UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS

**TUNELAMENTO RESSONANTE ATRAVÉS
DE IMPUREZAS DOADORAS EM
ESTRUTURAS DE DUPLA BARREIRA**

Newton La Scala Júnior

**Tese apresentada ao Instituto de Física
de São Carlos, para obtenção do título
de Doutor em Física Aplicada**

Orientador: Prof.Dr. Pierre Basmaji

**Departamento de Física e Ciência dos Materiais
São Carlos-1994**

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE DOUTORADO DE NEWTON LA ESCALA JUNIOR APRESENTADA AO
INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS, DA UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, EM 25/11/1994

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Pierre Basmaji

Dr. Francisco Eduardo Gontijo Guimarães

Prof. Dr. José Antonio Brum

Prof. Dr. Nelson Studart Filho

Prof. Dr. Paulo Sérgio Soares Guimarães

**Aos Meus Pais, Maria Lúcia e Newton.
À minha esposa Eliana Cristina**

Acknowledgements:

To Prof. Lawrence Eaves for the orientation and confidence on my work during all the time I was in Nottingham.

To Prof. Lawrence Eaves, Dr. Peter Main and Dr. Andrey Geim for their exemplar professional demonstration.

To Dr. Peter Beton and Dr. Tim Foster for the opportunity I had of working with them.

To João Weber Lopes Sakai for the essential support in the beginning of my work.

To my colleges at Physics Department (Nottingham University) Humberto Carmona, Tony Forgaty, João Weber Lopes Sakai, Tom Turner, Alvaro Neves, Brynn Evans, Paul McDonnell, Paul Harrinson, Lamia Mansouri, Bernardo Neves, Petre and Paul Wilkinson. For the friendly times we were together.

To the secretaries and all the staff of Physics Department, Nottingham University, I am deepest grateful.

Agradecimentos:

Ao Prof.Dr.Pierre Basmaji, pela orientação, amizade e confiança nos anos de doutoramento.

Aos amigos do grupo José Carlos Rossi, Haroldo Arakaki, Carlos Alberto de Souza, Guennadii Gusev, Dmitrii Lubyshev, Luiz Vicente Scalvi, Francisco Eduardo Gontijo Guimarães pela amizade, apoio e enriquecimento científico.

Finalizando, agradeço ao CNPq e Fapesp pelo apoio financeiro.

Índice

	Página
Introdução	01
 Capítulo 1	
Introdução ao Tunelamento Ressonante	
1.1) Introdução	04
1.2) Propriedades básicas do GaAs e (AlGa)As	09
1.2.1) Estrutura Cristalina	09
1.2.2) Estrutura de Banda	09
1.2.3) Massa Efetiva	10
1.2.4) Fônons	11
1.2.5) Impurezas	11
1.2.6) Impurezas Rasas. O Modelo de Bohr	12
1.3) Crescimento de Semicondutores. Técnica de Epitaxia por Feixes Moleculares	14
1.4) Heterojunção de GaAs/(AlGa)As. Formação de Gás Bidimensional de Elétrons	15

1.4.1) Camada de Acumulação. Estimativa do nível de Fermi	17
1.5) Tunelamento	20
1.5.1) Introdução	20
1.5.2) Tunelamento através de uma única barreira fina	20
1.5.3) Tunelamento através de barreira dupla	22
1.5.4) Tempo de Trânsito	25
Referências	26

Capítulo 2

Amostras Utilizadas e Procedimentos Experimentais

2.1) Amostras Utilizadas	29
2.2) Sistemas Criogênicos utilizados	34
2.2.1) Sistema He ₄	34
2.2.2) Sistema He ₃	36
2.2.2a) Princípio de operação do sistema	37
2.2.2b) Ponta de Prova	39
2.2.3) Sistema Refrigerador de Diluição	39
2.3) Medidas Elétricas	41
Referências	44

Capítulo 3

Tunelamento Ressonante através de Moléculas Doadoras

3.1) Introdução	45
3.2) Características I(V) dos DTR utilizados	47
3.2.1) Tunelamento assistido por estado relacionado a um doador isolado	48
3.2.2) Tunelamento assistido por estado relacionado a impureza	50
3.3) O Efeito da Temperatura na característica I(V) dos estados relacionados a impurezas	60
3.4) Estimativa do nível de Fermi do emissor bidimensional das amostras estudadas	69
3.5) Tunelamento do Gás de elétrons para estados 0D	71
3.6) Conclusões e Discussões. Observação de Tunelamento através de moléculas doadoras	72
Referências	81

Capítulo 4

Singularidade no nível de Fermi em Diodos de Tunelamento Ressonante

4.1) Introdução	83
4.2) Apresentação dos resultados experimentais	84
4.3) Tunelamento 2D-0D. Modelo de elétrons não interagentes	87
4.4) Tunelamento 2D-0D. Interação elétron tunelante com o gás bidimensional	91
4.5) A influência do coletor nas características do tunelamento para estados de impurezas em diodos de tunelamento ressonante	100
Referências	102
Conclusão	104

RESUMO

Neste trabalho investigamos o tunelamento ressonante em estruturas de dupla barreira GaAs/(AlGa)As que foram fabricadas em mesas quadradas de tamanho lateral mesoscópico e macroscópico ($\sim 10\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$). Uma camada tipo δ com diferentes concentrações de Silício foi incorporada no centro do poço quântico. As características $I(V)$ mostram algumas estruturas em posição de voltagem abaixo do pico de ressonância principal que são atribuídas a estados relacionados a impurezas. Tais estados localizados estão presentes no poço quântico com energias de ligação bem maiores do que um doador de Silício isolado. Estes estados de maior energia de ligação são atribuídos a pares de doadores distribuídos aleatoriamente. Em alguns dispositivos onde estados relacionados a impurezas podem ser identificados isoladamente na característica $I(V)$, um efeito destacável pode ser observado. Um pico na característica $I(V)$ aparece nas mais baixas temperaturas medidas (abaixo de 1K) quando o nível de Fermi no emissor se alinha com o estado localizado relacionado a impureza. Tal pico é atribuído a interação Coulombiana entre o elétron no sítio localizado e os elétrons no gás bidimensional (emissor).

ABSTRACT

We have investigated resonant tunnelling in GaAs/(AlGa)As double barrier structures which have been fabricated into square mesoscopic and macroscopic size mesas ($\sim 10\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$). A δ layer with different concentrations of Silicon donors was incorporated at the centre of the quantum well. The $I(V)$ characteristics show some features below the threshold for the main resonance that are due to impurity related state. Such localised states are found to be related to the presence of donor impurities in the vicinity of the quantum well with binding energies much higher than the single isolated hydrogenic donor. These higher binding energy states are identified as being due to random pairs of shallow donors. In some devices where an isolated impurity related state can be identified in the $I(V)$ characteristics a remarkable effect is observed. A peak appears at low temperatures (below 1K) in the $I(V)$ characteristics when the emitter Fermi level matches the localised state. Such feature is attributed to the Coulomb interaction between the electron on the localised site and the electrons in the Fermi sea of the 2DEG.

Introdução

Recentemente tem-se despertado um grande interesse no estudo e fabricação de dispositivos onde os elétrons estão confinados nas 3 dimensões, reproduzindo assim a situação de um átomo. Tal interesse é motivado principalmente pela possibilidade de utilização de novos fenômenos quânticos, que surgem da redução de dimensionalidade, em aplicações tecnológicas.

Um método para produzir sistemas de baixas dimensionalidade é a fabricação de Diodos de Tunelamento Ressonante (DTR) com dimensões laterais submicron. Um DTR envolve elétrons tunelando através de estados formados por poços quânticos de alguns nanômetros de largura sendo os efeitos quânticos observáveis mesmo a temperatura ambiente.

Vários autores tem relatado experimentos em DTR de dimensões laterais submicrons. Embora um grande número de novas estruturas foram observadas na curva característica $I(V)$, estas são de difícil interpretação pois podem ter suas origens em efeitos de confinamento lateral quântico, Coulomb Blockade ou impurezas.

Este trabalho tem como objetivo esclarecer e entender a influência das impurezas nas estruturas observadas em DTR. Para isso, utilizamos o artifício de incorporar impurezas no poço quântico. É importante lembrar que isso só foi possível devido a técnica de crescimento utilizada para fabricação das amostras (Epitaxia por Feixes Moleculares) que possibilita um alto grau de controle de incorporação de dopantes e das camadas crescidas. Vários dispositivos com concentrações de impurezas e larguras laterais (definida pelo processo litográfico) foram produzidos. Tais dispositivos são intermediários na dimensão lateral (de 10-100 μ m) sendo que estes não são suficientemente pequenos para mostrar efeitos advindos do confinamento lateral ou Coulomb Blockade.

Neste trabalho confirmamos as observações feitas em trabalhos anteriores a respeito do tunelamento do emissor para estados de impurezas isoladas. Tais estados originam um pico em posição de voltagem abaixo da ressonância principal. Foi observado também uma série de estruturas adicionais, não observadas anteriormente, em posição de voltagem bem abaixo do esperado no caso do tunelamento do emissor para um estado de impureza isolada. Mostramos que estas novas estruturas estão certamente relacionadas a presença de impurezas pois seu número depende da concentração de impurezas no poço quântico e largura lateral

do dispositivo. Os resultados indicam que a incidência de estruturas em posição de voltagem mais baixa está relacionado a formação de pares ou agrupamento de impurezas gerando estados com energia de ligação mais profundos.

Um aspecto de grande importância neste trabalho é que a presença de **impurezas doadoras localizadas na região ativa de DTR possibilita a observação de elétrons tunelando para estados 0D mesmo em DTR com dimensões laterais macroscópicas**. Desta forma o tunelamento através de estados de impurezas em DTR é uma técnica alternativa para observação de tunelamento de 1 elétron para estados 0D em sistemas que são considerados macroscópicos. Note que os elétrons confinados em sistemas submicrons produzidos por litografia não apresentam o confinamento tão forte quanto um elétron localizado no estado de impureza. O confinamento lateral imposto por litografia é da ordem de $0.1\mu\text{m}$ enquanto a localização de um elétron num estado de impureza é da ordem do raio de Bohr (para o GaAs $\sim 100\text{\AA}$).

Nas amostras em que encontram-se estruturas isoladas na curva característica $I(V)$, é possível observar-se uma nova característica. Um aumento na corrente de tunelamento para posição de voltagens em que o nível de Fermi do emissor está em ressonância com um estado relacionado a impureza. Tal característica é observada a baixas temperaturas e mostra que nosso sistema é capaz de detectar interações elétron-elétron nunca antes observadas em medidas de transporte.

A seguir é descrito o conteúdo geral de cada capítulo deste trabalho.

No capítulo 1 são apresentadas noções básicas de tunelamento em estruturas de dupla barreira, particularmente estruturas de GaAs/AlGaAs. Alguns dos resultados derivados nas seções do capítulo 1 serão utilizados nos capítulos posteriores para melhor compreensão dos resultados experimentais.

O capítulo 2 apresenta as diferentes amostras e sistemas criogênicos utilizados para realização da caracterização dos dispositivos.

No capítulo 3 são apresentadas as medidas $I(V)$ como função da temperatura. Os resultados mostram a presença de estruturas a baixas voltagens devido a presença de impurezas no poço quântico dos DTR.

O capítulo 4 apresenta a observação de uma anomalia na característica $I(V)$ visualizada somente nas mais baixas temperaturas. Tal fenômeno é atribuído a uma interação elétron-elétron nunca antes observada em medidas de transporte.

As conclusões gerais e perspectivas futuras são discutidas nas últimas páginas da tese. Finalizando, são apresentadas as publicações originadas dos resultados mostrados nos capítulos 3 e 4.

Capítulo 1

Introdução ao tunelamento ressonante

Neste capítulo são apresentadas bases teóricas para a melhor compreensão do tunelamento de elétrons em estruturas semicondutoras, particularmente em Diodos de Tunelamento Ressonante (DTR). Posteriormente, na apresentação dos resultados experimentais, serão referidas algumas seções deste capítulo.

1.1) INTRODUÇÃO

Em 1970, Esaki e Tsu [1] propuseram a criação de um novo tipo de material eletrônico que consistiria numa série de deposições sucessivas de diferentes tipos de semicondutores com diferentes “*Band Gaps*” (bandas proibidas de energia) produzindo assim poços e barreiras de potenciais alternados.

A grande inovação dessas estruturas é certamente a quantização da energia devido a formação de sistemas de dimensionalidade menores do que três. Desta forma, como resultado da mudança de dimensionalidade, novas propriedades ópticas e magnéticas poderiam ser obtidas experimentalmente. Em essência, um novo material seria criado.

Avanços na tecnologia de semicondutores nos últimos 30 anos possibilitou a fabricação de estruturas com controle de composição e camadas crescidas. Interfaces com qualidade extremamente alta foram produzidas [2]. Os melhores exemplos tem sido em compostos do tipo *III-V* e ligas onde se encontram materiais de diferentes “*Band Gap*” mas com parâmetros de rede similares. Exemplos GaAs/(AlGa)As, (InGa)As/InP e (InGa)As/(AlIn)As, veja figura 1.1.

O desenvolvimento dessa "engenharia de band gap" através das técnicas de crescimento epitaxial resultou em infinitas possibilidades de criação de estruturas para exploração nos campos da tecnologia e física básica [3]. A presença de estados quânticos de baixa dimensionalidade favorece características como espalhamento possibilitando-se produzir por exemplo, transistores de alta velocidade de chaveamento, detetores e lasers de alta eficiência, osciladores na faixa de microondas.

Figura 1.1 Diagrama esquemático mostrando o "band gap" para diversas ligas como função do parâmetro de rede.

Um dos dispositivos de maior interesse é o diodo de tunelamento ressonante, ou estrutura de dupla barreira [4,5]. Este consiste basicamente de uma fina camada (20-2000Å) de material de pequeno "Band gap", como GaAs, sanduichado por duas camadas finas de um material de grande Band Gap, neste caso uma liga de (AlGa)As, como esquematizado na figura 1.2. Elétrons na região do poço central tem suas energias quantizadas devido as barreiras de potencial. Desta forma o momento dos elétrons na direção perpendicular as barreiras é quantizado, produzindo assim uma sequência de subbandas confinantes. Os elétrons tem uma probabilidade finita de sair do poço por tunelamento, tendo então um tempo de vida no poço quântico τ implicando que os níveis de energia tenham uma largura $\Delta E \sim \hbar/\tau$ [6].

Figura 1.2 Ilustração de uma estrutura de dupla barreira. O coeficiente de transmissão é unitário quando a energia cinética do elétron incidente coincide com um estado quase ligado do poço quântico.

Quando um elétron da região do contato é incidente nas barreiras, estas agem como espelhos parcialmente refletivos, daí a analogia comum com Fabry Perot em ótica. Se a energia do elétron incidente coincide com a energia de um estado no poço, este tunela a dupla barreira sem atenuação. Um gráfico do coeficiente de transmissão versus a energia incidente é reproduzido na figura 1.2.

Nos dispositivos atuais pode-se variar a energia dos elétrons incidentes, relativo as energias dos níveis no poço. Isto pode ser feito aplicando-se uma diferença de potencial através da estrutura, como mostrado na figura 1.3. Os elétrons são fornecidos pela região altamente dopada em um dos lados da estrutura de barreira dupla. Quando não se polariza a amostra, os níveis de energia no poço ficam acima dos estados ocupados por elétrons no contato. Porém se uma polaridade é aplicada, eleva-se o nível de energia no contato fluindo corrente ao alinhá-lo com o nível de energia do poço. A magnitude desta corrente é governada pelos coeficientes de transmissão das barreiras do emissor e coletor. No caso ideal quando não existe espalhamento, o momento e energia transversal se conservam.

Com voltagens mais altas, não existem elétrons que tunelam fazendo então a corrente cair, criando uma região de resistividade diferencial negativa (RDN), isto é, um aumento na voltagem produzindo uma queda na corrente.

Figura 1.3 Ilustração mostrando a origem da resistividade diferencial negativa numa estrutura de dupla barreira. Quando o estado ligado no poço quântico está abaixo do nível de Fermi, corrente flui. Quando a polarização externa aumenta a energia do estado ligado e passa a ficar abaixo da banda de condução fazendo cair a corrente.

As primeiras investigações em estruturas de barreira dupla foram feitas por Chang, Esaki e Tsu em 1974 [7]. Experimentos recentes neste campo foram feitos por Sollner *et al* [8, 9] que usaram a resistência diferencial negativa desses dispositivos para produzir osciladores capazes de emitir e detectar frequências acima de 2.5 THz, mostrando assim que o processo de transporte é extremamente rápido.

Um fator importante nas medidas de caracterização de uma estrutura de barreira dupla (EBD) é dado pela corrente de pico na ressonância dividido pela mínima corrente que ocorre logo após o pico de ressonância $I_{\text{pico-vale}}$. Um grande progresso tem sido realizado nas características dos dispositivos de barreira dupla. A primeira observação de resistividade diferencial negativa a temperatura

ambiente vem de 1985 [10,11] quando os valores eram em torno de 4:1 no caso de GaAs/(AlGa)As. Hoje em dia os materiais mais promissores mostram $I_{\text{pico-vale}}$ da ordem de 30:1 a temperatura ambiente no caso do sistema (InGa)As/AlAs [12]. Tunelamento ressonante também foi observado em uma série de outros materiais como por exemplo; Ga(AsP)/GaAs [13], InP/(InGa)As [14,15,16], *p*-GaAs/(AlGa)As [17], AlSb/InAs [18], HgTe/(HgCd)Te [19], Si/Ge_xSi_{1-x} [20,21] também em materiais amorfos como α -Si/Si₃N₄ [22] e materiais do tipo semicondutores/metais [23]. Nesta tese nos concentraremos em GaAs/(AlGa)As.

Um grande número de aplicações do tunelamento ressonante na eletrônica de alta velocidade tem sido proposto. Um resumo das aplicações de alta frequência dos dispositivos de barreira dupla pode ser encontrado na referência [24].

1.2) PROPRIEDADES BÁSICAS DO GaAs E (AlGa)As

Nesta seção são apresentadas algumas características importantes dos cristais de GaAs e (AlGa)As. Existem literaturas extensas sobre esses cristais. Detalhes mais específicos e completos do que os apresentados nesta seção podem ser obtidos nas referências [25-26].

1.2.1) Estrutura Cristalina

No GaAs cada átomo de Ga é ligado a quatro átomos de As num arranjo tetraédrico e vice versa. As ligações são predominantemente covalentes com um caráter ~30% iônico [25]. O comprimento da ligação é de 2.45Å. O arseneto de gálio cristaliza numa estrutura *zinc blend*. Na liga (AlGa)As, os átomos de alumínio são distribuídos randomicamente nos sítios de Gálio. A célula cubica unitária do GaAs tem parâmetro de rede de 5.65Å que difere apenas 0.008Å do AlAs sendo desta forma todo o período de composição da liga (Al_xGa_{1-x})As perfeitamente casado com o parâmetro de rede produzindo uma interface de alta qualidade.

1.2.2) Estrutura de Banda

A estrutura de banda do GaAs nas direções principais pode ser vista na referência [2]. Diferentemente do Germânio e Silício, o GaAs é um semiconductor de *Band Gap* direto com uma separação de 1.42 eV entre as bandas de valência e condução a temperatura ambiente. Esta energia aumenta a temperaturas menores de acordo com a formula.

$$\varepsilon_g(T) = 1.519 - 5.405 \cdot 10^{-4} T^2 / (T + 204) \text{ (eV)} \quad (1.1)$$

Desde que nós tratamos somente com materiais do tipo *n*, nesta tese considera-se somente as propriedades da banda de condução. Os pontos de mínimo próximo de *L* e *X* não são costumeiramente ocupados exceto a campos elétricos muito altos. (quando os elétrons são transferidos produzindo o chamado efeito Gunn). Note que apesar da separação entre *Γ* e *L* e *X* ser respectivamente 290 e 480 meV existe uma barreira de pelo menos 1eV entre eles.

Um dos efeitos causados pela adição de Al é o aumento da energia do Band Gap. Os valores sugeridos por Casey e Panish [27] a 300K são os seguintes;

$$\varepsilon_r = 1.424 + 1.247 (x) \quad (0 < x < 0.45) \quad (1.2)$$

$$= 1.424 + 1.247 (x) + 1.147 (x^2) \quad (0.45 < x < 1.0) \quad (1.3)$$

$$\varepsilon_x = 1.900 + 0.125 (x) + 0.143 (x^2) \quad (1.4)$$

$$\varepsilon_L = 1.708 + 0.642(x) \quad (1.5)$$

Esses dados indicam que a uma composição de aproximadamente 45% de Al, existe uma transição na liga $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ passando para um semiconductor de Band gap indireto. A aplicação de pressão hidrostática também move o mínimo X para baixo com relação ao mínimo de Γ ; esses efeitos no tunelamento ressonante são reportados nas referências [28].

1.2.3) Massa Efetiva

Próximo da base do mínimo da banda Γ , a banda de condução é praticamente isotrópica sendo a massa eletrônica $\sim 0.067 m_e$. Para energias maiores do que na base da banda de condução, desta forma $m^*(E)$ é dado por:

$$m^*(E) = m_0 (1 + \beta E) \quad (1.6)$$

onde E é medido a partir da base da banda de condução e $\beta = 3.26 \text{ (eV)}^{-1}$. A energias altas, $E > 100 \text{ meV}$, existem também uma apreciável anisotropia na estrutura de banda.

Outro fator importante é que a massa efetiva da liga $(\text{AlGa})\text{As}$ é aproximadamente linear dependente da concentração de Alumínio [29], sendo à $T=4\text{K}$

$$m^*(x) = 0.067 + 0.083(x) \quad (1.7)$$

1.2.4) Fônons

No caso do GaAs e para a liga de AlGaAs os elétrons se acoplam mais fortemente aos modos longitudinais óticos. A temperaturas acima de 100K, a absorção por fônons é dominante no mecanismo de espalhamento no GaAs. No tunelamento ressonante a emissão de fônons LO produz uma contribuição importante a corrente de vale. A taxa de emissão de fônons LO é tipicamente $5 \times 10^{12}/s$. Quando a energia do elétron é menor do que a energia do fonon LO (36meV), o espalhamento por fônons acústicos se torna importante. Este é muito menos rápido ($\sim 100ps$), mas a única maneira de uma distribuição de cargas “quentes” relaxar até atingir a temperatura da rede [30]. Um resumo recente de interações de fônons-elétrons em GaAs/AlGaAs heteroestruturas é dada por Ferreira e Bastard [31].

Na liga (AlGa)As existem dois modos de fônons óticos [32, 33] um associados a Ga-As e outro associado a Al-As. Esse comportamento de dois modos é comum nas ligas tipo *III-V*. Costumeiramente elétrons se acoplam a modos de maiores frequências [34], que neste caso é do tipo Al-As. Porém em estruturas de baixa dimensionalidade o acoplamento é mais complicado [35].

1.2.5) Impurezas

As impurezas são essenciais para um semiconductor. Estas determinam as suas propriedades e possibilitam que seja variada por exemplo a condutividade dentro de um range semi-isolante a semi-metálico. As concentrações e espécies de impurezas determinam o tipo de condutividade e concentração de portadores livres. Para impurezas do tipo *p* e *n* a condução eletrônica ocorre na banda de valência e condução respectivamente.

Nos semicondutores as impurezas incorporam predominantemente em sítios substitucionais. Em semicondutores compostos, os sítios na rede podem ser cátions ou ânions. O sítio escolhido pela impureza, depende de um número de fatores, incluindo a extensão da ligação entre a impureza e seus vizinhos, o número de valência e o tamanho da impureza.

Por exemplo, o Silício adicionado ao GaAs vai preferencialmente para os sítios de Gálio formando uma impureza doadora. Seu elétron extra é fracamente ligado ($\sim 6meV$ abaixo da banda de condução) sendo desta forma facilmente excitado na banda de condução onde é livre para gerar corrente. Para altas densidades de doadores, as funções de onda dos elétrons provenientes das impurezas se sobrepõem e formam banda de impurezas. Quando esta banda surge

na banda de condução o semiconductor se transforma metálico. No caso do Silício em GaAs esta transição (transição de Mott) ocorre quando o nível de dopagem $n \sim 10^{16}/\text{cm}^3$. Nas amostras consideradas nesta tese, as altas dopagens de silício são utilizadas para providenciar regiões de contato metálico que suprem elétrons para a região de dupla barreira.

Um resumo da incorporação e propriedades de impurezas em semicondutores do grupo III-V pode ser encontrado na referência [36].

1.2.6) Impurezas Rasas. O Modelo de Bohr

Grande parte das impurezas incorporadas em GaAs (impurezas tipo n e p) são consideradas como impurezas rasas. A definição de uma impureza rasa é relativamente simples. Estas são as impurezas que estão ionizadas a temperatura ambiente (ou seja a energia de ionização é aproximadamente KT). Tais impurezas são de grande importância tecnológica em semicondutores desde que determinam a condutividade e tipo de portadores envolvidos no processo de condução.

Um modelo utilizando o átomo de Hidrogênio serve como base para cálculos de muitas propriedades de impurezas rasas, tais como a energia de ionização. Tal modelo de doador raso pode ser aplicado para alguns tipos de doadores em semicondutores do sistema *III-V* [36]. O átomo de Silício em GaAs pode ser descrito por este modelo desde que a energia de ionização de um átomo de Silício é de $\sim 6\text{meV}$. Desta forma em temperatura ambiente pode-se considerar todos os átomos de Silício ionizados.

Considere um átomo de um núcleo carregado com uma carga Ze e massa M , e um único elétron de carga $-e$ e massa m . Para um átomo de hidrogênio neutro $Z=1$. É assumido que o elétron circula ao redor do núcleo em orbita circular. Inicialmente nos supomos que a massa do elétron pode ser completamente desprezível comparada com a massa do núcleo, e conseqüentemente está fixa no espaço (neste caso vácuo). A condição de estabilidade mecânica do elétron é:

$$\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{mv^2}{r} \quad (1.8)$$

Onde v é a velocidade do elétron em sua órbita, e r é o raio da órbita. O lado esquerdo da equação 1.8 é a força Coulombiana agindo sobre o elétron, o lado direito é ma , onde a é a aceleração centrípeta do elétron, $L=mvr$, sendo constante porque esta força está na direção radial. Aplicando a condição de quantização de Bohr, $L=n\hbar$ ($n=1,2,3\dots$):

$$mvr = n\hbar \quad (1.9)$$

Isolando v e substituindo em (1) vem que:

$$r = 4\pi\epsilon_0 \frac{n^2 \hbar^2}{me^2} \quad (1.10)$$

Utilizando-se o resultado obtido acima para o caso específico de uma impureza doadora de Silício ($n=1$) no GaAs ($\epsilon=13\epsilon_0$), temos que:

$$r = 102\text{\AA}$$

Um elétron ligado a uma impureza doadora de Silício no GaAs tem então um raio de Bohr da ordem de 100 Å.

1.3) CRESCIMENTO DE SEMICONDUTORES. TÉCNICA DE EPITAXIA POR FEIXES MOLECULARES

Uma das técnicas mais poderosas a nível de controle e qualidade das camadas semicondutoras crescidas é a técnica de Epitaxia por Feixes Moleculares (Molecular Beam Epitaxy-MBE). Os componentes básicos de um sistema de MBE que estão dentro de uma câmara de ultra alto vácuo, são esquematizados na figura 1.4. Nesta técnica, os elementos semicondutores a serem crescidos são evaporados de células de efusão (effusion cells) que são equipadas com obturadores (shutters). Estes permitem o início ou o término do processo de crescimento epitaxial e dopagem. O suporte do substrato é rotativo para melhor uniformidade da camada crescida. Alguns elementos são adicionados no interior da câmara de MBE possibilitando análises *in Situ*. Entre estes inclui-se um sistema *RHEED* (Reflection High Energy Electron Diffraction). Maiores informações sobre a técnica de MBE podem ser obtidas na referência [2].

Figura 1.4 Esquema mostrando os componentes essenciais de um sistema de Epitaxia por Feixes Moleculares (MBE). Os componentes mostrados se situam dentro de uma câmara de ultra alto vácuo.

1.4) HETEROJUNÇÃO DE GaAs/(AlGa)As. FORMAÇÃO DE GÁS BIDIMENSIONAL DE ELÉTRONS

No campo da física de semicondutores é bem conhecida a existência de duas técnicas de formação de gases bi-dimensionais. Essas são o MOSFET de Si e a heterojunção. Inicialmente o sistema mais utilizado foi o MOSFET de Si [37] e foi neste sistema que Von Klitzing observou pela primeira vez o efeito hall quantizado [38]. Neste trabalho estamos mais interessados na heterojunção. Esta envolve o crescimento de um material de “*Band Gap*” maior sobre um material com “*Band Gap*” menor. Um exemplo excelente de tais tipos de sistemas podem ser encontrados em heterojunções de (AlGa)As/GaAs [39]. Ver figura 1.5.

Figura 1.5 Diagrama esquemático de uma Heteroestrutura. A região de AlGaAs dopada fornece os elétrons que se depositam na interface AlGaAs/GaAs.

Quando existe uma interface entre dois semicondutores de diferentes *Band Gaps*, esta acaba se manifestando numa descontinuidade nas bandas de condução e valência [40]. Existem uma série de valores experimentais no caso da liga de GaAs/(AlGa)As que provam que aproximadamente 62% desta descontinuidade de banda aparece na banda de condução [41], que produz uma descontinuidade de banda (condução) de $\sim 8.3 \text{ meV}/\% \text{ Al}$.

Desta forma ao criarmos uma interface com semicondutores de diferentes *Band Gaps*, cargas são transferidas através da interface até se produzir um potencial químico constante através da estrutura. Forma-se assim uma região de carga espacial nos dois lados da heterojunção dobrando o perfil das bandas. A heterojunção de semicondutores mais estudada é certamente a GaAs/(AlGa)As simples onde a camada de GaAs não é intencionalmente dopada e a liga de (AlGa)As é do tipo *n* (costumeiramente a dopagem é num distância maior ou igual a $100 \text{ \AA}$ antes de chegar a interface). Neste caso, os elétrons são transferidos do material de maior *Band Gap* para o material de menor *Band Gap*, deixando para trás uma região de carga espacial positiva devido as impurezas doadoras ionizadas (ver figura 1.5). Cria-se então uma camada de inversão (ou acúmulo) de elétrons próximos a interface produzindo-se estados ligados devido ao tunelamento. Os elétrons ficam livres para mover-se no plano da interface formando uma série de subbandas, cada qual com uma densidade de estados constante igual a $\frac{m^*}{\pi \hbar^2}$. A

baixas temperaturas, os elétrons ocupam somente uma subbanda. Desta forma o gás de elétrons fica sendo um sistema quasi-bidimensional, sendo referido a um gás bidimensional. Pelo fato de existir uma separação espacial entre os elétrons e as impurezas doadoras ionizadas, essas estruturas tem produzido as mais altas mobilidades eletrônicas até então reportadas ($10.000.000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$).

A situação no caso dos dispositivos de tunelamento ressonante é um pouco diferente do caso do gás de elétrons bi-dimensional (*2DEG*). Porém a aplicação de uma voltagem nos dispositivos de tunelamento ressonante gera uma região de acúmulo de cargas adjacente a barreira onde forma-se então estados ligados. Resultados de magneto-transporte demostram a natureza bi-dimensional da camada de acúmulo de elétrons no emissor [42]. Note que a possibilidade de tunelamento através da barreira significa que os elétrons não são verdadeiramente ligados.

1.4.1) Camada de acumulação. Estimativa do nível de Fermi

Nos Diodo de Tunelamento Ressonante quando a voltagem aplicada não é ainda suficientemente alta para passagem de corrente, pode-se aproximar o dispositivo por um capacitor de placas paralelas (emissor e coletor). Uma maneira relativamente simples de se inferir a densidade de carga planar num gás bidimensional de elétrons é então calcular a capacitância. Desta forma uma vez conhecida a densidade de carga n_e , como função da voltagem aplicada entre o emissor e coletor, é possível também se inferir a energia do nível de Fermi ε_F .

Figura 1.6 Mostra a banda de condução de um Diodo de tunelamento ressonante submetido a uma voltagem externa V aplicada. A distância que separa os elétrons no emissor bidimensional do coletor dopado n^+ é $2b+w+d$.

Como dito anteriormente a aproximação é baseada no fato que para correntes próximas de zero, o DTR pode ser considerado como um capacitor onde um acúmulo de carga se registra no emissor bidimensional devido a interface GaAs/(AlGa)As. A figura 1.6 mostra a banda de condução de um DTR a uma determinada voltagem aplicada.

Num capacitor de placas paralelas a capacitância por unidade de área é descrita por:

$$C = \frac{\varepsilon}{d} \quad (1.11)$$

Onde ε é a permissividade eletrônica e d o espaçamento entre as placas.

A distância d_T no caso do dispositivo mostrado na figura 1.6 pode ser escrita como:

$$d_T \sim 2b + w + d \quad (1.12)$$

Onde b é a largura da barreira, w é a largura do poço quântico e d é o tamanho da camada de depleção no coletor. Substituindo-se os valores de (1.12) em (1.11) temos que:

$$C = \frac{\varepsilon}{2b + w + d} \quad (1.13)$$

Como $C = \frac{Q}{V} = \frac{ne}{V}$ onde n é o número de portadores por unidade de área e igualando a (1.13) temos que:

$$\frac{ne}{V} = \frac{\varepsilon}{2b + w + d} \quad (1.14)$$

Desta forma;

$$n = \frac{\varepsilon V}{e(2b + w + d)} \quad (1.15)$$

Por outro lado, conhece-se também que num gás de elétrons bidimensional (2DEG) a densidade de estados é constante $\rho_{2D} = \frac{m^*}{\pi \hbar^2}$. Desta forma igualando-se a expressão da densidade de estado multiplicada pela energia de Fermi com a relação (1.15) tem-se que;

$$\frac{\varepsilon V}{e(2b + w + d)} = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \varepsilon_F \quad (1.16)$$

Onde ε_F é a energia de Fermi no emissor bidimensional. Isolando a energia de Fermi como função da voltagem externa aplicada, temos que:

$$\varepsilon_F = \frac{h^2 \varepsilon V}{4m\pi e(2b + w + d)} \quad (1.17)$$

Desta forma para os *DTR* é possível estimar-se o valor da energia de Fermi como função da voltagem V aplicada. É importante salientar que tal aproximação é válida para regiões onde a corrente através do dispositivo é pequena, ou seja fora da condição de ressonância.

1.5) TUNELAMENTO

1.5.1) Introdução

O conceito de tunelamento é quase tão antigo quanto a própria mecânica quântica. Este é um efeito puramente quântico que possibilita partículas atravessarem barreiras de potencial apesar de não terem energia cinética suficiente para fazerem assim. Classicamente uma partícula com energia ε quando incidente numa barreira com energia V_0 é sempre refletida quando $\varepsilon < V_0$ e sempre transmitida quando $\varepsilon > V_0$. Em mecânica quântica uma partícula incidente com energia menor do que a altura da barreira tem uma probabilidade finita de tunelar através desta barreira e, uma partícula com energia cinética maior do que a barreira tem uma probabilidade finita de ser refletida. Este fato foi apreciado logo no surgimento da mecânica quântica [43] e tem atraído muito interesse desde então. O tunelamento é de importância fundamental em muitos ramos da física, por exemplo no decaimento α em física nuclear, tunelamento interbanda em junções p - n , no efeito Josephson e mais recentemente no microscópio de tunelamento [44].

Tunelamento mantém-se como um campo ativo também na física experimental e teórica, por exemplo a questão tão debatida do tempo de tunelamento [45,46]. De qualquer forma a característica especial do tunelamento ressonante é que para certas energias, abaixo da altura da barreira, o elétron pode ser transmitido.

1.5.2) Tunelamento através de uma única barreira fina

Se uma camada fina de (AlGa)As é crescida entre duas camadas de GaAs, nenhum estado se forma abaixo da banda de condução na região do (AlGa)As constituindo então uma barreira para os elétrons incidentes do GaAs. Isso é ilustrado na figura 1.7 que mostra um elétron com uma energia cinética ε , massa efetiva m^* , incidindo numa barreira de altura V_0 e largura b . A probabilidade de tunelamento é obtida resolvendo a equação de Schroedinger:

$$\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + (\varepsilon - V(x))\psi = 0 \quad (1.18)$$

Para cada uma das regiões onde o potencial é constante (antes, e depois da barreira) a solução geral da equação (1.18) tem a forma:

$$\psi_n(x) = a_n \exp(ikx) + b_n \exp(-ikx) \quad (1.19)$$

Deve-se lembrar que é necessário que ψ e $\frac{\partial \psi}{\partial x}$ sejam contínuos nas interfaces.

Figura 1.7 Mostra uma barreira de largura b e altura V_0 para os elétrons que caminham na direção z . Tal sistema pode ser construído utilizando-se uma liga de AlGaAs (em 2) compreendida entre duas ligas de GaAs (1 e 3)

Quando a energia dos elétrons incidentes é menor do que a altura da barreira, $V_0 - \varepsilon > 0$, pode-se chegar ao valor de a_3 como função de a_1 , ou seja pode-se derivar o valor do coeficiente de transmissão T :

$$T(\varepsilon) = \left[1 + \frac{V_0^2}{4\varepsilon(V_0 - \varepsilon)} \sinh^2(kb) \right]^{-1} \quad (1.20)$$

Onde $\frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} = V_0 - \varepsilon$. Para $kb \gg 1$ isso pode ser aproximado por:

$$T(\varepsilon) \sim \frac{4\varepsilon(V_0 - \varepsilon)}{V_0^2} \exp(-2kb) \quad (1.21)$$

É importante salientar que este tratamento teórico simples não leva em conta uma série de pontos importantes: i) A massa efetiva é diferente na camada da barreira, desta forma a condição de casamento da função de onda deveria ser

$\frac{1}{m^*} \frac{\partial \psi}{\partial x}$ e não somente $\frac{\partial \psi}{\partial x}$ nas interfaces. ii) A massa efetiva depende da energia, no GaAs e AlGaAs sendo que essa dependência com a energia é diferente quando comparado ambos os materiais. [47] iii) O sistema real é um sistema 3D, desta forma para se obter o momento total deve-se integrar sobre o momento transversal e a energia na direção de tunelamento acima da energia de Fermi. iv) Podem haver contribuições de outros mínimos da banda de condução. v) Existem contribuições de tunelamento via absorção ou emissão de fonons e via níveis de impurezas situados na barreira [44] vi) Existem também correções devido ao potencial imagem [48]. A maior parte destes pontos é igualmente relevante a nível de pesquisas na área de tunelamento.

1.5.3) Tunelamento através de barreira dupla

Vamos considerar um sistema de dupla barreira como mostrado na figura 1. Tal sistema pode ser realizado experimentalmente utilizando-se GaAs como material de menor band gap e (AlGa)As como as barreira. O cálculo do coeficiente de transmissão para este pode ser feito pelo método de matriz de transferência. A solução da equação de Shroedinger para as regiões 1,2 e 3 mostradas na figura 1.8 é descrita por:

$$\begin{aligned}\psi_1 &= a_1 e^{ikz} + b_1 e^{-ikz} \\ \psi_2 &= a_2 e^{ikz} + b_2 e^{-ikz} \\ \psi_3 &= a_3 e^{ikz} + b_3 e^{-ikz}\end{aligned}\tag{1.22}$$

Figura 1.8 Mostra uma estrutura de dupla barreira de largura b e altura V_0 . Nas três regiões distintas, 1,2 e 3 as funções de onda tem a forma descrita na equação 1.

Pela figura 1.8 e considerando a conservação de ψ e sua derivada temos que:

$$\begin{pmatrix} a_2 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \end{pmatrix} \quad (1.23)$$

Onde a matriz S é a chamada matriz de transferência. Pode-se mostrar facilmente que esta matriz pode ser escrita em termos dos fatores de reflexão e transmissão t e r . Pode-se escrever a relação:

$$\begin{pmatrix} a_2 \\ b_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t & r \\ r & t \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ b_2 \end{pmatrix} \quad (1.24)$$

Desta forma S pode ser escrita como:

$$S = \begin{pmatrix} 1/t^* & r/t \\ r^*/t^* & 1/t \end{pmatrix} \quad (1.25)$$

Aplicando-se a expansão em matriz de transferência para o caso de duas barreiras e um poço quânticos, temos que:

$$\begin{pmatrix} a_3 \\ b_3 \end{pmatrix} = S * M * S * \begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \end{pmatrix} \quad (1.26)$$

Onde M é a matriz que considera a mudança de fase na função de onda do elétron ao atravessar o poço quântico. Substituindo-se as expressões de S e M em 1.23 temos que:

$$\begin{pmatrix} a_3 \\ b_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1/t^* & r/t \\ r^*/t^* & 1/t \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \exp(-ikw) & 0 \\ 0 & \exp(ikw) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1/t^* & r/t \\ r^*/t^* & 1/t \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \end{pmatrix} \quad (1.27)$$

Como $b_3=0$, obtém-se que:

$$\frac{a_3}{a_1} = \frac{t^2 \exp(ikw)}{1 - r^2 \exp(i2kw)} \quad (1.28)$$

O coeficiente de transmissão para uma estrutura de dupla barreira simétrica pode ser escrita então como:

$$T_{2B} = \left[1 + \frac{4R}{T^2} \sin^2(kw - \theta) \right] \quad (1.29)$$

Onde $r^2 = R \exp(-i2\theta)$ e $|t|^2 = T$ são os coeficientes de reflexão e transmissão para o caso de uma barreira única.

A figura 1.9 mostra T_{2B} para barreiras de 300meV e largura 4nm. O poço quântico tem uma largura de 10nm. $T_{2B}(E)$ tem uma série de picos agudos como função de E_Z sendo o valor do pico igual a 1. Como pode ser visto pela equação 1.29 isso ocorre quando $k w - \theta = n\pi$ onde n é inteiro. Esta é quase que exatamente para o caso da energia de ligação de estados num poço quântico isolado quando o coeficiente de transmissão para cada barreira é pequeno. Desta forma os picos no coeficiente de transmissão correspondem as energias E_Z que estão em ressonância com os estados quase ligados no poço quântico.

Figura 1.9 Coeficiente de transmissão de uma barreira dupla simétrica como função da energia E_Z . As barreiras de potencial neste caso são de 300meV com larguras de 4nm. O poço quântico tem 10nm de largura.

1.5.4) Tempo de Transito

Já vimos nas seções anteriores que a probabilidade de tunelamento através de uma barreira dupla tem um máximo quando a energia da partícula incidente coincide com a energia de um estado quase ligado no poço quântico. Quando as barreiras são infinitamente largas, tais energias correspondem aos estados ligados no poço quântico. Para barreiras finitas em largura e altura pode-se falar somente de estados quase ligados desde que a partícula, localizada no poço quântico no tempo $t=0$, tem uma probabilidade finita de tunelar para fora deste. O tempo de vida associado com qualquer estado quase ligado no poço está relacionado a probabilidade de tunelamento, princípio de incerteza e largura em energia do estado de ressonância.

Podemos visualizar o processo de ressonância imaginando um pacote de onda incidente pela esquerda numa estrutura de dupla barreira. Se o pacote de energia está em ressonância com um dos estados quase ligados no poço quântico, este fica preso dentro do poço refletindo nas barreiras para frente e para trás e vazando para fora aos poucos devido a probabilidade de tunelamento finita. O tempo τ que a partícula leva para vazar para fora do poço quântico pode ser estimado qualitativamente através do conhecimento da probabilidade de tunelamento e do número de vezes que a partícula bate na parede a ser tunelada por segundo. Desta forma,

$$\frac{l}{\tau} = \frac{\sqrt{\frac{2\varepsilon}{m^*}}}{2w} T(\varepsilon) \quad (1.30)$$

Pode ser mostrado que esta expressão corresponde ao tempo de vida do estado quase ligado [45,46]. Segue também da definição de τ e pelo princípio de incerteza que $\tau\Delta E = \hbar$ onde ΔE é a largura em energia do estado quase ligado.

Vamos estimar o tempo de transito para o caso específico. Considere duas barreiras retangulares de 300meV de altura e 30Å de largura separadas por uma distância de 50 Å. Para a massa da partícula de $0.067m_0$, a primeira ressonância ocorre uma energia de 89meV. O tempo de transito estimado pela relação (1.30) é de 5.6×10^{-13} segundos.

REFERÊNCIAS

- [1] L.Esaki and R.L.Tsu, *IBM J.Res.Dev.* **14**, 16 (1970)
- [2] E.H.C.Parker, *The Thecnology and Physics of Molecular Beam Epitaxy*, Plenum Press, New York (1985)
- [3] Claude Weisbuch and Borge Vinter, *Quantum Semiconductor Structures*, Academic Press, (1991).
- [4] L. V. Iogansen, *Sov.Phys. JETP* **18**,146 (1964)
- [5] *Electronic Properties of Multilayers and Low Dimensional Semiconductors*, J.M.Chamberlain, L. Eaves and J.C.Portal (eds.), Plenum Press (1989)
- [6] L.D. Landau and I.M.Lifshitz, *Quantum Mechanics*, 3rd Edition, Pergamon (1977).
- [7] L.L.Chang, L.Esaki and R.L.Tsu, *Appl.Phys.Lett.* **24**, (1974)
- [8] T.C.L.G.Sollner, W.D.Goodhue, P.E.Tannenwald, C.D.Parker and D.D.Peck, *Appl.Phys.Lett.* **43**, 588 (1983)
- [9] T.C.L.G.Sollner, H.Q.Le, C.A.Correa e W.D.Goodhue, *Appl.Phys.Lett.* **47**, 36 (1985)
- [10] T.J.Shewchuk, P.C.Chapin, P.D.Coleman, W.Kopp, R.Fischer and H.Morkoç, *Appl.Phys.Lett.* **46**, 508 (1985)
- [11] M.Tsuchiya, H.Sakaki and J.Yoshinom, *Jap.J.Appl.Phys.* **24**, L466 (1985).
- [12] T.Inata, S.Muto, Y.Nakata, S.Sasa, T.Fujii and S.Hiyamizu, *Jap.J.Appl.Phys.* **26**, L1332 (1987)
- [13] P.Gavrilovic, J.M.Brown, R.W.Kaliski, N.Y.Holonyak Jnr., K.Hess, M.J.Ludowise, W.T.Dietze and C.R.Lewis, *Sol.State Comm.* **52**, 237 (1984).
- [14] T.H.H.Vuong, D.C.Tsui and W.T.Tsang, *Appl.Phys.Lett.* **50**, 212 (1987)
- [15] M.L.Leadbeater, L.Eaves, P.E.Simmonds, P.A.Claxton, G.Hill and M.A.Pate, *Solid State Electron.* **31**, 707 (1988)

- [16] A.W.Higgs, L.L.Taylor, N.Apsley, S.J.Bass and H.J.Hutchison, *Electron.Lett.* **24**, 322 (1988)
- [17] E.E.Mendez, W.I.Wang, B.Ricco and L.Esaki, *Appl.Phys.Lett.* **47**, 415 (1985)
- [18] L.F.Luo, R.Beresford and W.I.Wang, *Appl.Phys.Lett.* **53**, 2320 (1988)
- [19] M.A.Reed, R.J.Koestner and M.W.Goodwin, *Appl.Phys.Lett.* **49**, 1293 (1986)
- [20] H.C.Liu, D.Landheer, M.Buchanan and D.C.Houghton, *Appl.Phys.Lett.* **52**, 1809 (1988)
- [21] S.S.Rhee, J.S.Park, R.P.G.Karunasir, Q.Ye and K.L.Wang, *Appl.Phys.Lett.* **53**, 204, (1988)
- [22] S.Miyazaki, Y.Ihara and M.Hirose, *Phys.Rev.Lett.* **59**, 125 (1987)
- [23] N.Tabatabaie, T.Sands J.P.Harbison, H.L.Gilchrist and V.G.Keramidas, *Appl.Phys.Lett.* **53**, 2528 (1988)
- [24] T.C.L.G.Sollner, E.R.Brown, C.D.Parker, and W.D.Goodhue *Electronic Properties of Multilayers and Low Dimensional Semiconductor Structures*, J.W.Chamberlain, L.Eaves e J.C.Portal (eds.), Plenum Pless (1989).
- [25] J.S.Blakemore, *J.Appl.Phys.* **53**, R123 (1982)
- [26] S.Adachi, *J.Appl.Phys.* **58**, R1 (1985)
- [27] H.C.Casey and M.B.Panish, *Heterostructure Lasers*, Academic Press, New York (1978)
- [28] T.J.Foster, M.L.Leadbeater, D.K.Maude, E.S.Alves, L.Eaves, M.Henini, O.H.Hughes, A.Celeste, J.C.Portal, D.Lancefield and A.R.Adams, *Solid State Electron.* **32**, 1731 (1989)
- [29] J.H.Lee, L.Y.Juravel, J.C.Woolley and A.J.SpringThorpe, *Phys.Rev.B* **21**, 659 (1980)
- [30] B.K. Ridley, *Quantum Processes in Semiconductors*, Second Edition, Oxford University Press (1988)

- [31] R.Ferreira and G.Bastard, *Phys.Rev.B* **40**, 1074 (1989)
- [32] A.S.Baker Jr. and A.J.Sievers, *Rev.Mod.Phys.* **47**, S1 (1975)
- [33] O.K.Kim and W.G.Spitzer, *J.Appl.Phys.* **50**, 4362 (1979)
- [34] K.J.Nash, M.S.Skolnick and S.J.Bass, *Semicond.Sci.Technol.* **2**, 329 (1989)
- [35] A.S.Barker, J.L.Merz and A.C.Gossard, *Phys.Rev.B* **17**, 3183
- [36] E.F.Schubert, *Doping in III-V Semiconductors*, Cambridge Press, (1993).
- [37] T.Ando, A.B.Fowler and F.Stern, *Rev.Mod. Phys.* **54**, 437
- [38] K.Von Klitzing, G.Dorda and M.Pepper, *Phys.Rev.Lett.* **45**, 494 (1980)
- [39] H.L.Störmer, R.Dingle, A.C.Gossard, W.Wiegmann and M.D.Sturge, *Sol.State Comm.* **29**, 705 (1979)
- [40] R.L.Anderson, *IBM J.Res.Dev.* **4**, 283 (1960)
- [41] H.Kroemer *Surf.Sci.* **174**, 299 (1986)
- [42] L.Eaves, B.R.Snell, D.K.Maude, P.S.S.Guimarães, D.C.Taylor, F.W.Sheard, G.A.Toombs, J.C.Portal, L.Dmowski, P.A.Claxton, G.Hill, M.A.Pate and S.J.Bass, *Proc. 18th Int.Conf.Physics of Semiconductors*, Stockholm, World Scientific Press, Sigapore (1986); ver tambem L.Eaves, G.A.Toombs, F.W.Sheard, C.A.Payling, M.L.Leadbeater, E.S.Alves, T.J.Foster, P.E.Simmonds, M.Henini and O.H.Hughes, *Appl.Phys.Lett.* **52**, 212 (1988).
- [43] J.R.Oppenheimer, *Physical Review* **41**, 66 (1928); G. Gamow, *Z.Physik* **51**, 204 (1928)
- [44] C.B.Duke, *Tunneling in Solids*, Academic Press, New York (1969)
- [45] M.Büttiker and R.Landauer, *Phys.Rev.Lett.* **49**, 1739 (1982)
- [46] C.R.Leavens and G.C.Aers, *Phys.Rev.B* **39**, 1202 (1989)
- [47] R.Lassnig, *Sol.State Comm.* **61**, 577 (1987)
- [48] P.Guéret, E.Marclay and H.Meier, *Appl.Phys.Lett.* **53**, 1617 (1988)

Capítulo 2

Amostras e Procedimentos Experimentais

Este capítulo descreve brevemente as amostras utilizadas nesta tese. Os procedimentos experimentais de medida e os equipamentos utilizados são também descritos.

2.1) AMOSTRAS UTILIZADAS

Todas as amostras utilizadas neste trabalho foram crescidas pela técnica de Epitaxia por Feixes Moleculares (Molecular Beam Epitaxy -MBE) que já foi previamente introduzida no Capítulo 1. Nesta técnica, feixes atômicos ou moleculares são lançados em direção ao substrato aquecido. O processo de crescimento é monitorado *in situ* através de oscilações de RHEED [1]. A taxa de crescimento é tipicamente 150Å por minuto de forma que uma amostra de 1µm de espessura leva da ordem de 1 hora para ser produzida. No caso deste trabalho a dopagem foi feita por uma célula contendo silício, cuja temperatura controla o nível de dopagem. Maiores informações sobre a técnica de MBE podem ser obtidas também na referência [2].

As amostras foram crescidas pelo Dr. Mohammed Henini (Nottingham University, Inglaterra) usando uma câmara de crescimento (modelo Varian Gen II). Até o momento da realização deste trabalho, esta máquina tem sido dedicada à produção de GaAs/AlGaAs usando como dopante Si. Através de medidas de fotoluminescência foi constatado que a concentração residual deste sistema é da

ordem de 10^{14} - 10^{15} átomos/cm³. Maiores informações sobre as características das amostras crescidas em Nottingham podem ser encontradas na referência [3].

As camadas crescidas para o estudo deste trabalho, são mostradas na figura 2.1. Todas as amostras tem como região ativa, um poço quântico de GaAs de largura 9nm, crescido entre duas barreiras de Al_{0.4}Ga_{0.6}As de largura 5.7nm. Uma camada de espaçamento de largura $s=10-20$ nm foi crescida entre as barreiras e as regiões adjacentes dos contatos (dopadas com Si). Tal camada serve para evitar que alguns átomos de silício migrem das regiões fortemente dopadas para a região ativa (poço quântico). As amostras foram crescidas em diferentes temperaturas de substrato ($T= 630^{\circ}\text{C}$, 550°C ou 480°C).

0.6μm	GaAs	$n=2 \times 10^{18}/\text{cm}^3$
80.6nm	GaAs	$n=2 \times 10^{17}/\text{cm}^3$
50.9nm	GaAs	$n=2 \times 10^{16}/\text{cm}^3$
espaçamento de GaAs de largura s		
5.7nm	Al _{0.4} Ga _{0.6} As	(barreira)
4.5nm	GaAs	(poço quântico)
GaAs-dopada tipo δ -dopagem planar n_a		
4.5nm	GaAs	(poço quântico)
5.7nm	Al _{0.4} Ga _{0.6} As	(barreira)
espaçamento de GaAs de largura s		
50.9nm	GaAs	$n=2 \times 10^{16}/\text{cm}^3$
80.6nm	GaAs	$n=2 \times 10^{17}/\text{cm}^3$
2μm	GaAs	$n=2 \times 10^{18}/\text{cm}^3$
Substrato n^+ GaAs		

Figura 2.1 Diagrama esquemático mostrando tamanho, composição e dopagem das camadas crescidas para as amostras utilizadas neste trabalho. Estas são basicamente amostras de dupla barreira. A maior diferença destas amostras para as amostras de estruturas de dupla barreira convencionais é que nas amostras deste trabalho o centro do poço quântico foi dopado com diferentes concentrações de Silício.

Como pode ser visto pela figura 2.1 as amostras tem a estrutura de diodo de tunelamento ressonante (dupla barreira). A grande variação destas com relação as estruturas convencionais é que nas amostras utilizadas neste trabalho o centro do poço quântico foi dopado com Silício. Tal dopagem é planar (tipo δ). Foram utilizadas diferentes concentrações planares $n_a=0, 2, 4$ e $8 \times 10^9 / \text{cm}^2$.

Uma relação com as características temperatura de crescimento, dopagens planares e camadas de espaçamento utilizadas pode ser vista na figura 2.2:

CÓDIGO (AMOSTRA)	$T_s(^{\circ}\text{C})$	$n_a(\text{átomos}/\text{cm}^2)$	$s(\text{\AA})$
NU669	630	4×10^9	200
NU670	630	8×10^9	200
NU671	630	0	200
NU672	550	0	200
NU673	550	8×10^9	200
NU674	550	4×10^9	200
NU675	480	0	200
NU677	480	8×10^9	200
NU678	480	8×10^9	200
NU609	630	2×10^9	100

Figura 2.2 Tabela mostrando as características temperatura de crescimento, concentração planar tipo δ e camadas de espaçamento s utilizadas para as amostras crescidas.

Conhecendo-se a concentração da camada planar (tipo δ) e a área lateral do dispositivo S é possível estimar o número de doadores N_d presentes no poço quântico.

$$N_d = n_d * S \quad (2.1)$$

Em um mesmo pedaço de substrato foram fabricadas diversas mesas de formato quadrado, com dimensões laterais de 7, 9, 11, 12 e 100 μm . O processamento litográfico das amostras foi realizado pelo Dr. G. Hill da Universidade de Sheffield (Inglaterra). Utilizou-se a técnica de fotolitografia padrão e ataque químico a seco que possibilita um alto grau de controle da superfície atacada. Mais informações sobre a técnica de fotolitografia utilizada pode ser encontrada na referência [4].

Uma das etapas do processamento foi a evaporação e recozimento de contatos ôhmicos (Au/Ge/Ni) no topo de cada mesa (camada GaAs dopada $2 \times 10^{18}/\text{cm}^3$). Desta forma é possível aplicar-se tensão entre o substrato e o topo de cada mesa. Um encapsulamento padrão foi utilizado, possibilitando o acesso a 11 mesas diferentes (geralmente de áreas diferentes) por dispositivo.

A figura 2.3 mostra uma sequência de fotos do topo de um encapsulamento padrão utilizado. Pela figura 2.3a pode-se ver 4 "ilhas" onde o contato entre o fio de ouro e a mesa é providenciado. Uma aproximação, na foto 2.3b, mostra com maiores detalhes uma das ilhas com o fio de ouro ao centro. Uma aproximação ainda maior (fig. 2.3c) mostra uma mesa quadrada de área lateral 12 μm X 12 μm .

Figura 2.3 A seqüência de foto mostra em ampliações diferentes os detalhes de um encapsulamento padrão. Em a) vê-se quatro fios de ouro fazendo contato em ilhas onde que cada uma delas dá acesso a um dispositivo diferente (não necessariamente com a mesma área lateral). Na figura b) pode-se ver com mais clareza uma desta ilhas. Em c) mostra-se a ampliação da região de um dos dispositivos (mesa)

2.2) SISTEMAS CRIOGÊNICOS UTILIZADOS

Os resultados (curvas $I(V)$, *corrente versus voltagem*) apresentados nesta tese foram realizados em 3 sistemas criogênicos diferentes. Alguns experimentos, especialmente aqueles em que a temperatura da amostra é de 4.2K, foram realizados utilizando-se um criostato com magneto supercondutor fabricados pela Cryogenic Consultants Ltd. A grande vantagem de se fazer medidas neste sistema é a facilidade com que se troca de amostra.

O sistema de medidas mais utilizado neste trabalho foi o chamado sistema He₃ fabricado pela Oxford Instruments. Uma das facilidades deste sistema é a possibilidade de se medir a baixas temperaturas (0.28K) e baixo ruído, pois a sala onde este sistema está instalado é isolada eletricamente. Outra vantagem é a relativa facilidade com que se troca de amostra quando comparado ao sistema refrigerador de diluição.

Os experimentos apresentados, onde a temperatura da amostra é menor do que 0.28K, foram realizados no sistema refrigerador de diluição (modelo 75) da Oxford Instruments. A grande vantagem deste sistema é certamente as baixíssimas temperaturas alcançadas. Uma grande inconveniência é que leva-se da ordem de 1 semana para abrir o sistema, trocar de amostra e iniciar outras medidas com novas amostras.

Passo então a descrever cada um desses 3 sistemas de forma mais detalhada dando um destaque especial ao sistema He₃, onde a maior parte dos experimentos foi realizado. Maiores informações sobre sistemas criogênicos em geral podem ser encontradas na referência [5].

2.2.1) Sistema He₄

Como dito anteriormente o sistema He₄ utilizado neste trabalho consiste em um criostato + magneto supercondutor. O magneto tem 32.5 mm de espaço livre interno produzindo um campo máximo de até 12 Tesla, com homogeneidade de 0.8%, ao longo de um cilindro de 10 mm de comprimento por 10 mm de diâmetro. A temperatura da amostra foi medida através de um resistor calibrado de Rh-Fe sendo que a amostra pode ser mantida num intervalo de temperatura de 4.2K a 300K através de controle do aquecimento (usando resistências) e do fluxo de gás He. Temperaturas abaixo de 4.2K podem ser obtidas preenchendo-se o espaço da amostra com He líquido e, bombeando-se com uma bomba mecânica, reduzindo assim a pressão interna. Um controlador de temperatura (Fabricado pela própria

Cryogenic Consultants) mantém a temperatura constante num intervalo de $\pm 0.1\text{K}$ por aproximadamente 5 minutos, tempo suficiente para realização de uma medida. Um diagrama geral mostrando um sistema He_4 de imersão é mostrado na figura 2.4.

Figura 2.4 Mostra um esquema geral de um sistema He_4 . Neste caso a amostra é resfriada imergindo esta no banho de He_4 .

2.2.2) Sistema He₃

A figura 2.5 mostra um diagrama esquemático do sistema He₃, utilizado para a realização da maior parte das medidas deste trabalho. Esta apresenta basicamente a parte central do sistema que é cercada por He₄ líquido. Neste uma câmara de vácuo (IVC) isola termicamente o banho de He₄ das partes ativas. Ao centro da figura pode-se ver a bomba de sorção (sorb), que tem como função principal absorver gás He₃. Isso ocorre quando esta é resfriada abaixo de 40K. A quantidade de gás absorvido pela sorção depende da sua temperatura sendo que abaixo de 8K a capacidade de bombeamento da sorção não muda significativamente. A sorção é resfriada fazendo-se fluir He₄ líquido através do trocador de calor, sendo esse fluxo controlado via abertura de uma válvula agulha.

Figura 2.5 Diagrama esquemático mostrando o sistema He₃ utilizado para realização das medidas neste trabalho.

O pote de 1K (1K pot), que pode ser visto abaixo da sorção na figura 2.5, tem como funções principais condensar o gás He_3 (durante a fase de condensação) e reduzir o calor conduzido à amostra ao mínimo. O pote 1K é abastecido de Hélio através da abertura de uma válvula agulha que conecta o pote ao banho principal de He_4 . Uma bomba mecânica é utilizada para fazer a pressão do pote 1K cair ao mínimo, fazendo assim a temperatura do pote abaixar para o menor valor possível.

Uma bobina supercondutora com espaço interno de 40mm (Oxford Instruments) é acoplada ao sistema. Esta é capaz de produzir um campo magnético constante de até 16 Teslas com homogeneidade de 0.1%.

2.2.2a) Princípio de Operação do Sistema

Inicialmente, a amostra é montada na ponta de prova. Após realização de vácuo, é aberta a conexão desta para a região central do sistema. Devido a temperatura inicial da ponta de prova, durante a inserção, a sorção é aquecida podendo chegar a uma temperatura de 50K. Ao aquecer-se a sorção esta libera gás He_3 através da região central do sistema, preenchendo assim o espaço da amostra. Quando todo o gás foi liberado pela sorção, a válvula agulha do pote 1K é fechada completamente, abaixando a temperatura e a pressão no pote 1K para a mais baixa possível. Neste momento o gás He_3 começa a ser condensado, descendo até gelar a amostra, que passa a ficar rodeada por He_3 líquido a aproximadamente 1.2K. Para reduzir-se ainda mais a temperatura, resfria-se a sorção, iniciando assim o processo de redução da pressão de vapor do He_3 líquido. Quando a temperatura da sorção é mínima ($\sim 4\text{K}$) a temperatura atingida pela amostra é também a mínima possível ($\sim 0.27\text{K}$). Uma representação esquemática do processo é mostrada na figura 2.6

Temperaturas tão altas quanto 80K são obtidas aquecendo-se o suporte da amostra através de uma resistência. A temperatura da amostra pode ser monitorada via uma resistência de vidro de carbono colocada no suporte onde a amostra fica presa.

Figura 2.6 Diagrama esquemático mostrando o esquema de funcionamento de um sistema He_3 .

2.2.2b) A ponta de Prova

A ponta de prova, usada para inserção da amostra no sistema, é do tipo inserção pelo topo (Top Loading). Esta permanece conectada enquanto o experimento é produzido. Desta forma é preciso ser notado que um dos terminais da ponta de prova está a temperatura ambiente enquanto a outra extremidade entre 0.3 à 80K. É fácil entender que é preciso um alto grau de isolamento térmico pois uma perda de calor da ordem de $10\mu\text{W}$ pode ser suficiente para afetar a temperatura da base (amostra). As conexões com a amostra são realizadas via cabos coaxiais e fios que são fornecidos do topo da ponta de prova até a posição da amostra.

2.2.3) Sistema refrigerador de diluição

Medidas apresentadas a temperaturas menores do que 0.3K chegando a 80mK foram realizadas no sistema refrigerador de diluição, modelo 75, fabricado pela Oxford Instruments. A potência de resfriamento deste sistema é de $75\mu\text{W}$ a 100mK. O contato térmico entre a célula da amostra (epoxy cell) e a câmara de mistura (He_3 , He_4) é providenciada por bastões de cobre (altamente puros) que terminam numa placa de prata dentro da célula da amostra. A temperatura da célula é monitorada por um resistor de RuO_2 fabricado pela Dale Electronics. O refrigerador de diluição contém também um magneto supercondutor (Oxford Instruments). Este tem um espaço interno de 30mm e é controlado por uma fonte de potência (PS126). Um campo magnético máximo de 12T é atingido quando o magneto é imerso num banho de He à 4.2K. O campo na região central deste magneto varia menos do que 0.1% dentro de um comprimento de 10mm de diâmetro situado ao centro do magneto.

O princípio de funcionamento do refrigerador de diluição é complicado. Este se baseia no diagrama de fase da mistura $\text{He}_3 + \text{He}_4$ em equilíbrio com seus vapores. Para se atingir as mais baixas temperaturas é necessário o controle da porcentagens da mistura de He_3 e He_4 bem como a pressão de vapor. Maiores detalhes sobre o funcionamento do sistema podem ser obtidos na referência [2]. Um diagrama esquemático do sistema pode ser visto na figura 2.7.

Figura 2.7 Diagrama dos componentes básicos de um sistema refrigerador de diluição.

2.3) MEDIDAS ELÉTRICAS

As medidas elétricas realizadas neste trabalho foram essencialmente de corrente como função da voltagem (DC) a diferentes temperaturas. Como fonte de tensão foi utilizado o modelo 230 do fabricante Keithley. Este modelo permite realizar uma varredura em voltagem de 0 até $\pm 10V$. No caso de intervalos curtos de medida (0-200mV) esta fonte pode ser configurada para produzir uma varredura com passo mínimo de $50\mu V$. Em alguns casos, onde foi necessário aumento da resolução em voltagem, o passo foi reduzindo para $25\mu V$. Isto foi feito utilizando-se um artifício bastante conhecido que é dividir a voltagem de saída da fonte por 2 resistências iguais em série.

Tanto a medida da corrente como a de tensão sobre a amostra, foram realizadas de forma indireta, via medidas de voltagem. Para realização destas medidas foi utilizado o multímetro modelo 3457 fabricado pela Hewlett Pakard, cuja resolução (para medidas de voltagem DC) é melhor do que 1 parte em 10^6 . Nesta configuração eletrônica, um fator importante é a impedância interna dos multímetros. Em medidas de voltagem DC tais multímetros tem uma impedância interna da ordem de $10G\Omega$.

Na figura 2.8 é apresentado o diagrama do circuito eletrônico utilizado. Como pode ser visto a medida de corrente através da mostra foi feita medindo-se a voltagem numa resistência (R_S) colocada em série com o circuito. É importante lembrar que o valor máximo utilizado para R_S ($1M\Omega$) foi bem menor do que a impedância interna do multímetro. A corrente que flui pela amostra, pode ser determinada ponto a ponto pois esta pode ser escrita como;

$$I_a = \frac{V_R}{R_S} \quad (2.2)$$

A medição da queda de voltagem sobre a amostra foi feita também de forma indireta, através de medição da voltagem V_S mostrada na figura 2.8. Desta forma a voltagem V_a a amostra é escrita como;

$$V_a = V_S - V_R - 2R_F \left(\frac{V_R}{R_S} \right) \quad (2.3)$$

Figura 2.8 Diagrama esquemático do circuito eletrônico utilizado para realização dos experimentos.

Os filtros passa-baixo, colocados próximos à amostra, são de suma importância. Estes eliminam o ruído de alta frequência proveniente da fonte de tensão. Este ruído pode distorcer ou esconder os sinais de magnitude pequena. Como as estruturas investigadas nesta tese chegam a ter uma magnitude em corrente tão pequena quanto 100pA e em voltagem tão pequena quanto 8mV é muito importante a utilização desses filtros.

A coleta dos dados de todos os medidores foi feita utilizando-se um programa, escrito por E.S.Alves, e um computador Hewlett Pakard 300. Este programa possibilita uma rápida análise dos dados coletados

Uma das convenções adotadas neste trabalho é com relação às polaridades aplicadas na amostra. Quando é mostrada uma curva $I(V)$ onde a voltagem é positiva, significa que o topo da mesa esta polarizado positivamente com relação ao substrato. É importante lembrar que neste caso os elétrons tunelam do substrato

em direção ao topo da mesa. O caso reverso ocorre quando a voltagem aplicada é negativa, ou seja para voltagens aplicadas na amostra negativa os elétrons tunelam do topo da mesa em direção ao substrato.

O próximo capítulo consiste na apresentação e discussão das características $I(V)$, a diferentes temperaturas, obtidas para as amostras apresentadas anteriormente.

REFERÊNCIAS

- [1] A.Y.Cho, Growth and Properties of III-V Semiconductors by Molecular Beam Epitaxy, pag. 191-226 ref 2.
- [2] E.H.C.Parker, *The Technology and Physics of Molecular Beam Epitaxy*, Plenum Press, New York (1985).
- [3] M.B.Stanaway, R.T.Grimes, D.P.Halliday, J.M.Chamberlain, M.Henini, O.H.Hughes, M.Davies e G.Hill, Proc. Int. Conf. Shallow Impurities in Semiconductors, Inst. Phys.Conf. Ser. **95**, 295 (1989)
- [4] M.Van Rosum, M. Van Hove, W.de Raedt, M. de Potter e P. Jansen, *Recent advances in Microfabrication*, capítulo do livro *Electronic Properties of Multilayers and Low Dimensional Semiconductor Structures*, Plenum Press, New York (1990).
- [5] D.S.Betts, *Refrigeration and thermometry below one Kelvin*, Sussex University Press (1976)

Capítulo 3

Tunelamento Ressonante através de moléculas doadoras

Neste capítulo são apresentados os resultados experimentais das características $I(V)$ a diferentes temperaturas, para as amostras utilizadas neste trabalho. Os resultados mostram a observação de tunelamento através de estados relacionados a agrupamentos de impurezas.

3.1) INTRODUÇÃO

Recentemente, tem-se mostrado um grande interesse nas propriedades de transporte de sistemas onde o confinamento dos elétrons é nas 3 dimensões, reproduzindo assim a situação de um átomo. Um método de se produzir sistemas com tais confinamentos é a fabricação de Diodos de Tunelamento Ressonante (DTR) com dimensões laterais menores do que $1\mu\text{m}$. Neste caso, devido ao confinamento também nas direções perpendiculares ao crescimento, os estados de energia disponíveis aos elétrons estão na forma de níveis discretos.

Vários autores tem realizado experimentos descrevendo as propriedades de transporte em DTR's com dimensões laterais submicron [1-6]. Embora foi possível a observação de um grande número de efeitos (transporte de 1 elétron e Coulomb Blockade) existe controvérsia em uma série de observações. Estas se devem ao aparecimento de estruturas adicionais na característica $I(V)$ que muitos autores tratam como sendo originárias a efeitos relacionados ao confinamento lateral do

dispositivo, como coulomb blockade [2,4,6] quantização lateral [1,2,4] e a presença de impurezas [3].

Em um trabalho recente foi mostrado que algumas estruturas na curva $I(V)$ observadas em DTR submicrons não estão relacionadas a quantização lateral ou coulomb blockade. No trabalho de Dellow [3] fica claro que algumas estruturas adicionais observadas abaixo do pico de ressonância principal na curva $I(V)$ de DTR (dimensões submicrons) estão associadas ao tunelamento por estados gerados pela presença de impurezas na região ativa do dispositivo, ou seja no poço quântico. Recentemente, Sakai mostrou o surgimento de um pico adicional [7] (ordens de magnitude maior do que as estruturas observadas por Dellow), abaixo do pico de ressonância principal, na característica $I(V)$ de DTR dimensões laterais macroscópicas (área lateral $100\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$) intencionalmente dopadas com Si no poço quântico. Este pico adicional (observado somente em amostras dopadas com Si no poço quântico) é devido ao tunelamento de muitos elétrons do emissor (2DEG) para estados ligados a impurezas isoladas localizadas no poço quântico.

Neste capítulo são apresentados resultados que mostram a influência de impurezas incorporadas dentro do poço quântico nas características $I(V)$ dos DTR. Através dos resultados experimentais obtidos ficará claro que o surgimento de estruturas na curva característica $I(V)$ são realmente devidas a presença de impurezas na região ativa dos DTR, pois não existe a possibilidade de haverem efeitos advindos da quantização lateral em nossas amostras (neste trabalho apresentamos resultados em dispositivos com largura lateral 6,7,12 e $100\mu\text{m}$). Será mostrado que neste sistema (DTR) o número de estados disponíveis para o tunelamento dos elétrons situados no emissor, pode ser controlado por introdução de dopagem intencional no poço quântico, cuidadoso planejamento das camadas crescidas e dimensões laterais do dispositivo. É possível mostrar também que o tunelamento para um estado gerado por impureza (ou impurezas) é na verdade o tunelamento de 1 elétron para um estado 0D. Note que isto implica na possibilidade de observação de tunelamento para estados 0D mesmo em DTR de dimensões laterais macroscópicas ($\sim 100\mu\text{m}$ de largura lateral). A sensibilidade da corrente de tunelamento a presença de 1 impureza, sugere que a técnica de tunelamento para um estado de impureza pode ser usada para detectar a presença de um pequeno número de imperfeições, em heteroestruturas crescidas pela técnica de MBE. Durante a apresentação dos resultados será mostrado que, o tunelamento para um estado 0D oferece a oportunidade de se fazer uma espectroscopia do gás de elétrons bidimensional das amostras. Na conclusão deste capítulo é mostrada que estruturas a mais baixas voltagens podem ser entendidas como estados relacionados a pares ou agrupamento de impurezas próximas cuja separação é menor ou da ordem do raio de Bohr.

3.2) CARACTERÍSTICAS $I(V)$ DOS DTR UTILIZADOS

A figura 3.1 mostra a curva característica $I(V)$ (à 4.2K) de um dos DTR (de largura lateral $7\mu\text{m}$) utilizados. Neste caso os parâmetros de crescimento são $s=20\text{nm}$, $T_{\text{sub}}=550^\circ\text{C}$ e $n_a=0$ (proveniente do crescimento NU672) ou seja esta amostra é não dopada intencionalmente com Si no poço quântico. Pela figura observa-se claramente dois picos, nas posições $V\sim 200\text{mV}$ e $V\sim -200\text{mV}$ e de magnitude de $\sim 10\mu\text{A}$, que são provenientes do tunelamento ressonante de elétrons do emissor (2DEG) para o primeiro estado ligado no poço quântico [8,9] (nível de ressonância principal). Note que após a corrente atingir o seu máximo existe uma região de resistência diferencial negativa, ou seja um aumento da voltagem produzindo uma diminuição da corrente. A saliência observada após os picos de ressonância (em ambas as polarizações) é proveniente do tunelamento ressonante assistido pela emissão de 1 fonon [8,9].

Figura 3.1 e Figura 3.2: Características $I(V)$ de DTR (de largura lateral $7\mu\text{m}$) não dopado e dopado com Silício intencionalmente no poço quântico.

A figura 3.2 apresenta a característica $I(V)$ ($T=4.2\text{K}$) para uma amostra de parâmetros de crescimento $s=20\text{nm}$, $T_{\text{sub}}=550^\circ\text{C}$ e $n_a=4\times 10^9/\text{cm}^2$ (proveniente do crescimento NU674). Note que as amostras mostradas em 3.1 e 3.2 diferem somente em termos do parâmetro de crescimento n_a , dopagem intencional de Si no poço quântico. Ao comparar-se as figuras 3.1 e 3.2 não se percebe diferenças significativas na característica $I(V)$ entre os dispositivos de $n_a=0$ e $n_a\neq 0$, ou seja nenhuma diferença quando comparados os picos de ressonância principal das amostras dopadas e não dopadas com Si no poço quântico.

3.2.1) Tunelamento assistido por estado ligado a um doador isolado

Diferenças fundamentais na característica $I(V)$, entre as amostras mostradas em 3.1 e 3.2, podem ser vistas na figura 3.3. Nesta é apresentada a amplificação da região de baixas voltagens (abaixo do pico de ressonância principal) para as mesmas amostras utilizadas na produção das figuras 3.1 e 3.2. Pela figura 3.3, vê-se claramente que, para uma mesma voltagem, enquanto a corrente através do dispositivo não dopado no poço quântico (b) é praticamente zero, a corrente que flui através do dispositivo intencionalmente dopado (a) já é grande. Apesar de nenhuma grande diferença ter sido constatada nas amostras quando comparados os picos de ressonância principal, no caso da característica $I(V)$ a baixas voltagens da amostra de $n_a=4 \times 10^9/\text{cm}^2$ (vista em a), fica claro a aparição de um pico em torno de $V=90\text{mV}$ (em ambas as polarizações, positiva e negativa). A magnitude do pico associado as impurezas é de $\sim 0.3\mu\text{A}$ sendo este mais de uma ordem de magnitude menor que o pico de ressonância principal ($V \sim 180\text{mV}$, $I \sim 10\mu\text{A}$, $n_a=4 \times 10^9/\text{cm}^2$).

Figura 3.3: Características $I(V)$ a baixas voltagens das amostras não dopada (b) e dopada (a) intencionalmente no poço quântico (as mesmas apresentadas em 3.1 e 3.2).

Em trabalho anterior [7] foi mostrado que o pico visto em $V \sim 90\text{mV}$ aumenta com a concentração de dopantes de Silício incorporados no poço quântico. Como este não está presente nas amostras não dopadas na região ativa, fica claro que é uma consequência da presença de Si no poço quântico. O mecanismo para condução assistido por doadores, descrito anteriormente em [7], pode ser entendido da seguinte forma. A presença de doadores de Si no poço quântico leva a formação de estados localizados cuja energia está abaixo do contínuo (pico de ressonância principal). De acordo com cálculos de Greene e Bajaj [10], a energia de ligação do estado de doador no centro de um poço quântico de 9 nm é de 12.8meV. Esta energia pode chegar a 8.5meV se o doador estiver localizado na extremidade do poço quântico próximo as barreiras. Desde que o estado ligado está abaixo da energia do contínuo a voltagem requerida para o tunelamento assistido por doador ocorrer está abaixo da voltagem requerida para o pico de ressonância principal. A energia de ligação do primeiro estado de ressonância principal, para uma amostra com as configurações de barreira e poço quântico que utilizamos, pode ser calculada usando-se o método matriz de transferência. Para um poço quântico de largura 90Å e barreiras de altura 300meV (40% de Al) largura 56Å esta energia é 36meV [11]. A referência [7] apresenta resultados que mostram que tal pico na posição de 90mV está a 12meV abaixo do primeiro estado ligado.

O número de sítios onde os átomos de silício podem se localizar no GaAs é dado pelo número de Avogadro $N_{\text{GaAs}} = 4 \times 10^{22}$ átomos/cm³. Espera-se então uma quantidade de 2×10^{22} sítios de Ga/cm³ disponíveis aos átomos de Si no poço quântico. Desta forma a densidade planar de sítios disponíveis é de $(N_{\text{GaAs}})^{2/3}$ resultando em 7.4×10^{14} /cm². Este valor é muito superior as densidades de dopantes n_a (4.8×10^9 /cm²) utilizadas neste trabalho. Se assumirmos uma distribuição uniforme de impurezas no plano dopado (na concentração n_a utilizada) espera-se uma separação média entre elas $\sim 1600\text{Å}$ muito maior que o raio de Bohr ($\sim 100\text{Å}$). Obviamente esta distribuição organizada de impurezas é algo hipotético. De qualquer forma pela diferença entre a separação média das impurezas e o raio de Bohr fica claro que a grande maioria das impurezas podem ser consideradas como doadores isolados.

Trabalhos recentes, em amostras de área lateral $100\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$, mostram a influência da dopagem intencional de Si na formação do pico associado a um doador [7]. É importante dizer que este estudo foi realizado somente em amostras consideradas macroscópicas (largura lateral $100\mu\text{m}$) onde foi observado a influência do coletivo de impurezas na característica $I(V)$. Estes trabalhos mostram a dependência da amplitude do pico, gerado pelo tunelamento via estados de impurezas isoladas, com a dopagem de Si (n_a) e tamanho da camada de

espaçamento (s). Fica claro pelo trabalho citado na referência [7] que para se obter uma minimização do pico associado a presença de Si (ou seja uma minimização da presença de Si no poço quântico) no caso das estruturas similares a que utilizamos neste trabalho é necessário a utilização de uma camada de espaçamento s da ordem de $\sim 200\text{\AA}$. Esta camada de espaçamento é importante para evitar a migração de Si da região dopada para a região ativa do dispositivo (poço quântico). A quantidade de átomos que migram aumenta exponencialmente com a diminuição da camada de espaçamento s . Apesar da importância deste resultado, camadas de espaçamento s tão pequenas quanto $50\text{\AA}$ tem sido utilizadas em DTR por outros autores [1,2,4]. Estes observam uma série de estruturas abaixo do pico de ressonância principal (em dispositivos de dimensões submicron) cuja origem tem sido atribuída a efeitos como coulomb blockade ou observação de quantização lateral. Como será visto na próxima seção, a presença de Si no poço quântico gera estruturas muito parecidas com aquelas observadas por esses autores.

3.2.2) Tunelamento assistido por estado relacionado a impureza

Como visto anteriormente através da característica $I(V)$ de nossas amostras, a introdução de impurezas em um poço quântico de largura 9nm , origina estados em torno de 12meV abaixo do nível de ressonância principal. No caso de um poço quântico de 9nm de largura, origina-se um pico largo em torno de $V=90\text{mV}$ que é devido ao tunelamento de muitos elétrons do emissor para vários estados de impurezas isoladas.

A figura 3.4 mostra $I(V)$ em região de baixas voltagens ($T=4.2\text{K}$) de um dispositivo de $6\mu\text{m}$ de largura lateral onde foi incorporada uma camada dopante de $n_a=2\times 10^9/\text{cm}^2$ (proveniente do crescimento NU609). Como pode ser visto a curva original (não ampliada) mostra em torno de 75mV um pico (obviamente não tão grande quanto o das amostras de $n_a=4\times 10^9/\text{cm}^2$) que é associado ao tunelamento do emissor para estados ligados a 1 doador no poço quântico. Como a posição de cada doador varia dentro do poço quântico (devido a migração durante o crescimento) o pico associado ao tunelamento de 1 doador é também alargado pela variação da energia de ligação com a posição de cada doador dentro do poço quântico [10]. Na mesma figura, quando a escala é expandida em 500 vezes é possível a observação de estruturas numa posição abaixo em voltagem daquela esperada para o pico associado ao tunelamento por doadores isolados. Pode-se ver, a uma voltagem relativamente baixa em ambas as polarizações, que a corrente é zero até atingir-se o valor de $V\sim\pm 30\text{mV}$ quando esta sofre um aumento brusco, mostrando estruturas da ordem de $\sim 100\text{pA}$ de amplitude.

Figura 3.4: Amplificação da característica $I(V)$ (região de baixas voltagens, polaridades positiva e negativa) de uma amostra de largura lateral $6\mu\text{m}$ e dopada intencionalmente com Si no centro do poço quântico (proveniente do crescimento NU609).

Diferentemente do pico de ressonância principal e do pico relacionado a tunelamento via estado ligado a 1 impureza (posição esperada para 1 doador), podemos ver pela figura 3.4 que essas estruturas são extremamente assimétricas quando comparadas as polarizações positiva e negativa. Além disso, apesar de ser possível a observação de diversos picos a baixas voltagens (voltagens inferiores a posição esperada para picos de doadores isolados) nos dispositivos com doadores incorporados no poço quântico, essas estruturas diferem de mesas para mesa, sendo observadas em todas as amostras intencionalmente dopadas utilizadas neste trabalho.

Figura 3.5: Característica $I(V)$ de uma amostra dopada intencionalmente com Si no poço quântico mostrando também uma estrutura a baixas voltagens (proveniente do crescimento NU675).

A figura 3.5 mostra a característica $I(V)$ de um dispositivo dopado intencionalmente com Si (NU675) de largura lateral $7\mu\text{m}$, onde são observadas estruturas na curva $I(V)$ (a 4.2K) em posição de voltagem abaixo daquela para o tunelamento via estado de 1 impureza ($\sim 110\text{mV}$ neste caso). Como pode ser visto pela figura 3.5 a corrente é praticamente zero ($\sim 0.5\text{pA}$ que é devida ao nível de ruído) até atingir-se a voltagem de $\sim 60\text{mV}$ quando ocorre um aumento da corrente originando um pico de magnitude $\sim 100\text{pA}$. Mais uma vez é importante salientar que essa estrutura é única em termos de formato e posição em voltagem mesmo quando comparamos dispositivos de mesmo tamanho e que provem do mesmo substrato crescido.

As afirmações acima ficam mais claras quando mostradas algumas características $I(V)$ de dispositivos que provem do mesmo crescimento. Como pode ser visto pelas figuras 3.6 e 3.7, as características $I(V)$ (chamadas de a,b,c,d,e e f, espaçadas em corrente para facilitar a visualização) de 6 amostras de $7\mu\text{m}$ de largura lateral e provenientes do crescimento NU674 ($n_a = 4 \times 10^9/\text{cm}^2$) mostram invariavelmente estruturas a baixas voltagens ($V < 45\text{mV}$). Percebe-se também pelas figuras que as estruturas a mais baixas voltagens (próximas de zero inclusive) tem uma magnitude pequena, comparáveis aos 100pA observados nas amostras

apresentadas anteriormente. É importante lembrar que para as amostras dopadas existe um pico de magnitude considerável na posição $V \sim 90\text{mV}$ como já visto anteriormente.

Figura 3.6 e Figura 3.7: Características $I(V)$ de 6 amostras provenientes do crescimento NU674 (largura lateral $7\mu\text{m}$). O espaçamento em corrente serve para facilitar a visualização.

Um resultado importante é a observação de diferenças com relação a posição e distribuição das estruturas a mais baixas voltagens nas características $I(V)$ destes dispositivos. Note que apesar dos dispositivos mostrados nas figuras 3.6 e 3.7 virem do mesmo substrato crescido, e terem a mesma largura lateral, o número de estruturas observadas e sua posição em voltagem difere de dispositivo para dispositivo. Esta característica é similar a aquelas observadas nos chamados sistemas mesoscópicos, onde dispositivos nominalmente iguais apresentam características diferentes quando observados. Desta forma o sistema estudado neste trabalho se assemelha neste aspecto aos chamados sistemas mesoscópicos. Nas seções posteriores apresentaremos mais resultados experimentais das amostras estudadas e ficará claro que seria estranho se não observássemos esta característica na curva $I(V)$ destes dispositivos. Repare que esta característica mesoscópica não é observada quando analisado o pico associado ao tunelamento de 1 doador em amostras dopadas e área lateral grande ($100\mu\text{m}$) no trabalho descrito na [7].

Mesmo dispositivos onde o poço quântico não foi intencionalmente dopado, como é o caso das amostras providas do crescimento NU672, mostram algumas estruturas. A diferença destas com relação a aquelas observadas nas amostras dopadas é que as estruturas nas amostras não dopadas localizam-se em uma posição de voltagem bem mais alta. Como pode ser visto na figura 3.8 (em a,b e c, espaçadas em corrente para melhor visualização) as 3 amostras de $7\mu\text{m}$ de largura lateral (provenientes do crescimento NU672) tem um nível de corrente igual ao nível de ruído ($<0.5\text{pA}$) até a voltagem atingir a posição que é aquela esperada para um estado ligado a 1 impureza ($V\sim 90\text{mV}$). Repare que no caso das amostras dopadas a característica $I(V)$ mostra estruturas desde uma voltagem bem próxima de zero, fazendo a corrente aumentar para voltagens bem mais próximas de zero. Repare também que mesmo no caso das estruturas observadas a altas voltagens, mostradas na figura 3.8, a posição em voltagem e o número destas difere de amostra para amostras que provem de um mesmo substrato crescido. É importante lembrar que a presença do pico de ressonância principal faz a corrente aumentar em torno de $V=100\text{mV}$ (ver figura 3.3).

Figura 3.8: Características $I(V)$ de 3 amostras provenientes do crescimento NU672 (largura lateral $7\mu\text{m}$). Novamente os resultados são apresentados espaçados em corrente para facilitar a visualização.

Para melhor ilustrar a presença de estruturas em posição de baixa voltagem e a assimetria na curva $I(V)$ é apresentada a figura 3.9. Nesta é mostrada a característica $I(V)$ (à $T=0.3\text{K}$) de uma amostra intencionalmente dopada com Si no

poço quântico (proveniente do crescimento NU674, $n_a=4 \times 10^9/\text{cm}^2$). Pode-se ver claramente uma série de estruturas certamente advindas da presença de Si no interior do poço quântico (repare na semelhança deste resultado a aqueles atribuídos a Coulomb Blockade [ref.2,3,4]). Tais estruturas estão presentes a voltagens bem próximas de zero, como pode ser visto no detalhe da ampliação no interior da figura. Esta posição em voltagem praticamente zero está diretamente relacionada a posição de energia de $\sim 35\text{meV}$ abaixo do pico de ressonância principal. Tais estruturas estão bem abaixo do que se esperaria para um estado relacionado a uma impureza isolada (12meV abaixo do contínuo). Além disso é importante também salientar a clara assimetria das estruturas quando comparadas as voltagens positiva e negativa. Essas diferenças discutiremos em maiores detalhes nas seções posteriores.

Figura 3.9: Característica $I(V)$ (a $T=0.3\text{K}$) nas polarizações positiva e negativa, de um dispositivo proveniente do crescimento NU674 (largura lateral $7\mu\text{m}$). Repare na figura interior, mostrando uma amplificação em baixas voltagens, a existência de estruturas em voltagens próximas de zero.

Os resultados experimentais básicos são os mesmos para todos os dispositivos. Primeiro em um dispositivo de uma dada área lateral, o número de estruturas na característica $I(V)$ aumenta com a concentração de doadores incorporados no poço quântico (n_a). Segundo, para dispositivos de mesma concentração de dopantes n_a são observadas um maior número de estruturas naqueles de largura lateral maiores. Isto é esperado se identificarmos a estrutura a um estado localizado particular no interior do poço quântico, vindo da presença de Si. Terceiro, a posição em voltagem na qual as estruturas relacionadas as impurezas aparecem é cada vez mais baixa quanto maior a concentração de impurezas n_a utilizada. Note que esse comportamento é diferente daquele observado no trabalho [7] para o caso do pico associado ao tunelamento por doadores isolados. Naquele caso a amplitude do pico aumenta enquanto a posição do pico fica inalterada.

As afirmações acima estão mostradas nas figuras 3.10, 3.11, e 3.12. A figura 3.10 apresenta a característica $I(V)$ para duas amostras intencionalmente dopadas, $n_a=4 \times 10^9/\text{cm}^2$, provenientes do mesmo substrato crescido mas com larguras laterais diferentes (7 e $12\mu\text{m}$ de largura lateral). Repare que ambas as amostras mostram o surgimento de estruturas a baixas voltagens mas a de área lateral maior (a) mostra uma corrente maior, para uma determinada voltagem, devida a presença de uma quantidade maior destas estruturas a baixas voltagens.

Figura 3.10: Característica $I(V)$ de dois dispositivos provenientes do mesmo crescimento. A diferença é apenas na largura lateral (a- $12\mu\text{m}$, b- $7\mu\text{m}$).

Em 3.11 é mostrado $I(V)$ ($T=0.3K$, para a voltagem positiva) de 3 dispositivos com $12\mu m$ de largura lateral e concentrações de doadores n_d de a) 0 ; b) $4 \times 10^{13}/m^2$; c) $8 \times 10^{13}/m^2$ (provenientes dos crescimentos NU672, NU674 e NU673 respectivamente). Repare que todas as estruturas são qualitativamente similares aquelas observadas para os dispositivos apresentados anteriormente existindo claramente um decréscimo do número de estruturas a mais baixas voltagens quando o número de doadores introduzido no poço quântico é reduzido. Mais uma vez as estruturas a baixas voltagens estão mais presentes quanto maior a dopagem. A estrutura mostrada na figura 3.11 c) (amostra não dopada) é de grande interesse. Apesar da amostra ser nominalmente não dopada, além das estruturas observadas em posições de alta voltagem (que estão sempre presentes mesmo nas amostras com $n_d=0$) existe uma estrutura isolada a baixa voltagem que é de grande utilidade neste trabalho. A figura 3.12 apresenta a característica $I(V)$ vista em 3.11 c) em maior detalhe. No interior da figura é mostrada a amplificação da estrutura isolada a mais baixa voltagem. O detalhe mostrado no interior da figura 3.12 apresenta uma estrutura de aproximadamente 4mV de largura sendo a magnitude do pico mais acentuado da ordem de 150pA. Note que neste caso não só o primeiro crescimento da corrente tem uma subida brusca como também a parte posterior da estrutura tem uma queda brusca na corrente. Veja também que de 30mV até próximo a 70mV a corrente através do dispositivo é praticamente zero.

Figura 3.11: Característica $I(V)$ de três amostras dopadas diferentemente com Silício no poço quântico. a) $8 \times 10^{13}/cm^2$, b) $4 \times 10^{13}/cm^2$, c) 0 (não dopado).

Figura 3.12: Característica $I(V)$ do dispositivo mostrado em 3.11 c). No interior da figura é destacada a estrutura isolada a mais baixa voltagem.

A figura 3.13 mostra $I(V)$ (à $T=0.3K$) para dois dispositivos de $100\mu m$ de dimensão lateral, um tamanho considerado macroscópico, com concentrações a) $4 \times 10^{13}/m^2$ e b) 0 (provenientes dos crescimentos NU672 e NU674 respectivamente). Novamente o efeito de doadores é claro para o dispositivo de área lateral grande. Note que neste caso mesmo a amostra não dopada intencionalmente com Si apresenta uma série de estruturas a baixas voltagens similares as estruturas nos dispositivos dopados intencionalmente no poço quântico e com áreas laterais menores. Se compararmos as amostras não dopadas de largura lateral $100\mu m$ e $12\mu m$ mostradas nas figuras 3.11 e 3.12 fica claro novamente que quanto maior a área lateral maior a incidência desta estruturas. Mais adiante será mostrado que não é surpreendente a presença de impurezas de Si nas amostras não dopadas de áreas laterais grandes. Repare também que a amostra mostrada em 3.13 a) tem tantas estruturas que a corrente cresce a baixas voltagens chegando a ser muito alta, se comparada com os dispositivos de outras dimensões ($7, 12\mu m$).

Figura 3.13: Característica $I(V)$ de dois dispositivos de largura lateral $100\mu\text{m}$. A curva a) corresponde a uma amostra dopada com $4 \times 10^9/\text{cm}^2$ no interior do poço quântico (crescimento NU674) sendo que a curva b) corresponde a característica de uma amostra não dopada intencionalmente com Silício no poço quântico ($n_d = 0$, crescimento NU672)

Nos dispositivos de tunelamento ressonante corrente flui quando elétrons no emissor encontram estados disponíveis dentro do poço quântico. A dependência do número de estruturas, observadas na curva $I(V)$ a baixas voltagens, com a dopagem intencional de Si e área lateral do dispositivo não deixa dúvidas que estas são relacionadas a presença de Si no interior do poço quântico. Desta forma, a partir de então, as estruturas a baixas voltagens relacionadas aos dopantes de Si serão referidas neste trabalho como estados relacionados a impurezas (no caso Silício).

3.3) O EFEITO DA TEMPERATURA NA CARACTERÍSTICA $I(V)$ DOS ESTADOS RELACIONADOS A IMPUREZAS.

A característica $I(V)$, a diferentes temperaturas, é muito importante para a compreensão das estruturas na curva $I(V)$, geradas pelos estados relacionados as impurezas. Como pode ser visto pela figura 3.15, no caso de uma amostra proveniente do crescimento NU675, os picos relacionados as impurezas, tanto a baixas voltagens como em voltagens mais altas mostram invariavelmente um comportamento similar com a temperatura. Várias observações podem ser feitas com relação a esta figura. Primeiramente note como alguns estados são observados somente a temperaturas mais baixas. Como discutido anteriormente, isto é devido a proximidade desses com o início do pico de ressonância principal, que nesta amostra está em torno de 200mV . Numa mesma posição em voltagem anterior ao pico de ressonância principal, a corrente através do estado de ressonância principal é tão maior quanto maior a temperatura [12].

Figura 3.15: Característica $I(V)$ a diferentes temperaturas de um dispositivo proveniente do crescimento NU675. A largura lateral deste dispositivo é de $7\mu\text{m}$. Repare que a corrente no início de cada estrutura ($V \sim 63, 110, 118\text{mV}$) é tão acentuada quanto menor a temperatura da amostra.

Certamente um dos pontos mais importantes deste trabalho já pode ser claramente observado também na figura 3.15. Este diz respeito ao aumento acentuado da corrente dos estados relacionados as impurezas com o inverso da temperatura. As curvas, a mais baixas temperaturas principalmente, mostram a presença de pelo menos 3 estados, em posição de voltagens $V \sim 63, 110, 118 mV$, que podem ser identificados pelo cruzamento das curvas a temperaturas diferentes. Note pela figura 3.16, que mostra uma amplificação da região em torno de $63 mV$, que anteriormente a cada pico relacionado a um estado de impureza (em torno de $V = 62.5 mV$ por exemplo), a corrente é tão maior quanto maior a temperatura da amostra, sugerindo um tunelamento ativado termicamente para estes estados. Repare também que o aumento da corrente na posição $V = 63 mV$ é tão acentuado quanto menor é a temperatura da amostra (ou seja dI/dV aumenta com a redução da temperatura), mostrando-se extremamente acentuada para $T = 0.08 K$.

Figura 3.16: Detalhe da característica $I(V)$ a diferentes temperaturas da estrutura a mais baixas voltagens mostrada na figura anterior.

A figura 3.17 apresenta a amostra já vista anteriormente, onde é ampliada a região de baixas voltagens (polarização reversa). A estrutura, que começa a ser observada em torno de $-30.5 mV$, é apresentada a 3 temperaturas diferentes. A despeito do fato que as oscilações em corrente vistas na região de voltagem mais alta, entre $V = -32 mV$ à $V = -45 mV$, não apresentaram mudanças com a

temperatura, mais uma vez a corrente no início da estrutura é tão acentuada quanto menor a temperatura. A figura 3.18 apresenta uma ampliação da região de aumento da corrente, em torno de $V = -31\text{mV}$, para várias temperaturas diferentes. Como pode ser visto, uma pequena variação da temperatura muda significativamente a agudez da corrente próxima do início da estrutura (dI/dV). Note que mesmo para temperaturas tão baixas como 70mK dI/dV mostra-se ainda como dependente da temperatura.

Figura 3.17 Característica $I(V)$ mostrando a estrutura a baixas voltagens mostrada inicialmente na figura 3.4 em diferentes temperaturas.

Figura 3.18 e Figura 3.19: Características $I(V)$ e $\ln I(V)$ para a estrutura mostrada na figura anterior.

Para melhor entendimento do processo responsável por esse comportamento com a temperatura, é apresentada a figura 3.19 onde mostramos algumas curvas a temperaturas diferentes de $\ln I(V)$ na região próxima de $V = -31\text{mV}$. Fica claro pela figura 3.19 que o comportamento da corrente como função da voltagem na região de crescimento inicial da corrente é exponencial pois obtemos linha retas para as diferentes temperaturas. Estas retas são tão inclinadas quanto menor a temperatura. A figura 3.20 apresenta um gráfico de $d\ln I/dV \times 1/T$ para as características $I(V)$ mostradas em 3.19 para temperaturas diferentes.

Figura 3.20: Dependência da inclinação de $(\ln I) \times (V)$ para as diversas curvas a temperaturas diferentes.

Na figura 3.20 a linha sólida corresponde ao melhor ajuste dos pontos adquiridos representando a seguinte equação:

$$I = I_0 \exp\left(\frac{-\alpha e(V - V_0)}{K_b T}\right) \tag{3.1}$$

K_b (constante de Boltzman)
 e (carga eletrônica)
 $\alpha = 0.29$.

Onde $V - V_0$ é a medida da voltagem relativa a posição V_0 que para $T=0$ é de $\sim 31\text{mV}$. Esta posição pode ser determinada pelo ponto onde as curvas a várias temperaturas diferentes se cruzam (ver figura 3.18). As constantes K_b e e correspondem a constante de Boltzman e a carga do elétron respectivamente. A constante α descreve a relação entre a diferença de energia e de voltagem aplicada próximo do aumento inicial da corrente visto em $V \sim 30\text{mV}$. Desta forma a constante α permite avaliar o quanto de energia é ganho pelos elétrons no emissor (com relação aos estados ligados no poço) para uma dada voltagem aplicada. Para a amostra analisada em 3.17 o valor de α encontrado foi de 0.29 ± 0.05 .

A estrutura de baixa voltagem já vista na figura 3.12 é também apresentada na figura 3.21, 3.22 e 3.23. Repare na dependência de dI/dV com a temperatura, mostrando um comportamento similar a aquele da amostra mostrada anteriormente. Os resultados de $d \ln I / dV \times 1/T$ para essa amostra é apresentado na figura 3.24.

Figura 3.21: Detalhe da estrutura a baixas voltagens (já vista na figura 3.12) a diferentes temperaturas.

Figura 3.22 e Figura 3.23: Características $I(V)$ e $\ln I(V)$ para a estrutura mostrada na figura anterior.

Figura 3.24: Dependência da inclinação de $\ln I(V)$ para as curvas a diversas temperaturas diferentes.

A equação (3.1) implica que a agudez da curva $I(V)$ (ou seja dI/dV) é limitada somente pela excitação térmica dos elétrons no emissor, mostrando que estes elétrons estão em equilíbrio térmico com o banho de calor. Apesar das

estruturas serem qualitativamente diferentes, em dispositivos diferentes, a dependência da agudez da curva $I(V)$ (dI/dV) com o inverso da temperatura é uma propriedade geral, mostrando-se presente em todos os dispositivos estudados, inclusive nas estruturas observadas nas amostras de controle (onde $n_a=0$) em posição de voltagem $V=90\text{mV}$. Para todas as amostras, onde estados relacionados a impurezas podem ser observados, fica claro o comportamento com a temperatura dessas estruturas. Para todas as amostras estudadas os resultados são sempre os mesmos sendo o processo de crescimento da corrente das estruturas extremamente dependente da temperatura. A curva $I(V)$ apresenta ativações para os estados relacionados a impurezas tão agudos quanto menor for a temperatura da amostra. A figura 3.24 gráfica para o resultado mostrado em 3.22, $d\ln I/dV \times 1/T$ confirmando a característica que corresponde a relação (3.1).

A figura 3.25 compara o resultado experimental (tracejado) (já visto na figura 3.20) com a curva teórica (linha sólida) $I = I_0 * f(V)$, onde $f(V) = \{1 + \exp[\frac{\alpha e(V - V_0)}{KT}]\}^{-1}$. (Note que este resultado é igual ao resultado apresentado na expressão 3.1 quando $e(V - V_0) \gg KT$). Neste caso os valores utilizados na curva sólida α , I_0 , T , e V_0 são respectivamente 0.25, 86pA, 0.3K e 0.0166V. Note que os valores teóricos utilizados para α , T , e V_0 coincidem com os valores experimentais utilizados e determinados nas medidas realizadas para esta amostra. Pode-se ver pela figura 3.25 que a função teórica em linha sólida corresponde ao resultado experimental na região de aumento da corrente a mais baixas voltagens. A função traçada alinha-se também com a curva experimental na região da estrutura para as voltagens mais altas (em torno de $V \sim 0.021\text{V}$).

É importante salientar que o valor de corrente I_0 utilizado na linha sólida é menor do que o valor da corrente de pico da estrutura $\sim 150\text{pA}$. No próximo capítulo será mostrado que na verdade a baixas temperaturas deve-se considerar o efeito de interação elétron tunelante-gás bidimensional para a compreensão da característica $I(V)$ a baixas voltagens (repare a similaridade com figura 1, referência [13]). Por enquanto o fato importante derivado da figura 3.25 é que a função de Fermi coincide com a forma da curva obtida em $I(V)$ na região de aumento da corrente no início da estrutura.

O valor da constante α , para uma série de amostras de largura lateral de 7 e $12\mu\text{m}$ onde estruturas relacionadas a impurezas podem ser vista em posição isolada, foi determinado. Os resultados obtidos podem ser vistos na figura 3.26. Observe que os valores de α obtidos para 10 amostras diferentes esta ao redor de 0.25.

Figura 3.25: Comparação da curva experimental (tracejada) $I(V)$ com a curva teórica $I=I_0 \cdot f(V)$ (sólida), onde $f(V)$ é a função de Fermi.

Figura 3.26: Medida da constante α (fator de conversão voltagem para energia adquirida pelos elétrons no emissor) para várias amostras onde estruturas relacionadas a impurezas isoladas puderam ser observadas.

A constante α é uma característica da distribuição de voltagem através do dispositivo, e relaciona a voltagem aplicada com a diferença de energia entre a camada de acumulação e o canal de condução no poço quântico. Para as amostras analisadas é possível observar que a corrente de tunelamento é ainda termicamente ativada a 70mK e um comportamento similar foi confirmado nos dispositivos onde o número de doadores que está presente é grande. A dependência da agudez da corrente de tunelamento (dada pela equação 3.1) mostra que este é entre um nível de Fermi do emissor e um estado no poço quântico que tem uma energia bem abaixo do estado de ressonância principal. O valor de α permite converter-se as voltagens através do dispositivo para diferenças em energia entre ε_F (nível de Fermi) e o estado localizado relacionado a impureza. A energia de ligação do primeiro estado de ressonância principal pode ser calculada pelo método Matriz de Transferência [9] sendo este valor $\sim 35\text{meV}$ para o caso das amostras utilizadas neste trabalho. Como o valor da energia adquirida pelo emissor bidimensional (para uma voltagem aplicada) pode ser inferida através de $\alpha \sim 0.25$, subtraindo-se a energia adquirida pelo emissor pela energia do estado ligado acha-se o quanto abaixo do estado ligado está o estado relacionado a impureza. Desta forma para o caso específico da estrutura vista em 3.21 é possível estimar que a energia de ligação de um estado localizado na posição de $V \sim 20\text{mV}$ corresponde a $\sim 30\text{meV}$ abaixo do primeiro estado de ressonância principal assegurando que a energia dos estados relacionados a impurezas a tão baixas voltagens é mais profunda que a de uma impureza isolada localizada a $\sim 12\text{meV}$ abaixo do estado de ressonância principal.

3.4) ESTIMATIVA DO NÍVEL DE FERMÍ DO EMISSOR BIDIMENSIONAL DAS AMOSTRAS ESTUDADAS

Os resultados apresentados nas seções anteriores mostram que as estruturas observadas a baixas voltagens estão relacionadas as impurezas e que certamente os elétrons no emissor estão em equilíbrio térmico com o banho de temperatura, pois é possível observar o perfil da função de Fermi na características $I(V)$ a temperaturas mais baixas utilizadas.

Para a compreensão ainda melhor da característica $I(V)$ observada é importante lembrar o modelo eletrostático, desenvolvido no capítulo 1, para as amostras de DTR dupla barreira. Por esse modelo é possível estimar-se o valor do nível de Fermi no emissor (gás bidimensional de elétrons) das amostras de DTR uma vez conhecido os parâmetros de crescimento e voltagem aplicada.

Para as amostras utilizadas e os parâmetros de crescimento envolvidos na determinação da equação 1.17 do capítulo 1 a única diferença entre estas está na camada de espaçamento s (no caso da amostra NU609). Pode-se dizer que para as amostras utilizadas neste trabalho temos a seguinte expressão para o nível de Fermi como função da voltagem aplicada:

$$\varepsilon_F = \frac{h^2 \varepsilon V}{4m\pi e(2b + w + d)} \quad (3.2)$$

Aplicando-se a expressão (3.2), para o caso das estruturas vistas nas figuras 3.17 e 3.21, a energia de Fermi esperada, ou seja a largura do gás bidimensional de elétrons no emissor, para as voltagens aplicadas de $20mV$ e $32mV$ são de aproximadamente $1meV$ e $2.6meV$ respectivamente. Como para todas as amostras o valores de conversão de voltagem aplicada para energia ganha pelo emissor (neste trabalho chamado de α) é da ordem de 0.25 (no caso da amostra mostrada na figura 3.17, $\alpha=0.29$), vê-se que em ambos os casos a largura em voltagem das estruturas observadas correspondem ao que se espera da largura do gás bidimensional de elétrons em energia. Desta forma a largura da estrutura observada é simplesmente devida a contribuição do tunelamento de elétrons desde o nível de Fermi até a base do gás bidimensional de elétrons no emissor.

Aos poucos as características observadas a baixas voltagens estão sendo melhor entendidas. A dependência com a temperatura destas estruturas, como afirmado anteriormente, leva a compreensão ainda maior do emissor de elétrons mostrando que estes estão em equilíbrio térmico com o banho de temperatura

sendo possível a observação do alargamento produzido pela função de Fermi. A largura destas estruturas em voltagem mostra também que estas correspondem ao esperado para a largura do gás bidimensional de elétrons no emissor. É importante dizer neste ponto que as características vistas no interior das estruturas 3.17 e 3.21 serão melhores discutidas posteriormente.

A oscilação da corrente, como vista no interior da estrutura mostrada na figura 3.17, não é uma característica incomum. Como pode ser visto pela própria figura 3.17 a agudez destas oscilações não parece depender da temperatura levando a acreditar que estas não estão associadas a presença de estados no interior do poço quântico. Pela independência das oscilações com a temperatura acredita-se que estas estejam associadas a flutuações na densidade de estados do emissor.

3.5) TUNELAMENTO DO GÁS DE ELÉTRONS PARA ESTADOS 0D

As características $I(V)$, onde estados relacionados a impurezas podem ser observados isoladamente, são de grande importância neste trabalho. Em particular, a característica mostrada na figura 3.21 é de grande interesse. Neste caso embora a característica $I(V)$ é para um dispositivo não dopado, existe uma estrutura isolada que nós estimamos como sendo um estado localizado a $\sim 25\text{meV}$ abaixo do contínuo. Esta é uma característica comum mas não universal nos dispositivos não dopados. A maior parte desses dispositivos mostram nenhuma estrutura em $I(V)$ até se chegar perto do pico de ressonância principal, como mostrado na figura 3.8. Porém uma minoria ($\sim 10\%$ a 20%) dos dispositivos observados mostram uma estrutura isolada que é similar a figura 3.12 ambos em termos de formato e de dependência com a temperatura. Não existe nenhuma identificação firme das origens dessas estruturas. Não parecem estar associadas a presença de um doador isolado que esperaríamos encontrar no máximo a 12meV abaixo do contínuo (neste caso $V=90\text{mV}$). De qualquer forma pode-se afirmar que esses estados estão localizados numa escala de alguns nm e são discretos $0D$ devido a sua relação com a dopagem de Si.

Uma corrente típica de 85pA determina um tempo característico de tunelamento $\tau=2\text{ns}$, pois $I=e/\tau$. Este tempo de tunelamento, τ , corresponde a $0.3\mu\text{eV}$ para o alargamento de energia ($\Delta E \sim h/\tau$). Tal alargamento corresponde a 3mK em unidades de temperatura. A temperatura de 3mK é muito menor do que a menor temperatura utilizada em nossos experimentos (70mK). Desta forma concluímos que todos os alargamentos que nós observamos são somente devido a alargamento em temperatura sendo os efeitos devidos ao tempo de tunelamento finito não observáveis. Na verdade nenhuma saturação foi observada no processo de termoativação a mais baixas temperaturas. Um tempo característico de 2ns é consistente com o tempo para o elétron tunelar para fora do poço quântico (tempo de trânsito), estimado pela altura e largura da barreira do dispositivo (Ver relação 1.30 no capítulo 1 para dedução do tempo de transito de um elétron numa estrutura dupla barreira). Em suma, o tempo de tunelamento de 2ns para uma corrente típica de 85pA da estrutura indica que esta corrente é devida a passagem de 1 único elétron através dos estados localizados (pois $I=ne/\tau$, sendo que para $n=1$ $I=85\text{pA}$).

3.6) CONCLUSÕES E DISCUSSÕES. OBSERVAÇÃO DE TUNELAMENTO ATRAVÉS DE MOLECULAS DOADORAS.

Quando a precisão nas medidas permite a detecção da corrente gerada pela passagem de 1 único elétron, uma estrutura de dimensões pequenas pode ser observada na característica $I(V)$ dos Diodos de Tunelamento Ressonante. Os resultados experimentais apresentados nas seções anteriores mostram que em amostras intencionalmente dopadas com Silício na região ativa do dispositivo, e em voltagens abaixo do pico de ressonância principal (perto do começo da corrente de tunelamento) são observadas estruturas tais como as mostradas nas figura 3.9, fig.3.12 e diversas outras. Estruturas similares são vistas em todos os dispositivos, embora detalhes são únicos de 1 dispositivo particular, característica de um sistema mesoscópico. Tais estruturas ocorrem em ambas as direções de voltagens aplicadas sendo a sua forma exata diferente.

Todos os resultados apresentados anteriormente são de dispositivos onde a menor largura lateral utilizada é de $6\mu\text{m}$. Neste tamanho, não existe a possibilidade de confinamento lateral estar originando as estruturas observadas a baixas voltagens. Igualmente, a energia Coulombiana de carregamento para um único elétron, $e^2/2C$, onde C é a capacitância de um diodo planar de largura lateral $6\mu\text{m}$, é $\sim 100\text{meV}$. Isto significa que podemos também eliminar coulomb blockade como uma possível explicação para os efeitos observados. Apesar disso é importante dizer que nossas observações de estruturas a baixas voltagens são muito similares aquelas reportadas por outros autores que realizam experimentos em diodos submicrons atribuindo os efeitos a coulomb blockade.

Tendo em vista: a dependência do número de estruturas observadas com a dopagem intencional de silício e largura lateral do dispositivo; a magnitude típica das correntes das estruturas isoladas a mais baixas voltagens; a observação do perfil do nível de Fermi do emissor e a comparação da largura das estruturas com o nível de Fermi esperado para as baixas voltagens; chegamos a conclusão que tais características mostram a observação de tunelamento de 1 elétron e quantização nas 3 dimensões de experimentos de transporte em sistemas macroscópicos. Os estados 0D, longe de serem uma propriedade de apenas sistemas submicrons, estão presentes em todos os dispositivos de qualquer tamanho sendo possível o tunelamento para estes estados a uma determinada voltagem aplicada. É considerado que as estruturas adicionais são devidas ao tunelamento através de estados 0D, localizados no poço quântico dos DTR, com energias bem abaixo da mais baixa subbanda como mostrado pela figura 3.27. O número destes estados relacionados a impurezas pode ser controlado via dopagem intencional de Silício no poço quântico e dimensões laterais do dispositivo. Esta técnica é uma

alternativa a fabricação de pontos quânticos (quantum dots) produzindo estados 0D fortemente localizados.

Para as amostras, dopadas intencionalmente no poço quântico, as estruturas adicionais são mais numerosas e se estendem a valores de voltagem aplicadas mais baixas (ver figura 3.11 por exemplo). Em muitos, mas não todos os casos, os dispositivos não dopados no poço quântico possuem picos isolados tais como mostrado na figura 3.12, para $V \sim 20\text{mV}$.

Figura 3.27 Diagrama de Bandas mostrando o nível de 1 impureza isolada e os estados relacionados a impurezas abaixo do contínuo (nível de ressonância principal). A quantidade de estados relacionados a impurezas num dispositivo depende do número de impurezas presentes na região ativa, ou seja no poço quântico.

O estado localizado leva a uma energia bem abaixo do esperado para um doador isolado no poço quântico ($V \sim 12\text{meV}$ para um doador isolado no centro de um poço quântico de 9nm de largura). Um estado localizado deste tipo pode provir de um par de doadores próximos [14], o qual é estatisticamente possível numa mesa deste tamanho, devido a presença de uma dopagem não intencional de doadores no interior da câmara de crescimento. Naturalmente, a população de tais pares aumenta enormemente nos dispositivos dopados intencionalmente com Si.

Mesmo nas amostras não dopadas intencionalmente com Si deve haver a presença de impurezas de Si na região ativa do poço quântico devido a concentração residual de impurezas na câmara de crescimento ou até mesmo segregação do Silício vindo da região dopada dos contatos. O número de estados de Silício presentes na região ativa do dispositivo obviamente depende da sua largura lateral. É fácil calcular que para um dispositivo de área lateral $12\mu\text{m} \times 12\mu\text{m}$ e uma concentração residual de impurezas de Si da ordem de 1×10^{14} átomos/ cm^3 , o número de impurezas presentes em um poço quântico de 9nm é de aproximadamente 130. Neste momento é importante salientar que a densidade de dopante residual nas amostras crescidas em Nottingham que utilizamos foram medidas anteriormente [15] sendo o valor achado de concentração residual tipo n $1-5 \times 10^{14}$ doadores/ cm^3 . Utilizando-se destes valores de concentração residual de impurezas vê-se que um dispositivo de largura lateral $12\mu\text{m}$ pode ter da ordem de 500 átomos de silício num poço quântico de 90Å.

Assumindo uma dopagem residual de volume ao redor de 1×10^{14} átomos/ cm^3 , a densidade planar no poço seria menor do que 1×10^9 átomos/ cm^2 , mas correspondendo a uma separação média de $0.3\mu\text{m}$. Nesta separação os doadores podem ser considerados isolados. Porém, um par com separação de d num dispositivo de concentração incorporada de dopantes n_a e área lateral S pode ser esperado. Com tais concentrações residuais ($1-5 \times 10^{14}$ impurezas/ cm^3) em uma amostra de largura lateral $100\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$, o número de átomos de Si esperados num poço quântico de 9nm de largura, para a concentração de $1 \times 10^{14}/\text{cm}^2$ é de 9000!. Vê-se claramente pelos resultados apresentados na seção que a quantidade de estados relacionados as impurezas (estruturas na curva $I(V)$ a baixas voltagens) aumentam realmente com a largura lateral, ou seja aumenta com a área do dispositivo. Como visto anteriormente apenas 1 desses estados é suficiente para gerar uma estrutura na característica $I \times V$. Na média um doador nestas amostras pode ser considerado isolado desde que a separação média entre esses é 10 vezes maior do que o raio de Bohr. Isto está em acordo com a constância de picos associado a presença de 1 doador isolado nas amostras dopadas e não dopadas intencionalmente com Silício.

Desta forma as estruturas relacionadas a impurezas observadas são devidas ao tunelamento entre um estado bidimensional no emissor, possivelmente somente contendo alguns elétrons devido as baixas voltagens, e um estado localizado no poço quântico. A agudez da ativação é regida pela temperatura capaz de promover termicamente o tunelamento do nível de Fermi para o estado localizado no poço quântico. Isto é consistente com as observações experimentais. A largura de linha natural do estado pode ser muito pequena se limitada pelo tempo de permanência no poço quântico, que foi estimado por nós em 2ns .

Figura 3.28 Características $I(V)$ de quatro dispositivos diferentes. a) $n_a=0$, largura lateral $12\mu\text{m}$. b) $n_a=0$, largura lateral $100\mu\text{m}$. c) $n_a=4 \times 10^9/\text{cm}^2$, largura lateral $12\mu\text{m}$. d) $n_a=4 \times 10^9/\text{cm}^2$, largura lateral $100\mu\text{m}$. Fica claro a maior incidência de estados relacionados a impurezas para amostras mais dopadas e de área lateral maiores.

Para ilustrar melhor este ponto a figura 3.28 mostra a característica $I(V)$ de quatro dispositivos diferentes a baixas voltagens. Estruturas ressonantes são claramente observadas em todos os dispositivos, embora os detalhes são particulares de cada dispositivo. Para uma amostra não dopada, de área lateral pequena ($12\mu\text{m}$, mostrada em a), a corrente é costumeiramente zero ($< 0.1\text{Ap}$) até voltagens próximas a 90mV (onde sempre existem estruturas advindas de doadores isolados no poço quântico). Apesar disso, em alguns dispositivos, picos isolados podem aparecer a baixas voltagens, como mostrado na figura 3.12 em posição próxima 20mV . As estruturas extras se tornam mais intensivas para dispositivos de área lateral maiores e concentrações maiores de silício incorporados no poço quântico (b, c e d na figura). A dependência na área lateral e concentração de silício mostram que as estruturas observadas são relacionadas a presença de silício no poço quântico certamente. Além disso a aparição destas estruturas em voltagem ocorrem a voltagens mais próximas de zero quanto maior concentração de doadores e área lateral. A energia de ligação de tais impurezas, ou pares de impurezas, pode ser calculada através da posição em voltagem. Ressonâncias próximas de voltagem aplicada zero (como aquelas vistas na figura 3.9 por exemplo) são devidas a estados cuja energia de ligação está próxima de 35meV .

Tais energias de ligação são esperadas quando impurezas de Silício estão próximas numa distância da ordem do raio de Bohr. Os níveis profundos observados podem ser explicados por pares de doadores de silício situados próximos. Na figura 3.29 é apresentada a energia de ligação ε_b para o caso de um par e um arranjo triangular (triângulo isósceles) de doadores separados a uma distância d . A linha sólida representa ε_b de um par de doadores no caso 3D [16a] sendo que as curvas tracejadas são cálculos para doadores hidrogênio no caso 2D [16b] que provavelmente é uma aproximação melhor para o nosso caso onde os pares estão dentro de um poço quântico de 90 Å. Quando a separação entre os doadores diminui, a energia de ligação aumenta. No limite de separação zero, ε_b se aproxima o valor esperado de $z^2 \varepsilon_0$ onde z é o número de doadores no agrupamento e ε_0 é a energia de ligação de 1 doador isolado. Note que por esses resultados mesmo quando dois doadores estão separados a uma distância de a_B (raio de Bohr) a energia de ligação ε_b se torna 2 à 3 vezes maior que a energia de ligação de uma impureza isolada ε_0 .

Figura 3.29 Cálculo variacional mostrando a dependência da energia de ligação de 1 elétron a 1 par de átomos de Silício no GaAs como função da separação entre estes (em termos de raio de Bohr, $\sim 100\text{\AA}$). É apresentada também o cálculo da energia de ligação, em função da separação de três átomos de Silício numa configuração triangular. A linha sólida representa a energia de ligação para o caso de duas impurezas num poço quântico com dimensões $90\text{\AA}$. A linha tracejada é o cálculo para o caso de pares de impurezas no volume 3D.

Em um dispositivo de área $12\mu\text{m}$ quadrado, é estatisticamente provável achar um par de doadores em uma separação ao redor de $100\text{\AA}$. Esta separação é comparável ao raio de Bohr ($a_{2d}=10\text{nm}$ para um doador ideal no GaAs) sendo então um par teria uma energia de ligação maior do que um doador isolado.

Para um melhor compreensão do fenômeno responsável pelo surgimento de estruturas a baixas voltagens, suponhamos que uma área planar S é submetida a uma dopagem planar de impurezas n_a . Desta forma o número total de impurezas presentes na área S é $N=n_a*S$.

Figura 3.30 Desenho esquemático mostrando a incorporação de N impurezas separadas a uma distância maior do que d (raio de Bohr) em uma área planar S

A probabilidade de um segundo átomo (2) lançado sobre a área S estar fora de um diâmetro ao redor do átomo número 1 de d é dada por (ver figura 3.30):

$$P_2 = \left(1 - \frac{\pi d^2}{S}\right)$$

A probabilidade de três átomos incorporados na área S estarem separados por uma distância d ou maior seria então:

$$P_3 = \left(1 - \frac{\pi d^2}{S}\right) \left(1 - 2 \frac{\pi d^2}{S}\right).$$

Desta forma a probabilidade de N átomos inseridos na área planar S estarem separados por uma distância maior do que d é dada por:

$$P_N = \left(1 - \frac{\pi d^2}{S}\right) \left(1 - 2 \frac{\pi d^2}{S}\right) \dots \left(1 - (N-1) \frac{\pi d^2}{S}\right)$$

Bem, se definido $Z = \frac{-S}{\pi d^2}$ obtemos para P_N o seguinte valor;

$$P_N = \frac{(Z)_N}{Z^N}$$

Onde $(Z)_N$ é o símbolo de Pochhammer [17] $(Z)_N = (Z)(Z+1)\dots(Z+N-1)$, para valores de N inteiros. Como o resultado obtido descreve a probabilidade de nenhum par de N impurezas estar a uma distância d ou menor, a probabilidade de encontrar-se pelo menos 1 par de impurezas a uma distância d ou menor é dada por:

$$P = 1 - \frac{(Z)_N}{Z^N}. \quad (3.3)$$

A figura 3.31 apresenta os valores das probabilidades de haver pelo menos 1 par de impurezas separadas pela distância d ou menor. Tais probabilidades foram obtidas para os parâmetros S e n_a para cada caso das amostras apresentadas como a,b,c e d na figura 3.28. Para os dispositivos não dopados intencionalmente foi assumida uma concentração residual de 3×10^{14} átomos/cm². Note a similaridade da curva $I(V)$ esperada com a curva da probabilidade esperada de acharmos um par a uma determinada distância d . Na verdade estruturas a mais baixas voltagens na curva $I(V)$ dos DTR são simplesmente uma manifestação da probabilidade de acharmos um ou mais pares de Silício a uma distância d ou menor (obviamente tais probabilidades aumentam com a área e dopagem intencional do dispositivo). Tais distâncias quando comparáveis ao raio de Bohr podem produzir estados ligados em maiores energias de ligação, como mostrado na figura 3.29.

O pico isolado na curva (a) na figura 3.28 corresponde a uma energia de ligação de 30meV que sugere uma separação entre doadores de aproximadamente 5nm. A probabilidade de achar tal par de doadores numa mesa não dopada é de ~10%. Tal probabilidade está de acordo com o fato de que somente em algumas das dezenas de dispositivos de pequenas áreas medidos haviam tais estruturas

isoladas a tão baixas voltagens. Em contraste, para um dispositivo de $12\mu\text{m}$ com concentração de doadores $4 \times 10^9/\text{cm}^2$ e $100\mu\text{m}$ não dopados, a subida da corrente normalmente ocorre perto da voltagem zero (curvas b e c). Nestes dispositivos pode-se esperar que 1 par de doadores com uma separação menor do que 2nm ocorra, que produziria uma energia bem próxima de 35meV para um poço quântico de 10nm . Mesmo dois doadores separados por uma distância a_0 (raio de Bohr) podem levar ao surgimento de um estado 2.5-3 vezes mais fundo do que um doador isolado (veja figura 3.29)

Figura 3.31 Probabilidade de haver pelo menos 1 par de átomos de silício a uma separação d ou menor para os dispositivos cujas características $I(V)$ são mostradas na figura 3.28. Neste caso a,b,c e d se referem aos mesmos dispositivos chamados de a,b,c e d na figura 3.28.

A análise acima permite que seja descrita a observação das estruturas na característica $I(V)$ a baixas voltagens, em termos do tunelamento através de pares próximos de doadores. Para isso foi calculada a probabilidade de formação de tais pares como função da concentração de dopantes e área lateral do dispositivo. Cada estado profundo leva a geração de uma corrente de 1 único elétron (e/τ , τ = tempo de tunelamento) sendo desta forma a corrente total proporcional ao número de pares presentes com a energia de ligação em torno da voltagem aplicada.

Finalmente, para encerrar este capítulo, a figura 3.32 apresenta a curva característica $I(V)$ de um dispositivos de tripla barreira (dimensões laterais $100\mu\text{m}$). Como pode ser visto pela figura 3.33 são observadas, abaixo do primeiro estado ligado no poço quântico, estruturas muito similares a aquelas que observamos no caso dos DTR dupla barreira. Estes resultados são apresentados com o intuito de ilustrar que este tipo de observação não é somente inerente aos dispositivos de dupla barreira. Acredita-se que todos os dispositivos de tunelamento ressonante possuem estados relacionados a impurezas disponíveis devido a presença quase inevitável de impurezas.

Figura 3.32 e 3.33 Características $I(V)$ de uma amostra tripla barreira (dimensões laterais $100\mu\text{m}$) mostrando (em 3.32) três estados de ressonância principal. A figura 3.33 mostra uma amplificação da região de baixas voltagens (anterior ao primeiro pico de ressonância que se encontra na posição $\sim 200\text{mV}$). Note a presença de estruturas muito similares a que observamos no caso de DTR barreira dupla.

REFERÊNCIAS

- [1] M.A.Reed, J.N.Randall, R.J.Aggarwal, R.J.Matyti, T.M.Moore e A.E.Wetsel, *Phys.Rev.Lett.* **60**, 535 (1988).
- [2] B.Su, V.J.Goldman e J.E.Cunningham, *Science* **255**, 313 (1992).
- [3] M.W.Dellow, P.H.Beton, C.J.G.M.Langerak, T.J.Foster, P.C.Main, L.Eaves, M.Henini, S.P.Beaumont e C.D.W.Wilkinson, *Phys.Rev.Lett.* **68**, 1754 (1992).
- [4] M.Tewordt, L.Martin-Moreno, J.T.Nicholls, M.Pepper, M.J.Kelly, V.J.Law, D.A.Ritchie, J.E.F.Frost e G.A.C.Jones, *Phys.Rev.B* **45**, 14407 (1992).
- [5] P.Guéret, N.Blanc, R.Germann e H.Rothuisen, *Phys.Rev.Lett.* **68**, 1986 (1992).
- [6] S.Tarucha, T.Honda, T.Saku e Y.Tokura, *Surf.Sci.* (a ser publicado).
- [7] J.W.Sakai, T.M.Fromhold, P.H.Beton, M.Henini, L.Eaves, P.C.Main, F.W.Sheard e G.Hill, *Physica* **B184**, 241, (1993)
- [8] L.L. Chang, L.Esaki e R.Tsu “*Resonant Tunnelling in Semiconductor double barriers*”, *Appl.Phys.Lett.* **52**, 212 (1973)
- [9] G.A.Toombs e F.W.Sheard “*The background to resonant tunnelling theory*” published in *Electronic Properties of Multilayers and Low Dimensional Semiconductor Structures*” p257 (Plenum) ed. J.M.Chamberlain, L.Eaves e J.C.Portal, NATO ASI Series. (1990)
- [10] R.L.Greene e K.K.Bajaj, *Phys.Rev.Lett.* **16**, 797 (1985); *Phys.Rev.B* **31**, 913.
- [11] Ver tambem referência [9].
- [12] M.L.Leadbeater *Tese de PhD*. Universidade de Nottingham, Inglaterra.
- [13] K.A.Matveev, A.I.Larkin, *Phys.Rev.B* **46**, 15337 (1992)
- [14] K.K.Bajaj, J.R.Birch, L.Eaves, R.A.Hoult, R.F.Kirkman, P.E.Simmonds e R.A.Stradling, *J.Phys.C. Solid. State Phys.* **8**, 530 (1975).
- [15] M.B.Stanaway, R.T.Grimes, D.P.Halliday, J.M.Chamberlain, M.Henini, O.H.Hughes, M.Davies e G.Hill, *Proc. Int.Conf.Shallow Impurities in Semiconductors* (1988).

[16] a) K.K.Bajaj et al. *J.Phys.C* **8**, 530 (1975) b) W.Kohn e J.M.Luttinger, *Phys.Rev.* **98**, 915 (1955).

[17] G.Arffen, *Mathematical Methods for Physicists* 2nd ed. (1971).

Capítulo 4

Singularidade no nível de Fermi em Diodos de Tunelamento Ressonante

Neste capítulo são apresentados resultados correspondentes aos efeitos de interação da impureza no poço quântico com os elétrons no emissor bidimensional.

4.1) INTRODUÇÃO

Vários trabalhos recentes têm mostrado que a interação Coulombiana entre elétrons, ou entre elétrons e buracos, é a responsável pela observação de uma série de anomalias envolvendo o espectro de energia de metais e semicondutores próximo a energia de Fermi (ε_F) [1]. A absorção de raios X em metais mostra uma Singularidade no nível de Fermi (Fermi Edge Singularity) inicialmente conhecida como a singularidade Maham-Nozieres-Dominicis (MND) [2]. Mais recentemente, tem havido um grande interesse numa peculiaridade similar vista a baixas temperaturas no espectro de absorção óptica (Fotoluminescência) de estruturas semicondutoras contendo gases de elétrons bidimensionais [3].

A corrente num sistema de tunelamento pode também ser influenciada por interações elétron-elétron e um grande número de mecanismos que levariam a singularidades próximas de ε_F tem sido propostos [4]. Nos últimos anos, tem-se sugerido que o tunelamento através de um ponto quântico (quantum dot) seria uma nova “ferramenta” para o estudo de tais interações. Foi prevista teoricamente singularidades no nível de Fermi usando modelos envolvendo repulsão de elétrons com diferentes spins (ressonância de Kondo) [5,6] ou a interação entre o elétron

tunelante e o gás bidimensional no contato [7]. Embora um grande número de efeitos tem sido observados em semicondutores de dimensões laterais submicrons [8], nenhuma evidência de singularidade de nível de Fermi foi reportada até a realização do trabalho que é descrito neste capítulo.

Neste capítulo é mostrada a observação de uma singularidade no nível de Fermi em Diodos de tunelamento ressonante. Nestes dispositivos os elétrons tunelam de um gás bidimensional no emissor para um estado fortemente localizado 0D. Para investigar o processo de tunelamento 2D-0D é enfatizado que no capítulo anterior foi mostrado que nosso sistema consiste numa série de estados 0D, relacionados as impurezas. A voltagens apropriadas é possível observar tunelamento de elétrons para os estados 0D apesar dos dispositivos analisados terem larguras laterais bem maiores do que $1\mu\text{m}$.

4.2) APRESENTAÇÃO DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS

A figura 4.5 mostra um diagrama esquemático de banda de energia para os dispositivos utilizados neste trabalho a uma determinada voltagem aplicada. Nestes dispositivos é conhecido que corrente flui quando a energia dos elétrons no emissor 2DEG está em ressonância com um estado no poço quântico [9]. No interior da figura 4.1 mostra-se o pico de ressonância principal devido a mais baixa subbanda no poço quântico. O grande valor da razão corrente pico-vale, indica a alta qualidade destas estruturas. Para voltagens abaixo do pico de ressonância principal foram encontradas uma série de estruturas adicionais como mostradas na figura 4.1 ($V > 70\text{mV}$) para amostras não intencionalmente dopadas. Estruturas similares foram vistas em todos os dispositivos, embora os detalhes são únicos de um dispositivo particular. Nos dispositivos onde o poço quântico foi dopado intencionalmente com Si, um número maior destas estruturas são encontradas a mais baixas voltagens (como pode ser visto pela figura 4.2). Em muitos dispositivos não intencionalmente dopados pode-se achar estruturas isoladas a baixas voltagens, como mostrada na figura 4.1 para $V \sim 20\text{mV}$. Nós mostramos no capítulo anterior que estas estruturas adicionais são devidas ao tunelamento através de estados 0D situados no poço quântico em posição de energia abaixo do primeiro estado de ressonância principal, como mostrado esquematicamente na figura 4.5. Tais estados estão relacionados a presença de pares de impurezas separadas por uma distância d da ordem do raio de Bohr ($\sim 100\text{\AA}$) ou menor.

Figura 4.1 e 4.2 Diagrama $I(V)$ mostrando estruturas relacionadas as impurezas a baixas voltagens. A figura 4.1 corresponde a característica de uma amostras não dopada intencionalmente no poço quântico. A figura 4.2 apresenta a característica $I(V)$ para o caso de uma amostra com as mesmas características de crescimento da figura 4.1 diferindo somente pela dopagem intencional de Silício no poço quântico ($4 \times 10^9/\text{cm}^2$). Pode-se ver também em ambas as figuras detalhe mostrando os picos de ressonância principal (em ambas as polarizações).

Dois exemplos de estruturas relacionadas a impurezas razoavelmente isoladas são apresentadas nas figura 4.3 e 4.4. Na figura 4.3 é mostrada em maiores detalhes o pico isolado já visto na figura 4.1 sendo que na figura 4.4 é apresentada a característica $I(V)$ uma amostra dopada $2 \times 10^9/\text{cm}^2$. Um comportamento inesperado acontece quando a temperatura da amostra é reduzida. Este é o aumento da corrente de tunelamento perto do início da estrutura, ou seja onde se localiza o nível de Fermi. Note que cada uma das estruturas mostradas na figura 4.1 é acompanhada de tal aumento da corrente de tunelamento perto do *threshold*, quando a energia de Fermi no emissor alinha com o estado de impureza. Na figura 4.2 pode-se ver algumas dessas estruturas apesar da sobreposição. A largura característica de tais picos pode ser tão pequena quanto 0.2mV a mais baixas temperaturas (como mostrado com uma seta na fig 4.4). No geral, como mostrado na figura 4.4, existem estruturas oscilatórias a voltagens acima do *threshold* porém estas não tem comportamento dependente com a temperatura. A singularidade de Fermi é vista em todas as estruturas relacionadas a impurezas, para temperaturas abaixo de 1K.

Figuras 4.3 e 4.4 Curvas $I(V)$ mostram em maiores detalhes duas estruturas a baixas voltagem isoladas. No interior da figura 4.3 é mostrada a dependência da corrente de ativação da estrutura como função da temperatura ($T=5, 1.2$ e 0.3 K). Uma seta indica na figura 4.4 que a corrente aumenta bruscamente próximo do nível de Fermi a baixas temperaturas (os resultados apresentados em 4.4 são para $T=4.2$ e 0.3 K, sólida e tracejado respectivamente).

4.3) TUNELAMENTO 2D-OD. MODELO DE ELÉTRONS NÃO INTERAGENTES

Para melhor compreensão do efeito responsável pelo aumento da corrente próximo do nível de Fermi, vamos primeiro resumir o comportamento esperado para o tunelamento ressonante através de um estado de impureza num modelo de elétrons não interativos. Referindo-se a figura 4.5, elétrons tunelam de um 2DEG no emissor para o coletor através de um estado localizado com energia ε_i , a qual é considerada com relação a base da subbanda do 2DEG no emissor. A condutância através do estado localizado para os elétrons a uma dada energia ε é descrita por [10];

$$g(\varepsilon) = \frac{4e^2}{\pi \hbar} \frac{\Gamma_C \Gamma_E}{(\varepsilon - \varepsilon_i)^2 + (\Gamma_C + \Gamma_E)^2} \quad (4.1)$$

Onde $\Gamma_{C,E} = \pi \sum_K \langle T_{C,E}^K \rangle^2$

Figura 4.5 Diagrama esquemático mostrando o Gás bidimensional de elétrons (2DEG) no emissor próximo da ressonância com um estado relacionado a impureza. O valor da energia de Fermi no emissor é ε_F sendo a separação em energia entre a base do nível de Fermi e o estado relacionado a impureza ε_i .

Onde T^K são os elementos de matriz da Hamiltoniana entre o estado de impureza e os estados de elétrons nos contatos. A soma é tomada sobre todos os estados do emissor (E) ou coletor (C) com os quais o estado de impureza de energia ε_i se alinha. Note que desde que o estado de impureza é localizado no espaço, não é preciso se preocupar com conservação de momento. Os coeficiente $\Gamma_{C,E}$ podem ser interpretados como alargamento em energia do nível de impureza devido ao tempo finito do elétron tunelando através das barreiras do coletor e emissor. Se o alargamento é pequeno (nós estimamos $\Gamma \cong 10\text{mK}$ em nosso experimento), pode-se usar $\delta(x) = \frac{1}{\pi} \frac{a}{x^2 + a^2}$ e simplifica-se (4.1) por;

$$g(\varepsilon) = \frac{e^2}{\hbar} \Gamma \delta(\varepsilon - \varepsilon_i) \quad (4.2)$$

$$\text{Onde } \Gamma = \frac{4\Gamma_C \Gamma_E}{\Gamma_C + \Gamma_E}$$

Note que a equação 4.2 lembra a de Landauer,

$$G = \frac{e^2}{\hbar} T \quad (4.3)$$

Onde o coeficiente de transmissão T é independente da energia do elétron. No caso do tunelamento ressonante, o coeficiente de transmissão na energia de ressonância $T(\varepsilon) = (\Gamma / \varepsilon_i)$

A corrente total I , através do dispositivo na figura 4.5 é dada por [9];

$$I = \frac{1}{e} \int f(\varepsilon) g(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{e}{\hbar} \Gamma f(\varepsilon_i) \theta(\varepsilon_i) \quad (4.4)$$

Onde $f(\varepsilon) = \{1 + \exp[\frac{\varepsilon - \varepsilon_F}{KT}]\}^{-1}$ é a função distribuição de Fermi e $\theta(\varepsilon)$ é a função step. A equação 4.4 nos tomamos em conta que os estados do coletor estão vazios. O produto $f(\varepsilon) \theta(\varepsilon)$ simplesmente indica que não existem estados no emissor abaixo da base do gás de elétrons bidimensional e acima da energia de Fermi ε_F . Se é desconsiderada a dependência com a energia do coeficiente de tunelamento Γ , a característica $I(V)$ é uma simples função *step* alargada pela temperatura no nível de Fermi. A corrente através do estado de impureza pode também ser escrita como $I = e/\tau$ e corresponde a um único elétron fluindo com um tempo característico $\tau = \hbar/\Gamma$

Modificações nas taxas de tunelamento $\Gamma_{C,E}$ a uma voltagem aplicada podem levar a variações da corrente dentro da estrutura. A maior razão para essas mudanças está na dependência da matriz de elementos T^* na energia dos estados dos elétrons no emissor *2DEG* e coletor *3DEG*. De acordo com ref. [11] temos que:

$$\begin{aligned}\Gamma_E &= t_E \exp\left(\frac{-\varepsilon}{\varepsilon_0}\right) \\ \Gamma_C &= t_C \frac{\sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon}}{\varepsilon_0 + \varepsilon}\end{aligned}\tag{4.5}$$

Onde ε_0 é a energia de ligação da impureza e $t_{C,E}$ são independentes da energia dos elétrons ε . A razão para o decréscimo de $\Gamma_{C,E}$ com o acréscimo de energia pode ser compreendida. As funções de onda dos elétrons livres no emissor variam com $\exp(ikr)$ e dependem da energia do elétron $\varepsilon = \hbar^2 k^2 / 2m$ enquanto a função de onda da impureza $\chi(r)$ é localizada numa escala espacial a_0 com a energia de ligação $\varepsilon_0 = \hbar^2 / 2ma_0^2$. A altas energias $\varepsilon \gg \varepsilon_0$ quando $ka_0 \gg 1$, a sobreposição entre estas duas funções de onda (do emissor e impureza) se torna pequena e a taxa de tunelamento cai. O decaimento de Γ_C para baixas energias é devido a dependência com $\sqrt{\varepsilon}$ da densidade de estados *3D*.

Desta forma é importante notar que as mudanças na corrente de tunelamento deve ter uma dependência em Γ pequena. De fato, de acordo com as eqs. 4.5 elas ocorrem numa escala de energia $\sim 12\text{meV}$ o que é normalmente maior do que a energia de Fermi, ou seja a largura do Gás Bidimensional de elétrons. ($1\text{-}3\text{meV}$). Desta forma é esperada pequenas variações da corrente de tunelamento dentro da estrutura. Um exemplo da características $I(V)$ (em unidades arbitrárias) para o caso do tunelamento de um gás bidimensional ($\varepsilon_F = 1.5\text{meV}$) para uma impureza isolada (eq.4.4) é mostrado na figura 4.6 ($T \neq 0$). A dependência da corrente no modelo descrito nesta seção prevê a observação do perfil da função de Fermi quando o emissor alinha com o estado de impureza. Pode-se ver também pela figura 4.6 que a corrente apresenta um aumento suave dentro da estrutura ao variar-se a voltagem observando-se a queda da corrente quando o estado de impureza não está mais em ressonância com o gás bidimensional de elétrons.

Figura 4.6 Característica $I(V)$ mostrando o comportamento esperado quando considerado um modelo de elétrons não interagentes. Para temperatura diferente de zero o perfil do nível de Fermi pode ser visto quando o estado de impureza está em ressonância com o nível de Fermi ($\epsilon_i = \epsilon_F$)

Fica claro observando a figura acima que o comportamento $I(V)$ dos resultados experimentais são mais complicados do que nosso modelo simples prevê. Porém pode-se concluir que a singularidade na corrente observada nas curvas $I(V)$ vistas nas figuras 4.3 e 4.4 não podem ser explicada por um modelo onde somente um elétron é considerado. Assim o aumento característico da corrente próximo a energia de Fermi é atribuído a influência de uma interação elétron-elétron.

4.4) TUNELAMENTO 2D-0D. INTERAÇÃO ELÉTRON TUNELANTE COM O GÁS BIDIMENSIONAL.

Três modelos que levam a singularidades próximas do nível de Fermi, no caso de tunelamento assistido por impureza, têm sido considerado recentemente. Primeiro, a interação entre elétrons condutores no emissor 2DEG leva a uma singularidade logarítmica na densidade de estados [4]. Segundo, repulsão entre os elétrons com spin opostos no sítio da impureza pode levar a ressonância de Kondo [5,6]. Finalmente, a interação entre o elétron no sítio da impureza e o mar de Fermi no emissor pode causar a chamada singularidade Maham-Nozieres Dominices (MND) [7]. O primeiro efeito é importante se o caminho livre do elétron é curto mas é esperado ser muito pequeno no caso dos 2DEG na interface emissora. Além disso, seria esperada uma contribuição negativa para a corrente de tunelamento perto do nível de Fermi ao invés de aumento como é observado [4]. A ressonância de Kondo também leva a uma forma qualitativamente diferente do observado nos nossos resultados experimentais. A singularidade de nível de Fermi de nossos experimentos é muito similar a aquela prevista por Matveev e Larkin (ML) [7]. De acordo com Matveev Larkin a singularidade é originada de processos de tunelamento extra devido a interação Coulombiana entre a carga flutuante no sítio localizado e o mar de Fermi no contato. A interação permite que um elétron viole os requerimentos de conservação de energia entre o estado inicial e final sendo que o elétron pode tunelar para o estado de impureza de um estado inicial que não contribui no modelo de partículas não interagentes. A diferença de energia é transferida para o mar de Fermi. A singularidade surge para energia próxima do nível de Fermi ($\varepsilon_i = \varepsilon_F$). Isto ocorre porque os processos de espalhamento com pequenas transferências de energia são mais efetivos (Regra de Ouro de Fermi) sendo que o princípio de Pauli limita o processo para somente próximo de ε_F .

Como visto na seção anterior quando não é considerada a interação existente entre os elétrons a forma da curva corrente voltagem, próximo da voltagem de *threshold* V_{th} , é descrita qualitativamente pela curva pontilhada da figura 4.7. A influência da interação elétron-elétron na característica $I(V)$ descrita por ML pode ser compreendida se considerarmos que o estado localizado, que dista a uma energia ε_i da base do 2DEG, é formado por uma impureza de carga positiva e . Neste caso a carga total da impureza mais o elétron tunelante é zero e os elétrons no contato não estão sujeitos a um campo elétrico externo até o momento em que o estado localizado está ocupado. Porém, no instante em que o elétron tunela do estado de impureza para o coletor uma carga positiva aparece na impureza produzindo um potencial atrativo, sentido pelos elétrons no 2DEG. Este potencial influencia o processo de tunelamento podendo ser qualitativamente entendido por um simples calculo de correção de primeira ordem da amplitude do

tunelamento com respeito ao potencial U . Desta forma elétrons com momento inicial q podem ser espalhados pelo potencial perturbativo para um estado vazio de momento k que está em ressonância com o processo (amplitude T_k). A amplitude total deste processo tem a forma;

$$t_k = T_k + \sum_{q > k_F} T_k \frac{U_{qk}}{\varepsilon_i - \varepsilon_q} + \sum_{q > k_F} T_k \frac{U_{qk}^2}{(\varepsilon_i - \varepsilon_q)^2} \dots \quad (4.6)$$

Onde as reticências significam termos de potências $U^3, U^4, \dots$. Deixando a não essencial dependência dos elementos de matriz no momento pode-se mostrar que a soma sobre todos os estados livres leva a uma divergência logarítmica na amplitude de tunelamento;

$$t = T \cdot \left(1 - \nu U \ln \frac{D}{\varepsilon_i - \varepsilon_F} + \dots \right) \quad (4.7)$$

Onde ν é a densidade de estados nas vizinhanças do nível de Fermi; D é uma energia característica da ordem da largura de banda. Desde que o potencial atrativo criado pelo buraco é descrito por negativo U , a correção de primeira ordem é positiva. Desta forma a expressão correta para a taxa de tunelamento Γ_R (proporcional ao quadrado da amplitude t) adquire uma dependência logarítmica em $\varepsilon_i - \varepsilon_F$

$$\Gamma_R(V) \propto 1 + 2\nu |U| \ln \frac{D}{\varepsilon_i - \varepsilon_F} + 2 \left(\nu |U| \ln \frac{D}{\varepsilon_i - \varepsilon_F} \right)^2 + \dots \quad (4.8)$$

Isto muda a forma da curva corrente voltagem (pois a corrente é diretamente proporcional $\Gamma_R(V)$) a qualitativamente como mostrado na linha sólida da figura 4.7 em termos de $V - V_{th}$

Figura 4.7 Curva característica $I(V)$ mostrando o comportamento esperado para o caso de elétrons não interagentes (curva pontilhada) e para o caso onde é considerada a interação elétron-elétron descrita pela teoria de ML (curva sólida).

Na sequência estaremos mais interessados no comportamento para a corrente de tunelamento $I(V)$ próximo de $\varepsilon_i = \varepsilon_F$. Nas vizinhanças do *threshold* ($V=V_{th}$) a teoria de perturbação de primeira ordem não é aplicável sendo necessário levar em conta os termos de ordens maiores na série mostrada na equação 4.8.

A maneira mais simples de se resolver este problema é usar a analogia do conhecido problema de Maham-Nozières de Dominici (MND) teoria de absorção de raios X em metais (referencias mais recentes podem ser vistas em [2]). Contrariamente ao nosso problema, na teoria de MND a transição do elétron de um nível profundo localizado para as vizinhanças do nível de Fermi realizada via absorção de raio X . Neste problema a influência do potencial gerado pelo buraco criado no momento da absorção do elétron é levado em conta. Desta forma podemos analisar o comportamento $I(V)$ aplicando os resultados da teoria de MND

O primeiro resultado do modelo MND foi obtido por Mahan [12] que mostrou que a soma dos termos de perturbação divergentes na taxas de tunelamento de ordens maiores tem a forma de uma potência divergente na posição de *threshold*. Foi mostrado que:

$$e^{-2L} = 1 - 2L + 2L^2 - \frac{4}{3}L^3 + \dots \quad (4.9)$$

Desta forma definindo-se $L = -v|U| \ln \frac{D}{\varepsilon_i - \varepsilon_F}$ pode-se igualar a equação 4.8 da seguinte forma:

$$\Gamma_R(V) \propto 1 - 2L + 2L^2 - \frac{4}{3}L^3 + \dots \quad (4.10)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_R(V) \propto e^{-2L} &= \exp\left(2v|U| \ln \frac{D}{\varepsilon_i - \varepsilon_F}\right) = \exp\left[\ln\left(\frac{D}{\varepsilon_i - \varepsilon_F}\right)^{2v|U|}\right] = \\ &= \left(\frac{D}{\varepsilon_i - \varepsilon_F}\right)^{2v|U|} \\ &= \left(\frac{\varepsilon_i - \varepsilon_F}{D}\right)^{-2v|U|} \end{aligned} \quad (4.11)$$

Como a corrente é diretamente proporcional a $\Gamma_R(V)$ temos que:

$$I \propto (\varepsilon_F - \varepsilon_i)^{-\beta} \theta(\varepsilon_F - \varepsilon_i) \quad (4.12)$$

$$\text{Onde } \beta = 2v|U| \quad (4.13)$$

O potencial $|U|$ sentido pelo elétrons no emissor é devido a presença de um elétron no sítio da impureza. Este potencial é blindado pelos demais elétrons que constituem o emissor 2D. O artifício utilizado por Mahan e outros autores [13,14] é considerar o potencial produzido pela carga imagem da impureza no gás bidimensional de elétrons para cálculo do expoente β . Como este potencial é blindado, a geometria do emissor (2D ou 3D) é importante.

Suponhamos que a direita do plano de um 2DEG está situado uma impureza que tem as coordenadas $x=y=0$ e $z=-d$. O potencial induzido num 2DEG por uma impureza carregada pode ser calculado pela aproximação Thomas-Fermi [15] se a concentração eletrônica no emissor é relativamente alta ($e^2/\hbar v_F \ll 1$). Se a distância entre a impureza e o 2DEG é muito maior do que o raio de Bohr, o potencial tem a forma :

$$U(\rho) = -\frac{\hbar^2}{2M} \frac{d}{(\rho^2 + d^2)^{3/2}} \quad (4.14)$$

Onde $\rho = (x,y)$ e M é a massa eletrônica. Como β é dado pelo potencial blindado multiplicado pela densidade de estados ν ($M/\pi\hbar^2$) estamos próximos de se chegar ao valor de β .

O valor de β só não é a multiplicação da integral de 4.14 pela densidade de estados devido ao carácter ondulatório dos elétrons no emissor. Para obter-se o resultado real do potencial blindado pelos elétrons no emissor é necessário considerar-se o comprimento de onda destes elétrons (introduzindo o carácter oscilatório da blindagem por causa das oscilações de Friedel). Este carácter ondulatório é levado em conta multiplicando-se o potencial imagem (eq. 4.14) pelas funções de Bessel, que dependem do vetor de onda k_F [13,14]:

$$\beta = 2\nu |U| \propto \int_0^\infty U(\rho) J_m^2(k_F \rho) \rho d\rho \propto \frac{1}{2} \frac{k_F d}{m^2 + (k_F d)^2} \quad (4.15)$$

Para momento angular zero ($m=0$) e para $k_F d \gg 1$ temos que:

$$\beta \propto \frac{1}{k_F d} \quad (4.16)$$

A solução exata desta equação pode ser achada na referência [7] sendo descrita por:

$$\beta \cong \frac{3}{4\pi} (k_F d)^{-1} \quad (4.17)$$

Onde k_F é o vetor de Fermi. Nós estimamos a distância do plano do 2DEG para o sítio localizado (d) como $\sim 25\text{nm}$ assumindo a aproximação de Fang-Howard para o 2DEG. Então, para os primeiros steps, que ocorrem entre 15 e 80mV, nós esperamos β no intervalo de 0.1-0.25. A interação dura um tempo finito, τ_C , antes do elétron escapar do estado de impureza para o contato no coletor. Este leva a um alargamento da singularidade em escala de energia $\Gamma = \tau/\hbar$, como descrito em [7];

$$I \propto \left[\sqrt{(\varepsilon_F - \varepsilon_i)^2 + \Gamma_C^2} \right]^{-\beta} \times \left[\frac{\pi}{2} + \arctan \frac{\varepsilon_F - \varepsilon_i}{\Gamma_C} \right] \theta(\varepsilon_F - \varepsilon_i) \quad (4.18)$$

As figuras 4.8 e 4.9 apresentam duas curvas características $I(V)$ graficadas de acordo com a equação 4.18. Nestas são mostradas a dependência da corrente devida a interação elétron-elétron como função de parâmetros Γ_C e β . O parâmetro Γ_C está relacionado com a transparência da barreira coletora sendo que β está relacionado a distância entre a impureza doadora e o 2DEG. Tais singularidades ocorrem na posição de voltagem em que o nível de Fermi está em sintonia com o estado de impureza ou seja no topo do nível de Fermi. Note que para diferentes valores de Γ_C varia-se a largura do pico gerado pela interação elétron-elétron enquanto que para diferentes valores de β varia-se a amplitude da interação elétron-elétron. Nos experimentos nós estimamos que Γ_C em nossos dispositivos é da ordem de 0.1meV ($\tau_C \cong 10\text{ps}$) [13].

Desta forma a corrente total é então qualitativamente descrita como a soma das correntes dadas pelo modelo de elétrons não interagentes (mostrado na figura 4.5 e dada pela equação 4.4) adicionado o comportamento previsto levando em conta a interação elétron elétron (mostrados na figura 4.8 e dado pela equação 4.18). A figura abaixo (figura 4.10) apresenta então o comportamento $I(V)$ somando-se os as curvas mostradas em 4.6 e 4.8 respectivamente.

Figura 4.8 e 4.9 Mostram o comportamento da corrente como função da voltagem no caso da expressão derivada pela interação elétron-elétron. Na figura 4.8 mostra-se o comportamento da corrente para diferentes valores de Γ_c ($\beta=0.20$). Já a figura 4.9 mostra o comportamento da mesma corrente devida ao termo de interação elétron elétron como função de β , para um valor de Γ_c constante.

Figura 4.10 Característica $I(V)$ levando-se em conta os modelos de elétrons interagentes e não interagentes (para o caso de diferentes valores de Γ_c). Para isso somou-se as curvas mostradas na figura 4.5 e 4.7.

Para descrevermos a forma observada da FES dos resultados experimentais obtidos assumimos que a corrente total inclui ambos os termos de 1 elétron e a contribuição de muitos corpos dada por equações 4.4 e 4.18 respectivamente. O valor absoluto da corrente de muitos corpos na equação 4.18 é não conhecido sendo usado como parâmetro de ajuste. Também, foi permitido Γ_C variar em torno de 0.1meV para obtenção do melhor ajuste com do resultado experimental. A figura 4.11 mostra o melhor ajuste para baixas temperaturas da característica $I(V)$ mostrada na fig.4.3. O coeficiente β é calculado como ~ 0.22 para esta voltagem aplicada sendo que o ajuste leva $\Gamma_C \cong 0.2\text{meV}$. Para outras amostras, as singularidades são também descritas por valores de Γ_C com fatores entre 3 e 0.1meV. Para ficar mais completo multiplicamos a equação 4.18 pela função de Fermi $f(\epsilon)$, ao invés de usar a função theta (degrau) como na ref. [7]. Isto nós permite ajustar as curvas $I(V)$ para todas as temperaturas abaixo de 1.5K. Para temperaturas maiores, quando $K_B T > \Gamma_C$, o alargamento da FES pela temperatura, se torna importante. Embora a fig.4.11 mostra acordo qualitativo com a teoria ML, nós notamos que a Equação 4.18 é derivada para voltagens próximas do *Threshold*. Em suma, o coeficiente numérico $3/4\pi$ na equação 4.18 é válido somente para o caso que $k_F d \gg 1$ enquanto nós tratamos com a situação onde a interação é bastante forte $k_F d \sim 1$ [16].

Figura 4.11 Comparação dos resultados experimentais com as teorias. A linha sólida é a curva experimental em 70mK para o caso da característica mostrada em 4.3. A curva pontilhada é o comportamento esperado pela teoria de ML. A curva tracejada é aquela onde somente o modelo de elétrons não interativos é considerado.

Concluindo, nós achamos uma interação elétron-elétron como um destacável efeito no tunelamento entre um gás 2DEG degenerado e um estado fortemente localizado. Uma característica distinta é observada na curva $I(V)$ a baixas temperaturas quando a energia de Fermi se alinha com o estado de energia localizado. Nós atribuímos esta característica a interação Coulombiana entre a carga flutuante no sítio de impureza e o 2DEG e descrevemos os resultados em termos da teoria de ML.

4.5) A INFLUÊNCIA DO COLETOR NAS CARACTERÍSTICAS DO TUNELAMENTO PARA ESTADOS DE IMPUREZAS EM DIODOS DE TUNELAMENTO RESSONANTE

Além das características mencionadas neste capítulo e no capítulo 3 a respeito do tunelamento para estados relacionados a impurezas em DTR, existem mais uma característica que merecem um destaque especial. Esta é a dependência da posição de cada estrutura como função da polarização aplicada (direta ou reversa). Nos dispositivos de dupla barreira simétricas as ressonâncias são esperadas ocorrerem nas mesmas posições de voltagem quando comparadas as diferentes polarizações. Isto é verdadeiro para o pico de ressonância principal mas não é o caso para as ressonâncias subthreshold advindas da presença de impurezas. Embora os picos que podem ser identificados isoladamente ocorram em posição de voltagem, direta e reversa, relativamente similar a posição exata da ressonância pode variar significativamente com a direção da voltagem aplicada. As variações observadas na voltagem (para a ressonância para o mesmo estado relacionado a impureza) $\Delta V = V_+ - |V_-|$ é aleatória. A figura 4.12 mostra as características $I(V)$ para o mesmo dispositivo no caso de voltagem direta e reversa aplicada. A voltagem e corrente reversa mostradas estão em modulo de forma a facilitar a comparação entre as diferenças relativas das ressonâncias ΔV .

Figura 4.12 Característica $I(V)$ para voltagens direta e reversa (a-direta, b-reversa) mostrando as diferenças em termos de posição relativa dos estados relacionados a impurezas. No interior da figura é mostrado um DTR polarizado com doadores não blindados no coletor.

Para explicar a assimetria na posição em voltagem das ressonâncias (com relação a polarização aplicada) levamos em conta a distribuição randômica das impurezas nas regiões fortemente dopadas dos contatos. A uma determinada voltagem aplicada, espera-se que parte dos doadores no contato coletor esteja na região depletada como mostrado na figura no interior de 4.12. As impurezas positivamente carregadas nesta região ficam não blindadas pelos elétrons submetendo o poço quântico a um potencial eletrostático adicional ainda não considerado por nós neste trabalho [17]. Desta forma a energia de ressonância de um estado fortemente localizado (relacionado a impureza) flutua dependendo da posição deste estado com relação as flutuações eletrostáticas provenientes dos plano de doadores não blindados no coletor. Cada direção de polaridade aplicada tem uma diferente distribuição de doadores não blindados no coletor variando aleatoriamente a energia de cada estado localizado dependendo da polaridade aplicada. As características $I(V)$ apresentadas na figura 4.12 mostram que quanto maior a voltagem aplicada (ou seja maior o número de doadores não blindados no coletor) maior $|\Delta V|$. Desta forma acreditamos que ΔV seja a medida da amplitude da flutuação do potencial gerado pelos doadores no coletor. Note que embora o conceito de flutuação do potencial devido a presença de doadores de Silício é largamente usado para o caso de um 2DEG em uma heteroestrutura dopada modularmente, nenhuma comparação direta entre experimento e teoria tem sido apresentada até o presente momento. Estes dispositivos que tratamos neste trabalho podem ser utilizados para o estudo de confirmação de tais teorias.

REFERÊNCIAS

- [1] *Electron-Electron Interactions in Disordered Systems*, ed. A.L.Efros e M.Pollak, Elsevier Science, Amsterdam (1985).
- [2] K.Ohtaka e Y.Tanabe, *Phys.Rev.B* **28**, 6833 (1983). G.D. Mahan, *Many Particle Physics*, Plenum, New York (1981)
- [3] P.Hawrylak, *Phys.Rev.B* **45**, 8464 (1992); K.J.Nash *et al*, *Phys.Rev.Lett.* **70**, 3115 (1993); K.J.Nash *et al*, *Superlattices and Microstructures*, **4**, 553 (1988).
- [4] B.L.Altshuler e A.G.Aronov, *Electron Electron Interactions in Disordered Systems*, Elsevier Science, Amsterdam (1985)
- [5] T.K.Ng e P.A.Lee, *Phys.Rev.Lett.* **61**, 1768 (1988); L.I.Glazman e M.E.Raikh, *Pis'ma Zh.Eksp.Teor.Fiz.* **47**, 378 (1988) [*JETP Lett.* **47**, 452 (1988)]
- [6] L.I.Glazman e K.A.Matveev, *Pis'ma Zh.Eksp.Teor.Fiz.* **48**, 403 (1988) [*JETP Lett.* **48**, 445 (1988)]; S.Hershfield, J.H.Davies e J.W.Wilkins, *Phys.Rev.Lett.* **67**, 3720 (1991); A.L.Yeyati, A.Martin-Rodero e F.Flores, *ibid* **71**, 2991 (1993); D.C.Ralph e R.A.Buhrman, *ibid.* **69**, 2118 (1992)
- [7] K.A.Matveev e A.I.Larkin, *Phys.Rev.B* **46**, 15337 (1992)
- [8] M.A.Rheed *et al.*, *Phys.Rev.Lett.* **60**, 535 (1988); U.Meirav *et al.*, *ibid.* **65**, 771 (1990); B.Su *et al.*, *Appl.Phys.Lett.* **58**, 747 (1991); M.Tewordt *et al.*, *Phys.Rev. B* **45**, 14407 (1992); P.Geuret *et al.*, *Phys.Rev.Lett.* **68**, 1986 (1992); R.C.Ashoori *et al*, *ibid.* **68**, 3088 (1992).
- [9] *Resonant Tunneling in Semiconductors-Physics and Applications*, ed. L.L.Chang, E.E.Mendez e C.Tejedor, NATO ASI Ser.B.Vol.**227**, Plenum, New York, (1991); A.I.Larkin e K.A.Matveev, *Sov.Phys.JETP* **66**, 580 (1987).
- [10] A.I.Larkin e K.A.Matveev, *JETP* **66**, 580 (1987); I.M.Lifshitz e V.Ya.Kirpichenkov, *JETP* **50**, 499 (1979).
- [11] T.M.Fromhold *et al*, (a ser publicado)
- [12] G.D. Mahan, *Phys.Rev.***163**, 612 (1967)
- [13] P.Nozières e C.T. De Dominicis, *Phys.Rev.* **178**, 1097 (1967).

- [14] D.R. Penn, S.M. Girvin e G.D. Mahan, *Phys.Rev.B* **24**, 6971 (1981)
- [15] J.Friedel, *Philos.Mag.* **61**, 153 (1952)
- [16] Interações fortes tem sido consideradas recentemente para o caso das FES observadas em absorção optica por P.Hawrylak, *Phys.Rev.B* **44**, 3821 (1991).
- [17] J.A.Nixon e J.H.Davies, *Phys.Rev.B* **41**, 7929 (1990)

Conclusão

Quando a precisão nas medidas de corrente e voltagem permite, uma série de estruturas são observadas na característica $I(V)$ de DTR de dimensões laterais macroscópicas e mesoscópicas. Neste trabalho foi mostrado que a incidência destas estruturas é tão maior quanto maior o número de impurezas no poço quântico. A presença de estruturas relacionadas a impurezas em posição de voltagem bem abaixo do esperado para um doador de Silício isolado foi também explicada. A probabilidade de encontrar-se pares de impurezas próximas (separação $\sim$ raio de Bohr) mostra que a incidência de estruturas a mais baixas voltagens está relacionada com agrupamento de impurezas que geram estados mais fortemente ligados. Tais estados relacionados a impurezas são 0D sendo que seu número pode ser controlado via concentração de dopantes na região ativa e largura lateral do dispositivo. Esta técnica de produção de estados 0D é alternativa ao confinamento lateral imposto por litografia. Note que no caso de DTR com a presença de impurezas no poço quântico pode-se observar tunelamento para estados 0D mesmo em dispositivos de dimensões laterais macroscópicas.

A presença de um estado 0D no poço quântico foi explorada. Devido as leis de conservação elétrons no emissor bidimensional tunelam desde o nível de Fermi até a base sem restrições de momento (o estado 0D aceita qualquer componente de momento). Desta forma a característica $I(V)$ reflete o perfil do gás bidimensional de elétrons no emissor. Esta técnica está sendo chamada de Espectroscopia de Tunelamento Ressonante pois ao varrer-se a voltagem faz-se uma “espectroscopia” do emissor.

Quando uma estrutura relacionada à impureza é identificada isoladamente, características adicionais são observadas. Uma delas é o aumento brusco da corrente de tunelamento próximo da posição em que o nível de Fermi se alinha com o estado de impureza. Tal aumento é observado nas mais baixas temperaturas realizadas nos experimentos ($T < 1K$). Este efeito pode ser explicado através da teoria de Matveev e Larkin de tunelamento de um gás bidimensional de elétrons para um estado de impureza 0D. O aumento na corrente de tunelamento é causado pela perturbação Coulombiana imposta pelo chaveamento da carga da impureza durante o tunelamento. Tal perturbação faz com que elétrons que não estejam em ressonância (num modelo de elétrons não interagentes) possam participar do processo de tunelamento aumentando assim a corrente. O efeito se restringe as regiões próximas ao nível de Fermi devido ao Princípio de exclusão de Pauli.

A possibilidade de aplicação da técnica de Espectroscopia de Tunelamento Ressonante em outros sistemas é uma oportunidade única, devido a novidade desta técnica. Novas amostras e experimentos poderiam ser idealizados utilizando-se esta técnica para o estudo de incorporação e formação de complexos de impurezas em semicondutores crescidos a temperaturas diferentes.

Outra possibilidade estimulante é a fabricação de DTR onde o poço quântico é mais estreito de forma a poder-se observar tunelamento para estado excitados (tipo-p) relacionados a impurezas isoladas. Tais estados excitados já foram previstos em trabalhos teóricos publicados por Greene e Bajaj mas nunca observados em medidas de transporte.

A técnica de Espectroscopia de Tunelamento Ressonante mostrou-se útil na observação de uma Singularidade no nível de Fermi (interação a nível elétron-elétron). Novas características relacionadas a gases bidimensionais de elétron podem certamente ser estudadas no futuro através desta técnica. Para isso novas amostras precisariam ser idealizadas com o intuito de observar-se características mais específicas.

PUBLICAÇÕES

1) APRESENTAÇÕES DE TRABALHOS EM CONGRESSOS

- 1) **N.La Scala Jr.**, N.Mori, P.J.McDonnell, T.M.Fromhold, A.K.Geim, P.C. Main, L.Eaves; "*Resonant Tunnelling Through a Molecular State*" (Invited Talk) 22nd International Conference on Physics of Semiconductors, Vancouver (Canada), 15-19 Agosto 1994.
- 2) **N.La Scala Jr.**, A.K.Geim, P.C.Main, L.Eaves, T.J.Foster, P.H.Beton; "*Fermi-Edge Singularity in Resonant Tunnelling*" 7th International Conference on Superlattices, Microstructures and Microdevices, Bannf (Canada), 22-26 Agosto de 1994.
- 3) P.C.Main, A.K.Geim, H.A.Carmona, T.J.Foster, P.McDonnell, **N. La Scala Jr.**, P.H.Beton and L.Eaves; "*Role of contacts in Mesoscopic Devices*" 7th International Conference on Superlattices, Microstructures and Microdevices, Bannf (Canada), 22-26 Agosto de 1994.
- 4) **N.La Scala Jr.**, A.K.Geim, P.C.Main, T.J.Foster, P.H.Beton, J.W.Sakai, F.W.Sheard, N.Mori and L.Eaves; "*A Fermi-edge Singularity Probed by Resonant Tunnelling Spectroscopy*" XXIXth Rencontres de Moriond "Coulomb and Interference Effects in Small Eletronic Structures", Villars-sur-Ollon (Suiça), 22-29 de Janeiro de 1994.
- 5) **N.La Scala Jr.**, A.K.Geim, P.C.Main, L.Eaves, T.J.Foster, P.H.Beton; "*Fermi-Edge Singularity in Resonant Tunnelling*" Condensed Matter and Materials Physics Conference, University of Leeds (Inglaterra), 20-22 de Dezembro de 1994.
- 6) P.C.Main, J.W.Sakai, P.H.Beton, **N.La Scala Jr.**, A.K.Geim, L.Eaves, M.Henini G.Hill, M.A.Pate; "*Zero dimensional states in macroscopic resonant tunnelling devices*" Condensed Matter and Materials Physics Conference, University of Leeds (Inglaterra), 20-22 de Dezembro de 1994.

7) J.Wang, P.H.Beton, N.Mori, T.J.Foster, A.K.Geim, M.Henini, **N.La Scala Jr**, P.C.Main and L.Eaves; *"Resonant Tunnelling into quantised dots and wires: Pitfalls and progress"* 8th International Winterschool on New Developments in Solid State Physics, Mauterndorf (Austria), 14-18 de Fevereiro de 1994.

8) J.W.Sakai, **N.La Scala Jr**, P.C.Main, P.H.Beton, T.J.Foster, A.K.Geim, L.Eaves, M.Henini, G.Hill, M.A.Pate; *"Mesoscopic Effects in Resonant Tunnelling Diodes"* 6th International Conference on Modulated Semiconductor Structures, Garmisch-Partenkirchen (Alemanha), 23-27 de Agosto de 1993.

9) J.W.Sakai, **N.La Scala Jr**, P.H.Beton, T.J.Foster, M.Henini, P.C.Main, L. aves; *"Mesoscopic Effects in Resonant Tunnelling Diodes"* IOP Annual meeting of the low temperature group, London (Inglaterra), Maio de 1993.

II) PUBLICAÇÕES EM REVISTAS E PROCEEDINGS

1) **N.La Scala Jr.**, A.K.Geim, P.C.Main, L.Eaves, T.J.Foster, P.H.Beton; *"Fermi-Edge Singularity in Resonant Tunnelling"*, *Superlattice & Microstructures*, (submetido).

2) P.C.Main, A.K.Geim, H.A.Carmona, T.J.Foster, P.McDonnell, **N.La Scala Jr.**, P.H.Beton e L.Eaves, *"Role of Contacts in Mesoscopic Devices"*, *Superlattice & Microstructures*, (submetido).

3) **N.La Scala Jr.**, N.Mori, P.J.McDonnell, T.M.Fromhold, A.K.Geim, P.C.Main, L.Eaves, *"Resonant Tunnelling through a molecular state"* *Proc.of 22nd International Conference on the Physics of Semiconductors* (a ser publicado).

4) A.K.Geim, T.J.Foster, A.Nogaret, N.Mori, P.J.McDonnell, **N.La Scala Jr.**, P.C.Main and L.Eaves *"Resonant Tunnelling Through Donor Molecules"* *Physical Review B*, (submetido).

- 5) A.K.Geim, P.C.Main, **N.La Scala Jr**, L.Eaves, T.J.Foster, P.H.Beton, J.W.Sakai, F.W.Sheard , M.Henini, G.Hill and M.A.Pate; "*A Fermi Edge Singularity in Resonant Tunneling*", *Physical Review Letters* **72**, 2061 (1994).
- 6) P.C.Main, J.W.Sakai, P.H.Beton, **N.La Scala Jr**, A.K.Geim, L.Eaves and M.Henini; "*Zero dimensional state in macroscopic resonant tunneling devices*"; *Applied Physics Letters*, **64** (19), pg. 2563, 1994.
- 7) P.H.Beton, H.Buhmann, L.Eaves, T.J.Foster, A.K.Geim, **N.La Scala Jr.**, P.C.Main, L.Mansouri, N.Mori, J.W.Sakai and J.Wang; "*Resonant Tunnelling Quantum Dots and Wires: Some Recent Problems and Progress*"; *Semiconductor Science & Technology*, a ser publicado em 1994.
- 8) J.W. Sakai, **N. La Scala Jr**, P.C. Main, P.H. Beton, T.J. Foster, A.K. Geim, L. Eaves, M. Henini, G. Hill, and M.A. Pate; "*Mesoscopic effect in resonant tunneling devices*", *Solid State Eletronics* **37**, pgs. 965-968, (1994).

III) PUBLICAÇÕES EM LIVROS

- 1) **N.La Scala Jr.**, A.K.Geim, P.C.Main, T.J.Foster, P.H.Beton, J.W.Sakai, F.W.Sheard, N.Mori and L.Eaves; "*A Fermi-edge Singularity Probed by Resonant Tunnelling Spectroscopy*" Proceedings of XXIXth Rencontres de Moriond "Coulomb and Interference Effects in Small Eletronic Structures", Villars-sur-Ollon (Suíça), 22-29 de Janeiro de 1994. (a ser publicado como um dos capítulos do livro).