



UFRR

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE RORAIMA
PRÓ-REITORIA DE PESQUISA E PÓS-GRADUAÇÃO
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA**

SÉRGIO SAMPAIO DE MORAES

**PROPRIEDADES ÓPTICAS DE POÇOS QUÂNTICOS QUADRADOS
DUPLOS DE AlGaAs EM FUNÇÃO DA TEMPERATURA**

Boa Vista - RR

2014

SÉRGIO SAMPAIO DE MORAES

**PROPRIEDADES ÓPTICAS DE POÇOS QUÂNTICOS QUADRADOS
DUPLOS DE AlGaAs EM FUNÇÃO DA TEMPERATURA**

Dissertação apresentada como pré-requisito para a conclusão do Curso de Mestrado em Física pelo Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Roraima.

Orientador: Prof. Dr. Cássio Sanguini Sergio

Boa Vista - RR

2014

Dados Internacionais de Catalogação-na-publicação (CIP)
Biblioteca Central da Universidade Federal de Roraima

M827p Moraes, Sérgio Sampaio de.
Propriedades Ópticas de Poços Quânticos Quadrados Duplos
de AlGaAs em função da temperatura / Sérgio Sampaio de
Moraes. – Boa Vista, 2014.
50 f.: il.

Orientador: Prof. Dr. Cássio Sanguini Sergio.

Dissertação (mestrado) – Universidade Federal de Roraima,
Programa de Pós-Graduação em Física.

1 – Semicondutores. 2 – Poços Quânticos. 3 –
Fotoluminescência. 4 – Éxciton. I – Título. II – Sergio, Cássio
Sanguini (orientador).

CDU – 535.376

SÉRGIO SAMPAIO DE MORAES

**PROPRIEDADES ÓPTICAS DE POÇOS QUÂNTICOS QUADRADOS DUPLOS DE
AlGaAs EM FUNÇÃO DA TEMPERATURA**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Roraima como pré-requisito para a obtenção do Título de Mestre em Física. Área de concentração: Física da Matéria Condensada. Defendida em 24 de outubro de 2014 e avaliada pela seguinte banca examinadora:

Prof. Dr. Cássio Sanguini Sergio
Programa de Pós-Graduação em Física - UFRR
(presidente)

Prof. Dr. Sérgio Michielon de Souza
Programa de Pós-Graduação em Física -
UFAM (membro)

Prof. Dr. Roberto Ferreira dos Santos
Departamento de Física - UFRR (membro)

AGRADECIMENTO

À DEUS por possibilitar a minha chegada até aqui, dando-me saúde, garra e muita disposição para que eu pudesse realizar esse trabalho.

Aos meus pais Severiano Braga de Moraes e Marlene Sampaio de Moraes responsáveis pela minha existência.

Ao Prof. Dr. Cássio Sanguini Sergio, pela orientação e apoio nessa Dissertação

À minha querida amada esposa, Priscila Carla de Almeida Nascimento, meu grande filho, César Vinícius Nascimento Moraes e Hewelyn Nascimento Vilar.

À toda minha família, irmãos e sobrinhos.

Aos professores do Programa de Pós-Graduação e Física, Dr. José Carlos Teixeira de Oliveira, Dr. Roberto Câmara de Araújo, Dr. Ijanílio Gabriel de Araújo, Dr. Eliel Eleutério Farias e Dr. Miguel Gustavo de Campos Batista.

À toda turma de 2011, em especial agradecimento a Kaylens Lee Jhonson Lira de Souza pelo incentivo nos estudos e ajuda para que eu pudesse entrar em 2012 no Mestrado e também ao Eronildo Cornélio de Castro, pela contribuição na formatação do texto em Látex.

Ao suporte técnico do Látex, Jaison Gomes de Souza responsável por tirar muitas dúvidas.

Aos meus colegas de turma: Wanderlei Paiva de Menezes que esteve presente nos momentos em que estávamos escrevendo essa Dissertação e ao Glauco Eduardo Rocha.

Ao Prof. Dr. Antônio Gomes de Souza Filho, da Universidade Federal do Ceará, onde fiz os experimentos e análises de Espectroscopia de Fotoluminescência e Espectroscopia Raman juntamente com os Doutorandos Rafael Silva de Alencar e Nádia Ferreira.

À Universidade Federal de Roraima pelo apoio logístico oferecido.

À CAPES pela ajuda financeira.

À Sociedade Brasileira de Física.

Ao CNPq, pelo apoio na Mobilidade Acadêmica, para as Análises em Espectroscopia Raman na UFC

RESUMO

Neste trabalho apresentaremos os resultados de nossas investigações e caracterização através da técnica de Espectroscopia de Fotoluminescência em 03 (três) amostras que consistem de Poços Quânticos Quadrados Duplos que serão designados por essa abreviação *DQWs* de *AlGaAs/AlAs* de diferentes percentuais de alumínio nos poços quânticos. As amostras foram crescidas em substrato de GaAs pela Técnica Epitaxial de Feixe Molecular *MBE* do Inglês (Molecular Beam Epitaxy). O material da barreira central é constituído do mesmo material das barreiras laterais. Os dados experimentais de energia de transição excitônica, analisamos os picos obtidos através de Fotoluminescência (PL) e o comportamento em função da temperatura no intervalo de 6 K a 300 K com potência de excitação de 100mW utilizando o modelo proposto do Varshni. Os resultados adquiridos através dos espectros de energia dos poços mostram que as propriedades de emissão das heteroestruturas são profundamente dependentes do procedimento adotado durante a deposição das camadas, principalmente durante a troca entre as fontes dos elementos que formam os materiais. Foram analisados os efeitos de confinamento e da variação da concentração de Al que estava presente nos Poços Quânticos.

Palavras-chave: Semicondutores. Poços Quânticos. Fotoluminescência. Éxciton.

ABSTRACT

With the growth and improvement of techniques for growth of semiconductor heterostructures has enabled the manufacture of new devices mainly on nanotechnology. In this work we present the results of our investigations and characterization through photoluminescence spectroscopy technique in three (03) samples of consisti Square Double Quantum Wells to be designated by *DQWs* of *AlGaAs/AlAs* different percentage of aluminum in the wells quantum. The samples were grown on *GaAs* substrate by Molecular Beam Technique Epitaxe from English MBE (Molecular Beam Epitaxy). The material of the central barrier consists of the same material as side barriers. The experimental data excitonic transition energy, obtained by analyzing the peak photoluminescence (PL) and the behavior as a function of temperature in the range of 6 K to 300 K with excitation power of 100 *mW* using the proposed model Varshni . The results obtained through the energy spectra of the wells show that the emission properties of heterostructures are strongly dependent on the procedure used during the deposition of the layers, especially during the exchange between the sources of the elements that make up the material. The effects of confinement and varying the concentration of Al that was present in Quantum Wells were analyzed.

Key-Words: Semiconductors. Quantum wells. Photoluminescence. Exciton.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1 – Estrutura esquemática de bandas eletrônicas para um material de “gap” direto.	18
Figura 2 – Espessura da camada (GaAs) na direção de crescimento (z), L_w representa a largura do poço	20
Figura 3 – Perfil de um potencial de um Poço Duplo de $AlGaAs/GaAs$. Onde L_{w1} e L_{w2} representam a largura do poço e L_b a largura da barreira	21
Figura 4 – Comportamento das funções de onda, quando L_b muito espesso as funções de ondas não interagem e não sofrem “overlap”, não há perturbação de um poço sobre o outro.	22
Figura 5 – (1) Largura da barreira central estreita o suficiente para que haja um “overlap”, devido ao efeito do tunelamento, houve interação das funções de onda dos poços quânticos individuais. (2) Devido a esse “overlap” $ p = 1 >$ sofre um “splitting”, o que gera nível simétrico, $ p = 1s >$, menor energia, e um nível anti-simétrico, $ p = 1A >$, de maior energia.	22
Figura 6 – Quando $L_b = 0$, o poço quântico duplo evolui para um sistema de poço quântico simples de largura $2L_w$	23
Figura 7 – Estrutura das bandas de energia do poço quântico duplo.	23
Figura 8 – Estrutura energética do poço quântico duplo	24
Figura 9 – Representação de um Poços Quânticos Duplo, onde são mostrados os níveis de energia simétrico e assimétrico	26
Figura 10 – Representação Esquemática do processo de evaporação e deposição durante a epitaxia por feixe molecular dos compostos III-V.	30
Figura 11 – Esquema geral das estruturas dos Poços Quânticos Duplos utilizados para compor os estudos desta Dissertação. São indicadas as diferentes camadas que formam a estrutura de Poços Quânticos Duplos e respectivas espessuras em Å.	32
Figura 12 – Três passos que envolve a Fotoluminescência: Excitação (absorção), Termalização (Relaxação) e Recombinação (Emissão).	34
Figura 13 – Esquema da Técnica de Fotoluminescência - Laboratório do PPGFIS - UFRR. 1. Laser, 2. espelho, 3. Criostato, 4. Amostra, 5. Regulador de Temperatura, 6. Compressor de Água, 7. Sistema de Vácuo, 8. Monocromador, 9. Computador para aquisição de Dados	35
Figura 14 – Espectro de PL dos dois picos da amostra #3232, obtidos em temperatura distintas e crescentes para os poços quânticos de $AlGaAs/AlAs$	38

Figura 15 – Espectro de PL dos dois picos da amostra #3233, obtidos em temperatura distintas e crescentes para os poços quânticos de AlGaAs/AlAs	39
Figura 16 – Espectro de PL dos dois picos da amostra #3233, obtidos em temperatura distintas e crescentes para os poços quânticos de AlGaAs/AlAs	39
Figura 17 – Amostra #3232 Variação da energia do pico de PL em função da temperatura para os poços quânticos de AlGaAs/AlAs	41
Figura 18 – Amostra #3233 Variação da energia do pico de PL em função da temperatura para os poços quânticos de AlGaAs/AlAs	42
Figura 19 – Amostra #3241 Variação da energia do pico de PL em função da temperatura para os poços quânticos de AlGaAs/AlAs	42
Figura 20 – Amostra #3232 Espectro de PL em função da temperatura para os poços quânticos de AlGaAs/AlAs	43
Figura 21 – Amostra #3233 Espectro de PL em função da temperatura para os poços quânticos de AlGaAs/AlAs	43
Figura 22 – Amostra #3241 Espectro de PL em função da temperatura para os poços quânticos de AlGaAs/AlAs	44
Figura 23 – Comparação das mobilidades das três amostras em função do temperatura. A mobilidade dos elétrons são mais baixos na amostra com maior concentração de Al no QWs. Diferença entre o poços simétricos e assimétricos das três amostras	45

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Parâmetro de configuração das amostras de DQWs	33
---	----

SUMÁRIO

LISTA DE ILUSTRAÇÕES	7
SUMÁRIO	10
1 INTRODUÇÃO	12
1.1 Considerações Iniciais	12
2 AJUSTE DO “GAP” DE ENERGIA COM A TEMPERATURA	14
2.1 Introdução	14
2.2 Modelo de Varshni	16
3 GAP DE ENERGIA E POÇOS QUÂNTICOS SIMPLES E DUPLO	18
3.1 <i>Gap</i> de Energia	18
3.2 Poço Quântico Simples	19
3.3 Poço Quântico Duplo	20
3.3.1 Níveis de Energia do Poço Duplo	24
4 PROCEDIMENTOS EXPERIMENTAIS E DESCRIÇÃO DAS AMOSTRAS	29
4.1 Crescimento (Epitaxia por Feixe Molecular - MBE)	29
4.2 Amostras	31
4.2.1 Estrutura das Amostras	31
4.3 A Técnica de Fotoluminescência	33
4.3.1 Arranjo Experimental	34
5 RESULTADOS E DISCUSSÕES	36
5.1 Medidas de Espectroscopia de Fotoluminescência	37
6 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	46
REFERÊNCIAS	48

1 INTRODUÇÃO

1.1 Considerações Iniciais

Para propriedades físicas, poços quânticos duplos DQWs simetricamente dopados podem ser divididos em dois grupos: DQWs com acoplamento de Coulomb e DQWs com túnel de acoplamento entre as cavidades. DQWs com acoplamento de Coulomb são principalmente objetos de pesquisa básica, porque o correlacionamento entre os elétrons de diferentes poços podem levar a tais fenômenos físicos como a supercondutividade (PLAZMAN; LENOSKY, 1995) e cristalização de Wigner (OJI; MACDONALD; GIRVIN, 1987). Por sua vez, poços quânticos duplos com túnel de acoplamento são de considerável interesse para aplicações técnicas; no momento, são candidatos prováveis para a criação básica elementos de computação quântica e portas lógicas quânticas de circuitos integrados (BERTONI et al., 2000). No entanto, o principal problema da implementação experimental desses circuitos quânticos é o desfasamento do pacote de ondas dos elétrons. Melhorar o crescimento de heteroestrutura de poços quânticos duplos é um desafio para a tecnologia moderna, aumentar a eficiência dos dispositivos baseados em semicondutores (TOVSTONOG et al., 2004)

O grande crescimento (avanço tecnológico) ocorrido no final do século passado (Sec. XX), foi intimamente ligado com o desenvolvimento da física dos semicondutores. Um dos exemplos mais notáveis da influencia na vida moderna e o surgimento dos potentes microcomputadores, graças as técnicas de crescimentos em cristais. Tais técnicas propiciaram a engenharia e construção de microprocessadores como dispositivos extremamente pequenos e finos e conhecimentos referentes ao comportamento dos portadores em tais sistemas (Sze, 1981). Um passo decisivo para essa revolução ocorreu no final de 1947, quando William Shockley, Walter H. Brattain e John Bardeen descobriram o transistor (BRATTAIN, 1968).

O crescimento na habilidade em compreender e manipular ligas e heteroestrutura materiais semicondutores em dimensões nanométricas, foi possível e facilitado graças aos avanços e nas técnicas de fabricação, como tais: Deposição por Vapores Químicos (*Metal – Organic Chemical Vapor Deposition – MOCVD*), Epitaxia por Feixe Molecular (*Molecular Beam Epitaxy*) e Epitaxia por Levitação de Vapor (*Vapor Levitation Epitaxy – VLE*) (COX et al., 1986).

Poços Quântico (*QWs – quantum well*), fio quânticos (*quantum wires*), pontos quânticos (*quantum dots*) e super-redes (*superlattices*), forma um grupo de estruturas denominadas heteroestruturas semicondutoras. Por serem artificiais, estas estruturas não são encontradas na natureza. Tais heteroestruturas de baixa dimensionalidade podem ser elaboradas com técnicas de crescimento, como a Epitaxia por feixe molecular (MBE - do inglês *molecular beam epitaxy*), que permite a obtenção dessas heteroestruturas em níveis atômicos com interrupção abrupta nas interfaces dos materiais que estão sendo crescidos (RIBEIRO, CERDEIRA e CANTARERO,

1995).

A liga ternária, $Al_xGa_{1-x}As$, é formada por compostos semicondutores dos grupos *III – V* ($AlAs$ e $GaAs$), os quais possuem uma larga aplicação em dispositivos de microeletrônica e optoeletrônica (ADACHI, 1985; KAVOKIM, 2007). O uso otimizado destes materiais é baseado no conhecimento das propriedades ópticas da liga em função da concentração de alumínio (x). O confinamento do elétron e do buraco em uma região espacialmente restringida aumenta a interação entre eles via força de Coulomb, reduzindo ainda mais a energia de emissão. O par elétron-buraco ligado via interação Coulombiana é conhecido como éxciton.

O estudo aqui apresentado tem o enfoque voltado ao métodos experimental: Espectroscopia de fotoluminescência (PL). Nessa dissertação a PL, é empregada para caracterizar os materiais semicondutores.

Este trabalho está organizado da seguinte forma: No capítulo 2, inicialmente serão abordados os aspectos gerais sobre modelos que descrevem a variação da temperatura do “gap”, sem considerar os efeitos da dilatação térmica em materiais semicondutores: Modelo de Varshni.

No capítulo 3, apresentamos a teoria quântica para heteroestrutura semicondutoras, tratando em particular do “gap” de energia, poço quântico simples e poço quântico duplo e seu níveis de energia.

No capítulo 4 será apresentada a técnica utilizada para crescimento das nossas amostras em (MBE), e também a técnicas que foi utilizada para caracterizar as amostras.

No capítulo 5 apresentaremos os resultados experimentais obtidos pelas técnicas de Fotoluminescência - PL com a variação da temperatura.

2 AJUSTE DO “GAP” DE ENERGIA COM A TEMPERATURA

2.1 Introdução

A dependência do *gap* de energia ou das transições excitônicas com a temperatura $E_g(T)$ é uma característica muito importante de qualquer material semiconductor (KANGARLU et al., 1998; SELEI et al., 1992). Os primeiros resultados publicados sobre a variação do *gap* de energia com temperatura surgiram em 1930 (FESEFELDT, 1930). Esse trabalho supôs-se, com base nos poucos dados experimentais disponíveis então, que a energia do “gap” (E_g) eram linearmente dependentes da temperatura (MUDO e OYAMA, 1950; CARDONA, 2004). O acúmulo de dados experimentais desde a invenção do transistor mostrou que dE_g/dT anula-se quando $T \rightarrow 0$ (CARDONA, 2004).

A baixíssimas temperaturas ($T < 10K$) o comportamento assintótico $T \rightarrow 0$ é do tipo T^4 . Pode-se verificar isto sem o uso de qualquer equação empregando o modelo de Debye em que o comportamento assintótico previsto e demonstrado experimentalmente do calor específico (a derivada da energia em relação à T) é $\sim T^3$ (CARDONA, 2004; DEBYE, 1907). Com o aumento da temperatura o comportamento de $E_g(T)$ ainda pode ser representada por uma expressão do tipo T^p , mas com p variando entre 2 e 3.33 (PASSLER, 1999). A altas temperaturas o comportamento da energia do *gap* é linear com a temperatura.

A variação do *gap* de energia em função da temperatura ocorre devido à contribuição de dois mecanismos distintos: a interação elétron-fônon (IEF) e a expansão térmica da rede (ETR) (ALLEN e HEINE, 1976; MANOOGIAN e WOLLEY, 1984). Esta dependência pode ser representada pela expressão geral:

$$\left(\frac{\partial E_g}{\partial T}\right)_p = \left(\frac{\partial E_g}{\partial T}\right)_{IEF} + \left(\frac{\partial E_g}{\partial T}\right)_{ETR} \quad (2.1)$$

Onde o primeiro termo no segundo membro representa a variação do *gap* com a temperatura a volume constante (contribuição da interação elétron-fônon) e o segundo termo representa a variação do *gap* induzida pela variação do volume (contribuição da expansão térmica).

Em geral, a contribuição da expansão térmica da rede para variação do $E_g(T)$ é pequena comparativamente a contribuição da interação elétron-fônon. Embora alguns trabalhos com $GaAs$ e $In_xGa_{1-x}As$, para $x=0.06$ e $x=0.15$ tenha registrado contribuições de 40% a 45% da dilatação térmica para a redução do “gap” de energia com a temperatura, (MANOOGIAN e WOLLEY, 1984; PASSLER, 1997) acredita-se que a contribuição da dilatação térmica, a temperatura ambiente é da ordem de 2% a 20% dependendo do material semiconductor. (MANOOGIAN e WOLLEY, 1984; ANTONICIK e CZECH, 1955) No caso do GaAs, a contribuição da

expansão térmica da rede para redução total da energia de “gap” a temperatura ambiente foi estimada em 21%(LOURENÇO et al., 2004). Assim devido a pequena contribuição da dilatação térmica para a variação total do “gap” de energia com a temperatura, diversos modelos foram propostos considerando somente o mecanismo da interação elétron-fônon com uma primeira aproximação para o atendimento do comportamento de $E_g(T)$ (EL ALLALI et al., 1993; PASSLER, 1997; PASSLER, 1998;).

O mecanismo de interação elétron-fônon pode ser dividido em duas diferentes contribuições: o efeito da interação elétron-fônon de segunda ordem (termos de Debye-Waller) (ANTONCIK, 1955; ALLEN e CARDONA, 1981) e o efeito da interação elétron-fônon de primeira ordem (os termos de Fan) (FAN, 1951). Ambos são obtidos através de cálculos de perturbação da auto-energia do elétron quando os átomos do cristal sofrem um deslocamento da posição de equilíbrio.

A correção Debye-Waller é um efeito de segunda ordem na interação elétron-fônon (envolve hamiltoniana de segunda ordem) tomando em primeira ordem na teoria de perturbação (FAN, 1951). Já o termo Fan “auto-energia” é um efeito de primeira ordem na interação elétron-fônon tomando em segunda ordem na teoria da perturbação. Considerando a expansão térmica da rede, podemos descrever a variação da energia da banda com a temperatura de acordo com a expressão:

$$E_{kn} = \varepsilon_{kn} + \Delta_{kn}^{DW} + \Delta_{kn}^{Fan} + \Delta_{kn}^{Th} \quad (2.2)$$

onde:

ε_{kn} é a energia da enésima banda não perturbada;

Δ_{kn}^{DW} é o deslocamento da energia de banda induzida pelo termo Debye-Waller (DW);

Δ_{kn}^{Th} é a variação da energia devido ao termo Fan.

Esse termo Fan pode ser dividido em duas parte:

$$\Delta_{kn}^{Th} = \Delta_{kn}^{SE} + i\Gamma_{kn} \quad (2.3)$$

a parte real surge do deslocamento dos estados de banda e a parte imaginária surge do alargamento do tempo de vida destes estados.

Cálculos de $\Delta_{kn}^{DW} + \Delta_{kn}^{SE} + i\Gamma_{kn}$ por vários métodos considerando a interação elétron-fônon de primeira ordem não levam, entretanto à expressões que ajustem os dados experimentais da variação da energia de “gap”(ou recombinações excitônicas) e ou alargamento de linha de temperatura (GOPALAN e LAUTENSCHLAGER, 1987).

Nesta seção será feita uma síntese de um modelo que descreve a variação do “gap” de

energia com a temperatura, sem considerar os efeitos da dilatação térmica, em materiais semicondutores: Modelo de Varshni (*tipo - p* e *tipo - ρ*)

2.2 Modelo de Varshni

Na década de 60, Varshni propôs a primeira expressão analítica para ajustar o *gap* de energia com a temperatura para materiais semicondutores (VARSHNI, 1967). Expressão empírica proposta por Varshni:

$$E_g(T) = E_g(0) - \alpha_{var} \frac{T^2}{\beta + T} \quad (2.4)$$

onde:

$E_g(0)$ é o *gap* de energia à temperatura de 0 K;

α_{var} são coeficientes puramente empíricos a serem obtidos através de ajustes dos dados experimentais. O coeficiente α_{var} está relacionado com o $\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{dE}{dT}$ e β geralmente é considerado comparável à temperatura de Debye é considerado comparável à temperatura de Debye Θ_D .

O comportamento da equação de Varshni para as baixas e altas temperaturas (definidas em relação a β) por ser estimada por:

$$E_g(T) \rightarrow E_g(0) - \frac{\alpha_{var}}{\beta} T^2 \quad \text{para } T \ll \beta \quad (2.5)$$

$$E_g(T) \rightarrow E_g(0) - \frac{\alpha_{var}}{\beta} (T - \beta) \quad \text{para } T \gg \beta \quad (2.6)$$

Como podemos observar através das equações acima, a expressão de Varshni apresenta uma dependência quadrática para a região de baixas temperaturas e um comportamento linear para as altas temperaturas.

O modelo de Varshni apresenta problemas, pois não oferece ajuste de boa qualidade, especialmente na região de baixas temperaturas onde o modelo apresenta um comportamento assintótico tipo T^2 . Varshni alegou erroneamente que este comportamento era resultados das teoria proposta por (MUTO) e (FAN). Verificou que os valores numéricos de α_{var} e obtidos a partir dos ajustes variam significativamente de artigo para artigo. No caso do *GaAs*, observa-se faixas com valores variando entre $0.54 \text{ meV/K} \leq \alpha_{var} \leq 1.06 \text{ meV/K}$ e $204 \text{ K} \leq \beta \leq 671 \text{ K}$ (PASSLER e OEGART, 1997). Recentemente verificou-se em binários, ternários e heteroestruturas que o modelo de Varshni era inadequado (PASSLER e OEGART, 1997; PASSLER, 2002) proporcionando sistematicamente resultados superiores as curvas experimentais na região de baixas temperaturas. Segundo PASSLER, o modelo de Varshni é incapaz de fornecer interpretações físicas adequadas para o comportamento da energia de recombinação excitônica com a temperatura (PASSLER, 2002).

Apesar de grande divergência entre os parâmetros da equação de Varshni, este modelo continua sendo usado nos dias de hoje e até nas últimas décadas, sobretudo pela sua simplicidade.

3 GAP DE ENERGIA E POÇOS QUÂNTICOS SIMPLES E DUPLO

Neste capítulo mostraremos como são depositadas as camadas dos materiais para construção de um poço quântico. Para construir um poço quântico é necessário utilizar os conceitos de bandas de energia em cristais semicondutores, o poço quântico consiste de uma heteroestrutura de bandas de condução diferentes.

3.1 *Gap* de Energia

O *gap* de energia é uma das características mais importantes em materiais semicondutores, é a diferença de energia entre o fundo da banda de condução (BC) e o topo da banda de valência (BV), Figura(1).

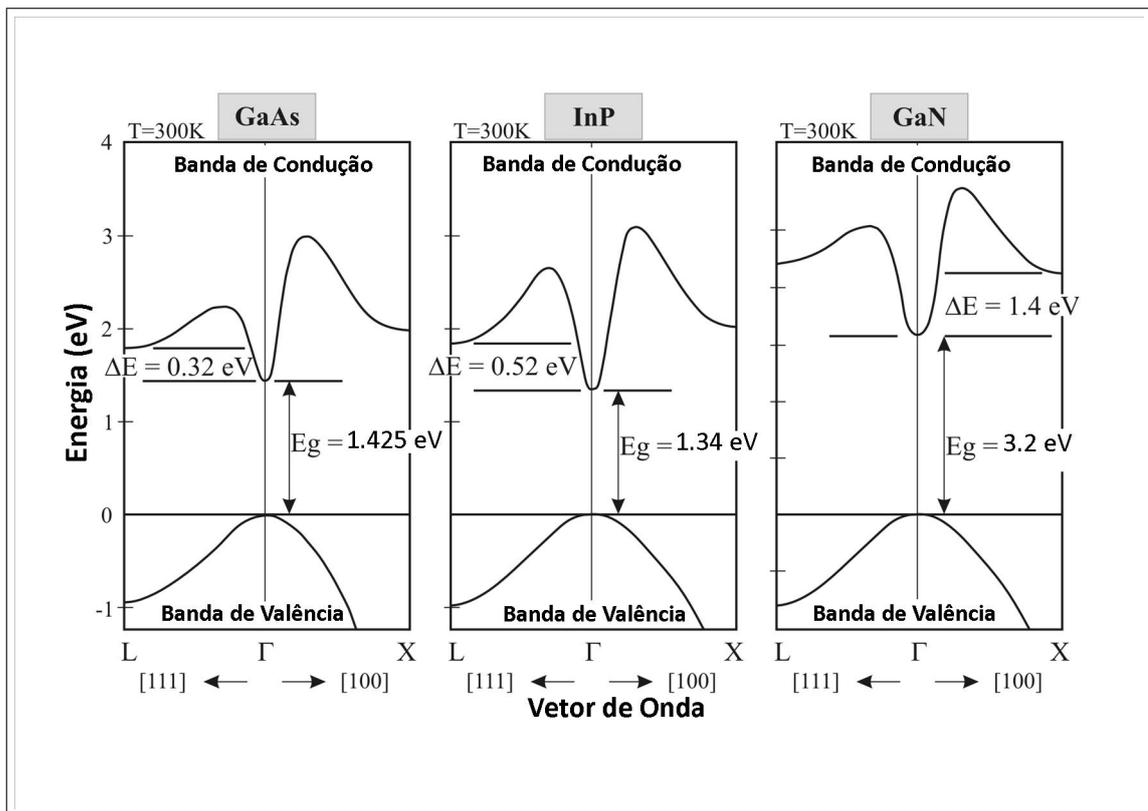


Figura 1 – Estrutura esquemática de bandas eletrônicas para um material de “gap” direto.

No binário $GaAs$ esse extremo ocorre no ponto Γ e o *gap* é chamado de direto; com valor de 1,5192 eV para $T = 2K$ e 1,425 eV para $T = 300K$ (PAVESI e GUZI, 1994). No binário $AlAs$ o fundo da banda de condução está localizado no ponto X e não coincide com a posição do topo da banda de valência, localizado no ponto Γ . Para esse caso temos o *gap* é dito indireto, com valor de 2,250 eV para $T = 4K$ e 2,168 eV para $T = 300K$ (PAVESI e GUSI, 1994). No caso da liga ternária $Al_xGa_{1-x}As$ o *gap* é direto até concentração de Al alumínio

de aproximadamente 40%. Para concentrações com valores maiores o *gap* torna-se indireto, atendendo ao *AlAs*. Para obtermos a dependência do *gap* de energia do $Al_xGa_{1-x}As$ com concentração de alumínio devemos utilizar os termos de “bowing”, de modo:

$$E_g(x) = xE_g^{AlAs} + (1-x)E_g^{GaAs} - x(1-x)C^{AlGaAs} \quad (3.1)$$

Sendo que: $E_g^{Al_xGa_{1-x}As}$ o *gap* do $Al_xGa_{1-x}As$;

E_g^{AlAs} o *gap* do *AlAs*

E_g^{GaAs} o *gap* do *GaAs*;

C_{AlGaAs} a constante de bowing para o ternário:

Considerando os valores dos termos de “bowing” para os três principais vales de condução (Γ , X , L), obtidos por Adachi (ADACHI, 1982) pode se obter $E_g(x)$ para $Al_xGa_{1-x}As$ à temperatura de 300 K em (meV) de acordo com as expressões:

$$\begin{aligned} E_g^\Gamma(x) &= 1420 + 1155x + 370x^2 \\ E_g^X(x) &= 1910 + 5x + 245x^2 \\ E_g^L(x) &= 1710 + 690x \end{aligned} \quad (3.2)$$

Ainda de acordo com Adach (ADACH, 1982), que as constantes de “bowing” não dependem da temperatura, tem-se em $T = 2K$ em (meV):

$$\begin{aligned} E_g^\Gamma(x) &= 1519,4 + 1420x + 370x^2 \\ E_g^X(x) &= 1987 + 3x + 245x^2 \\ E_g^L(x) &= 1815 + 690x \end{aligned} \quad (3.3)$$

3.2 Poço Quântico Simples

Em diferentes heteroestruturas, o poço quântico simples é uma das mais pesquisadas (PQS). Poço Quântico Simples é um sistema composto por dois materiais de diferentes *gaps* de energia, um exemplo clássico é fazer um sanduíche da liga binária (*GaAs*) por duas camadas de ($Al_xGa_{1-x}As$). Como liga ternária ($Al_xGa_{1-x}As$) possui um *gap* maior que a liga binária (*GaAs*), cria uma estrutura de confinamento bidimensional para portadores de cargas, seus níveis de energia são discretos nesse poço. Ao ser modificado a quantidade de *Al* nas camadas de ($Al_xGa_{1-x}As$), seu *gap* será alterado, sendo possível controlar os níveis de energia dos elétrons e dos buracos no poço quântico, quanto maior a quantidade de *Al*, maior a profundidade da liga ternária.

Devido a liga ternária possuir um *gap* de energia superior a (E_G^{AlGaAs}) maior que o binário (*GaAs*)(E_G^{GaAs}), é criado na heteroestrutura uma região unidimensional de confinamento (e-h). Como podemos ver na Figura (2):

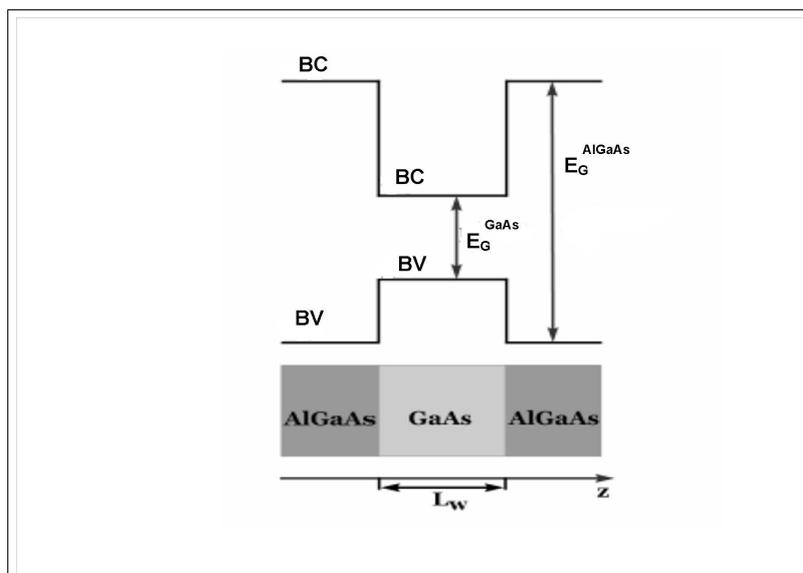


Figura 2 – Espessura da camada (GaAs) na direção de crescimento (z), L_w representa a largura do poço

3.3 Poço Quântico Duplo

Um Poço Quântico Duplo é composto por dois poços quânticos simples, separado por uma barreira central fina, que na maioria das vezes é composta pelo mesmo material das barreiras laterais. A presença desta barreira central, abre a possibilidade para efeitos de tunelamento através dela provocam a interação entre as funções de onda dos dois poços quânticos, provocando o acoplamento dos mesmos. Nesse caso a barreira permite a formação de duas camadas. E ela quem determina um parâmetro muito importante na determinação do comportamento das propriedades dos portadores.

Dessa maneira o poço de $AlGaAs/GaAs$ é estruturado da seguinte forma: seguindo o crescimento em (z), é depositado uma camada de $AlGaAs$ (primeira barreira lateral), uma camada de $GaAs$ (poço₁), uma camada de $AlGaAs$ (barreira central), uma camada de $GaAs$ (poço₂) e uma camada de $AlGaAs$ (segunda barreira lateral) como podemos ver na Figura(3).

Para poder entender melhor esse efeito, consideremos um sistema que possui dois poço quântico simples, (L_w), separados pela barreira central (L_b) e essa distância muito grande (L_b) $\rightarrow \infty$. Nesse caso, como o espaçamento entre os dois poços é muito grande, ele irá se comportar como um poço quântico simples e isolado, como ilustrado na Figura(4). Essa distância sendo tão grande, faz com que as funções de ondas, mesmo penetrando barreira elas sejam não interagentes ou seja, os níveis de energia dos poços não sofrem perturbação, assim os poços continuam sendo descritos como poços quânticos simples.

Dessa forma a medida que a barreira de potencial diminui (fica estreita L_b), as funções de ondas começam se sobrepor, o que ocasiona nos dois poços alteração nos níveis de energia. É nesse momento em que se cria uma sobreposição das funções de ondas, antes o sistema se apresentava como dois poços simples isolados, agora se apresenta como um sistema de poço

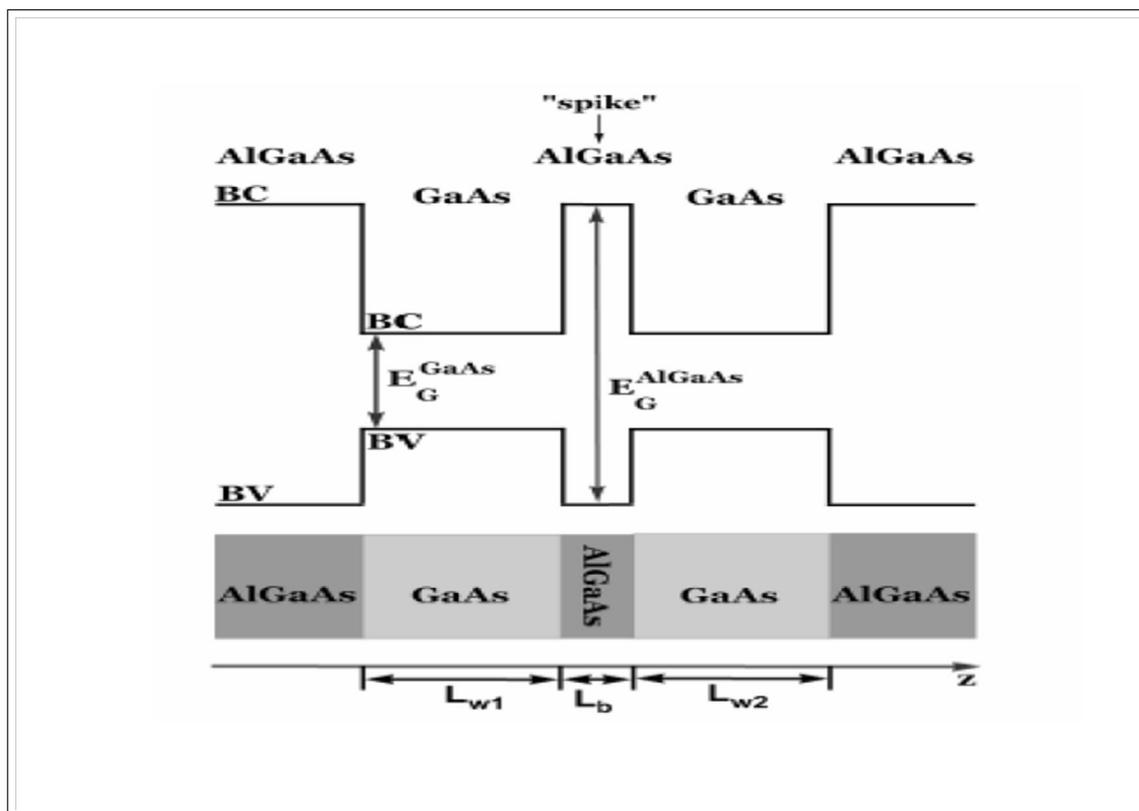


Figura 3 – Perfil de um potencial de um Poço Duplo de *AlGaAs/GaAs*. Onde L_{w1} e L_{w2} representam a largura do poço e L_b a largura da barreira

duplo acoplado, os níveis de energia não podem ser mais descrito pela teoria dos poços simples. Em sistema de poços duplos acoplados, antes cada um dos poços possui a mesma energia, agora essa energia será dividida “split”, passando a ter uma energia menor, que é denominado nível simétrico (E_S), e também outro com energia maior, nível antissimétrico (E_A) (BASTARD, 1998) conforme Figura (5).

Em uma outra situação que ocorre, quando a barreira central diminui ($L_b = 0$), o sistema se torna um poço quântico simples, $2L_b$, que é soma dos dois poços já que a barreira deixou de existir. Para esse caso vamos supor que $L_{w1}=L_{w2}=L_w$, o nível simétrico evolui para o nível fundamental, poço quântico simples de largura $2L_w$, e no nível anti-simétrico evolui para o segundo nível de energia poço quântico simples de largura $2L_w$, então sistema passar a ser descrito pela teoria dos poços quânticos simples Figura (6).

No caso dos poços duplos, a maneira que ocorre nos poços simples, tem que obedecer a mesma regra de seleção, porem neste caso as transições permitidas devem ocorrer de níveis simétricos de elétrons para níveis simétricos de buracos (pesados ou leves) e de níveis anti-simétrico de elétrons para níveis de buracos (pesados ou leves). Esse tipo de transição só pode ocorrer de estado simétricos de elétron para estados simétricos de buracos (pesados ou leves) e da mesma maneira no anti-simétrico, elétrons para buracos (pesados e leves), no entanto, os

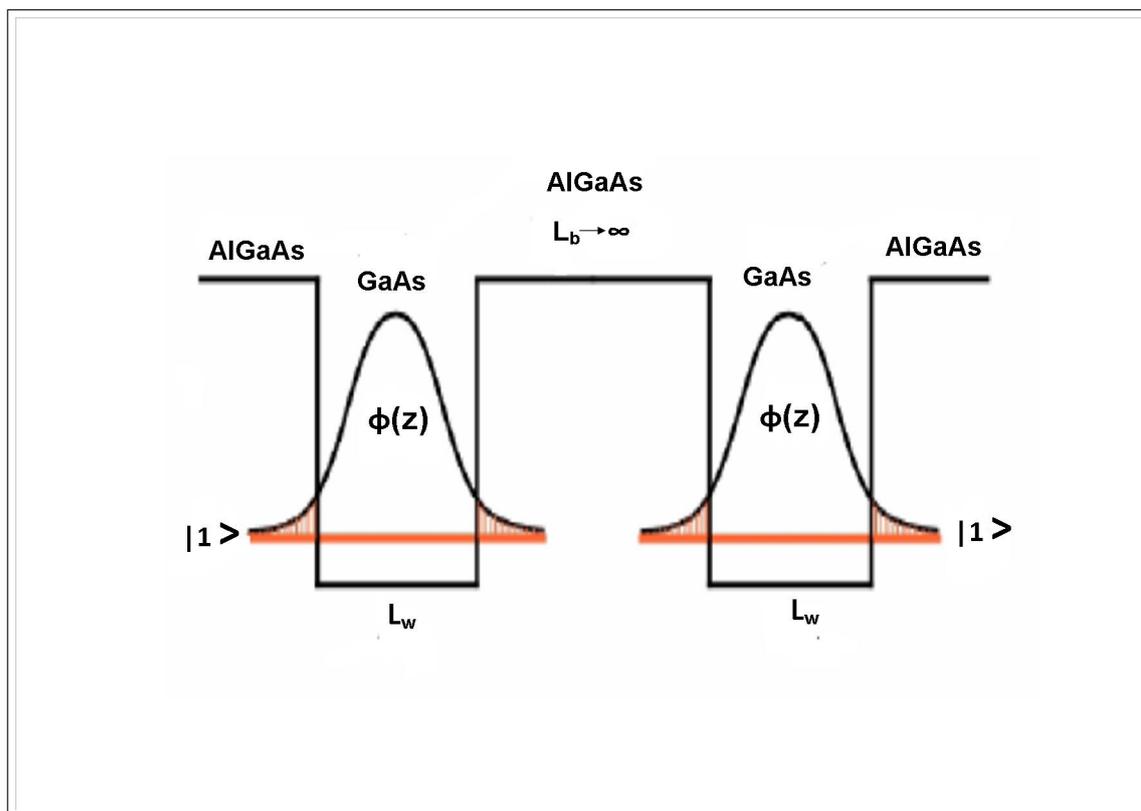


Figura 4 – Comportamento das funções de onda, quando L_b muito espesso as funções de ondas não interagem e não sofrem “overlap”, não há perturbação de um poço sobre o outro.

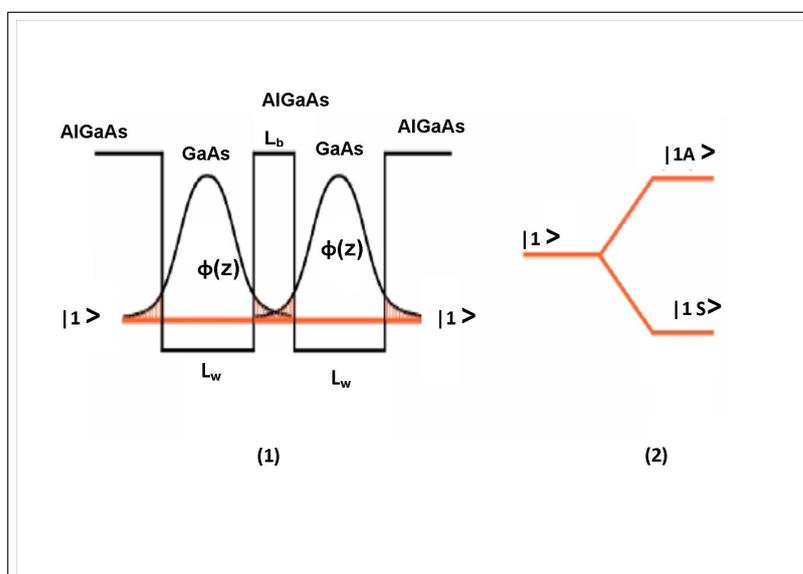


Figura 5 – (1) Largura da barreira central estreita o suficiente para que haja um “overlap”, devido ao efeito do tunelamento, houve interação das funções de onda dos poços quânticos individuais. (2) Devido a esse “overlap” $|p = 1 \rangle$ sofre um “splitting”, o que gera nível simétrico, $|p = 1s \rangle$, menor energia, e um nível anti-simétrico, $|p = 1A \rangle$, de maior energia.

estados ainda necessitam possuir o mesmo número quântico p como na Figura (7), a estrutura energética do poço quântico “duplo”, mostrado na figura.

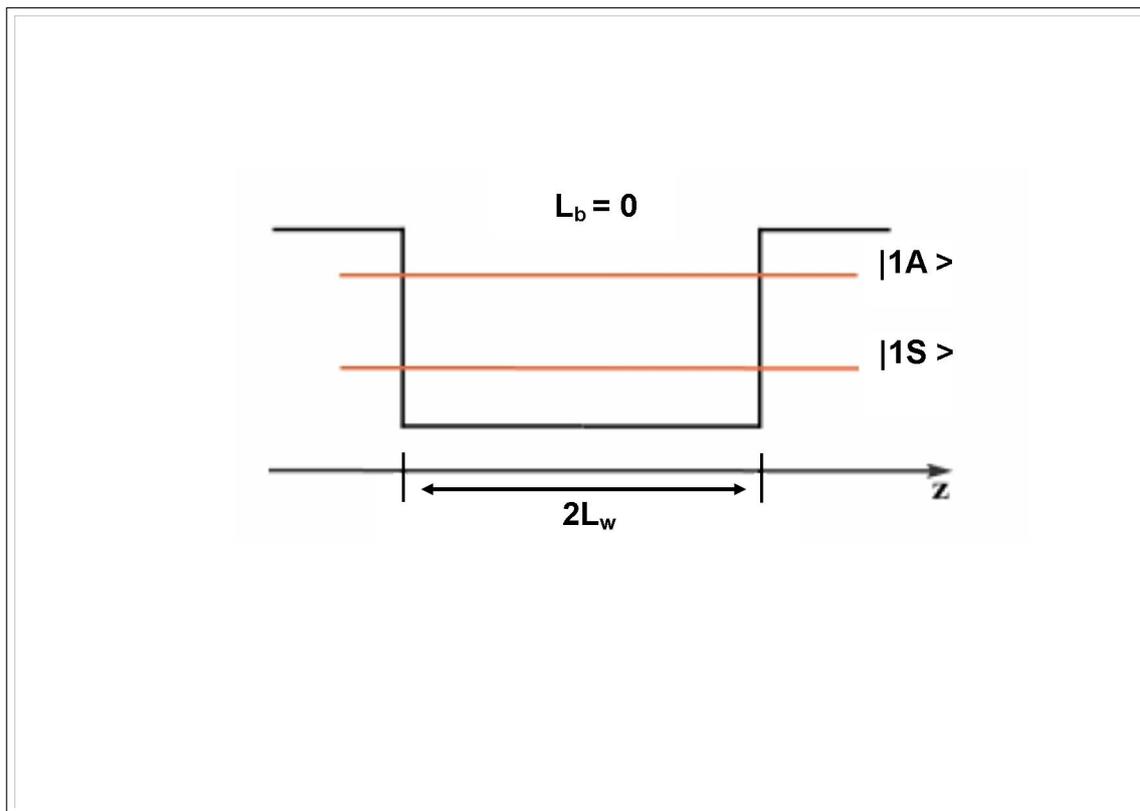


Figura 6 – Quando $L_b = 0$, o poço quântico duplo evolui para um sistema de poço quântico simples de largura $2L_w$

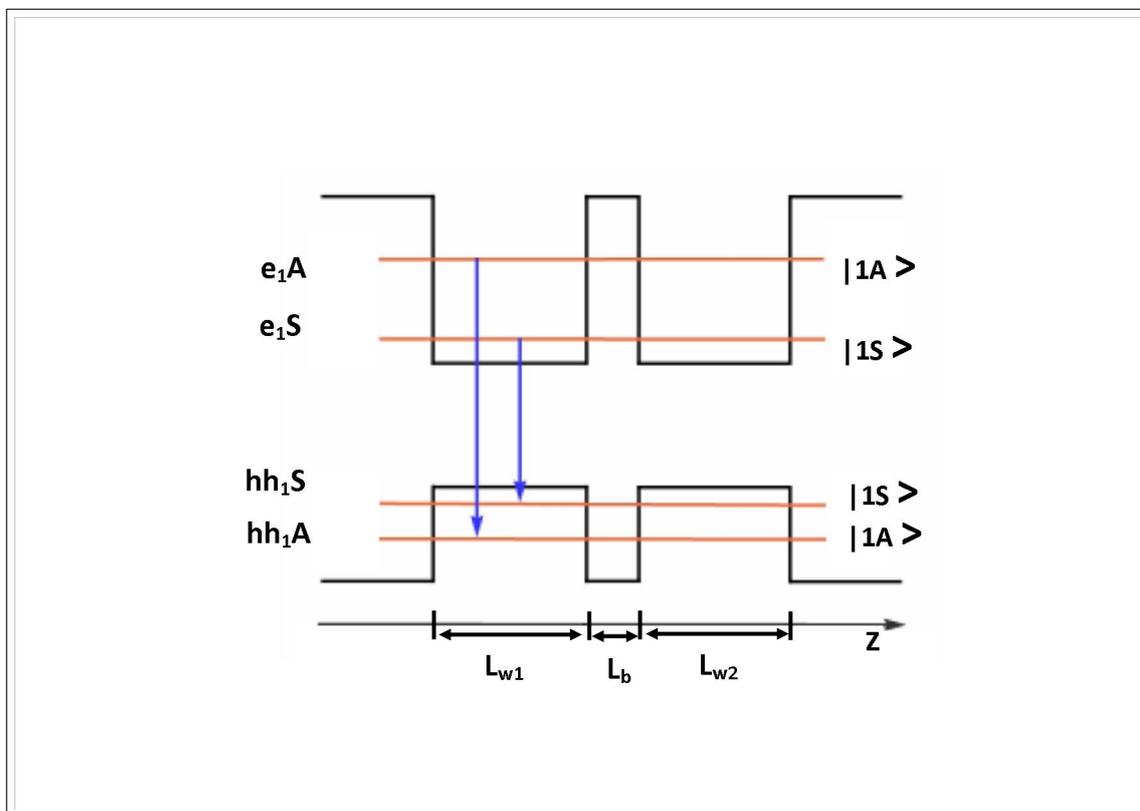


Figura 7 – Estrutura das bandas de energia do poço quântico duplo.

3.3.1 Níveis de Energia do Poço Duplo

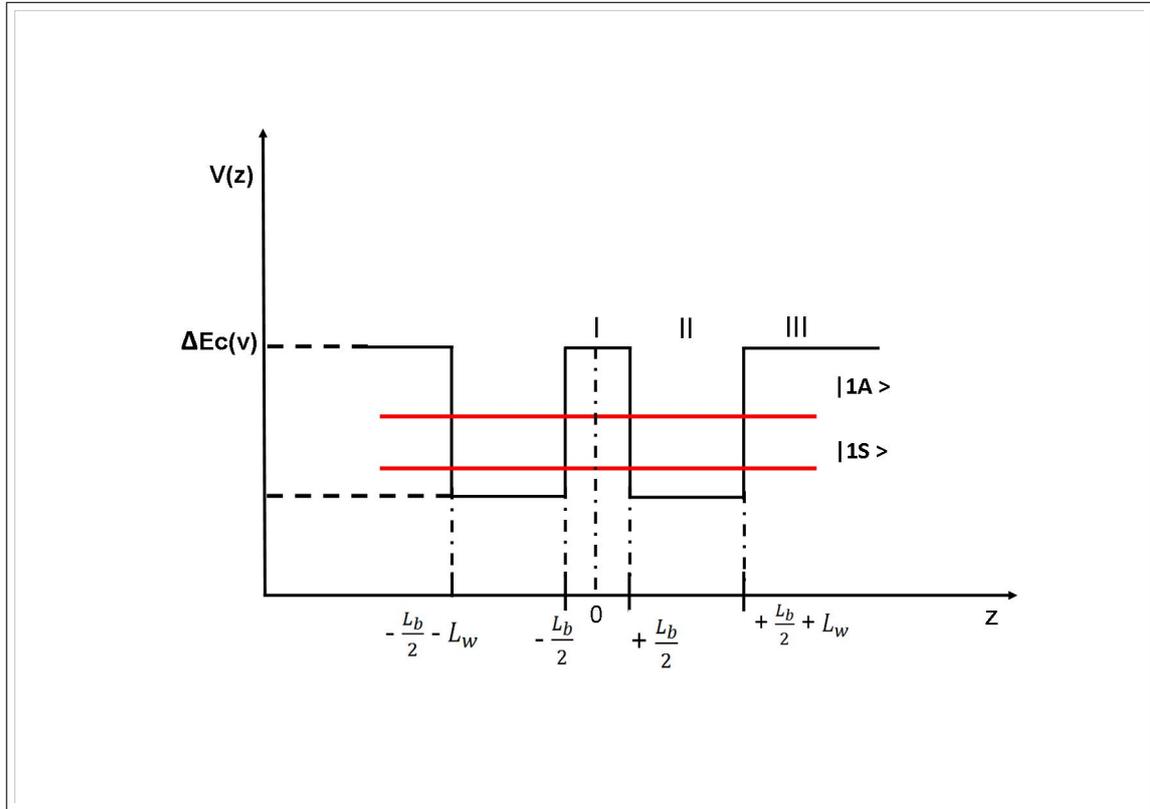


Figura 8 – Estrutura energética do poço quântico duplo

Como mostra na Figura(8) onde os poços simples com largura L_w estão separados por uma barreira L_b em que os portadores de estão sujeito a ação do potencial $V(z)$, da seguinte forma:

$$V(z) = \begin{cases} 0 & \text{se } \frac{L_b}{2} < |z| < \frac{L_b}{2} + L_w \\ \Delta E_{c(v)} & \text{Demais localidades} \end{cases} \quad (3.4)$$

dessa forma os índices e e h denotam para o potencial “elétrons e buracos” (pesados e leves) nesse ordem. Pela aproximação de massa efetiva, o Hamiltoniano para portadores é dado por:

$$\mathcal{H} = \frac{\hat{p}_z^2}{2m^*} + V(\hat{z}) = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(\hat{z}) \quad (3.5)$$

m^* massa efetiva do portador;

m_w^* massa efetiva do portador, designada na região do poço;

m_b^* massa efetiva do portador, designada na região da barreira;

\hat{z} operador posição;

\hat{p}_z operador momento.

Podemos obter a equação de Schrodinger descritas no pelo potencial de confinamento. As funções de ondas são obtidas pela paridade par e impar, as funções de onda para diferentes regiões da heteroestrutura são obtidas.

$$\phi(z) = \begin{cases} C_I[\exp(-k_b z) + \exp(k_b z)] & \text{paridade par} & \text{região I} \\ D_I[\exp(-k_b z) - \exp(k_b z)] & \text{paridade impar} & \text{região I} \\ C_{II}\cos[k_w(z - L)] + D_{II}\sin[k_w(z - L)] & & \text{região II} \\ C_{III}\exp(-k_b z) & & \text{região III} \end{cases} \quad (3.6)$$

C_I , C_{II} , C_{III} , D_I e D_{II} são constantes determinadas a partir das condições de contorno nas iteface das heteroestrutura;

k_w e k_b são vetores de ondas nas regiões da barreira e dos poços dados por:

$$k_{we}(b) = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m_{we(h)}^* E} \quad (3.7)$$

$$k_{be}(b) = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m_b^* (\Delta E_{c(v)})} \quad (3.8)$$

agora usaremos as condições de continuidade das funções de onda nas interface.

$$[\phi_I(z)] + \frac{L_b}{2} = [\phi_{II}(z)] + \frac{L_b}{2} \quad (3.9)$$

$$[\phi_{II}(z)] + \frac{L_b}{2} + L_w = [\phi_{III}(z)] + \frac{L_b}{2} + L_w \quad (3.10)$$

utilizando a continuidade das suas respectivas derivadas e o fluxo de partículas em suas interfaces teremos:

$$\left[\frac{1}{m_b^*} \frac{d\phi_I(z)}{dz} \right]_{\frac{L_b}{2}} = \left[\frac{1}{m_w^*} \frac{d\phi_{II}(z)}{dz} \right]_{\frac{L_b}{2}} \quad (3.11)$$

$$\left[\frac{1}{m_w^*} \frac{d\phi_{II}(z)}{dz} \right]_{\frac{L_b}{2} + L_w} = \left[\frac{1}{m_b^*} \frac{d\phi_{III}(z)}{dz} \right]_{\frac{L_b}{2} + L_w} \quad (3.12)$$

De posse das expressões para os estados com paridades pares e impares, escreve-se a solução exata geral para os níveis de energia em um QWS :

$$2\cos(k_w L_w) + \left[\zeta - \frac{1}{\zeta} \right] \sin(k_w L_w) \pm \left[\zeta + \frac{1}{\zeta} \right] \exp(-k_b L_b) \sin(k_w L_w) = 0 \quad (3.13)$$

dessa forma os sinais (+) e (-) referem-se aos estados de paridade ímpar e par, respectivamente, onde;

$$\zeta = \frac{k_b m_w^*}{k_w m_b^*} \quad (3.14)$$

Como já mencionado, poços quânticos separados por uma barreira de potencial são denominados poços quânticos duplos (DQW). A figura (09) mostra a estrutura e nomenclatura de um DQW, formado à esquerda por um

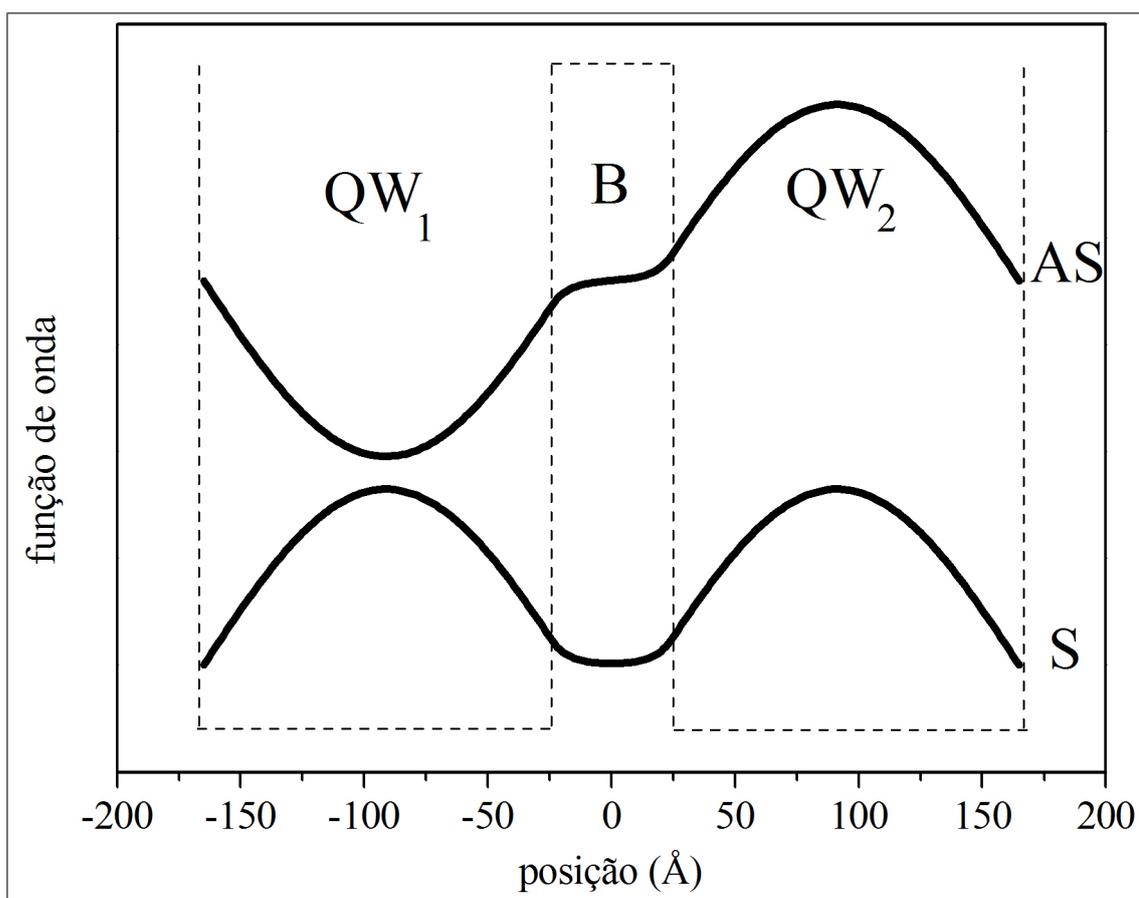


Figura 9 – Representação de um Poços Quânticos Duplo, onde são mostrados os níveis de energia simétrico e assimétrico

poço quântico simples (QW_1), na parte central pela barreira (B) e, na parte direita da figura, pelo segundo poço quadrado simples (QW_2). Se a barreira (L_b) for espessa, os poços de largura (W_1 e W_2) são considerados independentes pois nenhum efeito de acoplamento de função de onda ocorre na barreira. Por outro lado, se a barreira for estreita, pode ocorrer a sobreposição (overlap) da função de onda do poço W_1 (Ψ_{w1}) com a função de onda do poço W_2 (Ψ_{w2}). Neste caso, os poços não serão mais independentes, havendo o surgimento de estados ligados; proporcionando as partes $QW_1/B/QW_2$ se comportarem como único sistema denominado DQW acoplado.

Outro fator a ser considerado é a composição da liga utilizada no crescimento dos poços QW_1 e QW_2 . Se o x da liga $Al_xGa_{1-x}As$ for igual para os dois poços ($x_{w1} = x_{w2}$), os níveis de energia deles serão os mesmos, ou seja, $E_{w1} = E_{w2}$; neste caso, dizemos que os poços QW_1 e QW_2 são simétricos. Porém, se utilizarmos composição de $Al_xGa_{1-x}As$ diferentes $x_{w1} \neq x_{w2}$ os níveis de energia dos poços quânticos também serão diferentes, isto é, $E_{w1} \neq E_{w2}$, e neste caso, dizemos que os poços são assimétricos. Portanto, variando a composição do $Al_xGa_{1-x}As$, podemos crescer DQW simétrico ou DQW antissimétrico. Agrupando esta informação com a anterior, poderemos ter DQW simétrico e acoplado ou simétrico e não acoplado; DQW assimétrico e acoplado ou não acoplado. Por exemplo, um DQW assimétrico/acoplado é aquele crescido com $x_{w1} \neq x_{w2}$ e que na barreira ocorre a superposição o das Ψ_{w1} e Ψ_{w2} .

No caso dos estados ligados, a superposição o das funções Ψ_{w1} e Ψ_{w2} gera o surgimento de novos estados denominados: simétrico (Ψ_S) e assimétrico (Ψ_{AS}), conforme exemplificado na mesma figura anterior.

Como podemos ver, o estado Ψ_S é par (tanto no poço QW_1 , como no QW_2 , há máximos); e estado Ψ_{AS} é ímpar (há máximo no QW_1 , e mínimo no QW_2). Além do mais, o nível de energia do estado simétricos (E_S) é menor que o nível de energia do estado assimétrico (E_{AS}), e segundo a referencia, seus valores são determinados por:

$$E_{AS} = \frac{1}{2} \left[E_{w1} + E_{w2} + \sqrt{(E_{w1} - E_{w2})^2 + (2t)^2} \right] \quad (3.15)$$

onde: t é a integral de overlap; e

$$E_S = \frac{1}{2} \left[E_{w1} + E_{w2} - \sqrt{(E_{w1} - E_{w2})^2 + (2t)^2} \right] \quad (3.16)$$

Sendo a variação $E_{AS} - E_S = \Delta_{SAS} = \sqrt{(E_{w1} - E_{w2})^2 + (2t)^2}$.

Neste caso, as equações acima são para o caso DQW assimétrico/acoplado. Se tivermos um DQW simétrico ($E_{w1} = E_{w2}$), as equações se reproduzem a:

$$E_{AS} = E_{w1} + t \quad (3.17)$$

$$E_S = E_{w1} - t \quad (3.18)$$

Sendo a diferença $E_{AS} - E_S \equiv \Delta_{SAS} = 2t$. Pelo exposto acima, fica claro que:

$$\Delta_{SAS} \text{ (DQW assimétrico)} > \Delta \text{ (DQW simétrico)} \quad (3.19)$$

Um dos objetivos de nosso trabalho é verificar experimentalmente a desigualdade das funções de onda e também verificar o seu comportamento em função da temperatura.

4 PROCEDIMENTOS EXPERIMENTAIS E DESCRIÇÃO DAS AMOSTRAS

Neste capítulo, apresentaremos os procedimentos experimentais “técnicas” e o crescimento das amostras utilizadas neste trabalho. Ambas as técnicas foram utilizadas para caracterização das amostras. As medidas de Espectroscopia de Fotoluminescência (PL) foram realizadas no Laboratório do Programa de Pós-Graduação em Física - PPGFIS da Universidade Federal de Roraima - UFRR.

4.1 Crescimento (Epitaxia por Feixe Molecular - MBE)

A palavra (*Epitaxia*) é de origem grega cuja etimologia é (epi = sobre e táxis = arranjo), seu significado especial que foi atribuído em 1928, por Royer (ROYER, 1928).

As primeiras tentativas de produção de estruturas de compostos semicondutores III-V, aconteceu em meados da década de 50, quando foi empregado a técnica de evaporação. Era possível se obter, uma interface $GaAs - AlAs$, a partir da evaporação intercalada dos compostos $GaAs$ e em sequência o $AlAs$. Devido a temperatura de transporte de massa para o crescimento, não deram certo, pois a pressão dos elementos V é muito maior que os elementos III, devido a esse fato, a temperatura adequada para produção do feixe de arsênio - “As”, e insuficiente para produção do do feixe de gálio “Ga” em um crescimento estequiométrico. Em 1958 aconteceu a primeira tentativa com sucesso de se obter feixe de “As” e “Ga” adequados ao crescimento estequiométrico do composto $GaAs$, realizada graças Gunther (GUNTHER, 1958). Após uma grande evolução das condições de vácuo do crescimento e produção de substrato monocristalino do “ $GaAs$ ”.

A técnica de crescimento epitaxial por feixes moleculares (Molecular Beam Epitaxy) pode ser considerada se não uma das mais importantes para a obtenção de filmes finos, principalmente heteroestruturas e nanoestruturas nos dias atuais, permitindo a obtenção de filmes de excelente qualidade, além de permitir o acompanhamento do crescimento através de diversas técnicas de caracterização.

Para uma melhor compreensão da engenharia da heteroestrutura de como as amostras desse trabalho foram crescidas, por isso faz-se necessário ter um bom conhecimento desta técnica. Com isso faremos uma breve apresentação, visão geral, do sistema de MBE instalado do Laboratório de Novos Materiais de semicondutores do Instituto de Física da Universidade de São Paulo (LNMS-IFUSP) e do Processo de Crescimento de Poços Quânticos Duplos (DQW) através de MBE.

A técnica MBE, a partir dos estudos de Arthur (ARTHUR, 1968) e Cho (CHO, 1970), sobre os aspectos fundamentais da interação de átomo de “Ga” e as moléculas de “As” com substratos

cristalinos de *GaAs* sob as condições de ultra-alto-vácuo (UAV) (10^{-10} Torr) nos laboratórios da Bell. Essa técnica tem uma característica importante, sua velocidade de crescimento é de, aproximadamente, em um plano cristalino ou 01 (uma) camada por segundo (0.283nm/s para o *GaAs* e *AlAs*). Diversos tipos de materiais semicondutores, elementares como *Si* e *Ge*, binários como: *GaAs*, *InP*, outros. ligas ternárias: *AlGaAs*, *InGaAs* e muitos outros, Ligas quaternárias, poços quânticos contendo barreira, muitas outras ligas(KUDRAWIEC, R et. all., 2006) são crescidas por essa técnica.

O crescimento ocorre em uma câmara de ultra-alto-vácuo, onde os feixes de átomos e moléculas, gerados termicamente incidem sobre um cristal (*substrato GaAs*). Essa câmara possui oito células de efusão carregadas com Arsênio (As, da família V), Gálio - Ga, Alumínio - Al, Índio - In, família III. O Silício - Si e Berílio-Be, são usados como dopantes. As células de efusão estão dispostas circularmente e com o mesmo ângulo de inclinação para apontarem na direção do substrato, que fica localizado no centro da câmara de crescimento. O sistema do porta substrato, é equipado com um rolamento para rotacionar a amostra durante o crescimento e homogeneizar a deposição do material.

O fluxo dos elementos é controlado através de obturadores de acionamento mecânico. O tempo para esse acionamento é da ordem de décimos de segundo, possibilitando assim um crescimento de interfaces abruptas de alta qualidade. A temperatura de cada célula de efusão, são controladas separadamente levando em conta as propriedades termodinâmicas de cada elemento e garantindo um controle preciso defluxo. Esquema que representação de um sistema MBE Figura (10).

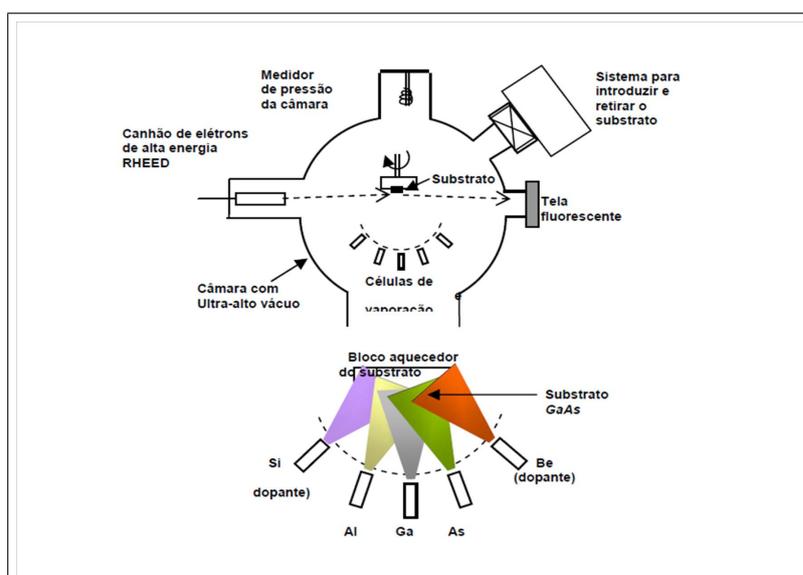


Figura 10 – Representação Esquemática do processo de evaporação e deposição durante a epitaxia por feixe molecular dos compostos III-V.

4.2 Amostras

4.2.1 Estrutura das Amostras

A estrutura das amostras mostrando as diferentes camadas que a constituem é apresentada na Figura (11), e também é indicada a espessura de cada camada em Å. Do lado da estrutura, uma aproximação do perfil da banda de toda a estrutura também é apresentada um resumo indicando as razões principais pelas quais são crescidas as diferentes camadas desde o substrato até a superfície.

Substrato de $GaAs$ com estrutura cristalina de orientação (100).

Uma camada de $GaAs$, chamada de buffer, para alisar a superfície da amostra, e obter uma deposição mais uniforme das camadas seguintes.

Uma super-rede de $GaAs$ e $AlGaAs$ que constitui uma barreira para evitar a migração das impurezas desde o substrato para as nossas camadas de interesse, neste caso particular o Poço Quântico Duplo.

Uma camada de $GaAs$, ou segunda camada buffer, também para diminuir a rugosidade da superfície, e permitir maior isolamento da camada de interesse.

Uma camada de $Al_xGa_{1-x}As$ com x variando linearmente de $x = 0$ até $x = 0.3$, camada gradient layer, para evitar que os elétrons da primeira camada de dopagem delta de silício migrem até a camada de $GaAs$ descrita acima. Isto evita ter uma segunda população de elétrons nessa região, caso contrario, ela constituiria um canal de condução de Al é para conservar a maior uniformidade na superfície de crescimento, já que a presença de concentrações muito altas de Al pode produzir camadas mais rugosas.

Uma camada constituída por uma super-rede de $GaAs - AlGaAs$, camada barreira anterior, também para evitar que os elétrons da camada de Si (camada seguinte) migrem para camada de $GaAs$ descrita anteriormente. A partir destas camadas, pode-se considerar que as camadas a seguir tem influência na estrutura de interesse propriamente dita, Poço Quântico Duplo.

Uma primeira dopagem δSi é feita numa camada mono camada de $GaAs$, com objetivo de usar estes elétrons do Si para encher os poços quânticos na região de interesse;

Uma primeira super-rede de $GaAs - AlGaAs$, que é chamada de espaçamento (spacer layer), que separa a camada com Si do primeiro poço quântico.

O primeiro poço quântico de interesse de $GaAs$, aquele que está longe da superfície.

A barreira de potencial de $Al_xGa_{1-x}As$, que separa os Poços Quânticos.

O segundo poço quântico de $GaAs$, aquele que está mais próximo da superfície

Uma segunda super-rede de $GaAs - AlGaAs$, que é chamada camada de espaçamento

(space layer), que separa a segunda camada com Si (camada seguinte) do segundo poço quântico.

Uma segunda dopagem δSi , igualmente a primeira, com objetivo de usar estes elétrons para encher os poços quânticos na região de interesse.

Uma super-rede de $GaAs - AlGaAs$, para evitar que os elétrons da camada de Si (principalmente dos elétrons da segunda dopagem) migrem para superfície;

Uma camada de $AlGaAs$ que separa a superfície além da região de interesse e vai permitir a deposição de uma monocamada de $GaAs$ com Si ;

Uma terceira monocamada de $GaAs$ dopada com Si ; o objetivo dela é para saturar as ligações pendentes na superfície, os chamados estados de superfície;

Uma camada de $AlGaAs$ que separa a superfície da terceira monocamada de $GaAs$; esta camada funciona principalmente como cobertura da estrutura;

Finalmente a camada de $GaAs$ para evitar a migração do Arsênio à superfície e proteger a estrutura contra oxidação.

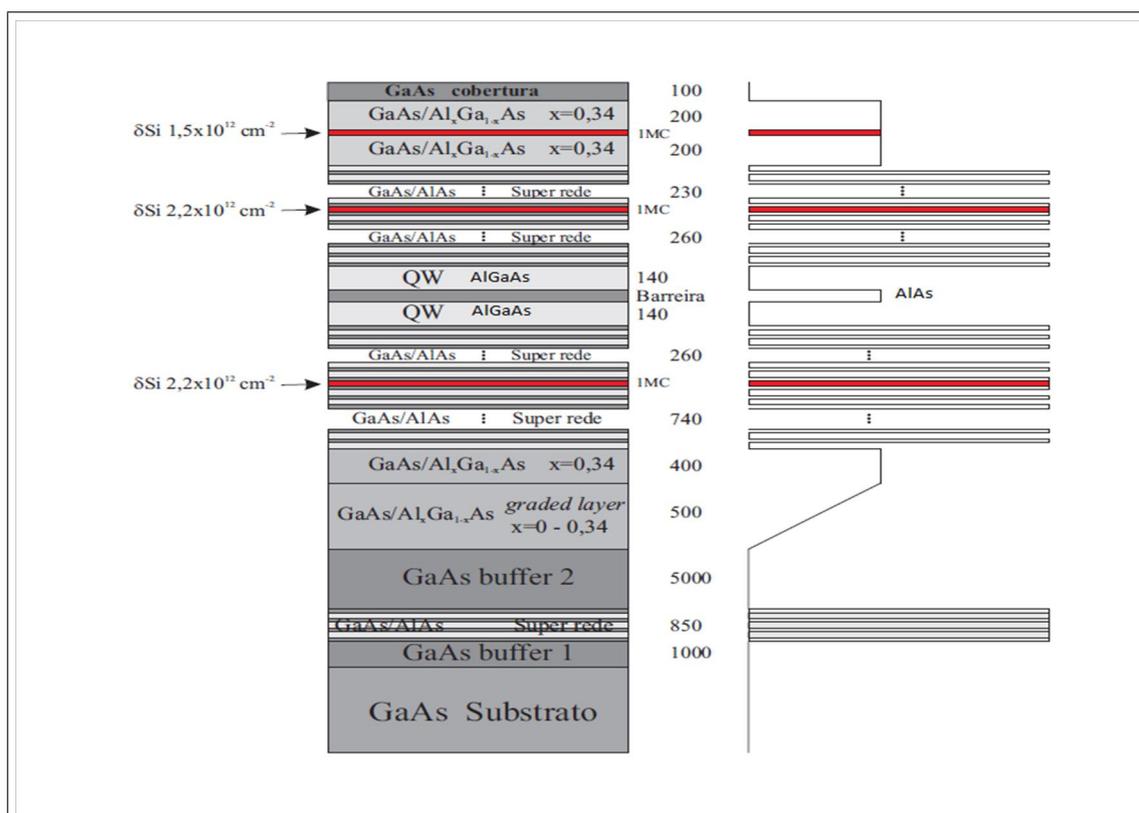


Figura 11 – Esquema geral das estruturas dos Poços Quânticos Duplos utilizados para compor os estudos desta Dissertação. São indicadas as diferentes camadas que formam a estrutura de Poços Quânticos Duplos e respectivas espessuras em Å.

Os estudos realizados em diferentes amostras com larguras da Barreira central em igual espessura para as 3 amostras de acordo com a tabela 1.

Tabela 1 – Parâmetro de configuração das amostras de DQWs

Amostra	$n_{Si}(10^{12}cm^{-2})$	$QW_1(\text{Å})$	$B(\text{Å})$	$QW_2(\text{Å})$	x_{w1}	x_{w2}
#3232	2, 2	135, 35	50	136, 25	15	11
#3233	2, 2	140	50	140	15	12
#3241	2, 2	140	50	140	14	09

4.3 A Técnica de Fotoluminescência

O processo de liberação de energia em forma de luz os (fótons) que ocorre na relaxação de um estado de maior energia (estado excitado) para um de menor energia normalmente o (estado fundamental) conhecido como (Luminescência). O que determina o tipo de luminescência é a forma de como ocorre a excitação. Podemos citar como exemplo: no caso em questão a luminescência e a termoluminescência onde excitação é proveniente de um fonte térmica e no caso da fotoluminescência a fonte de excitação tem que ser a luz (laser). Esta excitação, proveniente de uma radiação (laser), faz com que os elétrons da amostra, absorvendo energia, sejam levados a um nível de energia mais alto. Os elétrons excitados tendem a voltar para o estado de mínima energia (estado fundamental), emitindo a energia que absorveram em forma de calor e luz. Analisada, através de um espectômetro, a luz emitida pela amostra, fornece informações sobre os estados existentes no “gap” do material (ABRAMS e HOLLOWAY, 2004).

Em um típico processo de fotoluminescência (PL), fótons ao serem incididos com maior energia do que a banda de proibida são absorvidos pela amostra e fótons com menor energia do que os que foram incididos serão emitidos. Dessa maneira podemos ver como ocorre os 03 (três) processos:

- **Excitação:** Um feixe de luz com maior energia do que a banda proibida “gap” do material, ocorre a promoção de elétrons da banda de valência para o estado disponível na banda de condução, criando um buraco na banda de valência.
- **Termalização:** Os fótons incidentes que atingiram o material, tem energia maior que a energia do material, os elétrons e buracos terão maior energia em relação ao estado fundamental, cada um em sua respectiva banda, excesso de energia. Então estes portadores sofrerão uma relaxação intrabanda através de transições não-radiativas, ocorrerá (emissão de fônons ópticos e acústicos) e nesse momento o elétron atingirá o fundo da banda de condução e o buraco atingirá o topo da banda de valência
- **Recombinação:** Como o elétron atingiu o fundo da banda de condução e o buraco o topo da banda de valência, ambos recombina-se radiativamente gerando fótons de energia igual ao valor do *gap* do material (PETER e MANUEL). Esses processos será mostrado na Figura (12)

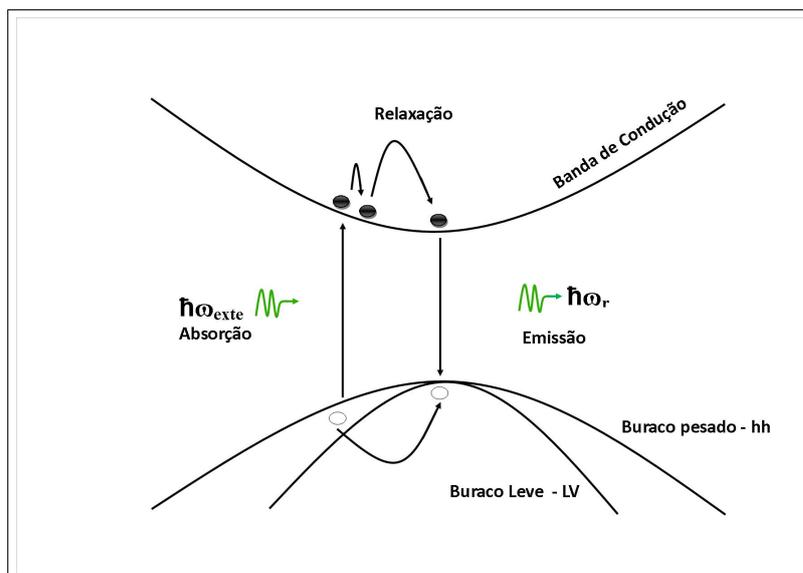


Figura 12 – Três passos que envolve a Fotoluminescência: Excitação (absorção), Termalização (Relaxação) e Recombinação (Emissão).

4.3.1 Arranjo Experimental

A descrição de fotoluminescência corresponde à montagem existente no Laboratório de Óptica e Optoeletrônica do Programa de Pós-Graduação em Física - PPGFIS da Universidade Federal de Roraima (UFRR), onde foram realizadas as medidas de fotoluminescência. A montagem experimental de Fotoluminescência que está esquematizada na Figura (13). O feixe de um LASER é desviado por um espelho sobre a superfície da amostra semicondutora. A amostra fica acomodada e fixada com uma pasta em um porta amostra dentro de um criostato tipo fluxo contínuo ou de imersão de He que permite baixar a temperatura até valores em torno de 6 K, o qual é acoplado em um sistema de vácuo (composto por uma bomba mecânica que realiza um pré-vácuo e uma bomba turbo - molecular) que permite alcançar pressões da ordem de 10^{-6} Torr. Esse sistema de pressão é necessário para que o ciclo de Hélio possibilite a obtenção de baixas temperatura, permitindo no caso do nosso trabalho alcance 6K. Um controlador de temperatura é utilizado para manter a temperatura a que a amostra está submetida variando de 6K a até 300K. Após o processo de luminescência ocorrer, a luz é enviada através a um módulo monocromador, onde uma grade de difração de 600 l/mm decompõe a luz incidente em seus diversos comprimentos de onda. Esta luz monocromatizada é detectada por um detector, gerando um sinal de certa intensidade

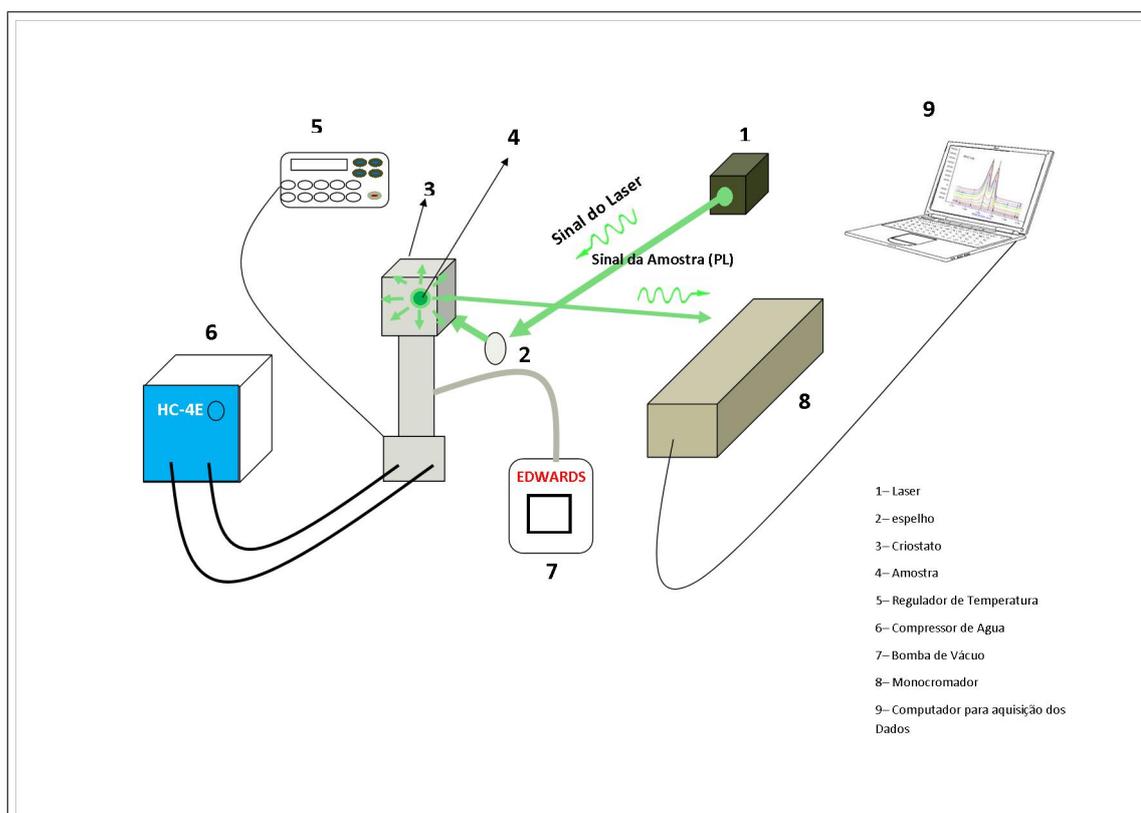


Figura 13 – Esquema da Técnica de Fotoluminescência - Laboratório do PPGFIS - UFRR. 1. Laser, 2. espelho, 3. Criostato, 4. Amostra, 5. Regulador de Temperatura, 6. Compressor de Água, 7. Sistema de Vácuo, 8. Monocromador, 9. Computador para aquisição de Dados

5 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Em primeiro momento foi feita a investigação a procura da assinatura óptica da modulação da composição na liga de $AlGaAs$, utilizando fotoluminescência em função da temperatura para que pudéssemos comparar com trabalho publicados na literatura. Encontramos na literatura, consideráveis números de artigos dedicados a estudos desta área, imperfeições estruturais em heteroestruturas, associadas a flutuações localizadas da composição química das ligas, e imperfeições na formação das interfaces (LAURETO et al., 2001; WEISBUCH et al., 1981; ZIMMERMANN; RUNGE, 1997). Estas imperfeições, relacionadas diretamente com a dinâmica de crescimento do material, afetam sensivelmente os canais de recombinação radiativa destes sistemas, e podem ser investigadas e avaliadas através de medidas de PL. Esses estudos estão relacionados somente a QWs de $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ para diferentes concentrações de Al na barreira onde o material de compõe o poço é $GaAs$ e o $AlGaAs$ compõe a barreira em função da temperatura e potencia de excitação.

Segundo Lourenço e colaboradores (LOURENÇO et al., 2005), responsável por publicar muitos artigos científicos em heteroestruturas de $AlGaAs/GaAs$ em estruturas de QWs baseados em semicondutores III-V, II-VI e suas ligas, flutuações na largura do poço (micro-rugosidades na interface) e na composição química das ligas que compõem o material do poço de potencial e/ou da barreira de confinamento são fontes de desordem que modulam o perfil local do potencial de confinamento da heteroestrutura.

Em nossas amostras estamos preocupados em descrever os dois primeiros níveis de energias que os QWs emitem para diferentes concentrações de Al . As amostras do trabalho são compostos por ligas de $AlGaAs$ com diferente concentração de Al nos QWs e na barreira o $AlAs$ fixo. Dai o fato de não encontrarmos materiais na literatura para que pudéssemos comparar com o nosso trabalho.

Como mostrado no capítulo 3, onde são criados os $DQWs$ assimétrico/acoplado, quando crescido com $x_1 \neq x_2$, nesse caso ocorre a superposição de ondas Ψ_1 na barreira

A variação do gap de energia em materiais semicondutores em função da temperatura ocorre devido a contribuição de dois mecanismos diferentes: a interação elétron-fônon (IEF) e também a expansão térmica da rede (ETF)

As medidas fotoluminescência com variação da temperatura (6 K a 300 K) foram realizadas em uma mesma potência de $100mW$. Observa-se, na figura abaixo, os dois comportamentos teoricamente típico e conhecidos em heteroestruturas de QWs de $AlGaAs/GaAs$ quando aumenta a concentração de alumínio: o deslocamento para maiores energias dos estados quantizados (devido ao aumento da concentração de Al no poço). De acordo com Runge e Zimmermann (RUNGE; ZIMMERMANN, 1998) que foram cuidadosos na investigação em relação sistemas

similares ao de *AlGaAs/GaAs*, segundo eles, os sistemas apresentam desde desordem fraca até desordem intermediária. Já em sistemas que possuem desordem “intermediária”, como é o caso do sistema *InGaAs/GaAs* foram investigados por (GRASSI, et. al, 2000). Segundo esses autores, o éxciton possui o tempo (finito), então, deve-se considerar uma análise da forma de linha dos picos de PL.

Em caso como mostrado no paragrafo acima onde o *QWs* de *InGaAs/GaAs*, sistema intermediário, a competição excitônica entre decaimento radiativo e a energia de relaxação do éxciton em consequência dos fônons na presença de variação da energia local. Em sistemas de *QWs* como o *AlGaAs/GaAs*, onde as amplitudes das flutuações são baixas, ou seja, a desordem é bem baixa, a termalização é completa. Com o aumento gradual da temperatura a partir de 6 K, os éxcitons a medida que sofre o aumento na mudança de temperatura, são transferidos termicamente para os estados onde as energias são maiores até atingir a borda da banda de condução (band-tail), deslocando para maiores energia (blue-shift), na Figura 19 podemos observar com melhores detalhes o que está acontecendo no sistema. A medidas que adicionamos temperatura, a energia térmica vence a energia de localização excitônica, dessa maneira é observado no espectro da linha PL a caracteriza dos éxcitons livres (FE) nesse momento se inicia o (red-shift) onde podemos observar a características da dependência do GAP de energia nos materiais semicondutores.

5.1 Medidas de Espectroscopia de Fotoluminescência

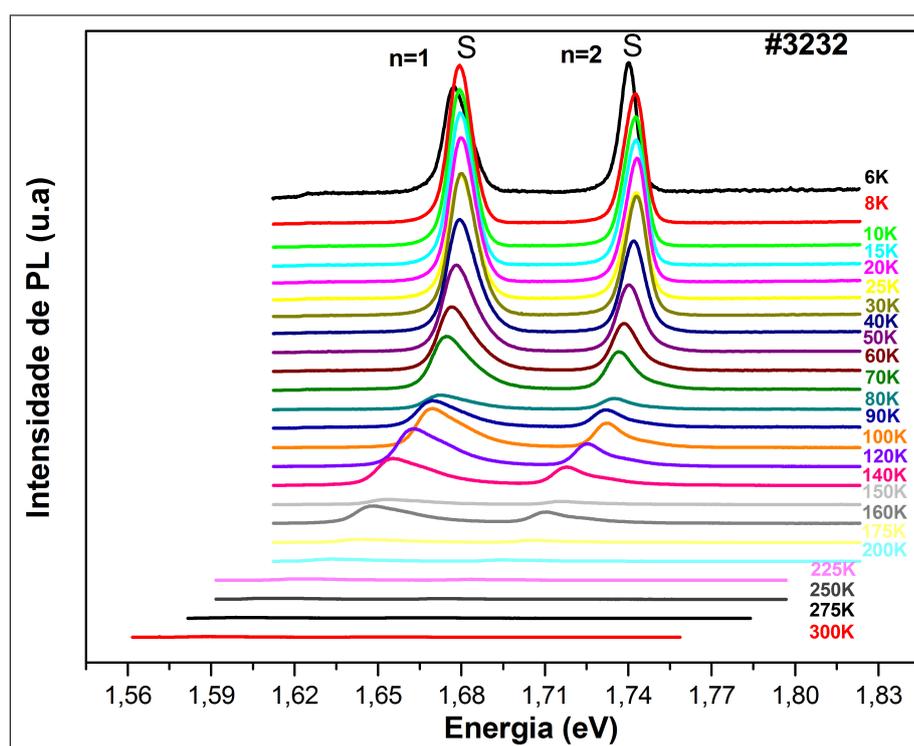
Para a amostra #3232 a curva inicialmente se desloca para maiores energias e depois decresce monotonicamente a partir de 60 K. Para que se possa explicar essa variação do pico de PL com a temperatura, deve-se levar em conta a interação dos portadores fotogerados com as flutuações aleatórias do potencial de confinamento causadas pelas rugosidades nas interfaces dos poços quânticos. De acordo com Laureto e colaboradores (LAURETO et. al., 2005) essas flutuações geram mínimos no potencial e sua profundidade depende das dimensões das rugosidades localizadas ao longo do plano do poço. Em uma medida de PL, os portadores de carga gerados pela excitação óptica tendem a relaxar para os estados de mais baixa energia antes da recombinação. Diante da configuração aleatória do potencial, os éxcitons formados poderão relaxar ou para mínimos locais, ou para o mínimo absoluto. O processo seguinte de termalização, onde os portadores relaxam para os estados de menor energia possível, é dependente da temperatura. A dinâmica deste processo é determinada pela relação entre a energia térmica kT (onde k é a constante de Boltzmann) e a profundidade do mínimo do potencial.

Com o acréscimo da temperatura (incremento em kT), o éxciton em um mínimo local do potencial poderá saltar para outro mínimo mais profundo (mínimo absoluto), ou escapar do mínimo de potencial e eventualmente recombinar-se de um nível energeticamente mais alto. A recombinação a partir dos níveis mais altos faz com que a curva de PL sofra um deslocamento para maiores energias, e a relaxação para mínimos mais profundos causa um deslocamento da

PL para menores energias.

Podemos observar os picos de PL se deslocando para menores energia a medida que adicionar mais temperatura ao sistema, de acordo com as Figuras 16, 17 e 18 a energia térmica fornecida acaba sendo suficiente para que o éxciton se liberte da influência dos mínimos de potencial mais profundos, e o máximo da curva de PL desloca-se novamente para maiores energias. Dessa maneira, fica evidente que a variação na magnitude relativa das imperfeições de interface afeta também o processo de emissão espontânea dos poços, o qual dependerá da relação entre a profundidade dos mínimos do potencial e a energia térmica kT . O deslocamento da PL para menores energias em temperaturas mais altas a partir de $T > 60K$ (red-shift) segue o comportamento esperado de variação do *gap*, governado principalmente pela interação elétron (exciton-fônon) (LAUTENSCHLAGER et al., 1987; LOURENÇO et al., 2004; VIÑA; LOGOTHETIDIS; CARDONA, 1984;). Os picos da amostra são observados até a $T = 160 K$.

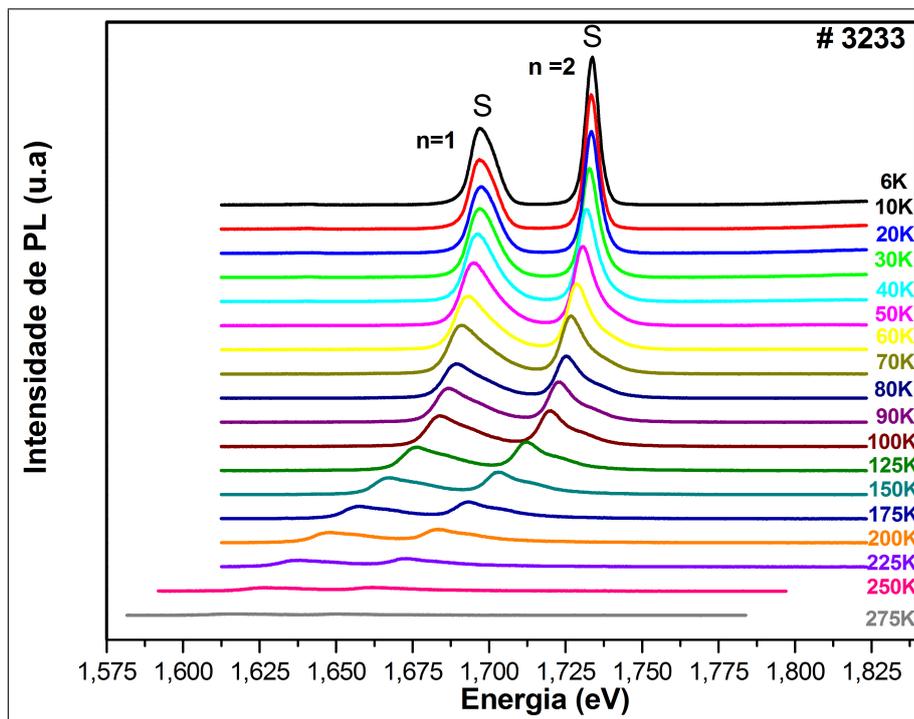
Figura 14 – Espectro de PL dos dois picos da amostra #3232, obtidos em temperatura distintas e crescentes para os poços quânticos de AlGaAs/AlAs



Já nos *QWs* da amostra #3233 onde a largura é um pouco maior que nos *QWs* da amostra #3232, observamos que com incremento da temperatura a energia permanece quase a mesma até $T = 30K$. A partir de $T = 40K$ sofre a queda, a medida que sofre o aumento da temperatura, sofrendo (red-shift). Acreditamos que menor influencia da rugosidade dos *QWs* influencia a uma menor variação relativa na energia do nível. Esse comportamento é característico das ligas ternárias dos semicondutores de *AlGaAs*.

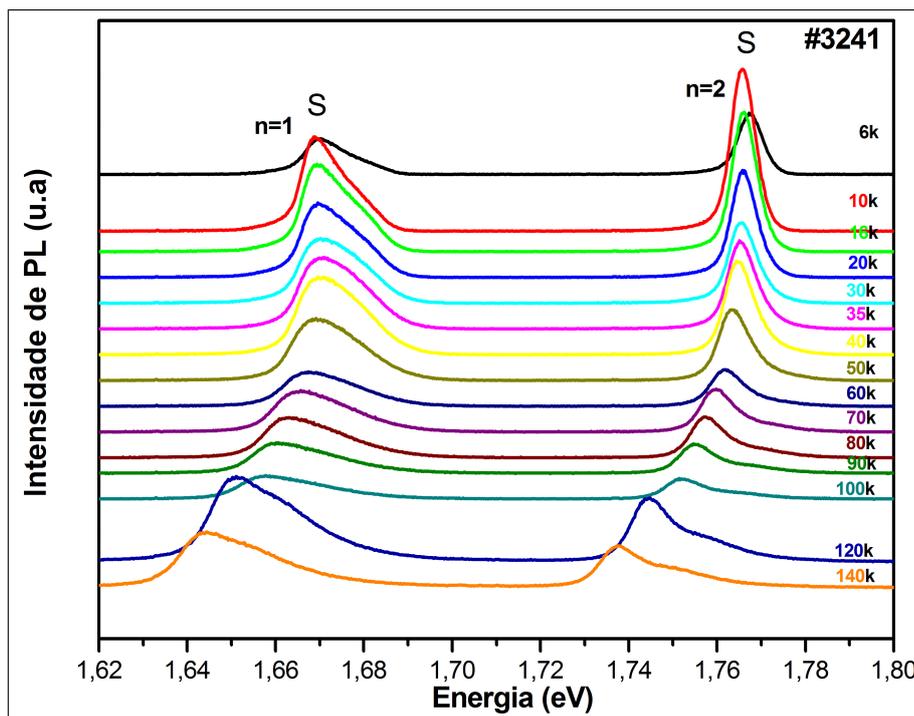
Estudos experimentais indicam que a emissão espontânea de poços quânticos semiconduto-

Figura 15 – Espectro de PL dos dois picos da amostra #3233, obtidos em temperatura distintas e crescentes para os poços quânticos de AlGaAs/AlAs



res de boa qualidade tem natureza essencialmente excitônica até mesmo a temperatura ambiente (CHRISTEN; BIMBERG, 1990).

Figura 16 – Espectro de PL dos dois picos da amostra #3241, obtidos em temperatura distintas e crescentes para os poços quânticos de AlGaAs/AlAs



Comportamento similar já foi observado em QWs com interfaces rugosas por (LAURETO et. al., 2005). Nesse trabalho, os autores estudaram o efeito da rugosidade de interface na PL de QWs ao controlar o grau de desordem na interface mediante variações nas condições de crescimento. Como resultado, observaram que inicialmente a energia do pico PL dos QWs aumentava com a temperatura para depois seguir o comportamento convencional, (a medida que aumenta a temperatura a energia decresce até a temperatura ambiente) proposto por Varshni (VARSHNI, 1967). Um aumento na rugosidade da interface levou a um deslocamento para maiores energias no início das medidas com baixa temperatura. Os níveis de energia dos éxcitons dependem da distância de separação entre poços quânticos, bem como da profundidade do QW ; tais parâmetros também definem o potencial de confinamento na direção de crescimento (eixo z).

Esse efeito visto na direção de crescimento z produz a variação na energia de *gap* do *bulk* do material. Assim, antes de recombinar os elétrons relaxam para um mínimo local ou, dependendo da temperatura, para um mínimo absoluto do potencial de confinamento via emissão de fônons. Com isso, a recombinação desses portadores em baixa temperatura apresentam energia um pouco abaixo da média do *gap* do material. Com o aumento da temperatura, os portadores podem progressivamente vencer as pequenas barreiras de potencial e aumentam a probabilidade de serem encontrados fora dos mínimos locais, podendo recombinar em energias maiores. Assim, com o aumento da temperatura aumenta a energia média de recombinação da PL até que para temperaturas grandes o suficiente a contribuição dos mínimos absolutos e locais é praticamente desprezível; a curva de PL vs. Temperatura volta então a apresentar o comportamento usual dos semicondutores *bulk*.

De acordo com modelo proposto por Varshni (VARSHNI, 1967) que consistente com o gráficos plotados e apresentados os dados nas Figuras 19, 20 e 21. Realizamos experimentos para um único valor de potencia de excitação (PL vs. Temperatura) para alta. Sob esta condição, esperamos que a energia de recombinação do AlGaAs, em função da temperatura, siga o padrão quando os mínimos absolutos do potencial estiverem todos ocupados. Nessas condições, a assinatura óptica da modulação de composição, dada por este comportamento anômalo da energia de PL em baixas temperaturas, deve deixar de existir.

Em baixa excitação diminuindo a energia dos portadores ($kBT/2$) através da temperatura, fazemos com que eles fiquem presos em regiões de menor *gap*. Com o aumento da temperatura acima de $40K$, amostra #3232, eles conseguem ocupar os mínimos de maior energia e gerar um deslocamento do pico de PL para maior energia. No caso de alta potência, os portadores fotocriados em excesso preenchem os mínimos locais e absolutos e também os estados de maior energia (regiões ricas em Ga). O resultado de alta potência de excitação acaba sendo equivalente ao de alta temperatura, mesmo na região de $T > 0$. Desta maneira, os desvios observados para menor energia em baixas temperaturas deveriam diminuir, senão desaparecer. A Figura 21 mostra o resultado de medidas de PL em função da temperatura para amostra

#3241. Vemos claramente que os dados do pico de alta energia apresentam praticamente nenhuma curvatura para menores energias, sendo reproduzidos razoavelmente bem pela expressão de Varshni. Atribuímos esses fatos no caso da amostra #3232 onde os QW s serem menores e provavelmente suas imperfeições, no caso das amostras #3233 e #3241 onde os QW s são da mesma espessura, mudando as quantidade de Al em cada QW , como mostra as Figura 20 e 21. Observa-se o comportamento típico de decrescimento na energia de transição excitônica com aumento da temperatura.

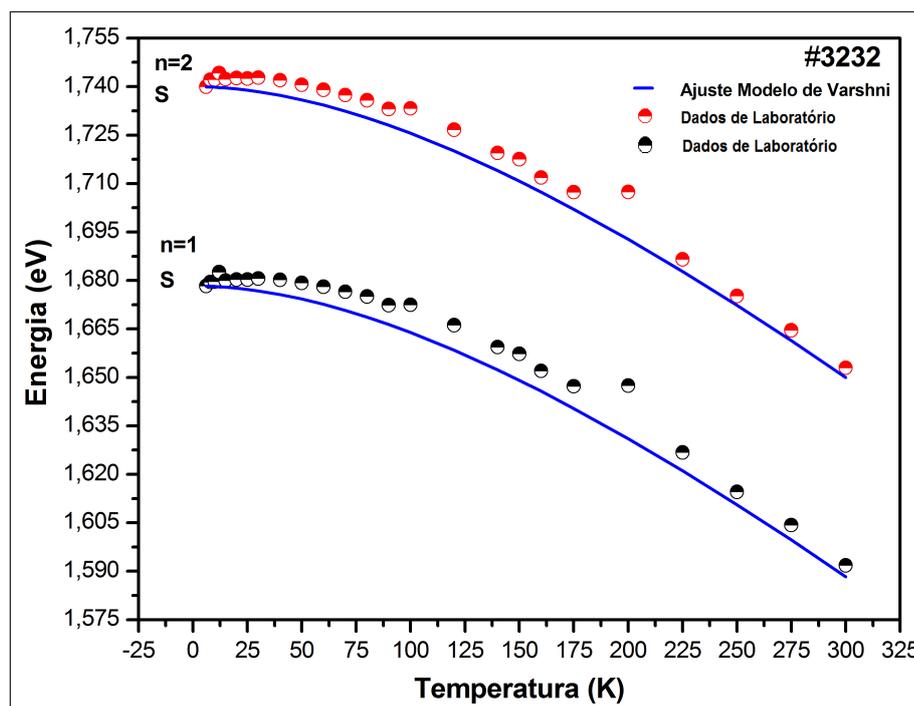


Figura 17 – Amostra #3232 Variação da energia do pico de PL em função da temperatura para os poços quânticos de AlGaAs/AlAs

Análise do espectro de fotoluminescência das amostras #3232, #3233 #3241, podemos notar a partir das Figuras 20, 21 e 22 das mais baixas temperaturas como mostra os picos 1 e 2 são formados, níveis simétricos e assimétricos. Um detalhamento mais específico é mostrado na Figura 22.

A Figura 23 abaixo descreve a diferença entre Δ_{SAS} de acordo com equação 3.19. Vale a pena ressaltar que a quantidade de Al que contem a amostra 3241, $x = 8,9$ $QW1$ e $x = 14,0$ $QW2$. Podemos observar que os QW s de amostra tem, em média, maior valor de concentração Al poços da amostra 3232 e 3233. Isto significa que a maior contribuição para as propriedades eletrônicas, da amostra 3241, decorre da $QW1$ com menor concentração de Al. Este resultados nos remete a dizer que a maioria dos elétrons são localizadas no $QW1$.

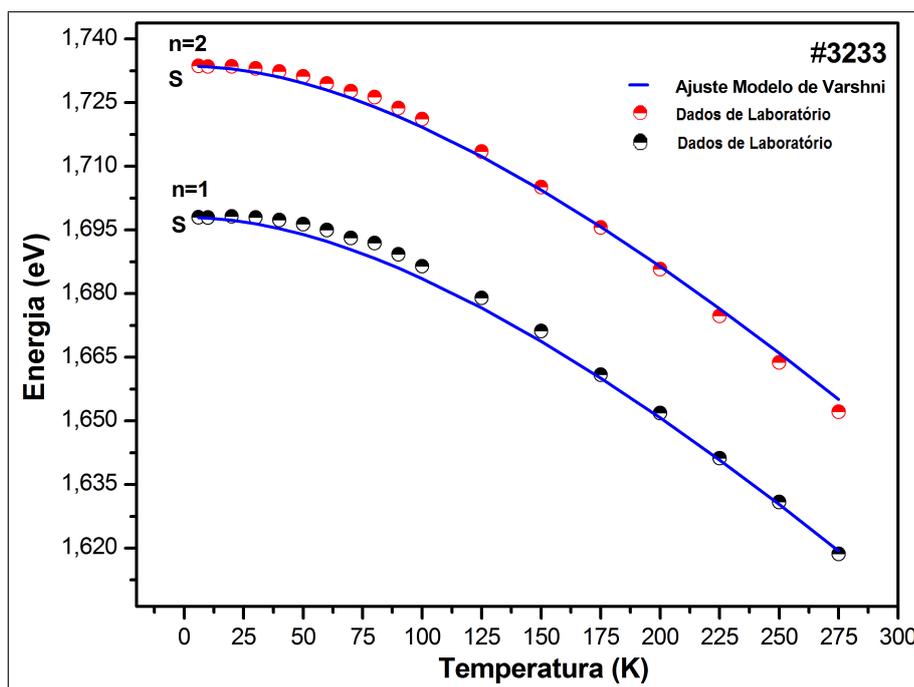


Figura 18 – Amostra #3233 Variação da energia do pico de PL em função da temperatura para os poços quânticos de AlGaAs/AlAs

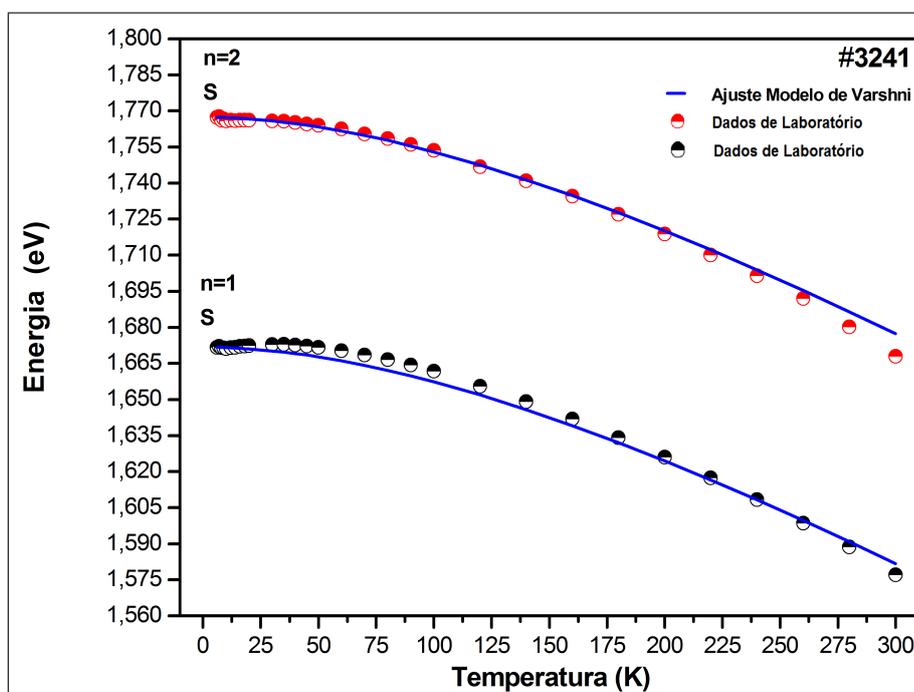


Figura 19 – Amostra #3241 Variação da energia do pico de PL em função da temperatura para os poços quânticos de AlGaAs/AlAs

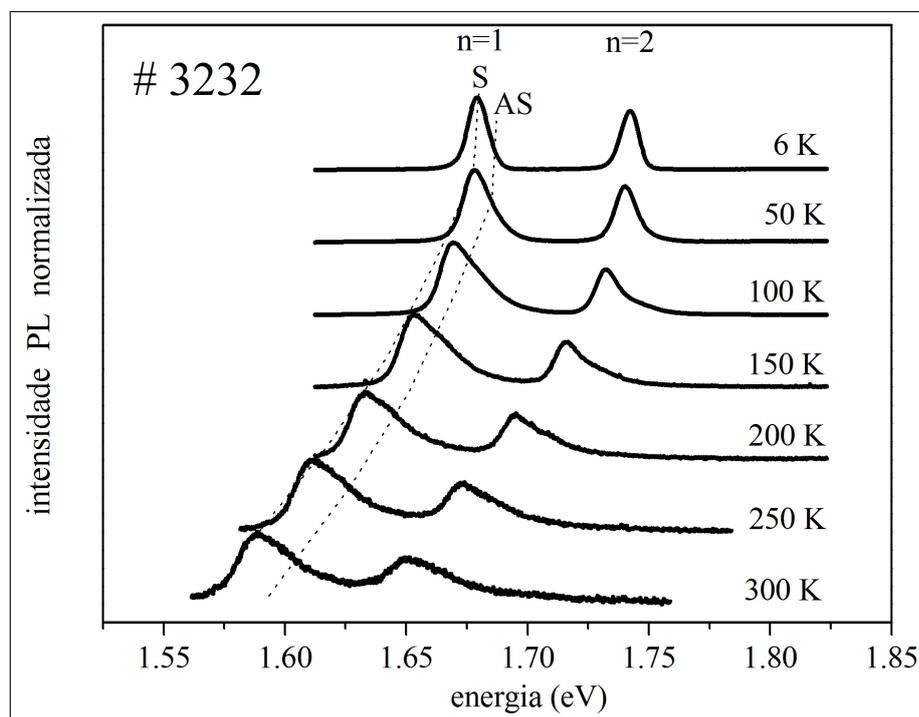


Figura 20 – Amostra #3232 Espectro de PL em função da temperatura para os poços quânticos de AlGaAs/AlAs

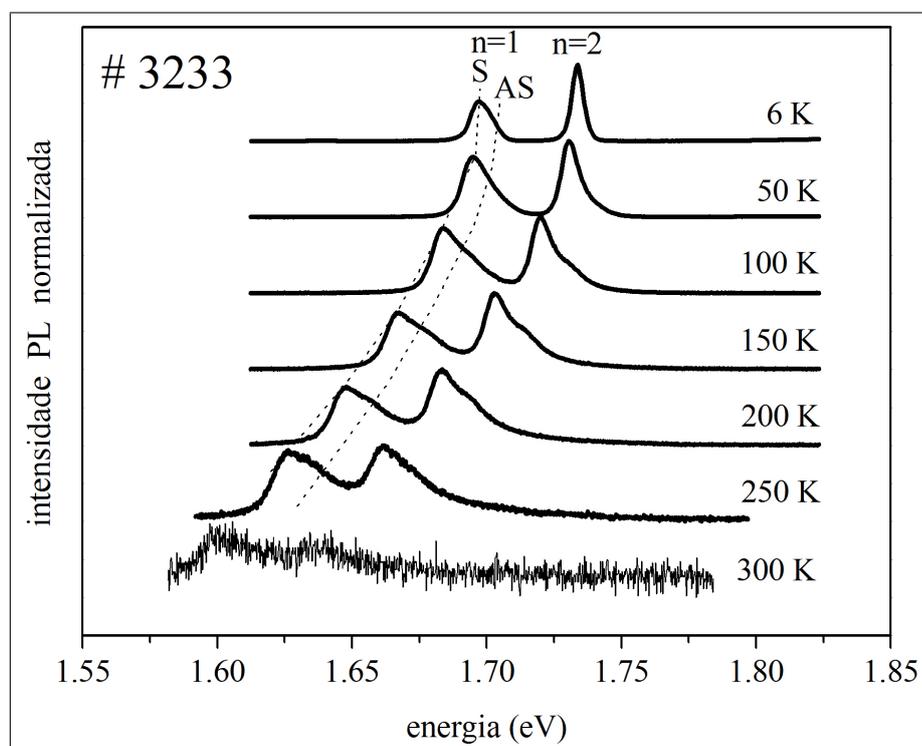


Figura 21 – Amostra #3233 Espectro de PL em função da temperatura para os poços quânticos de AlGaAs/AlAs

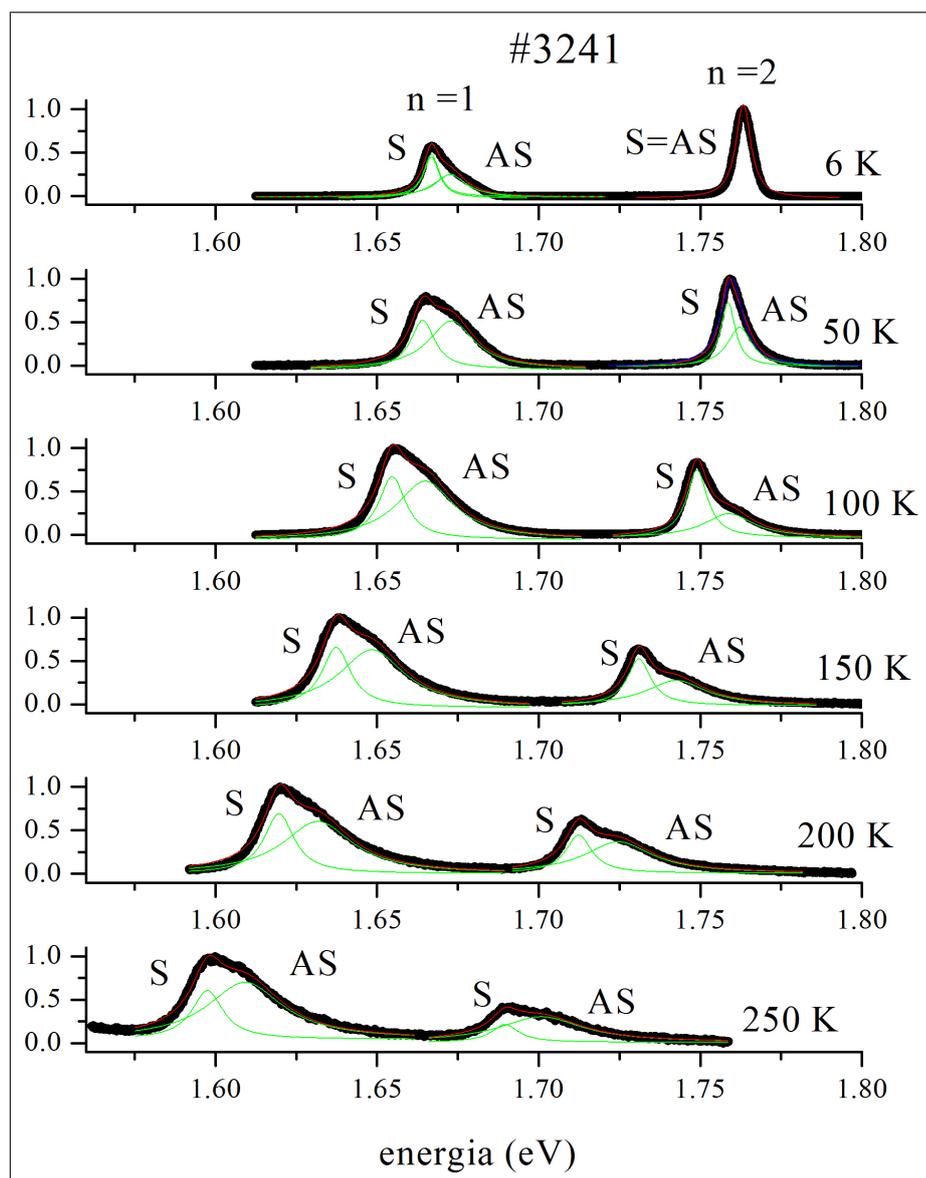


Figura 22 – Amostra #3241 Espectro de PL em função da temperatura para os poços quânticos de AlGaAs/AlAs

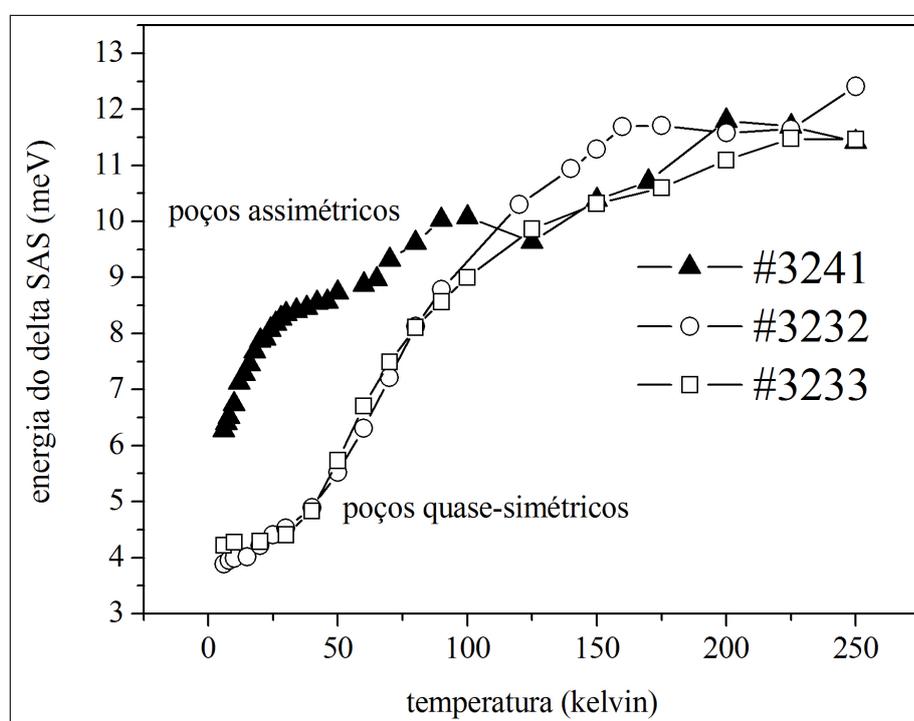


Figura 23 – Comparação das mobilidades das três amostras em função do temperatura. A mobilidade dos elétrons são mais baixos na amostra com maior concentração de Al no QWs. Diferença entre o poços simétricos e assimétricos das três amostras

6 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Neste trabalho foram estudadas, experimentalmente 03 (três) amostras de $DQWs$, crescidas através da técnica MBE , sob condições idênticas. Realizamos medidas envolvendo o *gap* de energia e também a energia de transição excitônica em função da temperatura do QWs de $AlGaAs/AlAs$. Um melhor detalhamento das amostras pode ser encontrado na Tabela 01. Tivemos problemas em encontrar trabalhos na literatura para que pudéssemos nos basear, pois se trata de amostras inéditas e conseqüentemente um dos primeiros a se tratar desta configuração.

Estudamos a interação de pares elétron-buraco (éxcitons), gerados por fotoexcitação, em heteroestruturas semicondutoras. Estas estruturas são constituídas por camadas alternadas de três materiais semicondutores diferentes, formando poços quânticos nas bandas de condução e de valência. Devido ao confinamento quântico nos poços de potenciais, os elétrons “buracos” ocupam auto-estados discretos na banda de condução “valência”, cujos autovalores de energia dependem das dimensões da heteroestrutura e das propriedades dos materiais. Confinados dentro dos poços, pares elétron-buraco interagem via um potencial de interação coulombiano formando éxcitons, que podem ser modelados como átomos hidrogenóides em um meio material.

A técnica de Fotoluminescência PL, nos fornece dados onde é possível identificar duas estruturas relacionadas com a liga $AlGaAs$ nos QWs de cada amostra. A estrutura de mais baixa energia, por seu comportamento com respeito à temperatura, pode ser atribuído à presença de ordenamento atômico onde esta associado ao QWs com o menor quantidade de Al da liga ternária. Já o comportamento da estrutura de mais alta energia, relacionado à recombinação da liga $AlGaAs$, apresenta desvios (na região de baixas temperaturas) do comportamento esperado para uma camada semicondutora.

Podemos notar que a termalização dos portadores fotogerados é incompleta em baixas temperaturas, em virtude das flutuações do potencial de confinamento ao longo do plano do QWs . Em QWs mais estreitos, ocorre uma maior penetração da função de onda dos portadores na região das interfaces, provocando uma maior sensibilidade às suas imperfeições. Podemos verificar também que essas anomalias desaparecem a partir de certa temperatura de medida, a qual é maior quanto menor é a largura do poço de acordo com a amostra #3232 que possui uma menor largura nos QWs .

Para explicar este fenômeno propusemos um modelo de flutuação de potencial devido à modulação de composição na camada $AlGaAs$, levando a um efeito similar ao que já foi observado para interfaces rugosas em QWs . Tal identificação da modulação de composição em ligas semicondutoras mostrou-se consistente com todos os dados experimentais verificados.

O contendo amostras de poços quânticos de $AlGaAs/AlAs$ de espessuras diferentes, foram

analisados os comportamentos dos picos de emissão em função da temperatura. Tais comportamentos, na região de baixas temperaturas, são regidos pela configuração e pela magnitude relativa das imperfeições de interface. Com base nos resultados apresentados neste trabalho, verifica-se que a técnica de PL constitui-se numa valiosa ferramenta de investigação dos problemas relacionados à dinâmica do crescimento de materiais semicondutores e do processo de formação das interfaces em heteroestruturas semicondutoras.

Acreditamos que nossas perspectivas que inicialmente propomos para este trabalho, tenham sido atingidas. Este trabalho dissertativo deixa algumas investigações para futuros trabalhos no tema tratado, tais como:

1. Concluir a caracterização através da técnica Espectroscopia Raman nas mesmas amostras estudadas neste trabalho;
2. Estudar 03 amostras de DQW parabólico;

REFERÊNCIAS

- ABRAMS, B. L.; HOLLOWAY, P. H. **Chemi. Rev.**, v. 104, n. 4, p. 5783 à 5801, (2004).
- ADACHI, S. **J. Appl. Phys.**, 53, 5683, (1982).
- ADACHI, S. **J. Appl. Phys.**, GaAs, AlAs and Al_xGa_{1-x} As: “Material Parameters for use in research device”, 58, (1985).
- ALLEN, P. B.; HEINE, V. **Journal of Physics C: Solid State Physics**, v9, p. 2305 (1976).
- ALLEN, P. B.; CARDONA, M. **Phys. Rev. B**, 23, 1495 (1981).
- ANTONCIK, E.; CZECH. **J. Phys.**, 5, 449 (1955)
- ARTHUR, J. R. **J. Appl. Phys.** 39 4032 (1968)
- BASTARD, G.. *Wave Mechanics Applied to Semiconductor Physics Les Ulis* (1998)
- BERTONI, A.; BORDONE, P.; BRUNETTI, R.; et al.. **Phys.Rev. Lett.** 84, 5912 (2000)
- CARDONA, M. **Phys. Rev. Lett.** 92, 196403-1 (2004).
- COX, H. M.; HUMMER, S. G.; KERAMIDAS, V. G. **J. Cryst. Growth** 79, 900 (1986).
- CHO, A. Y. **Appl. Phys.**, 41, 2780 (1970).
- CHRISTEN, J.; BIMBERG, D. **Phys. Rev. B**, New Yorkv. 42, n.11, p.7213-7219, (1990).
- DEBYE, P. **Ann. Phys.** 32, 180 (1907).
- EL ALLALI, M.; SORENSEN, C. B.; VEJE, E.; TIDERMAND-PETERSON, P. **Phys. Rev. B** 48, 4398 (1993).
- FAN, H. Y. **Phys. Rev.** 82, 900, (1951).
- FESEFELDT, H. **Z. Phys.**, 64, 623 (1930).
- GOPALAN, F.; LAUTENSCHLAGER, P.; CARDONA, M. **Phys. Rev. B**, 35, 5577 (1987).
- GRASSI, M.; FRAGANO, A.F.; PATANÉ, A.; CAPAZI, M.; RUNGE, E.; ZIMMERMANN, R., **Phys. Rev. B**, 61 10985, (2000).
- GUNTHER, K. G. **Z. Naturforsch A**, 57, 8370 (1958).
- KANGARLU, A.; CHANDRASEKHAR, H. R. CHANDRASEKHAR, M.; KAPPOR, Y. M. **Phys. Rev. B**, 37, 1035 (1988).

- KAVOKIM, A. **Appl. Phys.** A Material Science e Progressing, 89, 241-246 (2007).
- KUDRAWIEC, R.; GLADYSIEWICZ, M.; MISIEWIC, J.; YUEN, H. B.; BANK, S.R.; WISLEY, M. A.; BAE, H. P.; HARRIS J. S.; **Sol. Start. Comm**137, 138 (2006).
- LAURETO, E. **Influência das interfaces sobre as propriedades óticas de poços quânticos de GaInP/GaAs**. 2002. Tese (Doutorado em Física) - Universidade Estadual de Campinas, Campinas.
- LAURETO, E.; DIAS, I. F. L.; DUARTE, J. L.; LOURENÇO, S. A.; MENESES, E. A. **Ciências Exatas e Tecnológica**, 26, 23-38, (2005).
- LOURENÇO, S. A.; DIAS, I. F. L.; DUARTE, J. L.; LAURETO, E.; POÇAS, L. C.; TOGINHO, D. O. F.; LEITE, J. R. **Bras. J. Phys**, 34, 517, (2004).
- LOGOTHETIDIS, S.; CARDONA, M.; GARRIGA, M. **Phys. Rev. B**, 48, 4398 (1984).
- LAUTENSCHLAGER, P.; GARRIGA, M.; LOGOTHETIDIS, S.; CARDONA, M. Interband critical points of *GaAs* and their temperature dependence. **Phys. Rev. B**, New York, v.35, n.17, p.9174-9189, (1987).
- MANOOGIA, A.; WOOLEY, J.C. **J. Phys.**, 62, 285, (1984).
- MUDO, T.; OYAMA, S. **Prog. Theor Phys.**, 5, 333, (1950).
- OJI, H. C. A.; MACDONALD, A. H.; GIRVIN, S. M. **Phys. Rev. Lett.**, **58**, 824 (1987).
- PASSLER, R.; OELGART, G. **J. Appl. Phys.**, 82, 2611, (1997).
- PASSLER, R. **J. Appl. Phys.**, 83, 3356, (1998).
- PASSLER, R. **Phys. Stat. Solid. B**, 216, 975, (1999).
- PASSLER, R. **Phys. Rev. B**, 66, 085201, (2002).
- PAVESI, L.; GUSI, M. **J. Appl. Phys.**, 75, 4779, (1994).
- PLAZMAN, P. M.; LENOSKY, T. **Phys. Rev. B**, 52, 10327 (1995).
- RAMAN, C. V. e KRISHNAN, K. S. A New Type of Secondary Radiation. **Nature**, 121 (3048), 501, March 31, (1928).
- RIBEIRO, E.; CERDEIRA, F.; CANTARERO, A. **Phys. Rev. B** 12, 7890-7893 (1995).
- ROYER, L. **Bull. Soc. Franc. Min.** 52, 7 (1928).
- RUNGE, E.; ZIMMERMANN, R. **Adv. Solid. State Phys.** **38**, 165 (1998).
- SZE, S. M. **Physics of Semiconductor** 2 nd edition John Wiley e Sons, Inc. (1981).

SELEI, S.; CRICENTI, A.; RIGHINI, M.; PETRILLO, C.; SACCHETTI, F.; ALEXANDRE, F.; CHIAROTTI, G. *Appl. Surface Science*, 55, 637, (1992).

TOVSTONOG, S. V.; KULIK, L. V.; KIRPICHEV, V. E.; KUKUSHKIN, I. V.; DIETSCH, W.; KLITZING, K. V. *Jetp Letters*, 79, 48-52, (2004)

VARSHNI, Y. P. *Phys. Utrecht*, 34, 194 (1967).

VIÑA, L.; LOGOTHETIDIS, S.; CARDONA, M. Temperature dependence of the dielectric function of germanium. *Phys. Rev. B*, New York, v.30, p.1979, (1984).

WEISBUCH, C.; MILLER, R. C.; DINGLE, R.; GOSSARD, A. C.; WIEGMANN, W. Intrinsic recombination from quantum states in GaAs-Al_xGa_{1-x}As multi-quantum well structures. *Solid State Communications*, New York, v.37, p.219, 1981.

ZIMMERMANN, R.; RUNGE, E. Excitons in narrow quantum wells: disorder localization and luminescence kinetics. *Physica Status Solidi A-Applied Research*, Berlin, v.164, n.1, p.511-516, 1997.