Caracterização Óptica de uma Estrutura tipo HEMT de GaAs/ InGaAs/ AlGaAs.

Marcelo Luís Francisco Abbade

Orientador: Prof. Dr. Fernando Iikawa

Esto exemplos componde a redaço fina da ten de mustrado defendida pelo aluno Marah Lais Francisco Abbada e a puonada pela comisco Julsadan 30/4/96 Formand Jutana

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA BIBLIOTECA DO IFGW- UNICAMP

Abbade, Marcelo Luís Francisco

Ab19c Caracterização óptica de uma estrutura tipo HEMT de GaAs/ InGas/AlGaAs / Marcelo Luís Francisco Abbade.- Campinas, SP: [s.n.], 1997.

Orientador: Fernando Iikawa

Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".

1. Semicondutores. 2. Schrödinger, Equação de. 3. Fotoluminescência. 4. Gás de elétrons. I. Iikawa, Fernando. II. Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin". III. Título.





PARECER DE APROVAÇÃO

DEFESA DE TESE DE MESTRADO DE

MARCELO LUIS FRANCISCO ABBADE

DATA: 26 / 04 / 96

BANCA EXAMINADORA:

Formando Jileanen

- Prof. Dr. Fernando Iikawa (Orientador)

Hatar Berman.

- Prof. Dr. Ayrton André Bernussi

Alex Autoulle

- Prof. Dr. Alex Antonelli

Dedico esta dissertação aos meus pais, Pedrina e Pedro,

e aos meus avós, Deolinda, Hercílio,

Nenê (in memorian) e Albino.

·• .

·•• .

Agradecimentos

Este Mestrado foi realizado no Grupo de Propriedades Ópticas (GPO) do Instituto de Física Gleb Wataghin- UNICAMP. Agradeço aos professores deste grupo, Prof. Dr. Fernando likawa, meu orientador, Prof³. Dr³ Maria J. S. P. Brasil, Prof. Dr. José A. Brum e Prof. Dr. Peter A. Schulz, pelas inúmeras e valiosas discussões e sugestões a respeito de meu trabalho, e ao Prof. Dr. Ricardo G. Pereira (CPqD) por ter fornecido as amostras que utilizei na realização da parte experimental deste trabalho.

Meus agradecimentos também são dirigidos a Waldênio G. de Almeida e a Rudson R. Alves, pela enorme ajuda que me prestaram logo após meu ingresso no GPO, a Cláudio Massao Kawata, pela orientação na parte computacional deste trabalho, a Álvaro G. Soares, pela montagem do magneto-criostato utilizado em algumas das medidas deste trabalho, e aos funcionários da Criogenia, que sempre se mostraram prontos para ajudar.

Agradeço ao CNPq e à FAPESP pelo suporte financeiro a este trabalho.

Durante estes dois anos e meio de mestrado, muitas pessoas mantiveram contato comigo, dentro e fora de meu ambiente de trabalho. A elas, também, deixo meus agradecimentos:

Aos companheiros do GPO: Adm. Eric, Adriana, Alessandra, Brás, Delano, Edson, Evaldo, Ivan, Luiz Guilherme, Manć, Marcos Araújo, Paulo, Pablo, Rafael (Colômbia), Thomas, Valéria c Yara. E aos técnicos deste grupo Alexandre e Roberto.

Aos meus inestimáveis amigos que dividiram comigo a Sala 17, do Prédio de Pós-Graduação: J. Henrique, Manoel Messias, Rafael e Ximenes.

Aos companheiros de pós-graduação: Alexandra, Catalani, Cibelle, Daniela, Eduardo Granado, Jordan, Júan Carlos, Lobato, Luís Américo, Marcelo Asahoka, Marcelo Bueno, Marilsa, Nilo (Player), Oliveira, Pascoal (Ico) e Sérgio Barroso. E aos funcionários da Secretaria de Pós-graduação de Física: Armando, Maria Ignês e Márcia.

Aos meus amigos de turma na Graduação: Alberto, Carlos, Eduardo Guéron, Eduardo Tinois, Dimitrius, Ebenézer, Éder, Eliane, Emílio, Françoise, Frederico, Lorena, Mara, Marcela, Neto, Regina (Limeira) e Zé Brandão.

Aos amigos de outros cursos: Cássia, Flávio, Maria, Marcelo Takami e Saori, com quem passei agradáveis momentos nas horas de folga.

Aos amigos da UFSCAR: Amália e Giovani, Ana Márcia, Andréa, Ednilson, Evandro, Gustavo, Glauber, Marcionilho (Tuta) e Ronaldo, que continuam a meu lado mesmo após a minha vinda para a UNICAMP, há seis anos.

Aos meus amigos Sérgio Araújo (in memorian), Yukio Hoshina (in memorian) e Toru Majima.

Aos meus grandes amigos, com quem convivi intensamente nos últimos anos: André L. G. Mandolezi, Fabrício G. Christofoletti, Harry Westfahl Jr., Luiz E. M. Pagnez, Marcelo K. K. Nakaema, Marcelo Zanotello, Milton T. Ishiuchi e Paulo R. Barja.

Aos meus inesquecíveis amigos, que me acompanham desde a infância: Alexandre M. Ayello, Hélcio L. Adorno Jr., Márcia R. Müller e Marcelo A. M. Espírito Santo.

À minha namorada Regina Sonagli Parra, com quem tenho dividido ótimos momentos e que tem me ajudado muito nos últimos meses.

E, finalmente, aos meus parentes, que sempre apoiaram e incentivaram os meus estudos: Pedrina e Pedro (pais), Deolinda, Hercílio, Nenê (*in memorian*), Albino (avós), Maria, Renato (*in memorian*), Flora (*in memorian*), Délio, José, Marilê, Paulo, Eli, Sônia, Jurandir, Lilian, Luiz (tios), Amanda, Mariana, Eduardo, Daniel, Marcos, Giovanna, Adriano, Fábio, Leonardo e, em especial, Paulo Sérgio e Guilherme (primos).

Abstract

We report a study on optical properties of a GaAs/ InGaAs/ AlGaAs modulation doped quantum well HEMT structure. In this study we performed photoluminescence, photoluminescence excitation, magnetoluminescence and magnetotransport measurements. The analyzed samples were highly doped in order to provide a high bidimensional electron gas density. In fact, Shubnikov-de-Haas data exhibited oscillations that are typical of a bidimensional electron gas system. The main point of this work is the discussion about the experimental observation of indirect transitions in the photoluminescence spectra. Such transitions involve electronic states in the AlGaAs barrier well, created by the planar doping, and the ground heavy hole state in the InGaAs quantum well. This observation is supported by the self-consistent calculation results of Poisson and Schrödinger coupled equations.

Resumo

Realizamos um estudo das propriedades ópticas de uma estrutura tipo HEMT de um poço quântico de GaAs/In_xGa_{1-x}As/Al_yGa_{1-y}As com dopagem modulada. Neste estudo, utilizamos técnicas de medidas de espectroscopia de fotoluminescência. fotoluminescência de excitação, magnetoluminescência e de magnetotransporte. As amostras são altamente dopadas resultando em alta densidade bi-dimensional de elétrons. Os dados obtidos com a técnica de Shubnikov-de-Haas apresentam oscilações que são características de um sistema de gás bi-dimensional. O ponto principal discutido neste trabalho é sobre a observação experimental de transições indiretas nos espectros de fotoluminescência. Estas transições envolvem os estados eletrônicos do poço de potencial criado na barreira de AlGaAs, devido a dopagem planar, e o estado fundamental do buraco pesado do poço de InGaAs. Esta observação é sustentada pelos resultados do cálculo auto-consistente obtido das soluções das equações acopladas de Schrödinger e de Poisson .

Sumário

	Página
Dedicatória	i
Agradecimentos	ii
Abstract	iv
Resumo	ν
Índice	vi
Lista de Figuras	vili
Lista de Tabelas	x
1- INTRODUÇÃO	1
2- TEORIA	5
2.1- Dopagem Modulada	5
2.2- Cálculo Auto-consistente	10
2.3- Poisson Solver (Testes)	17
	20
3- PARTE EXPERIMENTAL	20
3.1- Amostra	20
3.2- Montagem Experimental	22

4- RESULTADOS EXPERIMENTAIS

5- RESULTADOS TEÓRICOS E ANÁLISE DE DADOS	36
5.1- Resultados do Cálculo Auto-Consistente	36
5.2- Análise de Dados	43
6- CONCLUSÕES	49
7- REFERÊNCIAS	53

Lista de Figuras

Figuras	Descrição	Página
211	Donagem modulada em uma heterojunção simples	6
212	Donagem modulada simétrica em um poco quântico	Ū
2.1.2	quadrado.	9
2.2.1	Fluxograma do cálculo auto-consistente para uma	
	heterojunção simples (método variacional).	16
2.3.1	Testes do Programa 2dpoi.	19
3.1.1	Esquema da amostra de poço quântico de GaAs/	
	InGaAs/ AlGaAs com dopagem modulada na barreira	
	de AlGaAs.	21
3.2.1	Esquema experimental para as medidas ópticas e	
	magneto-ópticas.	22
3.2.2	Contatos na amostra para a realização de medidas de	
	Shubnikov de Haas.	26
4.1	Medidas de fotoluminescência e fotoluminescência de	
	excitação a T= 2K.	30
4.2	Medidas de fotoluminescência e fotoluminescência de	
	excitação em função da temperatura.	31
4.3	Medidas de fotoluminescência de excitação em função	

	da energia de detecção.	32
4.4	Medidas de magnetoluminescência em função do campo)
	H aplicado perpendicularmente à direção de crescimente)
	da amostra.	33
4.5	Medidas de Shubnikov de Haas: Tensão V _{xx} X Campo	
	Magnético.	34
5.1.1	Resultados do Cálculo auto-consistente.	40
5.2.1	Espectros de PL e PLE a T=14K com as identificações	
	dos picos.	45

Lista de Tabelas

Tabelas	Descrição	Página
5.1.1	Lista dos parâmetros dos materiais utilizados no cálculo auto-consistente.	37
5.1.2	Energias de transição, integrais de superposição e as densidades bi-dimensionais dos gases de elétrons.	42
5.2.1	Posições em energia dos picos de PL e PLE comparada com os valores previstos pelo cálculo auto-consistente.	ıs 45

1- Introdução

Os avanços tecnológicos obtidos nas últimas décadas permitiram o crescimento de nanoestrutras de cristais semicondutores. Para nanoestruturas com dimensões da ordem ou menores que o raio de Bohr do material tornou-se possível o confinamento quântico de portadores de carga. Estas estruturas propiciam o estudo de sistemas de dimensionalidade reduzida, 2D, 1D e 0D, como, também, a fabricação de dispositivos eletrônicos e opto-

Em especial, a introdução de uma dopagem modulada tipo-n na barreira em uma heterojunção simples [Dingle, 1978; Störmer, 1979] permitiu a obtenção de um sistema quasi-bi-dimensional de elétrons na região da junção dos materiais. Estas heterojunções dopadas têm apresentado alta mobilidade eletrônica. Esta característica advém da redução da dimensionalidade e também da separação espacial entre os elétrons e os centros espalhadores dopantes. Estruturas deste tipo têm sido utilizadas com sucesso na fabricação de dispositivos eletrônicos de alta performance chamados *HEMT (High Electron Mobility Transistors)* [Weissbuch, 1991]. A substituição das convencionais heterojunções de AlGaAs/ GaAs por poços quânticos de GaAs/ InGaAs/ AlGaAs [Schweizer, 1991], aliada à técnica de utilização de dopagem modulada planar, a qual permite, ao menos em princípio, a disposição dos dopantes em uma única monocamada atômica [Schubert, 1987; Zrener, 1988; W. Cheng, 1989], tornou ainda maior a

performance destes dispositivos [Ketterson, 1986]. Os sistemas bi-dimensionais de elétrons também apresentam grande interesse a partir do ponto de vista acadêmico permitindo a observação de efeitos de muitos corpos, como, renormalização de *gap* [Pinczuk, 1984; Delalande, 1989], singularidade do nível de Fermi [Mahan, 1967; Skolnick, 1987; J. Lee, 1987; Yoshimura, 1989], efeito Hall quântico [von Klittzing, 1991] e outros.

Uma técnica útil para analisar as propriedades de um gás bi-dimensional de elétrons em poços quânticos de InGaAs com dopagem modulada é a espectroscopia de fotoluminescência [Gilpérez, 1992]. Medidas de fotoluminescência em amostras de poços de GaAs/ InGaAs/ AlGaAs com alta concentração de dopantes na barreira de AlGaAs apresentam, tipicamente, dois picos bem definidos [Skolnick, 1991; Gilpérez, 1992; Jogai, 1993]. Estes picos são usualmente atribuídos às transições envolvendo as primeira e segunda subbandas eletrônicas e a primeira subbanda do buraco pesado, localizadas na região do poço de InGaAs [Skolnick, 1991; Gilpérez, 1992]. Uma outra interpretação da origem do pico de mais alta energia é a transição indireta envolvendo uma subbanda eletrônica localizada na região da dopagem modulada (barreira) e a primeira subbanda do buraco pesado localizada no poço de InGaAs [Jogai, 1993]. Esta discordância nas interpretações foi um dos motivos iniciais para fazermos um estudo detalhado deste tipo de estrutura.

Neste trabalho, apresentamos a caracterização de uma estrutura tipo HEMT de um poço quântico de GaAs/ InGaAs/ AlGaAs com dopagem modulada planar. Para isso,

utilizamos as técnicas de fotoluminescência (PL), fotoluminescência de excitação (PLE), magnetoluminescência e Shubnikov de Haas (SdH). Para melhor compreensão da estrutura realizamos o cálculo auto-consistente das equações acopladas de Schrödinger e Poisson.

As medidas de PL a temperaturas de 2K da nossa amostra indicam a presença de dois picos bem definidos, semelhantes aos resultados encontrados na literatura. Entretanto, as medidas de PL em função da temperatura T evidenciam um terceiro pico observado no intervalo de 10 a 30K, cerca de 8 meV abaixo do pico de energia mais alta observado a T= 2K. A presença deste terceiro pico parece, até onde conhecemos, não ser discutida pela literatura. Assim, a identificação de sua origem física e seu comportamento passaram a ser, também, um dos principais objetivos deste trabalho. O cálculo auto-consistente das equações de Schrödinger e Poisson, realizado para a estrutura em questão, prevê estas transições observadas nos espectros de PL. As posições em energia dos picos observados nos espectros de PLE também se mostraram em acordo com os valores obtidos a partir do cálculo auto-consistente.

A seguir, no Capítulo 2, apresentaremos os aspectos teóricos relevantes para a compreensão do estudo realizado neste trabalho. No Capítulo 3, apresentaremos a estrutura da amostra estudada e abordaremos, brevemente, as técnicas experimentais utilizadas. Os resultados experimentais serão mostrados no Capítulo 4 e a análise destes

resultados, com base no cálculo auto-consistente das equações de Schrödinger e Poisson e em outros resultados citados na literatura, será discutida no Capítulo 5. Por fim, no Capítulo 6 mostraremos um panorama geral do estudo aqui apresentado, realçando as principais conclusões obtidas e sugerindo possíveis caminhos para a continuidade da pesquisa.

2 - Teoria

Neste capítulo abordaremos os aspectos teóricos relevantes para a interpretação dos dados experimentais. Na primeira seção (2.1) discutiremos a criação de um gás bidimensional de elétrons em uma heterojunção simples e também em um poço quântico com dopagem modulada. Na segunda seção (2.2), descreveremos o formalismo do cálculo auto-consistente em heteroestruturas. Este tipo de cálculo é utilizado para a obtenção do perfil de potencial, das funções de onda e da distribuição de cargas ao longo de uma dada heteroestrutura. A última seção (2.3) discute brevemente o programa *Poisson Solver* utilizado neste trabalho. Esta seção mostra, também, alguns testes iniciais feitos com este programa. Os resultados obtidos para a heteroestrutura em estudo (seção 3.1) serão apresentados no Capítulo 5.

2.1- Dopagem Modulada

Para entendermos as heteroestruturas com dopagem modulada, inicialmente, consideramos uma heterojunção simples composta por dois materiais A e B. Este caso está ilustrado na Figura 2.1.1a. Para facilitar a compreensão destas estruturas consideramos a aproximação de bandas parabólicas em toda estrutura e que o material B tem energia de *gap* maior que a do material A. A T= 0K, o potencial químico nos dois materiais está localizado no meio do *gap* [Bastard, 1988].



Figura 2.1.1: (a) Perfis de potencial das bandas de condução (BC) e valência (BV) pa ra uma heterojunção simples; (b) Banda de condução da mesma heterojunção após a introdução da dopagem modulada e antes do estabelecimento do equilibrio termodinâmico; (c) Banda de condução da mesma heterojunção após a introdução da dopagem modulada e após o estabelecimento do equilibrio termodinâmico. Os circulos preenchidos representam impurezas neutras e os circulos claros representam impurezas ionizadas.

Introduzindo uma dopagem tipo-n (doadores) no material B (inicialmente sugerida por [Störmer, 1978]), haverá a criação de estados ligados no *gap* próximos ao fundo da banda de condução deste material. Este novo caso está ilustrado na Figura 2.1.1b, para uma dopagem contínua em B. Ele corresponde a uma situação instável, uma vez que o potencial químico (nível de Fermi) se torna diferente nos dois materiais: no material B ele coincide com o nível de mais alta energia dos estados ligados dos doadores e no material A continua no meio do *gap*. Para reestabelecer o equilíbrio termodinâmico ao longo da estrutura, elétrons, inicialmente ligados aos doadores no material B, migram para estados não-ocupados da banda de condução na região do material A. Esta transferência de cargas deve ocorrer até o momento em que os estados ocupados no material A elevem o potencial químico desta região ao mesmo nível do potencial químico no material B-condição de equilíbrio termodinâmico [Bastard, 1988].

Ao longo deste processo, a interação coulombiana entre os elétrons da banda de condução no material B e os doadores no material A, separados espacialmente, induz uma deformação no perfil de energia potencial da estrutura. No caso do material A esta deformação (quasi-triangular nas proximidades da interface entre os materiais) propicia a formação de subbandas com dispersão de energia no plano da interface. Na Figura 2.1.1c ilustramos, como exemplo, a situação de equilíbrio termodinâmico reestabelecido com algumas subbandas ocupadas. Se a separação entre as subbandas criadas for suficientemente grande, o movimento dos elétrons estará restrito aos valores permitidos pelo confinamento na direção z (perpendicular à interface) e será livre nas direções x e y. Isto caracteriza um movimento quasi-bidimensional para os elétrons no material A [Bastard, 1988].

Desta forma, devido à presença de portadores livres no plano paralelo à interface dos materiais, a dopagem modulada introduzida no material B permite que haja condução elétrica mesmo a T= 0K. Outra vantagem propiciada pela dopagem modulada é um aumento significativo na mobilidade eletrônica, uma vez que os elétrons e os centros espalhadores (doadores dopados intencionalmente) estão espacialmente separados. Estas

7

propriedades fazem com que heteroestruturas com dopagem modulada tenham grande interesse tecnológico, sendo úteis para a fabricação de dispositivos eletrônicos, como transistores de alta mobilidade de elétrons (HEMT) [Bastard, 1988; Weissbuch, 1991].

A Figura 2.1.2a ilustra um poço quântico constituído por camadas de materiais BAB. A análise qualitativa da introdução de uma dopagem modulada nesta nova estrutura é similar àquela descrita acima para uma heterojunção simples. A principal diferença entre as duas situações reside no fato de que o poço quântico já possui estados ligados mesmo sem a presença de uma dopagem modulada. A presença desta dopagem tende a popular subbandas não-preenchidas do poço, até que a condição de equilíbrio termodinâmico ao longo da estrutura seja estabelecida. Isto acarreta um aumento na concentração do "gás" bidimensional de elérons, paralelo à interface, e, novamente, possibilita a separação espacial entre os elétrons e os doadores dopados intencionalmente. A situação de um poço quântico com dopagem modulada simétrica está indicada na Figura 2.1.2b.

Uma das vantagens do poço quântico com dopagem modulada em relação à heterojunção dopada está no fato de a primeira destas estruturas poder ser caracterizada, também, por medidas ópticas e de isto não ser possível para as heterojunções dopadas, pois nelas não há estados ligados (localizados) na BV.

Na estrutura estudada neste trabalho o poço quântico e a dopagem são assimétricos e a dopagem é feita na camada de barreira mais alta. Com estas características de estrutura tem-se obtido maior densidade de elétrons.



Figura 2.1.2: (a) Perfis de potencial das bandas de condução (BC) e valência (BV) para um poço quântico; (b) Banda de condução do mesmo poço após a introdução da dopagem modulada e após o estabelecimento do equilíbrio termodinâmico.

Na próxima seção discutiremos um método de cálculo auto-consistente das equações de Schrödinger e Poisson para determinarmos o perfil de energia potencial e a distribuição de cargas em uma heteroestrutura com dopagem modulada.

2.2- Cálculo Auto-Conistente

Para determinarmos o perfil de potencial da banda de condução e os estados ligados de um heteroestrutura crescida ao longo da direção z, precisamos resolver as equações acopladas de Poisson e Schrödinger:

$$\nabla^{2} \phi_{S.C.}(r) = -\frac{4\pi \ e}{\kappa} \rho(r) \qquad 2.2.1$$

$$\left[-\frac{\hbar^{2}}{2m(z)} \left(\frac{\partial^{2}}{\partial x^{2}} + \frac{\partial^{2}}{\partial y^{2}} \right) - \frac{\hbar^{2}}{2m(z)} \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{m(z)} \frac{\partial}{\partial z} + V_{h}(z) - e \phi_{S.C.}(r) \right] \psi_{\alpha}(r) = \varepsilon_{\alpha} \psi_{\alpha}(r) \qquad 2.2.2$$

Nas Equações 2.2.1 e 2.2.2, κ é a constante de permissividade eletrônica de cada material da heteroestrutura, $\rho(r)$ é a distribuição de cargas, m(z) é a massa efetiva do elétron ao longo da direção de crescimento e $V_b(z)$ o perfil de potencial na ausência de impurezas e portadores ao longo da direção z . $\phi_{S.C.}(r)$, $\psi_{\alpha}(r)$ c $\varepsilon_{\alpha}(r)$ correspondem, respectivamente, ao potencial elétrico auto-consistente, às funções de onda e às autoenergias que devem ser determinados auto-consistentemente a partir das equações acopladas.

A fim de obtermos uma expressão para a distribuição de cargas $\rho(r)$ utilizamos a aproximação comumente utilizada para semicondutores dopados. Ela consiste em

considerar as contribuições devidas às impurezas como sendo uma média espacial das distribuições dos doadores, N_{d}^{+} (z), e dos aceitadores, N_{a}^{-} (z). Esta aproximação é razoável uma vez que no plano (x,y) as impurezas estão distribuidas alcatoriamente e na direção z temos uma dopagem seletiva. Assim, podemos escrever a distribuição de cargas como:

$$\rho(r) = N_{d}^{*}(z) + N_{a}^{-}(z) - \sum_{\alpha = \alpha, \text{splathin}} \left| \psi_{\alpha}(r) \right|^{2} \qquad 2.2.3$$

onde o último termo é relativo à ocupação dos estados ligados.

Com esta aproximação, a distribuição de cargas devidas às impurezas independe das coordenadas x e y (dois primeiros termos da Eq. 2.2.3), e podemos reescrever a função de onda $\psi_{\alpha}(\mathbf{r})$ como

$$\psi_{\alpha}(r) = \frac{1}{\sqrt{S}} \exp[i(k_x x + k_y y)]\chi_i(z)$$
2.2.4

onde $\chi_i(z)$ é a função envelope de um dada subbanda.

Se desconsiderarmos a não-parabolicidade das bandas, a qual não é tão significativa para o nosso sistema, e considerarmos a massa efetiva média ao longo do eixo z para cada subbanda i, dada por:

$$\frac{1}{m_i} = \int \chi_i^2(z) \frac{1}{m(z)} dz \qquad 2.2.5$$

obtemos equações simplificadas de (2.2.1) e (2.2.2), reduzindo-as para as equações de uma dimensão:

$$\frac{d^2\phi_{st}}{dz^2} = \frac{4\pi e}{\varepsilon} \bigg[\sum_{i-\alpha \in product} n_i \chi_i^2(z) - N_a^*(z) + N_a(z) \bigg]$$
 2.2.6

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2}\frac{d}{dz}\frac{1}{m(z)}\frac{d}{dz} + V_b(z) - e\phi_{SC}(z)\right]\chi_i(z) = E_i\chi_i(z) \qquad 2.2.7$$

onde os auto-valores E_i estão relacionados com os auto-valores ϵ_i da Eq. 2.2.2 através da relação de dispersão:

$$\varepsilon_i = E_i + \frac{\hbar^2}{2m_i} (k_x^2 + k_y^2)$$
 2.2.8

e n_i é a concentração bidimensional de elétrons que ocupam a i-ésima subbanda.

A temperatura finita T, esta concentração está relacionada com o potencial químico ao longo da heteroestrutura e com E_i por:

$$n_i = m_i \frac{k_B T}{\pi \hbar^2} \ln \left[1 + \exp\left(\frac{\mu - E_i}{k_B T}\right) \right]$$
 2.2.9

onde k_B é a constante de Boltzmann. A T=0K esta expressão se reduz à:

$$n_{i} = \frac{m_{i}}{\pi \hbar^{2}} (\mu - E_{i}) \theta (\mu - E_{i})$$
 2.2.10

com 0(x) representando a função degrau: $\theta(x)=0$ se x<0 e $\theta(x)=1$ se x>0.

As soluções das equações 2.2.6 e 2.2.7 devem, também, satisfazer à duas condições de contorno. A primeira estabelece que a amplitude da função de onda $\chi_i(z)$ deve tender a zero para $z \rightarrow \pm \infty$. Esta é uma condição necessária, uma vez que os estados ligados não podem se estender além das fronteiras da heteroestrutura. A segunda estabelece a continuidade de $\frac{1}{m(z)} \frac{d\chi_i(z)}{dz}$ em todos os pontos da heteroestrutura e está relacionada com o fluxo de carga.

A auto-consistência das equações 2.2.6 e 2.2.7 depende, ainda, das condições de balanço de carga e equilíbrio térmico ao longo da heteroestrutura.A primeira destas

condições considera que a heteroestrutura esteja em equilíbrio eletrônico e pode ser escrita como:

$$\sum_{t=0,compadds} n_{t} + \int_{-\infty}^{+\infty} [N_{d}^{-}(z) + N_{d}^{+}(z)dz] = 0 \qquad 2.2.11$$

A segunda condição estabelece que o potencial químico ao longo da direcão z da heteroestrutura, em equilíbrio termodinâmico, permanece constante. Por exemplo, no caso da heterojunção simples, discutida na seção anterior, se o material B foi dopado com doadores e a impureza residual da heteroestrutura é dominada por aceitadores, então o potencial químico ao longo da heterojunção estará preso nos estados de impureza, doadores no B e aceitadores no A, e estabelece:

$$E_{r}(z = +\infty) + \varepsilon_{z} = E_{c}(z = -\infty) - \varepsilon_{d} \qquad 2.2.12$$

onde $\varepsilon_d(\varepsilon_A)$ é a energia de ligação do doador (accitador) e $E_c(E_V)$ é a energia do fundo (topo) da banda de condução (valência).

Existem vários métodos para o cálculo da solução auto-consistente das equações 2.2.6 e 2.2.7 submetidas às condições de contorno, condições de equilíbrio termodinâmico e pela equação de ocupação termodinâmica 2.2.9 (ou 2.2.10). A escolha

do método apropriado dependerá da heteroestrutura em questão, devendo-se levar em conta à adequação das aproximações c/ou considerações exigidas e a forma de convergência oferecida por cada método. Como exemplo, citamos os resultados exibidos por Bastard [Bastard, 1988] para uma heterojunção com dopagem modulada, obtidos utilizando o método variacional. O fluxograma da Figura 2.2.1 ilustra o procedimento do cálculo. Neste procedimento, entramos com um valor inicial (tentativo) da ocupação do gás bidimensional n_i e com funções de onda de prova Ψ_0 , dependentes de parâmetros variacionais (β₁, β₂,..., β_n). A partir de n_i, podemos determinar (equação de Poisson, 2.2.6) um primeiro potencial auto-consistente $\phi_{S,C,(0)}$ e através da minimização Hamiltoniano H da equação de Schrödinger (2.2.7) com relação aos parâmetros variacionais β_i podemos obter novas autofunções $\Psi_k(\beta_1, \beta_2, ..., \beta_n)$. e autoenergias E_k de H. Se a diferença $\Delta E = E_{k-} E_{k-1}$ entre as energias da k-ésima e (k-1)-ésima iterações for superior à um dado parâmetro pré-estabelecido 8, que deve assegurar uma convergência suave para as auto-energias, então repetimos a minimização de H em relação aos β_j até obtermos $\Delta E < \delta$. Uma vez satisfeita esta condição, devemos verificar se a igualdade do nível de Fermi ao longo da estrutura também está sendo satisfeita. Em caso negativo, reescrevemos a distribuição de cargas, como sugerido por Stern [Stern, 1970], como:

$$n_{i(k+1)} = n_{i(k)} + f(n_{i(k)} - n_{i(k)})$$
2.2.13

onde $n_{i(k)}^{*}$ é a concentração bidimensional de elétrons, obtida a partir da equação 2.2.9 após a determinação de E_k, e o fator f, que pode assumir valores entre 0 e 1, fornece uma



Figura 2.2.1: Fluxograma para o cálculo auto-consistente em uma heterojunção com dopagem modulada utilizando o método variacional.

convergência suave para n_i. Esta convergência se torna lenta para valores pequenos de f mas, em alguns casos, se f for muito próximo de 1 a probabilidade de divergência na solução é grande. Com este valor de $n_{i(k+1)}$, podemos obter um novo potencial autoconsistente $\phi_{S.C.(k+1)}$ e repetir o procedimento acima descrito até que a condição de igualdade do nível de Fermi ao longo da heteroestrutura seja satisfeita.

2.3- Poisson Solver

Os resultados teóricos do cálculo auto-consistente apresentados neste trabalho foram obtidos através de um programa *Poisson Solver* de domínio público, chamado *2dpoi*, elaborado por G. Snider. Nesta seção, mostraremos as principais características deste programa e alguns testes realizados. Os resultados do cálculo auto-consistente obtidos para a heteroestrutura em estudo serão apresentados na Seção 5.1.

O Poisson Solver 2dpoi é um programa escrito em linguagem FORTRAN que calcula a distribuição de carga e a energia potencial ao longo de uma ou de duas direções de uma heteroestrutura com dopagem modulada, utilizando o método auto-consistente. O cálculo ao longo de uma única direção é utilizado para poços quânticos (gás de elétrons em duas dimensões) e no caso de duas direções é para fios quânticos (gás de elétrons em uma dimensão).

O arquivo de entrada deste programa requer: a espessura e a dopagem de cada material ao longo da heteroestrutura, a temperatura, o tipo de condição de contorno na superfície a ser utilizada (superfície livre, barreira *Schottky*, contato ohmico ou *slope=*0) e

a região para calcular a solução da equação de Schrödinger. Cada material é chamado pelo nome, cujos parâmetros são definidos utilizando um programa complementar. No arquivo de parâmetros está incluída, também, a descontinuidade da banda de condução (*Band Offset*) para cada tipo de junção.

Os arquivos de saída do programa fornecem: os perfís de potencial das bandas de condução e valência, as funções de onda e suas respectivas auto-energias, a distribuição de cargas ao longo da estrutura e uma lista que contém alguns parâmetros de convergência do programa.

A fim de testarmos o programa realizamos cálculos em uma estrutura de GaAs com dopagem planar, para a qual conhecemos os resultados na literatura. Estes cálculos foram feitos sob três condições. Na primeira, fixamos a temperatura e variamos a largura L da dopagem planar. Na segunda, fixamos a largura L e variamos a temperatura T da estrutura e, na última, fixamos L e T e variamos a concentração N_{si} da dopagem planar Os resultados obtidos estão mostrados na Figura 2.3.1 e são representados por pontos. Eles são comparados, na mesma figura, com os resultados obtidos por Bernussi [Bernussi, 1990] representados por linhas contínuas. Observamos boa concordância entre os resultados.



Figura 2.3.1: Testes do programa 2dpoi para uma estrutura de GaAs com dopagem planar. Os resultados do cálculo deste programa (pontos) são comparados com os resultados obtidos por [Bernussi, 1990] (linhas contínuas). $E_{\rm F}$ é o nível de Fermi.

(a) Níveis eletrônicos E_i em funçao da largura L da região de dopagem planar, para T= 0K e N_d = 5 10^{12} cm⁻² ;

(b) Níveis eletrônicos E_i em função da temperatura, para L=100Å e N_d = 5 10¹² cm⁻² de dopagem planar;

(c) Níveis eletrônicos E_i em função da concentração de doadores N_d , para L= 100Å e T= 0K.

3 - Parte Experimental

Neste capítulo, descreveremos as características das amostras estudadas e as montagens experimentais realizadas.

3.1- Amostra

Neste trabalho, estudamos um poço quântico assimétrico de GaAs/ ln₂₃Ga_{.77}As/ Al₂₅Ga_{.75}As com dopagem modulada. Estas amostras foram crescidas por MBE (*Molecular Beam Epitaxy*), no laboratório do *Interuniversity Microelectronics Center* (Leuven, Bélgica), especialmente para a fabricação de transistores do tipo HEMT (*High Electron Mobility Transistors*).

O processo de crescimento MBE ocorre em uma câmara de ultra-alto vácuo, onde feixes de átomos (ou moléculas) gerados termicamente incidem sobre um substrato aquecido. Os elementos a serem depositados são colocados em células térmicas de efusão que estão direcionadas para o substrato. A abertura destas células é feita por obturadores mecânicos, que permitem iniciar ou cessar o fluxo destes elementos. A introdução de camadas dopadas, como as apresentadas por nossa amostra, é obtida alternando-se o fluxo dos elementos do material em crescimento com o fluxo de elementos dopantes (em geral, Si para dopagens tipo-n e Be para dopagens tipo-p). As amostras crescidas por esta técnica exibem interfaces abruptas e uma dopagem residual (não-intencional) tipo-p da ordem de 10¹⁴ portadores livres/cm³.

A estrutura da nossa amostra foi crescida sobre um substrato de GaAs na direção [100]. Ela consiste de uma camada *bulk* de GaAs, seguida pela camada de $In_{0.23}Ga_{0.77}As$ de 130Å de espessura, por um *spacer-layer* (camada não-dopada) de AlGaAs de 50Å, por uma dopagem planar de Si com $N_{Si}=5_{x}10^{12}$ portadores livres/cm², por uma camada de AlGaAs de 400Å de largura com dopagem tipo-n de $N_{d}=5_{x}10^{17}$ cm⁻³ e, finalmente, por



Figura 3.1.1: (a) Estrutura da amostra ao longo da direção de crescimento; (b) Perfil de polencial da banda de condução.

uma camada de GaAs de 400Å de largura e dopagem tipo-n de N_d = 10¹⁸ cm⁻³. A Figura 3.1.1 mostra o esquema da estrutura desta amostra na direção de crescimento z. Ela mostra, também, o perfil de potencial típico da banda de condução (BC) para esta estrutura.

A amostra apresenta uma concentração bi-dimensional de elétrons no poço de 1.9×10^{12} cm⁻² medida por técnica de Shubnikov-de-Haas (SdH). Os detalhes desta medida serão descritos na próxima seção (3.2).

3.2- Montagem Experimental

As medidas experimentais realizadas neste trabalho foram de fotoluminescência (PL), fotoluminescência de excitação (PLE), magnetoluminescência e Shubnikov de Haas (SdH). A Figura 3.2.1 mostra um esquema experimental básico da montagem para as três primeiras técnicas de medidas.



Figura 3.2.1: Esquema da montagem experimental utilizada nas medidas de PL, PLE e magnetoluminescência.

Na medida de fotoluminescência, a amostra é colocada em um criostato de Hélio (Janis) e incidimos sobre ela um *laser* de comprimento de onda fixo cuja energia é maior que a energia de *gap* do material a ser estudado. A luz emitida pela amostra é analisada por um monocromador duplo (SPEX, com grade de 1200 linhas/mm) e uma fotomultiplicadora tipo S-1 resfriada com vapor de Nitrogênio. A fotomultiplicadora é acoplada a um contador de fótons. Tanto o monocromador como o contador de fótons são controlados por um micro-computador tipo PC, no caso 386/ 40MHz.

As medidas de fotoluminescência foram realizadas em temperaturas entre 2 e 51K à uma potência de excitação de ~ 0,5mW, com diâmetro de feixe da ordem de 0,5 mm.

A intensidade de fotoluminescência em poços quânticos é proporcional à força de oscilador, ou seja, ao quadrado da superposição das funções de onda dos elétrons $\Psi_e(z)$ e dos buracos $\Psi_h(z)$ envolvidos em uma dada transição, e também às ocupações de estados da banda de condução por elétrons e da banda de valência por buracos [Bastard, 1989]:

$$I_{PL}\alpha \frac{2\pi}{\hbar} \frac{e^2 F^2}{4m_0^2 \omega^2} \left| \langle i | \xi . p | f \rangle \right|^2 \delta \left(\varepsilon_i - \varepsilon_f - \hbar \omega \right) f(\varepsilon_i) (1 - f(\varepsilon_i)) \quad (3.2.1)$$

onde *e* é a carga do elétron, m_0 é a massa reduzida do elétron, \hbar é a constante de planck reduzida, ω é a freqüencia e *F* o campo elétrico associados à luz incidente, ξ é o vetor de polarização da luz, p é o momento do elétron, i e f correspondem, respectivamente, aos estados inicial e final do elétron e $f(\varepsilon_i)$ é a função de distribuição dos elétrons.

O procedimento para a realização da medida de PLE é similar ao descrito acima. A diferença está no fato de que, neste último caso, variamos o comprimento de onda do laser e mantemos fixa a posição de detecção do monocromador. Para esta experiência, utilizamos um laser de Titânio-Safira (Ti-Sa) bombeado por um laser de argônio de alta potência, com os espelhos para emissão na região de 0.85 a 1.0 micron. Realizamos estas medidas nas mesmas temperaturas que as de fotoluminescência.

A intensidade de luminescência na experiência de PLE é proporcional ao número de portadores criados pela absorção do laser. Esta absorção depende do comprimento de onda, isto é, das transições entre as subbandas do poço quântico. O espectro de PLE reflete, portanto, o espectro de absorção óptica. Ele não é exatamente proporcional à absorção, pois podem ocorrer influências devidas à estados de superfície ou à alguns centros de capturas de portadores livres. No entanto, estas medidas são úteis na determinação das posições em energia das transiões ópticas. Como se trata de uma medida relacionada com a absorção, apenas os estados das subbandas de energia não-preenchidas da BC terão importância e, conseqüentemente, a energia do laser deve ser maior que a diferença de energia entre o nível de Fermi e da primeira subbanda do buraco pesado para amostras dopadas tipo-n, como é o nosso caso.

Nas medidas de magnetoluminescência, utilizamos o mesmo procedimento da fotoluminescência e, em adição, aplicamos um campo magnético externo à amostra.

24

Nestas experiências, utilizamos um magnetocriostato com bobina supercondutora (Intermagnetic) que produz campos magnéticos de até 13T. O feixe de laser incidente sobre a amostra e a luminescência foram conduzidos por um sistema de fibras ópticas. O campo magnético foi aplicado em uma direção perpendicular à de crescimento. Com um campo aplicado nesta direção, a energia potencial total sobre os elétrons na direção de crescimento terá uma contribuição devida à estrutura da amostra e uma contribuição devida ao campo magnético externo. A influência do campo magnético só se torna significativa quando o raio ciclotrônico é da ordem ou menor que a largura efetiva do poço de potencial da estrutura. Em nossos dados experimentais, observamos deslocamento das posições dos picos de luminescência para campos acima de ~6T.

A fim de determinarmos a concentração do gás bidimensional de elétrons realizamos também medidas de magneto-transporte conhecidas como medidas de Shubnikov-de-Haas (SdH). Para isto, utilizamos uma amostra cortada de forma quadrada com contatos elétricos feitos de In em cada um dos vértices A, B, C e D da superfície, como está mostrada na Figura 3.2.2. As medidas foram realizadas no magnetocriostato descrito acima, no escuro, aplicando-se uma corrente entre os pontos A e B (fonte de corrente Keithley, modelo 220) e medindo-se a tensão entre os pontos C e D (voltímetro digital Keithley, modelo 182). A medida do campo magnético, aplicado na direção perpendicular à superfície, foi feita com um sensor da LakeShore, modelo HGA-2010.

Em um sistema de gás bi-dimensional de elétrons a aplicação de um campo magnético externo na direção perpendicular ao plano do gás transforma-o em um sistema

25

de dimensão zero devido à quantização de Landau. Os elétrons, neste caso, ocupam níveis discretos, conhecidos como níveis de Landau. Devido à presença de impurezas ou defeitos na amostra os elétrons sofrem espalhamento e estes níveis se tornam uma banda estreita. O nível de Fermi fica preso no último nível de Landau ocupado. Com o aumento



Figura 3.2.2: Esquema dos contatos na amostra para a medida de SdH. Os círculos representam os contatos de In. As setas indicam a direção da corrente.

no campo magnético a densidade de estados também aumenta e, conseqüentemente, a energia de Fermi diminui. Assim, toda vez que um nível de Landau é desocupado completamente o nível de Fermi salta para o próximo nível de Landau inferior. Este comportamento resulta em um "zig-zag" na energia de Fermi em função do campo magnético. Como teremos situações em que o último nível de Landau ocupado fica completamente preenchido ou semi-preenchido, em termos da condução elétrica, poderemos ter materiais tipo condutores ou isolantes dependendo do valor do campo. A

condutividade elétrica, neste caso, oscila com o campo magnético. Como a condutividade e a resistividade são tensores, a resistividade na direção paralela (ρ_{xx}) é definida como [Bastard, 1989]:

$$\rho_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}$$

onde σ_{xx} e σ_{xy} são respectivamente as condutividades elétricas paralela e perpendicular (condutividade Hall) à direção da corrente aplicada (ver Figura 3.2.2). Quando $\sigma_{xx} = 0$, que é a situação de um isolante, o elemento do tensor resistividade ρ_{xx} também é zero. Para outros campos, nos quais $\sigma_{xx} \neq 0$, ρ_{xx} também será diferente de zero. Com isso, a resistividade ρ_{xx} versus o campo magnético gera uma função oscilatória e esta oscilação é conhecida como Efeito Shubnikov de Haas. Esta oscilação é periódica em 1/H.

A voltagem V_{CD} mostrada na Figura 3.2.2 é proporcional à resistência na direção x e, conseqüentemente, é proporcional à resistividade ρ_{xx} . Pela freqüência dada por $\frac{1}{f} = \frac{1}{H_{i+1}} - \frac{1}{H_i}$ das oscilações Shubnikov de Haas podemos determinar a concentração N_{2D} do gás bidimensional de elétrons através da relação:

$$N_{2D} = \frac{ef}{h}$$

onde $e \in h$ são, respectivamente, a carga do elétron e a constante de Planck.

4 - Resultados Experimentais

Neste capítulo, apresentaremos os resultados experimentais obtidos através das medidas de fotoluminescência (PL), fotoluminescência de excitação (PLE), magnetoluminescência e Shubnikov de Haas (SdH) realizados com a amostra de poço quântico de GaAs/ In_{0.23}Ga_{0.77}As/ Al_{0.25}Ga_{0.75}As com dopagem modulada assimétrica, descrita na seção 3.1. A análise destes resultados será feita no Capítulo 5 com base nos resultados teóricos obtidos a partir do cálculo auto-consistente.

A Figura 4.1 mostra os espectros de fotoluminescência e fotoluminescência de excitação obtidos a temperatura 2K. No espectro de PL (linha contínua) observamos a presença de dois picos bem definidos, indicados com as letras A e B. Resultados similares são encontrados em outros trabalhos apresentados na literatura [Skolnick, 1991-Gilpérez, 1992- Jogai, 1993] para o mesmo tipo de estrutura. Nos trabalhos de Skolnick e outros [Skolnick, 1991] e Gilpérez e outros [Gilpérez, 1992] os picos são atribuídos à transições envolvendo as primeira e segunda subbandas eletrônicas com a primeira subbanda do buraco pesado, todas localizadas no poço de InGaAs. Por outro lado, no trabalho de Jogai e outros [Jogai, 1993] a transição de maior energia é atribuída à uma transição "diagonal" envolvendo uma subbanda eletrônica localizada na região de dopagem planar e a primeira subbanda do buraco pesado. Independente da interpretação,

a população da segunda subbanda se deve, possivelmente, à alta concentração de doadores na região da dopagem modulada e à conseqüente transferência de elétrons para a região do poço (Seção 3.1). No que diz respeito ao espectro de PLE (linha pontilhada), notamos que o pico de energia mais baixa está ligeiramente acima do pico B, do espectro de PL. Este deslocamento é, provavelmente, devido ao preenchimento da suposta segunda subbanda, conhecido como *Stoke Shift*. Os demais picos observados são, inicialmente, atribuídos à transições envolvendo subbandas eletrônicas e de buraco pesado de ordem superior.



Figura 4.1: Espectros de Fotoluminescência (PL) e Fotoluminescência de Excitação (PLE) a T= 2K.

Os espectros de PL e PLE obtidos para diferentes temperaturas no intervalo de 2 a 51K são mostrados na Figura 4.2. Como principais características destes espectros,

notamos que a intensidade relativa do pico B (em relação à do pico A), I_B , diminui significativamente quando a temperatura aumenta de 2 para 14K (queda por um fator da ordem de 3). Entre 14 e 51K I_B mantém-se praticamente constante. Notamos, ainda, o aparecimento de um terceiro pico, pico C, em temperaturas entre 10 e 30K. Até onde conhecemos, a presença deste pico não é discutida pela literatura. Assim, a identificação da origem e o comportamento deste pico passaram a ser um dos principais objetivos deste trabalho.



Figura 4.2: Espectros de PL e PLE em função da temperatura da amostra.

Com o intuito de obtermos mais informações à respeito do pico C, realizamos medidas complementares de fotoluminescência de excitação em função da energia de detecção como também medidas de magnetoluminescência.

Na Figura 4.3 mostramos os espectros de PLE com energias de detecção fixadas na posição de cada um dos picos A, B e C de PL a T=14K. Observamos que a forma destes espectros parece ser a mesma, independente da energia de detecção utilizada. Como o experimento de PLE está relacionado com a absorção, este resultado sugere que os três picos observados no espectro de PL estão correlacionados e são provenientes da mesma região da amostra estudada.



Figura 4.3: Espectros de PL e PLE medidos nas posições dos picos A, B e C do espectro de PL a T= 14K.

Os espectros obtidos a partir das medidas de magnetoluminescência a 2K com o campo magnético aplicado perpendicularmente à direção de crescimento da amostra estão mostrados na Figura 4.4. Observamos que a intensidade relativa do pico B, I_B, diminui à medida que o campo magnético H aumenta e para H≥ 8T a intensidade deste pico fica significativamente reduzida. Com isso é possível observar a presença de uma outra estrutura com posição em energia semelhante à do pico C, observado nos espectros de PL sem o campo magnético (Figura 4.2). Estes resultados sugerem que o pico C esteja presente nos espectros de PL também a T= 2K. Os espectros de PL apresentados nas Figuras 4.1 e 4.2 realmente apresentam um "ombro" nesta região do espectro. Esta estrutura está pouco definida devido à alta intensidade do pico B. Observamos, também, que as posições dos picos sofrem um pequeno deslocamento para energias maiores à



Figura 4.4: Espectros de magnetoluminescência para diferentes valores do campo magnético H aplicado perpendicularmente à direção de crescimento. T= 2K.

medida em que H aumenta.

Na Figura 4.5 estão apresentados os dados de SdH. A voltagem V_{xx} corresponde à V_{DC} da Figura 3.2.2. Como foi mencionado anteriormente, ela é proporcional à resistividade ρ_{xx} e oscila com o campo magnético para um sistema de um gás bidimensional de elétrons. Nos nossos dados, a resistividade realmente apresenta oscilações em função do campo magnético, no entanto, os mínimos não tendem a zero, como discutido no capítulo anterior. Esta diferença está, provavelmente, relacionada com a fuga devido à contribuição de outras regiões da estrutura da amostra, como, por exemplo, a camada tampão de GaAs altamente dopada.



Figura 4.5: Tensão V_{xx} em função do campo magnético H, nas medidas de SdH.

A oscilação V_{xx} é característica de um sistema bi-dimensional e a partir do período de oscilação pode-se determinar a concentração do gás. Em casos de mais de uma subbanda ocupada teremos superposição de oscilações obtendo figuras distorcidas. Porém isto não acontece em nossos dados experimentais. Este resultado de SdH difere dos dados de PL, os quais apresentam característica de mais de uma subbanda ocupada. Uma das razões desta contradição se deve às diferentes condições experimentais. As medidas de SdH foram realizadas no escuro e nas medidas de PL a iluminação deve ter causado o aumento na concentração do gás de elétrons.

5 - Resultados Teóricos e Análise de Dados

Antes de entrarmos na discussão sobre a análise de dados experimentais apresentaremos na Seção 5.1 as características das amostras referentes aos estados ligados e às transições ópticas possíveis obtidas através do cálculo auto-consistente, para valores nominais dos parâmetros de crescimento do cristal. Na seção seguinte (5.2) apresentaremos a análise de dados, comparando os resultados experimentais com os resultados da Seção 5.1.

5.1 - Resultados do Cálculo Auto-consistente.

Os cálculos foram realizados utilizando o programa 2*dpoi* com os dados dos materiais da heteroestrutura obtidos da coleção Landoldt-Börnstein [Landoldt-Börnstein, 1982]. Os valores dos parâmetros (massa efetiva, parâmetro de rede, etc...) da liga de InGaAs e AlGaAs foram determinados fazendo a interpolação linear entre os dados dos materiais binários InAs-GaAs e AlAs-GaAs, respectivamente. Os valores de todos os parâmetros utilizados no cálculo estão listados na Tabela- 5.1.1. Para os parâmetros de crescimento, utilizamos os valores nominais apresentados no Capítulo 3. O valor da descontinuidade da banda (*band offset*) nas junções AlGaAs/GaAs, AlGaAs/GaAs e InGaAs/GaAs utilizados no cálculo é de 60 % para a banda de condução em todas as junções. Este é o valor comumente utilizado para estes tipos de junções [likawa, 1988; Bastard, 1989].

Material	a (Å)	m _e	m _{hh}	Δ_0	α (eV)	b	$S_{11} (10^{-13})$	$S_{12} (10^{-13})$
		(m ₀)	(m ₀)	(eV)		(eV)	cm ² / dyn)	$cm^2/dyn)$
GaAs	5.6533	0.067	0.45	0.341	-8.93	-1.76	11.5	-3.58
AlAs	5.6605	0.015	0.4	0.281				
InAs	6.0583	0.024	0.41	0.381	-8.26	-1.77	13.34	-4.33
InGaAs	5.7465	0.058	0.44	0.35	-8.78	-1.76	11.9	-3.75
x _{ln} =0.23								

Tabela 5.1.1: Valores dos parâmetros dos materiais utilizados no cálculo autoconsistente.

A liga de InGaAs tem o parâmetro de rede maior do que o de GaAs e aumenta linearmente com a concentração de In. Na nossa estrutura, devido à camada de InGaAs ser fina (130 Å), menor do que a espessura crítica [People, 1985; Fritz, 1985], ela mantém o mesmo parâmetro de rede do substrato de GaAs, porém sob uma alta compressão biaxial. Esta compressão provoca uma deformação no plano da camada de

$$\eta = \frac{a_{GaAs} - a_{InGaAs}}{a_{InGaAs}}$$

onde a_{GaAs} e a_{InGaAs} são os parâmetros de rede naturais do GaAs e InGaAs, respectivamente. Em consequência desta deformação, ocorre um aumento na energia do *gap* e também a quebra na degenerescência na banda de valência, separando as bandas do buraco pesado e do buraco leve. A energia do *gap* será, neste caso da banda de buraco pesado, obtida através da relação:

$$E_g = E_g^o(x) + \delta E$$

sendo que

$$\delta E = [a(1-\alpha) + b(1+\alpha)]\eta$$

e

$$\alpha = \frac{-2S_{12}}{S_{11} + S_{12}}$$

onde *a* e *b* são potenciais de deformação, S₁₁ e S₁₂ são constantes elásticas e E_g^o (x) é a energia do *gap* sem tensão. A separação entre as bandas do buraco pesado e do buraco leve é dada por

$$\Delta E = 2b(1+\alpha).$$

A energia do *gap* da liga de InGaAs a 2 K em função da concentração de In é dada por [Goetz, 1983]:

$$E_{\sigma}^{o}(\mathbf{x}) = 1.519 - 1.594 \mathbf{x} + 0.485 \mathbf{x}^{2}$$

Para a liga de AlGaAs, utilizamos a relação [Landöldt-Börnstein, 1982]

$$E_{a}^{o}(\mathbf{x}) = 1.519 + 1.247 \mathbf{x},$$

e não levamos em consideração o efeito da tensão devido ao descasamento no parâmetro de rede, pois a deformação, que é sofrida neste caso, é praticamente desprezível, menor que 10^{-3} .

O resultado do cálculo auto-consistente para os valores nominais dos parâmetros de crescimento da amostra e a temperatura de 5K está mostrado na Figura 5.1.1. As Figuras 5.1.1a a 5.1.1d mostram o perfil da energia potencial da banda de condução ao longo do eixo z e as funções de onda dos estados das i-ésimas subbandas eletrônicas, com auto-energias E_{ei} . A Figura 5.1.1e mostra o perfil da energia potencial da banda de valência e a função de onda do estado fundamental do buraco pesado no poço quântico de InGaAs com auto-energia E_{hh1} . A banda do buraco leve, devido à tensão biaxial fica, praticamente, alinhada com a banda de valência do GaAs utilizando o valor de 60% de *band-offset*. Recentes trabalhos de Inoki e outros [Inoki, 1994] e likawa e outros [Iikawa, 1988] mostram o mesmo resultado. O nível de Fermi da estrutura está no zero da escala de energia e z = 0 corresponde a superfície da amostra.

Os resultados deste cálculo indicam a ocupação de quatro subbandas eletrônicas na região do poço quântico de InGaAs. A subbanda de mais baixa energia (Fig.



Figura 5.1.1: Resultados do cálculo auto-consistente para os valores nominais dos parâmetros de crescimento da amostra. (a-d) Perfil da energia potencial e as funções de onda das subbandas eletrônicas da Banda de Condução; (e) Banda de Valência. O nível de Fermi corresponde ao zero de energia.

5.1.1a) está localizada no poço de InGaAs, a segunda subbanda (Fig. 5.1.1b) no poço de potencial formado pela dopagem planar na barreira de AlGaAs e as últimas duas subbandas ocupadas são estados mistos entre estes dois poços de potenciais. O estado fundamental do buraco pesado está localizado no poço de InGaAs, porém deslocado para o lado oposto comparado com o estado fundamental do elétron.

Na tabela 5.1.2, estão listados os valores das energias das transições, $E_{i1} = E_{i}$ - E_{hh1} , entre os estados ocupados da banda de condução E_i e da banda de valência E_{hh1} na região do poço quântico de InGaAs. Na tabela, os I_{i1} 's correspondem aos valores do quadrado da superposição das funções de onda do elétron, ψ_{ei} , e do buraco pesado, ψ_{eh1} , das respectivas transições, normalizados com relação a I_{11} :

$$I_{ij} = \frac{\left| \int \psi_{\epsilon i}(z) \psi_{bh1}(z) dz \right|^2}{\left| \int \psi_{\epsilon i}(z) \psi_{bh1}(z) dz \right|^2}$$

Estas transições que envolvem somente os estados ocupados da banda de condução são observadas experimentalmente por fotoluminescência. Os valores de I_{i1} da tabela 5.1.2 indicam três transições fortes e uma bastante fraca. A mais fraca corresponde à transição e2 - hh1, onde a função de onda eletrônica está mais localizada na região da dopagem planar na camada de AlGaAs e, consequentemente, a superposição das funções de onda eletrônica e do buraco pesado se torna muito pequena. Esta transição, portanto, não será considerada na análise dos dados experimentais. Com isto, é possível observar três picos nos espectros de PL correspondentes às transições (el hh1), (e3 - hh1) e (e4 - hh1).

A tabela 5.1.2 também apresenta os valores N_{2D}^i das densidades bidimensionais dos gases de elétrons, para T= 5K, obtidos a partir da expressão

$$N_{2D}^{i} = \frac{mkT}{\pi\hbar^{2}} \ln[1 + e^{(E_{r} - E_{i})/kT}]$$

onde k e \hbar correspondem, respectivamente, às constantes de Boltzmann e Planck reduzida, E_F é a energia de Fermi, m é a massa efetiva do elétron em cada material e T a temperatura.

Transições e _i - hh _j	E _{ij} (meV)	$I_{ij}(I_{11})$	$N_{2D} (10^{12} \text{ cm}^{-2})$
i=1	1274	1	2.5
i=2	1313	0.15	2.1
i=3	1346	0.97	0.84
i=4	1353	4.0	0.46

Tabela 5.1.2: Energia de transição (E_{ij}) , superposição das funções de onda (I_{ij}) e a concentração de elétrons em cada subbanda (N_{2D}) obtidos a partir do cálculo auto-consistente para os valores nominais dos parâmetros de crescimento da amostra.

Fizemos, também, cálculos variando a temperatura da amostra dentro do intervalo de temperaturas utilizado nas experiências de PL. A partir dos resultados deste cálculo, notamos que as auto-energias dos níveis eletrônicos sofrem um desvio da ordem de 2

possível observar três picos nos espectros de PL correspondentes às transições (e1 - hh1), (e3 - hh1) e (e4 - hh1).

A tabela 5.1.2 também apresenta os valores N_{2D}^i das densidades bidimensionais dos gases de elétrons, para T= 5K, obtidos a partir da expressão

$$N_{2D}^{i} = \frac{mkT}{\pi\hbar^{2}} \ln[1 + e^{(E_{F} - E_{i})/kT}]$$

onde k e \hbar correspondem, respectivamente, às constantes de Boltzmann e Planck reduzida, E_F é a energia de Fermi, m é a massa efetiva do elétron em cada material e T a temperatura.

Transições e _i - hh _j	E _{ij} (meV)	$I_{ij}(I_{11})$	$N_{2D} (10^{12} \text{ cm}^{-2})$
i=1	1274	1	2.5
i=2	1313	0.15	2.1
i=3	1346	0.97	0.84
i=4	1353	4.0	0.46

Tabela 5.1.2: Energia de transição (E_{ij}) , superposição das funções de onda (I_{ij}) e a concentração de elétrons em cada subbanda (N_{2D}) obtidos a partir do cálculo auto-consistente para os valores nominais dos parâmetros de crescimento da amostra.

Fizemos, também, cálculos variando a temperatura da amostra dentro do intervalo de temperaturas utilizado nas experiências de PL. A partir dos resultados deste cálculo, notamos que as auto-energias dos níveis eletrônicos sofrem um desvio da ordem de 2

meV, mesmo valor da precisão do cálculo, e que os perfís de potencial e das funções de onda mantêm a mesma forma. Como conseqüência destes fatos, as grandezas E_{i1} , I_{i1} e N_{2D}^{i} apresentadas na Tabela 5.1.2 permanecem, aproximadamente, constantes no intervalo de T=2 a 50K.

5.2 - Análise de Dados

Os resultados do cálculo auto-consistente sugerem a presença de três transições ópticas observáveis nos espectros de PL (ver Tabela 5.1.2). As energias destas transições estão em bom acordo com os valores experimentais referentes, aos picos A, B e C dos espectros de PL. O pico A está relacionado com a transição entre os estados fundamentais do elétron e do buraco pesdado (e1-hh1), concordando com as interpretações dos trabalhos encontrados na literatura de [Skolnick, 1991; Gilpérez, 1992; Jogai, 1993]. O pico C, que até onde conhecemos não é observado em outros trabalhos da literatura, corresponde à transição que envolve um estado acoplado entre as regiões de dopagem modulada e a região do poco de InGaAs (e3-hh1). Este resultado é mais similar ao previsto teoricamente por [Jogai, 1993]. O pico B também corresponde a uma transição que envolve um estado acoplado entre as regiões de dopagem modulada e a região do poço (e4-hh1). Notamos, entretanto, que a função de onda eletrônica relativa à transição do pico B se assemelha à função de onda do primeiro estado excitado puro de um poço quântico com dopagem modulada observado por Skolnick e outros [Skolnick, 1991] e Gilpérez e outros [Gilpérez,

43

1992]. O forte acoplamento entre os estados da barreira de AlGaAs e do poço de InGaAs se deve à alta concentração de dopantes na dopagem planar e à pequena

largura do *spacer layer*. Particularmente nas nossas amostras os níveis destes poços de potenciais estão bem próximos e estão fortemente acoplados.

As posições em energia dos picos observados nos espectros de PLE também são satisfatoriamente explicadas pelo cálculo auto-consistente. A Figura 5.2.1 ilustra a atribuição das transições relativas a cada pico dos espectros de PL e PLE a T=14K, a partir dos resultados do cálculo auto-consistente. Na Tabela 5.2.1 estão listados os valores experimentais (posições dos picos) e os valores obtidos a partir deste cálculo. Devido ao nível de Fermi estar localizado pouco acima do fundo da subbanda e4 o pico de absorção (PLE) ocorre em k≠0. Portanto, a posição do pico de absorção da transição hh1-e4 fica deslocada com relação à de luminescência. Este deslocamento é conhecido como *Stoke Shift*. Esta diferença de energia foi incluída nos dados da Tabela 5.2.1 para as transições dos picos de PLE que incluem o estado e4.

Com respeito a transição dos buracos leves, consideramos que estes não estão localizados, como foi discutido anteriormente. As suas bandas estão alinhadas com a banda de valência do GaAs. No cálculo da energia de transição foi incluída também a correção devida ao *Stoke Shift*.

No que diz respeito às intensidades dos picos de PL, observamos que a intensidade do pico B é maior que a do pico A (Figura 4.2). A razão para isto é a maior superposição entre as funções de onda das subbandas (e4) e (hh1) do que a das subbandas (e1) e (hh1), como sugerem a Tabela 5.1.2 e a Figura 5.1.1. Quanto à

44



Figura 5.2.1: Espectros de PL e PLE a T= 14K com as transições atribuídas pelo cálculo auto-consistente.

Transições	Valores Experi- mentais (meV)	Cálculo Auto- consistente (meV)
el-hhl	1275	1274
e3-hh1	1340	1346
e4-hh1	1350	1353
hh1-e4*	1356	1359
hh2-e4*	1384	1387
hh3-e4*	1411	1417
lh1-e4*	1442	1433

Tabela 5.2.1: Valores experimentais das transições observadas nos espectros de PL ePLE. O símbolo '*' indica a transição com correção devida ao Stoke Shift.

dependência das intensidades relativas dos picos com a temperatura, observamos que elas se mantêm aproximadamente constantes no intervalo entre 10 e 30K (Figura 4.2). Este resultado está de acordo com os resultados do cálculo auto-consistente, os quais praticamente não apresentam dependência com a temperatura. Entretanto, a baixas temperaturas, T< 10K, a intensidade relativa do pico B é, aproximadamente, o dobro da intensidade observada no intervalo de 10 a 30K. Este realçamento na intensidade do pico B, observado a baixas temperaturas, deve estar relacionado a algum efeito não considerado pelo cálculo auto-consistente. Uma possível causa para este comportamento está relacionada com o efeito de muitos corpos, conhecido por singularidade do nível de Fermi. Este efeito, observado por Skolnick e outros [Skolnick, 1987], realça a intensidade de luminescência devido à recombinação entre os elétrons no mar de Fermi e os buracos fortemente localizados na região do poço e tende a ser desprezível para temperaturas T \geq 15K [Skolnick, 1987]. Este comportamento é similar ao que observamos experimentalmente. A variação na intensidade relativa do pico C observada em temperaturas maiores que 30K não é explicada pelo cálculo auto-consistente e ainda está sob investigação.

A interpretação para os resultados das medidas de magnetoluminescência está relacionada com a dependência do raio r_C da órbita ciclotrônica, à qual os elétrons estão submetidos, com o campo magnético H aplicado perpendicularmente à direção de crescimento da amostra. À medida em que H aumenta, r_C diminui podendo atingir a mesma ordem de grandeza que a largura efetiva L do poço de InGaAs. Nestas circunstâncias, o confinamento imposto pelo raio ciclotrônico passaria à competir com o confinamento proporcionado pelo poço. Se $r_C < L$, esperamos verificar um maior deslocamento dos níveis de energia. Isto poderia mover as subbandas ocupadas em direção ao nível de Fermi e, conseqüentemente, depopulá-las. Esta hipótese explicaria tanto o deslocamento em posição de energia dos picos como a diminuição na intensidade do pico B (Figura 4.4), relatados no Capítulo anterior. A validade desta

possível interpretação não pôde ser verificada pelo cálculo auto-consistente, uma vez que o programa que dispomos faz cálculos apenas para H= 0T.

A transformada de Fourier da tensão Vxx das medidas de Shubnikov-de-Haas em função de (1/H) mostra somente uma oscilação indicando que a ocupação é de apenas uma subbanda eletrônica. A aparente discordância com os resultados do cálculo autoconsistente, que prevê a ocupação de quatro subbandas, é provavelmente devida à pequena influência dos estados estendidos pela região da dopagem modulada nas medidas de Vxx e a subbanda levemente ocupada que está abaixo da sensibilidade dos equipamentos de medida. Nos dados de SdH observamos um sinal de fundo ("background") que é característico de uma fuga proveniente de outras regiões da amostra. Provavelmente, este sinal provém da dopagem feita nas camadas de AlGaAs e de GaAs, próximos da superfície da amostra. Os estados localizados das subbandas da região da dopagem planar sofrem forte espalhamento devido à proximidade dos elétrons com as impurezas ionizadas. Isto alarga bastante o sinal diminuindo a intensidade de oscilação de SdH. A parte dominante dos dados de SdH é devida aos elétrons no poço de InGaAs. O valor obtido, a partir das medidas de SdH, para a densidade bi-dimensional do gás de elétrons correspondente à primeira subbanda N_{2D}^{1} = 1.9x10¹² cm⁻². Ele é pouco menor que o valor N_{2D}^{1} = 2.5x10¹² cm⁻² estimado pelo cálculo auto-consistente. O valor obtido experimentalmente é geralmente menor que o previsto teoricamente devido ao efeito de captura dos elétrons por centros de impurezas ou defeitos criados na amostra, principalmente, nas interfaces e na superfície. Portanto nem todas as impurezas dopantes conribuem para a formação do gás de elétrons.

Um resultado interessante foi obtido para o cálculo com diferentes concentrações N_{Si}. Quando diminuímos a concentração o acoplamento entre dopagem planar e o poço de InGaAs modifica-se sensivelmente e verificamos um anticruzamento entre o segundo nível da dopagem planar e o segundo nível do poço de InGaAs. Na região de anti-cruzamento ocorre, então, a inversão na intensidade do oscilador da transição óptica. Este acoplamento se torna fraco quando aumentamos a espessura w (*spacer layer*). Para um aumento de 10Å com relação ao valor nominal (50Å) observamos uma diminuição por um fator da ordem de 3 na intensidade de transição óptica. Este resultado pode ser uma das causas da não-observação do pico C em trabalhos da literatura, atribuindo sua presença à valores bem restritos dos parâmetros de crescimento.

.

6- Conclusões

Nesta dissertação, apresentamos a caracterização óptica de uma estrutura tipo HEMT de um poço quântico de GaAs/InGaAs/AlGaAs com dopagem modulada. Para isto, foram utilizadas técnicas de espectroscopia de fotoluminescência, fotoluminescência de excitação, magneto-luminescência e de magneto-transporte. A interpretação dos resultados experimentais foi baseada nos cálculos auto-consistentes das equações acopladas de Poisson e Schrödinger.

Os dados de fotoluminescência a baixa temperatura, ~ 2 K, mostram a presença de dois picos bem definidos. Um terceiro pico é observado quando aumentamos a temperatura da amostra acima de ~ 10 K. Estes resultados são diferentes dos encontrados na literatura para medidas em amostras similares. Para a melhor compreensão destes dados foram realizadas medidas complementares de fotoluminescência de excitação e também de magneto-luminescência. Os novos resultados obtidos mostram que os picos observados nos espectros de fotoluminescência estão correlacionados e são provenientes de uma mesma região da amostra, que no caso é atribuida à região do poço de InGaAs.

Vários pontos sobre a análise dos dados experimentais são esclarecidos guando estes são comparados com os resultados do cálculo auto-consistente. Os resultados deste cálculo mostram que a estrutura tem quatro subbandas ocupadas na região do poço. Um dos estados está localizado no poco de InGaAs, um segundo estado está localizado no poço de potencial formado pela dopagem planar na barreira de InGaAs e os dois últimos são estados mistos devido ao acoplamento destes dois poços de potencias. Este acoplamento é favorecido devido à camada de separação entre a dopagem planar na barreira de AlGaAs e o poço de InGaAs (spacer layer) ser estreita. O cálculo da força do oscilador da transição óptica nesta estrutura prevê três transições intensas e uma bem fraca. A transição fraca corresponde ao estado fundamental da dopagem planar que tem a função de onda fortemente localizada na barreira e se estende muito pouco para o poco de InGaAs, assim a superposição de função de onda se torna muito pequena. As linhas de emissão óptica observadas nos espectros de fotoluminescência são, portanto, previstas pelo cálculo auto-consitente. Os dados de fotuluminescência de excitação também estão em acordo com os resultados teóricos. Os dados teóricos e experimentais têm uma boa concordância em termos de energia de transição, no entanto, uma pequena discordância foi observada na concentração do gás bi-dimensional. O valor da concentração obtido a partir dos dados experimentais de Shubnikov-de-Haas é menor do que o valor previsto teoricamente. Esta discordância foi atribuída à captura de elétrons dos doadores dopantes por centros de impurezas ou defeitos, que diminuem a concentração do gás bidimensional. Este efeito de captura não é considerado no nosso cálculo. Para uma análise

quantitativa, deste caso, é necessário obter dados mais precisos dos parâmetros da estrutura da amostra.

As conclusões obtidas neste trabalho são importantes para a compreensão das estruturas tipo HEMT, como também, são fundamentais para os estudos de efeito de muitos corpos. Esta segunda parte está sendo desenvolvida paralelamente a este trabalho no grupo e tive também participação em algumas pesquisas no ramo, mas não estão descritas nesta dissertação. Como continuidade do trabalho, o próximo passo é desenvolver um estudo sobre o efeito de muitos corpos nas propriedades ópticas deste tipo de estrutura.

Publicações e apresentações em conferências internacionais durante o mestrado:

1 - "State coupling effects in InGaAs/ GaAs/ AlGaAs modulation doped quantum wells" - M.L.F. Abbade, F. Iikawa, J.A. Brum, T. Tröster, A.A. Bernussi, R.G. Pereira e G. Borghs; foi submetida à *Appl. Phys. Lett.* em janeiro de 1996.

2 - "Magneto-optical experiments of InGaAs/ GaAs/ AlGaAs modulation doped single quantum wells" - F. Iikawa, M.L.F. Abbade, J.A. Brum, A.A. Bernussi, R. Guerra e G. Borghs; foi submetida à *Phys. Rev. B* em dezembro de 1995.

3 - "Optical transitions in a bidimensional electron gas"- M.L.F. Abbade, F. Iikawa, M.J.S.P. Brasil, J.A. Brum, A.A. Bernussi, R. Guerra e G. Borghs- foi apresentado na 7th International Conference on Superlattice, Microstructure and Microdevice em agosto de 1994 em Banff, Canada.

4 - "Resonant magneto-polaron effects in AlGaAs/ InGaAs/ GaAs modulation doped single quantum well"- M.L.F. Abbade, F. Iikawa, J.A. Brum, A.A. Bernussi, R. Guerra e G. Borghs- apresentado na 7th Brazilian Workshop on Semiconductor Physics, realizada em Julho de 1995 no Rio de Janeiro.

7- Referências

[Bastard, 1988]- G. Bastard- Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures- Les Éditions de Physique (1988).

[Bernussi, 1990]- A.A. Bernussi- Propriedades Ópticas de Camadas Epitaxiais de Semicondutores III-V com Gás Bi-dimensional de Elétrons- Tese de doutorado, *IFGW-Unicamp* (1990).

[Bockelman, 1990]- U. Bockelman e G. Bastard, Phys Rev. B42, 8947 (1990).

[Delalande, 1989]- C. Delalande, G. Bastard, J. Orgonasi, J.A. Brum, H.W. Liu, M. Voos, G. Weimman e W. Schlapp, *Phys. Rev. Lett.* 59, 2690 (1987).

[Dingle, 1978]- R. Dingle, H.L. Störmer, A.C. Gossard e W. Wiegmann, *Appl. Phys. Lett.* 33, 665 (1978).

[Fritz, 1985]- I.J. Fritz, S.T. Picraux, L.R. Dawson, T.J. Drummond, W.D. Laidig e N.G. Anderson, *Appl. Phys. Lett.* 46, 967 (1985).

[Gilpérez, 1992]- J.M. Gilpérez, J.L. Sánchez-Rojas, E. Muñoz, E. Calleja, J.P.R. David, G. Hill e J. Catagné, *Appl. Phys. Lett.* 61, 1225 (1992).

[Goetz, 1983]- K.-H. Goetz, D. Bimberg, H. Jürgensen, J. Selders, A.V. Solomonov, G. F. Glinskii e M. Razeghi; J. Appl. Phys. 54, 4543 (1983).

[Iikawa, 1988]- F. Iikawa, F. Cerdeira, C. Vasquez-Lopes, P. Motisuke, M.A. Saciliotti, R.A. Masut e A.P. Roth, *Phys. Rev. B38*, 8473 (1988).

[Inoki, 1994]- C.K. Inoki, E. Ribeiro, V. Lemos e F. Cerdeira, *Phys. Rev.* B49, 2246 (1994).

[J. Lee, 1987]- J. Lee, Y. Iwasa e N. Miura, Semic. Sci. Technol. 2, 675 (1987).

[Jogai, 1994]- B. Jogai, P.W. Yu e D.C. Streit, J. Appl. Phys. 75, 1586 (1994).

[Ketterson, 1986]- A.A. Ketterson, W.T. Masselink, J.S. Gedymin, J. Klem, C.K. Peng, W.F. Kopp, H. Morkoç e K.R. Gleason, *IEEE Trans. Electron. Devices ED*-33, 564 (1986).

[Landoldt-Börnstein, 1982]- Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology Vol. 17a, New Series, Springer- Verlag (1982)

[Mahan, 1967]- G.D. Mahan, Phys. Rev. 153, 882 (1967).

[People, 1985]- R. People e J.C. Bean, Appl. Phys. Lett. 47, 322 (1985)

[Pinczuk, 1984]- A. Pinczuk, J. Shah, R.C. Miller, A.C. Gossard e W. Wiegmann, Solid State Commun. 50, 735 (1984).

[Schweizer, 1991]- T. Schweizer, K. Köller e P. Gauser, Appl. Phys. Lett. 60, 469 (1992).

[Schubert, 1987]- E.F. Schubert, J.E. Cunningham e W.T. Tsang, Solid State Commun.63, 591 (1987).

[Skolnick, 1987]- M.S. Skolnick, J.M. Rorison, K.J. Nash, D.J. Mowbray, P.R. Tapster, S.J. Bass e A.D. Pitt, *Phys. Rev. Lett.* 58, 2130 (1987).

[Skolnick, 1991]- M.S. Skolnick, D.M. Wittacker, P.E. Simmonds, T. A. Fischer, M.K. Saker, J.M. Rorison, R.S. Smith, P.B. Kirby e C.R.H. White, *Phys Rev.* B43, 7354 (1991).

[Stern, 1970]- F. Stern, J. Comp. Phys. 6, 56 (1970).

[Störmer, 1979]- H.L. Störmer, R. Dingle, A.C. Gossard, W. Wiegmann e R.A. Logan, *Conf. Ser. - Inst. Phys.* 43, 557 (1979).

[von Klittzing, 1992]- K. von Klitzing, J. Nieder, R.J. Haug, G. Müller, D. Weiss, K. Ploog, Semic. Sci. Technol. Vol.7, 82 (1992).

[Yoshimura, 1989]- H. Yoshimura, G.E.W. Bauer e H. Sakaki, *Phys. Rev. B* 38, 10791 (1988).

[W. Chen, 1990]- W. Chen, M. Fritze, A. V. Nurmikko, D. Ackley, C. Colvard e H. Lee, *Phys. Rev. Lett.* 64, 2434 (1990).

[W. Cheng, 1989]- W. Cheng, A. Zrenner, Q. Ye, F. Koch, D. Grützmacher e P. Balk, Semicond. Sci. Technol. 4, 16 (1989).

[Weissbuch, 1991]- C. Weissbuch e B. Vinter- Qunatum Semiconductor Structures: Fundamentals and Applications- *Academic Press, Inc.*, 1991.

[Zrener, 1988] - A. Zrenner, F. Koch e K. Ploog, Inst. Phys. Conf. Ser. 91, 171 (1988).