulação na polarização da emissão do poço quântico dependendo do sentido da corrente que atravessa a estrutura. Ao aplicar uma diferença de potencial no RTD de modo a polarizar o substrato negativamente, observou-se que a polarização da luminescência era positiva, bastante sensível à voltagem e à intensidade de laser aplicadas ao diodo, no entanto, para o substrato polarizado positivamente, a polarização da luminescência manteve-se negativa. Esse comportamento foi atribuído à ocupação dos níveis de spin-up e spin-down pelos portadores minoritários e observou-se que a polarização da emissão do contato de GaAs pode afetar a polarização da emissão do poço quântico, no regime em que esta mantém-se negativa. Concluiu-se que a assimetria na acumulação de carga no poço pode afetar fortemente a polarização da luminescência, possibilitando um controle da polarização com campo elétrico externo aplicado.

Concluindo, os diodos de tunelamento ressonante são dispositivos de grande importância, não somente para possíveis aplicações em spintrônica, mas também para entender pontos fundamentais das propriedades de spin em sólidos, possibilitando o desenvolvimento de novos dispositivos spintrônicos semicondutores, a partir do conhecimento dessas propriedades de spin.

São poucos os trabalhos que estudaram a dependência da largura do poço quântico de heteroestruturas semicondutoras nas propriedades de spin [20, 21, 23, 24], nesses trabalhos foram estudados em particular poços quânticos com barreiras de Arseneto de Gálio e Alumínio (AlGaAs) com o objetivo de analisar o efeito da largura do QW no fator  $g$  de Landè do éxciton  $e$ , estimar o fator de Landè das bandas de buraco nesse tipo de estrutura.

Tendo em vista a escassa bibliografia que trata das dependências dos parâmetros físicos de crescimento das heteroestruturas semicondutoras de tunelamento ressonante, em especial para RTDs e, dando continuidade aos trabalhos em andamento e já realizados por nosso grupo nessa área, esse trabalho teve como objetivo complementar o estudo dos mecanismos de controle do grau de polarização da emissão circular proveniente de heteroestruturas semicondutoras de dupla barreira de tunelamento ressonante de GaAs/AlAs do tipo-p, por meio de medidas de magnetoluminescência resolvida em polarização, acopladas a medidas de magnetotransporte. De forma geral, pretendeu-se explorar os efeitos da largura do poço quântico nas propriedades de spin e do fator-g de Landê do éxciton, no grau de polarização circular da emissão do poço quântico. Além disso, pretendeu-se também explorar o efeito da injeção de portadores de carga provenientes do gás bidimensional formado próximo às barreiras, na camada de acumulação. Para isso realizaram-se estudos tanto do grau de polarização da emissão do QW, quanto da emissão indireta do gás bidimensional de buracos.

A dissertação foi dividida em seis capítulos. O capítulo 2 trata dos fundamentos teóricos básicos para a compreensão do trabalho. O Capítulo 3 traz uma descrição do aparato experimental e dos métodos utilizados para a realização do presente trabalho. No Capítulo 4 são apresentados os resultados experimentais, já a discussão desses resultados foi feita no Capítulo 5. Por fim são apresentadas as conclusões do trabalho no Capítulo 6.

## Capítulo 2

# FUNDAMENTOS TEÓRICOS

A base para a discussão de muitos conceitos apresentados nesse trabalho, pode ser retirada de um modelo de um elétron em sólidos, no qual o elétron no cristal é tratado como uma partícula independente, movendo-se em um potencial devido aos íons fixos da rede cristalina e um potencial médio gerados por todos os outros elétrons da rede [25]. Em uma variação dessa simples aproximação, a função de onda do sistema de elétrons  $\Psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_n)$  pode ser escrita com o produto de funções de onda de um elétron  $\psi_i(\mathbf{r})$ . Essa é a chamada aproximação de Hartree. Para cada função de onda de um elétron, está associada uma equação de Schrödinger do tipo:

$$\hat{\mathcal{H}}\psi_i(\mathbf{r}) = \left( \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m} + U(\mathbf{r}) \right) \psi_i(\mathbf{r}) = \epsilon_i \psi_i(\mathbf{r}) \quad (2.1)$$

onde  $\hat{\mathbf{p}}$  é o operador momento linear,  $m$  é a massa do elétron livre e os potenciais devidos tanto aos átomos fixos da rede cristalina, quanto ao potencial médio gerado pelos outros elétrons da estrutura, estão contabilizados no termo  $U(\mathbf{r})$ .

Uma vez que  $U(\mathbf{r})$  é periódico no cristal (considerado perfeito), temos como soluções estacionárias de cada uma das equações de Schrödinger de um elétron, as funções de

Bloch:

$$\psi_{n,k}(\mathbf{r}) = u_{n,k}(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \quad (2.2)$$

e, a equação de Schrödinger fica:

$$\mathcal{H}\psi_{n,k}(\mathbf{r}) = \epsilon_{n,k}\psi_{n,k}(\mathbf{r}) \quad (2.3)$$

onde  $u_{n,k}(\mathbf{r})$  tem a periodicidade da rede cristalina. Esse tratamento leva ao surgimento das chamadas bandas de energia, através das quais podem ser descritas muitas das propriedades dos sólidos. As principais dessas propriedades, para os materiais utilizados na construção dos RTDs utilizados nesse trabalho, serão vistas nas seções seguintes.

## 2.1 Estrutura de Bandas em sólidos

Analisando-se as relações de dispersão encontradas,  $\epsilon_{n,k}(\mathbf{r})$ , podemos pensar no preenchimento dos níveis energéticos com os elétrons de valência dos átomos da rede cristalina. Uma vez que os elétrons são *férmions* e, segundo o Princípio de exclusão de Pauli, não podem ocupar o mesmo nível de energia. Em  $T = 0K$  os elétrons se compactam nos níveis desocupados de menor de energia, formando um mar de Fermi de elétrons.

Se a banda mais energética for parcialmente preenchida, existindo estados vagos para os elétrons ocuparem, tais elétrons podem adquirir energia cinética e dar origem a uma corrente elétrica, portanto, nesse caso temos os metais [26]. Se a banda mais energética for totalmente preenchida e seguida de uma banda totalmente vazia separadas por um *gap* de energia, uma região na qual a probabilidade de encontrar um elétron é nula, em  $T = 0K$ , os elétrons não tem estados vagos para ocuparem e, conseqüentemente, não podem adquirir energia cinética, não existindo corrente elétrica. Nessa classe enquadram-se os isolantes.

Para que haja corrente em um isolante, os elétrons devem receber excitação externa que lhes forneça a energia necessária para superar o gap de energia e alcançar a banda desocupada para que ocorra a condução. Nesses sistemas, a banda totalmente preenchida recebe o nome de *banda de valência* e a banda totalmente desocupada recebe o nome de *banda de condução* (figura 2.1). Dentre os isolantes destaca-se uma classe especial, os chamados semicondutores, cujas principais características serão apresentadas com mais detalhes a seguir.

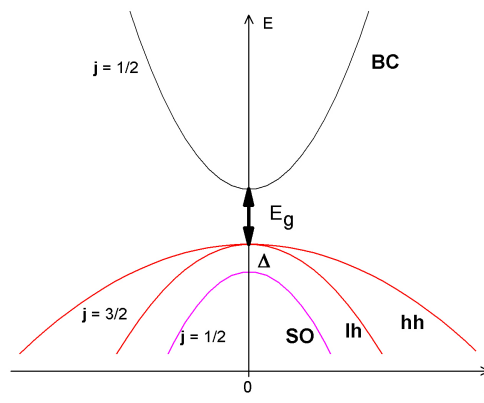


Figura 2.1: Diagrama esquemático das bandas de energia no espaço recíproco, levando em consideração o acoplamento spin - órbita, o qual quebra parte da degenerescência da banda de condução dando origem a uma banda Split off (SO) [26].

## 2.2 Semicondutores

Os cristais semicondutores são isolantes em  $T = 0K$ , cujos gaps de energia são suficientemente estreitos para que excitações térmicas ou ópticas permitam que um pequeno número de elétrons sejam excitados com energia suficiente para ocupar os estados vazios na banda de condução.

Em primeira aproximação, pode-se determinar a fração de elétrons capaz de superar o gap de energia e alcançar a banda de condução através da excitação térmica, a qual é



da ordem de  $e^{-\frac{E_g}{2k_B T}}$ . Considerando  $E_g$  (energia do gap) da ordem de 4eV à temperatura ambiente ( $k_B T \sim 0,025eV$ ), esse fator é  $\sim 10^{-35}$ , isto é, essencialmente não há excitação de elétrons para a banda de condução. Se  $E_g \sim 0,25eV$ , a fração é da ordem de  $\sim 10^{-2}$ , ou seja, uma condução significativa já pode ser observada [25]. A condutividade elétrica nos semicondutores depende da temperatura, do grau da dopagem, do campo magnético e, em alguns casos, da direção do campo elétrico. Por isso, os semicondutores são utilizados para fabricar dispositivos que são sensíveis às mudanças nas condições externas.

## 2.3 Propriedades GaAs e AlAs

Nessa seção, faremos uma breve discussão das principais propriedades dos dois compostos semicondutores que foram utilizados para o crescimento das amostras utilizadas nesse estudo, o Arseno de Gálio (GaAs) e o Arseneto de Alumínio (AlAs).

### 2.3.1 GaAs

O GaAs é um composto cuja rede cristalina é do tipo blenda de zinco, que é formada por duas sub-redes cúbicas de face centrada (CFC), uma com um de seus vértices no ponto  $(0, 0, 0)$  e outra com um de seus vértices em  $(\frac{a}{4}, \frac{a}{4}, \frac{a}{4})$ . Cada rede tem um parâmetro de rede  $a = 0,565325 + 3,88 \times 10^{-6}(T - 300)nm$ , onde T é a temperatura em Kelvin [25]. Nessa estrutura, os átomos de Ga ocupam os vértices de uma das sub-redes e os átomos de As ocupam os vértices da outra sub-rede (figura 2.2a). A primeira zona de Brillouin para esse tipo de estrutura é um octaedro truncado, cujo centro define o ponto de alta simetria  $\Gamma$  (figura 2.2b). Nesse ponto de simetria encontra-se uma dispersão aproximadamente parabólica.

O GaAs possui uma estrutura de gap direto, como mostra o detalhe na figura 2.2b, o

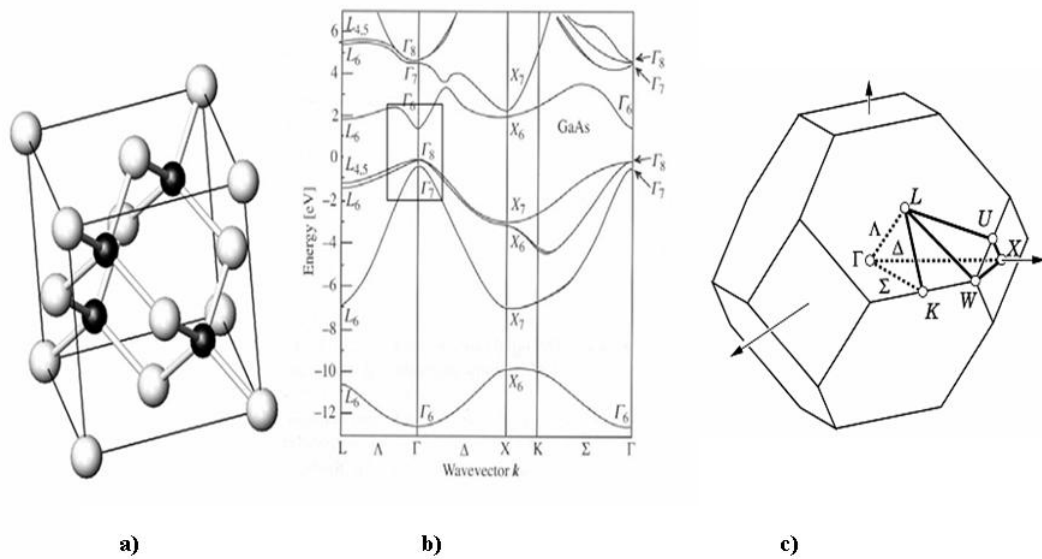


Figura 2.2: a) Estrutura cristalina do GaAs, uma rede do tipo blenda de zinco, formada por duas redes cúbicas de face centrada (CFC) interpenetradas. Uma das redes CFC tem em seus vértices átomos de Ga (esferas claras) e a outra tem em seus vértices átomos de As (esferas escuras). b) Dispersão eletrônica GaAs. c) Primeiro zona de Brillouin para um estrutura tipo blenda de zinco, um octaedro truncado. São mostrados os pontos de simetria  $\Gamma$ , X,  $\Lambda$ , L, U, K,  $\Sigma$  e  $\Delta$  [25].

topo da banda de valência e o fundo da banda de condução estão localizados no centro da Zona de Brillouin, em  $\mathbf{k} = 0$ , o ponto de simetria  $\Gamma$  (figura 2.2c). A banda de valência é formada por orbitais do tipo  $p$  [27], com momento angular orbital atômico  $L = 1$ , já a banda de condução é formada por orbitais do tipo  $s$ , com  $L = 0$ . O momento angular total da banda de valência é  $J = \frac{3}{2}$  e  $\frac{1}{2}$ , onde  $J = L + S$  é o momento angular total,  $L$  é o momento orbital atômico e  $S$  é o momento angular de spin. Para  $J = \frac{3}{2}$  temos quatro bandas e duas bandas para  $J = \frac{1}{2}$  degeneradas no ponto  $\Gamma$ .

Ao levar-se em conta a contribuição do spin dos elétrons nos cálculos da estrutura eletrônica, o acoplamento spin-órbita, que surge da forte interação entre o spin e o movimento orbital do elétron, quebra parte dessa degenerescência em uma banda quadruplamente degenerada, e uma banda split off (figura 2.1, 2.3). Os estados degenerados na banda de valência no centro da zona de Brillouin tem curvaturas diferentes, as quais de-

finem massas efetivas para os buracos, que podem ser leves (LH) para  $J = \frac{1}{2}$  (simetria  $\Gamma_7$ ) e projeção no eixo  $z$   $m_z = \pm\frac{1}{2}$  e buracos pesados (HH) para  $J = \frac{3}{2}$  (simetria  $\Gamma_8$ ) e projeção no eixo  $z$   $m_z = \pm\frac{3}{2}$ . Na banda de condução temos  $J = \frac{1}{2}$  (simetria  $\Gamma_6$ ) (figura 2.2b). O gap de energia para o GaAs é 1.42eV em temperatura ambiente e aumenta com a temperatura para aproximadamente 1.52eV em  $T=40K$

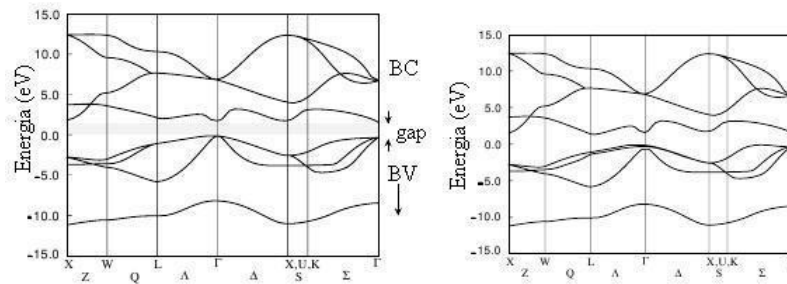


Figura 2.3: Diagrama de bandas para o GaAs, calculado pelo método *Tight Binding*. (Esquerda) sem o acoplamento spin - órbita, (Direita) com o acoplamento spin - órbita, o qual quebra parte da degenerescência da banda de condução dando origem a uma banda Split off (SO) [26].

### 2.3.2 AlAs

A rede cristalina do AlAs também é do tipo blenda de zinco, com um parâmetro de rede  $a = 0,56611 + 2,90 \times 10^{-6}(T - 300)nm$ . Diferentemente do GaAs, o AlAs possui o gap indireto, ou seja, o fundo de sua banda de condução não encontra-se no mesmo ponto que o topo da banda de valência no ponto  $\Gamma$ , ele encontra-se em outro ponto de simetria, o ponto X (figura 2.3b). Existem seis pontos de simetria X equivalentes, localizados em  $\mathbf{k} = (0, 0, \pm 0.903a)$ ,  $\mathbf{k} = (0, \pm 0.903a, 0)$  e  $\mathbf{k} = (\pm 0.903a, 0, 0)$ . Como no caso do ponto  $\Gamma$ , a dispersão é aproximadamente parabólica. Em baixa temperatura o gap de energia indireto  $\Gamma - X$  é 2,24eV e o gap direto  $\Gamma - \Gamma$  é 3,10eV.

## 2.4 Heteroestruturas semicondutoras

Uma heteroestrutura semicondutora é obtida a partir de semicondutores diferentes, com parâmetros de rede compatíveis, os quais são colocados em contato físico através de crescimento epitaxial [28]. Existem diversas técnicas para obtenção de tais estruturas, entre elas uma técnica bastante utilizada é a chamada de *molecular beam epitaxy* (MBE) (figura 2.4a) [29]. Neste processo, o cristal cresce em uma câmara de ultra-alto vácuo na qual são colocados recipientes contendo os materiais com os quais se deseja fazer a heteroestrutura, cada um com sua temperatura controlada separadamente de modo que possa ser controlada a taxa de evaporação de cada elemento e, com isso, o fluxo de cada espécie, ver Figura 3a. Dessa maneira, é possível controlar a taxa de depósito de cada elemento no substrato, podendo-se obter camadas de cerca de dezenas de angstroms de largura. Esse procedimento é feito a uma pressão de cerca de  $10^{-13}$  bar e segundo a teoria cinética dos gases, para essa pressão, o tempo de crescimento de uma monocamada é da ordem de uma hora.

Um exemplo desse crescimento é na fabricação de RTD (figura 2.4b). Nesse tipo de heteroestrutura, várias camadas de materiais semicondutores diferentes são crescidas em um substrato na forma de uma pilha. Primeiramente é crescida uma camada larga de GaAs fortemente dopado com purezas aceitadoras (nesse caso o Berílio). Essa camada dará origem a um dos contatos elétricos. Posteriormente é crescida uma camada, chamada de espessante, de GaAs não dopada que forma uma barreira para a difusão de dopantes para as próximas camadas. O espessante tem grande importância nas propriedades ópticas e de transporte do dispositivo pois forma antes da barreira, ao aplicar-se tensão no dispositivo, um poço triangular dando origem a um gás bidimensional de portadores que podem tunelar através da barreira dentro do poço. Posteriormente ao espessante, é crescida uma

camada não dopada de AlAs, que possui um gap de energia maior que o GaAs [28], formando uma barreira de potencial para os portadores. Logo após à primeira barreira, é crescida mais uma camada não dopada de GaAs e uma camada não dopada de AlAs, a primeira dará origem ao poço de potencial e a segunda dará origem à segunda barreira. Após à segunda barreira, é crescida outra camada espessante de GaAs não dopado e outro contato fortemente dopado tipo p, finalizando o dispositivo (figura 2.4b). Se a largura da camada de menor gap for comparável com o comprimento de onda de de Broglie do elétron ou buraco, efeitos quânticos surgem formando um poço quântico de potencial (QW) [30], uma vez que o movimento dos portadores de carga na direção perpendicular fica restrito e energia cinética é quantizada em níveis discretos (confinamento quase bidimensional - figura 2.4c) [28].

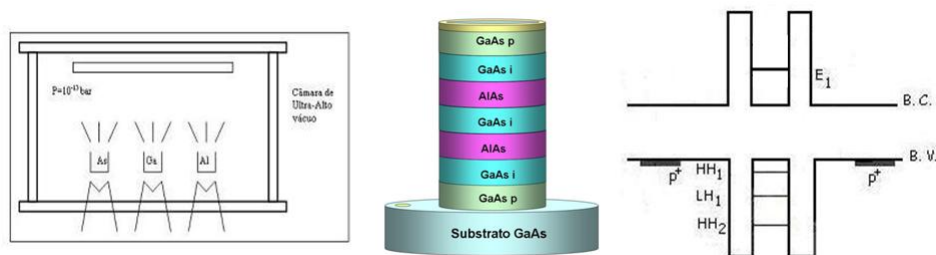


Figura 2.4: a) Princípio de funcionamento da técnica de molecular beam epitaxy, onde está exemplificado o crescimento de uma heteroestrutura formada por Gálio (Ga), Arsênio (As) e Alumínio (Al) [29]. b) Diodo de tunelamento ressonante (RTD), formado por uma "pilha" de GaAs e AlAs. c) Perfil de potencial de uma heteroestrutura semicondutora.

Para encontrar os autoestados e as autoenergias de uma heteroestrutura, é necessária a solução da equação de Schrödinger para uma heteroestrutura, porém, chegar a uma solução exata nem sempre é uma tarefa fácil. Para resolver esse problema é utilizado um modelo que consiga descrever ao menos os autoestados e as autofunções próximos a pontos de alta simetria da estrutura, como o ponto  $\Gamma$  e, a partir dessa solução, obter informações importantes sobre as propriedades físicas da heteroestrutura. Um desses modelos capaz

de resolver tal problema é o modelo da *função envelope* [27].

No modelo da função envelope, é resolvida uma equação de Schrödinger simplificada, aproximando-se a equação 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. Esse modelo, basicamente, restringe-se à vizinhança dos pontos de alta simetria das zonas de Brillouin, levando em alguns casos a soluções analíticas.

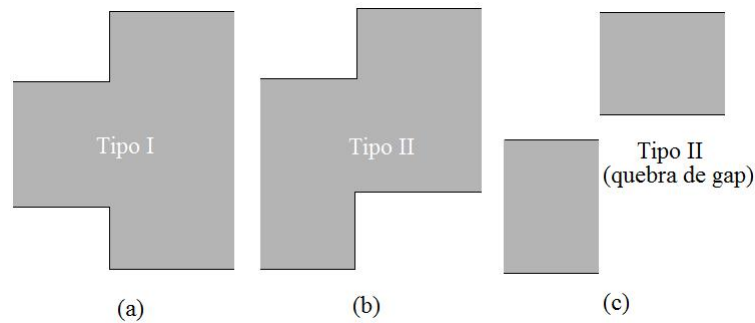


Figura 2.5: Tipos de alinhamentos das bandas de energia em heteroestruturas semicondutoras. a) alinhamento tipo I; b) alinhamento tipo II em linha; c) alinhamento tipo II com quebra de alinhamento de gap [28].

As heteroestruturas podem também ser classificadas segundo o alinhamento das bandas de valência e de condução e do gap de energia (figura 2.5) [28]. O alinhamento mais comum é o Tipo I, no qual a banda de valência toma uma direção oposta à banda de condução (figura 2.5a). Existe também o alinhamento do Tipo II, o qual é subdividido em duas classes o "em linha" no qual a banda de valência e a de condução seguem a mesma direção (figura 2.5b), e o "quebra de alinhamento de gap" no qual surge uma descontinuidade no gap de energia (figura 2.5c). As heteroestruturas utilizadas no presente estudo são do tipo I (figura 2.5a).

## 2.5 Tunelamento Ressonante

Nas estruturas de tunelamento ressonante, como é o caso do RTD [28], a corrente flui de um eletrodo, denominado emissor, através da heteroestrutura até um eletrodo receptor, denominado coletor, como mostra a figura 2.7. O principal processo que determina essa corrente é o tunelamento ressonante através das barreiras da estrutura. Considerando que os portadores de carga possuem uma energia  $E$ , ao atingirem as barreiras, as probabilidades de transmissão  $T(E)$  e de reflexão  $R(E)$  das funções de onda podem ser calculadas através da equação de Schrödinger. Essas probabilidades governam o transporte nessa estrutura. Analisando-se a transmissão de portadores através da estrutura contendo um poço quântico, encontra-se que a probabilidade desse portador tunelar dentro do poço, aumenta várias ordens de grandeza quando a energia da partícula incidente é próxima à energia de algum nível quantizado dentro do QW (figura 2.6), podendo ser máxima para barreiras simétricas [31].

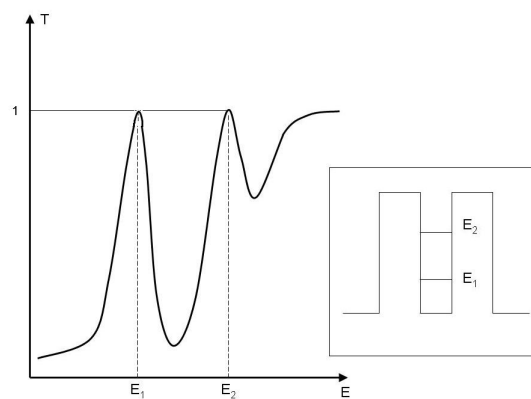


Figura 2.6: Diagrama esquemático da probabilidade de transmissão em função da energia para um sistema contendo um poço quântico com barreiras simétricas. O detalhe mostra os níveis quantizados do QW.

Uma vez que a energia dos portadores nos contatos de um RTD é determinada pela dopagem realizada durante o crescimento, devemos sintonizar a energia dos portadores incidentes nas barreiras com as energias quantizadas no QW, para isso, aplica-se uma

diferença de potencial entre os contatos da estrutura.

Assim como no caso de um átomo em um campo elétrico, se um campo elétrico é aplicado na direção de crescimento de um poço quântico em um RTD, as funções de onda do estado fundamental das subbandas quantizadas de elétron e buraco são separadas e empurradas para lados opostos do QW [27]. Sob a ação do campo elétrico, as energias das subbandas de elétron e de buraco sofrem um deslocamento para baixo e para cima, respectivamente, e então as energias,  $E_e$  e  $E_h$ , são reduzidas ao mesmo tempo. Simultaneamente a energia de ligação do éxciton,  $E_{ex}$ , diminui e uma pequena variação na energia do gap acontece. Consequentemente, o gap efetivo diminui com o aumento do campo elétrico, esse efeito é chamado de efeito Stark confinado quanticamente. Em tal fenômeno, a mudança do gap efetivo relacionado ao éxciton, é principalmente utilizado para modulação óptica.

Com isso, o campo elétrico iguala as energias do nível de Fermi no contato emissor com a energia quantizada no QW [32] dando início a corrente ressonante de tunelamento. Ao passar a condição de ressonância, por não ocorrer mais a conservação da energia e do momento linear, a corrente diminui abruptamente, dando origem a uma região de resistência diferencial negativa (RDN) (figura 2.7d), a qual dá origem às principais aplicações dos RTD's - em osciladores de alta frequência, circuitos de processamento de sinais, circuitos de chaveamento de alta velocidade, entre outros [31].

No caso específico das amostras que serão estudadas nesse trabalho, quando aplica-se uma diferença de potencial à elas, na região compreendida pelas camadas de acumulação há uma distorção dessas camadas, assim como nas barreiras e no QW, levando à formação de poços triangulares, nos quais pode ocorrer um acúmulo de carga antes do tunelamento.

Os estados de menor energia desse poço são localizados e quasi-bidimensionais en-



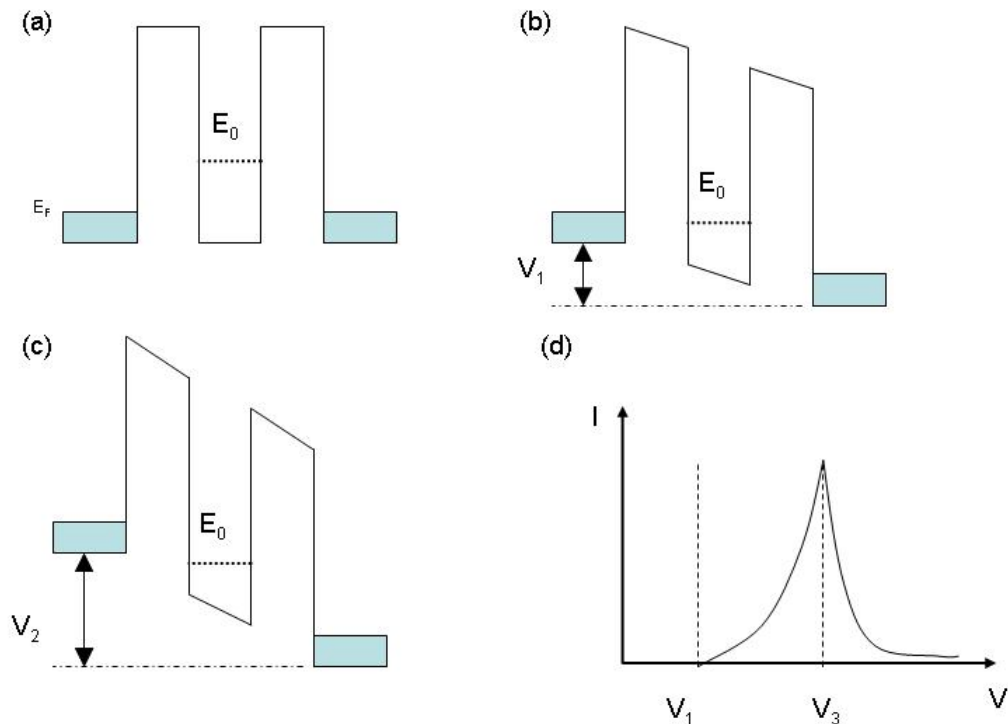


Figura 2.7: Transporte através de um RTD a) Diagrama da banda de condução sem a aplicação de diferença de potencial, onde  $E_0$  é o nível quantizado no QW e  $E_F$  é a energia de Fermi no contato emissor. b) Aplicação de uma diferença de potencial, a qual começa a igualar o nível de Fermi no contato emissor com o nível quantizado no QW, dando início ao tunelamento ressonante. c) Aplicação de uma voltagem maior, atingindo a condição máxima de tunelamento. d) Diagrama esquemático da corrente que atravessa a estrutura em função da tensão aplicada, nota-se a presença de um pico de ressonância e, logo após a esse máximo, uma região de resistência diferencial negativa [31].

quanto os de maior energia são mais estendidos e quasi-tridimensionais. A contribuição de cada estado para o tunelamento irá depender de sua distribuição de portadores. Existem portanto dois regimes de tunelamento, um regime no qual os portadores termalizam para os estados de menor energia do poço triangular, formando um gás quasi-bidimensional, dando origem a um tunelamento 2D-2D (figura 2.8a) e um regime balístico no qual os portadores não chegam a termalizar para os estados localizados dentro do poço triangular, dando origem a um tunelamento 3D-2D (figura 2.8b).

Na situação real, o tunelamento ocorre na forma de uma distribuição dessas duas contribuições, a 3D-2D e a 2D-2D. Num modelo mais quantitativo para superredes, desenvolvido por Tsu e Esaki em 1973 [12], os portadores de carga estão distribuídos nos

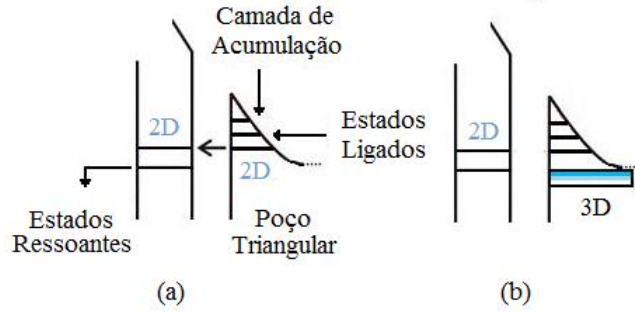


Figura 2.8: a) Detalhe da banda de valência com o poço triangular 2D e o tunelamento 2D. b) Tunelamento 3D-2D, não há termalização [32].

contatos, considerados como reservatórios, segundo a distribuição de Fermi-Dirac, sendo que a diferença de energia dos quasi-níveis de dois reservatórios é igual à voltagem aplicada ao RTD. A corrente que atravessa a estrutura é dada pelo produto entre a probabilidade de transmissão e a soma de todos os estados ocupados na camada de acumulação conservando a energia total dos portadores de carga e seu momento linear na direção de crescimento da estrutura. Assim [33], nesse modelo que considera o tunelamento coerente, ou seja, antes que qualquer colisão por partes dos elétrons que participam do transporte:

$$N(E_z) = \int_0^\infty \frac{\rho_{2D}(E_{\parallel})}{1 + e^{\frac{E_z + E_{\parallel} - E_F}{kT}}} = \frac{kTm^*}{\pi\hbar^2} \ln \left[ 1 + e^{\frac{E_F - E_z}{kT}} \right] \quad (2.4)$$

Portanto, a corrente na estrutura é dada por:

$$J = e \sum_{k_z > 0} \frac{\hbar k_z}{m^*} T(E_z) N(E_z) = \frac{e}{2\pi\hbar} \int_{E_c}^\infty T(E_z) N(E_z) dE_z \quad (2.5)$$

No caso de um tunelamento incoerente, o qual é devido ao espalhamento dos portadores na rede por imperfeições, outros portadores, leva a um alargamento nos picos de corrente. É importante observar que esse tipo de dispositivo permite selecionar o estado ressonante através do qual será realizado o transporte dentro do poço quântico, apenas através da variação da diferença de potencial aplicada à estrutura.

## 2.6 Efeito do Campo Magnético em RTD's

A presença de campo magnético aplicado às heteroestruturas da origem à possibilidade de manipulação das propriedades de spin nesses sistemas [34]. Essa possibilidade está intimamente ligada à dois processos físicos: a quantização em níveis de Landau e ao Efeito Zeemann, os quais serão discutidos a seguir.

### 2.6.1 Níveis de Landau

Assim como no caso clássico, a presença de um campo magnético intenso gera um movimento ciclotrônico nos portadores de carga livres na estrutura. No entanto, a Mecânica Quântica prevê a quantização das órbitas permitidas aos portadores. Sendo o momento total da partícula na presença de campo magnético, igual à soma de seu momento linear ( $\mathbf{p}_{linear}$ ) e um momento devido ao campo magnético ( $q\mathbf{A}$ ), onde  $q$  é a carga da partícula e  $\mathbf{A}$  é o potencial vetorial, temos que um elétron na presença de um campo magnético tem um momento total [34]:

$$\mathbf{p} = \mathbf{p}_{linear} + e\mathbf{A} \quad (2.6)$$

Considerando o momento total como uma operador  $\hat{p} = -i\hbar\nabla$ , o Hamiltoniano de um elétron num sistema tipo poço quântico, na presença de campo magnético, é:

$$\hat{\mathcal{H}} = \frac{1}{2m^*} (-i\hbar\nabla + e\mathbf{A})^2 + U \quad (2.7)$$

Utilizando um calibre de Landau para resolver a equação de Schrödinger  $\mathbf{A} = (0, Bx, 0)$ , temos:

$$\frac{-\hbar^2}{2m^*} \left[ \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \left( \frac{\partial}{\partial y} + \frac{ieB}{\hbar}x \right) \right] \psi(\mathbf{r}) = \epsilon\psi(\mathbf{r}) \quad (2.8)$$

Em um sistema de elétrons bidimensional, o potencial  $U(\mathbf{r})$  é uma função somente da componente  $z$  e, portanto, a pode-se utilizar separação de variáveis para tentar resolver a equação de Schrödinger. Assim,  $\psi(x, y, z) = \phi(x, y)\chi(z)$  e as soluções estacionárias da equação são:

$$\phi_{n,k}(x, y) = AH_n \left( \frac{x - x_0}{l_b} \right) e^{iky} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2l_b^2}} \quad (2.9)$$

onde  $n = 1, 2, 3, \dots$ ,  $H_n$  são os polinômios de Hermite,  $A$  é um fator de normalização,  $l_b = \sqrt{\hbar/e|B|}$  é o comprimento magnético e  $x_0 = -l_b^2 k$ . As correspondentes auto-energias correspondem a um grupo discreto  $\{E_n\}$ , conhecido como *Níveis de Landau*:

$$E_n = E_j + (n + 1/2)\hbar\omega_c \quad (2.10)$$

onde  $n = 1, 2, 3, \dots$ ,  $\omega_c = eB/m^*$  e  $E_j$  são as auto-energias dos níveis quantizados na direção  $z$  do poço quântico. É importante notar que a energia depende somente do número quântico  $n$  e não do  $k$ , o que significa que os níveis de energia são altamente degenerados [34].

A quantização do movimento dos portadores na direção perpendicular ao campo magnético é equivalente a um confinamento espacial, isso converte o sistema que era inicialmente 2D (poço quântico) em um sistema 0D. Assim como no tunelamento abordado anteriormente, as componentes do vetor de onda devem ser conservadas, nesse caso traduzindo-se na conservação do número quântico de Landau ( $n$ ). Entretanto, no caso real, o tunelamento nem sempre é coerente podendo ser afetado por processos de espalhamento (por impurezas, fônons, defeitos), não havendo assim conservação dos níveis de Landau. Tais processos aumentam a largura de linha dos estados envolvidos, alargando os picos da curva corrente - tensão.

### 2.6.2 Efeito Zeeman

Quando aplica-se campo magnético em um RTD, os níveis quantizados tanto no poço quântico quanto no poço quântico triangular desdobram-se em níveis de Landau, os quais são degenerados em spin (figura 2.9a). O efeito Zeeman quebra a degenerescência de spin dos níveis de Landau (figura 2.9b). Essa quebra de degenerescência gera dois canais de tunelamento, um de *spin up* e um de *spin down*.

Trataremos aqui do efeito Zeeman para um modelo hidrogenóide, o que pode ser justificado pela presença de efeitos excitônicos na estrutura, os quais podem ser aproximados como um átomo de hidrogênio [32]. Na presença do campo magnético, o Hamiltoniano do átomo hidrogenóide adquire duas contribuições que dependem desse campo:

$$H = H_{sem\vec{B}} + H_{Diamagnetico} + H_{Zeeman} \quad (2.11)$$

onde:

$$H_{sem\vec{B}} = \frac{\vec{P}^2}{2m_e} \quad (2.12)$$

$$H_{Diamagnetico} = \frac{e^2 \vec{P}^2}{8m_e} \vec{R}_\perp^2 \quad (2.13)$$

$$H_{Zeeman} = \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{B} \cdot \vec{L} \quad (2.14)$$

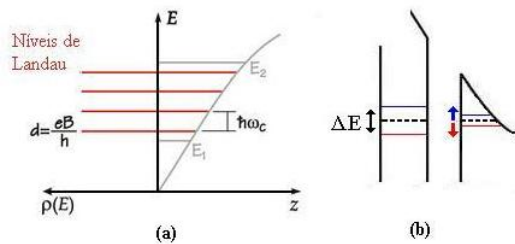


Figura 2.9: Efeito do campo magnético em um sistema 2D a) Níveis de energia e densidade de estados na presença de campo magnético. b) Quebra de degenerescência dos níveis quantizados no poços quânticos na presença de campo magnético.

O termo diamagnético, o qual apresenta uma dependência quadrática com o campo magnético, tem como resultado um aumento na energia da partícula com o campo magnético [35]. O termo  $H_{Zeeman}$  é devido ao efeito Zeeman e sua natureza depende da relação entre o campo externo aplicado e o campo interno efetivo gerado pelo acoplamento spin-órbita, a qual definirá se sua contribuição poderá ser tratada ou não como uma perturbação. Sua contribuição para a energia da partícula depende do spin dessa partícula, ou seja, ele levanta sua degenerescência de spin, por um valor (em primeira ordem de aproximação):

$$E_z = m_j g_j \mu_B B \quad (2.15)$$

onde  $g_j$  é o fator g de Landè e  $\mu_B$  o magneton de Bohr.

Numa rede cristalina, na qual o elétron move-se na presença de outras cargas, em seu referencial, ele experimenta um campo magnético devido ao seu momento magnético intrínseco, o spin, o que dá origem a um acoplamento spin-órbita adicional, cujo Hamiltoniano é dado por [36]:

$$\mathcal{H}_{SO} = \frac{\hbar}{4m^2} \nabla U(\mathbf{r}) \times \hat{p} \cdot \hat{\sigma} \quad (2.16)$$

Esse é o mesmo comportamento do efeito Zeeman, devido a um campo externo, levando a um splitting na energia devido ao acoplamento spin-órbita do tipo:

$$\epsilon_{spin} = g^* \mu_B B \quad (2.17)$$

onde  $g^*$  é o fator g de Landè efetivo, o qual pode ser bastante diferente do fator-g de Landè do elétron livre.

Levando em consideração tanto o Efeito Zeeman quanto a quantização em níveis de

Landau, temos que a energia dos estados quantizados no RTD é dada por:

$$E_{R,N} = E_j + (n + 1/2)\hbar\omega_c \pm g^*\mu_B B \quad (2.18)$$

onde  $\omega_c$  é a frequência ciclotrônica,  $E_j$  é a energia do portador associada ao movimento na direção  $z$ ,  $g^*\mu_B B$  é a energia magnética de spin e  $g^*$  é o fator  $g$  de Landè efetivo.

### 2.6.3 Fator- $g$ de Landè

Como pode-se notar, o fator  $g$  de Landè é a quantidade central caracterizadora da resposta do spin do elétron e do buraco na presença de campo magnético [20] e seu estudo é bastante importante, pois gera informações sobre a estrutura de bandas dos materiais e o acoplamento entre os estados excitônicos [21, 37]. Como discutido anteriormente, quando aplicamos um campo magnético em RTDs, os níveis degenerados confinados no QW são quantizados em níveis de Landau altamente degenerados e, devido ao efeito Zeeman [6], esses níveis sofrem uma abertura em spin formando dois canais para o tunelamento de portadores na heteroestrutura (spin-up e spin-down), cujo resultado é um tunelamento dependente de spin [2] (figura 2.9c). Para heteroestruturas tipo poços quânticos de GaAs/AlAs, a interação Zeeman para os elétrons de condução pode ser assumida com isotrópica e dada pelo Hamiltoniano [20], Eq2.19:

$$H_e = g_e^*\mu_b\vec{B} \cdot \vec{S} \quad (2.19)$$

onde  $g_e^*$  é o fator  $g$  efetivo do elétron,  $\vec{S} = \frac{1}{2}$  é o spin do elétron e  $\mu_b$  é o magneton de Bohr. Para a banda de valência, pode-se assumir que a separação entre os estados de buraco pesado e de buraco leve são muito maiores que uma abertura Zeeman, conseqüentemente, pode-se utilizar somente um spin efetivo  $\vec{S} = \frac{1}{2}$  para descrever tais subníveis;  $J_z = \frac{3}{2} [-\frac{3}{2}]$  corresponde a  $\vec{S} = \frac{1}{2} [-\frac{1}{2}]$ . Portanto o Hamiltoniano dos buracos tem a forma da Eq2.20:

$$H_e = g_h^* \mu_b \vec{B} \cdot \vec{\Sigma} \quad (2.20)$$

onde  $g_h^*$  é o fator g de Landè efetivo do buraco. Este Hamiltoniano descreve uma abertura energética anisotrópica, que é zero para campos perpendiculares ao eixo z da amostra.

Tem-se que o Hamiltoniano para o sistema na presença de um campo magnético orientado na direção de crescimento z é dado por:

$$H = \mu_b B_z \left[ g_e S_z - g_h \sum_z \right] \quad (2.21)$$

As informações referentes ao fator g do éxciton ( $g_{ex}$ ) e sua dependência com a largura do QW podem ser retiradas da separação em energia das componentes circulares luminescência na presença de campo magnético aplicado à estrutura [23]. Aplicando-se campos magnético e elétrico na heteroestrutura, para altos valores desses campos, podemos obter uma separação razoável entre dois níveis de spin. Se o tunelamento for coerente, ou seja, o processo conservar o estado de spin, o dispositivo pode atuar como um filtro de spin dependente da voltagem [4].

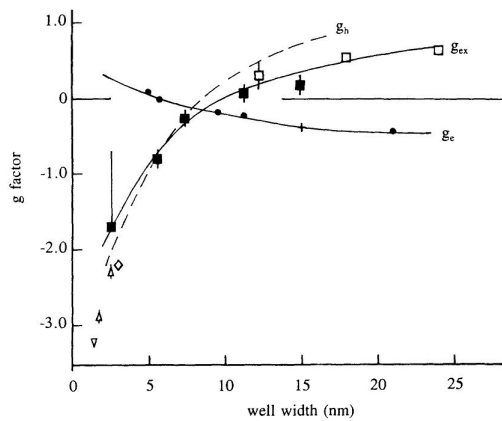


Figura 2.10: Fatores-g de Landè do elétron ( $g_e$ ), éxciton ( $g_{ex}$ ) e buraco pesado ( $g_h$ ) como função da largura de poços quânticos de GaAs/AlGaAs [20].

Alguns trabalhos na literatura demonstram que o fator-g de elétrons em QW depende da espessura dos poços quânticos, assumindo valores positivos para espessuras menores



de 50Å (ver figura 2.10) [20, 32, 38]. Porém, tem-se pouca informação a respeito de buracos. Medidas para a sub-banda de buracos pesados no estado fundamental (hh1) demonstraram forte anisotropia com relação à direção do campo magnético aplicado e à direção de crescimento do QW ( $g_{\parallel} = +2,3$  [38] (fator g quando o campo magnético é paralelo a direção de crescimento) e  $g_{\perp} = +0,04$  [38] (fator-g quando o campo magnético é perpendicular a direção de crescimento). Nesse sentido, o fator-g para os estados excitados das sub-bandas de buracos-leves e pesados do QW pode variar significativamente em relação ao fator-g do estado fundamental, já que os estados de buracos são muito sensíveis ao acoplamento entre as sub-bandas.

## 2.7 Luminescência

O excesso de portadores criados por excitação através de luz ou por injeção elétrica através de um campo elétrico, desaparece por meio dos processos de recombinação levando o sistema novamente ao equilíbrio térmico [30]. Existem dois tipos básicos de recombinação, a direta e a recombinação via centros de recombinação no gap. A recombinação direta envolve processos radiativos e não-radiativos, nos primeiros os elétrons da banda de condução recombinaem com os buracos da banda de valência emitindo um fóton, e é o processo básico dos dispositivos de emissão de luz. A recombinação não radioativa está relacionada a defeitos na rede cristalina e impurezas [30], ela influencia as características do dispositivo e está diretamente ligada a processos de degradação. A energia desse tipo de recombinação é usualmente emitida como fônons e contribui para a degradação do dispositivo. Os defeitos cristalinos incluem imperfeições do cristal e defeitos pontuais tais quais átomos intersticiais e vacâncias. Estes defeitos mudam a interação entre os elétrons e os átomos da rede, eles dão origem a estados contínuos no gap, unindo as bandas de

valência e condução e, através desses estados contínuos, elétrons e buracos recombinam não radiativamente [39].

No caso específico dos RTDs, a Luminescência tem origem da recombinação radioativa entre pares elétron - buraco, a qual pode ocorrer tanto nos contatos quanto no poço quântico. Quando os elétrons são excitados com uma fonte de luz, eles absorvem a energia dos fótons e populam a banda de condução em estados excitados e, quando relaxam para seus estados fundamentais, emitem fótons (figura 2.11). Tal processo recebe o nome de fotoluminescência (PL). Como pode ser visto na figura 2.11), os portadores de carga podem tunelar no QW em níveis de alta energia, podendo tunelar através da segunda barreira (processo representado pelo número 1), ou então relaxar para níveis menos energéticos, recombinar emitindo luminescência ou tunelar através da segunda barreira (processo representado pelo número 2)

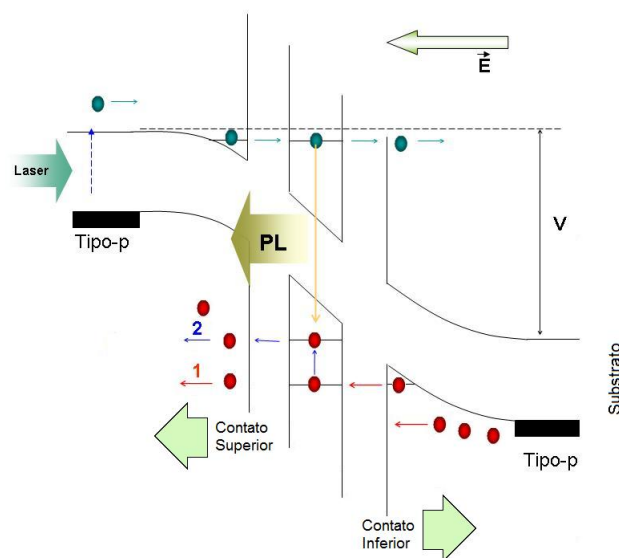


Figura 2.11: Luminescência em um RTD.

Na presença de campo magnético aplicado paralelamente à corrente no RTD, os níveis iniciais e finais da excitação, que dão origem à luminescência podem ser quaisquer, desde que cumpram regras de conservação da energia, do momento e de spin, além de ser

necessário que estejam ocupados e desocupados, respectivamente. As regras que determinam se uma transição é permitida ou não, são as chamadas regras de seleção, as quais são derivadas de cálculos da interação radiação-matéria. Tais regras, para semicondutores de gap direto em  $\vec{k} = 0$ , como o GaAs, permitem recombinações em que  $m_{foton} = \pm 1$  e os fons gerados são polarizados circularmente à direita se  $m_{foton} = +1$  ( $\sigma^+$ ) e à esquerda se  $m_{foton} = -1$  ( $\sigma^-$ ) (figura 2.12a).

No RTD na presença de campo magnético, os portadores ocupam os níveis quantizados que sofreram uma quebra na degenerescência de spin devido ao efeito Zeeman. Tais níveis quantizados, são encontrados tanto no poço quântico quanto no poço triangular formado antes das barreiras (figura 2.12b) e, a partir destes e da deformação das bandas de valência e condução devida ao efeito Stark, pode-se selecionar através de qual nível o portador poderá tunelar.

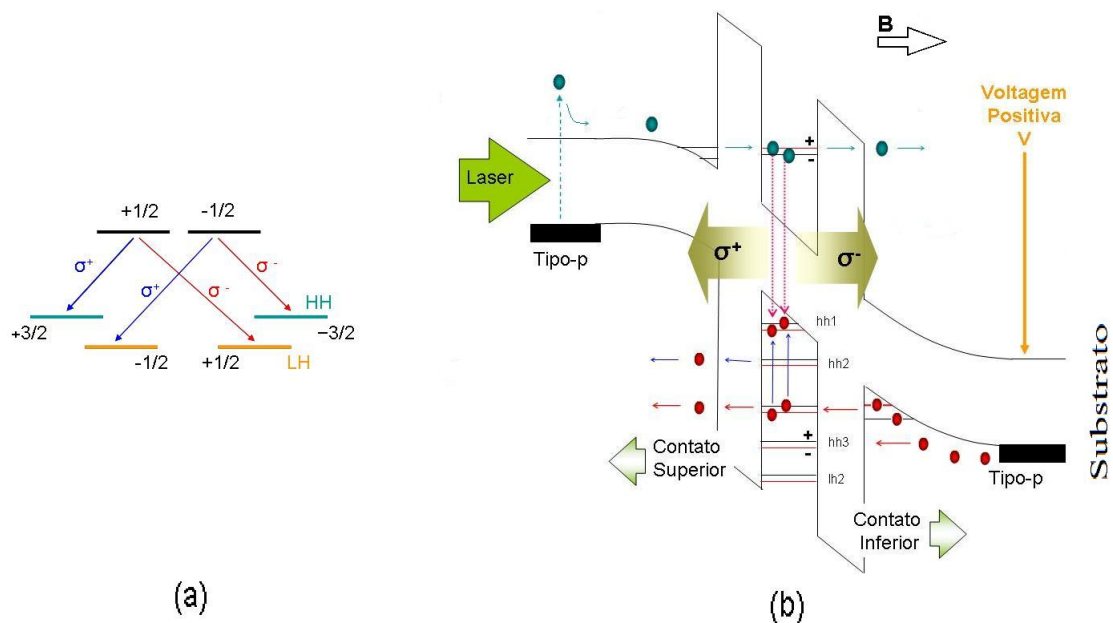


Figura 2.12: a) Regras de seleção para transições entre bandas para luz polarizada à direita ( $\sigma^+$ ) e à esquerda ( $\sigma^-$ ). para o semiconductor bulk b) Representação esquemática dos mecanismos de fotoluminescência, para um RTD tipo p-i-p

Uma análise detalhada dos espectros de PL, medidos sobre diversas condições de temperatura, campos elétricos, campos magnéticos, tensões mecânicas, permite determinar

várias propriedades características do material. No caso de RTDs, coletando informações sobre a polarização da luminescência, a qual também dependerá do estado de spin dos portadores de carga, podemos obter informações a respeito do estado de spin dos portadores envolvidos no processo de transporte na heteroestrutura.

Muitas questões permanecem abertas na literatura, tal qual o papel do tunelamento ressonante na polarização de spin de portadores, a influência dos efeitos térmicos e de confinamento no QW e a contribuição da região do gás bidimensional que se forma perto das barreiras para a polarização de spin. Desta forma, um estudo sistemático dos diferentes fatores que determinam o grau de polarização dos portadores torna-se necessário para esclarecer tais questões. Portanto, espera-se com o presente trabalho melhorar a compreensão dos efeitos de spin em heteroestruturas de tunelamento ressonante, evidenciando a influência do confinamento nessas estruturas, o que deve auxiliar no desenvolvimento de novos dispositivos semicondutores.

## Capítulo 3

# APARATO EXPERIMENTAL E METODOLOGIA

Nesse capítulo serão apresentadas brevemente as técnicas experimentais e a metodologia utilizadas para a realização desse trabalho, o qual foi dividido em duas partes:

Na primeira parte, foi realizado um estudo sistemático das amostras na ausência de campo magnético, a qual foi executada no Laboratório de Semicondutores do Departamento de Física da Universidade Federal de São Carlos, cujo objetivo foi selecionar dentre os diferentes diodos, aqueles com bons contatos elétricos, ou seja, os que apresentem menor resistência em série (cuja origem pode estar associada a problemas na microsolda realizada para a confecção dos contatos elétricos). Para realizar tal seleção foram obtidas as curvas características de corrente-tensão  $I(V)$  e fotoluminescência (PL) em tais sistemas.

Na segunda parte do trabalho, foram realizadas medidas sistemáticas de transporte e de luminescência na presença de campo magnético. Tais medidas foram feitas no Magneto Criostato pertencente ao Grupo de Pesquisas Ópticas (GPO) da Unicamp, sob a colaboração da Prof<sup>a</sup> Maria José S. P. Brasil.

### 3.1 Amostras

Foram utilizados nesse trabalho diodos de tunelamento ressonante (RTDs) de GaAs/AlAs do tipo  $p - i - p$ , preparados pela equipe do Dr. Mohamed Henini da *University of Nottingham (UK)*. As amostras foram crescidas por MBE (molecular beam epitaxy - epitaxia de feixes moleculares) e foram processadas em estruturas tipo *mesa* com janelas ópticas de  $200\mu m$  e  $400\mu m$ . A tabela 3.1, descreve os detalhes de crescimento dos diodos.

Tabela 3.1: Estrutura dos diodos de dupla barreira crescidos por MBE (molecular beam epitaxy - epitaxia de feixes moleculares) com  $Lw = 68 \text{ \AA}$ .

Espessura	Material	Dopagem	Temperatura substrato
0,00 $\mu m$	As	-	400°C
0,60 $\mu m$	GaAs	$2.10^{18} cm^{-3}$	630°C
0,10 $\mu m$	GaAs	$1.10^{18} cm^{-3}$	630°C
0,10 $\mu m$	GaAs	$5.10^{17} cm^{-3}$	630°C
50,9	GaAs	-	630°C
50,9	AlAs	-	630°C
68	GaAs	-	630°C
50,9	AlAs	-	630°C
50,9	GaAs	-	630°C
0,10 $\mu m$	GaAs	$5.10^{17} cm^{-3}$	630°C
0,10 $\mu m$	GaAs	$1.10^{18} cm^{-3}$	630°C
1,02 $\mu m$	GaAs	$2.10^{18} cm^{-3}$	630°C
1,83 $\mu m$	GaAs	$2.10^{18} cm^{-3}$	620°C
0,2 $\mu m$	GaAs	$2.10^{18} cm^{-3}$	580°C
0,00 $\mu m$	As	-	580°C
substrato $n^+$			

Os diodos, como pode ser visto na tabela 3.1, são formados por dois contatos de Arseneto de Gálio (GaAs) fortemente dopados com impurezas aceitadoras, seguidos de camadas não dopadas de GaAs, chamadas de camadas de acumulação, as quais dão origem a poços quânticos com estados discretos nos quais os portadores de carga podem acumular antes de tunelarem através da estrutura. Entre as camadas de acumulação estão localizadas duas camadas de Arseneto de Alumínio (AlAs) não dopadas separadas por uma camada não dopada de GaAs. A diferença nos gaps desses dois materiais dá origem a degraus no perfil de potencial e, na camada de GaAs localizada entre as de AlAs, temos a formação de um poço quântico de potencial (QW), uma vez que a largura dessa camada é da ordem do comprimento de onda de de Broglie dos portadores de carga. No QW, os portadores têm seu movimento quantizado na direção de crescimento do dispositivo dando origem a sistema quasi-bidimensional, com a formação de um gás bidimensional. A figura 3.1, mostra esquematicamente o perfil de crescimento de um RTD de AlAs/GaAs, utilizado no presente estudo, o qual será identificado como S1. Os resultados obtidos para o RTD S1, foram comparados com os resultados obtidos em um trabalho anterior de nosso grupo [34], para um RTD com os mesmos parâmetros de crescimento diferindo apenas pela largura do QW ( $L_w=4.2\text{nm}$ ), o qual chamaremos de S2.

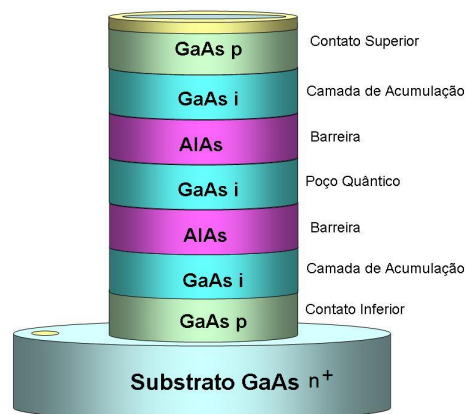


Figura 3.1: Esquema de crescimento do diodo de tunelamento ressonante utilizado no presente estudo.

Na presença de campo elétrico, devido ao Efeito Stark, temos a deformação do perfil de potencial das camadas não dopadas do dispositivo. Analisando com mais detalhes as camadas de acumulação, como discutido no capítulo 2, notamos a formação de uma região com níveis de menor energia localizados e os de maior energia tridimensionais. Os portadores de carga podem tunelar no QW tanto pelos níveis mais energéticos, quanto relaxar para os níveis localizados formando um gás bidimensional. Esse gás, devido à diferença de seu fator-g de Landè com relação ao fator-g no poço quântico, pode influir muito na polarização de spin no RTD - tornando seu estudo bastante importante no âmbito da spintrônica e de Física fundamental.

## 3.2 Medidas Elétricas

Sabemos que a caracterização básica de um dispositivo eletrônico é feita através de curvas de transporte através da estrutura. Para a obtenção de tais curvas utilizamos no presente trabalho basicamente dois equipamentos, uma fonte de tensão (*Keithley 230-Programmable Voltage Source*) e um amperímetro (*Keithley 175A- Autoranging Multi-meter*). A figura 3.2 esquematiza a montagem elétrica utilizada nas medidas de  $I(V)$ , as quais foram realizadas no modo chamado *Quatro Fios*, o qual é utilizado para eliminar resistências parasitas introduzidas pelo amperímetro ligado em série com a amostra. Considerando que os RTDs desse trabalho eram do tipo-p, os portadores majoritários presentes na estrutura são os buracos, os quais podem tunelar no poço quântico e recombinar com os portadores minoritários (elétrons), os quais foram fotogerados no contato superior dos diodos. Para que os portadores minoritários tunelassem no QW, o substrato foi polarizado positivamente, deformando o perfil de potencial de modo a favorecer o tunelamento.



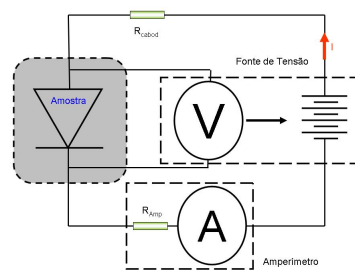


Figura 3.2: Esquema da montagem elétrica para a obtenção das curvas de transporte.

### 3.3 Medidas Ópticas

Na montagem óptica, um feixe de laser de estado sólido (532nm) foi direcionado através de espelhos até a janela do criostato, no qual foi montada a amostra - a intensidade do laser pôde ser ajustada com o auxílio de um filtro de densidade variável (figura 3.3). A partir da excitação dos portadores minoritários (elétrons) para a banda de condução e dos processos de recombinação radioativa, como foi discutido anteriormente, obteve-se a luminescência do RTD, a qual foi conduzida e colimada, com o auxílio de lentes e espelhos. A primeira lente era convergente e foi posicionada com a amostra em seu foco, ambas dentro do magneto. Nessa montagem, capaz de tornar o feixe de luminescência paralelo, a maior parte da luminescência pôde ser coletada aumentando a eficiência da técnica experimental.

Ao atravessar a janela óptica do magneto, a luminescência circularmente polarizada passou por um retardador de  $\lambda/4$  e um polarizador linear. Com essa óptica, na presença de campo magnético paralelo à corrente na estrutura, foi possível separar as componentes  $\sigma^+$  e  $\sigma^-$  da luminescência e relacionar cada uma dessas componentes com a polarização de spin dos portadores de carga. Basicamente, a luminescência circularmente polarizada ao atravessar o retardador tem uma de suas componentes retardada, tornando as componentes circulares à direita e à esquerda lineares e perpendiculares entre si. O polarizador

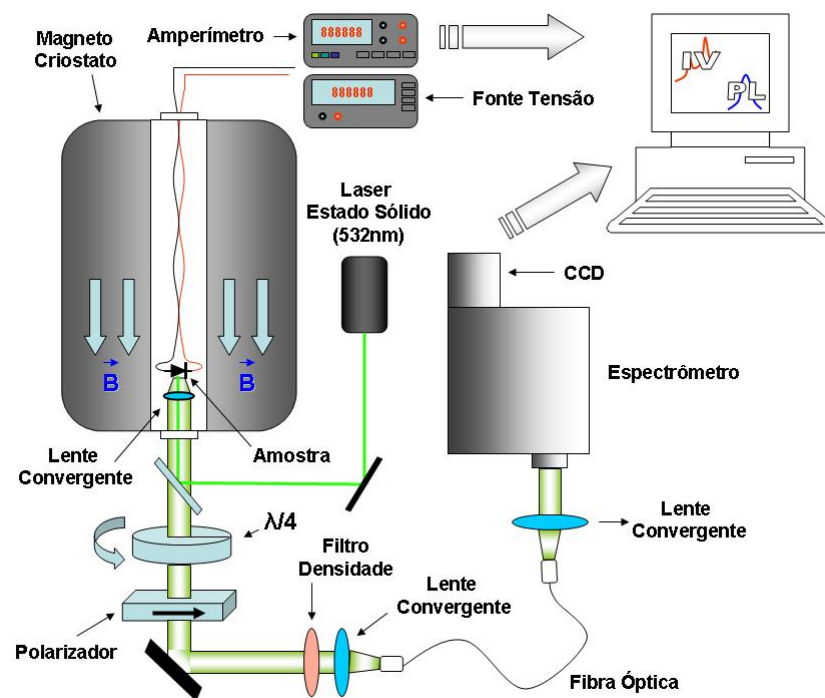


Figura 3.3: Esquema da montagem experimental para a obtenção das curvas de transporte e de luminescência.

é então alinhado com uma dessas componentes lineares. Ao girar o retardador de  $90^\circ$ , selecionamos a outra componente linear, a qual irá atravessar o polarizador.

Ao atravessar a óptica de seleção de polarização, a luminescência passou um filtro cuja função era cortar o laser e foi colimada numa fibra óptica com o auxílio de mais uma lente convergente. A fibra óptica levou a luminescência até a fenda do espectrômetro, que selecionou os comprimentos de onda do sinal emitido pela amostra. Utilizamos como detector uma CCD (Charge Coupled Device).

Nas medidas de fotoluminescência, foi analisado o grau de polarização circular da luminescência, por meio da relação (eq3.1):

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

onde  $I_{\sigma^{+(-)}}$  é a intensidade integrada da luminescência da componente polarizada circularmente à direita (esquerda).

Por meio das regras de seleção sabemos que cada uma das componentes circulares

está relacionada a um tipo de spin dos portadores de carga e, com o grau de polarização circular da luminescência, obtivemos informações sobre o spin dos portadores de carga presentes na estrutura.

### 3.4 Metodologia

Basicamente, realizamos medidas de transporte e de luminescência sem e com a presença de campo magnético aplicado à amostra.

Sem a presença de campo magnético, fizemos medidas de transporte e luminescência, tanto dos contatos quanto do QW, em função da luz aplicada ao diodo para temperatura do Hélio superfluido. Realizamos medidas de luminescência do QW quando aplicávamos tensão negativa no substrato, a fim de constatar a fotogeração dos elétrons no contato inferior e no poço quântico. Para definir melhor a luminescência do gás bidimensional de buracos, formado na camada de acumulação, fizemos medidas de PL para  $T=15\text{K}$ , para uma potência de excitação constante ( $1\text{mW}$ ). A partir dos dados coletados, montamos curvas de fotocorrente (por meio da subtração direta das curvas de  $I(V)$  na presença de luz pela curva de  $I(V)$  na ausência de luz), curvas de Intensidade Integrada da Luminescência (a partir da integração direta dos espectros de luminescência em função da voltagem) e posição do pico de emissão.

Na presença de campo magnético aplicado paralelamente à corrente no RTD, todas as medidas de luminescência foram realizadas para as duas componentes circulares. Analisamos o transporte e a luminescência para  $T=2\text{K}$ , uma potência de  $1\text{mW}$  e  $B=15\text{T}$ . Fizemos medidas de luminescência para três voltagens específicas próximas às ressonâncias ( $0.26\text{V}$ ,  $0.52\text{V}$  e  $0.90\text{V}$ ) como função do campo magnético. E, para evidenciar o gás bidimensional de buracos, realizamos medidas de luminescência dos contatos para  $B=15\text{T}$ , com  $T=25\text{K}$ .

Assim como no caso sem campo magnético, montamos curvas de Intensidade Integrada da luminescência e de posição do pico. Além dessas, fizemos curvas do grau de polarização da luminescência em função do campo elétrico, do campo magnético e da potência.



No período de realização do mestrado, participamos da montagem do laboratório de magnetoluminescência no Departamento de Física da Universidade Federal de São Carlos, sob a supervisão da *Prof<sup>a</sup>* Yara Galvão Gobato. Com a montagem desse laboratório, as medidas com campo magnético poderão ser realizadas sem a necessidade de utilização do laboratório do GPO da Unicamp. Em específico, elaboramos o software responsável pela coleta das curvas de corrente por voltagem, utilizando a plataforma LabView. A participação na montagem do laboratório foi de grande importância, pois possibilitou a participação de uma das principais etapas do estudo experimental, proporcionando uma visão muito ampla do funcionamento do laboratório.

# Capítulo 4

## RESULTADOS

O estudo das propriedades de spin em RTD tem mostrado-se bastante promissor, graças à possibilidade de controle da polarização de spin dos portadores de carga por meio de agentes externos. Porém, entender quais os principais fatores que influenciam nessas propriedades de spin é um trabalho extenso e delicado, daí a importância em se verificar todos os parâmetros envolvidos nesse tipo de estrutura. Como dito anteriormente, a largura do poço quântico pode influenciar muito no fator-g das bandas de buraco nesse tipo de estrutura e, conseqüentemente, na polarização de spin. A fim de investigar tal influência, nesse trabalho foi estudado um diodo de tunelamento ressonante do tipo p com largura do QW  $L_{QW} = 6.8nm$  (RTD S1) e realizada uma comparação dos resultados obtidos com um estudo prévio realizado em RTDs por nosso grupo [34] com os mesmos parâmetros de crescimento, apenas com a largura do poço diferente,  $L_{QW} = 4.2nm$  - no decorrer do texto ao tratar desse RTD, o chamaremos de RTD S2.

Como descrito no capítulo de métodos experimentais, foram realizadas medidas de transporte e de luminescência com e sem a presença de campo magnético aplicado aos diodos de tunelamento ressonante do tipo p, os quais, devido à dopagem, apresentavam

como portadores de carga majoritários os buracos. Já os portadores minoritários foram fotogerados pela excitação por meio da utilização de luz. Para que esses portadores minoritários e os buracos pudessem tunelar no poço quântico o substrato foi polarizado positivamente. A partir daí, foram obtidas curvas de corrente voltagem, as quais serão apresentadas a seguir.

## 4.1 Curvas de Corrente por Voltagem $I(V)$

Ao se tratar de um RTD do tipo p sem a presença de luz e em baixas temperaturas, esperamos observar nas curvas de  $I(V)$  apenas o transporte proveniente da banda de valência, na qual estão localizados os portadores majoritários da estrutura, os buracos provenientes dos contatos fortemente dopados. Portanto, os picos na curva  $I(V)$  representam o tunelamento ressonante desses portadores através dos níveis quantizados no poço quântico (figura 4.1(a)). A figura 4.1(b) mostra a curva de corrente *versus* voltagem, para a amostra à temperatura de 2K, sem a aplicação de campo magnético e laser. Notamos a presença de cinco picos de ressonância de buraco (HH1, HH2, LH1, HH3 e LH2), os quais foram associados aos níveis quantizados no QW por meio de cálculos teóricos de estrutura de banda e comparação com estudos anteriores em amostras similares [34, 40]. Podemos notar após às ressonâncias a presença da região de resistência diferencial negativa (RDN) devido à não conservação na energia e no momento linear dos portadores de carga [31].

Assim como é mostrado na figura 4.1(a), ao iluminarmos o dispositivo com uma fonte de luz com energia igual ou maior que o gap do contato de GaAs superior, promovemos a fotogeração dos elétrons, os quais podem tunelar ressonantemente através da estrutura, gerando picos na curva  $I(V)$ , ou recombinar com os buracos na banda de valência, tanto nos contatos quanto no poço, resultando em um sinal de luminescência. Nessas condições,

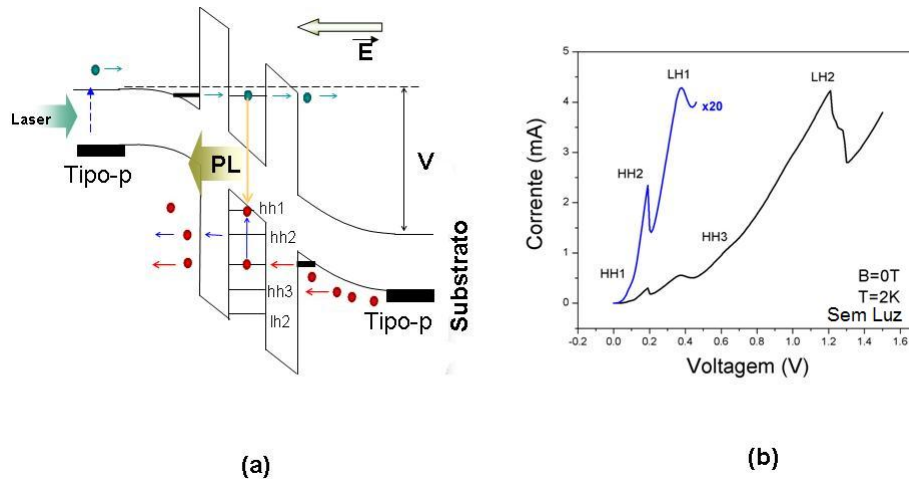


Figura 4.1: (a) Perfil de potencial de um RTD p-i-p sob a aplicação de campo elétrico (substrato positivo) e laser, mostrando os processos de fotogeração de portadores minoritários, transporte de buracos na banda de valência e elétrons na banda de condução e recombinação dos pares elétron-buraco no QW dando origem à luminescência. (b) Curva de  $I(V)$  para substrato polarizado positivamente, sem aplicação de luz e campo magnético, com  $T=2K$ .

esperamos que quanto maior a potência de luz utilizada para iluminar a amostra, maior será a densidade de portadores fotogerados. Como pode ser visto na figura 4.2(a), que mostra curvas de  $I(V)$  para diferentes potências de excitação, com o aumento da intensidade de luz, temos o aparecimento de um pico localizado em  $\sim 0.59V$ , o qual foi associado ao tunelamento ressonante dos elétrons fotogerados no contato superior da amostra, no primeiro nível quantizado de elétron no poço quântico  $e1$ .

Podemos observar também um aumento geral da corrente cuja origem foi associada aos elétrons fotogerados na banda de condução, além de um pequeno deslocamento nos picos de ressonância (ver figura 4.2(b)) devido à alteração do campo elétrico efetivo na estrutura, associada ao acúmulo de carga na camada de acumulação da banda de condução. Esse comportamento foi também observado para o RTD S2 ( $L_w=4.2nm$ ).

Para se observar melhor o papel da intensidade de excitação no transporte através da estrutura, foram construídas as chamadas curvas de *fotocorrente*, as quais são obtidas da subtração direta das curvas de  $I(V)$  com e sem luz. As curvas de fotocorrente

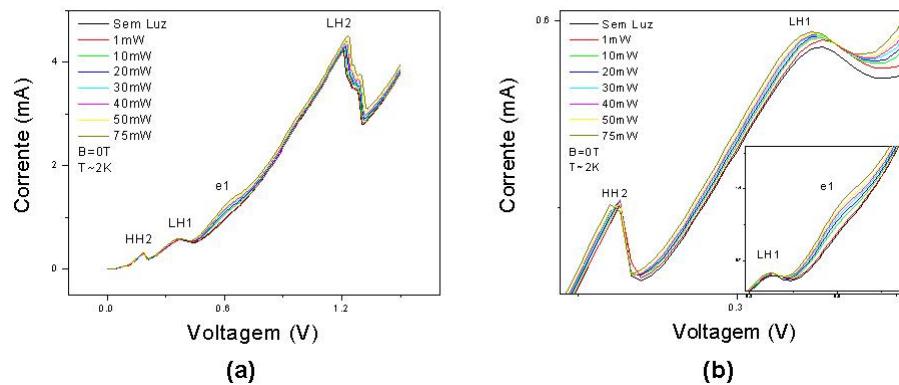


Figura 4.2: (a) Curvas de  $I(V)$  com aplicação de luz em diferentes potências, sem campo magnético e com  $T=2K$ . (b) Detalhes do deslocamento dos picos HH2 e LH1 com o aumento da potência de excitação e do pico associado ao tunelamento através do nível e1.

são apresentadas na figura 4.3 deslocadas verticalmente para proporcionar uma melhor visualização.

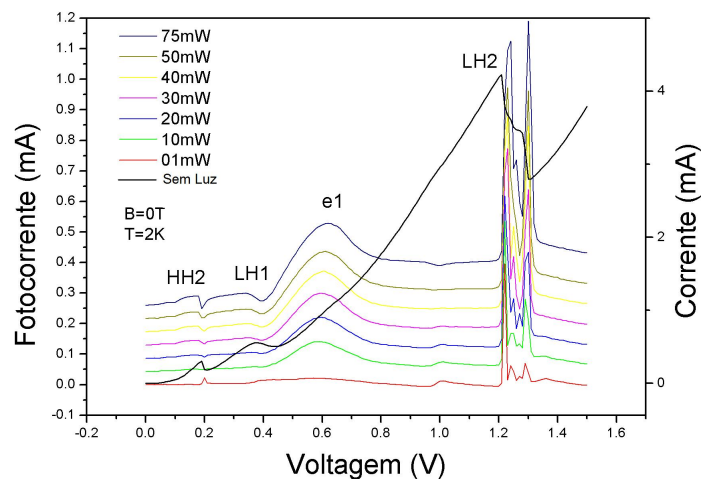


Figura 4.3: Curvas de fotocorrente para  $T=2K$  e  $B=0T$  (As curvas foram deslocadas verticalmente para obtermos uma melhor visualização).

Caso não houvesse o efeito do acúmulo de carga na camada de acumulação da banda de condução, era esperado observar apenas a contribuição na fotocorrente que aumenta com o aumento da potência de excitação, ou seja, o pico referente ao tunelamento de elétrons, porém, notamos na curva de fotocorrente a presença de outros picos, os quais são originários das ressonâncias dos buracos, cujas posições sofrem deslocamentos com o aumento da potência, devido a uma variação na densidade de carga na estrutura. O ruído



observado na região da ressonância do nível LH2 provavelmente ocorre por uma instabilidade na corrente na região de resistência diferencial negativa [41]. Podemos observar também nas curvas de fotocorrente, ao desconsiderar os picos referentes às ressonâncias, a presença de patamares. Considerando que o aumento na fotocorrente é devido ao aumento na concentração de portadores minoritários, que é uma função direta da potência de excitação, para uma determinada potência, ao aplicarmos voltagem à estrutura drenamos os portadores fotogerados no contato emissor aumentando a corrente na banda de condução até o momento de não dispormos mais de portadores minoritários e, conseqüentemente, o aumento na corrente é cessado, dando origem aos patamares.

## 4.2 Curvas de $I(V)$ na presença de campo magnético $B$

Como foi discutido anteriormente, o campo magnético aplicado na direção de crescimento do RTD, quebra a degenerescência dos níveis quantizados tanto no poço quântico quanto nos poços quânticos triangulares formados nos contatos antes das barreiras e, as diferenças no confinamento acarretam em diferentes fatores- $g$  de Landè dos portadores de carga, influenciando na dinâmica de spin de tais portadores na heteroestrutura. A figura 4.4 mostra, à esquerda, curvas de  $I(V)$  para alguns campos magnéticos até 15T e, à direita, detalhes do comportamento de algumas ressonâncias com o campo magnético.

As curvas de corrente por voltagem, praticamente não se alteram com a presença de campo magnético, apenas observou-se um pequeno aumento na corrente da ressonância do primeiro nível de buraco leve (HH1) e uma pequena diminuição na corrente das outras ressonâncias de buraco (HH2, HH3, LH2), já a ressonância do primeiro nível de elétron permaneceu inalterada com a presença de  $B$ . Podemos fazer uma análise mais detalhada da ressonância HH1 analisando o comportamento da derivada segunda da curva, a qual

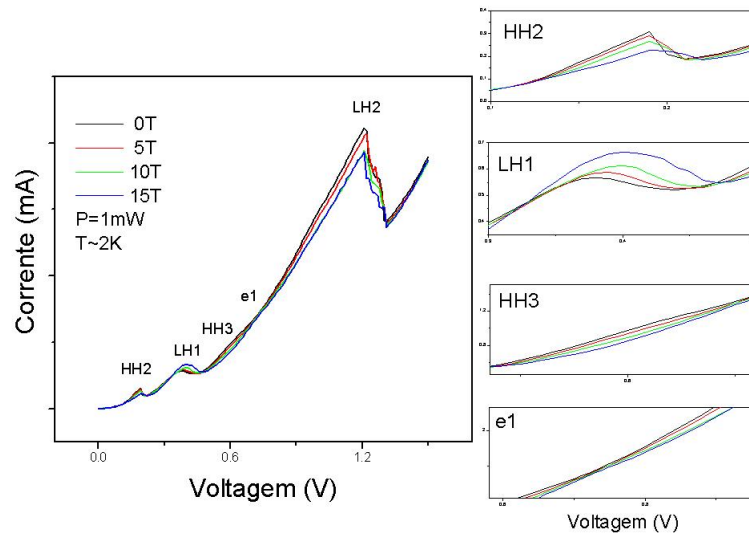


Figura 4.4: (Esquerda) Curvas de  $I(V)$  para  $T=2K$  em função do campo magnético até  $B=15T$ . (Direita) Detalhes do comportamento das ressonâncias com o campo magnético.

foi mostrada na figura 4.5(a). Como sabemos do cálculo, o sinal da segunda derivada determina se um ponto de uma curva, cuja derivada primeira é igual a zero, é um máximo (derivada segunda menor que zero), um mínimo (derivada segunda maior que zero) ou um ponto de inflexão (derivada segunda igual a zero).

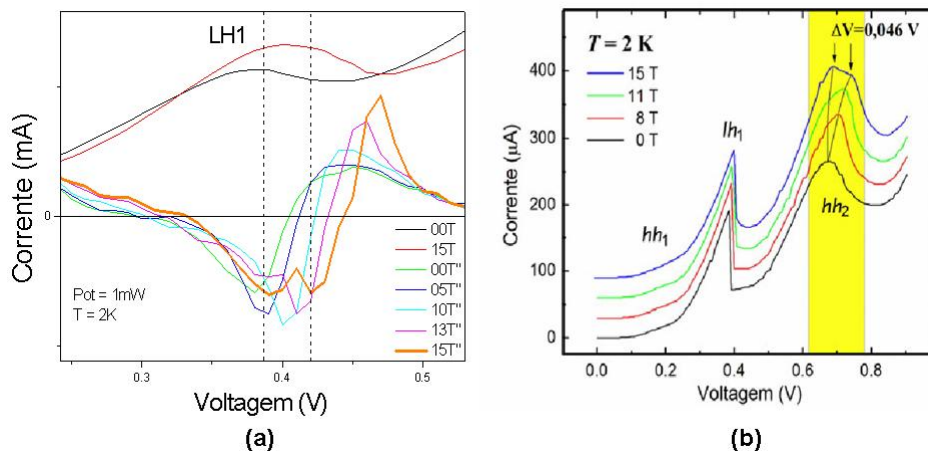


Figura 4.5: (a) Derivadas segunda das curvas de  $I(V)$  em função do campo magnético na região da ressonância LH1. Na figura estão representadas as curvas de  $I(V)$  para 0T e 15T para a mesma região (curvas preta e vermelhas, respectivamente). (b) Curvas de  $I(V)$  do RTD S2 mostrando o desdobramento da ressonância do nível HH2 na presença de campo magnético [34].

Como podemos notar na figura, que mostra em detalhe a região de voltagem na qual

está compreendida a ressonância LH1, a derivada segunda da  $I(V)$  para  $B=0T$  possui um único mínimo, o que reflete a um único máximo na curva  $I(V)$ . À medida que o campo magnético é aumentado, esse pico passa a deslocar-se para maiores tensões até o ponto que se quebra em dois mínimos, refletindo em dois picos na curva de  $I(V)$ . Essa quebra em dois picos pode estar associada ao tunelamento através de diferentes níveis de spin, os quais são devidos à quebra de degenerescência devido ao efeito Zeeman [34]. Para as outras ressonâncias, essa quebra em dois picos não foi observada, o que pode ser entendido como uma diferença não significativa entre os fatores- $g$  de Landè do contato emissor e do QW. Esse mesmo comportamento foi observado para o RTD S2 de maneira mais pronunciada, como pode ser visto na figura 4.5(b) que mostra o desdobramento da ressonância do nível HH2 na presença de campo magnético.

### 4.3 Luminescência

O estudo da luminescência de RTDs é uma ferramenta bastante eficaz para entender o comportamento dos portadores de carga na estrutura, uma vez a intensidade da luminescência é proporcional ao produto das concentrações dos portadores de carga, diferentemente da corrente no RTD cuja intensidade é proporcional à soma da concentração dos portadores, o que torna a luminescência mais sensível às alterações das concentrações que as curvas de  $I(V)$  [41]. Ao combinarmos as duas técnicas podemos obter informações importantes da dinâmica desses portadores na estrutura.

Podemos obter a PL a partir da recombinação entre elétrons e buracos tanto nos contatos quanto no poço quântico (ver figura 4.6), o que diferencia a emissão de cada região da amostra é o comprimento de onda da PL. É importante notar que a luminescência dos contatos têm duas contribuições, uma proveniente da recombinação direta no contato

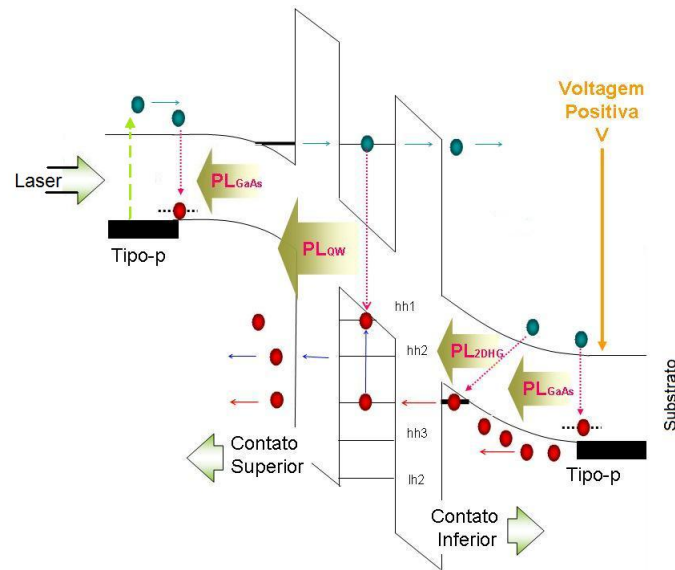


Figura 4.6: Fotoluminescência de um RTD p-i-p com substrato positivo, mostrando os processos de recombinação nos contatos e o QW. É importante notar que a luminescência dos contatos têm duas contribuições, uma da região 3D e uma do gás bidimensional (2DHG).

(3D) e outra proveniente da recombinação entre os portadores livres e os portadores do gás bidimensional de buracos formado na camada de acumulação (2DHG). Podemos ver cada uma dessas emissões no espectro de luminescência apresentado na figura 4.7, a qual foi obtida na ausência de campo magnético, a uma temperatura de 2K, com uma potência de excitação de 1mW e para uma voltagem aplicada ao diodo de 0.36V.

A seguir apresentaremos os espectros de PL obtidos para cada uma das recombinações sem e com a presença de campo magnético aplicado paralelamente à corrente na estrutura.

### 4.3.1 PL do poço quântico sem campo magnético

Neste trabalho realizamos um estudo sistemático da luminescência do RTD em função da voltagem aplicada, no qual verificamos que os espectros de PL eram fortemente dependentes da voltagem aplicada à estrutura. Para voltagem zero, não observamos nenhum sinal importante de PL, demonstrando que a densidade de portadores foto gerados pela iluminação direta no QW era desprezível dentro da resolução de nosso aparato experimental,

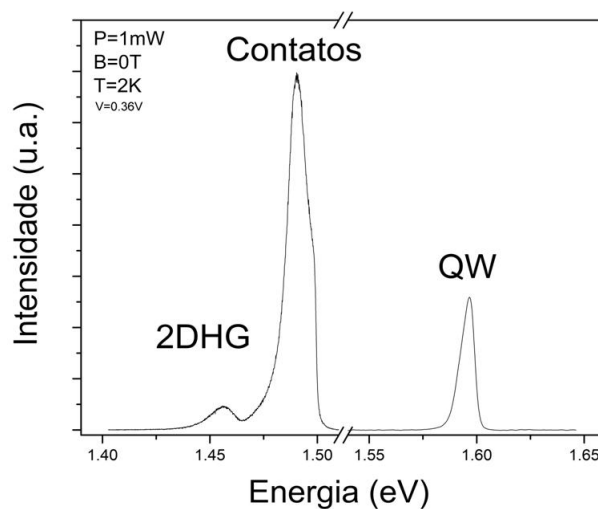


Figura 4.7: Emissão das três regiões do RTD: 2DHG, contatos e QW.

restando apenas a fotogeração nos contatos do dispositivo.

Para voltagens maiores que zero, os elétrons fotogerados no contato superior poderiam recombinar nos contatos ou tunelar para dentro do poço e recombinar com os buracos que tunelam na banda de valência emitindo a PL. Em nossos diodos, a PL do poço quântico é resultado basicamente da recombinação associada à transição dos estados de menor energia ( $e1$  e  $hh1$ ), mesmo quando os portadores são injetados no QW em estado mais energéticos, relaxando para estados menos energéticos, como mostra a figura 4.6 [34].

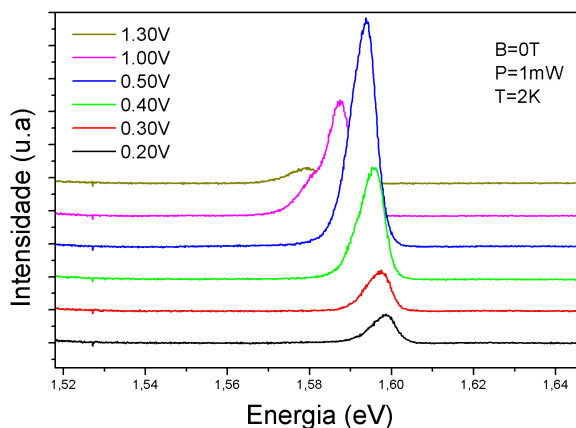


Figura 4.8: Fotoluminescência do QW para algumas voltagens aplicadas à heteroestrutura

A figura 4.8 apresenta alguns espectros típicos de fotoluminescência do QW, para algu-

mas voltagens aplicadas à amostra. As curvas foram deslocadas verticalmente para uma melhor visualização. Podemos notar a presença de uma emissão fortemente dependente da voltagem aplicada à estrutura, a qual está localizada em  $\sim 1.599eV$  para  $V = 0.20V$ . Ao aumentarmos a tensão essa emissão sofre um deslocamento para menor energia e passa estar localizada em  $\sim 1.579eV$  para  $V = 1.30V$ . Esse deslocamento é devido ao efeito Stark, o qual deforma o perfil de potencial da estrutura, aproximando os estados quantizados no QW, diminuindo a energia dos fótons emitidos.

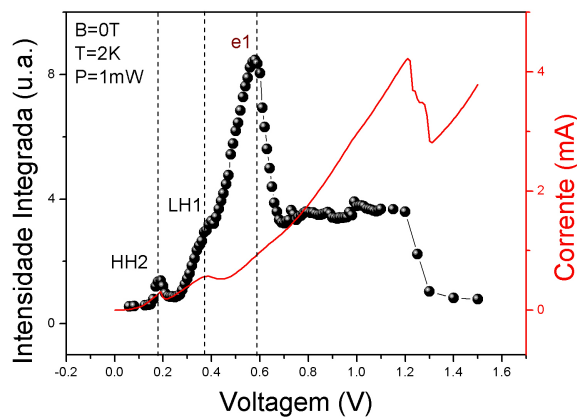


Figura 4.9: Intensidade integrada da luminescência do QW em função da voltagem.

Para termos uma melhor visualização do comportamento da fotoluminescência do poço quântico com relação à voltagem, montamos uma curva de intensidade integrada em função de  $V$  a partir da área dos espectros de PL e fizemos a comparação desses resultados com a curva de  $I(V)$  para as mesmas condições de potência de iluminação e temperatura. O resultado dessa análise está apresentado na figura 4.9, na qual podemos notar, em baixa voltagem, uma forte correlação entre a intensidade integrada da PL com o transporte através da estrutura. Observamos a presença de dois picos correspondentes às ressonâncias de buraco (HH2 e LH1) e um pico correspondente à ressonância do primeiro nível de elétron (e1) em  $\sim 0.59V$ , reforçando o resultado obtido a partir das curvas de fotocorrente. Para voltagens baixas, próximas à ressonância hh1, a intensidade da

luminescência é muito baixa, pois a probabilidade de injeção de elétrons dentro do poço para essas voltagens é muito pequena.

Após a ressonância  $e1$ , a intensidade da PL decai rapidamente até saturar. Considerando que a intensidade da luminescência é delimitada à concentração dos portadores minoritários, os elétrons, a partir da ressonância desses portadores, a concentração de elétrons no QW passa a ser praticamente constante, o que reflete na intensidade da PL, dando origem à saturação. A PL volta a responder à voltagem apenas após a ressonância do LH2, a partir de  $\sim 1.2V$ , diminuindo muito de intensidade na medida em que a tensão aplicada à estrutura é aumentada. Esse comportamento pode ser explicado tanto pela descarga do QW após a ressonância, diminuindo a concentração de portadores no poço quântico [41].

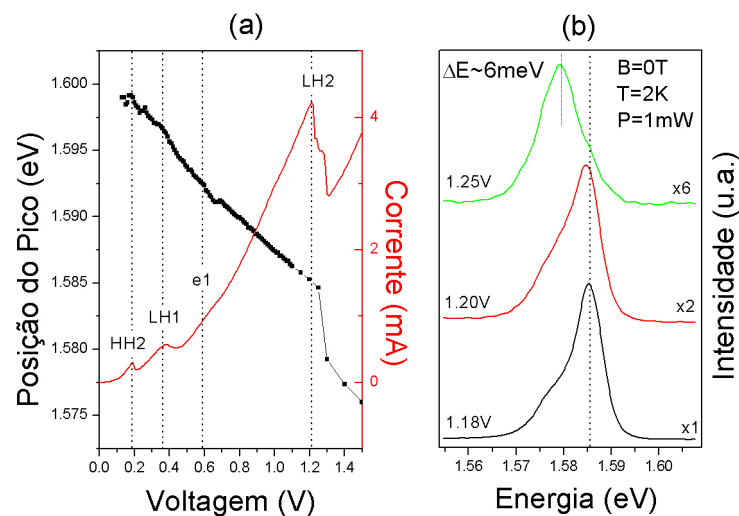


Figura 4.10: (a) Posição do pico como função da tensão aplicada à amostra. (b) Espectro de luminescência para 1.18V, 1.20V e 1.25, mostrando o deslocamento do pico para menores energias.

A figura 4.10(a), mostra a dependência da posição do pico de fotoluminescência em função da voltagem aplicada na estrutura. Assim como foi abordado no início dessa seção, devido ao efeito Stark, a posição do pico sofreu um deslocamento para menores energias conforme a tensão é aumentada. Podemos observar saltos na posição da emissão conforme

passamos pelas voltagens das ressonâncias, os quais tem origem na mudança do campo elétrico efetivo no RTD, que altera a posição dos níveis quantizados no poço quântico e consequentemente a energia de emissão desses níveis. Após a ressonância LH2, observou-se uma grande diminuição na posição da emissão do QW. Podemos observar com mais detalhes esse comportamento na figura 4.10(b), que mostra a presença de duas bandas de emissão, a de menor energia pode estar associada a uma mudança na origem da emissão, a qual pode ser fruto de possíveis níveis de impureza no QW, ou ainda pela possível transição envolvendo a banda X, uma vez que as barreiras são compostas por AlAs, o qual tem gap indireto.

### 4.3.2 PL dos contatos sem campo magnético

A emissão dos contatos do RTD estudado nesse trabalho é composta basicamente de duas contribuições (ver figura 5.6), uma proveniente da recombinação direta no contato 3D, que surge da recombinação dos elétrons foto gerados na banda de condução com os buracos livres na região dopada, provenientes das impurezas aceitadoras. A outra recombinação na região dos contatos é proveniente da recombinação entre os portadores livres, que tunelaram para fora do poço quântico, com os portadores do gás bidimensional de buracos (2DHG) formado na camada de acumulação.

Nos RTD utilizados nesse estudo, não foi observada a emissão da banda doadora do substrato de GaAs  $n^+$ , possivelmente pelo fato da emissão da banda aceitadora dos contatos ser muito forte, mascarando a emissão do substrato. A figura 4.11(a), mostra alguns espectros de PL dos contatos como função da tensão aplicada ao dispositivo sem a presença de campo magnético, a uma temperatura de 2K, como uma potência de excitação de 1mW - os espectros foram deslocados verticalmente para possibilitar uma melhor visu-



alização. Podemos notar a presença de uma emissão principal em  $\sim 1.491\text{eV}$ , a qual está relacionada principalmente à recombinação direta entre os elétrons foto gerados no contato superior com os buracos originários da banda de impurezas aceitadoras. Como podemos observar, essa emissão é praticamente insensível à tensão aplicada ao RTD, sua posição em energia e sua intensidade pouco se alteram com a voltagem. Esse comportamento era o esperado para essa emissão, uma vez que ela está relacionada à região fortemente dopada da amostra na qual, devido à dopagem, o campo elétrico é basicamente nulo e não sofre mudanças significativas no regime de voltagens aplicadas à heteroestrutura.

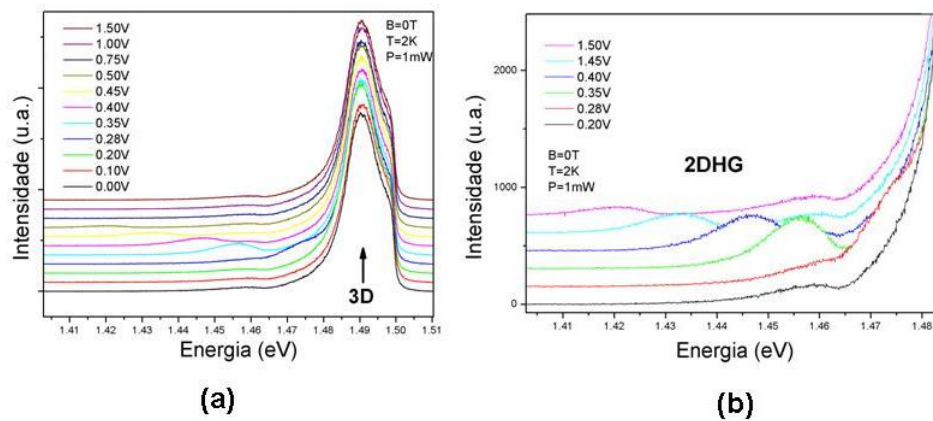


Figura 4.11: (a) Espectros de luminescência dos contatos para  $B=0\text{T}$  em função da voltagem aplicada à estrutura (b) Detalhes do comportamento do gás bidimensional de buracos em função da voltagem.

Observamos nos espectros de PL, o aparecimento de uma segunda emissão bastante sensível à voltagem, a qual foi associada à recombinação direta entre os elétrons não confinados com os buracos do gás bidimensional formado na camada de acumulação. Esse pico, conforme aumentamos a tensão aplicada à amostra, desloca-se rapidamente para menores energias. Tal comportamento está também associado ao efeito Stark, o qual diminui a energia dos níveis quantizados do poço quântico triangular formado na camada de acumulação. A figura 4.11(b) mostra em detalhes o comportamento da emissão do gás bidimensional de buracos em função da voltagem aplicada à estrutura. A maioria

dos trabalhos que tratam de gás bidimensional em RTDs, tratam do gás-bidimensional de elétrons (2DEG). Em alguns desses trabalhos [6, 18, 22], observou-se a possibilidade de utilização desse gás como um injetor de portadores spin polarizados provenientes do gás bidimensional de elétrons no QW, uma vez que o 2DEG era fortemente polarizado na presença de campo magnético, observando-se sua influência na polarização de spin do poço quântico. Baseados nesses trabalhos, poderíamos tentar apostar num comportamento semelhante para o gás bidimensional de buracos, ou seja, esperar uma injeção de portadores spin polarizados provenientes do 2DHG no QW, no entanto, como veremos na seção 4.3.4, o 2DHG não apresentou uma polarização significativa a ponto de podermos afirmar com clareza sua influencia no grau de polarização circular do QW.

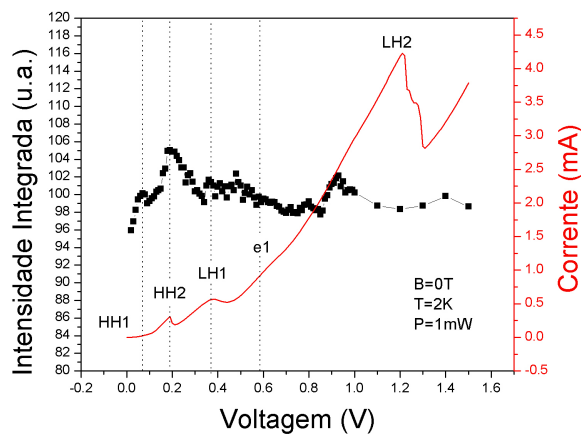


Figura 4.12: Intensidade integrada da luminescência dos contatos para  $B=0T$ .

A figura 4.12 apresenta a intensidade integrada da PL dos contatos para a amostra à 2K e sem campo magnético aplicado. Reforçando o que foi discutido anteriormente, a luminescência dos contatos para tais condições é pouco sensível à tensão aplicada ao RTD, podemos notar uma pequena correlação entre intensidade da fotoluminescência com as ressonâncias de buraco, inclusive com a ressonância do nível HH1, a qual é pouco pronunciada nas curvas de transporte. Podemos especular a razão do aparecimento dessa

pequena correlação entre a intensidade integrada da luminescência dos contatos, na região de voltagens na qual observamos o 2DHG, ao gás bidimensional o qual é bastante sensível à voltagem aplicada na estrutura, porém, uma explicação completa dessa correlação ainda é pouco clara para nós.

A partir dos espectros de luminescência dos contatos, estimamos a posição do pico relacionado à emissão do gás bidimensional de buracos para cada voltagem aplicada ao RTD, esses dados são apresentados na figura 4.13. Podemos notar mais claramente o deslocamento do pico em função da tensão aplicada ao diodo, devido ao efeito Stark, corroborando com a atribuição dessa emissão ao 2DHG.

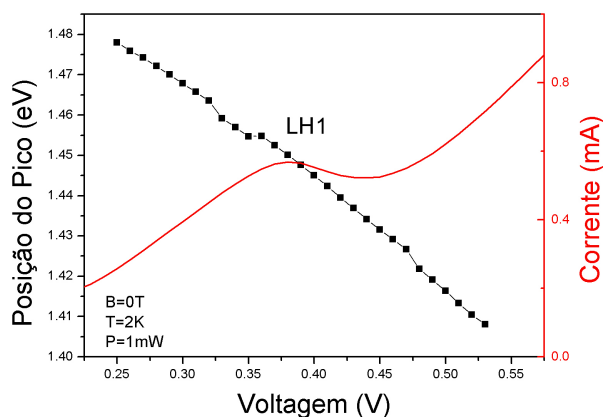


Figura 4.13: Posição do pico de emissão relacionado ao gás bidimensional de buracos formado na camada de acumulação. Mostramos também a curva de  $I(V)$  para essa mesma região.

Durante a coleta de dados, observamos que a emissão do gás bidimensional de buracos era melhor definida ao aumentarmos a temperatura de 2K para maiores temperaturas. Essa melhor definição da emissão do 2DHG com o aumento da temperatura, pode estar relacionada ao aumento da densidade de buracos na camada de acumulação, provenientes da ionização das impurezas doadoras, aumentando com isso a probabilidade de recombinação entre esses buracos e os elétrons na banda de condução. Para essa condição de temperatura, o pico referente à luminescência do 2DHG tornou-se comparável à emissão

do contato e, para algumas voltagens, o superou. Essa variação nas intensidades relativas das emissões de cada uma das regiões (3D e 2DHG), pode estar atribuída à competições nos processos de recombinação, as quais podem tornar mais favoráveis uma das emissões em uma certa região de voltagens e desfavoráveis para a outra emissão nesse mesmo intervalo, tendo uma grande interferência dos processos de carga e descarga do QW, uma vez que a emissão do gás bidimensional está correlacionada com os elétrons foto gerado no contato superior, os quais participam do transporte antes de recombinar com os buracos na camada de acumulação no contato inferior. A figura 4.14(a), mostra alguns espectros de PL para a região na qual a emissão do 2DHG torna-se mais evidente, podemos ver bem o deslocamento para menor energia dessa emissão com a voltagem. Já a figura 4.14(b), faz uma comparação entre a intensidade e posição da emissão dos contatos do RTD, com a curva de  $I(V)$  - nessa figura, a intensidade da luminescência está representada pela cor branca, quanto mais branca mais intensa é emissão. Podemos notar que a emissão do gás bidimensional de buracos tem início próximo à ressonância do nível LH1 e termina próximo à ressonância de elétrons e1.

A figura 4.15 mostra a intensidade integrada da luminescência dos contatos e do QW para  $T=15K$ . Para essa condição a PL dos contatos tornou-se sensível à voltagem aplicada ao RTD na região da ressonância do nível LH1. Isso foi atribuído ao fato da PL ser bastante dependente da densidade do gás de buracos e, portanto, fortemente dependente da voltagem nessa região de voltagem. A partir da região de recombinação do 2DHG, a luminescência dos contatos volta a ser pouco sensível à voltagem, como o esperado para essa emissão. Já a emissão do QW mostrou-se bastante sensível à voltagem, assim como nas medidas realizadas a uma temperatura de 2K (ver figura 4.9), observando-se uma boa correlação entre a intensidade integrada da PL do QW com a curva de  $I(V)$ . Notamos

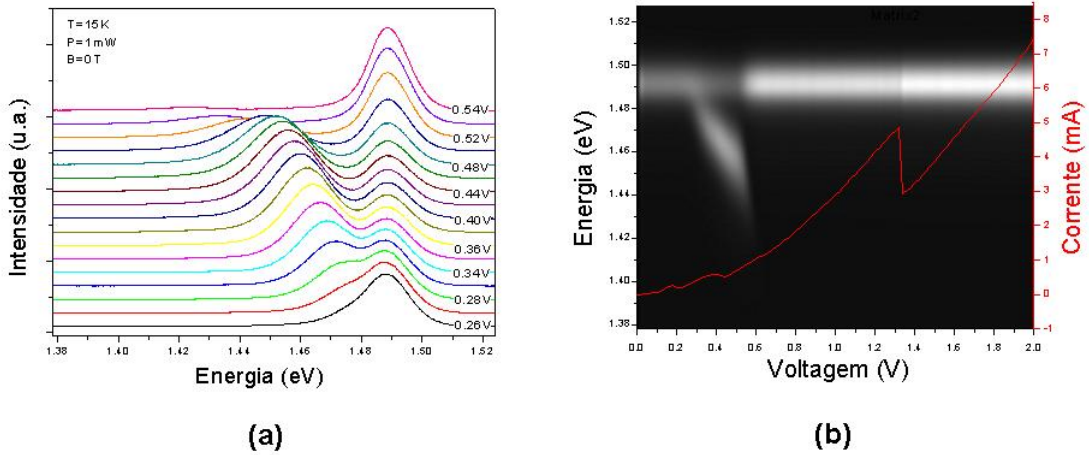


Figura 4.14: (a) Espectros de PL dos contatos para  $T=15K$ , podemos notar uma melhor definição do pico de emissão do gás bidimensional de buracos. (b) Comparação entre o comportamento da emissão 3D e a emissão bidimensional com a curva de  $I(V)$  - a intensidade da luminescência tem seu máximo representado pela cor branca, quanto mais branco mais intenso é o sinal de PL.

a mesma saturação após a ressonância de elétrons, devida à concentração de portadores minoritários no QW permanecer praticamente constante após a ressonância.

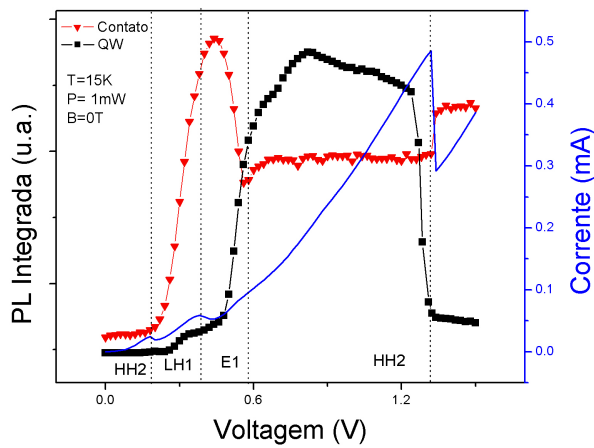


Figura 4.15: Comparação das Intensidades integradas de PL do QW e dos contatos.

### 4.3.3 PL do poço quântico com campo magnético

Nas medidas de fotoluminescência na presença de campo magnético, também chamadas de magnetoluminescência, foi analisado o comportamento das polarizações circulares à

direita ( $\sigma^+$ ) e à esquerda ( $\sigma^-$ ) da luminescência, como função da voltagem e do campo magnético aplicados à estrutura.

Como foi discutido no capítulo de fundamentos teóricos, o campo magnético aplicado paralelamente à corrente na estrutura, quebra a degenerescência de spin dos estados quantizados, tanto no poço quântico, quanto no poço quântico triangular formado na camada de acumulação através da aplicação de uma diferença de potencial elétrico no RTD. Com essa quebra de degenerescência, os portadores podem tunelar no QW e recombinar obedecendo a regras de seleção. A recombinação, devido à conservação do momento angular, têm como produto fótons polarizados circularmente à esquerda ( $\sigma^-$ ) e à direita ( $\sigma^+$ ) (ver figura 4.16), ambas as contribuições estão presentes na luminescência e são separadas utilizando o aparato experimental apresentado anteriormente e analisadas separadamente.

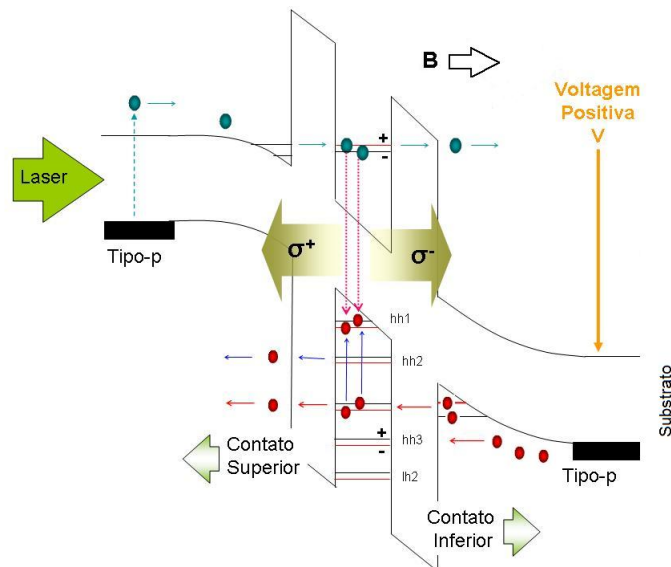


Figura 4.16: Luminescência na presença de campo elétrico e magnético aplicados à estrutura.

Na figura 4.17, são mostrados alguns espectros de luminescência do poço quântico, para as duas componentes de polarização circular ( $\sigma^+$  e  $\sigma^-$ ), para algumas voltagens aplicadas no RTD. Observamos bastante sensibilidade na posição do pico e da intensidade da PL em função da tensão aplicada. Assim como na ausência de campo magnético, notamos um

deslocamento do pico de emissão para menores energias com o aumento da tensão aplicada à estrutura, associado ao efeito Stark. Nesses espectros é importante observar a variação com a voltagem da intensidade relativa entre a luminescência das componentes  $\sigma^+$  e  $\sigma^-$ , a partir das quais podemos obter informações do spin dos portadores na estrutura. Para analisarmos tal comportamento, utilizamos um parâmetro chamado de *grau de polarização* (P), definido por:

$$P = \frac{I_{\sigma^+} - I_{\sigma^-}}{I_{\sigma^+} + I_{\sigma^-}} \quad (4.1)$$

onde a intensidade da componente da luz circularmente polarizada à direita (esquerda)  $I_{\sigma^{+(-)}}$  foi obtida da intensidade integrada de cada uma das componentes.

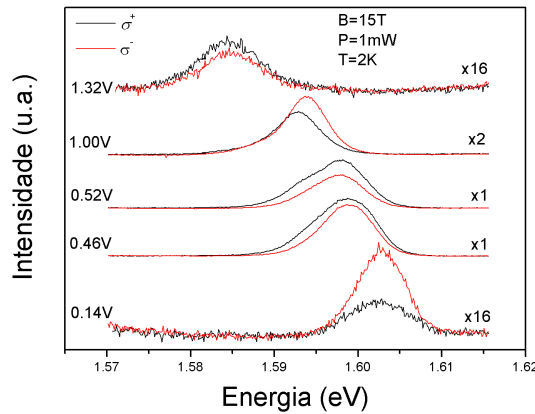


Figura 4.17: Fotoluminescência das componentes  $\sigma^+$  e  $\sigma^-$  para algumas voltagens.

A figura 4.18 mostra a intensidade integrada da fotoluminescência de cada uma das componentes da polarização circular em função da voltagem. Podemos notar a correlação entre a intensidade integrada e a densidade de carga no QW, tendo em vista a forte correlação entre os espectros de PL, para ambas as polarizações circulares, e a curva de  $I(V)$ .

Observamos a presença de dois picos (ver figura 4.18), um na ressonância da segunda banda de buraco pesado (HH2) e outro na ressonância da primeira banda de buraco leve

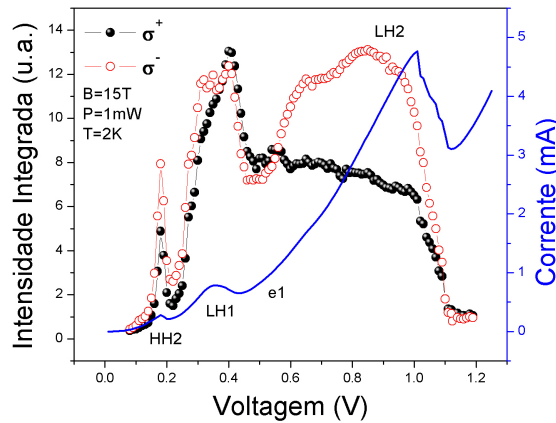


Figura 4.18: Intensidade integrada das componentes  $\sigma^+$  e  $\sigma^-$  em função da voltagem.

(LH1). É interessante notar, que o segundo pico da componente  $\sigma^-$  se desdobra em dois, assim como no caso do transporte para essa região de voltagem, para um campo magnético de 15T.

Após esse segundo pico, a componente  $\sigma^+$  da PL sofre um decréscimo em sua intensidade até assumir valor de saturação, com o qual permanece até a ressonância do nível LH2. Já a componente  $\sigma^-$ , sofre um acréscimo em sua intensidade até praticamente saturar próximo à ressonância do nível LH2. Assim como no caso sem campo magnético, essa saturação pode estar associada à estabilização da concentração de portadores minoritários no QW definindo um patamar para a intensidade integrada. Após a ressonância do nível LH2, ambas as componentes diminuem muito de intensidade, o que pode estar associado à descarga do poço quântico após a ressonância ou à condição de igualdade entre a energia dos níveis da camada de acumulação com o band off-set na banda de condução.

O grau de polarização da luminescência do poço quântico é apresentado na figura 4.19 e está basicamente associado à quebra de degenerescência dos níveis quantizados no QW, pelo Efeito Zeeman, onde cada componente da PL está relacionada com um tipo de spin dos portadores de carga. Como foi apresentado nas regras de seleção, considerando que a



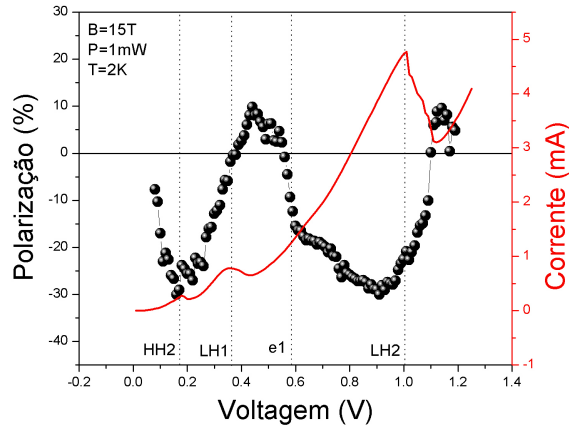


Figura 4.19: Polarização da luminescência do QW em função da voltagem.

luminescência nesse tipo de RTD é fruto basicamente da recombinação entre os níveis de menor energia no QW ( $e1^\pm$  e  $LH1^\pm$ , onde  $\pm$  significa *spin up* e *down*, respectivamente), temos que a componente polarizada circularmente à direita ( $\sigma^+$ ) está diretamente relacionada à concentração de elétrons e buracos de *spin down* ( $m_s = -\frac{1}{2}$ ), e a componente polarizada circularmente à esquerda está correlacionada à concentração de elétrons e buracos com *spin up* ( $m_s = \frac{1}{2}$ ).

Podemos observar na figura 4.19 que para baixas voltagens, até próximo à ressonância do nível LH1, a polarização da luminescência é negativa, atingindo um valor mínimo de  $-30\%$  na ressonância do nível HH2. A partir da ressonância do nível LH1, a polarização atinge um valor positivo, com um máximo de  $\sim 10\%$  em  $0.44V$ . Passada a ressonância do primeiro nível de elétrons, a polarização troca novamente de sinal, voltando a atingir um o valor mínimo de  $-30\%$  em  $0.91V$ . O sinal negativo da polarização permanece até a ressonância do segundo nível de buraco leve. A partir dessa ressonância, o valor da polarização volta a ser positivo, atingindo aproximadamente  $10\%$ . Aumentando ainda mais a voltagem aplicada à estrutura, a polarização torna-se praticamente nula e, a partir daí, pouco pode se concluir pois o sinal de luminescência de ambas as componentes circulares

diminui muito, como pôde ser visto na figura 4.18.

Notamos que a polarização da luminescência do QW para o tipo de RTD estudado nesse trabalho, é bastante sensível à tensão aplicada na estrutura, mudando de sinal dependendo da voltagem aplicada. Considerando que o grau de polarização está diretamente correlacionado com o spin dos portadores de carga no RTD, podemos portanto, ter controle sobre a concentração de portadores com um certo tipo de spin presentes no QW, variando a tensão aplicada na heteroestrutura.

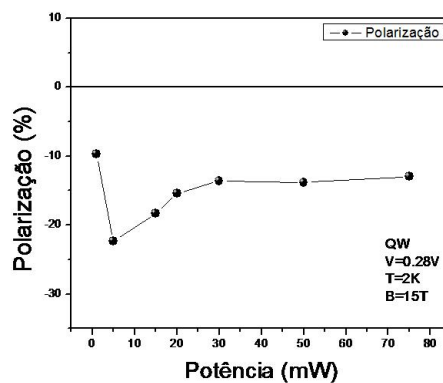


Figura 4.20: Dependência da polarização da luminescência do QW com a potência de excitação.

Ainda tratando da emissão do poço quântico, foi analisada a dependência da potência na polarização da luminescência. Como pode ser visto na figura 4.20, a qual mostra a dependência da polarização do QW como função da potência de excitação para uma voltagem de 0.28V, não observamos uma variação expressiva da polarização com a potência de excitação aplicada à estrutura para essa voltagem em específico.

Para continuar tentando entender o comportamento dos portadores de carga no QW, foi realizado um estudo da luminescência em função do campo magnético aplicado ao RTD, para algumas voltagens julgadas interessantes, as quais eram próximas a algumas das ressonâncias (0.26V, 0.52V e 0.90V). A figura 4.21 mostra espectros de luminescência

como função do campo magnético ( $0T$ ,  $5T$ ,  $10T$  e  $15T$ ), para as voltagens selecionadas. Para uma melhor visualização, algumas das curvas foram multiplicadas por valores indicados na figura e deslocadas verticalmente.

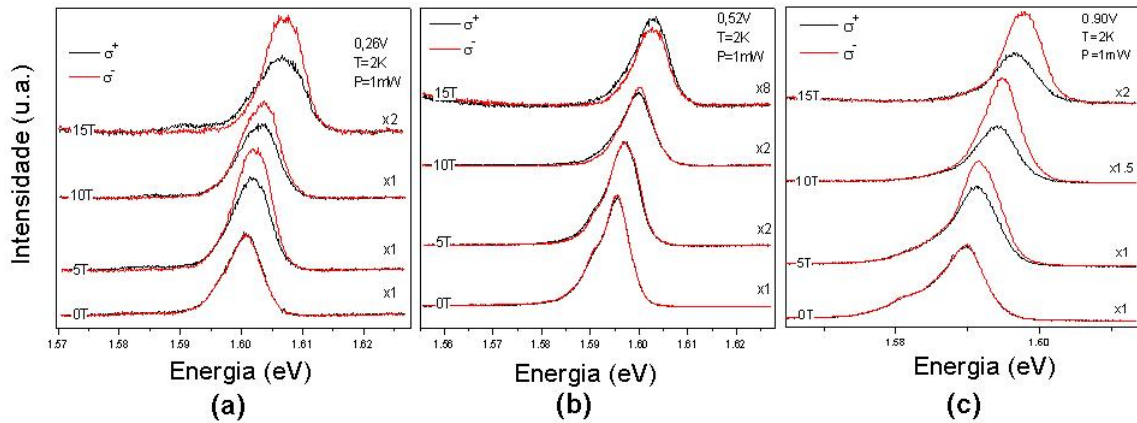


Figura 4.21: PL das componentes  $\sigma^+$  e  $\sigma^-$  em função do campo magnético ( $0T$ ,  $5T$ ,  $10T$  e  $15T$ ) aplicado paralelamente à corrente na estrutura, para as voltagens: (a)  $0.26V$ , (b)  $0.52V$  e (c)  $0.90V$ .

Para as três voltagens, observamos uma variação da posição dos picos para maiores energias com o aumento do campo magnético, esse efeito está associado ao deslocamento diamagnético, o qual aumenta a energia do sistema na presença do campo magnético paralelo à direção de crescimento do RTD [35], esse comportamento pode ser visto em detalhes na figura 4.22, a qual mostra a posição do pico de luminescência como função do campo magnético, para  $0.90V$ .

Notamos, na figura 4.21, que para as voltagens  $0.26V$  e  $0.90V$ , com o aumento do campo, a intensidade da luminescência da componente  $\sigma^-$  supera a intensidade da luminescência da componente  $\sigma^+$ , esse mesmo comportamento pôde ser observado no grau de polarização em função da voltagem para a luminescência do poço quântico, o qual, para essas voltagens apresentou um sinal negativo. Já para a voltagem  $0.52V$ , observamos o comportamento inverso, ou seja, para essa voltagem obtivemos um grau de polarização positivo da luminescência do QW.

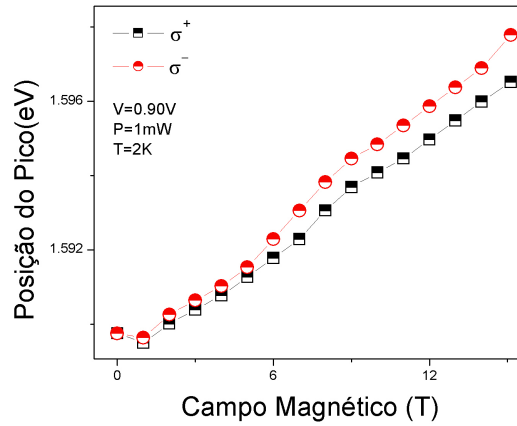


Figura 4.22: Posição do pico de luminescência das componentes  $\sigma^+$  e  $\sigma^-$  em função do campo magnético aplicado paralelamente à corrente na estrutura, para  $0.90V$ .

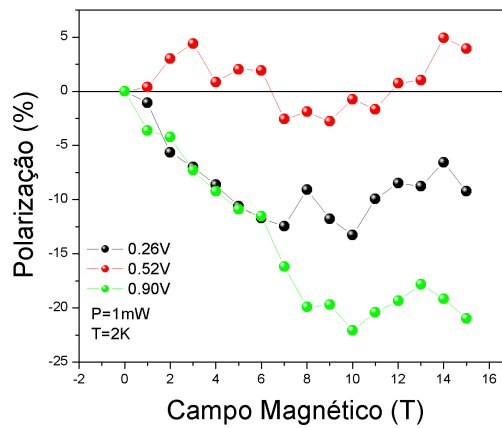


Figura 4.23: PL das componentes  $\sigma^+$  e  $\sigma^-$  em função do campo magnético ( $0T$ ,  $5T$ ,  $10T$  e  $15T$ ) aplicado paralelamente à corrente na estrutura, para as voltagens: (a)  $0.26V$ , (b)  $0.52V$  e (c)  $0.90V$ .

Na figura 4.23 está representado o grau de polarização da luminescência do QW para as três voltagens escolhidas, como uma função do campo magnético. Analisando o grau de polarização de cada uma das voltagens, assim como foi discutido anteriormente, observamos um sinal negativo para as voltagens  $0.26V$  e  $0.90V$  e um aumento na polarização com o campo magnético. Já para a voltagem de  $0.52V$ , observamos três regimes no grau de polarização da luminescência, de  $0T$  a  $6T$  temos que a polarização é positivo, ou seja, a concentração de portadores de *spin down* no QW é maior que a concentração de

portadores de *spin up*. A partir de 6T até 12T, o sinal da polarização passa a ser negativo, o que reflete uma maior concentração de portadores de *spin up* no poço quântico. Após 12T até 15T, o sinal da polarização volta a ser positivo, refletindo um domínio da concentração de portadores *spin down* sobre os portadores *spin up*. Essa modulação na polarização pode estar associada à variação na ocupação dos níveis de Landau com fatores de preenchimento (*filling factor*) maiores que zero [42, 43]. Contudo, para podermos ter certeza dessa atribuição, necessitaríamos de um estudo muito mais detalhado em campo magnético.

#### 4.3.4 PL dos contatos com campo magnético

Assim como no caso da emissão dos contatos sem a presença de campo magnético, a emissão dessa região da amostra na presença do campo magnético aplicado paralelamente à corrente na estrutura é praticamente insensível à tensão aplicada à estrutura, esse comportamento pode ser visto na figura 4.24, na qual são apresentados espectros de PL para  $B=15\text{T}$ , mostrando as duas componentes circulares da luminescência para algumas voltagens. Essa emissão é fruto da recombinação direta entre os elétrons foto-gerados na banda de condução com os buracos provenientes das impurezas doadoras na banda de valência. Tanto a posição quanto a intensidade da luminescência permaneceram praticamente inalteradas com a aplicação da voltagem.

Na figura 4.25(a) é mostrada a intensidade integrada da luminescência das componentes  $\sigma^+$  e  $\sigma^-$ , a qual foi obtida da integração da banda de emissão inteira, que tinha contribuições da região tridimensional e da região da gás bidimensional de buracos. Percebemos que a intensidade da luminescência da componente  $\sigma^-$  manteve-se sempre maior que a intensidade da componente  $\sigma^+$  e ambas apresentaram pouca correlação com o trans-

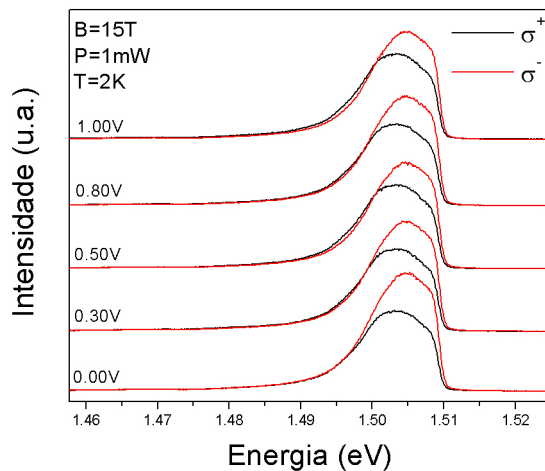


Figura 4.24: PL das componentes  $\sigma^+$  e  $\sigma^-$  dos contatos para algumas voltagens (0.00V, 0.30V, 0.50V, 0.80V e 1.00V), na presença de campo magnético aplicado paralelamente à corrente na estrutura.

porte através da estrutura. Ao calcularmos o grau de polarização da luminescência dos contatos, o qual está mostrado na figura 4.25(b), obtivemos uma polarização praticamente constante tendo um máximo na região de baixas voltagens, atingindo aproximadamente  $-15\%$  e, para voltagens acima de 0.2V, observamos uma oscilação no valor da polarização entre  $-5\%$  e  $-10\%$ . A polarização negativa do contato tridimensional era esperada, uma vez que é bastante conhecido da literatura que o GaAs bulk, com o qual são compostos os contatos, apresenta polarização negativa na presença de campo magnético.

Como discutido anteriormente, a emissão dos contatos é formada basicamente por duas emissões, uma tridimensional e outra referente à recombinação dos elétrons fotogenerados no contato superior que tunelaram através do RTD alcançando o contato inferior, com os buracos da camada de acumulação. Porém, na presença de campo magnético, a luminescência dos contatos diminuiu consideravelmente e a emissão do gás bidimensional praticamente se extinguiu. Para uma melhor observação do comportamento do gás bidimensional de buracos, foram escolhidas condições de temperatura e potência de excitação nas quais a emissão do 2DHG tornou-se mais pronunciada. Para tanto, a amostra foi ex-

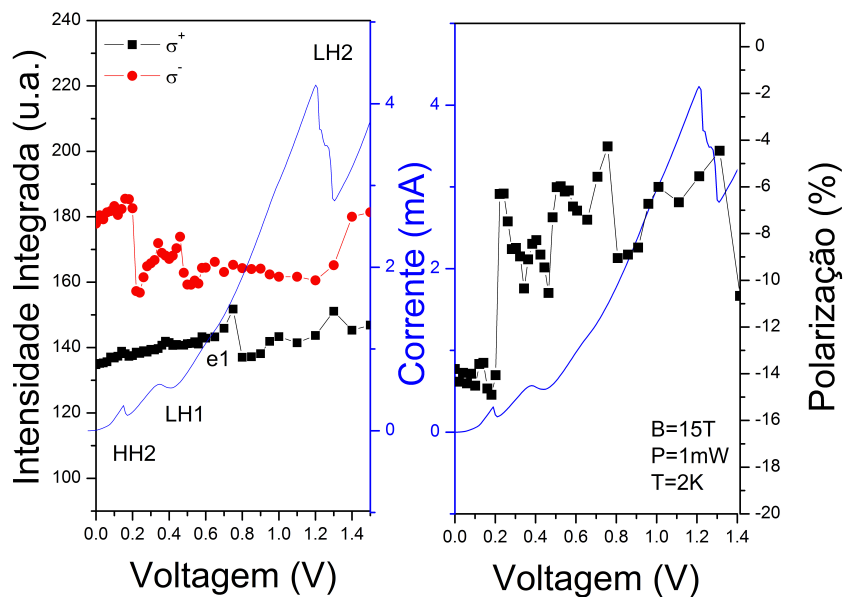


Figura 4.25: (a) Intensidade integrada da luminescência das componentes  $\sigma^+$  e  $\sigma^-$  dos contatos em função da voltagem para B=15T. (b) Grau de polarização da luminescência dos contatos em função da voltagem para B=15T.

citada com uma potência de 60mW e submetida a uma temperatura de aproximadamente 25K. Com o aumento na potência de excitação, aumentamos a concentração de portadores minoritários, os quais poderão atravessar o diodo e recombinar com os buracos do gás bidimensional. Já o aumento na temperatura pode aumentar a densidade de buracos na camada de acumulação, os quais são provenientes da ionização das impurezas doadoras no contato inferior, aumentando com isso a probabilidade de recombinação desses buracos com os elétrons provenientes do transporte através da dupla barreira.

A figura 4.26(a), apresenta os espectros de luminescência para o gás bidimensional de buracos. Nas curvas, a emissão do contato tridimensional foi cortada para uma melhor visualização da emissão bidimensional - os espectros foram deslocados verticalmente para uma melhor visualização. A figura 4.26(b), mostra em detalhes a PL do gás bidimensional de buracos para 0.33V. Notamos que o 2DHG, como o esperado, é bastante sensível à voltagem aplicada à estrutura, deslocando-se para menores energias com o aumento da

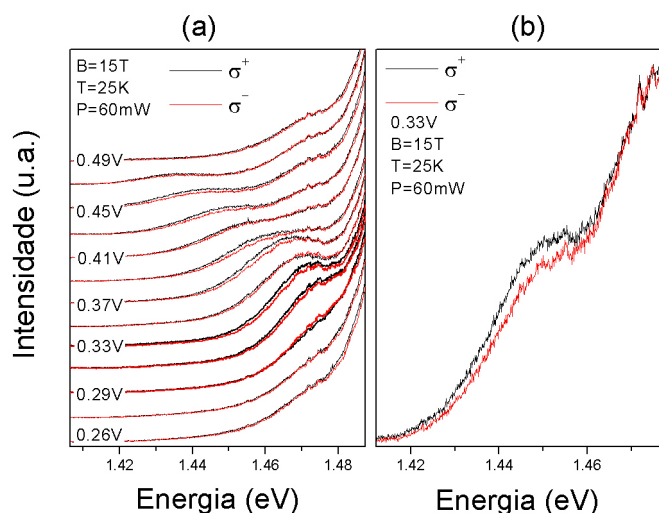


Figura 4.26: (a) Espectros de PL da emissão gás bidimensional de buracos. (b) Detalhes da emissão do gás bidimensional de buracos para 0.33V.

tensão, por conta do efeito Stark. Porém, a intensidade de cada uma das componentes é praticamente a mesma para todas as condições de voltagem.

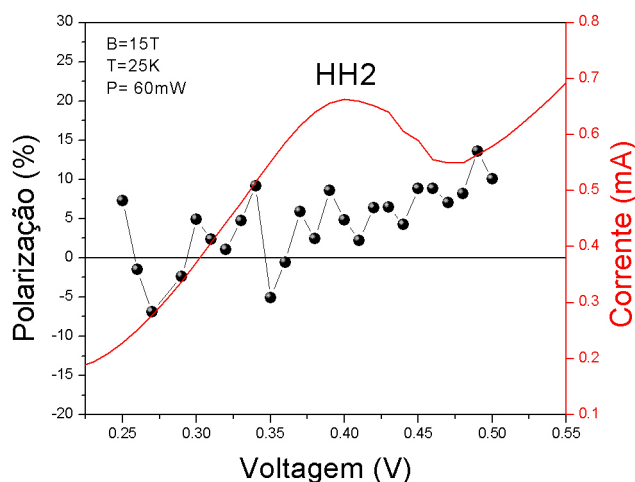


Figura 4.27: Grau de polarização da emissão do gás bidimensional de buracos em função da voltagem pra T=25K, P=60mW e B=15T.

O grau de polarização da emissão do 2DHG, foi estimado a partir dos espectros de PL e é apresentado na figura 4.27. Observamos que ela é muito pequena, positiva praticamente em todo o intervalo de voltagens, em torno de  $\sim 5\%$  e não apresenta uma correlação evidente com o transporte através do RTD. Devido a pouca definição do pico referente



a essa emissão, é muito difícil determinar com certeza o grau de polarização, podemos considerar que esses pequenos valores encontrados podem estar dentro dos erros de ajuste utilizados para determiná-los, levando a uma polarização muito pequena com uma leve tendência em ser positiva.

# Capítulo 5

## DISCUSSÕES

Comparando os resultados obtidos com o RTD de referência S2 ( $L_w=4.2\text{nm}$ ), pudemos notar uma grande correlação entre as características de transporte e de luminescência nessas amostras. Isso foi associado ao fato das estruturas terem basicamente os mesmos parâmetros de crescimento, diferindo apenas em suas larguras de poço quântico.

A seguir apresentaremos os principais resultados obtidos para o RTD S2 e as conclusões obtidas a partir destes. Posteriormente faremos a comparação com os resultados obtidos para o RTD S1 ( $L_w=6.8\text{nm}$ ).

Na análise dos resultados para o RTD S2 (ver figura 5.1) [4, 6, 34], concluiu-se que as inversões no sinal do grau de polarização da luminescência estavam basicamente relacionadas à mudança do fator-g de Landè do éxciton, o qual variava com a passagem pelas regiões de ressonância de cada tipo de portado de carga. Concluiu-se ainda, que essas inversões levam à possibilidade de filtrar um tipo de spin que atravessa a estrutura, por meio de fatores externos - campos elétricos e magnéticos.

A atribuição do sinal da polarização ao fator-g do éxciton no QW, foi feita por meio de um modelo simples para o transporte através do RTD [34]. Nesse modelo, considerou-se

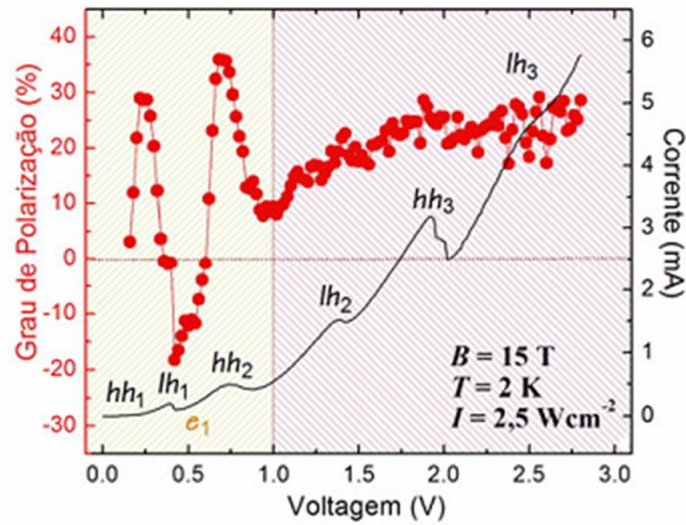


Figura 5.1: Polarização da luminescência para o RTD de referência [34]

que a separação em energia é proporcional ao fator-g de Landè e ao campo magnético. Foram feitas, resumidamente, as seguintes considerações: (1) Os processos de tunelamento e relaxação para níveis menos energéticos preservam o sinal de spin e (2) a energia de Fermi dos portadores no contato emissor ( $E_F$ ) é maior ou igual à separação nos estados de spin nesse contato pelo efeito Zeeman ( $\Delta E_{Z(C)}$ ), garantindo a presença de portadores com os dois tipos de spin. Como foi discutido no Capítulo 2, o transporte no RTD na presença de campo magnético pode selecionar o tipo de spin injetado no QW, gerando picos na curva de  $I(V)$  associadas ao tunelamento de cada tipo de spin e, a partir disso, descreveu-se o modelo qualitativo para o transporte na heteroestrutura.

Nesse modelo, sugerido para interpretar os resultados referentes ao RTD S2 [34], como pode ser visto na figura 5.2(a), notamos a presença de cinco regimes (figura 5.2(a)), dos quais o primeiro e o ultimo estão relacionados à condição fora da ressonância. No segundo regime ( $\Delta V_1$ ), temos a presença do tunelamento somente de portadores de spin up; no terceiro regime, temos uma superposição de tunelamentos de portadores dos dois tipos de spin; e, no quarto regime, temos a presença do tunelamento dos portadores de spin

down. Esse comportamento é alcançado quando  $E_F \gg \Delta E_{Z(C)}$ , sendo que a diferença entre as intensidades dos picos de corrente ( $\Delta I_{Max}$ ) é proporcional a  $\Delta E_{Z(C)}$ . Porém, se  $\Delta E_{Z(C)} > E_F$  (figura 5.2(b)), temos apenas um estado de spin ocupado e, portanto, apenas um pico de corrente associado a esse spin [34]. É também mostrada na figura 5.2 a polarização resultante da luminescência para cada regime.

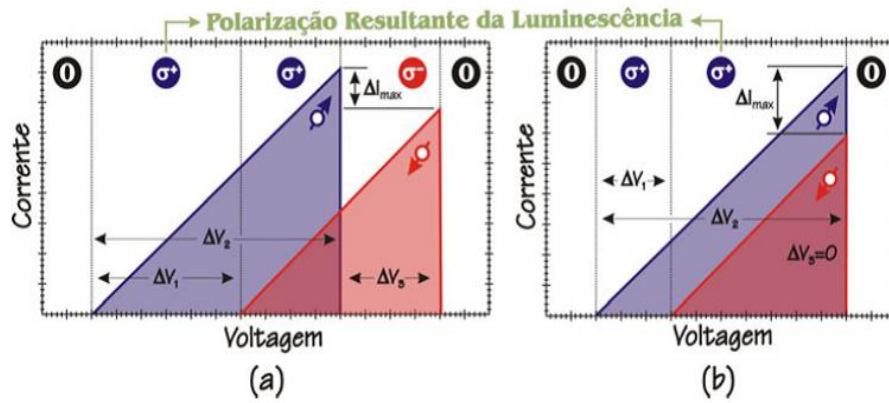


Figura 5.2: Curvas de corrente por voltagem ideais [34]

Uma vez que a  $I(V)$  é resultado da soma de cada uma das componentes de spin, chegou-se para esse modelo, que a passagem por uma ressonância deveria levar a uma inversão da polarização da corrente eletrônica e, conseqüentemente, da luminescência.

Retomando o caso em que  $\Delta E_{Z(C)} > E_F$ , não tem-se portanto, inversão na polarização (figura 5.2(b)). Contudo, se as correntes cessarem em voltagens diferentes, ou seja,  $\Delta E_{Z(C)} \neq \Delta E_{Z(QW)}$  ou ainda  $g_C \neq g_{QW}$ , deve-se observar a inversão na polarização circular da luminescência. Em resumo, concluiu-se que para quaisquer relações dos fatores-g do QW e do contato, podemos associar para um determinado valor de voltagem uma polarização de spin à corrente [34].

Ainda tratando dos resultados da amostra S2, como pode ser visto na figura 5.1, para baixas voltagens, tem-se uma polarização da luminescência positiva nas ressonâncias de buraco, ocorrendo uma inversão no sinal da polarização na ressonância do elétron.

Considerando que para a largura do poço quantico em questão o fator-g do elétron é negativo, chegou-se à conclusão que o fator-g do buraco era positivo [34]. No caso da ressonância do nível hh2, observou-se que o máximo da componente  $\sigma^+$  ocorreu antes da componente  $\sigma^-$ , refletindo uma diferença entre os fatores-g dos contatos e do QW - esse comportamento foi também observado na curva de  $I(V)$ , a qual apresentou na presença de campo magnético, uma quebra do pico da ressonância desse nível em dois outros (ver figura 5.5(b)). A partir desse comportamento, esperava-se uma inversão no sinal da polarização, porém observou-se apenas uma diminuição brusca da polarização não chegando a alterar seu sinal. A ausência dessa mudança de sinal foi interpretada pelo fato das ressonâncias não serem perfeitamente abruptas como no modelo, além da necessidade de considerar os processos de espalhamento que misturam os picos de ressonância para os diferentes spins, sobrepondo as emissões  $\sigma^+$  e  $\sigma^-$ .

Trabalhos sobre a influência da largura do poço quântico no fator-g de Landè, mostram uma variação deste, trocando de sinal a partir de poços com larguras maiores que 5nm [21, 20]. Como discutido anteriormente, a alteração no fator-g dos portadores na estrutura interfere significativamente no grau de polarização circular da luminescência. Analisando o grau de polarização da luminescência do QW da amostra estudada nesse trabalho (S1 -  $L_w=4.2\text{nm}$ ), observamos exatamente isso (ver figura 5.3), enquanto no RTD S2 as ressonâncias de buraco levam a um sinal positivo para o grau de polarização (5.1), no RTD S1 as ressonâncias de buraco apresentam um sinal negativo para o grau de polarização, evidenciando uma inversão de sinal do fator-g de Landè quando aumentamos a largura do QW de  $4.2\text{nm}$  para  $6.8\text{nm}$ , como esperado.

É interessante observar na ressonância do nível LH1 do RTD S1, a inversão de sinal do grau de polarização que era esperada para a ressonância do nível HH2 do RTD S2, confir-

mando a observação da quebra do pico de  $I(V)$  para essa ressonância (ver figura 5.5(a)), a qual foi associada à presença de canais de tunelamento dependentes do spin. Esse mesmo comportamento foi observado para a ressonância do elétron, notando uma inversão de sinal do grau de polarização a partir dessa ressonância. A origem dessas mudanças de sinal no grau de polarização, como pudemos notar, estão diretamente correlacionadas às ressonâncias dos portadores de carga  $e$ , conseqüentemente, ao fator- $g$  de Landè desses portadores.

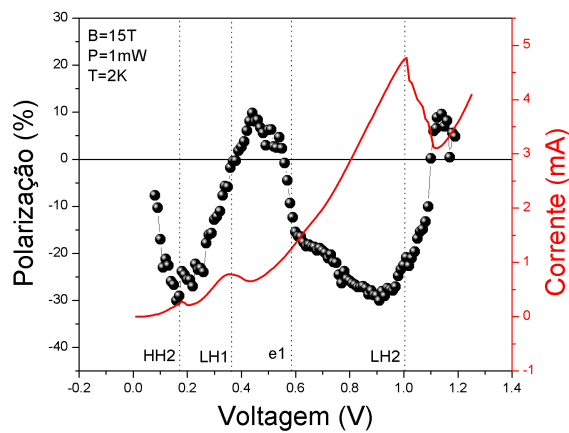


Figura 5.3: Grau de polarização da luminescência do QW em função da voltagem.

Observamos portanto, que a largura do QW interfere consideravelmente na polarização dos portadores de carga no poço quântico, interferindo no fator- $g$  de Landè dos portadores de carga. Com isso, é possível alterar a dinâmica de spin, podendo até inverter o sinal do grau de polarização em RTDs semelhantes, variando-se apenas o confinamento dos portadores de carga, abrindo mais uma possibilidade de controle de spin para aplicações em spintrônica.

Outro ponto analisado para o RTD S2 foi a interferência do campo elétrico no spin dos portadores de carga na estrutura. Observou-se uma forte correlação entre a separação em energia entre as componentes  $\sigma^+$  e  $\sigma^-$  da luminescência do QW (figura 5.4). Esse

resultado, foi interpretado como uma evidência que a separação entre tais energias para os diferentes estados de spin pode ser modulada por efeitos associados ao acoplamento spin-órbita, constatação confirmada teoricamente, a partir de um modelo que levou em conta as misturas das bandas de valência e a combinação dos efeitos Stark, Zeemann e Rashba. No último, a interação spin-órbita acopla os graus de liberdade do spin (vetor  $\vec{S}$ ) com o movimento espacial (vetor de onda  $\vec{k}$ ) dos portadores de carga causado por uma assimetria de inversão espacial- este acoplamento levanta a degenerescência dos estados spin-polarizados do sistema por meio do campo elétrico [34].

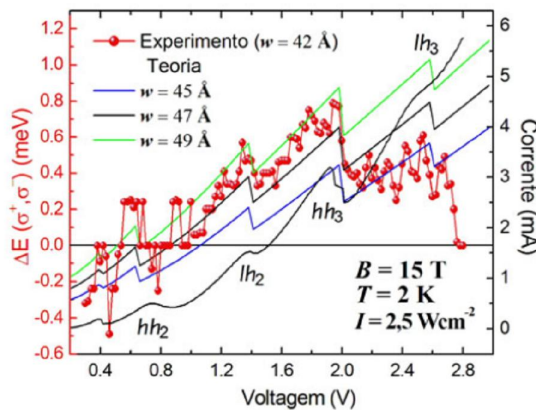


Figura 5.4: Separação em energia calculada para diferentes larguras de QW em comparação com os resultados experimentais [34].

Esse resultado, mostrou a possibilidade de controle do grau de liberdade de spin por meio de campo elétrico em dispositivos não magnéticos, abrindo a possibilidade de construção de dispositivos spintrônicos, os quais podem ser otimizados com materiais com parâmetros de acoplamento spin-órbita maiores.

No caso do RTD S1, a separação em energia da luminescência dos diferentes estados de spin era também dependente do campo elétrico aplicado ao RTD, assim como no caso do RTD S2. Na figura 5.5, temos espectros de luminescência para as componentes da polarização circular para algumas tensões: 0.23V, 0.30V, 0.47V, 0.64V e 0.90V. A confirmação desse comportamento pode ser visualizada na figura 5.6, que mostra a

separação em energia das componentes da luminescência como uma função da voltagem aplicada ao RTD em comparação com o grau de polarização da luminescência do QW. Podemos notar uma modulação nessa separação conforme passamos pelas ressonâncias.

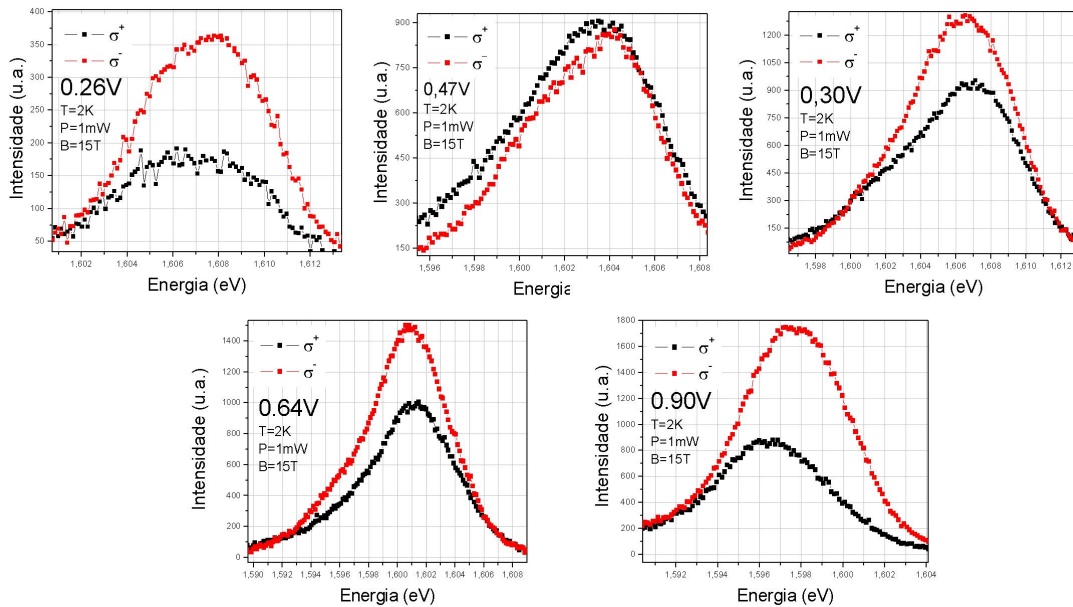


Figura 5.5: Separação em energia para emissão do QW para algumas voltagens: 0.23V, 0.30V, 0.47V, 0.64V e 0.90V.

Notamos que a separação em energia das polarizações de spin responde à tensão aplicada ao RTD e também está fortemente correlacionada ao grau de polarização da luminescência do QW, como pode ser visto na figura 5.6, confirmando o modelo para o transporte através do diodo.

Analisando a separação em energia da emissão das componentes circulares, notamos a presença de três regiões a partir das quais tentamos interpretar o origem da variação do grau de polarização circular da luminescência. Na primeira região, na ressonância do nível HH2, existe uma grande correlação entre a separação em energia das componentes circulares com o grau de polarização, sugerindo que a polarização está principalmente associada à termalização dos portadores de carga nos níveis de spin do poço quântico. Na segunda região, a qual se inicia na ressonância LH1 estendendo-se até a ressonância



do nível e1, observamos uma ligeira perda na correlação entre a separação em energia e o grau de polarização. Como foi discutido anteriormente, para essa região observamos a presença do tunelamento por meio dos canais de spin, o qual também influencia no sinal da polarização. Portanto, para essa região, observamos uma competição entre dois processos principais: a termalização dos portadores de carga nos níveis de spin no QW com o a injeção através dos canais de spin. Na terceira região, a partir da ressonância do nível e1, recuperamos a correlação entre o grau de polarização e a separação em energia da luminescência das componentes circulares, assim como na primeira região.

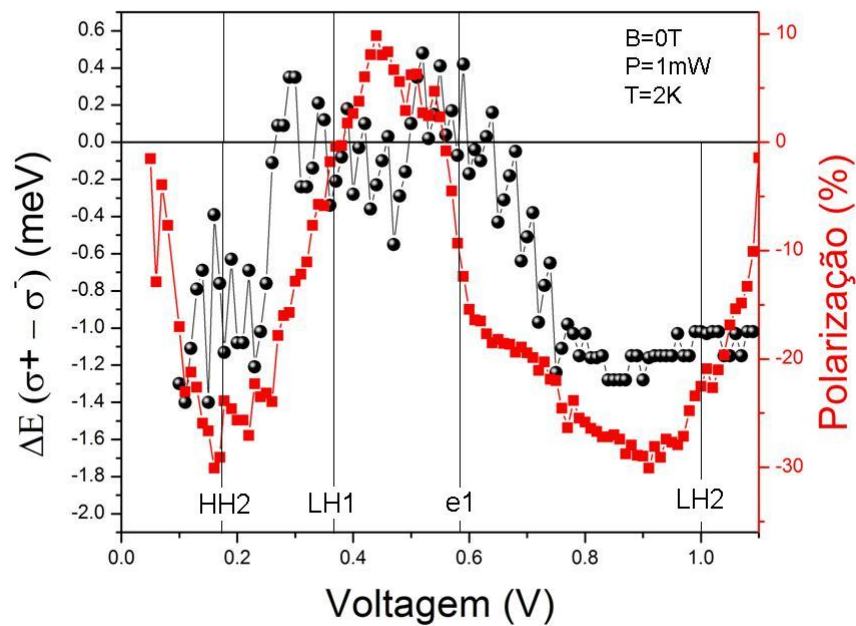


Figura 5.6: Separação em energia para emissão do QW em função da voltagem em comparação com o grau de polarização da luminescência do QW.

Com relação ao gás bidimensional de buracos, não foi possível identificar uma correlação direta entre sua polarização, a qual era muito reduzida, com a polarização do poço quântico. Concluímos que diferentemente do gás de elétrons, que pode ser utilizado para injetar portadores spin-polarizados no QW [4, 18], não observamos a mesma possibilidade para o gás bidimensional de buracos. Uma vez que são raríssimos os trabalhos que tratam

de gás bidimensional de buracos em RTDs, esse trabalho pode servir com ponto de início para estudos mais detalhados nesse tipo de sistema.

Acreditamos que com esse trabalho, começamos a explorar e entender a dependência da largura do QW na dinâmica de spin dos portadores de carga em RTD. Além disso, os resultados obtidos ilustram a grande importância do fator-g de Landè nessa dinâmica de spin. Porém, por se tratar de um assunto extenso e complexo, pretendemos tratá-lo de modo mais sistemático em estudos futuros, os quais serão feitos por outros alunos de nosso grupo em outros RTDs.

# Capítulo 6

## CONCLUSÕES

Nesse trabalho, realizamos estudos das propriedades de transporte e ópticas de diodos de tunelamento ressonante do tipo-p, constituídos de barreiras simétricas de Arseneto de Alumínio e um poço quântico de Arseneto de Gálio de 6.8nm (amostra S1), buscando compreender qual a dependência da largura do poço quântico nas propriedades de spin dos portadores de carga na heteroestrutura. Para tanto, realizamos medidas de transporte e de luminescência na ausência e na presença de campo magnético aplicado paralelamente à corrente no diodo. Os resultados obtidos foram comparados com um estudo anterior em RTD com os mesmos parâmetros de crescimento, porém, com uma largura de QW de 4.2nm (amostra S2), realizado por nosso grupo. A partir dessa comparação, buscou-se entender os principais mecanismos que influenciam nas propriedades de spin nesse tipo de sistema.

Observamos que o grau de polarização da luminescência do poço quântico está fortemente correlacionado com o transporte através da estrutura, verificamos ainda inversões de sinal desse grau de polarização nas regiões de tunelamento ressonante, as quais foram associadas aos diferentes fatores-g de Landè dos elétrons e dos buracos e à injeção através

dos canais de spin. Basicamente notamos que para as ressonâncias de buraco, o sinal do grau de polarização era negativo e, para a ressonância de elétron, cuja presença foi corroborada pela análise da fotocorrente na estrutura, verificamos uma inversão no sinal do grau de polarização da luminescência. Uma característica interessante observada, foi a quebra em dois de um dos picos de ressonância de buraco (LH1), atribuída à presença de tunelamento por diferentes canais de spin, a qual foi também observada para o RTD S2. Ao analisarmos o grau de polarização para essa região, observamos uma inversão em seu sinal e, baseados em um modelo para o transporte, concluímos que essa inversão poderia estar associada ao tunelamento por diferentes canais de spin, confirmando a observação feita para o transporte.

Comparando os resultados das amostras S1 e S2, observamos um comportamento oposto no sinal do grau de polarização. Essa diferença foi associada à mudança de sinal do fator-g de Landè dos portadores de carga com a variação na largura dos poços quânticos. Concluímos que o fator-g de Landè é um dos principais responsáveis pela resposta desses sistemas à presença de campo magnético e, que o confinamento influencia em seu módulo e sinal.

Ainda analisando a emissão do poço quântico, observamos que a separação em energia das componentes circulares da luminescência era sensível ao transporte na estrutura. Esse comportamento foi associado ao acoplamento spin-órbita, no qual foram levados em consideração o efeito Stark, o efeito Zeeman, o efeito Rashba e efeitos da mistura das bandas de valência. Evidenciamos com isso, a possibilidade do controle das propriedades de spin em materiais não magnéticos por meio de campo elétrico, o qual gera mais uma possibilidade de controle de spin para futuras aplicações em dispositivos spintrônicos.

Ao analisarmos a emissão dos contatos, observamos a presença de duas contribuições

principais, uma proveniente da recombinação entre elétrons foto gerados na banda de condução com buracos do contato fortemente dopado (3D); a outra constituída da recombinação entre os elétrons foto gerados na banda de valência com os buracos do gás bidimensional de buracos formado na camada de acumulação (2DHG). Observamos que essa emissão do 2DHG era mais pronunciada com o aumento da temperatura e da potência de excitação, o que foi atribuído a uma maior ionização das impurezas aceitadoras, aumentando a concentração do gás bidimensional de buracos e, conseqüentemente, a luminescência. Esperávamos que essa emissão se comportasse como a de um gás de elétrons e tivesse um grau de polarização elevado, possibilitando a injeção de portadores fortemente polarizados no QW. Contudo, não observamos nenhuma evidência clara da injeção de portadores spin polarizados no QW, provenientes do 2DHG, uma vez que na presença de campo, o grau de polarização dessa emissão era praticamente nulo e estava dentro do erro experimental.

De maneira geral, começamos a observar entender a influência do confinamento nas propriedades de spin de diodos de tunelamento ressonante do tipo-p, evidenciando a importância do fator-g de Landè na resposta desses sistemas ao campo magnético e a influencia da largura do QW nesse fator. Esse trabalho terá continuidade com o estudo de novos diodos com diferentes larguras de QW e barreiras, buscando um entendimento mais profundo da influência dos fatores de crescimento nas propriedades de spin.

# Referências Bibliográficas

- [1] Esaki L. Long journey into tunneling, Nobel lecture, December 12, 1973.
- [2] Slobodskyy A, Gould C, Slobodskyy T. Becker CR, Schmidt G, Molenkamp LW. Voltage-controlled spin selection in a magnetic resonant tunneling diode. *Phys Rev Lett* 2003; 90: 246601-1.
- [3] Zutic I, Fabian J, Das Sarma S. Spintronics: Fundamentals and applications. *Rev Mod Phys* 2004; 76, 323-386.
- [4] de Carvalho HB, Galvão Gobato Y, Brasil MJSP, Lopez-Richard V, Marques GE, Camps I, et al. Electric field inversion asymmetry: Rashba and Stark effects for hole in resonant tunneling devices. *Phys Rev B* 2006; 74: 04135(1- 4).
- [5] Sobodha M, Sunita T, Sashi S. Spin polarization via electron tunneling through an indirect-gap semiconductor barrier. *Phys Rev B* 2005; 72: 195347.
- [6] de Carvalho HB, Brasil MJSP, Galvão Gobato Y, Marques GE, Galeti HVA, Henini M, Hill G. Circular polarization from a nonmagnetic p-i-n resonant tunneling diode. *Appl. Phys. Lett* 2007; 90: 062120(1 - 3).
- [7] Csontos D, Zülicke U. Quantum confinement effects on the spin splitting and polarization of quasi-1D holes. *Phys E* 2008; 40: 2059-2062.

- [8] Winkler R. Spin-Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems. Berlin: Springer, 2003.
- [9] Ohno Y. et al. Electrical spin injection in a ferromagnetic semiconductor heterostructure. *Nature* 1999; 402: 790-792.
- [10] Naber WJM, Faez S, van der Wiel WG. Organic spintrònics. *J. Phys D: Appl Phys* 2007; 40: R205-R228.
- [11] Goldman AM, Vasko V, Kraus P, Nikolaev K, Larkin VA. Cuprate/manganite heterostructures. *J Magn Magn Mater* 1999; 200: 69-82.
- [12] Tsu R, Esaki L, Tunneling in finite superlattice, *Appl Phys Lett* 1973; 22:562.
- [13] Rashba EI. Electric field drive spins. *Nature* 2006; 2: 149-150.
- [14] Awschalom DD, Flatté ME. Challenges for semiconductor spintronics. *Nature Phys* 2007; 3: 153-159.
- [15] Kikkawa JM, Awschalom DD. Resonant spin amplification in n-type GaAs. *Phys Rev Lett* 1998; 80: 4313-4316.
- [16] Adelman C, Lou X, Strand J, Palmstrom CJ, Crowell, PA. Spin injection and relaxation in ferromagnet-semiconductor heterostructures. *Phys Rev B* 2005; 71: 121301(R).
- [17] Poogio M, Mayers RC, Stern NP, Gossard AC, Awschalom DD. Structural, electrical and magneto-optical characterization of paramagnetic GaMnAs quantum wells. *Phys Rev B* 2005; 72: 235313.

- [18] dos Santos LF, Galvão Gobato Y, Marques GE, Brasil MJSP, Henini M, Airey R. Light controlled spin polarization in asymmetric n-type resonant tunneling diode. *Appl Phys Lett* 2007; 91: 073520 (1-3).
- [19] Duckheim M, Loss D. Snapshots of spins separatings. *Nature* 2008; 4: 836-837.
- [20] Snelling MJ, Blackwood E, McDonagh CJ, Harley RT, Foxon CTB. Exciton, heavy-hole, and electron g factors in type I GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As quantum wells. *Phys Rev B* 1992; 45: 3922-3925.
- [21] Snelling MJ, Flinn GP, Plaut AS, Harley RT, Tropper AC, Eccleston R, et al. Magnetic g factor of electrons in GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As quantum wells. *Phys Rev B* 1991; 44: 11345-11352.
- [22] dos Santos LF, Galvão Gobato Y, Lopez-Richard V, Marques GE, Brasil MJSP, Henini M, et al. Polarization resolved luminescence in asymmetric n-type GaAs/AlGaAs resonant tunneling diodes. *Appl Phys Lett* 2008; 92: 143505 (1-3).
- [23] van Kesteren HW, Cosman EC, van de Poel WAJA, Foxon CT. Fine structure of excitons in type-II GaAs/AlAs quantum wells. *Phys Rev Lett* 1990; 41:5283-5292.
- [24] Trombetta JM, Kennedy TA, Tseng W, Gammon D. Gallium interstitials in GaAs/AlAs superlattice. , *Phys Rev B* 1990; 43:2458.
- [25] Ashcroft W, Mermin ND. *Solid state physics*. Philadelphia: Saunders College, 1976.
- [26] Singh J. *Electronics and optoelectronics properties of semiconductors structures*. Nova York: Cambridge; 2003.
- [27] Bastard G. *Wave mechanics applied to semiconductors heterostructures*. França: Les editions de physique; 1990.



- [28] Shulbert EF. Quantum mechanics applied to semiconductors devices. New York.
- [29] Sapoval B, Hermann C. Physics of semiconductors, New York: Editora Springer Verlag; 1995.
- [30] Fukuda M. Optical semiconductors devices. New York: John Wiley e sons, inc; 1998.
- [31] Mizuta H, Tanoue T. The Physics and applications of resonant tunneling diodes. Australia: editors Cambridge; 1995. p. 9-19.
- [32] Hanbickia T, Jonker BT, Itskos G, Kioseoglou G, Petrou A. Efficient electrical spin injection from a magnetic metal/tunnel barrier contact into a semiconductor. Appl Phys Lett 2002; 80: 1240.
- [33] Weisbuch C, Vinter B. Quantu Semiconductor Structure. San Diego: Prentice Hall Inc; 1991.
- [34] de Carvalho HB. Filtros de spin não magnéticos controlados por voltagem [Tese de Doutorado]. Campinas: Instituto de Física Gleb Wathagin - UNICAMP; 2006.
- [35] Walck SN, Reinecke TL. Exciton diamgnetic shift in semiconductors nanostructures. Phys Rev B 1997; 57: 9088-9096.
- [36] Schiff L. Quantum Mechanics. New York: McGraw-Hill; 1968.
- [37] Traynor NJ, Harley RT, Warburton RJ. Zeeman Splitting and g-factor of heavy-hole éxcitons in InGaAs/GaAs quantum wells. Phys. Rev. B 1995; 51: 7361-7364.
- [38] Sapega VF, Cardona M, Ploog K, Ivchenko EL, Mirlin DN. Spin-flip Raman scattering in GaAs/AlxGa1-xAs multiple quantum wells. Phys Rev B 1992; 45: 4320.
- [39] Fox M. Optical proprieties of solids. New York: Oxford University Press; 2001, p.318.

- [40] Hayden RK, Maude DM, Eaves L, Valadares EC, Henini M, Sheard FW et al. Probing the hole dispersion curves of a quantum well using magnetotunneling spectroscopy. *Phys Rev Lett* 1991; 66(13): 1749.
- [41] Skolnick MS, Hayes DG, Simmonds PE, Higgs AW, Smith GW, Hutchinson HJ, et al. Electronic processes in double-barrier resonant-tunneling structures studied by photoluminescence spectroscopy in zero and finite magnetic fields, *Phys. Rev. B* 1990; 41: 15.
- [42] Ashkinadze BM, Voznyy V, Cohen E, Ron A, Umansky V. Condensation of bulk exciton in a magnetized two dimensional electron gas in modulation-doped heterojunctions. *Phys Rev B* 2002; 65:073311.
- [43] Keller D, Yakovlev DR, Astakhov GV, Ossau W, Crooker SA, Slobodskyy T, et al. Magneto-optics of two dimensional electron gases modified by strong Coulomb interactions in ZnSe quantum wells. *Phys Rev B* 2005; 72: 0235306.