

Propriedades Magneto-ópticas e de Magneto-transporte
de um Diodo de Tunelamento Ressonante contendo
Si δ – *doping* no Poço Quântico

LEONILSON KIYOSHI SATO DE HERVAL

UFSCar - São Carlos/SP

Outubro/2011

Universidade Federal de São Carlos
Centro de Ciências Exatas e de Tecnologia
Departamento de Física

Propriedades Magneto-ópticas e de Magneto-transporte
de um Diodo de Tunelamento Ressonante contendo
Si δ – doping no Poço Quântico

LEONILSON KIYOSHI SATO DE HERVAL

PROF^A. DR^A. YARA GALVÃO GOBATO

Dissertação apresentada ao Departamento de
Física da Universidade Federal de São Carlos
- DF/UFSCar como parte dos requisitos para
obtenção do título de Mestre em Física.

UFSCar - São Carlos/SP

Outubro/2011

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

H577pm

Herval, Leonilson Kiyoshi Sato de.
Propriedades magneto-ópticas e de magneto-transporte
de um diodo de tunelamento ressonante contendo
Si δ - doping no poço quântico / Leonilson Kiyoshi Sato de
Herval. -- São Carlos : UFSCar, 2011.
58 f.

Dissertação (Mestrado) -- Universidade Federal de São
Carlos, 2011.

1. Física do estado sólido. 2. Física da matéria
condensada. 3. Propriedades ópticas. 4. Diodos de
tunelamento ressonante. 5. Delta doping. 6. Poços
quânticos. I. Título.

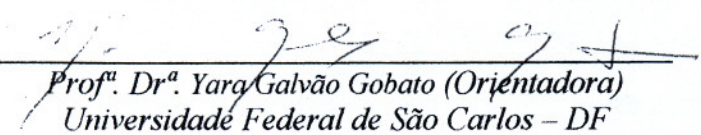
CDD: 530.41 (20^a)

LEONILSON KIYOSHI SATO DE HERVAL

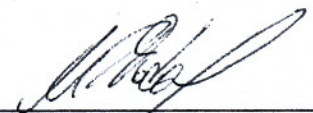
Dissertação de Mestrado submetida à Coordenação do Programa de Pós-Graduação em Física, da Universidade Federal de São Carlos, como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Física.

Aprovado em: 11 de março de 2011

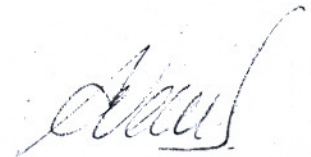
BANCA EXAMINADORA



Prof. Dr.ª Yara Galvão Gobato (Orientadora)
Universidade Federal de São Carlos – DF



Prof. Dr. Márcio Perón Franco Godoy
Universidade Federal de São Carlos – DF



Prof. Dr. Andrés Vercik
Universidade de São Paulo – FZEA

*Dedico este trabalho aos meus pais, Maria Lucia
e Marco Polo, e à Ana Cláudia, pelo apoio
incondicional e incentivos que me ajudaram a
concluir mais esta etapa da minha vida*

Agradecimentos

Em primeiro lugar, gostaria de agradecer à Prof^a Yara Galvão Gobato, pela orientação e, além disso, pela confiança depositada em mim desde as primeiras conversas, pelos ensinamentos, conselhos, amizade e pela paciência em me orientar em cada passo deste trabalho. Tudo isso foi fundamental, não apenas para a conclusão desta dissertação, mas também para o meu crescimento.

Ao Helder, por sempre estar à disposição, independentemente do dia, pelas discussões de trabalho e, é claro, por me ensinar a operar o magneto-criostato, sempre com bom humor e dedicação.

À Ana Cláudia Festucci (NaNNa/Preta) por estar presente em todos os momentos da minha vida e, também, pela ajuda com a minha dissertação, seja corrigindo ou ajudando a formatar tabelas e equações usando o L^AT_EX, pelas discussões e, é claro, pelo incentivo e amor.

À minha Mãe e ao meu Pai, Maria Lúcia e Marco Polo, por sempre acreditarem em mim e nunca me deixarem desistir. Ao meu querido irmão, Deivid, que mesmo não estando no Brasil sempre me apoiou. À minha batian (*In Memoriam*), pois sei que ela está sempre olhando por mim e torcendo para que tudo dê certo.

Ao Cláudio e Rafael, por estarem sempre dispostos a ajudar em qualquer eventualidade no laboratório.

Aos amigos da sala 6, Jaldair (Paraíba), Vivaldo e Leonardo (Zagaya), pelos momentos divertidos fora e dentro do ambiente da Universidade; também pelas conversas e discussões que ajudaram nesse trabalho.

Aos amigos do grupo, Prof^o Gilmar, Prof^o Márcio, Daniel César, Iram, Márcio,

Mariama e Daniel Henrique. E aos amigos que fiz no DF, Anibal, Ednilson, Lara e Maycon.

Aos amigos, ou melhor, à minha família de São Carlos, companheiros de república, Zeh, Thiaguinho, Gustavo e a agregada Thaisão, pelo companheirismo e pelas risadas durante todo o tempo do Mestrado.

Aos amigos que me ajudaram nos momentos de descontração, Bruna (Bru), Patrícia (Patika), Patrícia (Maninha), Thiago, Eduardo (Hira), Vinícius (Batata), Rafael (Bala), Dair, enfim, todos que me acompanharam durante o Mestrado.

Por fim, agradeço ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) pelo apoio financeiro e aos membros da Banca Examinadora que aceitaram de imediato contribuir para este trabalho.

"Todas as coisas devem ser feitas da forma mais simples possível, porém não mais simples que o possível." (Albert Einstein)

Resumo

Neste trabalho, realizamos um estudo sistemático das propriedades óticas e de transporte de um diodo de tunelamento ressonante $GaAs / AlGaAs$ com *delta-doping* de Silício no centro do poço quântico. Realizamos medidas das curvas características corrente-tensão e da fotoluminescência resolvida em polarização em função da voltagem e do campo magnético aplicado na direção paralela à corrente túnel. Foram observados três picos na curva característica de corrente-tensão, que foram associados ao tunelamento ressonante através de estados ligados de impurezas doadoras no poço quântico (tunelamento ressonante assistido por impurezas doadoras), tunelamento ressonante do elétron através do primeiro estado confinado no poço quântico e ao tunelamento assistido por emissão de fônons óticos. Observamos sinal de fotoluminescência associado à emissão em diferentes camadas da amostra incluindo o poço quântico de $GaAs$ e as camadas de contato com intensidades sensíveis à voltagem aplicada ao diodo. A emissão das camadas do contato e do poço quântico em função da voltagem foi investigada para diferentes valores de campo magnético. Na ausência de campo magnético, observamos uma emissão dependente da voltagem, que foi associada à recombinação indireta de buracos do gás bidimensional de buracos que se formam próxima à barreira e elétrons livres. Uma nova emissão dependente da voltagem aplicada foi observada na presença de campo magnético e foi associada à recombinação de elétrons do gás bidimensional de elétrons que é formada próxima à barreira emissora com buracos livres. Observamos que tais emissões, associadas aos gases bidimensionais, são altamente polarizadas e podem contribuir de forma significativa para polarização de *spin* na região do poço quântico. Observamos também um alto grau de polarização de *spin* do poço quântico com valores de até 85% em 15 T em baixa voltagem (condição em que há o tunelamento ressonante assistido por impurezas doadoras) e em baixa intensidade do laser. Foi realizado também um breve estudo do comportamento das

emissões com a variação do campo magnético e da potência de luz aplicada. De forma geral, nossos resultados podem ser interessantes para o desenvolvimento de dispositivos spintrônicos controlados por voltagem.

Abstract

In this work, we have studied the transport and optical properties of *GaAs / AlGaAs* resonant tunneling diodes with *Si delta-doping* at the center of the quantum well. We have studied magneto-transport and polarized resolved photoluminescence from *GaAs* quantum well and contact layers as a function of applied voltage and magnetic field parallel to the tunnel current. Three resonant peaks are observed in the current-voltage characteristics curve and are associated to the resonant tunneling through the bound state of a shallow donor impurity in the quantum well (donor-assisted resonant tunneling), the electron resonant tunneling through the first confined state in the quantum well and the phonon-assisted tunneling. The contact layer and the quantum well emissions were investigated as a function of applied bias at $15 T$. The optical emission from *GaAs* contact layers shows evidence of highly *spin* polarized two-dimensional electron (2DEG) and hole (2DHG) gases which affects the *spin* polarization of carriers in the QW. The quantum well (QW) photoluminescence presents strong circular polarization with values up to 85% in $15 T$ at low applied voltages (at the donor assisted resonant tunneling condition) and for low laser intensities. Our results may be interesting for the developing of new voltage-controlled spintronics devices.

Sumário

1	INTRODUÇÃO	1
2	FUNDAMENTOS TEÓRICOS	4
2.1	Heteroestruturas Semicondutoras	4
2.2	Poços Quânticos - QW	6
2.3	Diodo de Tunelamento Ressonante - RTD	8
2.4	Tunelamento Assistido por Impurezas	10
2.5	Efeitos do Campo Magnético	12
3	SISTEMA EXPERIMENTAL	16
3.1	Amostra	16
3.2	Medidas de Transporte	18
3.3	Medidas de Fotoluminescência	18
3.4	Medidas de Magneto-luminescência	20
3.5	Montagem Experimental	21
4	RESULTADOS EXPERIMENTAIS E DISCUSSÃO	23
4.1	Medidas de Transporte	23
4.2	Medidas Óticas	28
5	CONCLUSÃO	54

Referências 56

Lista de Figuras

2.1	Estrutura cristalina <i>zinc-blend</i> para semicondutores <i>III-V</i> . Para o caso do <i>GaAs</i> , as esferas claras representam átomos de Gálio e as escuras, átomos de Arsênio. Já no caso <i>AlAs</i> , as esferas claras representam átomos de Alumínio.	5
2.2	Estrutura de bandas do <i>GaAs</i> no espaço dos momentos. (Blakemore, 1982)	5
2.3	Variação de energia de <i>gap</i> do $Al_xGa_{1-x}As$ com as concentrações de alumínio (x). (Davies, 1998)	6
2.4	Perfil de potencial de um poço quântico simples, no qual <i>GaAs</i> é o material do poço e <i>AlGaAs</i> , o material que compõe as barreiras.	7
2.5	Perfil da banda de condução de um diodo de dupla barreira do tipo n-i-n para quatro tensões diferentes: (a) sem voltagem aplicada; (b) $V = V_1$; (c) $V = V_2$ e (d) $V > V_2$, com $V_1 < V_2$	9
2.6	Diagrama da banda de condução com poço quase triangular 2D, assim como a formação da camada de acumulação.	10
2.7	QW com δ - <i>doping</i> (curva a) e QW sem dopagem (curva b).	11
2.8	Trajetória circular de um elétron livre sob efeito de campo magnético perpendicular à velocidade.	13
3.1	Desenho esquemático da amostra NU1301.	17
3.2	Esquema do circuito DC conectado na amostra, mostrando a fonte de voltagem e o amperímetro.	18

3.3	Esquema do perfil de potencial da amostra NU1301.	19
3.4	Ilustração do perfil de potencial de um diodo na presença de luz, campo elétrico e campo magnético na direção paralela à corrente elétrica.	20
3.5	Regras de seleção para transições entre bandas para luz polarizada.	20
3.6	Montagem experimental utilizada nas medidas de magneto-ótica.	21
3.7	Foto do magneto criostato utilizado neste trabalho.	21
3.8	Ilustração de uma luz circularmente polarizada sendo transformada em luz linearmente polarizada através de um cristal $\frac{\lambda}{4}$	22
4.1	Curvas características corrente-tensão da amostra NU1301 a 2 K dependentes da potência de luz sem campo magnético, $B = 0 T$	24
4.2	Curvas características corrente-tensão da amostra NU1301 a 2 K dependentes da potência de luz com campo magnético $B = 15 T$	25
4.3	Figura típica de curva $I(V)$ com dependência do campo magnético aplicado.	26
4.4	Fan chart mostrando a dependência dos picos da curva $I(V)$ com o campo magnético. As retas sólidas são cálculos de $B(V)$ para o pico de ressonância de elétron e as pontilhadas são para o pico de ressonância do fonôn.	27
4.5	Espectro de luminescência com tensão aplicada (0,68 V) e sob excitação ótica de 5 mW.	29
4.6	Espectro de luminescência com tensão aplicada (0,68 V), sob excitação ótica de 5 mW e aplicação de campo magnético.	30
4.7	Mapa de cores de intensidades de PL em função da voltagem no QW com $B = 0 T$	31
4.8	Mapa de cores de intensidades de PL em função da voltagem no QW com $B = 15 T$ com polarização σ^+	32
4.9	Mapa de cores de intensidades de PL em função da voltagem no QW com $B = 15 T$ com polarização σ^-	33

4.10	Mapa de cores de intensidades de PL em função da voltagem no contato (<i>GaAs</i>) com $B = 0T$	34
4.11	Mapa de cores de intensidades de PL em função da voltagem no contato (<i>GaAs</i>) com $B = 15T$ com polarização σ^+	35
4.12	Mapa de cores de intensidades de PL em função da voltagem no Contato (<i>GaAs</i>) com $B = 15T$ com polarização σ^-	36
4.13	Espectros típicos de PL na região do poço quântico.	38
4.14	QW $B = 0T$ (a) Intensidade de PL integrada. (b) Posição do pico de PL (os quadrados vazados indicam a posição do segundo pico). (c) Largura de linha. Nos três gráficos apresentam-se inseridas as respectivas curvas $I(V)$	39
4.15	Espectros típicos de PL, na região do QW, com tensão aplicada e sob campo magnético de $15T$	40
4.16	QW $B = 15T$ (a) Intensidade de PL integrada. (b) Posição do pico de PL. (c) Largura de linha. Nos três gráficos apresentam-se inseridas as respectivas curvas $I(V)$	41
4.17	(a) Gráfico de <i>spin-splitting</i> $15T$. (b) Gráfico do grau de polarização.	42
4.18	Gráfico típico de PL com dependência da potência do laser sem campo magnético ($B = 0T$) aplicado e voltagem fixa em $0,18V$	43
4.19	Gráfico típico de PL com dependência da potência do laser sem campo magnético ($B = 0T$) aplicado e voltagem fixa em $0,39V$	44
4.20	Gráfico típico de PL com dependência da potência do laser sem campo magnético ($B = 0T$) aplicado e voltagem fixa em $0,50V$	44
4.21	Gráficos típicos de PL com dependência da potência do laser com campo magnético aplicado, $B = 15T$ e voltagem fixa em $0,18V$	45
4.22	Gráficos típicos de PL com dependência da potência do laser com campo magnético aplicado, $B = 15T$ e voltagem fixa em $0,39V$	45
4.23	Gráficos típicos de PL com dependência da potência do laser com campo magnético aplicado, $B = 15T$ e voltagem fixa em $0,50V$	46

4.24	Polarização em três voltagens fixas variando a potência do laser.	47
4.25	Comparação da polarização em baixa e alta potência.	48
4.26	Espectros típicos de PL em diferentes campos magnéticos para $V = 0,19V$	49
4.27	Espectros típicos de PL em diferentes campos magnéticos para $V = 0,34V$	49
4.28	Gráfico de polarização para diferentes valores de campo magnético.	50
4.29	Espectros típicos de PL na região do contato <i>GaAs</i>	51
4.30	Procedimento usado para analisar a polarização do 2DEG-h e do <i>GaAs</i> separadamente. (a) Espectro completo do <i>GaAs</i> . (b) Espectro da emissão do <i>GaAs</i> sem o 2DEG-h (com interpolação na região retirada). (c) Subtração dos espectros (a) e (b), isto é, somente emissão do 2DEG-h.	52
4.31	Gráfico comparando todas as polarizações.	53

Capítulo 1

INTRODUÇÃO

Desde a invenção do transistor em 1947, os dispositivos baseados em materiais semicondutores protagonizaram uma evolução na ciência e tecnologia (Teodoro, 2008). Embora os dispositivos semicondutores baseados em silício cristalino tenham conquistado sua posição como material líder na classe de materiais eletrônicos, outros semicondutores, como arseneto de gálio (*GaAs*), desempenham um papel importante para aplicações em opto-eletrônica devido à sua estrutura de banda com *gap* direto. (SBF, 2004)

No últimos anos, os componentes eletrônicos foram bastante reduzidos atingindo dimensões da ordem de 10 a 100 *nm*. Esta miniaturização de dispositivos em escala nanométrica foi possível graças ao desenvolvimento de técnicas de crescimento com precisão atômica. Dentre essas técnicas destaca-se a Epitaxia por Feixe Molecular (*Molecular Beam Epitaxy* - MBE), com a qual a amostra estudada neste trabalho foi crescida na *University of Nottingham* pelo Dr. M. Henini.

A técnica de MBE permite o controle preciso da quantidade de material depositado, possibilitando o crescimento de estruturas com dimensões inferiores ao comprimento de onda de De Broglie do elétron, dando origem à quantização dos níveis de energia devido aos efeitos de confinamento.

No início dos anos 70, iniciou-se o estudo em estruturas eletrônicas limitadas a duas dimensões, os chamados poços quânticos (Chang *et al.*, 1974; Dingle *et al.*, 1974). O poço quântico é uma estrutura estreita, constituída basicamente de uma camada de semicondutor construída entre duas camadas de outro semicondutor com *gap* de energia

maior. Nesse tipo de estrutura temos o movimento quantizado na direção de crescimento da amostra e livre no plano perpendicular.

Essas estruturas atraíram a atenção de pesquisadores devido às suas aplicações em dispositivos eletrônicos e opto-eletrônicos (LED, fotodetectores, fotodiodos, etc.). Atualmente, as propriedades de sistemas quase bi-dimensionais são bem conhecidas e poços quânticos tem sido produzidos e implementados em numerosos dispositivos como, por exemplo, lasers de diodos usados em CD players ou receptores de micro-ondas usados em satélites de televisão (dos Santos, 2010a).

Com o avanço no desenvolvimento das técnicas de crescimento tornou-se possível a produção, em alta qualidade, de filmes epitaxiais em substratos semicondutores com controle da composição do filme em uma escala de espessura da ordem de angstroms por camadas (Capasso, 1990; Weisbuch & Vinter, 1991). Além disso, propriedades elétricas e óticas de vários tipos de poços quânticos vem sendo estudadas por muitos anos (Chang *et al.*, 1974; Skolnick *et al.*, 1990; Carvalho *et al.*, 2006b). Dentre estes tipos de estruturas, as com *delta-doping* tem sido especialmente estudadas por suas propriedades físicas fundamentais e para a fabricação de dispositivos eletrônicos e opto-eletrônicos (Kim *et al.*, 1994, 1993).

O *delta-doping* (δ - *doping*) é conhecido por conseguir distribuições de dopante extremamente estreitas ao longo da direção de crescimento epitaxial e confinado a um único plano atômico (Shih & Streetman, 1991). Neste trabalho, utilizamos um diodo de tunelamento ressonante (*Resonant Tunneling Diodes* - RTD) de *GaAs / AlGaAs* com δ - *doping* de *Si* no centro do poço quântico.

Nosso estudo envolve a caracterização magneto-ótica e magneto-elétrica do RTD, investigando a dependência dessas propriedades com a potência do laser, diferença de potencial e campo magnético aplicado na amostra, com ênfase nas propriedades de *spin*. É importante destacar que esse é um primeiro estudo de efeitos de *spin* nesse tipo de diodo; nosso grupo de pesquisa possui outras amostras com diferentes concentrações de δ - *doping* no centro do poço quântico, as quais serão estudadas em trabalhos posteriores a fim de compreendermos melhor os efeitos de *spin* nesses sistemas.

No capítulo 2, apresentamos uma introdução teórica com os principais tópicos abordados nessa dissertação. No capítulo 3, descrevemos as técnicas experimentais uti-

lizadas e os princípios físicos envolvidos nas técnicas de fotoluminescência e magneto-luminescência, além do dispositivo experimental utilizado nessas medidas. Neste ponto, gostaríamos de salientar que participei da instalação e montagem do magneto-criostato (Figura 3.7) (equipamento utilizado para realização de todas as medidas deste trabalho). Apresentamos no capítulo 4 os resultados experimentais obtidos. Finalmente, no capítulo 5, apresentamos as principais conclusões deste trabalho.

Capítulo 2

FUNDAMENTOS TEÓRICOS

Neste capítulo, apresentaremos alguns conceitos teóricos para melhor compreensão deste trabalho.

2.1 Heteroestruturas Semicondutoras

Nesta seção descrevemos brevemente a estrutura de bandas dos principais materiais que constituem as heteroestruturas estudadas no trabalho. Os cristais semicondutores *GaAs* e *AlGaAs* têm uma estrutura cristalina tipo *zinc-blend*, que consiste de duas redes cúbicas de faces centradas interpenetradas e deslocadas ao longo da diagonal principal do cubo (Figura 2.1). A célula elementar contém dois átomos, sendo que um deles está localizado na origem $(0, 0, 0)$ enquanto que o outro está localizado em $\left(\frac{a}{4}, \frac{a}{4}, \frac{a}{4}\right)$, onde a é o parâmetro de rede da célula convencional. Além disso, cada átomo de *Ga* ou *Al* tem quatro átomos de *As* como vizinhos próximos e vice-versa (Blakemore, 1982).

Dos compostos semicondutores do grupo *III – V*, o *GaAs* é o mais estudado. Por esta razão, os vários parâmetros da estrutura de bandas são conhecidos com uma precisão maior para o *GaAs* que para outros compostos semicondutores deste grupo. A Figura 2.2 mostra a estrutura de bandas de energia do *GaAs* em função do vetor de onda k . Esse composto possui *gap* direto, isto é, o máximo da banda de valência e o mínimo da banda de condução estão no centro da primeira zona de Brillouin, em $k = 0$, tendo *gap* de energia (E_g) igual a $1,52 \text{ eV}$ em $T = 0 \text{ K}$.

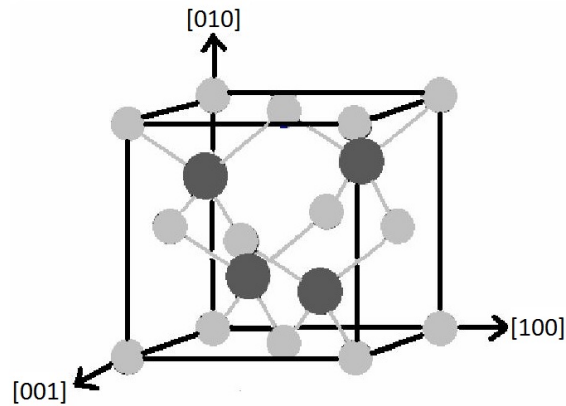


FIGURA 2.1: Estrutura cristalina *zinc-blend* para semicondutores *III – V*. Para o caso do *GaAs*, as esferas claras representam átomos de Gálio e as escuras, átomos de Arsênio. Já no caso *AlAs*, as esferas claras representam átomos de Alumínio.

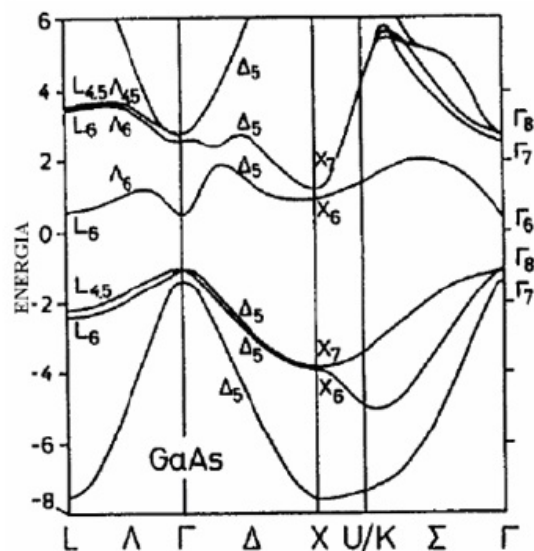


FIGURA 2.2: Estrutura de bandas do *GaAs* no espaço dos momentos. (Blakemore, 1982)

A liga $Al_x Ga_{1-x} As$ possui a mesma estrutura do *GaAs*, exceto pelo fato de que uma fração x de átomos de *Ga* tenha sido substituída por átomos de *Al*. As grandezas, tais como parâmetro de rede, constante dielétrica, massa efetiva dos portadores de carga, *gap* de energia, entre outros, dependem da concentração de alumínio (Teodoro, 2008). Podemos observar a dependência do *gap* de energia com a concentração de alumínio na Figura 2.3 .

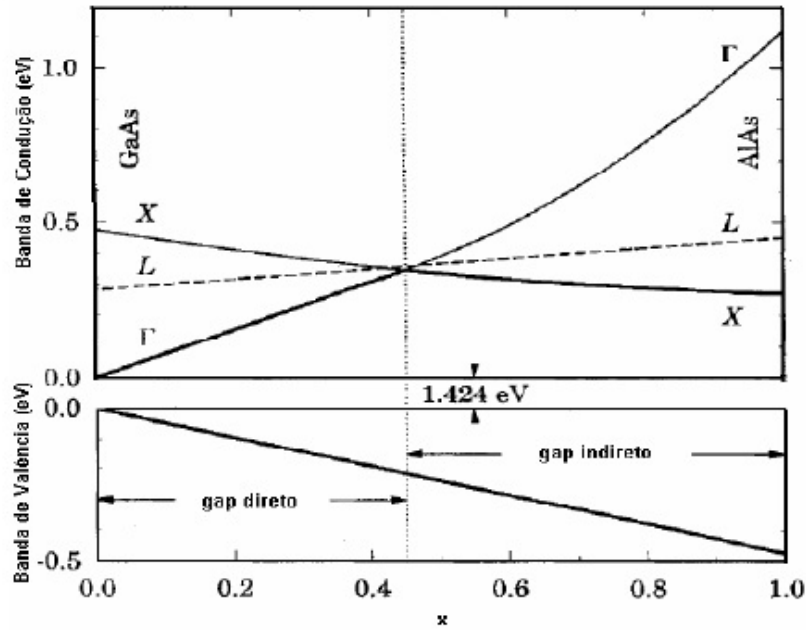


FIGURA 2.3: Variação de energia de *gap* do $Al_xGa_{1-x}As$ com as concentrações de alumínio (x). (Davies, 1998)

2.2 Poços Quânticos - QW

Poços quânticos (*Quantum Well* - QW) são heteroestruturas semicondutoras que contêm camadas de diferentes materiais crescidos sobre uma base cristalina e são formados por um semiconductor intercalado entre outros dois semicondutores geralmente de mesma estrutura cristalina e *gap* de energia maior em relação ao primeiro. Na Figura 2.4 mostramos o perfil de potencial esquemático de um QW com as bandas de valência e condução.

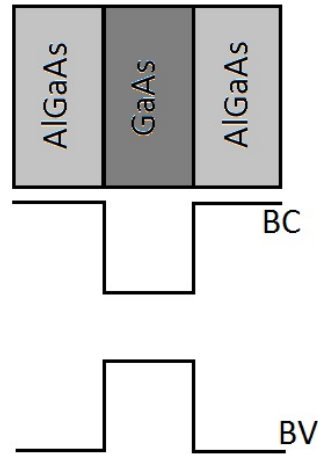


FIGURA 2.4: Perfil de potencial de um poço quântico simples, no qual $GaAs$ é o material do poço e $AlGaAs$, o material que compõe as barreiras.

Como o $GaAs$ e o $AlGaAs$ têm estruturas cristalina e de banda muito parecidas e, considerando que o gap do $GaAs$ é direto e, para baixas concentrações de Al , o gap do $AlGaAs$ também é direto, é possível construir uma heteroestrutura colocando uma fina camada de $GaAs$ entre duas camadas de $AlGaAs$, formando assim o poço quântico. A espessura da camada de $GaAs$, ao longo da direção de crescimento, define a largura física do QW, enquanto a espessura do $AlGaAs$ define a região das barreiras de potencial.

Devido a esse "sanduíche" dos materiais com $gaps$ de energias diferentes, existe a formação de uma região de confinamento (QW) de portadores de carga com níveis de energia característicos e distintos dos materiais volumétricos individuais. Tomando como exemplo um poço formado pelas ligas $AlGaAs / GaAs / AlGaAs$, elétrons são aprisionados nas camadas de $GaAs$ pelo potencial das barreiras de $AlGaAs$, devido às discontinuidades nas bandas de condução de ambos. Da mesma forma, buracos são aprisionados pela descontinuidade nas bandas de valência. As barreiras quantizam os estados na direção de crescimento, mas o movimento dos portadores permanece livre nas outras duas direções. Por isso o QW é conhecido como um sistema quase-bidimensional, no qual o movimento dos elétrons e buracos é quantizado em uma direção e livre nas outras duas.

Outro fator interessante para ser analisado é a função de onda destes portadores. Em poços quânticos finitos (reais), a função de onda que descreve o estado dos portadores penetra nas barreiras de potencial e decai exponencialmente no interior das mesmas (efeito

túnel), ao contrário do que ocorre com um sistema ideal (poço infinito), no qual as funções de onda dos portadores ficam totalmente confinadas na região do poço (Eisberg & Resnick, 1979). Fisicamente, a penetração da função de onda na região das barreiras significa que os portadores de carga podem ser encontrados não só na região do poço, mas também na região das barreiras de potencial. Esse efeito tem consequências importantes nas propriedades óticas e de transporte de heteroestruturas e é aplicado de forma prática em muitos dispositivos semicondutores (de Toni Júnior, 2010).

2.3 Diodo de Tunelamento Ressonante - RTD

Um diodo de tunelamento ressonante é uma heteroestrutura que possui um poço quântico não dopado entre duas barreiras de potencial, também não dopadas, além de camadas fortemente dopadas em suas extremidades, denominadas de contatos. Esses contatos são responsáveis pelos excessos de portadores que serão transportados ao longo da estrutura quando aplicada uma diferença de potencial entre as extremidades do diodo. Os contatos podem ser identificados como emissor ou coletor, dependendo da polaridade dos potenciais elétricos aplicados ao RTD e, conseqüentemente, da emissão ou captação de elétrons por eles.

Além disso, esses contatos podem ser dopados, tipo-p (p-i-p), tipo-n (n-i-n) ou com dopagem tipo-p em um dos contatos e tipo-n no outro contato (p-i-n). No caso de um diodo com dopagens n-i-n/p-i-p, a corrente é majoritariamente devida a elétrons/buracos enquanto que, no caso de dopagem p-i-n, temos portadores majoritários tanto de elétrons quanto de buracos. Neste trabalho utilizamos uma amostra n-i-n.

Sabemos da Mecânica Quântica que existe uma probabilidade não nula de uma partícula atravessar uma barreira de potencial mesmo se sua energia for menor que a altura da barreira. No caso de uma heteroestrutura de barreira dupla, também existe a probabilidade de portadores de carga (elétrons ou buracos) tunelarem as barreiras da estrutura, porém essa probabilidade é máxima quando a energia do portador no contato coincidir com a energia do nível quantizado do poço quântico, denominado estado ressonante. Experimentalmente, podemos alterar as energias dos estados ressonantes aplicando campo elétrico. A presença do campo elétrico altera o perfil de potencial

mudando a posição do nível confinado no poço quântico (efeito Stark) (Mizuta & Tanoue, 1995), com relação ao nível de Fermi no contato como pode ser observado na Figura 2.5.

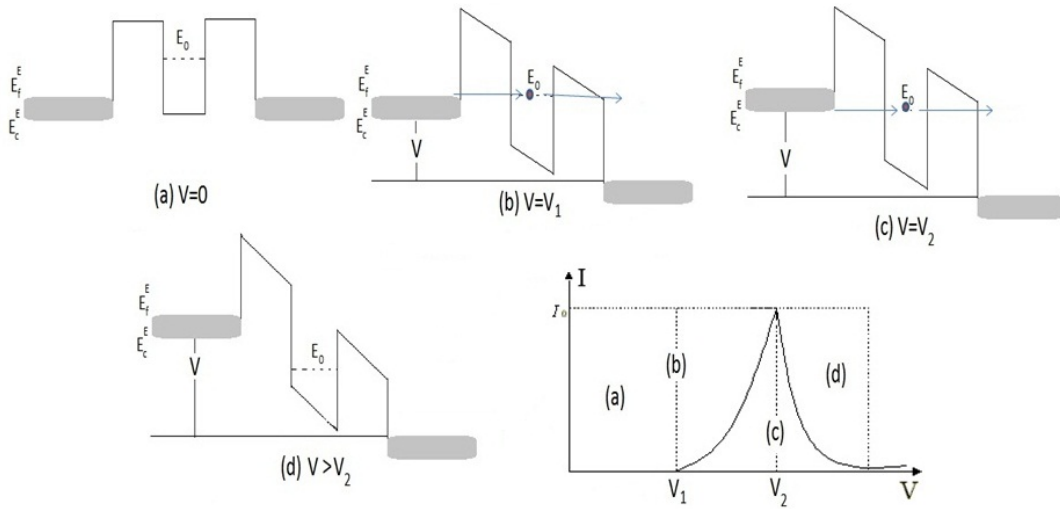


FIGURA 2.5: Perfil da banda de condução de um diodo de dupla barreira do tipo n-i-n para quatro tensões diferentes: (a) sem voltagem aplicada; (b) $V = V_1$; (c) $V = V_2$ e (d) $V > V_2$, com $V_1 < V_2$.

Desta forma, podemos alterar consideravelmente o fluxo de portadores variando a intensidade do campo elétrico aplicado. Assim, a aplicação de uma tensão externa V permite obter o alinhamento dos estados ressonantes no QW com a energia dos portadores no contato. O tunelamento ressonante na estrutura ocorre quando a energia do elétron no emissor coincide com a energia do estado quase-ligado, E_0 , no QW. Com o efeito da tensão aplicada, a corrente de tunelamento começa a fluir quando E_0 alcança o nível de Fermi E_f^E no emissor, e atinge seu máximo quando E_0 cai abaixo do extremo da banda de condução no emissor.

Os diagramas esquemáticos (Figura 2.5) da banda de condução para o RTD sob quatro condições de tensão explicam melhor a situação de ressonância. No caso (a), para voltagem zero, não há fluxo de portadores através da barreira. Na situação (b), como $V = V_1$, o nível E_0 do poço entra em ressonância com o nível de Fermi do emissor ($E_0 = E_f^E$), logo, há nessa condição o início do tunelamento. Quando $V_1 < V < V_2$, tem-se um aumento na probabilidade de tunelamento de portadores aumentando-se assim a corrente, até que, para $V = V_2$, situação apresentada em (c), o nível E_0 chega ao fundo da banda do emissor ($E_0 = E_c^E$) e atinge-se um máximo de corrente (pico de ressonância).

Finalmente, para (d), onde $V > V_2$, os portadores não podem mais satisfazer a condição de conservação de momento e de energia e a corrente cai para zero.

Uma característica importante do RTD é o fato de que, para impedir a difusão de portadores do contato, que é altamente dopado, para as barreiras ou poço, é criada uma camada não dopada de *GaAs* entre os contatos e a barreira, chamada de camada espaçante. Assim, quando aplicamos tensão no diodo, ocorre uma deformação do perfil de potencial, como explicado anteriormente, e essa camada espaçante também se deforma na presença de campo elétrico, dando origem a um poço triangular com a presença de níveis de energia quantizados próximos à barreira. Essa região na presença de campo elétrico vai levar a um acúmulo de portadores nesse poço triangular e, justamente por isso, essa região é conhecida como camada de acumulação (Figura 2.6).

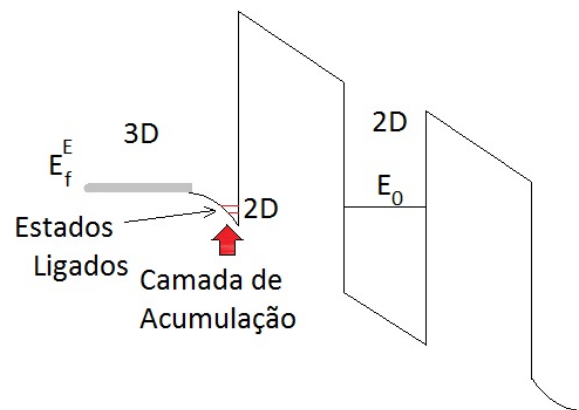


FIGURA 2.6: Diagrama da banda de condução com poço quase triangular 2D, assim como a formação da camada de acumulação.

Diante desta situação, podemos ter o tunelamento 3D-2D (balístico), quando os elétrons injetados pelo emissor não chegam a termalizar para os estados de menor energia do poço triangular. Outro caso é o 2D-2D, quando os elétrons injetados termalizam para os estados de menor energia do poço triangular, formando um gás bi-dimensional.

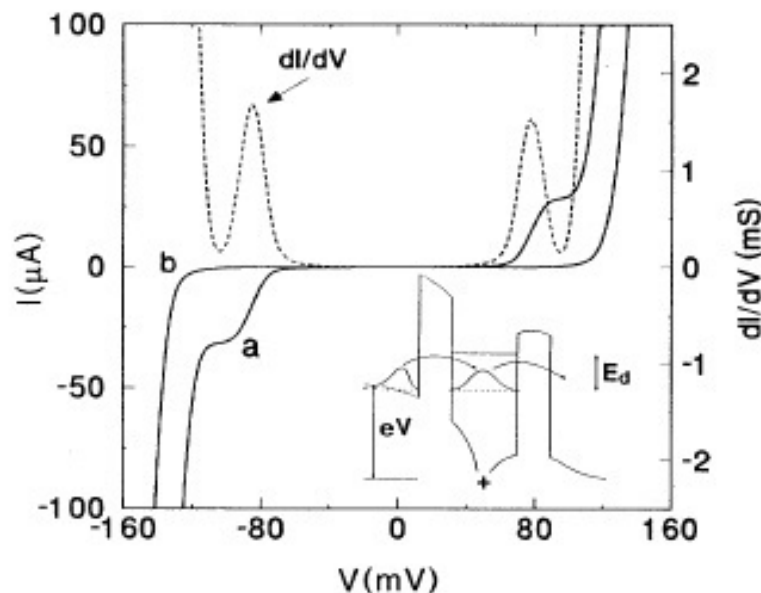
2.4 Tunelamento Assistido por Impurezas

A não linearidade das curvas de corrente-tensão ($I(V)$) características em um RTD são manifestações diretas do confinamento quântico de elétrons em um poço de

potencial formado entre duas barreiras, como já foi discutido nas seções anteriores. Isto leva à quantização do movimento perpendicular à barreira, mas os elétrons continuam se movendo no plano do poço. Se tivermos um potencial de confinamento lateral é possível formar estados confinados lateralmente (zero-dimensionais).

A presença de uma pequena camada de dopantes ionizados no poço quântico cria um forte campo elétrico, resultando em uma curvatura na banda de energia formando o δ -*doping*. Essa curvatura é capaz de diminuir a dimensionalidade dos estados produzindo estados confinados lateralmente quase zero-dimensionais.

Dellow *et al.* (1992) estudaram a variação das curvas $I(V)$ em materiais com e sem esse confinamento zero-dimensional. Foram observados picos ressonantes em baixa voltagem em amostras com o confinamento, ou seja, esses picos tem uma pequena dependência na dimensão lateral do dispositivo que não podia ser explicado simplesmente por bloqueio Coulombiano (Groshev, 1990) ou por estados lateralmente confinados. Analisando diferentes amostras, eles concluíram que esses picos são referentes ao tunelamento ressonante através de estados ligados zero-dimensionais formados por impurezas doadoras no QW. Na Figura 2.7 a seguir mostramos essa comparação.



Phys. Rev. B 48 5664 (1993)

FIGURA 2.7: QW com δ -*doping* (curva a) e QW sem dopagem (curva b).

Átomos de impurezas doadoras incorporam-se no poço quântico do RTD com δ – *doping*. Um mínimo local de potencial é formado devido a estes doadores associados a estados ligados no poço, e a energia de ligação do menor estado ligado depende da posição do doador no QW. A presença de um único doador também dá origem a estados fracamente ligados na interface entre o *GaAs* não dopado e a barreira *AlGaAs*.

Nesse tipo de material, a corrente flui quando é aplicada uma voltagem suficiente para que um elétron no estado fracamente ligado tunele para o estado ligado da impureza no poço. Esse tipo de tunelamento é conhecido como tunelamento assistido por impurezas. O estado ligado do doador no centro do poço possui energia menor do que a sub-banda bidimensional (borda da barreira) do QW. Os elétrons do emissor alinham-se com a energia dos estados ligados do doador em menores voltagens para que ocorra o tunelamento bi-dimensional.

Portanto, o tunelamento assistido por impurezas acontece por causa da presença de um "caminho" favorável devido a um doador ionizado na região do poço no RTD. Boa parte deste trabalho foi desenvolvido para o estudo desta região do diodo, como poderá ser observado no capítulo "Resultados Experimentais e Discussão".

2.5 Efeitos do Campo Magnético

Quando aplicamos campo magnético ao diodo, temos duas alterações importantes nos níveis de energia dos portadores: o confinamento lateral em níveis de Landau e o efeito Zeeman.

Classicamente, o efeito de um campo magnético intenso sobre o movimento de portadores livres é forçá-los a realizar órbitas circulares de raio ciclotrônico $R_c = \frac{m^* v}{e B}$ e frequência ciclotrônica $w_c = \frac{e B}{m^*}$, onde m^* é a massa efetiva, v é a velocidade tangencial, e é a carga do elétron e B é o campo magnético aplicado, como podemos observar na Figura 2.8.

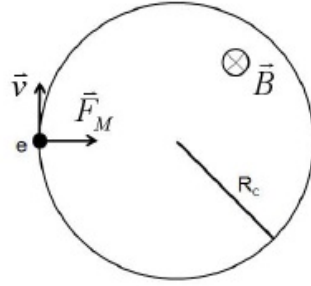


FIGURA 2.8: Trajetória circular de um elétron livre sob efeito de campo magnético perpendicular à velocidade.

Por outro lado, da Mecânica Quântica, sabemos que a quantização da energia do sistema se manifesta como a quantização das órbitas permitidas aos portadores. Dessa forma, os níveis de energia do sistema no plano xy , passam a ser definidos por

$$E_N = \left(N + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_c, \quad (2.1)$$

onde N ($N = 0, 1, 2, 3, \dots$) é conhecido como níveis de Landau (Kittel, 2005).

Assim, com o aumento do campo magnético, aumentamos a degenerescência destes níveis, uma vez que teremos um aumento na frequência ciclotrônica. As energias dos níveis de Landau são igualmente espaçadas e dadas por $\Delta E_L = \hbar \omega_c = \frac{\hbar e B}{m^*}$.

Com relação ao tunelamento coerente, as componentes do vetor de onda no plano xy e o número quântico de Landau (N) devem ser conservadas. Neste caso, a curva característica $I(V)$ deverá apresentar picos de ressonância simétricos e estreitos, cada um relacionado a um dado nível ressonante e seus diferentes níveis de Landau (processo com conservação de índice de nível de Landau). Isto acontece quando toda a corrente na estrutura flui por tunelamento coerente. Elétrons são injetados pelos contatos em estados coerentes em que a partícula tem uma certa probabilidade de ser transmitida/refletida. Após a transmissão/reflexão, a partícula é absorvida no emissor ou coletada no contato, respectivamente, sem qualquer perturbação.

Precisamos ficar atentos que, em casos reais, a presença de processos de espalhamento devido à existência de desordem no sistema (rugosidades das interfaces, desordem da liga $GaAlAs$ e presença de impurezas, etc.) pode afetar as ressonâncias, uma vez que o tunelamento depende exponencialmente da altura e largura da barreira e que cálculos

quantitativos não são muitos precisos em relação as medidas experimentais, como citado por Chevoir & Vinter (1993), que propõem um cálculo mais completo para dispositivos de tunelamento ressonante.

As interações entre elétron e fônons óticos longitudinais (*Longitudinal-Optical*(LO *phonon*) são em geral os mais importantes processos de dissipação de energia em um sistema semiconductor. O sistema pode emitir ou absorver LO-fônons durante o tunelamento ressonante. Como este processo é um processo de espalhamento inelástico, os elétrons envolvidos não conservam as componentes do momento. O processo de tunelamento em que há a emissão de um LO-fônon é conhecido como tunelamento ressonante assistido por LO-fônons, e que em nosso trabalho chamaremos simplesmente de tunelamento assistido por fônons.

O uso de campo magnético é uma importante ferramenta para as pesquisas em semicondutores, em particular nos RTDs não é uma exceção. Vários efeitos podem ser vistos quando aplicamos campo magnético perpendicular ou paralelamente às barreiras. Em particular, para o campo perpendicular às barreiras, é possível observar os efeitos tanto do tunelamento elástico (com ressonância) quanto do tunelamento inelástico (fora de ressonância). Este último tem sido usado para prover informações sobre o espalhamento de LO-fônons.

Um campo magnético, B , aplicado perpendicularmente à barreira de tunelamento (paralelo à corrente túnel) quantiza o movimento lateralmente de elétrons no emissor e na região do poço. A energia cinética transversal $\frac{\hbar k_{\parallel}^2}{2m^*}$ é substituída pelas energias de sub-bandas de Landau e a energia total do elétrons, E , nas duas regiões é

$$E = E_0 + (N + 1/2) \hbar w_c, \quad (2.2)$$

onde E_0 é o menor estado de energia (2D), N é o número quântico do nível de Landau e w_c é a frequência ciclotrônica.

A conservação da energia na ressonância, com ou sem a emissão de fônon, é dada por

$$E_0(\text{emissor}) + (N + 1/2) \hbar w_c = E_0(QW) + (N' + 1/2) \hbar w_c + n \hbar w_{LO}, \quad (2.3)$$

onde m é zero ou unitário. Se $n = 0$, o tunelamento é elástico sem emissão de fônons e, se $n = 1$, o tunelamento é inelástico.

Quando aplicamos campo magnético perpendicularmente ao plano de crescimento da estrutura, temos uma quebra de degenerescência de *spin* dos estados quânticos, isto é, o campo magnético provoca uma separação de energia entre os estados de *spin up* e *spin down*. Desta forma, para cada nível de Landau, teremos desdobramentos em dois novos níveis (*up* e *down*) e assim, passamos a ter diferentes canais de tunelamento dependendo do *spin* do portador.

A recombinação ocorre se o momento angular for conservado e isso implicará na emissão de luz circularmente polarizada. Esta situação será explicada com maiores detalhes no capítulo "Sistema Experimental".

Para resumir, na presença de campo magnético, o Hamiltoniano total da partícula pode ser escrito da seguinte maneira

$$H = H_0 + H_Z + H_D, \quad (2.4)$$

onde $H_0 = \frac{p^2}{2m_e} + V(\vec{R})$ é o termo do hamiltoniano sem a presença do campo magnético, $H_D = \frac{e^2 B^2}{8m_e} R_{\perp}^2$ (R_{\perp} é a projeção de \vec{R} no plano perpendicular a \vec{B}), o termo com dependência quadrática com o campo magnético, denominado termo diamagnético, que tem como resultado um aumento da energia da partícula com o campo magnético. E por fim, $H_Z = \frac{\mu_{Bohr}}{\hbar} \vec{B} \cdot \vec{L}$ é denominado efeito Zeeman, onde μ_{Bohr} é chamado Magneto de Bohr.

De forma geral, a separação nos níveis de *spin* possui uma grande dependência do confinamento quântico.

Capítulo 3

SISTEMA EXPERIMENTAL

Todas as medidas apresentadas neste trabalho foram realizadas no laboratório de Magneto-ótica no Grupo de Semicondutores da Universidade Federal de São Carlos (UFSCar).

Este capítulo destina-se à descrição da amostra utilizada e das técnicas experimentais utilizadas.

3.1 Amostra

A amostra utilizada consiste em um diodo de tunelamento ressonante (RTD) de $GaAs/AlGaAs$, ou seja, uma dupla barreira com dopagem de Si no centro do QW. Essa estrutura foi crescida por epitaxia de feixes moleculares (*Molecular Beam Epitaxy* - MBE) em um substrato de $GaAs(001)$ n-i-n a uma temperatura de $550^{\circ}C$. Os detalhes do crescimento da amostra estão apresentados na Tabela 3.1. Essa amostra foi crescida pelo Dr. M. Henini da *University of Nottingham* (UK).

TABELA 3.1: Estrutura da amostra estudada nesse projeto (NU1301).

<i>GaAs</i>	$2 \mu m$	$2 \cdot 10^{18} cm^{-3}$
<i>GaAs</i>	$80,6 nm$	$2 \cdot 10^{17} cm^{-3}$
<i>GaAs</i>	$50,9 nm$	$2 \cdot 10^{16} cm^{-3}$
<i>GaAs</i>	$20,9 nm$	Não dopado
$Al_{0,4}Ga_{0,6}As$	$5,7 nm$	Não dopado
<i>GaAs</i>	$4,5 nm$	Não dopado
δ - doped <i>Si</i>	≈ 0	$4 \cdot 10^9 cm^{-2}$
<i>GaAs</i>	$4,5 nm$	Não dopado
$Al_{0,4}Ga_{0,6}As$	$5,7 nm$	Não dopado
<i>GaAs</i>	$20,9 nm$	Não dopado
<i>GaAs</i>	$50,9 nm$	$2 \cdot 10^{16} cm^{-3}$
<i>GaAs</i>	$80,6 nm$	$2 \cdot 10^{17} cm^{-3}$
<i>GaAs</i>	$0,6 \mu m$	$2 \cdot 10^{18} cm^{-3}$

O desenho esquemático da amostra que foi utilizada em nossos estudos está representada na Figura 3.1.

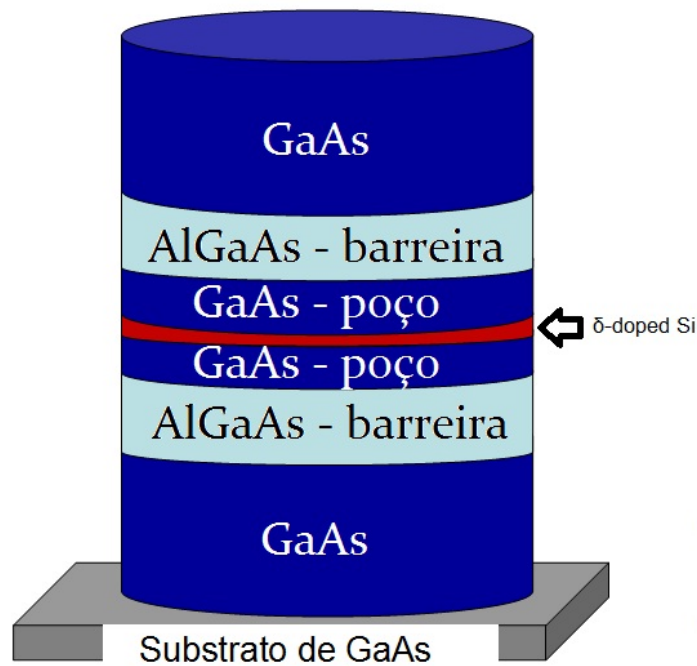


FIGURA 3.1: Desenho esquemático da amostra NU1301.

3.2 Medidas de Transporte

Grande parte das medidas foram realizadas na presença de voltagem aplicada no diodo. Para isso, a amostra estudada foi conectada a um circuito elétrico para possibilitar a aplicação de voltagem e a leitura da corrente sobre o diodo através de uma fonte de voltagem Yokogawa 7651 e um amperímetro Keithley 197A. A Figura 3.2 mostra o esquema da montagem do circuito.

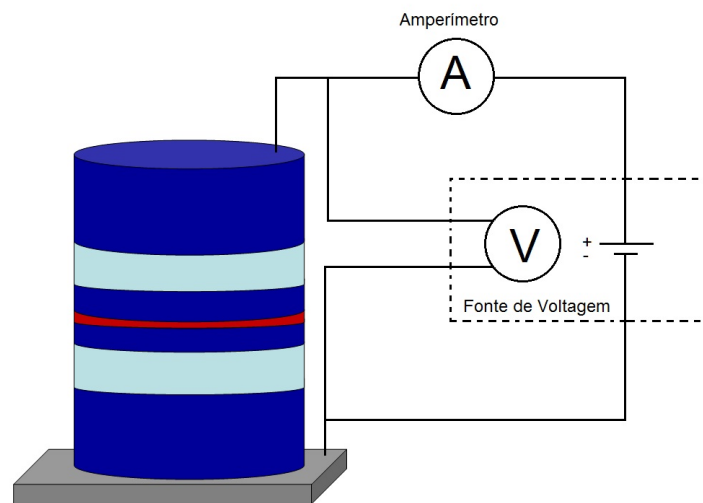


FIGURA 3.2: Esquema do circuito DC conectado na amostra, mostrando a fonte de voltagem e o amperímetro.

Afim de minimizar possíveis resistências parasitas no circuito, como por exemplo a resistência interna do amperímetro e dos cabos, a voltagem foi aplicada num sistema de 4 pontas.

Em todos os experimentos foi aplicada voltagem negativa no contato inferior, adjacente ao substrato da amostra, para que buracos fotografados no contato superior pudessem fluir em direção ao QW, possibilitando com isso a recombinação dos portadores dentro do QW.

3.3 Medidas de Fotoluminescência

Fotoluminescência (*Photoluminescence* - PL) é a emissão espontânea de luz de um material sob excitação ótica. Essa técnica consiste na análise dos canais de recombinação

radioativos do par elétron-buraco foto-excitado.

A PL permite o estudo de propriedades óticas em função da temperatura, intensidade de excitação e campos magnéticos externos. As características dos espectros de emissão da amostra permitem identificar impurezas, desordem na composição de ligas, *gaps* de energia, rugosidade de interfaces e investigar níveis discretos de energia. Além disso, é importante destacar que esta é uma técnica não-destrutiva.

No diodo estudado, excitamos a amostra com um feixe de laser de estado sólido Laserline de 532 *nm*. A excitação ocorre no contato superior do diodo, região dopada com elétrons. O laser fornece energia suficiente para que os portadores da banda de valência do *GaAs* sejam excitados para a banda de condução.

Se aplicarmos uma diferença de potencial elétrico, fazemos com que os portadores difundam e tunelem para dentro do QW. Nessa situação, existem duas possibilidades: o elétron pode relaxar para algum nível de menor energia e se recombinar com um buraco da banda de valência, ou pode tunelar diretamente através da segunda barreira e contribuir para a corrente elétrica do diodo, como pode ser visto na Figura 3.3.

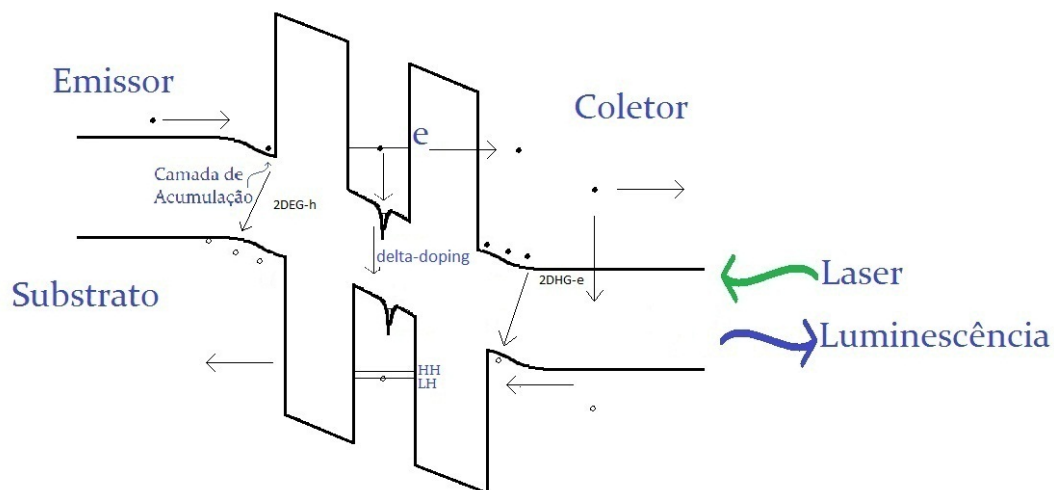


FIGURA 3.3: Esquema do perfil de potencial da amostra NU1301.

3.4 Medidas de Magneto-luminescência

Ao aplicarmos campo magnético na direção paralela à corrente, obtemos uma quebra de degenerescência nos níveis confinados do QW em níveis de Landau. Cada nível de Landau se abre devido ao efeito Zeeman, resultando em dois canais de tunelamento e recombinação: *spin-up* e *spin-down* (vide Figura 3.4). A recombinação dos portadores obedece à regras de seleção bem definidas. Como a recombinação conserva o momento angular total: $m_f = m_e - m_h$, onde m_f , m_e e m_h , são a componente do momento angular do fóton, elétron e buraco, respectivamente, temos que m_e pode assumir os valores $\pm \frac{1}{2}$ e m_h pode ser $\pm \frac{1}{2}$ para buracos leves (LH) ou $\pm \frac{3}{2}$ para buracos pesados (HH). Quando a luz é circularmente polarizada à direita (σ^+), m_f deverá ser +1 e, quando a luz é circularmente polarizada a esquerda (σ^-), m_f deverá ser -1, como ilustrado na Figura 3.5.

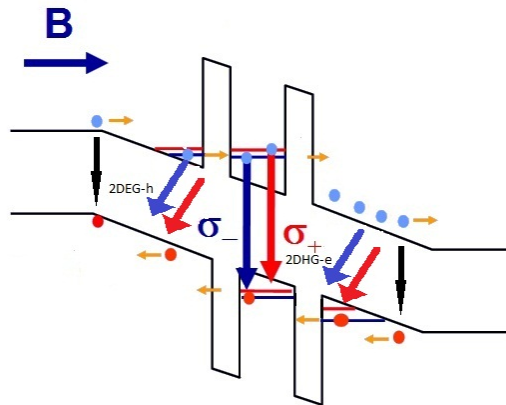


FIGURA 3.4: Ilustração do perfil de potencial de um diodo na presença de luz, campo elétrico e campo magnético na direção paralela à corrente elétrica.

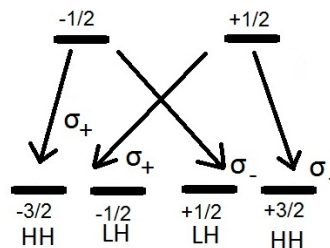


FIGURA 3.5: Regras de seleção para transições entre bandas para luz polarizada.

3.5 Montagem Experimental

A Figura 3.6 ilustra a montagem experimental utilizada para realização deste trabalho. Um feixe de laser (laser de estado sólido da Laserline) de comprimento de onda de 532 nm é direcionado através de espelhos para incidir no diodo que está montado em um magneto supercondutor *Oxford*.

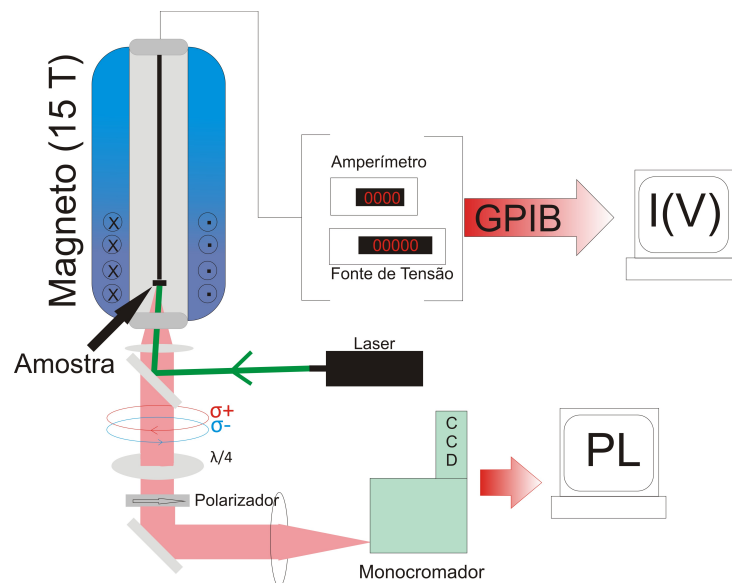


FIGURA 3.6: Montagem experimental utilizada nas medidas de magneto-ótica.

Para a realização das medidas, a amostra foi resfriada em um magneto criostato (Figura 3.7) imersa em *Hélio* bombeado (superfluido), a uma temperatura aproximada de 2 K .



FIGURA 3.7: Foto do magneto criostato utilizado neste trabalho.

Com relação às medidas elétricas, utilizamos uma fonte de tensão, um amperímetro e um computador para coletar os dados. Já com relação às medidas óticas, utilizamos espelhos e lentes para focar o laser na amostra. Para selecionar a polarização da luminescência utilizamos uma placa de um quarto de onda da Thorlabs $\left(\frac{\lambda}{4}\right)$ e um polarizador linear da Newport. A luz é em seguida focalizada em um espectrômetro da Andor (SR-500-A) de 0,5 m acoplado a um sistema CCD de Si (Andor DU 420A-BR-DD).

Analisamos as componentes da luminescência provenientes do diodo (σ^+ σ^-) separadamente, ou seja, utilizamos o cristal $\frac{\lambda}{4}$, que é composto de um material birrefringente, possuindo dois índices de refração distintos relacionados às componentes *fast* e *slow*, introduzindo assim uma diferença de fase de $\frac{\pi}{2}$ entre elas. A luminescência transforma-se em luz linearmente polarizada, em seguida, utilizamos um polarizador linear para coletar a luz linearmente polarizada que emerge do cristal $\frac{\lambda}{4}$. O esquema descrito acima pode ser observado na Figura 3.8.

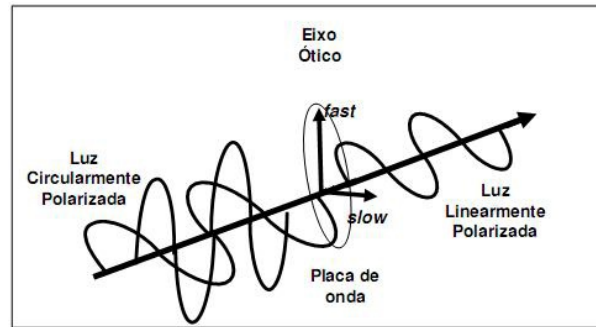


FIGURA 3.8: Ilustração de uma luz circularmente polarizada sendo transformada em luz linearmente polarizada através de um cristal $\frac{\lambda}{4}$.

O grau de polarização (P) da emissão para uma dada voltagem é calculado através das intensidades de luminescência de cada componente (I_{σ^+} e I_{σ^-}):

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

onde as intensidades da emissão de cada polarização são obtidas através da integral de cada espectro de luminescência.

De forma geral, realizamos as medidas de transporte em função da potência da luz aplicada na amostra e do campo magnético, e também medidas óticas em função da tensão e campo magnético aplicado na amostra. Os resultados obtidos serão apresentados no próximo capítulo.

Capítulo 4

RESULTADOS EXPERIMENTAIS E DISCUSSÃO

Neste capítulo serão apresentados os principais resultados experimentais das medidas realizadas de transporte e PL na presença e ausência de campo magnético aplicado na direção paralela à corrente túnel. Primeiramente faremos uma discussão das propriedades elétricas da amostra e, em seguida, faremos uma discussão dos resultados de luminescência obtidos na ausência e presença do campo magnético. Apresentaremos tanto os dados referentes a emissão do QW como do contato (*GaAs*).

4.1 Medidas de Transporte

A Figura 3.3 ilustra o perfil de potencial esquemático da amostra NU1301 com incidência de luz e substrato sujeito à voltagem negativa. Nessa situação, os elétrons do contato são impelidos contra a barreira e forçados a se acumularem, na camada de acumulação, até tunelarem para o QW.

As curvas ($I(V)$) dependentes da potência do laser, em $0T$, são mostradas na Figura 4.1. Na ausência de campo magnético, observamos na curva $I(V)$ a presença de três picos: D_1 , associado ao tunelamento assistido por doadores, e_1 , associado ao tunelamento ressonante de elétrons através do primeiro nível confinado de elétrons e LO , associado ao tunelamento assistido por fônons.

Como discutido no capítulo "Fundamentos Teóricos", o tunelamento assistido por impurezas doadoras acontece devido a um mínimo local de potencial que se forma com a deposição da camada do δ - *doping*, obtendo assim, em baixas voltagens, um nível ressonante. Já o tunelamento assistido por fônons acontece por um processo de espalhamento inelástico envolvendo a emissão de um fônon ótico. A probabilidade de que ocorra o tunelamento assistido por fônons é relativamente baixa quando comparado com o tunelamento ressonante de elétrons. Em nosso caso podemos observar diretamente na $I(V)$ um pico menor após o pico e_1 . Este processo foi observado experimentalmente pela primeira vez por Goldman *et al.* (1987).

O pico D_1 não aparece em amostras referência com o mesmo padrão estrutural, porém, sem a presença de δ - *doping*, como estudado por Henini *et al.* (1993). Esse resultado indica que este pico está associado à presença de doadores de *Si* no QW, que dá origem a um estado ligado localmente com menor energia do que estados do poço.

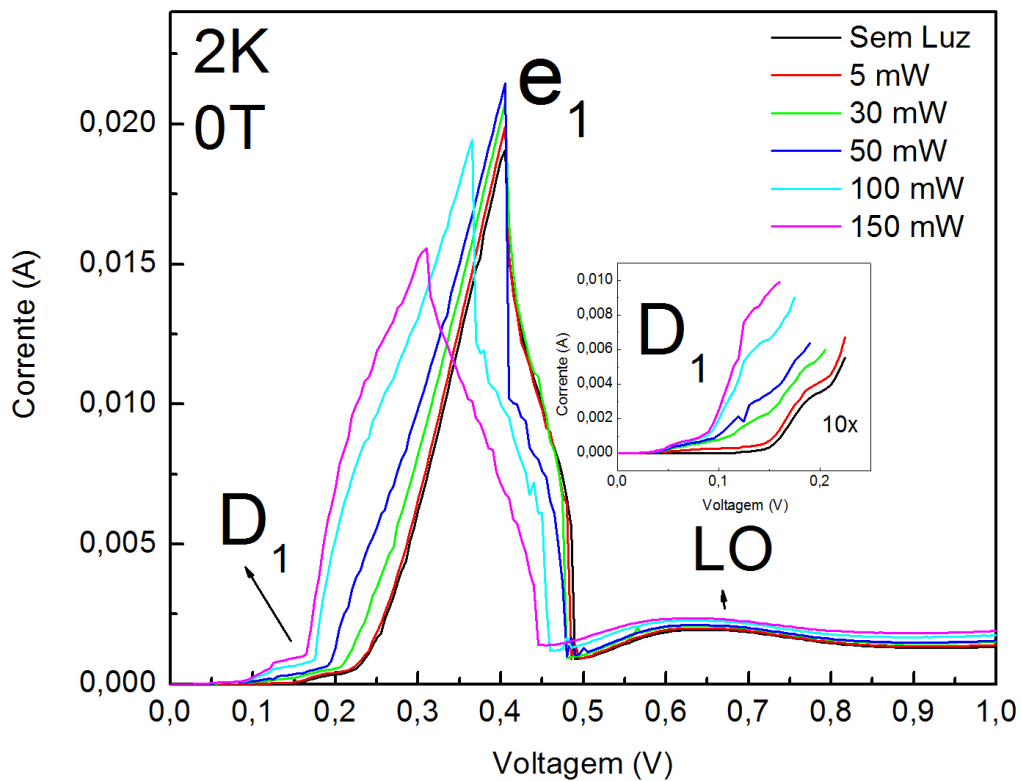


FIGURA 4.1: Curvas características corrente-tensão da amostra NU1301 a 2 K dependentes da potência de luz sem campo magnético, $B = 0 T$.

Podemos perceber que existe um deslocamento em voltagem no pico de ressonância e_1 quando incidimos luz na amostra. Isto ocorre pelo fato de que a luz gera um excesso de buracos, isto é, haverá um acúmulo de cargas positivas diminuindo assim a carga efetiva dentro do QW, fazendo com que a ressonância aconteça em menor voltagem. Em maiores potências (100 e 150 mW), é possível observar uma queda da corrente nos picos de ressonância que pode ser associado a uma ressonância de buracos que não está bem resolvida.

Abaixo mostramos a curva $I(V)$ para várias potências e $B = 15 T$. O aumento de potência de luz é um efeito importante principalmente em baixa voltagem. Na Figura 4.3, apresentamos as curvas $I(V)$ com a aplicação de diferentes valores de campo magnético.

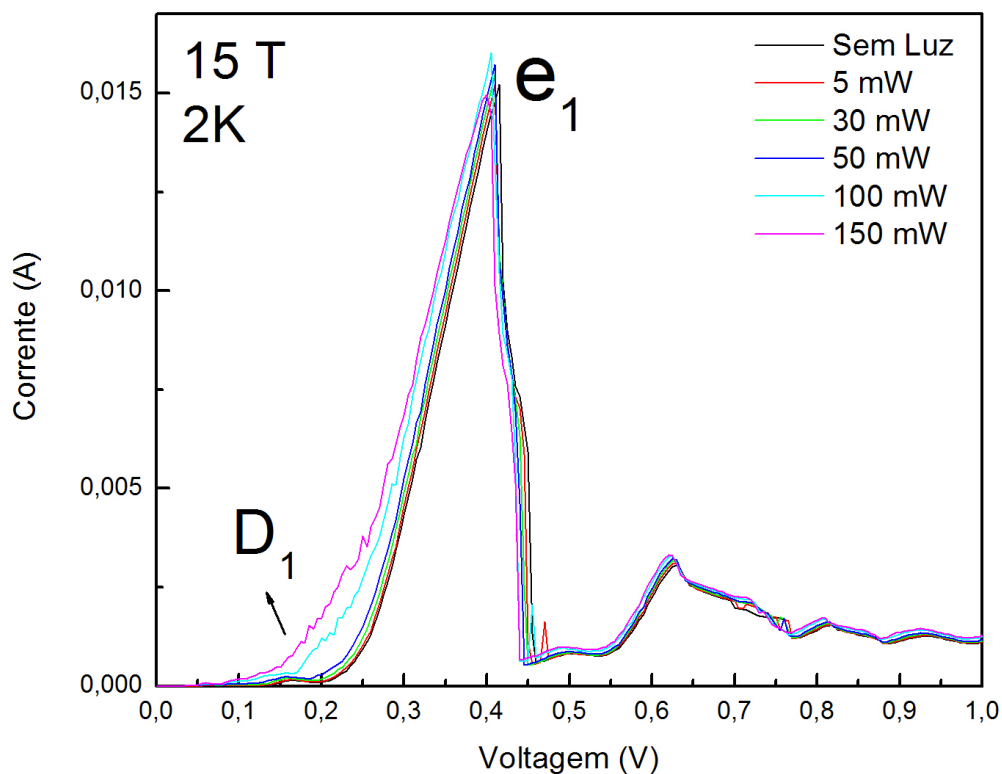


FIGURA 4.2: Curvas características corrente-tensão da amostra NU1301 a 2 K dependentes da potência de luz com campo magnético $B = 15 T$.

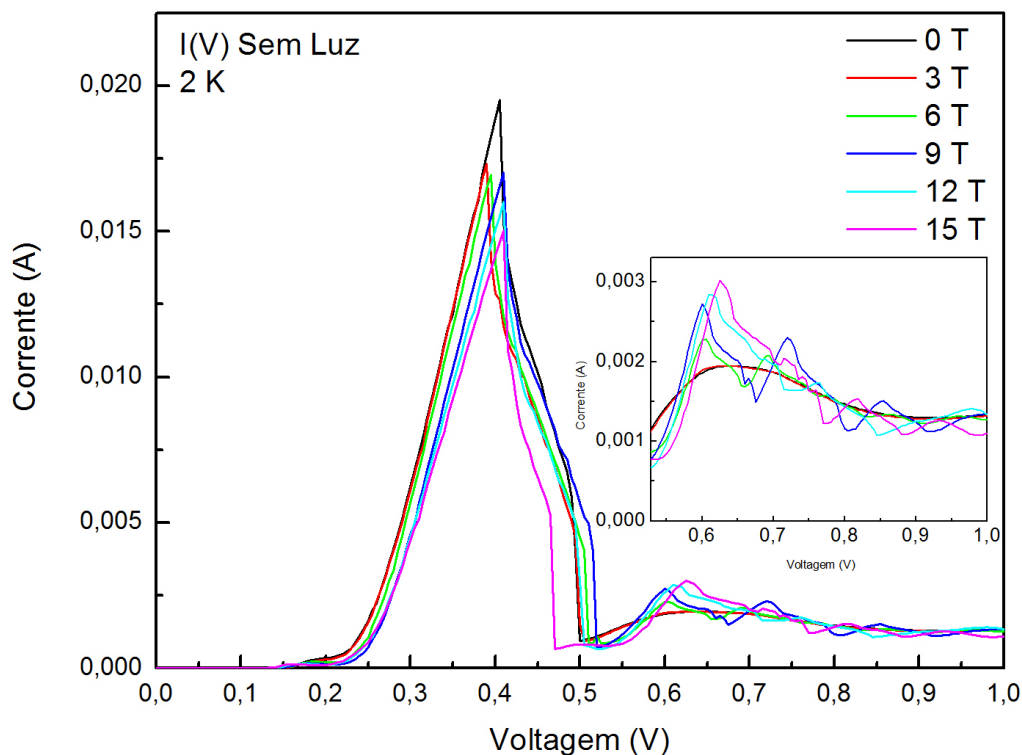


FIGURA 4.3: Figura típica de curva $I(V)$ com dependência do campo magnético aplicado.

Os dados experimentais de magneto-tunelamento foram obtidos em 2 K , com campo magnético paralelo à direção de corrente túnel e no intervalo de 0 a 15 T . Observamos diversas oscilações de corrente logo após o pico de ressonância de elétrons. Para melhor compreensão desse efeito realizamos um estudo detalhado das curvas $I(V)$ em função do campo magnético.

Quando aumentamos o campo magnético observamos um aumento de picos na região de vale de corrente. A análise dessas oscilações foi feita com a construção de um diagrama de campo magnético por voltagem dos picos de corrente (*fan chart*).

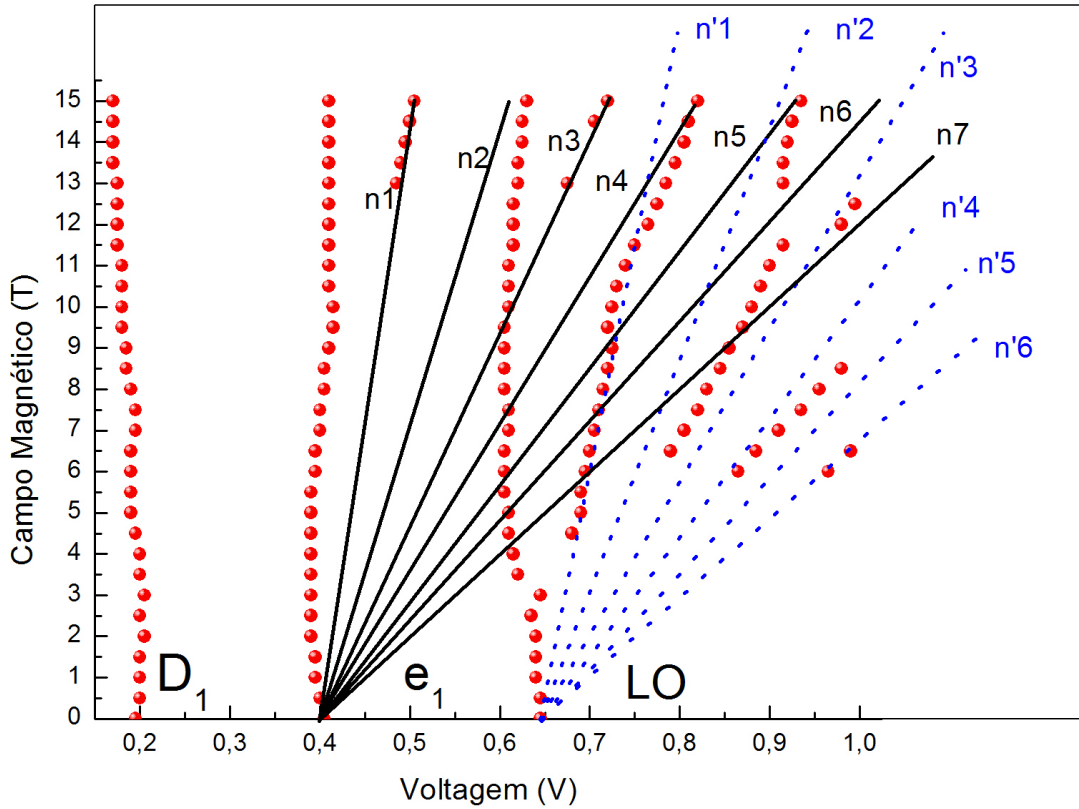


FIGURA 4.4: Fan chart mostrando a dependência dos picos da curva $I(V)$ com o campo magnético. As retas sólidas são cálculos de $B(V)$ para o pico de ressonância de elétron e as pontilhadas são para o pico de ressonância do fonôn.

Quando um campo magnético longitudinal B é aplicado, o movimento transversal de elétrons (2D) é quantizado em níveis de Landau, como vimos no capítulo 2. Se o tunelamento for coerente, a ressonância ocorre com alinhamento de níveis de Landau com o mesmo índice, resultando assim em um único pico de ressonância. Para voltagens maiores, os processos de espalhamento tornam-se importantes permitindo a observação de ressonâncias no vale de corrente referentes ao alinhamento de níveis de Landau com índices diferentes. A condição de tunelamento ressonante incoerente é obtida por

$$E_{acc} - E_w = m \hbar \omega_c, \quad (4.1)$$

onde m é um número inteiro, E_{acc} é a energia do estado quase-ligado da camada de acumulação e E_w é a energia do estado quase-ligado no poço. Elétrons no n -ésimo nível de Landau da camada de acumulação podem tunelar por espalhamento elástico para o $(n + m)$ -ésimo nível de Landau do poço e, assim, um máximo de corrente é observado

(Leadbeater *et al.*, 1989; Galvão Gobato *et al.*, 1991). Esse efeito corresponde ao processo de tunelamento elástico incoerente, pois a energia cinética transversal e o momento devem ser transferidos na direção longitudinal por espalhamento elástico.

As linhas sólidas nomeadas por $n1, n2, n3, \dots$ na Figura 4.4 correspondem à retas teóricas referentes ao processo de tunelamento incoerente e elástico com $m = 1, m = 2, m = 3, \dots$ respectivamente. No entanto, as linhas pontilhadas foram obtidas teoricamente para condição de tunelamento inelástico. Esse processo corresponde ao alinhamento de níveis de Landau com índices diferentes e envolvendo emissão de um *fônon* ótico - LO (de energia $\hbar w_{LO}$). Esse processo de tunelamento inelástico ocorre na seguinte condição

$$E_{acc} - E_w = m \hbar w_c + \hbar w_{LO}. \quad (4.2)$$

As retas teóricas estão coerentes com os dados experimentais, entretanto, para interpretar corretamente esses dados, seria necessário fazer um maior detalhamento em magneto-transporte medindo, por exemplo, as curvas $I(B)$'s, como já realizado anteriormente por Galvão Gobato *et al.* (1991).

4.2 Medidas Óticas

Nesta seção iremos apresentar os resultados obtidos pelas medidas de PL. As medidas foram realizadas na região do contato *GaAs* (de 1,41 eV a 1,57 eV) e na região do QW (de 1,57 eV a 1,60 eV). Para obtermos uma visão geral da emissão, apresentamos nas Figuras 4.5 e 4.6 um espectro completo com as duas regiões estudadas.

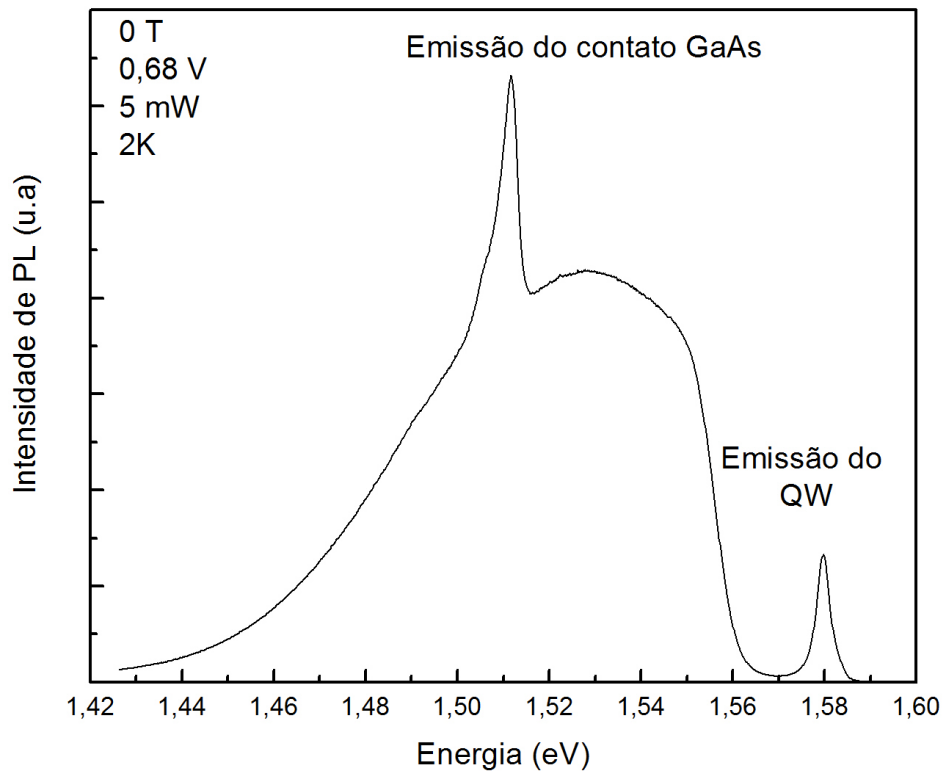


FIGURA 4.5: Espectro de luminescência com tensão aplicada (0,68 V) e sob excitação ótica de 5 mW.

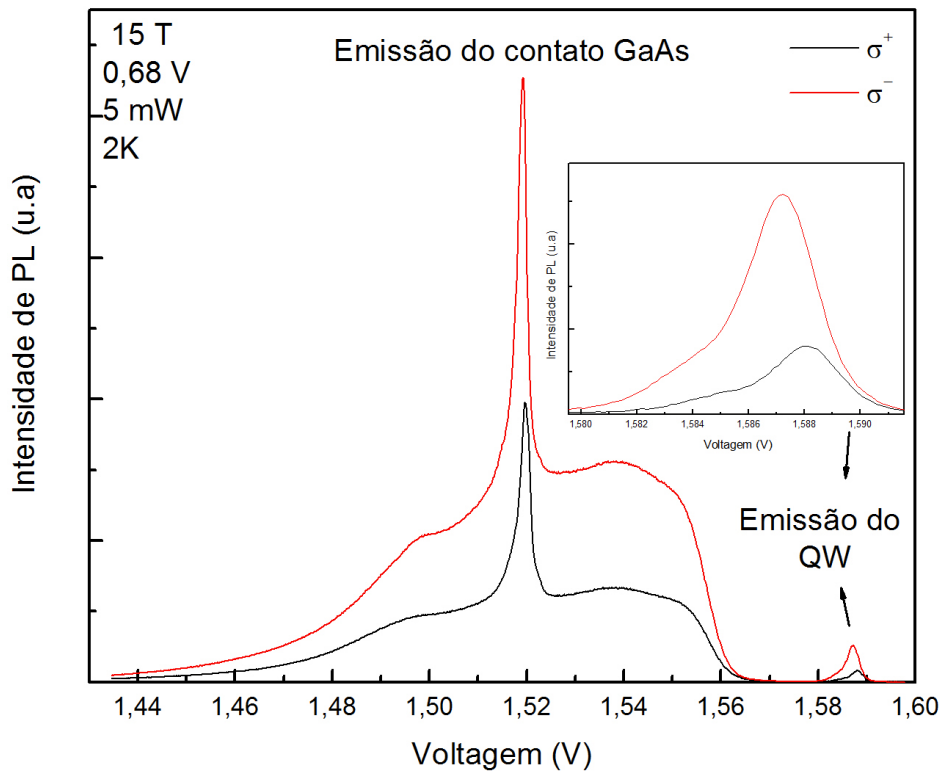


FIGURA 4.6: Espectro de luminescência com tensão aplicada ($0,68\text{ V}$), sob excitação óptica de 5 mW e aplicação de campo magnético.

Nestas figuras podemos observar a presença de um pico centrado em aproximadamente $1,585\text{ eV}$ associado à recombinação de portadores no QW. Observamos também outra emissão em baixa energia que foi associada à recombinação de portadores nos contatos do diodo (*GaAs*). Essa emissão possui a contribuição de diferentes recombinações óticas, uma delas corresponde à recombinação excitônica referente à região não dopada do contato (Skolnick *et al.*, 1990). Além disso, observamos também banda larga, que corresponde à recombinação de portadores na região dopada dos contatos de *GaAs*. Dependendo da voltagem aplicada, observamos também outra emissão fortemente dependente da voltagem que envolve a recombinação espacialmente indireta de elétrons/buracos do gás bidimensional que se forma próximo da barreira com buracos/elétrons livres.

Como já estudado no capítulo "Fundamentos Teóricos", na presença de voltagem aplicada, temos a formação de um poço quântico triangular perto da barreira do emissor,

como podemos observar na Figura 2.6. Elétrons que ocupam os estados quase-ligados nesse poço triangular formam um gás de elétron bidimensional (2DEG). Na presença de luz, buracos são foto-gerados no contato e formam, próximo à barreira do coletor, um gás bidimensional de buracos (2DHG). Como mencionado acima, as recombinações óticas envolvendo o gás (2D) e portadores livres é bastante sensível à voltagem aplicada, uma vez que o aumento de voltagem resulta no aumento da densidade do gás e, conseqüentemente, na redução da energia de emissão (dos Santos *et al.*, 2011).

As Figuras 4.7, 4.8, 4.9, 4.10, 4.11 e 4.12 ilustram o mapa de cores das emissões óticas do QW e do contato (*GaAs*) em função da voltagem aplicada. Apresentamos também as curvas $I(V)$'s com o objetivo de estudar possíveis correlações entre propriedades óticas e de transporte do diodo.

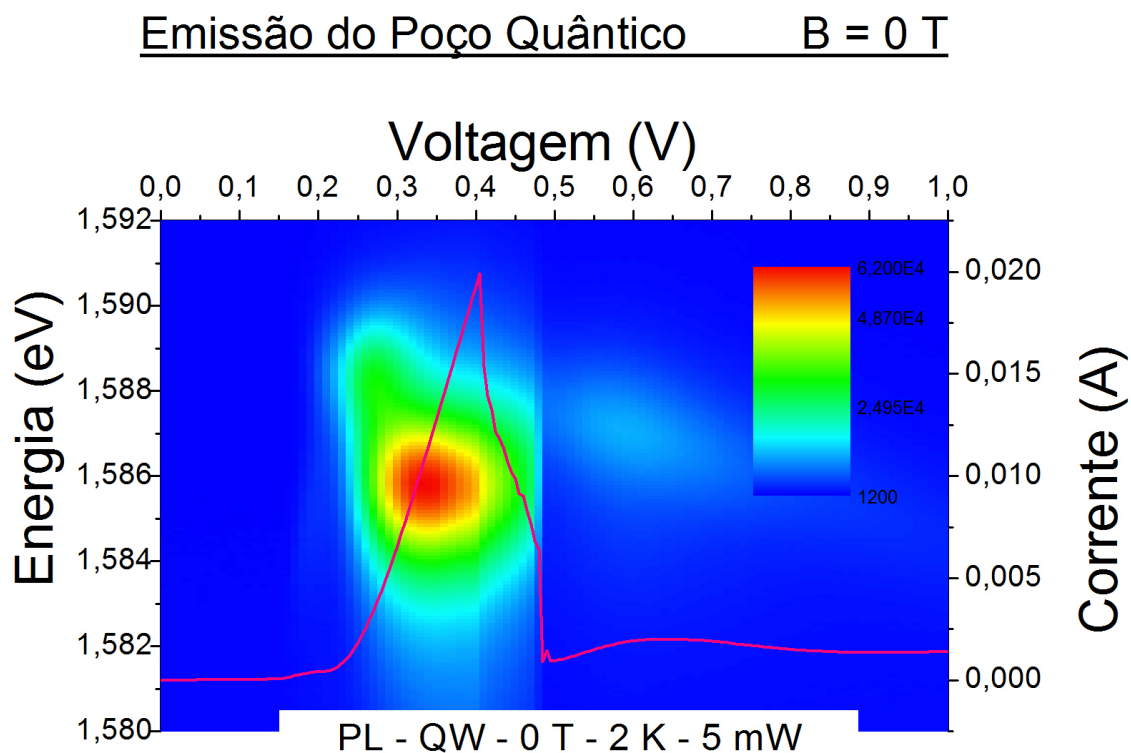


FIGURA 4.7: Mapa de cores de intensidades de PL em função da voltagem no QW com $B = 0T$.

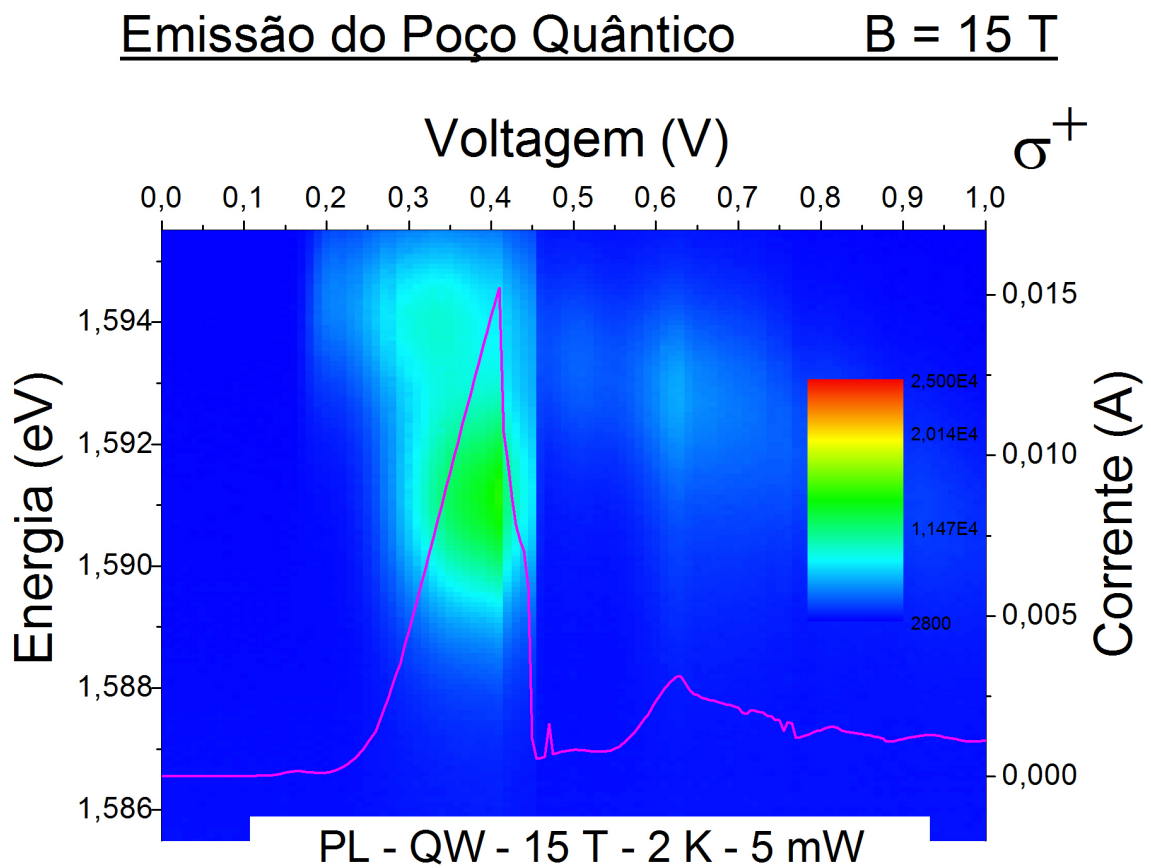


FIGURA 4.8: Mapa de cores de intensidades de PL em função da voltagem no QW com $B = 15T$ com polarização σ^+ .

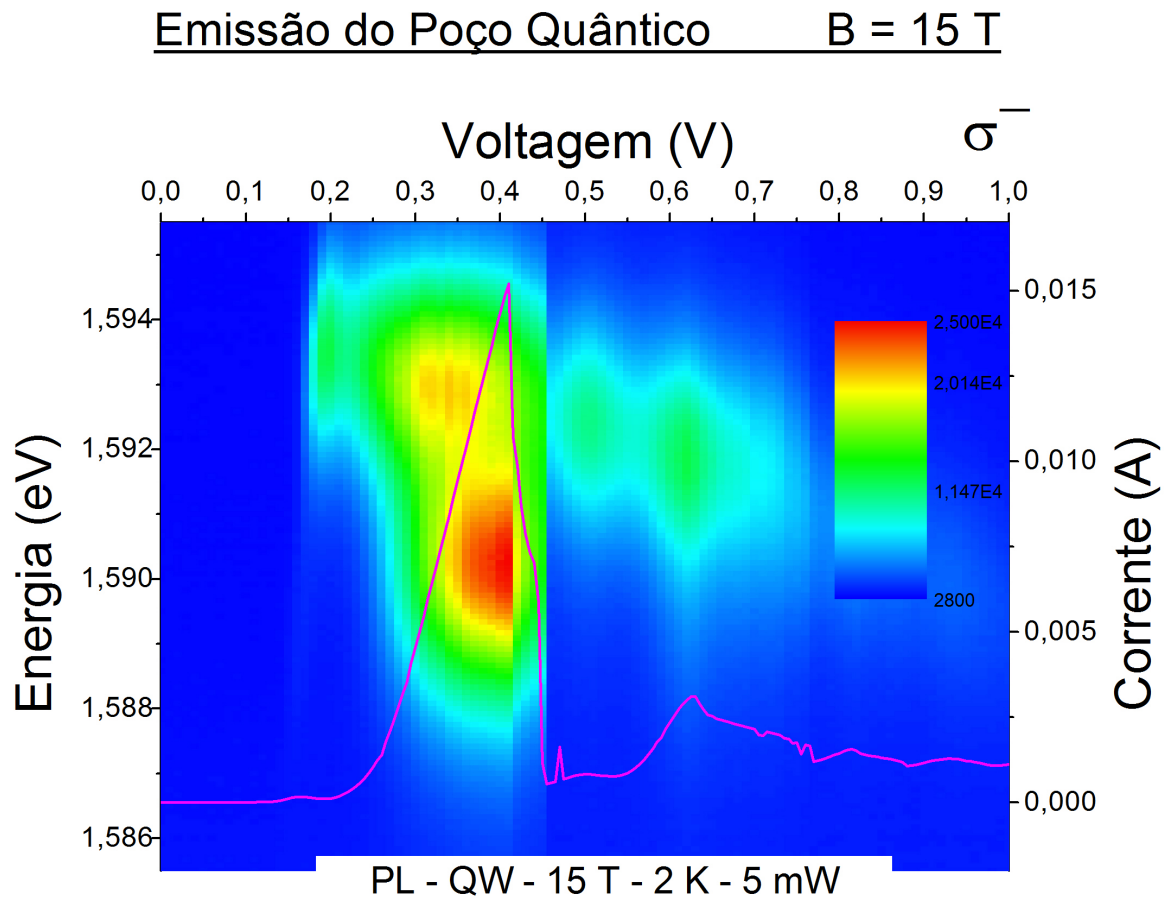


FIGURA 4.9: Mapa de cores de intensidades de PL em função da voltagem no QW com $B = 15T$ com polarização σ^- .

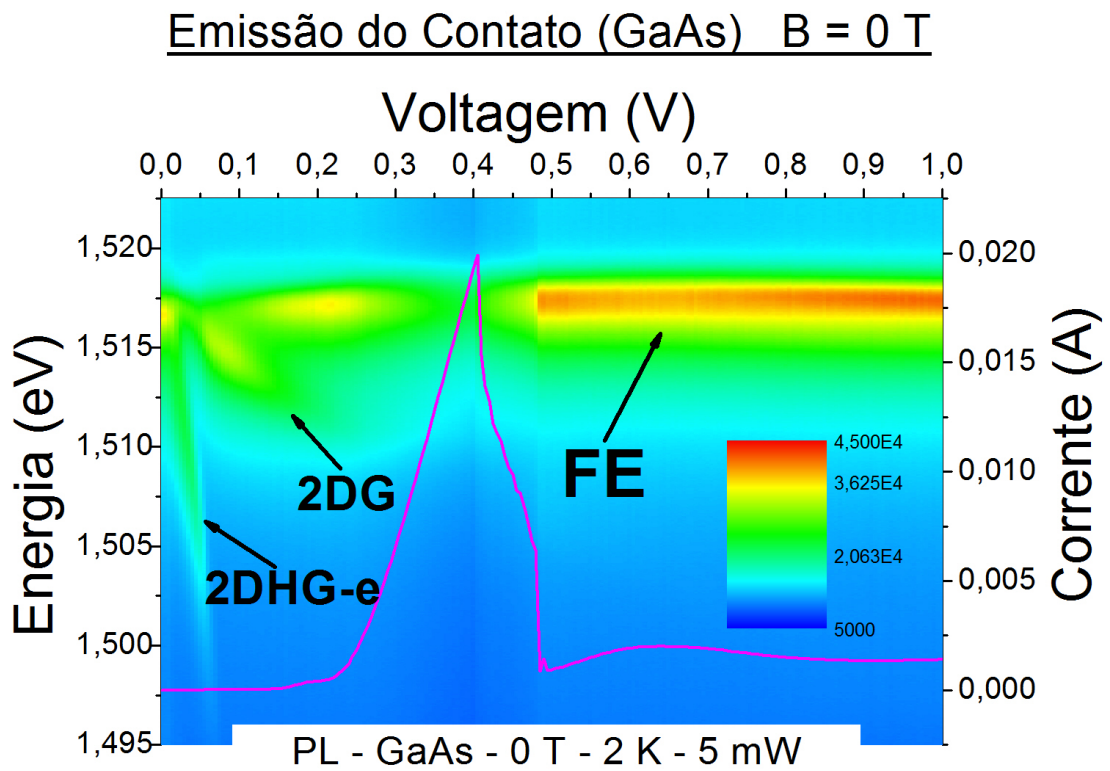


FIGURA 4.10: Mapa de cores de intensidades de PL em função da voltagem no contato (*GaAs*) com $B = 0T$.

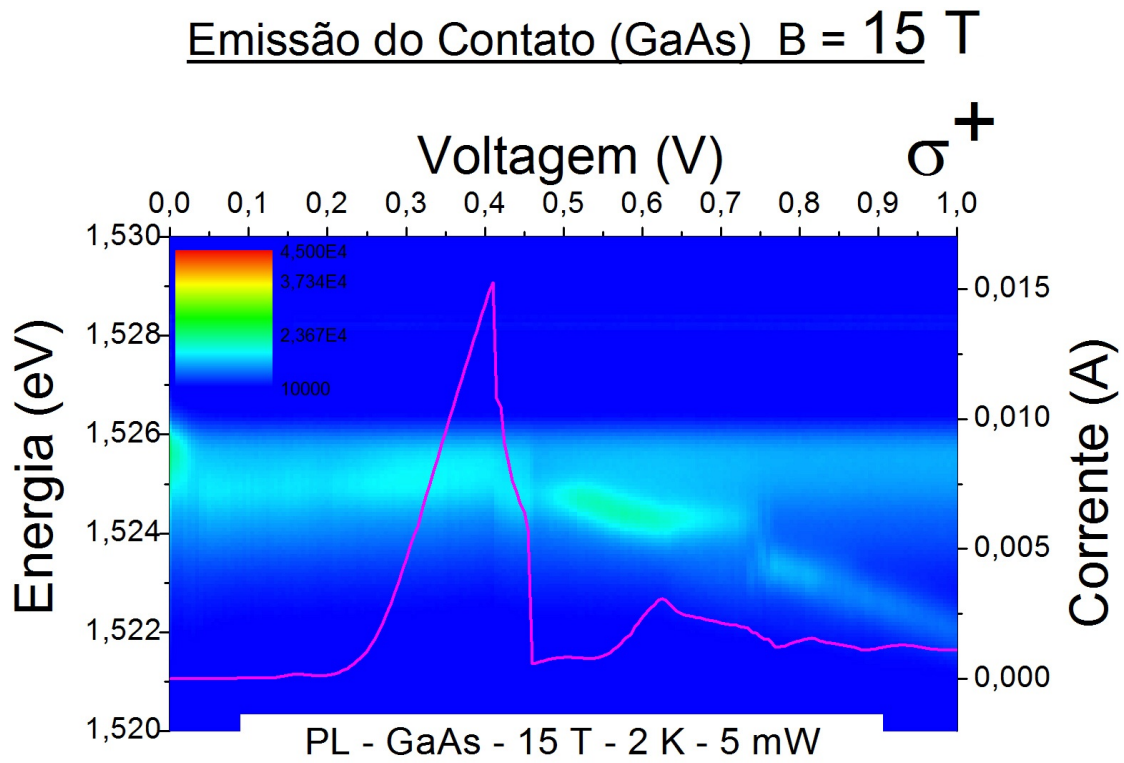


FIGURA 4.11: Mapa de cores de intensidades de PL em função da voltagem no contato (GaAs) com $B = 15T$ com polarização σ^+ .

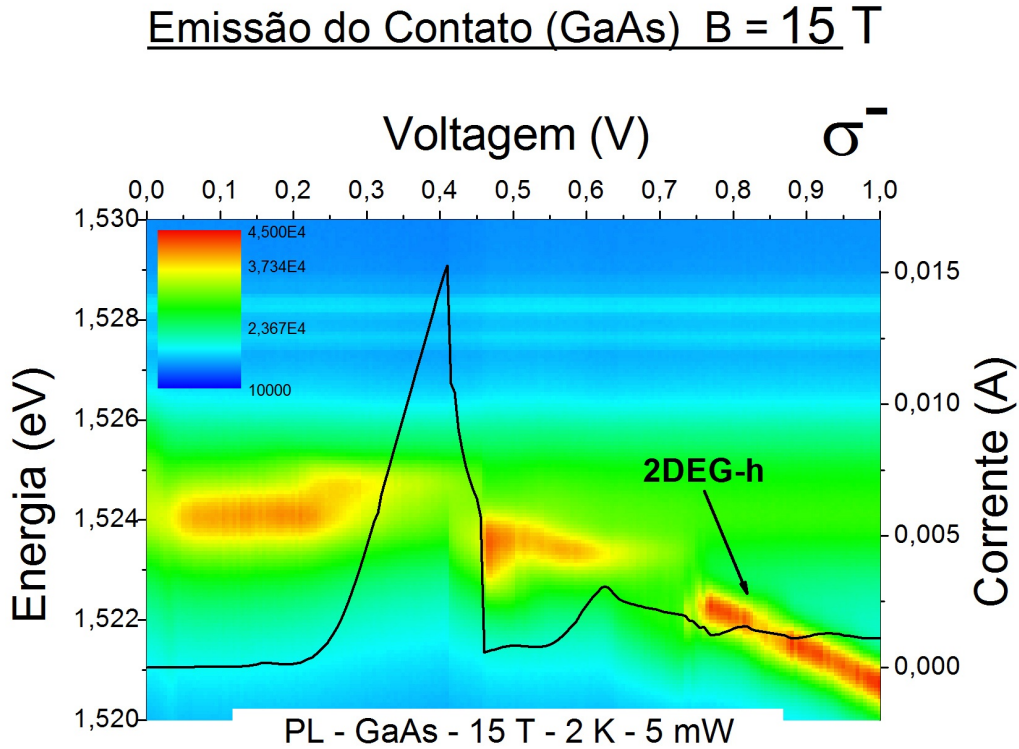


FIGURA 4.12: Mapa de cores de intensidades de PL em função da voltagem no Contato (*GaAs*) com $B = 15T$ com polarização σ^- .

Em $B = 0T$, observamos as seguintes emissões óticas na região do contato: recombinação de portadores do gás bi-dimensional de buracos com elétrons livres (2DHG-e) em baixa voltagem, a recombinação do *free exciton*(FE) (recombinação entre elétrons na camada não dopada e buracos fotogerados). Na presença de campo magnético, observamos uma recombinação adicional após a ressonância de elétrons que foi associada à recombinação de elétrons confinados no gás bidimensional de elétrons e buracos livres (2DEG-h).

Observamos que a intensidade do pico relacionado ao 2DHG-e diminui com o aumento da voltagem aplicada. Esse efeito provavelmente ocorre porque o aumento do campo elétrico reduz o *overlap* das funções de onda de buracos do 2DHG e elétrons livres. Observamos também um aumento significativo na intensidade da emissão do FE em altas voltagens. Esse aumento pode estar associado com o aumento da densidade de portadores tunelando para a região não dopada do contato.

A emissão do 2DEG-h é geralmente observada na presença de altos campos magnéticos (dos Santos *et al.*, 2011). O campo magnético aumenta o *overlap* da função de onda de buracos livres e elétrons do 2DEG. Além dessa emissão observamos uma outra também dependente da voltagem e indicada por intensidade 2D-G na Figura 4.10. Essa emissão poderia estar relacionada a um segundo nível do gás de buracos.

O espectro de fotoluminescência do QW apresenta máximos de intensidade próximos à ressonância de elétron, ou seja, apresenta uma boa correlação com a curva característica $I(V)$. O comportamento da intensidade de PL pode ser explicado considerando que, em primeira aproximação, a intensidade de fotoluminescência é proporcional ao produto das densidades de elétrons e buracos (Carvalho *et al.*, 2006a). Portanto, um aumento na intensidade de PL do QW evidencia um aumento na densidade de carga no QW. Desta forma, observamos máximos de intensidade de fotoluminescência em cada ressonância de elétrons (incluindo as ressonâncias associadas ao tunelamento incoerente e inelástico) da curva $I(V)$.

Abaixo (Figura 4.13) apresentamos os espectros típicos de PL na região do QW para algumas voltagens selecionadas e sem a presença do campo magnético, $B = 0T$.

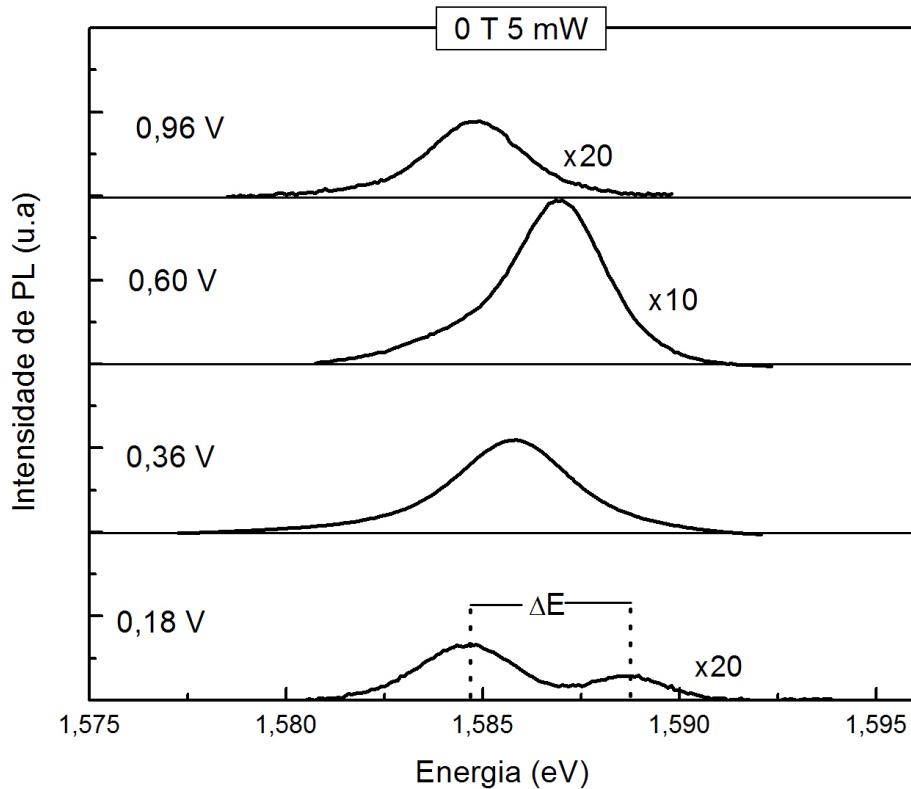


FIGURA 4.13: Espectros típicos de PL na região do poço quântico.

Notamos que, em baixa voltagem, existe a presença de dois picos na intensidade de PL com uma separação em energia, ΔE , da ordem de 4 meV . A região de voltagem em que esta situação ocorre é aquela associada ao tunelamento assistido por impurezas doadoras. Desta forma, tendo em vista a condição e a separação em energia de tais picos, uma possível explicação seria uma recombinação óptica excitônica envolvendo impurezas doadoras dentro do poço.

A figura 4.14 mostra a dependência da largura de linha, posições do pico e da intensidade integrada de PL com a voltagem aplicada para $B = 0\text{ T}$.

De forma geral, observamos uma boa correlação entre as intensidades de PL e a curva característica $I(V)$. No entanto na região do pico ressonante de elétrons essa correlação é mais fraca. Isto ocorre devido a um importante acúmulo de carga nessa região.

Observamos um aumento no deslocamento do pico para altas energias quando aumentamos a voltagem aplicada no diodo (na região de baixas voltagens). Isso ocorre devido ao aparecimento de novas emissões, incluindo *exciton* ligado a impurezas e formação de *trions* (Teran *et al.*, 2005) no QW. Observamos também que, quando a densidade de carga acumulada no QW diminui (0,48 V, logo após a ressonância), favorecemos novamente a recombinação excitônica. O aumento da voltagem resulta em uma diminuição gradativa da posição do pico devido ao efeito Stark.

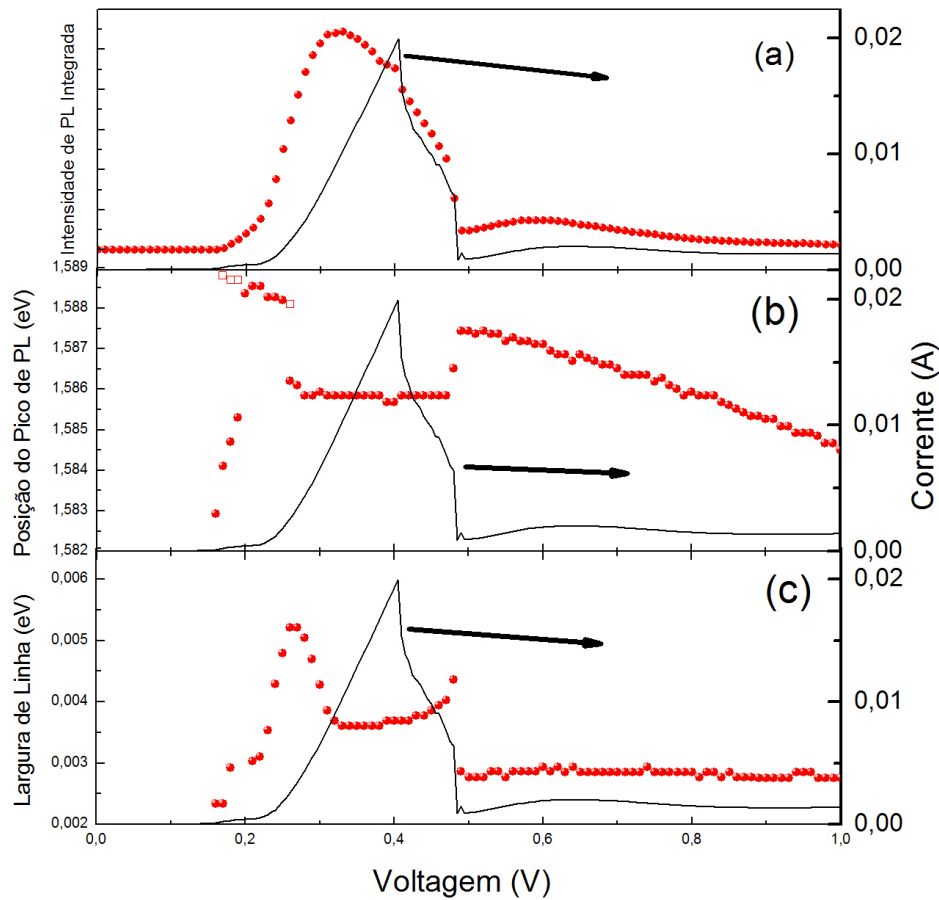


FIGURA 4.14: QW $B = 0T$ (a) Intensidade de PL integrada. (b) Posição do pico de PL (os quadrados vazados indicam a posição do segundo pico). (c) Largura de linha. Nos três gráficos apresentam-se inseridas as respectivas curvas $I(V)$.

A largura de linha é consistente com a interpretação acima. Observamos um aumento da largura de linha em baixas voltagens, demonstrando a presença de novas emissões, por exemplo, emissão excitônica e emissão associada à formação de *trions*. Para voltagens superiores à ressonância, temos uma diminuição brusca da largura de linha

devido à redução de carga acumulada no QW.

A seguir, apresentaremos os dados experimentais obtidos na presença de um campo magnético aplicado paralelamente à direção da corrente túnel. Na Figura 4.15, apresentamos alguns espectros típicos de PL, da região do poço quântico, na presença de campo magnético de $15 T$.

Na região de voltagem referente ao tunelamento ressonante de elétrons ($V = 0,36 V$), observamos a presença de dois picos, com separação em energia de aproximadamente $3 meV$, que foi associado à transição excitônica e a emissão de *trions*. Os trabalhos da literatura (Teran *et al.*, 2005) mostram que a separação em energia da emissão de *trions* e do *exciton* livre é da ordem de 2 a $3 meV$.

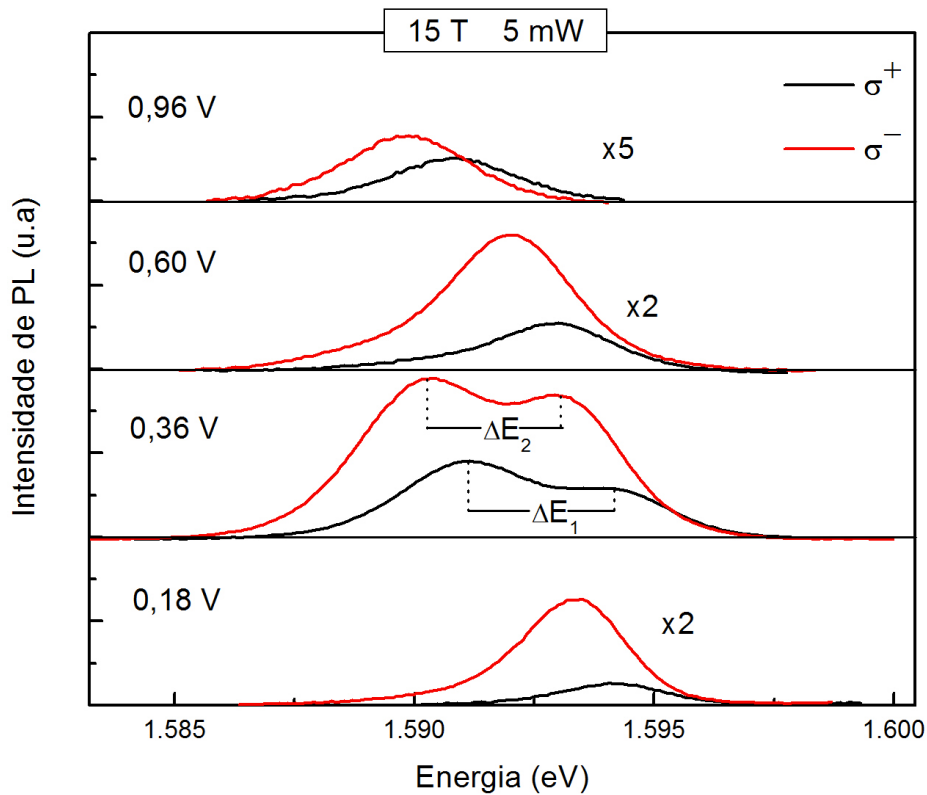


FIGURA 4.15: Espectros típicos de PL, na região do QW, com tensão aplicada e sob campo magnético de $15 T$

A figura 4.16 mostra a dependência da largura de linha, posições do pico de energia e da intensidade integrada de PL com a voltagem aplicada. A região hachurada

corresponde a situação onde observamos dois picos no espectros de PL (vide Figura 4.15 em 0,36 V).

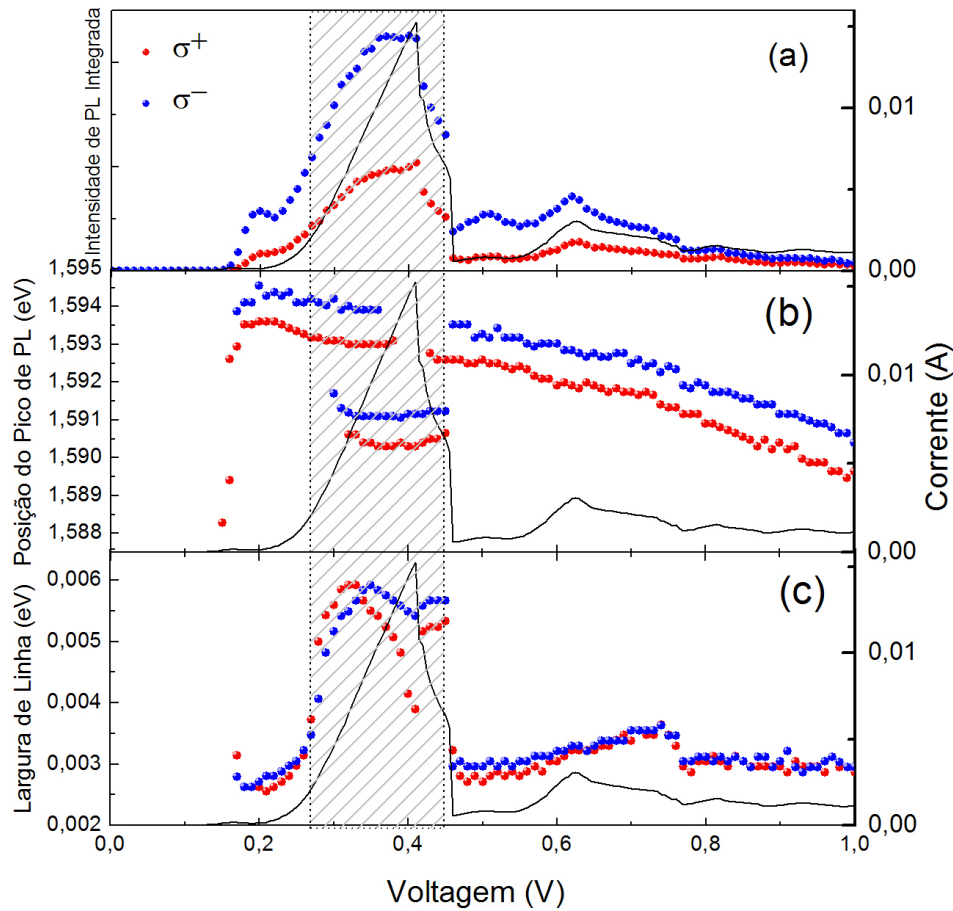


FIGURA 4.16: QW $B = 15T$ (a) Intensidade de PL integrada. (b) Posição do pico de PL. (c) Largura de linha. Nos três gráficos apresentam-se inseridas as respectivas curvas $I(V)$.

Observamos que a aplicação do campo magnético resulta em uma melhor correlação entre a intensidade de PL e a curva $I(V)$. Os resultados obtidos são semelhantes aos resultados observados em $B = 0 T$.

Abaixo (Figura 4.17) apresentamos os gráficos referentes à dependência com a voltagem do grau de polarização circular e *spin-splitting* da emissão do QW.

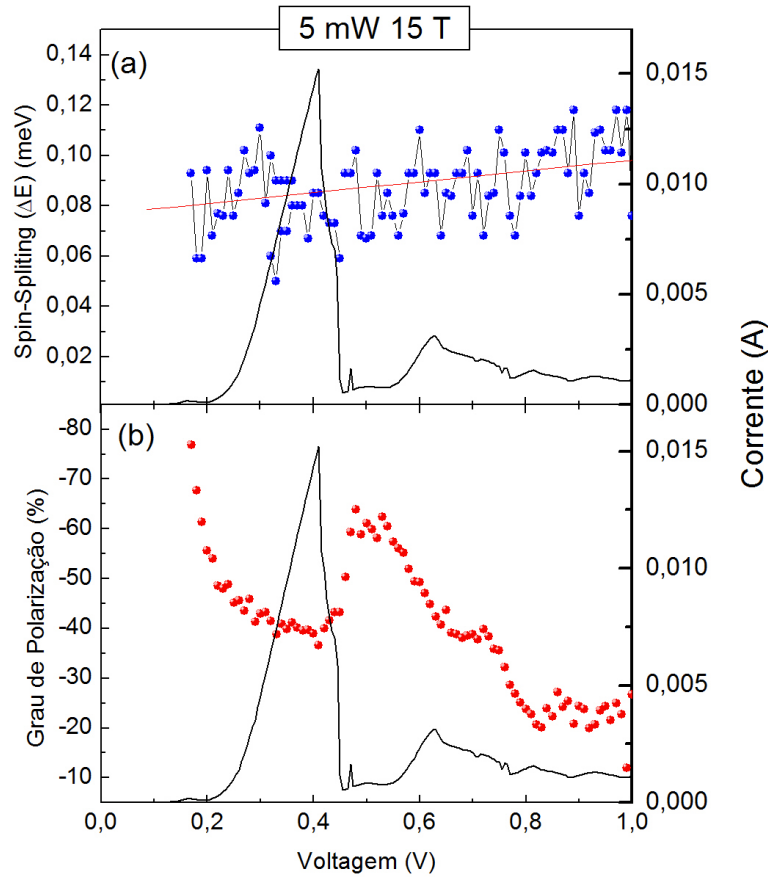


FIGURA 4.17: (a) Gráfico de *spin-splitting* 15 T. (b) Gráfico do grau de polarização.

Como podemos perceber, o *spin-splitting* no QW não apresenta uma variação significativa com o aumento da voltagem aplicada, enquanto que o grau de polarização tem uma importante variação com a voltagem aplicada. Observamos um alto grau de polarização na região de tunelamento assistido por impurezas doadoras. Esse grau de polarização diminui quando aumentamos a voltagem aplicada provavelmente devido à formação de *trions* no sistema. Logo após o pico ressonante, observamos oscilações do grau de polarização com o aumento da voltagem aplicada.

Analisamos também a dependência do grau de polarização com a intensidade de luz incidida sob a amostra. Para isso, fixamos 3 voltagens diferentes (0,18 V, 0,39 V e 0,50 V), referentes aos picos do tunelamento assistido por impurezas, tunelamento ressonante de elétrons e ao tunelamento assistido por espalhamentos de fônons óticos. Os resultados obtidos são apresentados nas Figuras 4.18, 4.19, 4.20, 4.21, 4.22 e 4.23. Como podemos observar o efeito da potência da luz no grau de polarização é mais importante

na condição de baixa voltagem ($0,18 V$).

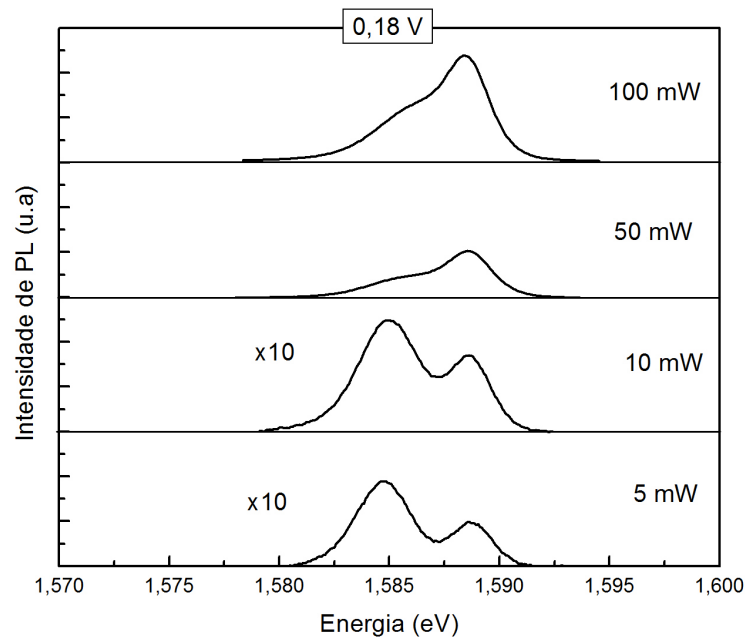


FIGURA 4.18: Gráfico típico de PL com dependência da potência do laser sem campo magnético ($B = 0 T$) aplicado e voltagem fixa em $0,18 V$

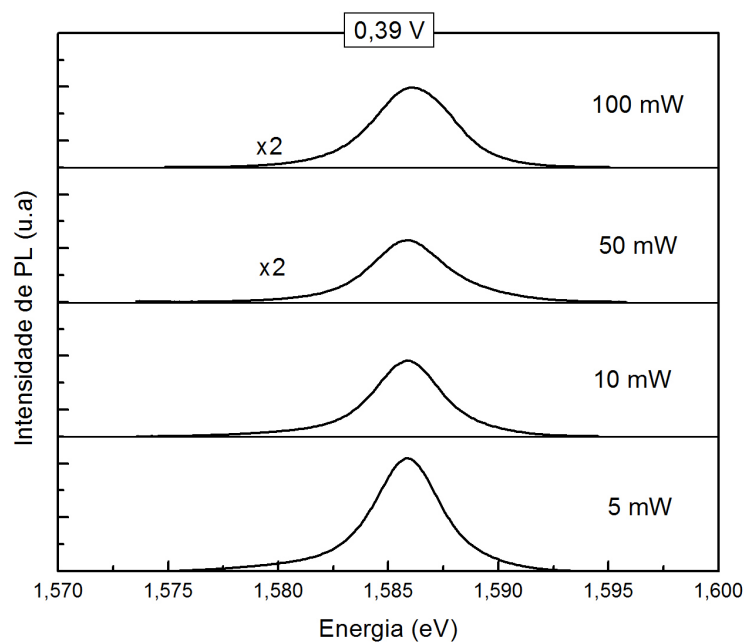


FIGURA 4.19: Gráfico típico de PL com dependência da potência do laser sem campo magnético ($B = 0 T$) aplicado e voltagem fixa em 0,39 V

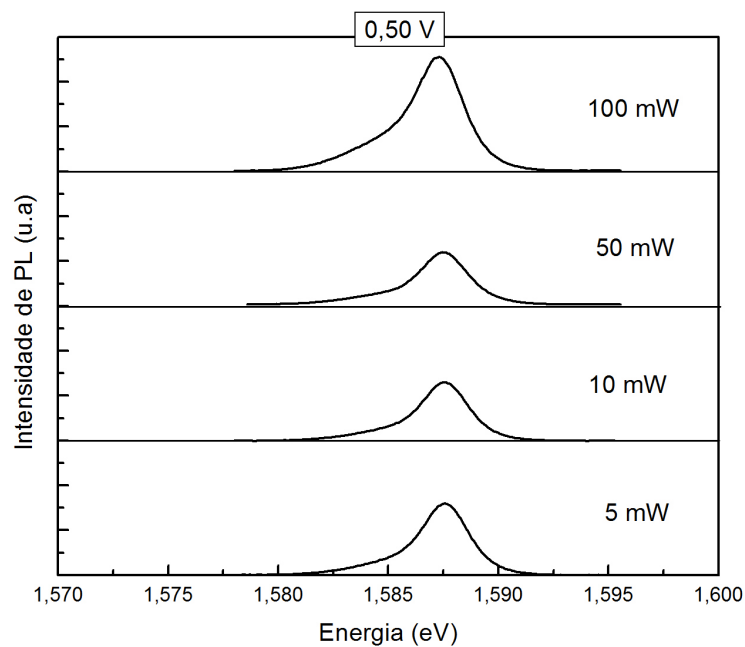


FIGURA 4.20: Gráfico típico de PL com dependência da potência do laser sem campo magnético ($B = 0 T$) aplicado e voltagem fixa em 0,50 V

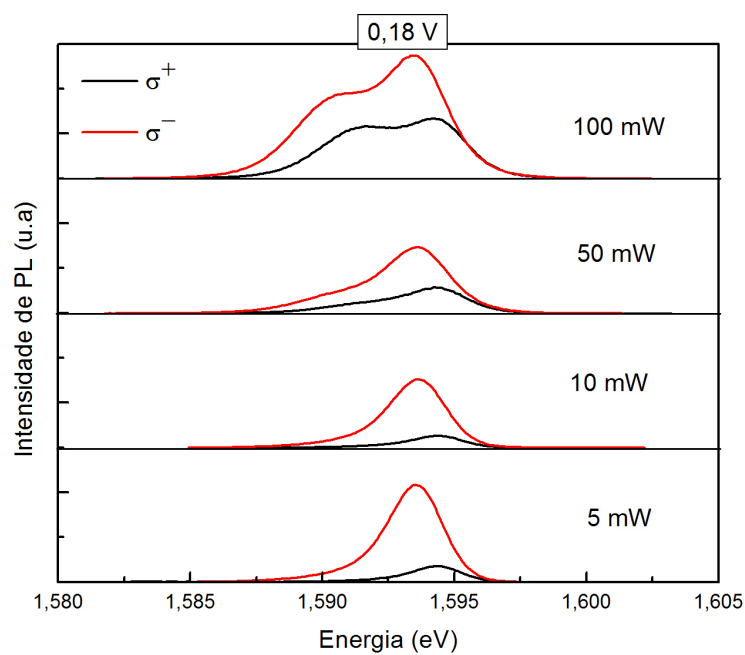


FIGURA 4.21: Gráficos típicos de PL com dependência da potência do laser com campo magnético aplicado, $B = 15T$ e voltagem fixa em $0,18 V$.

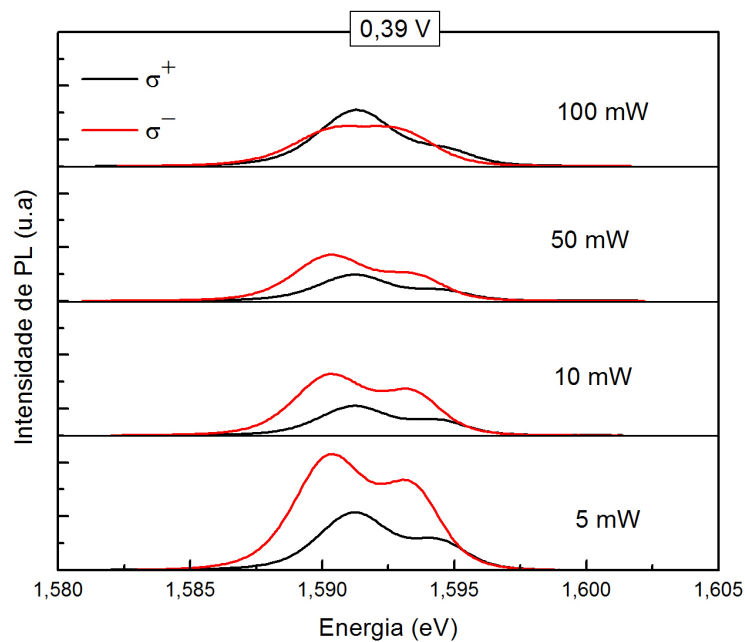


FIGURA 4.22: Gráficos típicos de PL com dependência da potência do laser com campo magnético aplicado, $B = 15T$ e voltagem fixa em $0,39 V$.

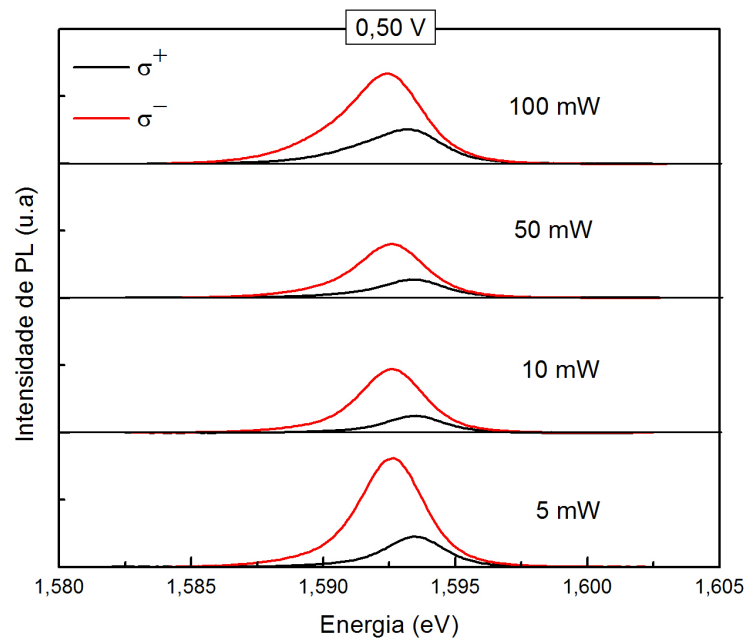


FIGURA 4.23: Gráficos típicos de PL com dependência da potência do laser com campo magnético aplicado, $B = 15T$ e voltagem fixa em $0,50 V$.

A Figura 4.24 mostra a dependência do grau de polarização com a intensidade de laser. Neste trabalho, selecionamos duas potências para medidas do grau de polarização em função da voltagem aplicada. As medidas foram realizadas em uma baixa potência, $5 mW$, e em alta potência, $100 mW$ (Figura 4.25).

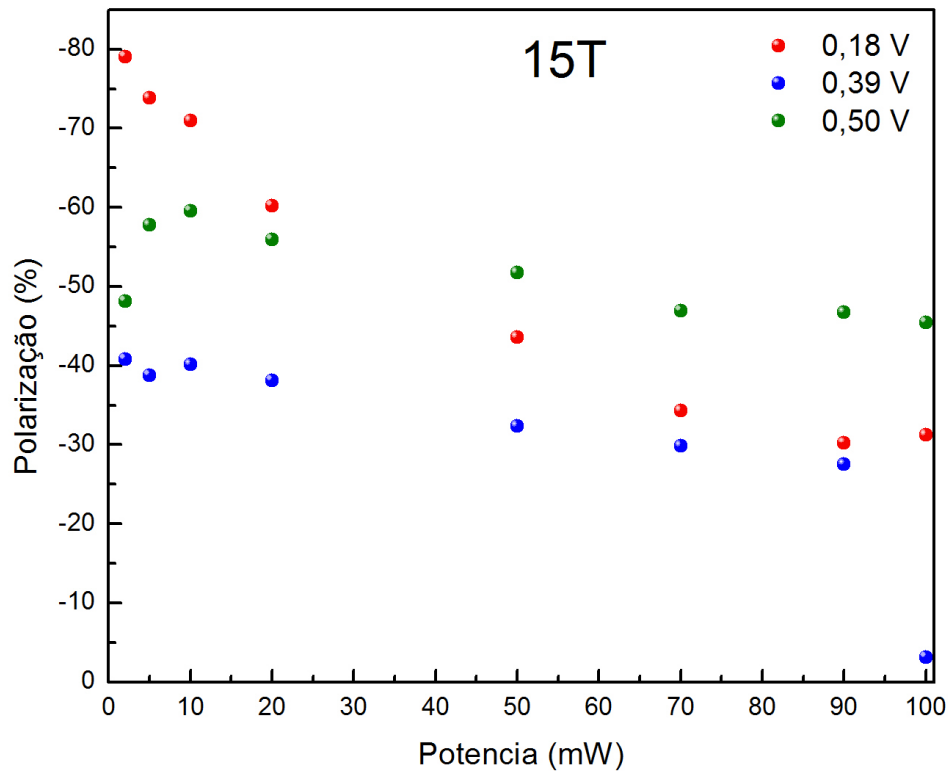


FIGURA 4.24: Polarização em três voltagens fixas variando a potência do laser.

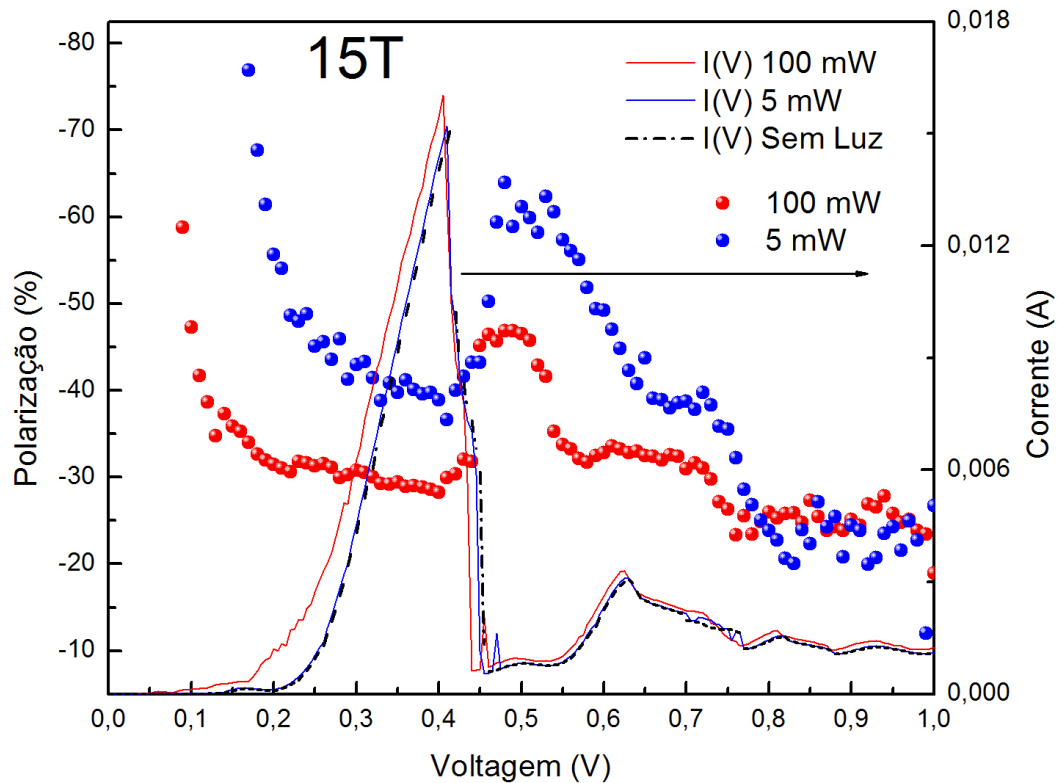
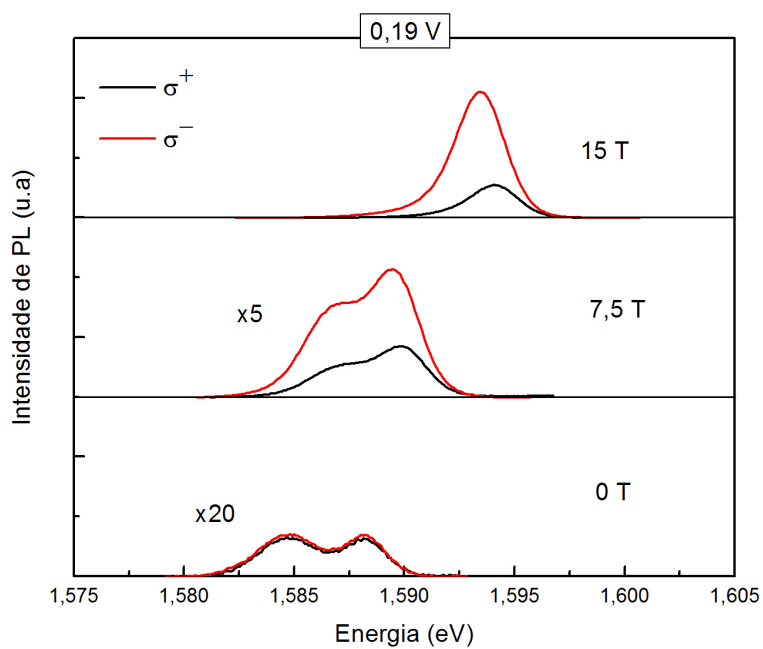
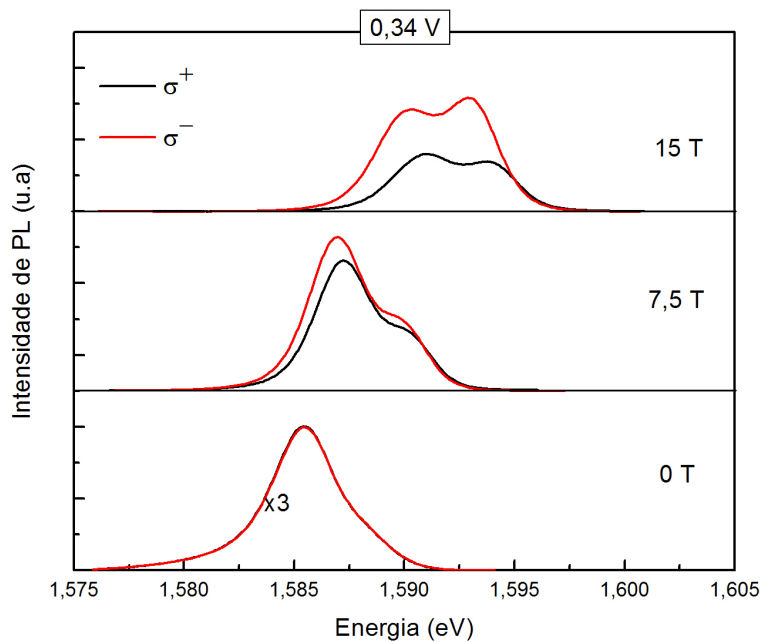


FIGURA 4.25: Comparação da polarização em baixa e alta potência.

Observamos uma maior polarização na região de impurezas na condição de baixa potência. O gráfico 4.25 mostra a dependência da polarização com a voltagem nas duas condições de potência.

Estudamos também a dependência da PL do QW com o campo magnético. Para isso, variamos o campo magnético de $0,5 T$ em $0,5 T$, de 0 a $15 T$ para duas voltagens fixas ($0,19 V$ e $0,34 V$), próximas dos picos ressonantes de impurezas e de elétrons. Nas Figuras 4.26 e 4.27, apresentamos os espectros típicos com alguns campos e, na Figura 4.28, mostramos a evolução da polarização com o aumento do campo magnético.

FIGURA 4.26: Espectros típicos de PL em diferentes campos magnéticos para $V = 0,19$ V.FIGURA 4.27: Espectros típicos de PL em diferentes campos magnéticos para $V = 0,34$ V.

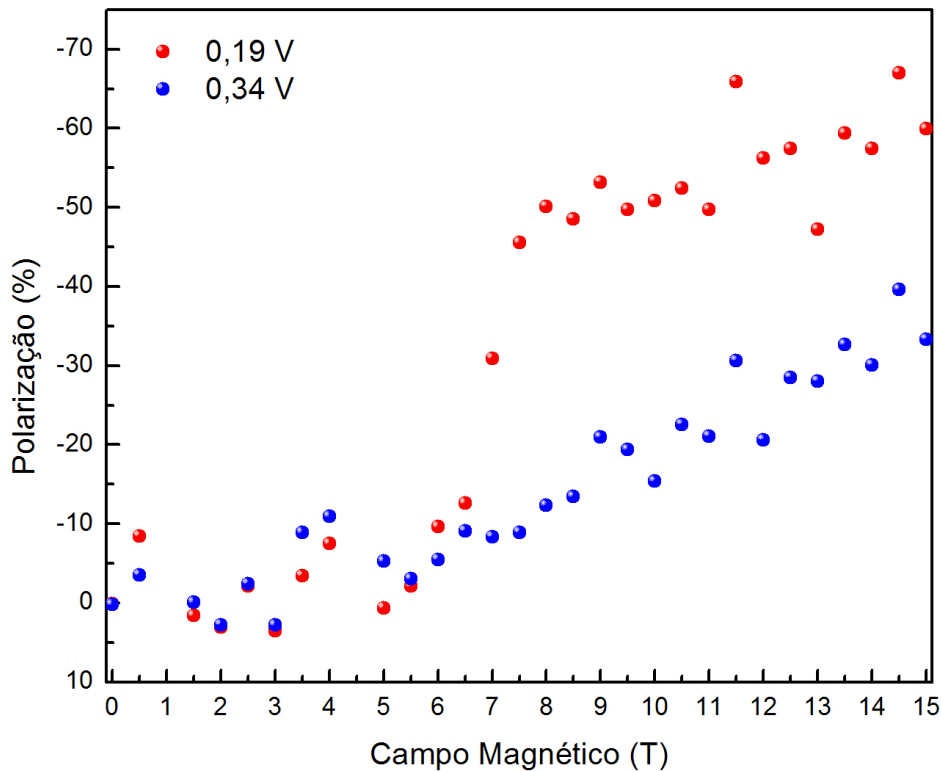


FIGURA 4.28: Gráfico de polarização para diferentes valores de campo magnético.

A presença do campo magnético provavelmente diminui a recombinação de impurezas e favorece a ligação do *exciton* com o elétron, como podemos notar na Figura 4.26 e 4.27. E, como já visto, essas relações podem ser diferentes com o aumento da potência do laser aplicada.

A análise da polarização com campo magnético é um pouco mais complicada pois é necessário um maior detalhamento em campo magnético, e, em nosso caso, não tivemos possibilidade de refazer essas medidas com maiores detalhes. Ainda assim, é possível observar o aumento da polarização com o campo magnético, o que é coerente de acordo com o estudado no capítulo "Fundamentos Teóricos".

Observamos também oscilações da polarização com o campo magnético provavelmente devido à ocupação de níveis de Landau. No entanto, os resultados estão bastante ruidosos e fica difícil fazer uma análise quantitativa da dependência do grau de polarização com o campo magnético.

Na região do contato *GaAs* fizemos uma análise dos espectros de PL na região em que foi possível observar a presença de uma banda relacionada com gás bidimensional de elétrons.

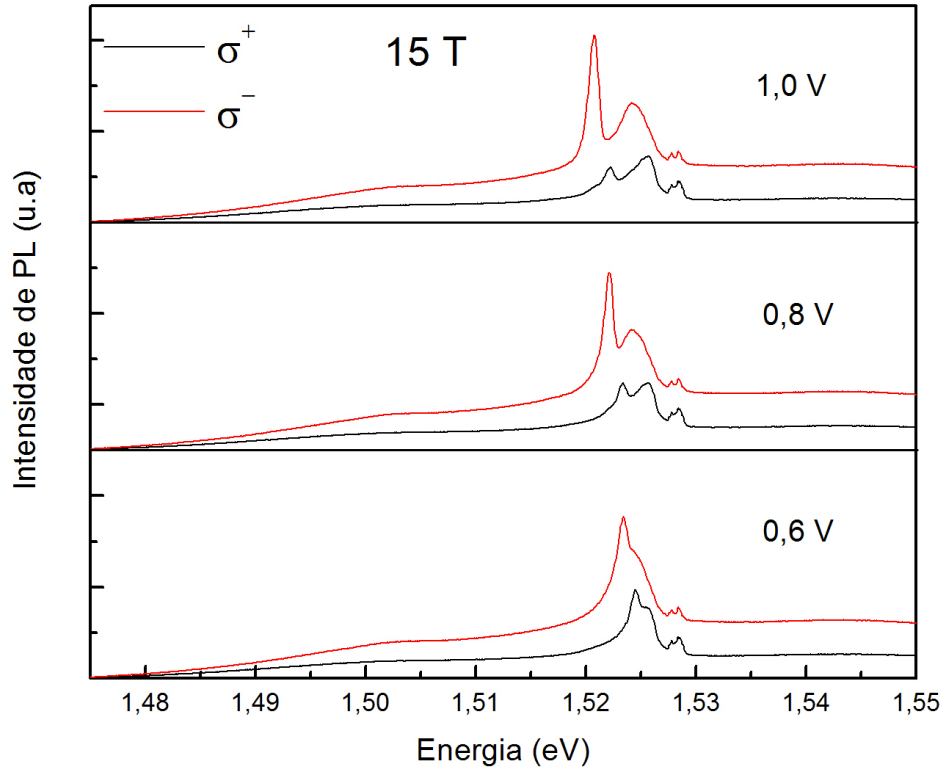


FIGURA 4.29: Espectros típicos de PL na região do contato *GaAs*.

Como já discutido anteriormente com os mapas de cores (Figuras 4.10, 4.11 e 4.12), observamos um espectro de PL na região do contato dependente da voltagem logo após o tunelamento ressonante do elétron, que foi associado a recombinação 2DEG-h.

Por fim, construímos um gráfico comparativo (Figura 4.31) com todas as polarizações (*GaAs*, 2DEG-h e QW). A extração da contribuição da polarização do 2DEG-h e do *GaAs* foi feita da seguinte forma: a partir do espectro do *GaAs*, retiramos a parte que havia o 2DEG-h e fizemos uma interpolação para completar a emissão do *GaAs* e, com isso, obtemos a polarização somente do *GaAs* (quadro (b) da figura); em seguida, com esse espectro, fizemos a subtração do espectro sem o 2DEG-h com o espectro completo e, assim, conseguimos extrair a polarização somente do 2DEG-h (quadro (c) da figura).

Esse processo pode ser observado na Figura 4.30.

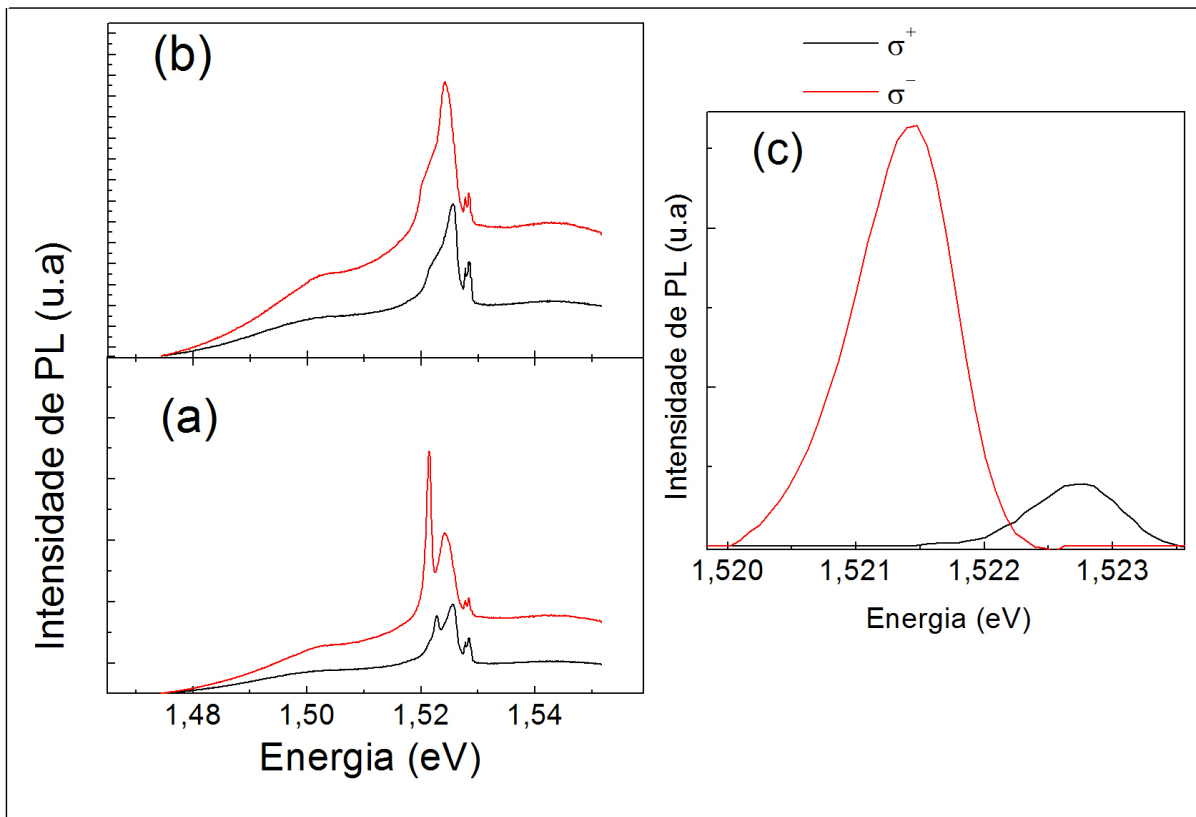


FIGURA 4.30: Procedimento usado para analisar a polarização do 2DEG-h e do *GaAs* separadamente. (a) Espectro completo do *GaAs*. (b) Espectro da emissão do *GaAs* sem o 2DEG-h (com interpolação na região retirada). (c) Subtração dos espectros (a) e (b), isto é, somente emissão do 2DEG-h.

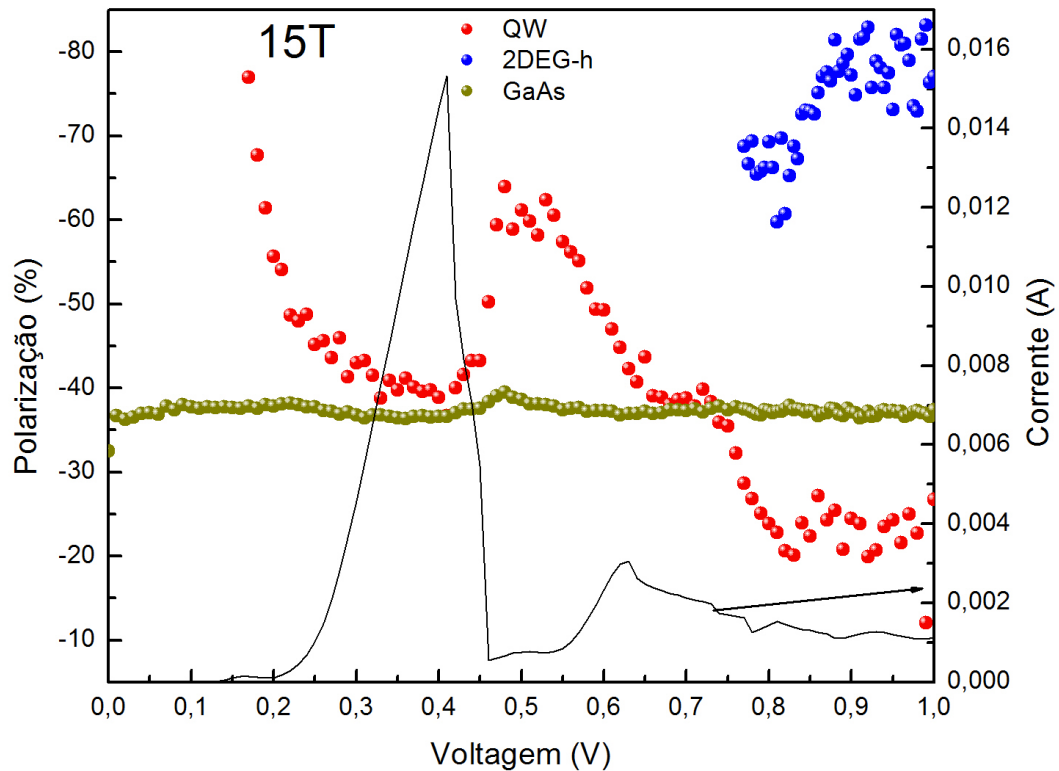


FIGURA 4.31: Gráfico comparando todas as polarizações.

No gráfico (Figura 4.31), observamos que o grau de polarização do *GaAs* é praticamente constante e da ordem de 35% enquanto que o grau de polarização da emissão 2DEG-h é bastante alta (com valores até 80%) e dependente da voltagem aplicada. O grau de polarização do QW nessa região é bem menor que o grau de polarização observado pela emissão 2DEG-h indicando uma grande perda de polarização de *spin* quando o elétron entra na região de dupla barreira. Observamos também uma diminuição no grau de polarização do QW acima de 0,55 V, que pode estar relacionada com o grande espalhamento nesta região de voltagem.

Capítulo 5

CONCLUSÃO

O objetivo central dessa dissertação de mestrado constituiu no estudo das propriedades magneto-ópticas e elétricas de um diodo de tunelamento ressonante contendo δ – *doping* de *Si* no centro do QW. Para isso, foram feitas medidas elétricas e ópticas na presença e ausência de campo magnético aplicado à amostra.

Assim como na literatura, nossa amostra apresentou um pico ressonante na curva $I(V)$, relacionado com a presença de doadores de *Si* dentro do QW.

Com campo magnético aplicado, vimos a presença de picos adicionais referentes ao processo de tunelamento incoerente e inelástico.

Com relação às medidas ópticas, temos evidências de recombinação óptica de buracos confinados no 2DHG com elétrons em baixa voltagem, a recombinação do *free exciton* e a recombinação óptica de elétrons confinados no 2DEG e buracos livres. Essa última recombinação é observada somente na presença de campo magnético devido ao aumento do *overlap* da função de onda do elétron e buraco. Observamos uma boa correlação da intensidade de PL com a curva característica corrente tensão inclusive na região de vale de corrente.

Observamos também que na região de ressonância de elétrons, a densidade de carga é muito grande, resultando na formação de *trions*. Essa recombinação é melhor observada com aplicação de campo magnético e em baixa potência do laser, enquanto que a recombinação relacionada ao nível de impureza foi observada não só sem campo e em baixa potência do laser, mas também com campo magnético em alta potência do

laser. Ou seja, o campo magnético e a potência do laser tem importante influência sobre a recombinação de portadores nesse tipo de amostra.

Neste trabalho, foi também analisado a dependência com a voltagem do grau de polarização da emissão do QW, do contato *GaAs* e do 2DEG-h. Primeiramente para o QW, fizemos um detalhamento da polarização em função da potência do laser e verificamos que em baixa potência temos um maior grau de polarização circular. Observamos que o grau de polarização é maior na região do tunelamento assistido por impurezas e diminui com a formação dos *trions* e na região de vale de corrente, onde domina os processos de espalhamento. Para região do contato *GaAs* não temos grandes alterações na polarização com a voltagem aplicada, enquanto que para a emissão 2DEG-h foi observado um alto grau de polarização dependente da voltagem aplicada. De maneira geral, podemos notar que a origem física da polarização circular da emissão do QW pode depender de vários mecanismos, em nosso caso em especial parece depender fortemente da densidade de cargas e de processos de espalhamento.

Mostramos nesta dissertação de mestrado que RTDs com δ -*doping* no centro do poço quântico têm um potencial a ser explorado tanto do ponto de vista da Física Fundamental, como no possível desenvolvimento de dispositivos semicondutores controlados por voltagem.

Este foi apenas um primeiro trabalho visando a compreensão e caracterização desses tipos de dispositivos e, como continuidade do mesmo, serão estudadas amostras com diferentes concentrações de δ -*doping*, com o objetivo de melhor analisar a influência dessa dopagem na emissão do 2DEG-h e no grau de polarização circular do QW. Esse estudo deve permitir uma melhor compreensão dos diversos mecanismos envolvidos nas emissões e, conseqüentemente, responsáveis pela polarização de *spin*.

Referências

- Blakemore, J. S. (1982). Semiconducting and other major properties of gallium arsenide. *Journal of Applied Physics*, **53**(10), R123–R181.
- Capasso, F. (1990). *Physics of Quantum Electron Devices*. Springer, Heidelberg.
- Carvalho, H. B., Brasil, M. J. S. P., Galvão Gobato, Y., Lopez-Richard, V., Marques, G. E., Camps, I., Henini, M., Eaves, L., Hill, G. & Docal, L. C. O. (2006a). Electric-field inversion asymmetry: Rashba and Stark effects for holes in resonant tunneling devices. *Physical Review B*, **74**(041305(R)), 1–4.
- Carvalho, H. B., Galvão Gobato, Y., Brasil, M. J. S. P., Lopez-Richard, V., Marques, G. E., Camps, I., Henini, M., Eaves, L. & Hill, G. (2006b). Voltage-controlled hole spin injection in nonmagnetic *GaAs/AlAs* resonant tunneling structures. *Physical Review B*, **73**(155317), 1–9.
- Chang, L. L., Esaki, L. & Tsu, R. (1974). Resonant tunneling in semiconductor double barriers. *Applied Physics Letters*, **24**(12), 593–595.
- Chevoir, F. & Vinter, B. (1993). Scattering-assisted tunneling in double-barrier diodes: Scattering rates and valley current. *Physical Review B*, **47**(12), 7260–7273.
- Davies, J. H. (1998). *The Physics of Low-dimensional Semiconductors - an introduction*. Ed. Cambridge University Press, New York.
- de Carvalho, H. B. (2006). *Filtros de Spin Não-Magnéticos Controlados por Voltagem*. Tese de Doutorado, Universidade Estadual de Campinas - UNICAMP.
- de Toni Júnior, O. (2010). *Espectroscopia de modulação de poços quânticos simples e duplos de GaAs/AlGaAs*. Dissertação de Mestrado, Universidade Estadual de Londrina - UEL.
- Dellow, M. W., Beton, P. H., Langerak, C. J. G. M., Foster, T. J., Main, P. C., Eaves, L., Henini, M., Beaumont, S. P. & Wilkinson, C. D. W. (1992). Resonant tunneling through the bound states of a single donor atom in a quantum well. *Physical Review Letters*, **68**(11), 1754–1757.
- Dingle, R., Wiegmann, W. & Henry, C. H. (1974). Quantum states of confined carriers in very thin $Al_xGa_{1-x}As - GaAs - Al_xGa_{1-x}As$ heterostructures. *Physical Review Letters*, **33**(14), 827–830.

- dos Santos, E. C. (2010a). *Polarização de Spin em Heteroestruturas Semicondutoras Contendo Pontos Quânticos de InAs*. Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de São Carlos - UFSCar.
- dos Santos, L. F. (2007). *Efeitos de Spin em Diodos de Tunelamento Ressonante Não-Magnéticos Tipo-n*. Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de São Carlos - UFSCar.
- dos Santos, L. F. (2010b). *Manipulação de Spin em Diodos de Tunelamento Ressonante Não-Magnéticos Tipo-n*. Tese de Doutorado, Universidade Federal de São Carlos - UFSCar.
- dos Santos, L. F., Galvão Gobato, Y., Teodoro, M. D., Lopez-Richard, V., Marques, G. E., Brasil, M. J. S. P., Orlita, M., Kunc, J., Maude, D. K., Henini, M. & Airey, R. J. (2011). Circular polarization in a non-magnetic resonant tunneling device. *Nanoscale Research Letters*, **6**(101), 1–10.
- Eisberg, R. & Resnick, R. (1979). *Física Quântica*. Editora Campus, Rio de Janeiro.
- Galeti, H. V. A. (2007). *Estudo da Dinâmica de Portadores em Diodos de Tunelamento Ressonante Tipo-p*. Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de São Carlos - UFSCar.
- Galvão Gobato, Y., Chevoir, F., Berroir, J. M., Bois, P., Guldner, Y., Nagle, J., Vieren, J. P. & Vinter, B. (1991). Magnetotunneling analysis of the scattering processes in a double-barrier structure with a two-dimensional emitter. *Physical Review B*, **43**(6), 4843–4848.
- Goldman, V. J., Tsui, D. C. & Cunningham, J. E. (1987). Evidence for LO-phonon-emission-assisted tunneling in double-barrier heterostructures. *Physical Review B*, **36**(14), 7635–7637.
- Groshev, A. (1990). Coulomb blockade of resonant tunneling. *Physical Review B*, **42**(9), 5895–5898.
- Henini, M., Sakai, J. W., Beton, P. H., Eaves, L., Main, P. C. & Hill, G. (1993). Effect of Si δ doping and growth temperature on the I(V) characteristics of molecular-beam epitaxially grown GaAs/(AlGa)As resonant tunneling devices. *Journal of Vacuum Science and Technology B*, **11**(3), 958–961.
- Kim, T. W., Yoo, K.-H., Lee, K.-S., Kim, Y., Min, S.-K. Yom, S. S. & Lee, S. J. (1994). Magnetotransport and electron subband studies of edge delta-doped $Al_{0.27}Ga_{0.73}As/GaAs$ single quantum wells. *Journal of Applied Physics*, **76**(5), 2863–2867.
- Kim, Y., Kim, M.-S. & Min, S.-K. (1993). Properties of center and edge δ - doped GaAs-AlGaAs quantum wells grown by metalorganic chemical vapor deposition. *Applied Physics Letters*, **62**(7), 741–743.
- Kittel, C. (2005). *Introduction to Solid State Physics*. Editora John Wiley & Sons, Hoboken.

- Leadbeater, M. L., Alves, E. S., Eaves, L., Henini, M., Hughes, O. H., Celeste, A., Portal, J. C., Hill, G. & Pate, M. A. (1989). Magnetic field studies of elastic scattering and optic-phonon emission in resonant-tunneling devices. *Physical Review B*, **39**(5), 3438–3441.
- Mizuta, H. & Tanoue, T. (1995). *The Physics and Applications of Resonant Tunnelling Diodes*. Press Syndicate of the University of Cambridge, New York.
- SBF (2004). *Física para o Brasil: Pensando o Futuro*. Editora Livraria da Física, São Paulo.
- Shih, Y. C. & Streetman, B. G. (1991). Modulation of carrier distributions in delta-doped quantum wells. *Applied Physics Letters*, **59**(11), 1344–1346.
- Skolnick, M. S., Simmonds, P. E., Hayes, D. G., Higgs, Smith, G. W., Pitt, A. D., Whitehouse, C. R., Hutchinson, H. J., White, C. R. H., Eaves, L., Henini, M. & Hughes, H. J. (1990). Excitation mechanisms of photoluminescence in double-barrier resonant-tunneling structures. *Physical Review B*, **42**(5), 3069–3076.
- Souza, L. D. (2010). *Fotorefletância em Pontos Quânticos Auto-Organizados de InAs Crescidos Sobre GaAs e no Interior de um Poço Quântico de In_{0.14}Ga_{0.86}As/GaAs*. Dissertação de Mestrado, Universidade Estadual de Londrina - UEL.
- Sturge, M. D. (1962). Optical absorption of gallium arsenide between 0.6 and 2.75 eV. *Physical Review*, **127**(3), 768–773.
- Teodoro, M. D. (2008). *Transições ópticas em poços quânticos múltiplos com diferentes orientações cristalográficas*. Dissertação de Mestrado, Universidade Estadual de Londrina - UEL.
- Teran, F. J., Eaves, L., Mansouri, L., Buhmann, H., Maude, D. K., Potemski, M., Henini, M. & Hill, G. (2005). Trion formation in narrow GaAs quantum well structures. *Physical Review B*, **71**(161309(R)), 1–4.
- Weisbuch, C. & Vinter, B. (1991). *Quantum Semiconductor Structures: fundamentals and applications*. Academic Press, Boston.