

Magneto-Tunelamento
Ressonante em Super-Redes
de GaAs/AlGaAs

Weber Harry Morais e Feu

WEBER HANRY MORAIS E FEU

MAGNETO-TUNELAMENTO RESSONANTE EM SUPER-
REDES DE GAAS/ALGAAS

TESE APRESENTADA AO COLEGIADO DE PÓS-GRADUAÇÃO DE FÍSICA DA
UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS COMO REQUISITO PARCIAL
PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE DOUTOR EM FÍSICA.

ORIENTADOR: PROF. DR. PAULO SÉRGIO SOARES GUIMARÃES
CO-ORIENTADOR: DR. GUSTAVO SOARES VIEIRA

BELO HORIZONTE
DEPARTAMENTO DE FÍSICA DA UFMG
05 DE SETEMBRO DE 2008

Valeu a pena? Tudo vale a pena
Se a alma não é pequena.
Quem quer passar além do Bojador
Tem que passar além da dor.
Deus ao mar o perigo e o abismo deu,
Mas nele é que espelhou o céu.

Fernando Pessoa (1888 – 1935)

Dedico esse trabalho a todos os mestres que passaram pela minha vida, iniciando pelos meus pais, *Almeida* e *Conceição* e continuando com os meus tios, amigos e professores. Se tiver sido capaz de absorver 10 % do que me ensinaram, só isso, já terá sido muita coisa.
Obrigado!

Agradecimentos

A hora dos agradecimentos sempre é uma das partes mais complicadas. Primeiro porque o papel não conseguiria suportar tantos bons sentimentos acumulados por todos esses anos de trabalho. E segundo porque a chance de se cometer uma grande injustiça é enorme. Em vista disso tudo, já adianto os meus sinceros pedidos de desculpa por qualquer falta que por ventura venha a cometer. Agradeço, primeiramente, a Deus e aos meus pais por terem me dado a vida, mostrado o caminho e me auxiliado a trilhá-lo. E, também, aos meus irmãos, Wadam e Lara, por conseguirem me suportar com paciência. A todos os meus familiares, especialmente à minha tia Mercês, pelos puxões de orelha. Aos professores que com muita dedicação, paciência e perseverança auxiliaram na minha formação não tanto acadêmica, mas também na formação de vida. Tenho uma fraternal consideração por meus primeiros professores que me ensinaram o gosto pelo estudo. Ao corpo técnico/administrativo deste Departamento, com especial consideração aos que estão mais relacionados ao trabalho, como o Clóvis, Sr. Valter e o Sr. João. Aos meus amigos do Centro Cultural Mangabeiras, em especial ao Adriano Júnio, Paulo Andery, Cláudio Rigo, Antônio das Neves, Alberto e a muitos outros. A amizade de vocês me manteve firme no meu grande propósito. Aos amigos de curso pelas boas risadas e discussões que me ajudaram a encarar essa tarefa com mais facilidade. Aos milhões e milhões de espermatozoides que, além de não me vencerem na corrida, me ajudaram na primeira vitória (se é que foi uma vitória!). Aos amigos de laboratório, em especial à Andreza Germana, Gustavo Sáfar e ao Daniel Elias, por me ajudarem no desenvolvimento desse trabalho. À minha namorada Ludmila, pelo ombro amigo e acolhedor. Agradeço também ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), pelo suporte financeiro durante o doutorado e também à Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de Minas Gerais (FAPEMIG) e à Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES), por manterem os laboratórios que utilizei. Ao meu co-orientador Gustavo Vieira, pela proposição e acompanhamento de grande parte dos trabalhos desenvolvidos e pelos momentos de discussão dos mesmos onde pude aprender bastante. Por fim, agradeço imensamente ao meu orientador Paulo Sérgio Soares Guimarães, que desde o início do curso tem me ajudado não só em questões acadêmicas, mas tem se mostrado um grande amigo com quem posso contar em todas as horas.

Resumo

Nessa tese são apresentados três trabalhos de transporte elétrico em super-redes semicondutoras de GaAs/AlGaAs fracamente acopladas. No primeiro trabalho, apresentado no Capítulo 3, é mostrada uma investigação da configuração dos domínios de campo elétrico no regime de tunelamento seqüencial ressonante na presença de campo magnético aplicado paralelo às camadas dos poços quânticos. É mostrado que para valores de campo elétrico aplicado em que existem dois domínios de campo elétrico na estrutura, o aumento do campo magnético provoca uma sucessão de reduções descontínuas na resistência elétrica devido ao rearranjo dos domínios de campo elétrico induzido pelo campo magnético. Para uma amostra especialmente planejada, na qual existe um poço de potencial mais largo inserido na estrutura, a configuração dos domínios de campo elétrico desencadeado pelo campo magnético permanece estável mesmo depois que o campo magnético retorna para zero. Esse efeito funciona como uma “memória”, de forma que a resistência elétrica da amostra, depois de aplicado o campo magnético, é diferente da situação anterior.

No segundo trabalho, descrito no Capítulo 4, são apresentadas medidas de magneto-transporte dependente da temperatura. O campo magnético, aplicado paralelo às camadas, foi utilizado para ajustar a ressonância de uma subbanda de energia mais alta de um poço, populada por excitação térmica com uma subbanda de menor energia do poço adjacente, aumentando assim a taxa de tunelamento.

Por fim, no trabalho exposto no Capítulo 5 foram feitas medidas de magneto-tunelamento em super-redes, com campo magnético aplicado perpendicularmente às camadas dos poços quânticos. Foram encontradas evidências de uma redução significativa nos mecanismos de espalhamento eletrônico de baixa energia induzida pelo campo magnético. Por outro lado, o efeito do campo magnético nas taxas de relaxação de energia via fônons ópticos longitudinais (LO) é muito menos significativa. Enquanto o tunelamento assistido por espalhamento é inibido pelo campo magnético, o tunelamento ressonante é favorecido. A relaxação da energia entre as subbandas via fônons LO não é afetada pelo campo magnético ao ponto de se tornar um fator limitante na corrente, o que não ocorre nos mecanismos de relaxação sem a emissão de fônons LO.

Abstract

In this thesis we present three works in weakly coupled semiconductor superlattices of GaAs/AlGaAs. In the first work we present an investigation of the electric field domain configuration in the sequential tunneling regime in weakly coupled superlattices in the presence of a magnetic field applied parallel to the quantum well layers. We show that, for an applied bias such that two electric field domains are present in the sample, as the magnetic field is increased a succession of discontinuous reduction in the electrical resistance is observed due to a magnetic field-induced rearrangement of the electric field domains. For a specially designed sample which has one larger quantum well, the electric field domain configuration triggered by the magnetic field remains stable after the field is reduced back to zero, in what constitutes a “memory” effect in the sense that the electrical resistance of the sample after application of magnetic field is different than before.

In the second work we show temperature dependent magneto-transport measurements in a coupled multi-quantum well structure in the presence of a magnetic field applied parallel to the layers. We use the magnetic field to tune into resonance a thermally occupied excited subband in one well with a lower energy subband in an adjacent well, increasing the tunneling rates.

In the work exhibited in Chapter 5, we perform magneto-tunneling measurements in doped GaAs/AlGaAs multi-quantum well structures, with the magnetic field applied perpendicular to the quantum well layers. We have found evidence of a significant magnetic field-induced reduction of low energy electron scattering mechanisms, while the effect of the magnetic field on the energy relaxation paths that include longitudinal optical (LO) phonon emission is much less significant. We found that while scattering assisted tunneling is inhibited by the magnetic field, resonant tunneling can be favored. The intersubband relaxation via LO phonons is not affected by the magnetic field to the point of becoming a limiting factor on the current. On the other side, the intersubband relaxation without LO phonon emission is clearly inhibited by the magnetic field to the point of becoming comparable to the resonant tunneling rate.

Índice

Agradecimentos	I
Resumo	II
Abstract	III
Índice	IV
01 – Considerações Iniciais	1
Introdução	1
O que são semicondutores	3
Os semicondutores III-V	5
Super-rede de GaAs-Al _x Ga _{1-x} As	6
Níveis de energia	10
Efeitos da aplicação de campo magnético	12
Campo magnético perpendicular às camadas semicondutoras	13
Campo magnético paralelo às camadas semicondutoras	14
Bibliografia	16
02 – Descrição das Amostras e Montagem Experimental	19
Bibliografia	22
03 – Bi-estabilidade na corrente induzida pelo campo magnético: O “efeito memória”	23
Tunelamento em Super-Rede Periódica Finita	23
Magneto-Transporte e Deslocamento nos Níveis de Energia Causado pelo Campo Magnético	27
Bi-Estabilidade em Multi-Poços Quânticos Aperiódicos	33
Conclusão	40
Bibliografia	42

04 – População de Estados Excitados com a Temperatura em Super-Rede Periódica	43
Introdução	43
Principais Resultados	45
Conclusão	54
Bibliografia	54
05 – Efeitos do Campo Magnético nas Taxas de Tunelamento e Relaxação da Energia em Multi-Poços Quânticos	56
Introdução	56
Considerações Teóricas	58
Resultados e Discussões	61
Conclusão	66
Bibliografia	67
Conclusão Geral	70

Triste de quem vive em casa,
Contente com o seu lar,
Sem que um sonho, no erguer de asa,
Faça até mais rubra a brasa
Da lareira a abandonar!
Fernando Pessoa (1888 – 1935)

CAPÍTULO 01

CONSIDERAÇÕES INICIAIS

INTRODUÇÃO

A base tecnológica do mundo atual está fundamentada nos avanços advindos da pesquisa em semicondutores, mais precisamente no silício. Por isso, depois das Idades da Pedra, do Bronze e do Ferro, nada mais natural do que denominar a época atual de a “Era do Silício”. Estima-se que em 2000, (Tegmark e Wheeler, 2001), 30% do PIB dos EUA era baseado nos avanços da mecânica quântica, em boa parte devido à contribuição das pesquisas em semicondutores.

Praticamente toda a nossa civilização, com exceção de pequenos grupos humanos que vivem quase que isolados do mundo (mesmo aqui nos remetemos à definição de mundo como sendo uma sociedade avançada tecnologicamente), é dependente de utensílios cujo funcionamento só foi possível graças ao advento dos microchips de computadores, LED’s, transistores, laser de tocadores de CD e DVD, etc. E dificilmente poderíamos conceber nossa vida diária sem a utilização de televisores, computadores, celulares, e muitos outros equipamentos. Até os carros já vêm com injeção eletrônica, LED’s como faroletes, computadores de bordo que indicam, inclusive, a sua localização espacial e o melhor caminho para se percorrer dado o ponto de partida e o destino, entre outros artefatos baseados em dispositivos semicondutores. E esses grandes avanços tecnológicos, possíveis graças ao progresso da Física e o desenvolvimento da Mecânica Quântica vêm contradizer os dizeres de James Clerk Maxwell, que numa aula inaugural da Universidade de Cambridge, em 1871, afirmou:

Em poucos anos todas as grandes constantes físicas estarão estimadas, e... a única ocupação a qual restará aos homens da ciência será levar as medidas a outro patamar de casas decimais.

Da utilização das válvulas termiônicas, um dos primeiros artefatos utilizados na eletrônica digital, para os transistores de semicondutores, deu-se um passo gigantesco num curto espaço de tempo. Em 1900, a fim de solucionar o problema do espectro de radiação de corpo negro, Planck propôs um modelo de que a emissão de energia de qualquer corpo acima do zero absoluto se fazia em termos de quantidades pequenas, porém descontínuas de energia, chamadas “quanta” de energia. Cinco anos depois, Einstein usou esse princípio para explicar o efeito fotoelétrico, afirmando que a luz transportava energia em quantidades chamadas fótons. Em sua tese de doutorado em 1924, de Broglie enunciou o que é considerado como uma das propriedades básicas da matéria, o princípio da “dualidade onda-partícula”, onde os elétrons e outras partículas se comportavam como ondas estacionárias em determinadas frequências. Sendo assim, nada mais natural do que desenvolver uma equação de onda que pudesse descrever essa onda de matéria. Schrödinger desenvolveu tal equação em 1926, a qual se tornou conhecida como equação de onda de Schrödinger. Bohr, Heisenberg, Born e outros criaram um formalismo matemático para tratar os fenômenos em escala atômica, a Mecânica Quântica como conhecemos hoje. A interpretação desse formalismo, desenvolvida por esses autores, ficou conhecida como interpretação de Copenhague, em alusão à cidade onde o instituto de Bohr se localizava. Segundo essa interpretação, as soluções da equação de Schrödinger nos fornecem a probabilidade das partículas se encontrarem em um determinado estado.

O desenvolvimento da mecânica quântica proporcionou a compreensão dos mecanismos físicos em materiais, levando à criação de uma nova área da Física, a Física da Matéria Condensada (Eisberg e Resnick, 1979). Da pesquisa intensa em novos materiais foram encontrados vários fenômenos com muitas aplicações no nosso dia-a-dia. Como exemplo, pode-se lembrar do diodo por efeito túnel, que funciona a partir de uma junção de duas camadas semicondutoras fortemente dopadas, uma com impurezas receptoras de elétrons e a outra com impurezas doadoras de elétrons. Este diodo apresenta resistência diferencial negativa em uma determinada faixa de voltagens aplicadas, um fenômeno também observado em junções metal-óxido-semicondutor em situações bem específicas. Nesse fenômeno se observa que a taxa de transporte elétrico diminui com o aumento da tensão aplicada para uma determinada faixa de tensões.

O QUE SÃO SEMICONDUTORES

Materiais semicondutores, do ponto de vista da condutividade, são sólidos que na temperatura ambiente têm poucos elétrons “livres”, de tal forma que a sua condutividade é intermediária à dos metais e dos isolantes. Do ponto de vista quântico, ao resolver a equação de Schrödinger para o potencial periódico do arranjo cristalino dos núcleos atômicos num sólido qualquer, encontramos que os elétrons não podem ter qualquer energia, como poderia se esperar da mecânica clássica, mas só as energias que coincidam com os valores das “bandas” de energia permitidas, conforme mostrado na figura 1.01 (para uma introdução simples, voltada para leigos, um texto interessante pode ser encontrado em Chandrasekhar, 1998; se estiver procurando algo um pouco mais especializado verifique, por exemplo, Kittel, 1996).

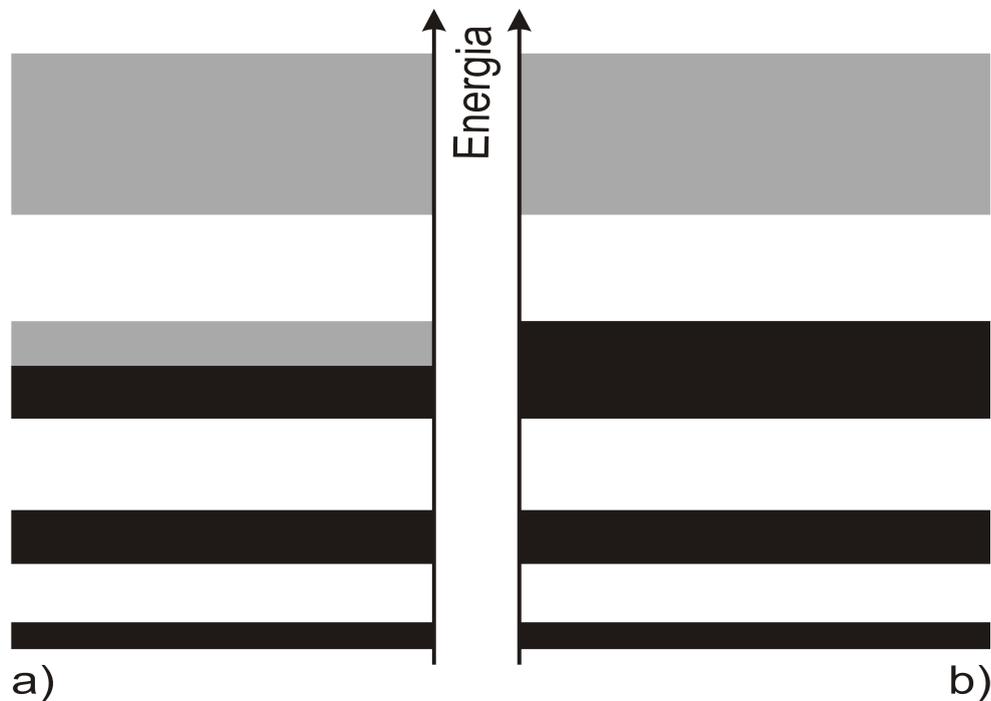


Fig. 1.01 – Esboço da estrutura de bandas de energia para um metal (a) e para um isolante (b). Os estados ocupados estão representados pela cor preta, enquanto que os estados desocupados estão mostrados na tonalidade de cinza claros. As regiões de energia em branco entre cada banda são regiões não permitidas para um elétron.

Para temperaturas próximas ao zero Kelvin, os elétrons estão ocupando os estados de cada banda de energia segundo o princípio de exclusão de Pauli, começando do mais baixo em energia. Dependendo do material com que se está lidando, podemos ter duas situações possíveis para a ocupação dos elétrons nas bandas de energia:

- 1) A última banda de energia ocupada está completamente cheia e os elétrons dessa banda não encontram estados disponíveis, a não ser que absorvam uma quantidade de energia

suficiente para ultrapassar a faixa de energia proibida (*gap*) que os separa da próxima banda de energia que está completamente vazia. Se a separação em energia entre essa última banda cheia, a qual se denomina banda de valência, e a próxima banda vazia, chamada de banda de condução, for muito grande (de maneira geral, ≥ 4 eV) esse material é dito isolante, se o *gap* for pequeno, da ordem de 1, 2 eV, o material é chamado semicondutor.

- 2) A última banda de energia ocupada está parcialmente cheia e nesse caso temos um material condutor, uma vez que os estados vizinhos ao estado onde os elétrons se encontram estão desocupados e esses podem mudar de estado sem a necessidade de mudar muito a energia.

Normalmente a temperatura ambiente (em torno de 300 K), ou radiação na faixa de frequência do infravermelho, é suficiente para promover elétrons da banda de valência para a banda de condução em um semicondutor.

O elétron, ao abandonar a banda de valência e ir para a banda de condução, deixa um estado desocupado na primeira e a condução de corrente pode ser feita também na banda de valência, porém, nessa situação é como se a condutividade fosse feita não por cargas elétricas negativas (elétrons), mas por cargas elétricas positivas, também chamadas de buracos.

Outra forma de aumentar a condutividade de semicondutores é acrescentando cargas livres através da adição intencional de certos tipos de impurezas. Esse método, chamado de dopagem, tem a vantagem de controladamente adicionar só elétrons ou buracos, dependendo dos materiais envolvidos e das condições em que é feita a dopagem. Por exemplo, o átomo de silício faz quatro ligações com os átomos vizinhos, numa formação tetraédrica. Ao se adicionar uma impureza como o fósforo, que tem cinco elétrons disponíveis para fazer ligação química, quatro desses elétrons fazem ligação com os átomos de silício enquanto que o quinto elétron ocupa um nível de dopagem muito próximo da banda de condução, podendo ser facilmente excitado para lá. A essa dopagem se dá o nome tipo n (de *negative* – elétrons). Se ao invés de adicionar átomos de fósforo, forem adicionados átomos de boro, que tem três elétrons na última camada, a estrutura passa a ter um nível de energia vazio muito próximo da banda de valência e elétrons podem ser excitados para esse nível deixando para trás um buraco na banda de valência, dopagem tipo p (de *positive* – buracos).

O gráfico da Fig. 1.01 mostra a relação de bandas de energia para um material qualquer para o vetor de onda k em torno do valor $(0, 0, 0)$, mas é de se esperar que, como

o arranjo atômico cristalino não é o mesmo em todas as direções, a estrutura de bandas também seja dependente da direção do vetor de onda escolhido. Na Fig. 1.02 pode se observar as curvas de dispersão (E , energia, *versus* k) para o silício. É interessante notar que o máximo da banda de valência ocorre no ponto Γ (indicado por E_v na figura), enquanto que o mínimo da banda de condução ocorre próximo do ponto X (dado por E_c). O *gap* é definido como a menor energia que o elétron precisa ganhar para ser excitado da banda de valência para a banda de condução e, no silício, é dado pela diferença de energia entre esses dois pontos. Contudo, devido à diferença de vetor de onda entre esses dois pontos, para que o elétron seja excitado para a banda de condução é necessário que ele mude o seu *momentum* absorvendo ou emitindo um fônon. Materiais como o silício, cujo mínimo da banda de condução não coincide com o máximo da banda de valência, são chamados de materiais de *gap* indireto.

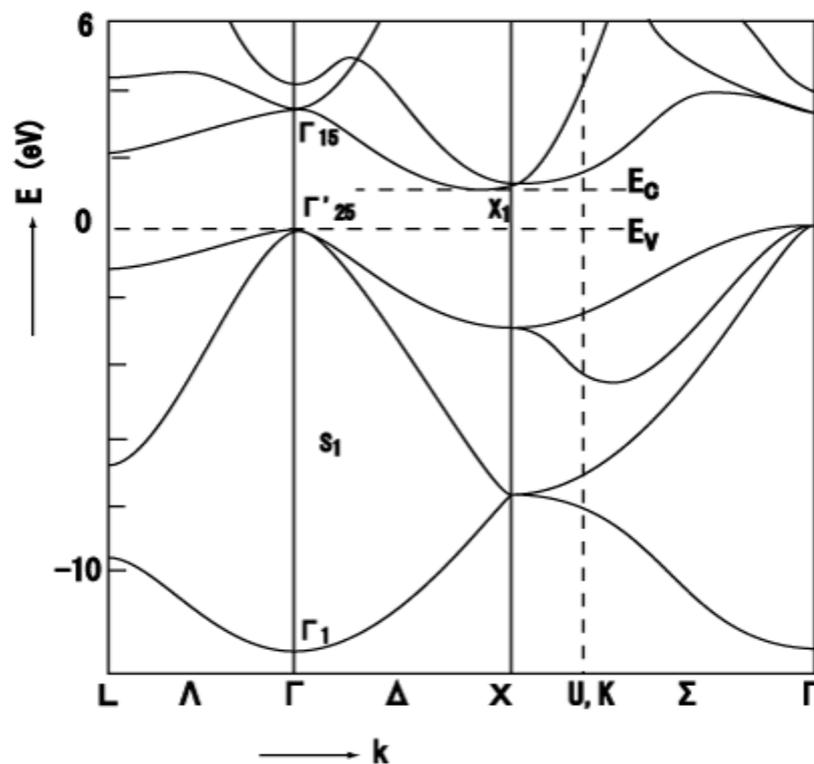


Fig. 1.02 – Curvas de dispersão da banda de valência e banda de condução para o silício. As letras gregas (Γ , Λ , Δ , etc) indicam os pontos de simetria da rede cristalina. Uma boa referência para o tema é Kittel, 1996. Fonte: Chelikowsky e Cohen, 1974.

Os semicondutores III-V

Foi falado anteriormente sobre o silício como um exemplo de semicondutor. Apesar desse material ser o mais comum e a tecnologia para a fabricação de dispositivos de silício estar bem desenvolvida e consolidada, esse material não é interessante para a

utilização em aparelhos opto-eletrônicos pois ele é um semicondutor de *gap* indireto, ou seja, é um material pouco eficiente para aplicações onde se necessita da absorção ou emissão de fótons. Isso porque uma transição eletrônica da banda de valência para a banda de condução ou vice-versa envolveria, além de um fóton, um fônon para compensar a diferença de *momentum*.

O silício é um material semicondutor mono-composto, formado apenas por átomos de Si, e assim como ele o germânio também o é. Porém, existem materiais que só são semicondutores quando formam compostos com outros materiais específicos, tais como os semicondutores binários formados pelos materiais das colunas II e VI da tabela periódica: CdTe, CdS, ZnS, etc; e materiais das colunas III e V, simplesmente chamados de III-V: GaAs, AlAs, InAs, entre outros. Existem, também, as ligas ternárias e quaternárias, que são formadas respectivamente por três ou quatro átomos de elementos diferentes. Como exemplo de semicondutores ternários, pode-se citar as ligas de AlGaAs, GaInAs, GaInP, etc. As ligas de AlGaInP, GaInAsP, AlGaAsSb, etc, são exemplos de semicondutores quaternários. Para mais informações das propriedades dos materiais III-V, uma boa referência é a revisão feita por Vurgaftman *et al.*, 2001.

A maioria dos materiais III-V se cristalizam na forma de *zinc-blend* e a célula unitária é composta de duas redes cúbicas de face centrada (FCC) interpenetradas onde os elementos do grupo III ocupam uma das redes enquanto que a outra é composta pelos elementos do grupo V.

SUPER-REDE DE GAAS–AL_xGA_{1-x}AS

Nessa tese foram estudadas amostras compostas por camadas de GaAs e Al_xGa_{1-x}As, com concentração de alumínio, x, em torno de 30 %. A vantagem de se usar esses materiais é que a diferença no parâmetro de rede entre o GaAs e o AlAs é de menos de 0,15 %, possibilitando uma melhor qualidade nas interfaces entre os materiais (Adachi, 1985). Outra vantagem é que o *gap* é direto nesses materiais (para a liga AlGaAs isso é verdade para concentrações de alumínio até cerca de 40 %), o que abre grandes possibilidades no desenvolvimento de equipamentos opto-eletrônicos, além do grande avanço nas técnicas de crescimento e processamento de tais estruturas.

O crescimento de uma camada de AlGaAs sobre GaAs se dá de tal forma que o *gap* do GaAs (menor *gap*) se acopla dentro do *gap* do AlGaAs, uma heterojunção usualmente denominada de tipo I. Uma forma esquemática de como se processa uma junção desse tipo

pode ser vista na Fig. 1.03, que exhibe, na parte (a), a estrutura de bandas do GaAs e do AlGaAs; na parte (b) e (c), as estruturas de barreiras simples e dupla e na parte (d) uma heterojunção do tipo I, onde os poços são formados pelo material de menor *gap*, enquanto que as barreiras são formadas pelo material de maior *gap*, para os dois tipos de portadores de carga. Para outros tipos de heterojunções, tipo II, os poços e barreiras podem estar em materiais diferentes para elétrons e buracos, como mostrado na Fig. 1.03(e), essas são chamadas heteroestrutura tipo II (Grahm, 2005). A razão entre as descontinuidades das bandas de valência e condução, que já foi assunto de grande controvérsia, está em torno de 62 % do *gap* na banda de condução e 38 % na banda de valência, para GaAs e AlGaAs, com concentração de Al de cerca de 30 %. Esses valores foram encontrados à partir dos parâmetros de descontinuidade de banda recomendado por Vurgaftman, *et al.*, 2001.

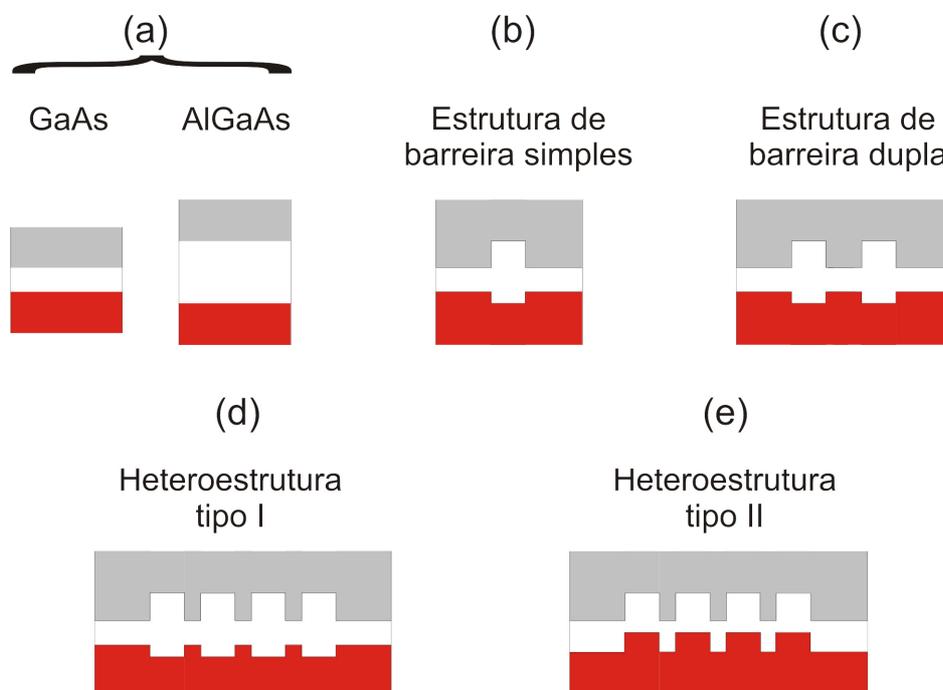


Fig. 1.03 – Representação pictórica da banda de condução em tons claros, a banda de valência em tons escuros e o *gap* em branco, para $k = 0$ e aproximação de massa efetiva. (a) Exemplos de estrutura de banda para o GaAs e para o AlGaAs. (b) Estrutura de barreira simples formada a partir da junção de um semiconductor de *gap* pequeno, outro grande e novamente um outro pequeno. (c) Estrutura de barreira dupla formada pela sobreposição de duas estruturas de barreira simples. (d) e (e) mostram a diferença entre heterojunções tipo I e II.

O trabalho que iniciou o estudo em super-redes remete ao início dos anos 70 com Esaki e Tsu, 1970, que propuseram o estudo das chamadas super-redes cristalinas que seriam formadas a partir da variação da densidade de impurezas ou da superposição de camadas periódicas de dois materiais semicondutores. Da superposição de uma periodicidade imposta pelas camadas alternadas de dois ou mais materiais, crescidas umas sobre as outras, sobre a periodicidade cristalina dos átomos de cada material, vem o nome

super-rede, ou seja, uma super-rede provém de uma rede de camadas periódicas de diferentes materiais superposta à rede cristalina.

As super-redes podem ser divididas em fortemente e fracamente acopladas, sendo que a diferença entre elas vem do fato de que no caso da primeira estrutura as barreiras de potencial são tão finas (≤ 3 nm) que as funções de onda dos níveis de energia de poços vizinhos se acoplam formando uma minibanda de estados permitidos. No caso das fracamente acopladas as barreiras são mais grossas, com isso só os primeiros vizinhos estão fracamente acoplados e os estados quânticos dos poços são bem localizados. A definição de multi-poços quânticos também é usada para qualquer estrutura que contenha poços quânticos, sendo essa uma estrutura periódica ou não.

Numa estrutura formada por poços e barreiras de potencial, quando a energia dos elétrons é baixa de tal forma que eles não podem passar por cima das barreiras, ocorre um fenômeno chamado Efeito Túnel, descoberto em 1928 (Oppenheimer, 1928) e que só é observado em sistemas nanoscópicos onde as equações da mecânica clássica já não conseguem encontrar aplicabilidade. Apesar dos elétrons não terem energia suficiente para “pular” as barreiras de potencial e que dentro destas não existem estados disponíveis para os elétrons, estes “tunelam” para o poço vizinho. Quando os níveis de energia dos poços estão acoplados o tunelamento é dito ressonante e os elétrons tunelam de um poço para o outro sem mudar sua energia, nesse caso pode-se ter tunelamento coerente ou por minibanda, quando as barreiras são muito finas (Tsu e Esaki, 1973 e Jonson e Grincwajg, 1987); ou as barreiras são muito espessas e o tunelamento é incoerente ou seqüencial, os elétrons tunelam de um poço para o outro sem correlação entre as fases das funções de onda (Luryi, 1985).

A evolução do estudo nesse campo levou a uma corrida na procura de dispositivos, sendo que um dos mais simples é o dispositivo de barreira dupla, que é uma simplificação das super-redes. Nesse sistema, o potencial confinante das barreiras leva a uma discretização dos níveis de energia permitidos para os elétrons dentro do poço de potencial (Chang *et al.*, 1974, e Sollner *et al.*, 1983) e, em medidas de transporte elétrico, a probabilidade de tunelamento se aproxima da unidade quando os elétrons, vindos da camada de contato à esquerda do poço ou camada emissora, possuem valores de energia em ressonância com os estados do poço. Para valores intermediários, observa-se uma queda na corrente de tunelamento com o aparecimento de uma resistência diferencial negativa. Dessa forma, essas estruturas funcionam como cavidades ressonantes de poços

quânticos, com comportamento oscilatório da corrente na região de resistência diferencial negativa (Sollner *et al.*, 1984, Mendez *et al.*, 1986, e Eaves *et al.*, 1988).

Quando o livre caminho médio dos elétrons é maior que a periodicidade da super-rede os elétrons podem ser excitados além do ponto de inflexão na relação de dispersão $E-k$, onde E é a energia do elétron e k é o vetor de onda, e assim os elétrons podem tunelar através dos períodos das super-redes (Tsu e Esaki, 1973). Os elétrons acelerados por um campo elétrico sofrem reflexão de Bragg assim que alcançam a fronteira da zona de Brillouin, levando a um comportamento oscilatório, chamado de oscilações de Bloch, observado por Feldmann *et al.*, 1992. Com a evolução das técnicas de crescimento das super-redes (Chang *et al.*, 1973), a alta qualidade das interfaces e o bom controle das impurezas intencionalmente introduzidas nos materiais vêm tornando possível a observação de fenômenos que em materiais *bulk* só seriam possíveis com a aplicação de campos elétricos e magnéticos altíssimos e temperaturas baixíssimas.

Para uma super-rede com poços fortemente acoplados o aumento no campo elétrico aplicado na estrutura leva à formação de estados de Wannier-Stark (Bonilla e Grahn, 2005). Esses estados são chamados de *Stark ladder*. Em estruturas dopadas fracamente acopladas o campo elétrico deixa de ser uniforme e passa a formar domínios de campo elétrico baixo e outro alto. A primeira observação experimental da formação de domínios de campo elétrico baixo e alto em super-redes, com saltos de condutividade diferencial negativa (CDN) superpostos, veio no ano de 1974 (Esaki e Chang, 1974), com a proposição de que o domínio de campo elétrico alto se formava em qualquer região da super-rede. Posteriormente foi observado, através de medidas de transporte, o tunelamento sequencial ressonante em estruturas de multi-poços quânticos, juntamente com a proposição de que o domínio de campo elétrico alto se forma a partir do coletor e se expande até chegar ao emissor (Choi *et al.*, 1987). A formação de domínios de campo elétrico foi também observada através de medidas ópticas por Grahn *et al.*, 1991 (ver também Bonilla e Grahn, 2005). A instabilidade na posição da fronteira dos domínios de campo elétrico leva a uma histerese na curva I-V com a presença de regimes bi- e multi-estáveis (Kastrup *et al.*, 1994 e Rogozia *et al.*, 2002). A presença do campo magnético paralelo às camadas semicondutoras modifica os níveis de energia dos poços de potencial (Maan, 1987 e Choi *et al.*, 1988) e suprime a histerese da curva I-V (Sun *et al.*, 2005). A aplicação de um campo magnético externo perpendicular às camadas gera níveis de Landau (Maan, 1987 e Asahi *et al.*, 1991). Nesse caso, os elétrons só podem tunelar entre níveis de Landau de mesmo índice, pois as funções de onda associadas aos níveis de

Landau, soluções do oscilador harmônico, são ortogonais. Porém, a violação desse princípio foi observada para casos em que o elétron sofre um espalhamento durante o tunelamento (Higman *et al.*, 1989, Piazza *et al.*, 1993, e Vieira *et al.*, 1998).

NÍVEIS DE ENERGIA

O confinamento gerado pelas barreiras de potencial leva a uma discretização das energias possíveis para os elétrons dentro dos poços de potencial. Para encontrar esses níveis de energia será utilizado o modelo de Kronig-Penney (um cálculo mais detalhado pode ser encontrado em Bastard, 1992) para uma estrutura de potencial de multi-poços quânticos infinita, como mostrado na Fig. 1.04.

Segundo o teorema de Bloch as autofunções de uma equação de onda para um potencial periódico podem ser escritas como o produto de uma onda plana por uma função $u_k(\mathbf{r})$ com a periodicidade da rede cristalina (Kittel, 1996).

$$\Psi_k(\mathbf{r}) = u_k(\mathbf{r})\exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}). \quad (1.01)$$

O potencial periódico da estrutura na qual serão baseados os cálculos é descrito por:

$$U_0(z) = U_0(z - nd) \quad (1.02)$$

com

$$U_0(z - nd) = \begin{cases} 0 & \text{para } |z - nd| \text{ dentro dos poços} \\ U_0 & \text{para } |z - nd| \text{ fora dos poços} \end{cases}, \quad (1.03)$$

onde a altura das barreiras é dada por U_0 , as larguras dos poços e barreiras são a e b , respectivamente, d é a periodicidade do potencial, dado por $d = a + b$, e $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

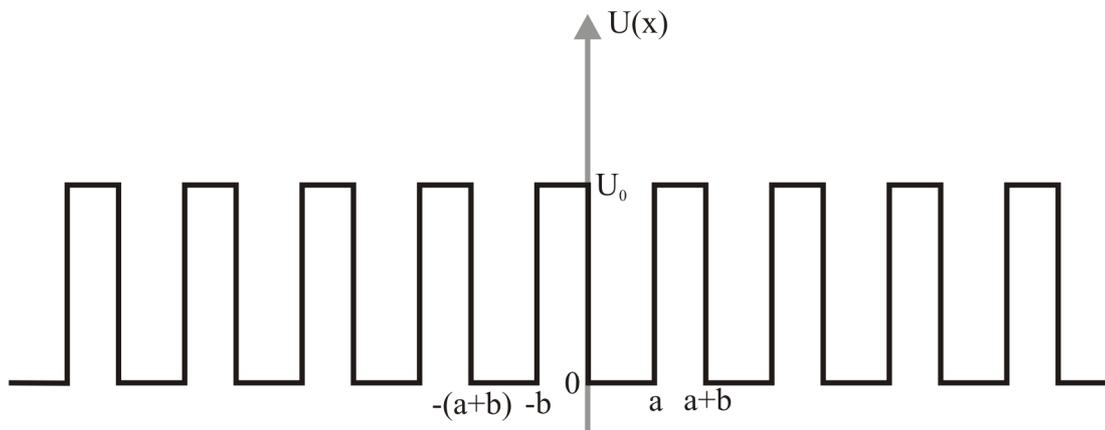


Fig. 1.04 – Potencial periódico de uma super-rede infinita com poços de largura a , barreiras de largura b e altura U_0 .

A solução do problema de multi-poços quânticos se reduz a um problema unidimensional, pois os movimentos dos elétrons na direção de crescimento (z) e no plano perpendicular a essa direção são desacoplados e as auto-energias podem ser escritas como:

$$E_n(z, \vec{k}_\perp) = \frac{\hbar^2 k_\perp^2}{2m^*} + E_n(z), \quad (1.04)$$

onde o termo $E_n(z)$ corresponde à energia ligada ao movimento na direção z e k_\perp^2 o vetor de onda no plano (x, y).

Na aproximação de massa efetiva, as soluções do problema na fronteira entre poços e barreiras de potencial requerem que tanto as funções quanto suas derivadas primeiras sejam contínuas. Indexando a fronteira entre um poço e uma barreira qualquer como (f), temos as expressões das condições de contorno:

$$\begin{aligned} \Psi_w(z) \Big|_f &= \Psi_B(z) \Big|_f \\ \frac{1}{m_w^*} \frac{\partial \Psi_w(z)}{\partial z} \Big|_f &= \frac{1}{m_B^*} \frac{\partial \Psi_B(z)}{\partial z} \Big|_f. \end{aligned} \quad (1.05)$$

Depois de algumas manipulações algébricas, chega-se à função transcendental abaixo cujas soluções são os níveis de energia de uma estrutura de potencial como descrita na Fig. 1.03.

$$\cos(kd) = \cos(K_w a) \cosh(K_B b) + \frac{1}{2} \left(\frac{m_w^* K_B}{m_B^* K_w} - \frac{m_B^* K_w}{m_w^* K_B} \right) \text{sen}(K_w a) \sinh(K_B b), \quad (1.06)$$

onde k é o vetor de onda usado para indexar as soluções, $K_w = \sqrt{\frac{2m_w^* E}{\hbar^2}}$ é o vetor de onda

dos elétrons dentro dos poços, $K_B = \sqrt{\frac{2m_B^* (U_0 - E)}{\hbar^2}}$ o vetor de onda dos elétrons na região das barreiras e E a energia dos elétrons.

A equação (1.06) fornece uma relação implícita entre os níveis de energia dos estados permitidos no poço e os parâmetros da amostra, sendo possível solucioná-la apenas numérica ou graficamente. No intervalo $[-1, 1]$, onde é válido $\cos(kd)$, o lado direito dessa equação,

$$F(E) = \cos(K_w a) \cosh(K_B b) + \frac{1}{2} \left(\frac{m_w^* K_B}{m_B^* K_w} - \frac{m_B^* K_w}{m_w^* K_B} \right) \text{sen}(K_w a) \sinh(K_B b), \quad (1.07)$$

mostra os estados permitidos para a estrutura de multi-poços quânticos.

A Fig. 1.05 mostra dois gráficos de $F(E)$ para os seguintes parâmetros: largura dos poços $a = 7$ nm e largura das barreiras $b = 13$ nm, apresentado em (a), e $a = 33$ nm, $b = 4$ nm em (b). Para facilitar a visualização os gráficos estão posicionados de tal forma que a energia, E , está representada na ordenada, enquanto que $F(E)$ está na abscissa. Os eixos verticais dos gráficos também representam a altura da barreira, pois os cálculos foram feitos para valores de energia até U_0 . Os pontos onde $F(E) = 0$ indicam a posição dos níveis de energia, enquanto que a inclinação da função $F(E)$ entre ± 1 fornece a largura de cada nível.

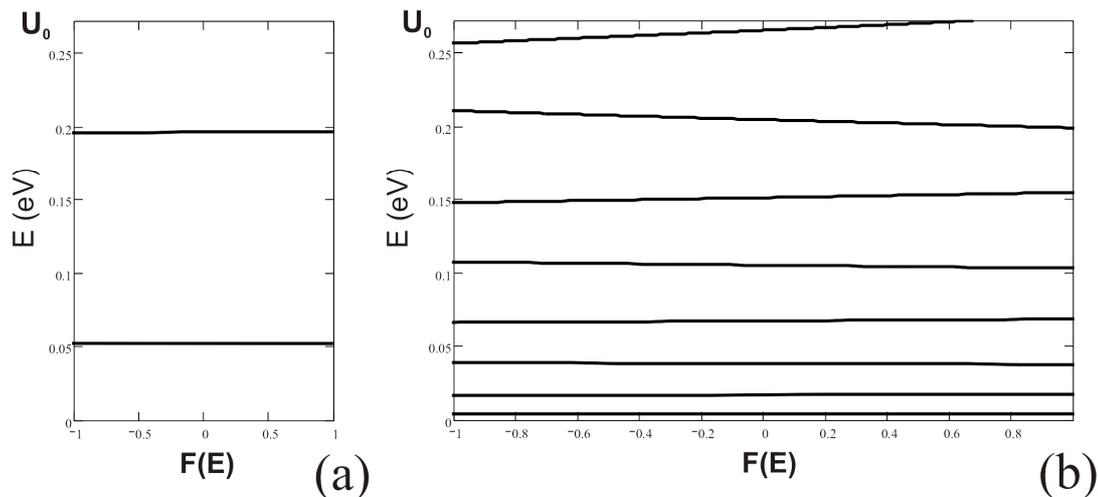


Fig. 1.05 – Gráfico da função das auto-energias, lado direito da igualdade da equação 1.06, para uma seqüência de multi-poços quânticos, para poços de 7 nm e barreira de 13 nm (a) e para poços de 33 nm e barreira de 4 nm (b). A altura das barreiras é de 270 meV.

EFEITOS DA APLICAÇÃO DE CAMPO MAGNÉTICO

A aplicação de um campo magnético em uma estrutura do tipo super-rede ou multi-poços quânticos quantiza o movimento dos elétrons no plano perpendicular à direção do campo em órbitas de Landau. Do ponto de vista semi-clássico, uma carga e numa região onde existe um campo magnético B e com energia descrita pela equação dos níveis de Landau, descreve órbitas circulares cujo raio depende do campo magnético da seguinte forma: $R^2 = (2n + 1)\hbar/eB$ (Maan, 1987), onde $n = 0, 1, 2, \dots$. Para um campo magnético de 12 T e $n = 0$, esse raio vale 13 nm, sendo da ordem do tamanho da periodicidade de uma heteroestrutura do tipo multi-poços quânticos. Para tamanhos de rede da ordem da rede cristalina (0,5 nm) o campo magnético necessário para se observar qualquer efeito deste sobre os elétrons de condução do material deveria ser em torno de 2000 T, o que mostra a grande vantagem do uso das heterocamadas semicondutoras nos estudos de magneto-

tunelamento. Nas próximas seções serão mostradas as deduções de algumas das equações básicas que descrevem o comportamento do elétron em um potencial confinante de um poço de potencial e sob a ação de um campo magnético aplicado em duas direções principais: perpendicular e paralela aos planos das camadas semicondutoras. Partindo dessas equações, nos próximos capítulos, chegaremos às explicações dos fenômenos medidos nas amostras estudadas.

CAMPO MAGNÉTICO PERPENDICULAR ÀS CAMADAS SEMICONDUTORAS

Vamos, primeiramente, considerar o campo magnético aplicado na direção z de um cristal volumétrico como, por exemplo, GaAs (Neves, 1996): $\mathbf{B} = (0, 0, B)$. O potencial vetor, $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$, usando o calibre de Landau, pode ser escrito da forma: $\mathbf{A} = (-yB, 0, 0)$. Na aproximação de massa efetiva, o Hamiltoniano em tal situação fica:

$$H = (\mathbf{P} - e\mathbf{A})^2/2m^* = [(P_x + yeB)^2 + P_y^2 + P_z^2]/2m^* \quad (1.08)$$

ou

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 + \frac{(eyB)^2}{2m^*} - \frac{ie\hbar yB}{m^*} \frac{\partial}{\partial x}, \quad (1.09)$$

que é o Hamiltoniano do elétron livre sob influência de um campo magnético.

Partindo da expressão (1.08) podemos ver que P_x e P_z comutam com H . Dessa forma, podemos construir um conjunto completo de autovetores comuns a H , P_x e P_z (Ballentine, 2000). Assim, podemos escrever a equação de autovalor $H\Psi = E\Psi$, onde a autofunção $\Psi(x, y, z)$ é também autofunção de P_x e P_z e é da forma:

$$\Psi(x, y, z) = \exp[i(k_x x + k_z z)]\varphi(y). \quad (1.10)$$

Substituindo a expressão (1.10) na equação de autovalor, obtemos uma equação diferencial para $\varphi(y)$:

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2\varphi(y)}{dy^2} + \frac{\hbar e B k_x}{m^*} y\varphi(y) + \left[\frac{e^2 B^2}{2m^*} y^2 + \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_z^2) - E \right] \varphi(y) = 0. \quad (1.11)$$

Fazendo uma translação em $y' = y + y_0$, onde $y_0 = -\hbar k_x / eB$, chegamos a:

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2\varphi(y')}{dy'^2} + \frac{m^* \omega_c^2}{2} y'^2 \varphi(y') = E' \varphi(y'), \quad (1.12)$$

onde chamamos $\omega_c = eB/m^*$, a frequência de cíclotron, e $E' = E - \hbar^2 k_z^2 / 2m^*$.

A equação (1.12) é a equação para o oscilador harmônico (Cohen-Tannoudji *et al.*, 1977) cujas auto-energias são dadas por $E' = (n + 1/2) \hbar \omega_c$. Dessa forma, as energias permitidas para o elétron sob a ação de um campo magnético são:

$$E = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*} + (n + 1/2)\hbar\omega_c. \quad (1.13)$$

Podemos ver através de (1.13) que o campo magnético quantiza o movimento do elétron no plano perpendicular à direção em que está sendo aplicado, enquanto que nesta direção o elétron se comporta como um elétron livre. Classicamente falando, o elétron descreve órbitas circulares no plano xy .

Estendendo esse resultado para o caso em que o elétron está sob a ação de um potencial confinante $U_0(z)$, do tipo de multi-poços quânticos, dado pela função 1.02 e mostrado na Fig. 1.04, o Hamiltoniano do sistema passa a ser:

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 + \frac{(eyB)^2}{2m^*} - \frac{ie\hbar yB}{m^*} \frac{\partial}{\partial x} + U_0(z). \quad (1.14)$$

Como o potencial $U_0(z)$ confina a energia dos elétrons na direção z , a energia total do sistema pode ser escrita como a parte quantizada na direção z adicionada à parte quantizada no plano xy . Dessa forma as auto-energias passam a ser dadas por:

$$E_{i,N} = \varepsilon_i + (N + 1/2)\hbar\omega_c, \quad \text{com } N = 0, 1, 2, \dots \quad (1.15)$$

onde ε_i são os níveis quase-ligados dados pela solução de (1.07). Nesse caso, o movimento do elétron é totalmente quantizado. Na direção z , pelo potencial $U_0(z)$, e no plano xy , pelo campo magnético aplicado.

CAMPO MAGNÉTICO PARALELO ÀS CAMADAS SEMICONDUTORAS

Para o caso de uma estrutura de multi-poços quânticos descrita pelo potencial $U_0(z)$ da equação (1.02), sob a ação de um campo magnético aplicado perpendicular à direção de crescimento da amostra, ou seja, a direção do campo magnético é paralela ao plano dos poços de potencial, direção x , por exemplo, a equação de Schrödinger não pode ser resolvida analiticamente. Podemos usar uma aproximação de campo magnético pequeno e resolver o problema tratando o campo magnético como uma perturbação em cada poço isoladamente (Maan, 1987 e Valadares, 2004). Essa aproximação é válida quando a energia de confinamento do elétron é muito maior que a energia de ciclotron. Ando, 1975, e Beinvoogl *et al.*, 1976, usando esse formalismo, encontraram os valores para as auto-energias, em primeira ordem. Considerando o campo magnético ao longo da direção x , $\mathbf{B} = (B, 0, 0)$, com o potencial vetor no calibre de Landau, $\mathbf{A} = (0, -zB, 0)$ e chamando o

potencial dos poços quânticos $U(z)$, as auto-energias do Hamiltoniano $H = (\mathbf{P} - e\mathbf{A})^2/2m^* + U(z)$ são, em primeira aproximação,

$$E_i(\mathbf{B}) = \varepsilon_i(0) + \frac{e^2 \mathbf{B}^2}{2m^*} (\langle z^2 \rangle_i - \langle z \rangle_i^2) + \frac{1}{2m^*} (\hbar k_y + eB \langle z \rangle_i)^2 + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*}, \quad (1.16)$$

onde $\langle z^2 \rangle_i$ é o valor médio de z^2 e $\langle z \rangle_i$ o valor médio de z para a função de onda não perturbada da i -ésima subbanda dos poços. Dessa forma, o campo magnético, que está na direção x , afeta os níveis de energia gerados pelo potencial confinante $U(z)$. O primeiro termo do lado direito da equação (1.16) é o nível de energia ε_i devido ao confinamento das barreiras de potencial. O segundo termo, chamado usualmente de desvio diamagnético, aumenta cada nível de energia, no eixo da energia, por um fator proporcional a B^2 e a $\langle \Delta z^2 \rangle_{i,n} = \langle z^2 \rangle_{i,n} - \langle z \rangle_{i,n}^2$. O terceiro termo desloca o mínimo das curvas de dispersão em k_y de um termo igual a $-eB \langle z_i \rangle / \hbar$ na direção de k_y .

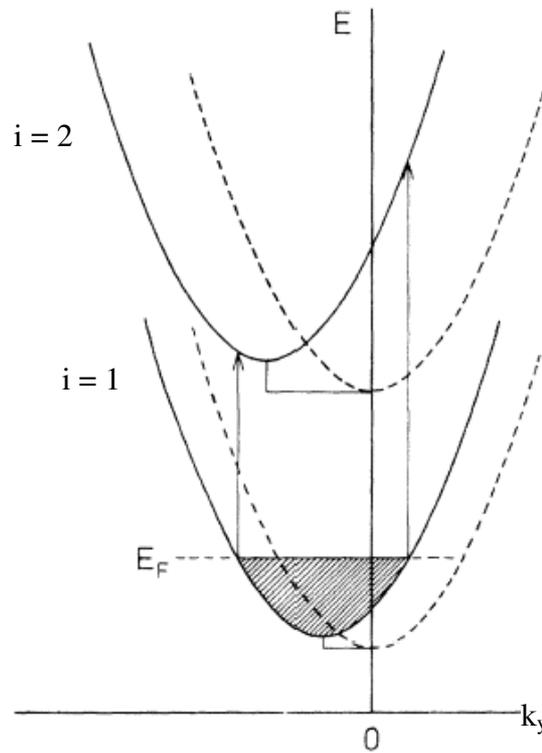


Figura 1.06 – Relação de dispersão dos dois primeiros níveis de energia de um poço quântico na ausência de campo magnético (pontilhado) e com um campo magnético aplicado na direção x (linhas sólidas). Repare no deslocamento em k_y devido à presença do campo magnético. A energia de Fermi está indicada por E_F . Figura retirada de Beinvogl *et al.* (1974).

A Fig. 1.06 mostra o deslocamento com o campo magnético do nível fundamental de um poço em relação ao primeiro nível excitado do mesmo ou de outro poço, de acordo com a equação (1.15). A ação do campo magnético em uma estrutura de muitos poços

quânticos, como é o caso das super-redes, se dá de forma parecida e será analisada com mais detalhes no Cap. 03.

Nessa introdução foi mostrado um breve panorama sobre os semicondutores e mais especificamente, sobre as super-redes formadas por camadas alternadas de GaAs e AlGaAs. Foi apresentado um resumo dos cálculos dos níveis de energia para uma super-rede infinita utilizando o modelo de Kronig-Penney para a aproximação de massa efetiva e em seguida os cálculos para a aplicação de campo magnético perpendicular e paralelamente às camadas da super-rede. Essa base teórica é suficiente para se entender os fenômenos que serão descritos nas seções seguintes, nas quais será feito um aprofundamento nessas teorias à medida que for conveniente para o entendimento dos processos descritos.

BIBLIOGRAFIA

- ADACHI, S., *Journal of Applied Physics*, **58**, R1 (1985).
- ANDO, T., *Journal of the Physics Society of Japan*, **39**, 411 (1975).
- ASAHI, H., TEWORDT, M., SYME, R. T., KELLY, M. J., LAW, V. J., MACE, D. R., FROST, J. E. F., RITCHIE, D. A., JONES, G. A. C. e PEPPER, M., *Applied Physics Letters*, **59**, 803 (1991).
- BALLENTINE, L. E., *Quantum Mechanics: A Modern Development*, World Scientific, (Londres) 2000.
- BASTARD, G., *Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures*, Les Éditions de Physique, (Paris) 1992.
- BEINVOGL, W., KAMGAR, A. e KOCH, J. F., *Physical Review B*, **14**, 4274 (1976).
- BONILLA, L. L. e GRAHN, H. T., *Reports on Progress in Physics*, **68**, 577 (2005).
- COHEN-TANNOUJJI, C., DIU, B., LALOË, F., *Quantum Mechanics*, John Wiley & Sons, (Paris) 1977.
- CHANDRASEKHAR, B. S., *Why things are the way they are*, Cambridge University Press, Cambridge, 1998.
- CHANG, L. L., ESAKI, L., HOWARD, W. E., LUDEKE, R., e SCHUL, G., *Journal of Vacuum, Science and Technology*, **10**, 655 (1973).
- CHANG, L. L., ESAKI, L. e TSU, R., *Applied Physics Letters*, **24**, 593 (1974).
- CHELIKOWSKY, J. R. e COHEN, M. L., *Physical Review B*, **10**, 5095 (1974).

- CHOI, K. K., LEVINE, B. F., MALIK, R. J., WALKER, J. e BETHEA, C. G., *Physical Review B*, **35**, 4172 (1987).
- CHOI, K. K., LEVINE, B. F., JAROSIK, N., WALKER, J. e MALIK, R. J., *Physical Review B*, **38**, 12362 (1988).
- EAVES, L., TOOMBS, G. A., SHEARD, F. W., PAYLING, C. A., LEADBEATER, M. L., ALVES, E. S., FOSTER, T. J., SIMMONDS, P. E., HENINI, M., HUGHES, O. H., PORTAL, J. C., HILL, G. e PATE, M. A., *Applied Physics Letters*, **52**, 212 (1988).
- EISBERG, R. e RESNICK, R., *Física Quântica – Átomos, moléculas, sólidos, núcleos e partículas*, Editora Campus, Rio de Janeiro, 13^a edição, 1979.
- ESAKI, L. e CHANG, L. L., *Physical Review Letters*, **33**, 495 (1974).
- ESAKI, L. e TSU, R., *IBM Journal of Research and Development*, **14**, 61 (1970).
- FELDMANN, J., LEO, K., SHAH, J., MILLER, D. A. B., CUNNINGHAM, J. E., MEIER, T., von PLESSSEN, G., SCHULZE, A., THOMAS, P. e SCHMITT-RINK, S., *Physical Review B*, **46**, 7257 (1992).
- GRAHN, H. T., *Semiconductor Superlattices – Growth and Electronic Properties*, World Scientific Publishing, Singapura, 1995.
- GRAHN, H. T., HAUG, R. J., MÜLLER, W. e PLOOG, K., *Physical Review Letters*, **67**, 1618 (1991).
- HIGMAN, T. K., FAVARO, M. E., MILLER, L. M., EMANUEL, M. A. e COLEMAN, J. J., *Applied Physics Letters*, **54**, 1751 (1989).
- JONSON, M. e GRINCWAJG, A., *Applied Physics Letters*, **51**, 1729 (1987).
- KASTRUP, J., GRAHN, H. T., PLOOG, K., PRENGEL, F., WACKER, A. e SCHÖLL, E., *Applied Physics Letters*, **65**, 1808 (1994).
- KITTEL, C., *Introduction to Solid State Physics*, 7^a ed., John Wiley & Sons, New York, 1996.
- LURYI, S., *Applied Physics Letters*, **47**, 490 (1985).
- MAAN, J. K., *Festkörperprobleme*, **27**, 137 (1987).
- MENDEZ, E. E., ESAKI, L. e WANG, W. I., *Physical Review B*, **33**, 2893 (1986).
- NEVES, B. R. A., *Tese de Doutorado*, UFMG, Belo Horizonte (1996).
- OPPENHEIMER, J. R., *Physical Review*, **13**, 66 (1928).
- PIAZZA, F., PAVESI, L., CRUZ, H., MICOVIC, M. e MENDOÇA, C., *Physical Review B*, **47**, 4644 (1993).

- ROGOZIA, M., TEITSWORTH, S. W., GRAHN, H. T. e PLOOG, K. H., *Physical Review B*, **65**, 205303 (2002).
- SOLLNER, T. C. L. G., GOODHUE, W. D., TANNENWALD, P. E., PARKER, C. D. e PECK, D. D., *Applied Physics Letters*, **43**, 588 (1983).
- SOLLNER, T. C. L. G., TANNENWALD, P. E., PECK, D. D. e GOODHUE, W. D., *Applied Physics Letters*, **45**, 1319 (1984).
- SUN, B. Q., WANG, J. N. e JIANG, D. S., *Semiconductor Science and Technology*, **20**, 947 (2005).
- TEGMARK, M., e WHEELER, J. A., *100 years of Quantum Mysteries, Scientific American*, fevereiro 2001.
- TSU, R. e ESAKI, L., *Applied Physics Letters*, **22**, 562 (1973).
- VALADARES, M., *Dissertação de Mestrado*, UFMG, Belo Horizonte (2004).
- VIEIRA, G. S., GUIMARÃES, P. S. S., ALVES, E. S., ALLEN, S. J., CAMPMAN, K. L. e GOSSARD, A. C., *Physica B*, **256 – 258**, 527 – 530 (1998).
- VURGAFTMAN, I., MEYER, J. R. e RAM-MOHAN, L. R., *Journal of Applied Physics*, **89**, 5815 (2001).

CAPÍTULO 02

DESCRIÇÃO DAS AMOSTRAS E MONTAGEM EXPERIMENTAL

As amostras estudadas foram quatro estruturas do tipo multi-poços quânticos de GaAs/AlGaAs, sendo três periódicas e uma não periódica. Será descrito aqui, brevemente, como é a estrutura das amostras estudadas, assim como o aparato experimental utilizado nas medidas.

A Amostra 1 possui na região ativa doze períodos, sendo os poços de GaAs de 7,5 nm de largura e as barreiras de AlGaAs de 13 nm de largura e concentração de alumínio de 30%. Toda a região ativa foi dopada uniformemente com Si, uma impureza que entra na estrutura ocupando o lugar do Ga e é doadora de elétrons, dopagem tipo n, com concentração $n = 7,5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Essa estrutura foi crescida sobre um substrato de GaAs com alta dopagem ($n^+ = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) e tendo como contato da base uma camada *buffer* de GaAs com 500 nm, com a mesma dopagem do substrato, uma camada de GaAs, com dopagem variando do nível do substrato até o nível de dopagem da região ativa e 150 nm de espessura e por fim uma camada espaçadora de GaAs de 26 nm, com dopagem igual à da região ativa. Para o contato do topo foram crescidas uma camada espaçadora de GaAs com 92 nm de espessura, com a mesma dopagem da região ativa, uma camada de 150 nm de GaAs com dopagem variando do nível dos poços até $n^+ = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ e uma camada de GaAs de 500 nm de espessura, também com dopagem n^+ . Para a realização das medidas de transporte elétrico, foram fabricadas mesas de $(150 \times 200) \mu\text{m}^2$ utilizando fotolitografia convencional e contatos ôhmicos foram feitos na camada do topo e na camada *buffer* por evaporação de Au, Ni, AuGe (12% de Ge) e Ni, sucessivamente, seguindo recomendações da literatura (Ogawa, 1980 e Kuan *et al.*, 1983).

A Amostra 2 é semelhante à Amostra 1 com a diferença de que os poços possuem 7 nm de espessura e que, dos dez períodos, o quarto foi crescido com um poço de 22 nm de espessura. Essa configuração permite que o nível fundamental do poço mais fino esteja num valor de energia entre o primeiro e o segundo nível excitado de energia do poço largo, criando um regime meta-estável que será mostrado com mais detalhes no Cap. 3.

Já as Amostras 3 e 4 são as mesmas descritas em Vieira *et al.*, (2007). A região ativa dessas amostras é composta de dez poços de GaAs e onze barreiras de $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$. A largura dos poços e barreiras são 33 nm e 4 nm, respectivamente, para a Amostra 3, e 15 nm e 5 nm, para a Amostra 4. As duas estruturas foram dopadas uniformemente com Si em $n = 3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Essas estruturas foram crescidas entre duas camadas de 50 nm de espessura cada, de GaAs, com o mesmo nível de dopagem dos poços e barreiras, isto é $n = 3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ de Si, que por sua vez foram crescidas entre outras duas camadas de GaAs altamente dopadas, com $n = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ e 300 nm de espessura cada. Foram processadas mesas de $(2 \times 4) \mu\text{m}^2$ conforme descrito em Vieira *et al.*, (1998-a, b).

A estrutura das camadas de contato da base e do topo das Amostras 1 e 2 está representada na Fig. 2.01(a), enquanto que a Fig. 2.01(b) mostra a estrutura das camadas de contato das Amostras 3 e 4.

Substrato GaAs(100) n+	GaAs Camada Buffer n+ 500 nm	GaAs n+ → n 150 nm	GaAs n 26 nm	Multi-poços GaAs/AlGaAs $n = 7,5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	GaAs n 92 nm	GaAs n → n+	GaAs n+
------------------------------	--	--------------------------	--------------------	--	--------------------	----------------	------------

(a)

Substrato GaAs(100) n+	GaAs n+ 300 nm	GaAs n 50 nm	Multi-poços GaAs/AlGaAs $n = 3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	GaAs n 50 nm	GaAs n+
------------------------------	----------------------	--------------------	--	--------------------	------------

(b)

Fig. 2.01 – Diagrama das camadas de contato da base e do topo das Amostras 1 e 2, mostrado em (a), e das Amostras 3 e 4, mostrado em (b).

Para o crescimento das Amostras 1 e 2 foi utilizada a técnica de Epitaxia por Deposição de Vapor Químico Metal-Orgânico (MOCVD) pelo grupo dos professores Patrícia Lustoza Souza da PUC-Rio e Maurício Pamplona Pires da UFRJ. As Amostras 3 e 4 foram crescidas por Epitaxia por Feixe Molecular (MBE) pela equipe do Prof. A. C. Gossard, da University of California, Santa Bárbara, Estados Unidos da América.

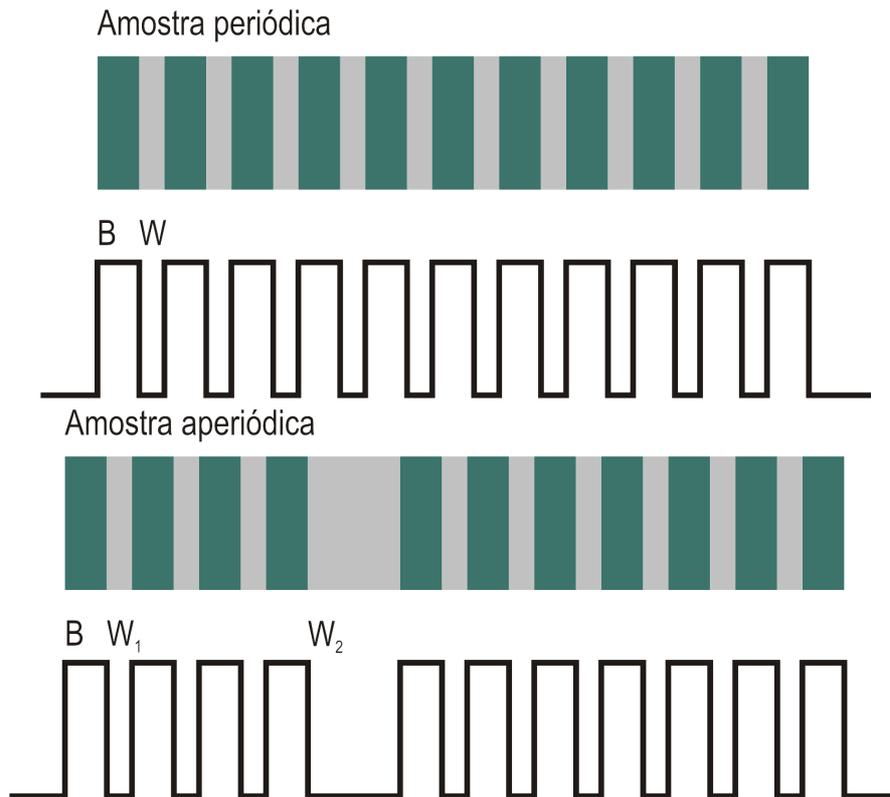


Fig. 2.02 – Esboço da estrutura de camadas e do potencial do fundo da banda de condução para as amostras periódicas e aperiódicas. As barreiras (B) são compostas de AlGaAs enquanto que os poços (W) são compostos de GaAs. Os valores de B e W para cada amostra são, respectivamente: Amostra 1 – B = 13 nm e W = 7,5 nm; Amostra 2 – B = 13 nm, W₁ = 7 nm e W₂ = 22 nm; Amostra 3 – B = 4 nm e W = 33 nm e finalmente Amostra 4 – B = 5 nm e W = 15 nm.

A Fig. 2.02 contém um esboço da estrutura das camadas e do potencial do fundo da banda de condução apenas da região ativa, região com os poços e barreiras de potencial, para as amostras periódicas (Amostras 1, 3 e 4) e para a amostra aperiódica (Amostra 2). O que difere cada uma das amostras são os parâmetros de espessura dos poços e barreiras de potencial.

O aparato experimental utilizado nas medidas foi bem simples e consistiu de um circuito em série formado pela fonte de tensão, um resistor e a amostra. A corrente que passou pelo circuito foi monitorada medindo-se a queda de tensão no resistor ($R = 5 \Omega$) enquanto que a tensão aplicada na amostra foi medida diretamente nela, conforme mostrado na Fig. 2.03. Para evitar o acoplamento de ondas eletromagnéticas externas com o circuito, gerando assim eventuais flutuações de corrente, foram utilizados cabos coaxiais onde a casca externa desses cabos foi aterrada. O resistor também foi colocado dentro de uma gaiola de Faraday para evitar ruídos.

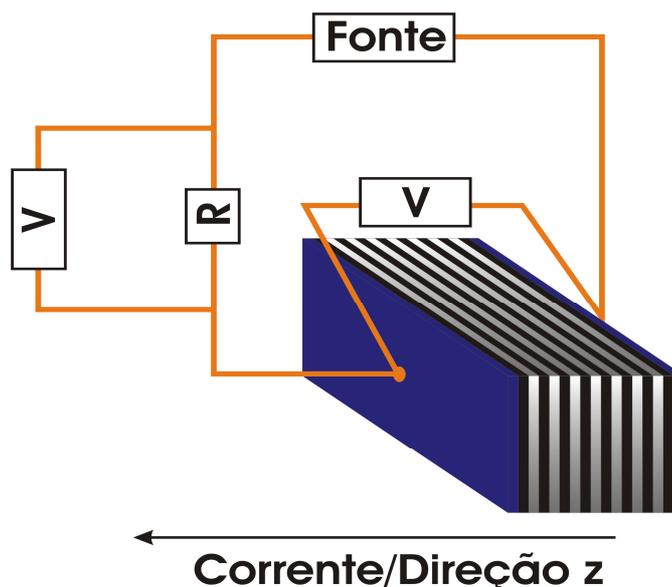


Fig. 2.03 – Desenho representativo do circuito utilizado para realização das medidas. O resistor R foi utilizado para medir a corrente no circuito e a tensão foi medida na amostra diretamente.

As medidas foram efetuadas com as amostras inseridas em um criostato da Oxford Instruments que possui um magneto supercondutor capaz de atingir campos magnéticos de até 15 T e temperaturas de até 1,5 K. Em algumas medidas foi utilizado um magneto supercondutor fabricado pela Cryogenics Ltd, com campo máximo de 12 T. Para as medidas de corrente e tensão elétrica foram utilizados multímetros da Keithley, modelo 196. As fontes de tensão utilizadas foram uma Keithley, modelo 220 e, para as Amostras 3 e 4, um sistema com duas pilhas, montado de tal forma que se podia varrer tensões de - 1,5 V a + 1,5 V. A utilização das pilhas foi de fundamental importância, pois as mesas das Amostras 3 e 4 eram tão pequenas que as flutuações típicas da rede de alimentação geravam ruídos que, portanto, queimavam-nas.

BIBLIOGRAFIA

- KUAN, T. S., BATSON, P. E., JACKSON, T. N., RUPPRECHT, H. e WILKIE, E. L., *Journal of Applied Physics*, **54**, 6952 (1983).
- OGAWA, M., *Journal of Applied Physics*, **51**, 406 (1980).
- VIEIRA, G. S., *Tese de Doutorado*, UFMG, Belo Horizonte (1998-a).
- VIEIRA, G. S., ALLEN, S. J., GUIMARÃES, P. S. S., CAMPMAN, K. L. e GOSSARD, A. C., *Physical Review B*, **58**, 7136 (1998-b).
- VIEIRA, G. S., FEU, W. H. M., VILLAS-BÔAS, J. M., GUIMARÃES, P. S. S., e NELSON STUDART, *Physical Review B*, **75**, 193406 (2007).

CAPÍTULO 03

CAMPO MAGNÉTICO INDUZINDO BI-ESTABILIDADE NA CORRENTE: O “EFEITO MEMÓRIA”

Neste capítulo, será mostrado um estudo dos níveis de energia quasi-ligados em duas estruturas do tipo de super-redes semicondutoras periódicas e aperiódicas. Será visto também o caso do transporte eletrônico na direção perpendicular às camadas semicondutoras com aplicação de campo magnético e uma comparação entre o transporte eletrônico em uma estrutura periódica com uma não periódica.

Inicialmente, apresentaremos os resultados experimentais das medidas de transporte elétrico efetuadas na amostra periódica, Amostra 1, na ausência de campo magnético e depois mostraremos os resultados das medidas com o campo magnético. Em seguida, mostraremos os resultados da amostra não periódica, Amostra 2, que possui um poço mais largo embebido na estrutura e esses resultados serão comparados aos da amostra periódica (Amostra 1). Veremos que essa adição proposital de um poço mais largo, com razão de largura com uma proporção com relação aos poços mais estreitos, de tal forma que o nível fundamental do poço estreito estivesse entre o primeiro e o segundo nível excitado do poço largo, leva a uma alteração no valor da resistência elétrica da amostra após a aplicação do campo magnético.

TUNELAMENTO EM SUPER-REDE PERIÓDICA FINITA

Em estruturas de poços fracamente acoplados, quando o período da super-rede é maior que o livre caminho médio dos elétrons, a curva característica da corrente medida *versus* tensão aplicada (curva I-V) apresenta uma sucessão de degraus e platôs.

Dependendo da distância entre os níveis de energia e da densidade de portadores, podemos observar saltos de condutividade diferencial negativa (CDN) dentro dos platôs de corrente, como pode ser visto na Fig. 3.01.

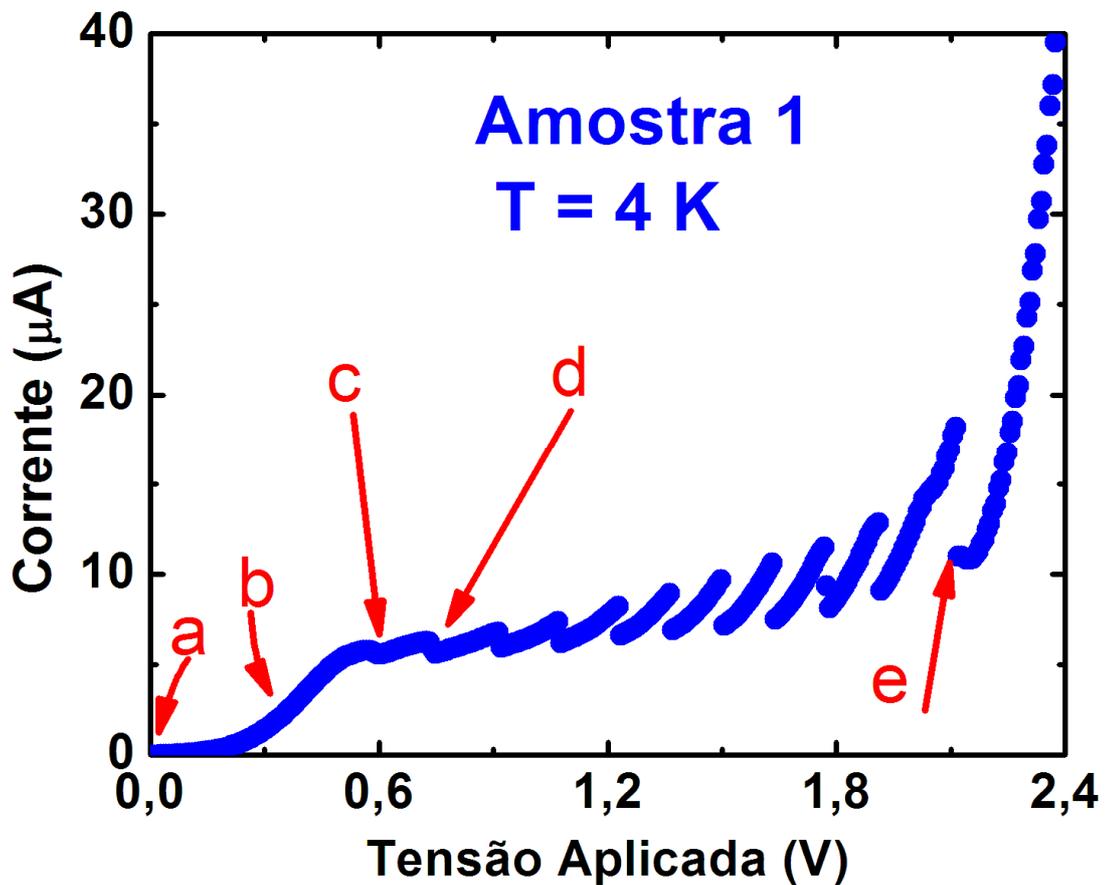


Fig. 3.01 – Corrente de tunelamento em função da tensão aplicada para a Amostra 1. Esse gráfico mostra o traçado característico de tunelamento sequencial ressonante em uma estrutura de super-rede finita, com os degraus e platôs e os saltos de condutividade diferencial negativa (CDN) dentro do platô de corrente.

A presença dos degraus e platôs, na Fig. 3.01, indica a ocorrência de tunelamento sequencial ressonante (Choi et al., 1987). Os saltos CDN mostram que o campo elétrico aplicado na amostra não é mais uniforme e sim que ele se divide em um domínio de campo elétrico baixo e outro domínio de campo elétrico alto (Grahn *et al.*, 1991). Para facilitar a visualização da “quebra” do campo elétrico em dois domínios vamos recorrer a um desenho esquemático do fundo da banda de condução para quatro poços de uma estrutura periódica qualquer. Esse esquema está representado na Fig. 3.02, onde as letras para cada valor de tensão nesta figura correspondem às indicações mostradas pelas setas na Fig. 3.01.

Para temperaturas muito baixas, normalmente abaixo de 100 K, os elétrons não têm energia suficiente e se concentram dentro dos poços de potencial e para 4 K, em amostras com dopagem da região ativa relativamente baixa como as apresentadas nessa tese, todos

os elétrons responsáveis pela condução ocupam o nível fundamental dos poços de potencial. Devido à grande separação entre os poços (para as Amostras 1 e 2 as barreiras são de 13 nm), e na ausência de campo elétrico, todos os níveis de energia estão em ressonância e acoplados, como é mostrado na Fig. 3.02(a). Essa situação corresponde ao ponto em que corrente e voltagem possuem valores iguais a zero na Fig. 3.01(a).

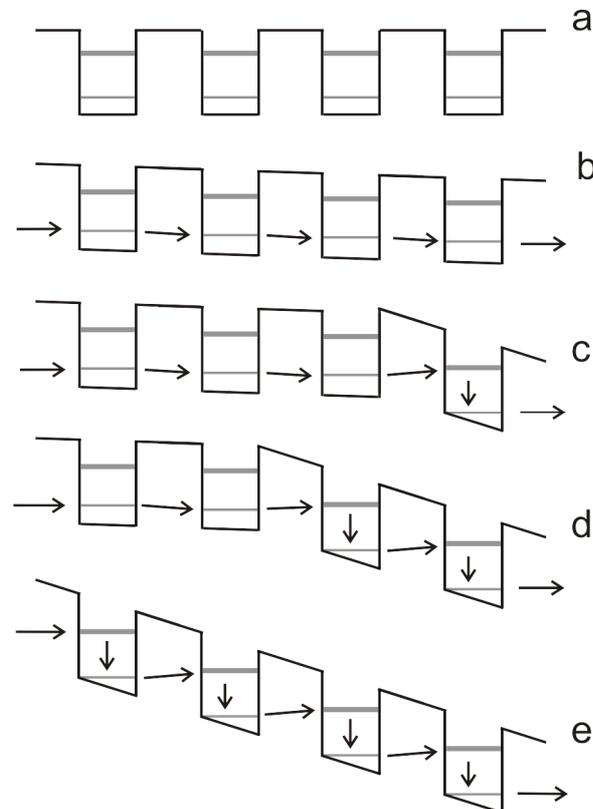


Fig. 3.02 – Esquema do fundo da banda de condução de quatro poços de uma super-rede, mostrando cinco valores de tensão correspondentes aos indicados na Fig. 3.01.

À medida que aumentamos a tensão aplicada a partir do zero, ou seja, aplicamos um campo elétrico na amostra, uma corrente de tunelamento aparece, como mostrado na curva I-V da Fig. 3.01. Se a dopagem da amostra for baixa, pode ser necessário aplicar uma tensão inicial para igualar o nível de Fermi do contato com o nível fundamental dos poços, por isso o início da curva I-V apresenta uma região de corrente zero inicialmente. Olhando para a Fig. 3.02, isso significa que elétrons começam a tunelar do nível fundamental de um poço para o nível fundamental do poço seguinte (tunelamento 1 para 1) e a diferença de energia gerada pela aplicação do campo elétrico entre o pólo negativo e o positivo da amostra adiciona uma inclinação extra no gráfico do fundo da banda de condução, fazendo com que os níveis de energia saiam da ressonância. Este processo gera um acúmulo de elétrons em todos os poços no interior da estrutura Fig. 3.02(b). Esse acúmulo de cargas nos poços faz com que a queda linear de potencial e, por conseguinte, a

mesma dissonância entre os níveis de energia de poços adjacentes, seja apenas uma aproximação do caso real, onde a queda é quadrática, de acordo com a equação de Poisson. Acrescido a isso, todos os elétrons que estão no último poço tunelam para a região de coletor, pois neste a densidade de estados é 3D. Isso tudo faz com que para certo valor de tensão aplicada esses elétrons acumulados saturem a corrente de tunelamento entre níveis fundamentais e o campo elétrico aplicado se divide em domínios de campo elétrico alto e baixo, Fig. 3.02(c). A queda de tensão em toda a estrutura, que antes gerava uma grande dissonância entre os níveis fundamentais, agora se redistribui fazendo com que os níveis de energia dos poços que estão no domínio de campo elétrico baixo voltem a ficar mais próximo da ressonância. No domínio de campo elétrico alto o tunelamento passa a ser do nível fundamental para o primeiro nível excitado do poço adjacente (tunelamento 1 para 2), com a relaxação da energia do elétron para o nível fundamental e conseguinte tunelamento para o poço seguinte ou para a região do coletor. Essa “quebra” do campo elétrico em domínios de campo elétrico baixo e alto é brusca, de tal forma que na curva I-V podemos observar, para esse valor de tensão aplicada, um salto de CDN, Fig. 3.01(c) e Fig. 3.02(c). À medida que a voltagem aumenta mais poços passam para o domínio de campo elétrico alto, Fig. 3.02(d). A corrente média forma uma estrutura de platô na curva I-V e permanece razoavelmente constante nesse valor médio, já que todo aumento de tensão é empregado para que mais poços passem do domínio de campo elétrico baixo para o alto (Choi *et al.*, 1987 e Grahn *et al.*, 1991). Ao final desse processo todos os poços de potencial estão no domínio de campo elétrico alto, Fig. 3.01(e) e Fig. 3.02(e), e a corrente volta a subir. O número de platôs que vão se formar depende do número de níveis de energia ligados nos poços. As Amostras 1 e 2 possuem dois níveis ligados o que implica em apenas um platô de corrente presente na curva I-V.

Todo o processo de formação de domínios de campo elétrico está relacionado com a presença de uma densidade significativa de portadores de cargas. A fronteira entre dois domínios de campo elétrico é a região onde a dissonância entre os níveis de energia se faz mais dominante, o que faz com que essa fronteira seja o limitador da corrente e, por conseguinte, o que origina o platô de corrente na curva I-V. Nessa região o tunelamento sempre será não ressonante (Kwok *et al.*, 1995).

A Fig. 3.03, retirada de Grahn *et al.*, 1991, mostra duas curvas I-V para duas amostras distintas, sendo que uma delas é dopada, enquanto que a outra não é dopada. A curva característica da amostra dopada é semelhante à curva da Amostra 1 apresentada na Fig. 3.01, com degraus e platôs de corrente e saltos de CDN no interior do platô. Por outro

lado, a curva da amostra não dopada não apresenta essas mesmas características. A corrente cresce muito lentamente, com um aumento perceptível para valores de voltagens correspondentes aos valores nos quais o platô de corrente da amostra dopada já está no seu final. Ou seja, a amostra não dopada apresenta uma condutividade significativa apenas quando todos os poços da estrutura já estão alinhados nível fundamental com primeiro excitado (1 para 2).

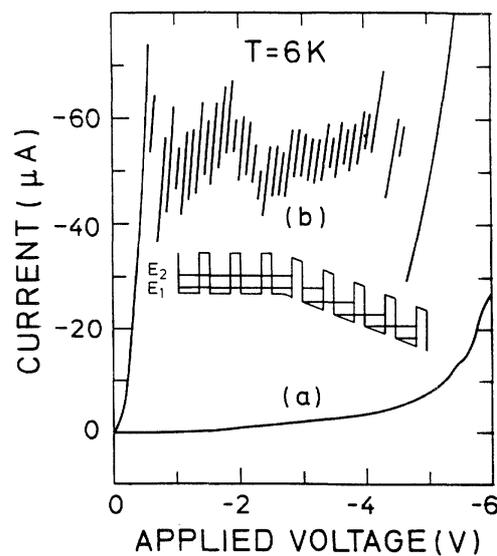


Fig. 3.03 – Curvas características para duas super-redes com 35 poços de potencial. A diferença entre elas é que em (a) a amostra é não-dopada, enquanto que em (b) a amostra é dopada. Retirado de Grahn *et al.*, 1991.

MAGNETO-TRANSPORTE E DESLOCAMENTO NOS NÍVEIS DE ENERGIA CAUSADO PELO CAMPO MAGNÉTICO

A aplicação de um campo magnético externo paralelo às camadas semicondutoras altera drasticamente a corrente de tunelamento ao introduzir novos canais de tunelamento na estrutura, como será mostrado agora.

No gráfico da Fig. 3.04 são mostradas algumas medidas da corrente de tunelamento como função da tensão aplicada com aplicação de campo magnético externo estático paralelo às camadas da amostra. Como pode ser observado, o campo magnético gera três peculiaridades nas curvas I-V. Primeiro, para valores de campo magnético baixo, o platô de corrente é elevado para valores mais altos, tanto de tensão quanto de corrente. Segundo, em campos magnéticos intermediários, os saltos de CDN vão desaparecendo. Por fim, observamos que a corrente de tunelamento diminui rapidamente para valores de campos magnéticos mais elevados.

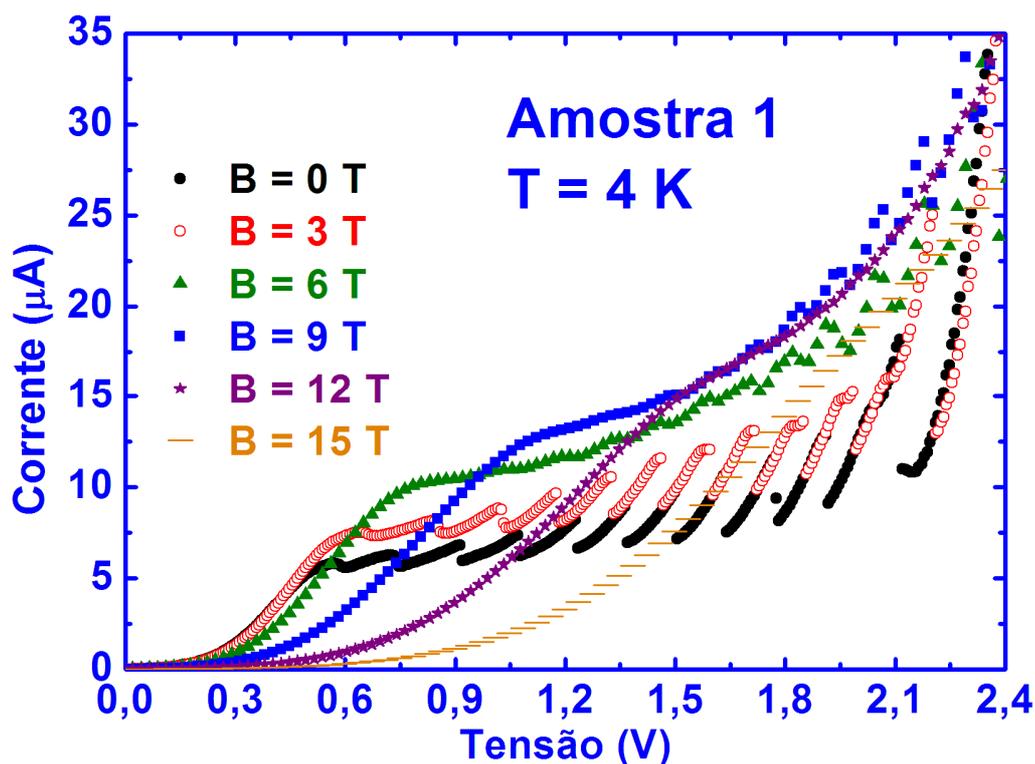


Fig. 3.04 – Gráfico da corrente de tunelamento em função da tensão aplicada para a Amostra 1, na presença de campo magnético externo aplicado paralelo às camadas semicondutoras.

A fim de entender melhor o papel desempenhado pelo campo magnético na corrente de tunelamento, e por motivo de simplificação, uma vez que o gráfico mostrado na Fig. 3.04 mostra a medida da corrente de tunelamento com a variação tanto da tensão aplicada quanto do campo magnético, foi fixado um valor de tensão e medida a corrente de tunelamento como função do campo magnético aplicado (I-B). Os resultados podem ser observados nas Figs. 3.05(a) e (b), onde as curvas I-B são apresentadas para valores de tensão antes do platô de corrente e dentro do mesmo.

As medidas mostradas na Fig. 3.05(a) foram feitas para valores de tensões fixas antes de começar o platô de corrente. Ou seja, o campo elétrico aplicado na amostra é uniforme nessa condição e todos os poços estão com os níveis fundamentais próximos da ressonância com o poço vizinho. Como será mostrado no Capítulo 4 com mais detalhes, o campo magnético aplicado paralelo às camadas modifica o acoplamento entre os níveis fazendo com que os poços voltem pouco a pouco à ressonância e gerando um máximo na corrente. À medida que o campo magnético aumenta mais, os níveis voltam a sair da ressonância levando à diminuição da corrente, somado a isso existe o fato de que os elétrons passam a descrever órbitas de ciclotron e que quanto maior o campo magnético, menor é o raio dessas trajetórias. Quando o raio da órbita de ciclotron é menor que o

período da super rede o elétron tende a ficar preso no poço de potencial. Para valores de campo magnético muito alto a corrente pode chegar a zero.

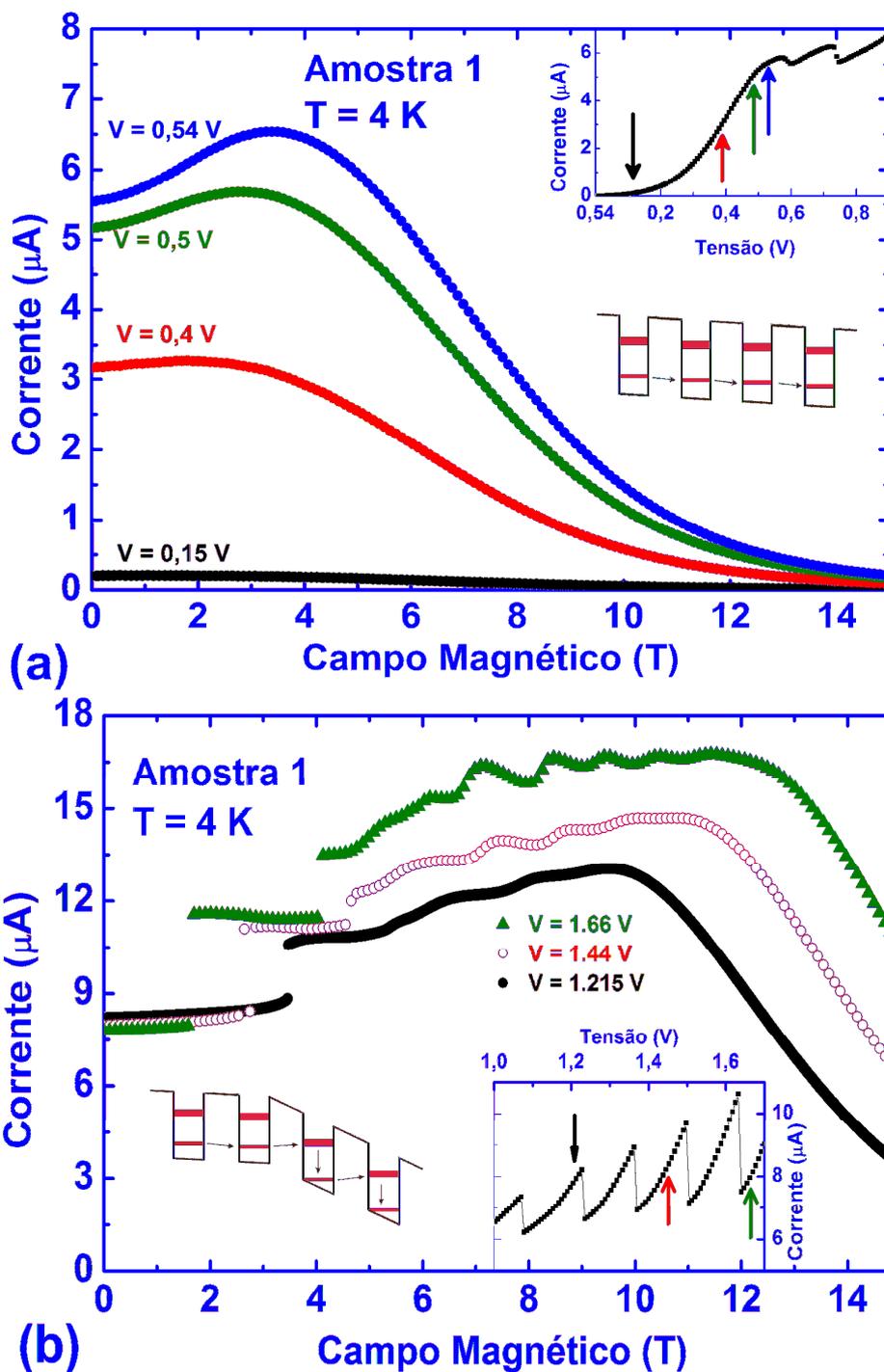


Fig. 3.05 – Gráfico da corrente de tunelamento em função do campo magnético, I-B, para vários valores de tensão constante aplicada na amostra. Em (a) são mostradas quatro medidas com valores de tensões fixos antes de começar o platô de corrente na curva I-V. No detalhe são mostrados o trecho da curva I-V, com os valores de tensão nos quais foram feitas as medidas I-B, e o desenho da banda de condução para quatro poços de potencial com apenas um domínio de campo elétrico. O gráfico (b) mostra três medidas dentro do platô de corrente, com o trecho da curva I-V mostrando os valores de tensão nos quais foram feitas as medidas I-B e o desenho da banda de condução para quatro poços de potencial com dois domínios de campo elétrico.

Nas curvas I-B da Fig. 3.05(b) pode ser observado que a corrente de tunelamento cresce continuamente a partir de certo valor até chegar a um máximo e depois decresce com o aumento do campo magnético. Para voltagens aplicadas correspondentes àquelas em que a curva I-V apresenta um platô de corrente, observam-se alguns saltos e oscilações na corrente para certos valores de campo magnético. É importante notar que esses saltos no valor da corrente só ocorrem para valores de voltagem dentro do platô.

A fim de analisar esses resultados experimentais veremos o que a teoria tem a nos dizer sobre o comportamento dos níveis de energia eletrônicos na presença de um campo magnético aplicado em uma direção paralela aos planos das camadas.

O cálculo dos níveis de energia de uma estrutura de multi-poços quânticos sob a influência de um campo magnético paralelo às camadas não pode ser realizado analiticamente. Maan, (1987), usando teoria de perturbação de primeira ordem, chegou a uma expressão dos níveis de energia dependentes do campo magnético, enquanto que no trabalho de Vieira *et al.*, (2004) são mostrados resultados comparativos entre a teoria de perturbação e a solução exata usando cálculos numéricos para a mesma Amostra 3 que foi utilizada em um trabalho descrito nessa tese em um capítulo posterior. Os gráficos da energia *versus* k_y com as curvas calculadas usando esses dois métodos mostram pequena diferença para valores de k_y próximo de zero, enquanto que os valores divergem quando k_y se afasta do seu mínimo. Porém, a equação dos níveis de energia calculada através de teoria de perturbação já é suficiente para entendermos os fenômenos ocorridos nos gráficos da Fig. 3.05.

A solução do Hamiltoniano desse sistema, como foi dito no primeiro capítulo desta

$$\text{tese, é da forma: } E_i(B) = \varepsilon_i(0) + \frac{e^2 B^2}{2m^*} (\langle z^2 \rangle_i - \langle z \rangle_i^2) + \frac{1}{2m^*} (\hbar k_y + eB \langle z \rangle_i)^2 + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*}, \quad (3.1)$$

onde $\langle z^2 \rangle_i$ é o valor médio de z^2 e $\langle z \rangle_i$ o valor médio de z para a função de onda não perturbada da i -ésima subbanda dos poços. Dessa forma, o campo magnético, que está na direção paralela aos planos da camada (direção x , por exemplo), afeta os níveis de energia gerados pelo potencial confinante $V(z)$. O primeiro termo do lado direito da equação (3.1) é o nível de energia ε_i devido ao confinamento das barreiras de potencial. O segundo termo, chamado usualmente de desvio diamagnético, eleva cada nível de energia, no eixo da energia, por um fator proporcional a B^2 e a $\langle \Delta z^2 \rangle_{i,n} = \langle z^2 \rangle_{i,n} - \langle z \rangle_{i,n}^2$. O terceiro termo desloca a dependência parabólica em k_y , com o centro das parábolas deslocadas por $-eB \langle z \rangle_i / \hbar$ na direção de k_y .

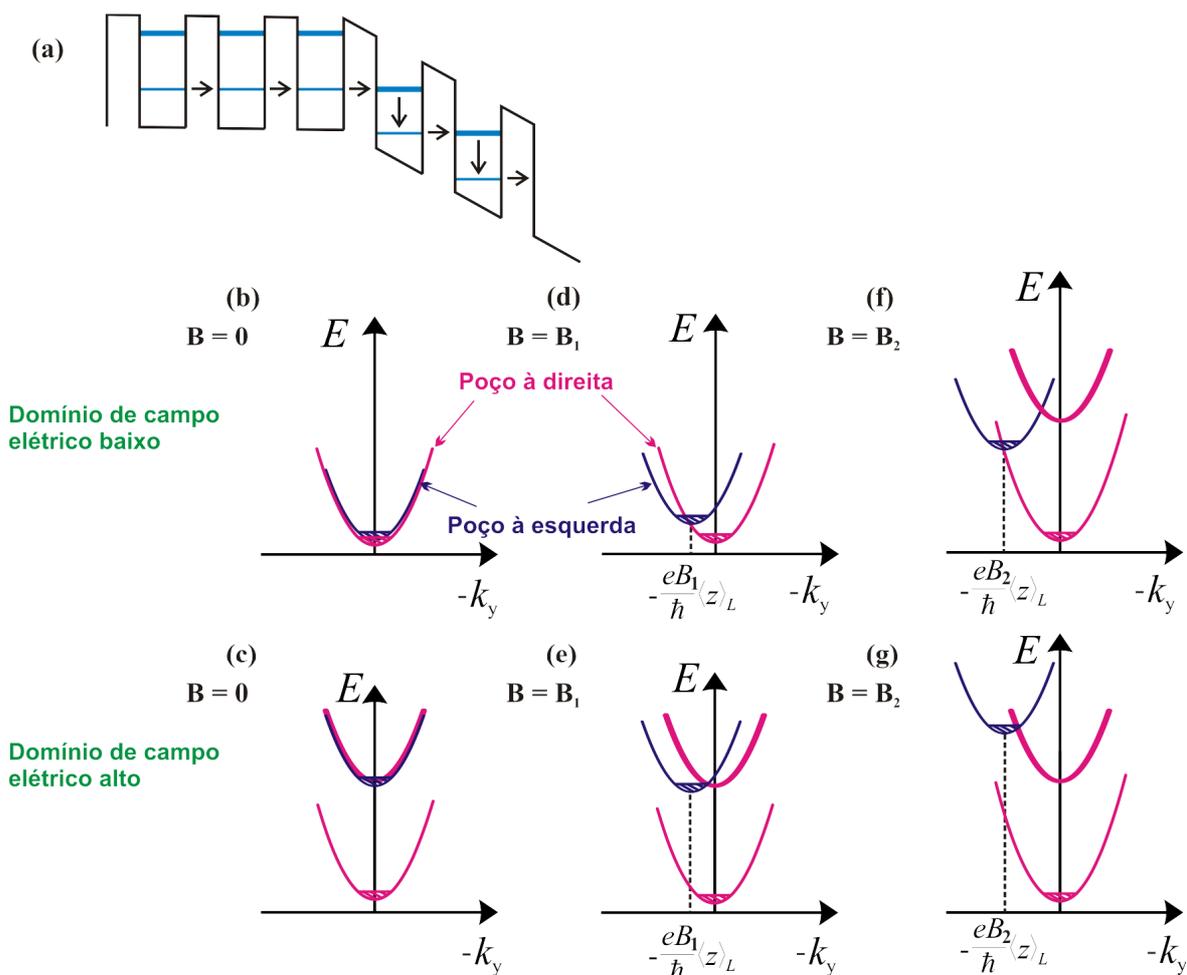


Fig. 3.06 – (a) Diagrama do fundo da banda de condução de uma super-rede com uma voltagem aplicada no meio do platô de corrente, alguns poços estão no domínio de campo elétrico baixo, enquanto que outros estão em domínio de campo elétrico alto. Os gráficos (b), (d) e (f) mostram as curvas de dispersão para dois poços adjacentes no domínio de campo elétrico baixo. Em (b) e (d) são mostrados apenas os níveis fundamentais, enquanto que em (f) o primeiro estado excitado do poço à direita também aparece. Nos gráficos (c), (e) e (g) são mostradas as curvas de dispersão para dois poços adjacentes no domínio de campo elétrico alto. Nesses gráficos é mostrado o nível fundamental do poço à esquerda e os níveis fundamental e primeiro excitado do poço à direita. As figuras (b) e (c) são para campo magnético zero; (d) e (e) na presença de campo magnético B_1 ; enquanto que (f) e (g) são para um campo magnético $B_2 > B_1$. A voltagem total aplicada é constante em todos os casos.

A Fig. 3.06 ilustra bem como os níveis de energia são afetados pelos campos elétricos e magnéticos. Na Fig. 3.06(a) é mostrado um trecho da estrutura de poços de uma super-rede com voltagem total aplicada no meio do platô de corrente com alguns poços no domínio de campo elétrico baixo e outros no domínio de campo elétrico alto. Na ausência de campo magnético os níveis fundamentais dos poços adjacentes estão próximos da ressonância (Fig. 3.06(b)) no domínio de campo elétrico baixo, enquanto que no domínio de campo elétrico alto o nível fundamental do poço à esquerda está próximo da ressonância com o primeiro nível excitado do poço à direita (Fig. 3.06(c)). De acordo com a equação

3.1 o campo magnético desloca o centro das curvas de dispersão dos níveis de energia, então o nível fundamental do poço à direita fica deslocado do nível fundamental do poço à esquerda por um fator de $-eB\langle z \rangle^2/\hbar$. Esse deslocamento nas curvas de dispersão leva a uma nova ressonância entre os níveis de energia que antes estavam deslocados um em relação ao outro devido à queda de tensão em cada poço de potencial.

Para certo valor de campo magnético (digamos, B_1), a curva de dispersão do poço à direita forma um *anti-crossing* com a curva de dispersão do poço à esquerda no domínio de campo elétrico baixo, Fig. 3.06(d), permitindo que essa região tenha um aumento no valor de campo elétrico. Esse cruzamento nas curvas de dispersão de níveis de energia de poços diferentes constitui um novo caminho de tunelamento (Platero *et al.*, 1989; Fromhold *et al.*, 1990; Helm *et al.*, 1989 e Beinvogl *et al.*, 1976) e assim a probabilidade de tunelamento aumenta devido a essa ressonância adicionada pelo campo magnético. Essa é a origem do aumento na corrente de tunelamento observado nas curvas I-B's como as mostradas nas Fig. 3.05(a) e (b). O aumento da queda de tensão no domínio de campo elétrico baixo faz com que o campo elétrico no domínio de campo elétrico alto diminua e o nível fundamental dos poços à esquerda se desloque para energia mais baixa em comparação com o primeiro nível excitado do poço à direita, Fig. 3.06(e). Aumentando ainda mais o valor do campo magnético aplicado, de B_1 para B_2 , o campo elétrico no domínio de campo elétrico baixo pode aumentar ainda mais, Fig. 3.06(f), enquanto que no domínio de campo elétrico alto o campo elétrico deve aumentar também para que haja um acoplamento razoável entre os níveis de energia, Fig. 3.06(g). Essa situação se torna insustentável para um novo acréscimo no campo magnético haja vista que a voltagem em toda a estrutura é mantida constante. Dessa forma, para esse valor de campo magnético, um poço, que antes estava no domínio de campo elétrico alto, passa para o domínio de campo elétrico baixo, originando os saltos na corrente de tunelamento das curvas I-B's. Nas Fig. 3.05(a) e (b), cada salto de corrente corresponde a um poço que passa do domínio de campo elétrico alto para o de campo baixo. Isso acontece até que toda a estrutura de poços esteja em uma situação como a mostrada na Fig. 3.06(f) onde o nível fundamental do poço à direita está em ressonância com o nível fundamental do poço à esquerda via níveis estendidos causados pelo campo magnético. Essa ressonância extra gerada pelo campo magnético explica o fato de que o platô de corrente, na curva I-V, seja deslocado para valores de tensões mais altos (Choi *et al.*, 1988 e Grahn *et al.*, 1991). À medida que o campo magnético continua a crescer os níveis saem da ressonância e a corrente volta a diminuir, podendo chegar a zero para campos magnéticos muito intensos.

BI-ESTABILIDADE EM MULTI-POÇOS QUÂNTICOS APERIÓDICOS

Visto os principais resultados da Amostra 1, passaremos, agora, a estudar a Amostra 2, que possui uma estrutura de poços e barreiras de potencial bastante parecida com a da Amostra 1, com a diferença que entre o terceiro e quarto período foi adicionado um poço de potencial de 22 nm de largura. Será visto que a adição desse poço mais largo introduz novos efeitos nas curvas I-B.

A curva I-V da Amostra 2, Fig. 3.07(a) é semelhante à mesma curva da Amostra 1, mostrado na Fig. 3.01, com a presença de um platô de corrente e saltos de CDN. A aplicação do campo magnético paralelo às camadas também leva a resultados semelhantes aos obtidos para a amostra periódica, como pode ser observado comparando a Fig. 3.04 com a Fig. 3.07(b).

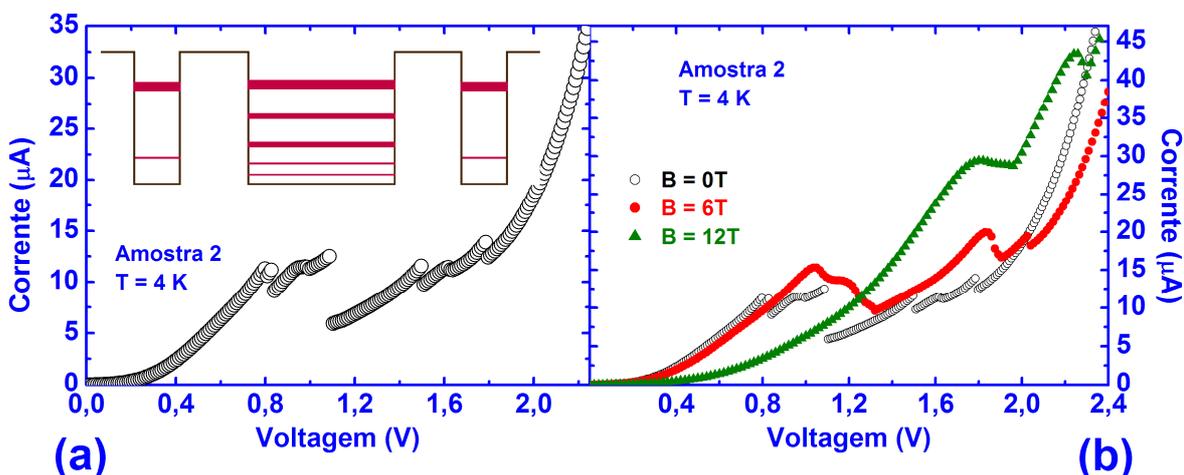


Fig. 3.07 – Gráficos das curvas I-V's sem (a) e com (b) campo magnético aplicado. Em (a) pode-se observar o platô de corrente com os saltos de CDN. O desenho, fora de escala, inserido em (a) mostra a relação dos níveis de energia no poço estreito e no poço largo. Em (b) observa-se o efeito do campo magnético fazendo com que o platô de corrente se desloque para valores mais altos de tensão e corrente.

Os gráficos de I-B também mostram comportamento parecido com o das amostras periódicas, como mostra o exemplo da Fig. 3.08. Nele vemos que a corrente de tunelamento começa a aumentar o seu valor com o aumento do campo magnético até chegar a um valor máximo a partir do qual ela diminui monotonicamente. Na região em que a corrente aumenta com o aumento do campo, observam-se os mesmos saltos de corrente que aparecem nas curvas I-B da amostra periódica e que correspondem a poços no domínio de campo elétrico alto passando para o domínio de campo elétrico baixo.

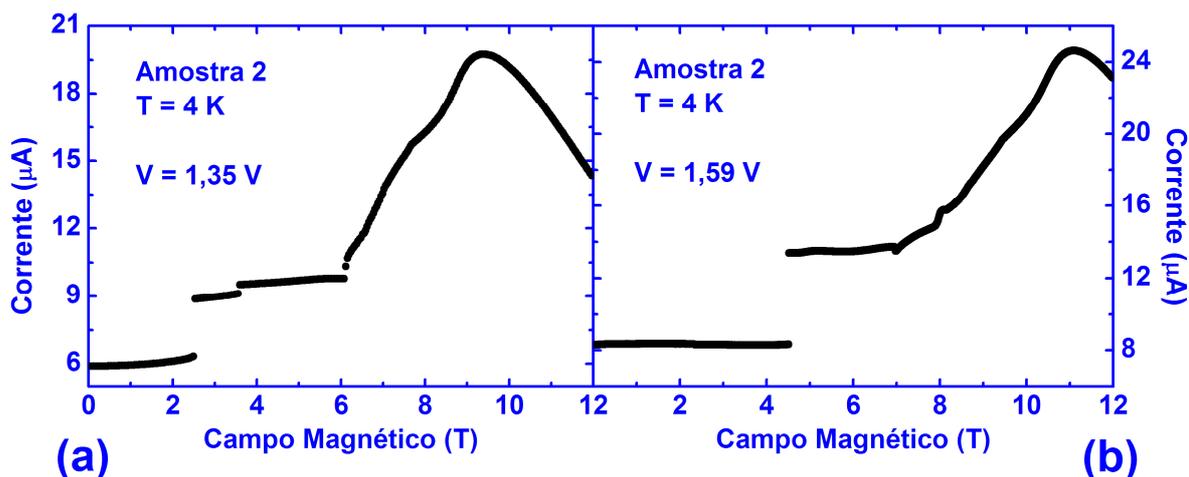


Fig. 3.08 – Gráficos das curvas I-B para duas tensões dentro do platô de corrente da curva I-V da Fig. 3.07(a). O comportamento dessas curvas é semelhante ao da amostra periódica mostrada na Fig. 3.05(b), apresentando um aumento na corrente de tunelamento até atingir um máximo e um decréscimo com o aumento do campo magnético. Quando a corrente aumenta, observam-se saltos na corrente correspondente a poços no domínio de campo elétrico alto passando para o domínio de campo elétrico baixo.

Apesar de todos esses comportamentos parecidos com os de uma amostra periódica o gráfico da curva I-B revela algo de interessante quando fazemos um ciclo fechado com o campo magnético, isto é, quando aumentamos o campo magnético até um valor alto, algo em torno de 6 a 7 T, e voltamos para zero. Numa medida como essa o valor da corrente quando o campo começa a subir é diferente do valor quando o campo volta para zero, indicando uma histerese e o que denominamos *Efeito Memória*, como visto nos gráficos da Fig. 3.09. Nessa figura percebe-se que é exatamente o último salto de corrente, seguindo o sentido de diminuição do campo magnético, que não ocorre. Essa diferença de corrente, quando o campo magnético é zero, permanece estável enquanto o sistema não sofre nenhuma mudança, mas basta desligar a fonte de tensão e religá-la novamente que a corrente volta ao seu valor inicial. Seguindo a explicação para os saltos de corrente nas curvas I-B's, que seriam causados por poços que estão no domínio de campo elétrico alto e que retornam para o domínio de campo elétrico baixo devido à volta da ressonância entre os níveis de energia causada pela aplicação do campo magnético, as curvas da Fig. 3.09 mostram que a configuração nos poços antes de ser aplicado o campo magnético é diferente da que existe depois de desligado o mesmo.

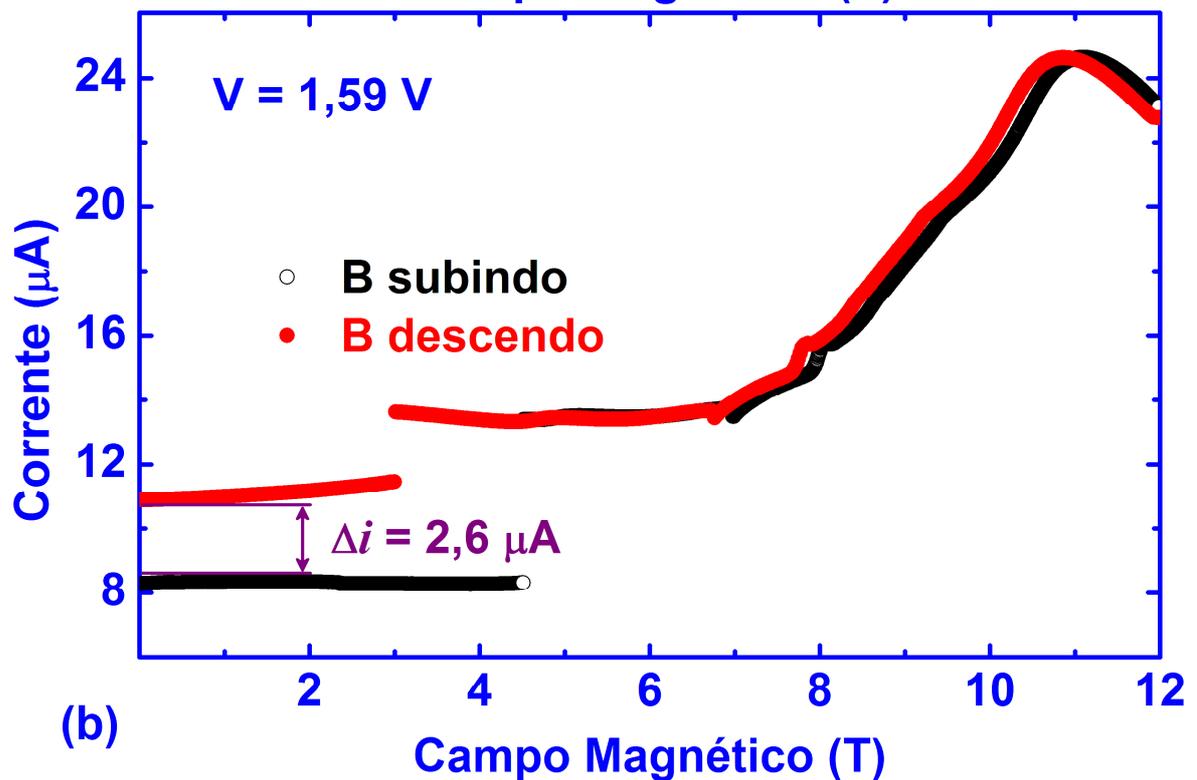
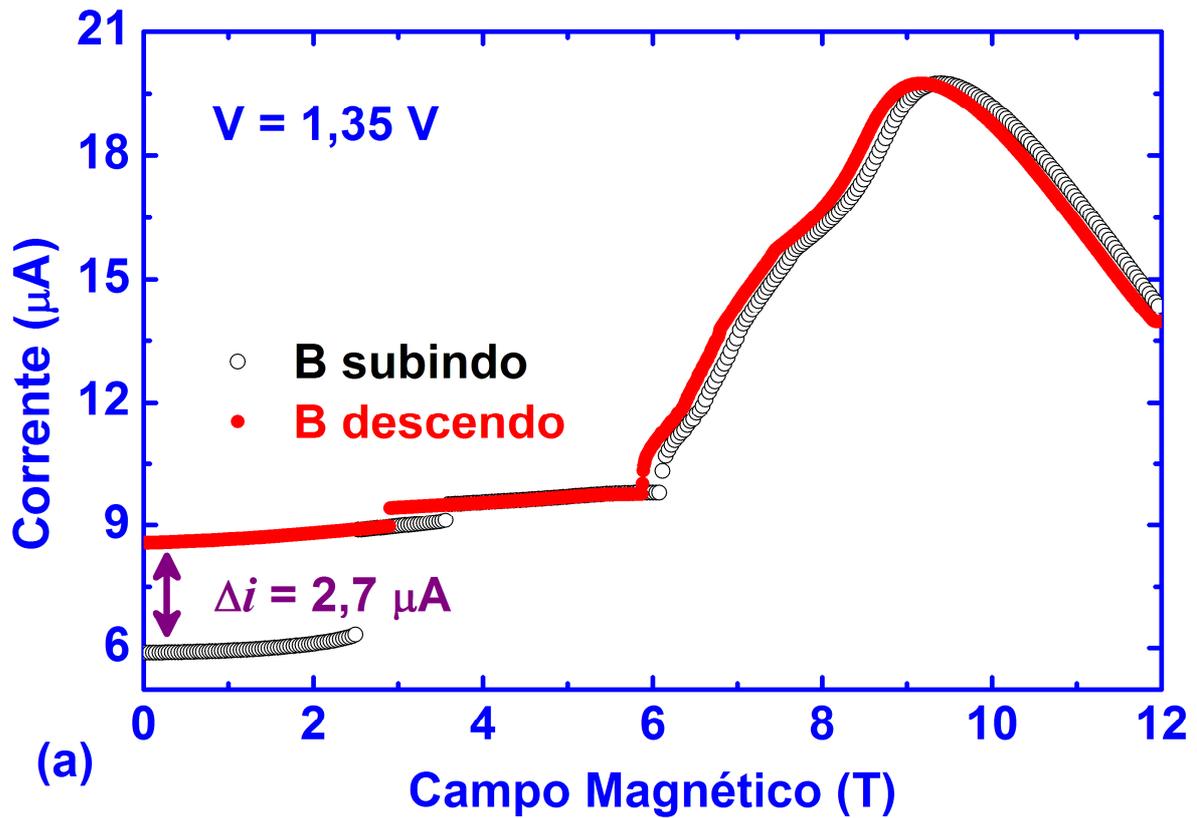


Fig. 3.09 – Os mesmos gráficos da Fig. 3.08 são apresentados agora mostrando duas direções de variação do campo magnético. Nos dois gráficos o símbolo aberto corresponde ao campo magnético indo de 0 a 12 T e o símbolo fechado corresponde ao campo magnético indo de 12 a 0 T. A diferença de corrente para os dois gráficos, quando o campo magnético é zero, é $2,7 \mu\text{A}$ (a) e $2,6 \mu\text{A}$ (b).

Voltando à curva I-V da Fig. 3.07 (a), o platô de corrente, como já foi dito anteriormente, é formado devido à quebra de domínios de campo elétrico e o seu valor de

corrente é limitado pela fronteira entre dois domínios. Dessa forma, é de se esperar uma diferença na curva I-V quando se varre a tensão subindo e depois descendo, pois a fronteira entre os domínios pode se situar em poços diferentes a uma mesma tensão aplicada, levando a um acúmulo diferenciado de portadores de carga nos poços e a uma histerese na corrente de tunelamento. Esse efeito na característica I-V já foi relatado para amostras periódicas (Kastrup *et al.*, 1994; Prengel *et al.*, 1994; Miller e Laikhtman, 1994; Sun *et al.*, 2005 e Wang *et al.*, 1999). Porém, não existe na literatura relato de fenômeno semelhante à assimetria nos valores da condutividade elétrica antes e depois da aplicação de campo magnético. Na amostra periódica aqui estudada, os poços são estreitos, possuindo apenas dois níveis de energia ligados de tal forma que a fronteira é limitada a apenas um poço de potencial. Além disso, como as barreiras são bem espessas, o acoplamento entre os poços é pequeno. Em consequência, não se observa histerese na curva I-V da amostra periódica, Amostra 1.

Porém, a presença do poço mais largo na amostra aperiódica, Amostra 2, interfere no acúmulo de elétrons em todos os poços, uma vez que esse poço pode ter diversos níveis de energia sintonizados com os níveis dos poços adjacentes de forma semi-estável. Por exemplo, para uma mesma tensão podemos ter o nível fundamental do poço estreito em sintonia com o fundamental, o primeiro ou até o segundo nível excitado do poço largo.

Pela comparação entre as medidas na amostra periódica (Amostra 1) e na amostra não-periódica (Amostra 2) fica claro que essa histerese induzida pelo campo magnético está fortemente relacionada com a introdução intencional do poço mais largo na estrutura da Amostra 2. Medidas em outras amostras periódicas mostram um comportamento igual ao da Amostra 1, enquanto que em outras duas amostras também não-periódicas, uma delas com barreiras segundo a série de Fibonacci e dois poços mais largos (essa amostra foi estudada na dissertação de mestrado: Feu, 2003) e a outra similar à Amostra 2, mas com 2 poços mais largos, apresentaram essa histerese nas curvas I-B's para valores de voltagens correspondentes à situação em que o campo elétrico está dividido em dois domínios de campo elétrico (voltagens dentro do platô de corrente). Essa histerese nas curvas I-B's está intimamente relacionada com a bi-estabilidade na configuração dos domínios de campo elétrico mesmo na ausência de campo magnético.

Cálculos desenvolvidos no Instituto de Estudos Avançados, em São José dos Campos, SP (IEAv) mostram que na ausência de campo elétrico e magnético externo as cargas provenientes da dopagem migram para o poço mais largo fazendo com que ele fique negativamente carregado e os seus níveis de energia subam em energia, nessa situação o

primeiro nível excitado do poço mais largo está muito próximo da ressonância com os níveis fundamentais dos dois poços estreitos adjacentes. Cálculos mais sofisticados estão sendo desenvolvidos em colaboração com um grupo da Universidad de Antioquia, Colômbia, chefiado pelos professores Herbert P. Vinck e Boris A. Rodriguez, esses resultados levam em conta o transporte elétrico pela estrutura na presença de campos elétricos e magnéticos.

Para uma voltagem aplicada na região do platô de corrente, onde a estrutura de poços de potencial está dividida em duas configurações de domínio de campo elétrico, a posição exata dos níveis de energia do poço mais largo em relação aos níveis de energia dos poços mais estreitos não pode ser facilmente encontrada. No entanto, um possível modelo para a bi-estabilidade na corrente para campo magnético zero está apresentado esquematicamente na Fig. 3.10. Antes de aplicar o campo magnético, Fig. 3.10(a), a configuração dos níveis de energia no poço mais largo é de tal forma que o primeiro nível excitado está próximo da ressonância com o nível fundamental do poço estreito à esquerda (poço emissor) e o fundamental do poço largo está próximo da ressonância com o nível fundamental do poço estreito à direita (poço coletor). Com a estrutura nessa configuração, o poço largo já passou para o domínio de campo elétrico alto, apesar dos poços estreitos vizinhos ainda se encontrarem no domínio de campo elétrico baixo. Essa configuração é possível porque a diferença em energia entre os níveis fundamental e primeiro excitado, no poço largo, é muito pequena.

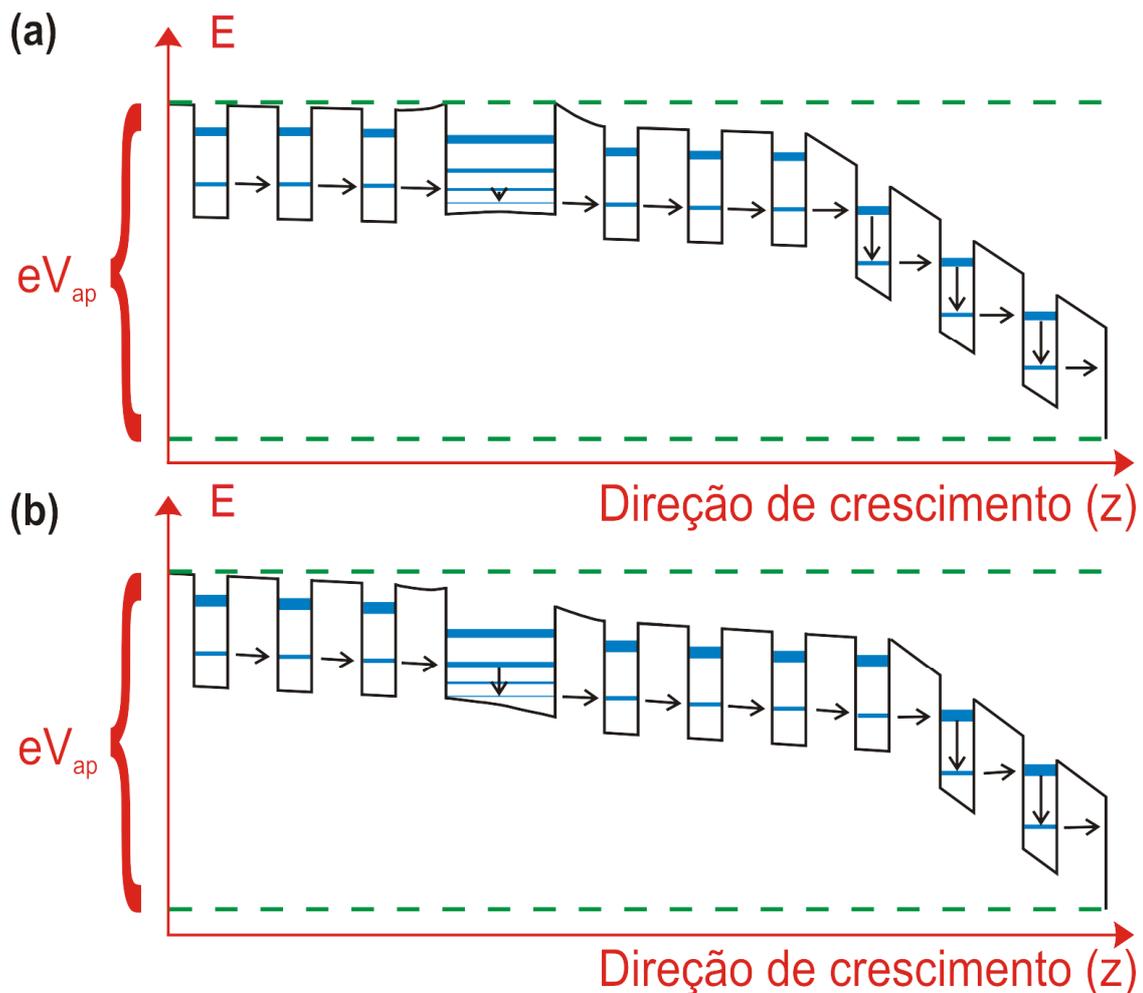


Fig. 3.10 – Perfil da banda de condução da Amostra 2 para uma voltagem aplicada dentro do platô de corrente, mostrando a configuração dos domínios de campo elétrico (a) antes de ser aplicado o campo magnético e (b) depois de voltar o campo magnético para zero. A presença do poço mais longo induz uma mudança na configuração dos domínios de campo elétrico depois da aplicação do campo magnético.

Aumentando o campo magnético aplicado a partir de 0 T, aumentamos também o valor máximo permitido para o campo elétrico no domínio de campo elétrico baixo, como mostrado na Fig. 3.06(d) e (f). Como explicado anteriormente, para certo valor de campo magnético aplicado, cerca de $B \approx 2,5$ T na Fig. 3.09(a) e $B \approx 4,5$ T na Fig. 3.09(b), um poço que está no domínio de campo elétrico alto passa para o domínio de campo elétrico baixo e esse efeito é acusado pelo salto de corrente nos gráficos I-B's. Novamente, devido à pequena diferença em energia entre os níveis de energia do poço mais longo, a mudança na configuração dos domínios de campo elétrico induzida pelo campo magnético também envolverá o poço mais longo, sendo que esse passa para uma configuração diferente da inicial. Em outras palavras, uma queda maior de tensão no domínio de campo elétrico baixo pode ser mais bem acomodada reajustando a configuração do poço mais longo. A nossa suposição é que a nova configuração do poço mais longo passa a ser da forma em que

o tunelamento ocorre do nível fundamental do poço à esquerda para o segundo nível excitado do poço largo, relaxação da energia para o nível fundamental e tunelamento do nível fundamental para o fundamental do poço estreito à direita, como mostrado na Fig. 3.10(b). Como a taxa de tunelamento para o segundo nível excitado é maior que para o primeiro nível excitado, a corrente nessa configuração também é maior, além disso, a fronteira entre os domínios mudou de um poço no sentido da região coletora da amostra o que equivale ao inverso do que ocorre na curva I-V onde um poço que passa para o domínio de campo elétrico alto faz surgir um salto de CDN, reduzindo a corrente e limitando-a ao valor médio do platô de corrente. À medida que o campo magnético continua a subir, mais poços passam do domínio de campo elétrico alto para o baixo envolvendo ou não o poço mais largo. A participação do poço mais largo nas mudanças da configuração dos domínios de campo elétrico também é a razão pela qual existem diferenças nos valores de campo magnético onde ocorrem os saltos de corrente nas curvas I-B's ao fazer um ciclo completo de aumentar e diminuir o campo magnético aplicado, como foi observado em algumas medidas.

A configuração proposta para a distribuição dos domínios de campo elétrico na estrutura depois de desligado o campo magnético, mostrado na Fig. 3.10(b), é estável, devido ao novo acúmulo de cargas nos poços, principalmente no poço mais largo e no poço estreito no lado do emissor. Com relação ao acúmulo de cargas nos poços, em um sistema dinâmico, depois de atingida uma configuração estável ao se desligar o campo magnético, os elétrons não mais se acumularão na estrutura a não ser que haja uma mudança no campo elétrico e/ou magnético aplicado, como observado experimentalmente.

Ao realizarmos uma medida I-V, aumentando a tensão de zero até o final do platô de corrente, a tensão elétrica é ajustada de uma forma dinâmica e o incremento infinitesimal de campo elétrico (situação ideal) faz com que o poço largo permaneça no seu estado instável e, por consequência, o platô de corrente se estabelece em um valor um pouco acima do normal. Fazendo o caminho inverso, diminuindo a tensão até zero, o poço largo entra no regime estável e o platô se situa num valor de corrente mais baixo.

A Fig. 3.11 mostra a curva I-V para um ciclo completo de medida (tensão subindo à partir do zero até um valor depois do platô e voltando para zero) onde podemos ver os valores inicial e final das correntes da curva I-B para a sua respectiva tensão aplicada, pontos pretos e triângulos azuis, respectivamente.

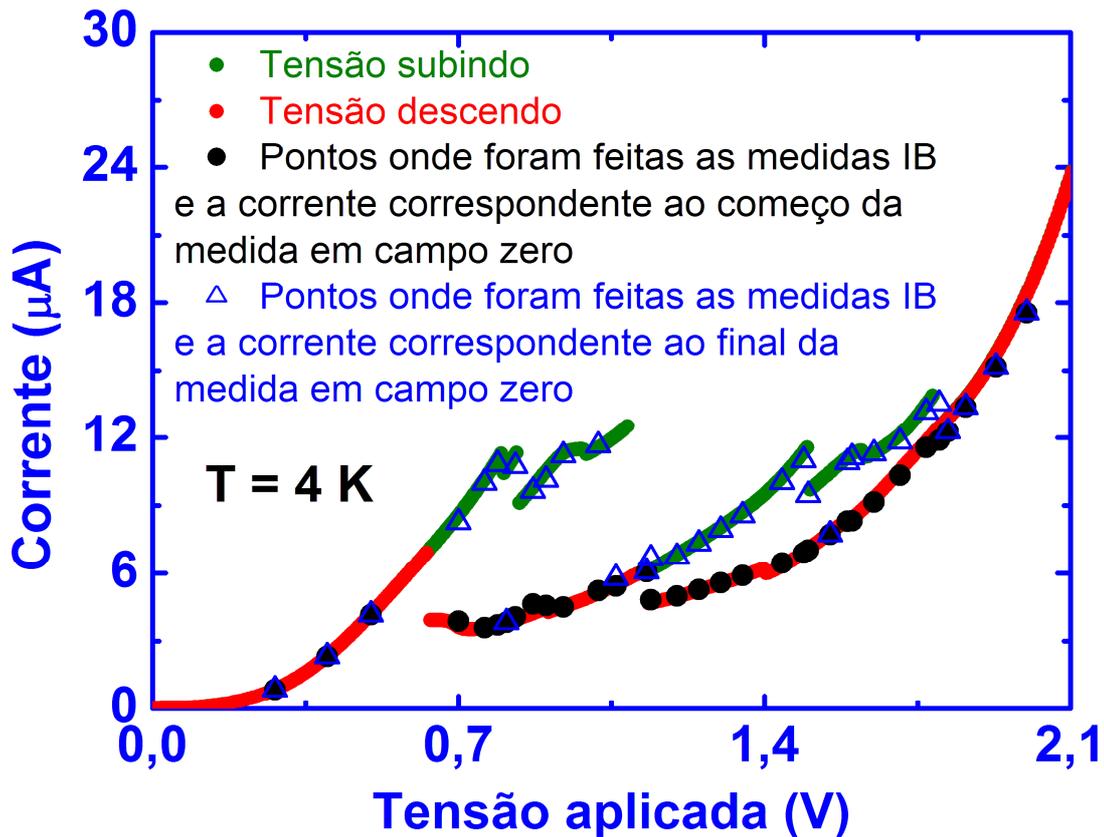


Fig. 3.11 – Gráfico I-V para um ciclo completo de medida, ou seja, a tensão subiu à partir do zero até um valor além do platô de corrente e depois voltou a zero. Pode-se observar uma histerese na curva, causada pela adição intencional de um poço mais largo numa estrutura de poços estreitos. Nesse gráfico também estão assinalados os valores de corrente correspondentes ao ponto de campo magnético nulo no gráfico I-B, antes e depois do ciclo de medida.

Essa Fig. 3.11 mostra também a relação entre a histerese que aparece nas curvas I-B's e a histerese encontrada nas curvas I-V's.

CONCLUSÃO

Foram apresentados nesse capítulo os resultados referentes às Amostras 1 e 2. Os resultados da Amostra 1 são típicos de uma amostra periódica com poços de potencial fracamente acoplados. Nela pôde-se observar que o campo elétrico na estrutura faz com que os níveis de energia saiam da ressonância, o que leva a um acúmulo de cargas nos poços de potencial. Em conseqüência, o campo elétrico aplicado se divide em dois domínios, um de campo baixo e outro de campo elétrico alto. A observação experimental de degraus e platôs na curva característica I-V, e de saltos de CDN nos platôs de corrente correspondem aos poços de potencial passando do domínio de campo elétrico baixo para o domínio de campo alto. O campo magnético aplicado paralelamente às camadas semicondutoras modifica a corrente de tunelamento de tal forma que o platô de corrente, na

curva I-V, desloca-se para valores mais altos de tensão e os saltos de CDN desaparecem para campos magnéticos muito intensos. Nas curvas I-B's, foi mostrado que o campo magnético é responsável pela determinação do número de poços em cada domínio de campo elétrico, para valores de voltagens em que dois domínios de campo elétrico estão presentes, e que os níveis de energia voltam a entrar em ressonância com o aumento do campo magnético, gerando um máximo de corrente. Para valores muito altos de campo magnético a corrente diminui, podendo se extinguir em alguns casos, devido à dissonância gerada pelo mesmo campo magnético.

Os resultados da Amostra 2, que possui uma seqüência de poços de potencial de 7 nm de espessura e barreiras de potencial de 13 nm, semelhante à amostra periódica com a diferença entre as duas que entre o terceiro e o quarto período da Amostra 2 foi introduzido um poço de 22 nm de largura. Essa amostra foi planejada dessa forma para que ela tivesse uma estrutura muito parecida com uma amostra periódica, exceto pelo poço mais largo. E de fato as curvas características I-V's, com e sem campo magnético, assim como as curvas I-B's mostram um comportamento semelhante ao da amostra periódica. Porém, ao se fazer um ciclo completo de varredura do campo magnético, isto é, aumentar o campo de zero até cerca de 10 T e depois diminuir novamente, observou-se um fenômeno que não estava presente nas medidas da amostra periódica.

Esse fenômeno é uma bi-estabilidade na corrente de tunelamento na ausência de campo magnético, ou seja, a condutividade elétrica da amostra tem valores diferentes antes de aplicado o campo magnético e depois de desligado o mesmo. A aplicação do campo magnético muda o acoplamento entre os níveis de energia dos poços de potencial e induz uma mudança na configuração dos domínios de campo elétrico. Quando dois domínios de campo elétrico estão presentes na estrutura, o número de poços em cada domínio é determinado, também, pelo valor do campo magnético, uma vez que o aumento do campo magnético faz com que poços no domínio de campo elétrico alto passem para o domínio de campo elétrico baixo, pois o valor do campo elétrico permitido em cada domínio aumenta. A adição de um poço mais largo em uma estrutura de poços estreitos permite que a mudança na configuração dos domínios de campo elétrico induzida pelo campo magnético se estabilize e essa mudança na configuração dos domínios de campo elétrico induzido pelo campo magnético permanece estável mesmo depois de se desligar o campo magnético. Esse efeito, ao qual chamamos *Efeito Memória*, indica que a resistência da amostra depois de aplicado o campo magnético é diferente da situação antes de aplicado o

mesmo e contém a informação de que um campo magnético foi aplicado em algum momento anterior.

BIBLIOGRAFIA

- BEINVOGL, W., KAMGAR, A. e KOCH, J. F., *Physical Review B*, **14**, 4274 (1976).
- CHOI, K. K., LEVINE, B. F., MALIK, R. J., WALKER, J. e BETHEA, C. G., *Physical Review B*, **35**, 4172 (1987).
- CHOI, K. K., LEVINE, B. F., JAROSIK, N., WALKER, J. e MALIK, R. J., *Physical Review B*, **38**, 12362 (1988).
- FEU, W. H. M., *Dissertação de Mestrado*, UFMG, Belo Horizonte (2003).
- FROMHOLD, T. M., SHEARD, F. W. e TOOMBS, G. A., *Surface Science*, **228**, 437 (1990).
- GRAHN, H. T., HAUG, R. J., MÜLLER, W. e PLOOG, K., *Physical Review Letters*, **67**, 1618 (1991).
- HELM, M., PEETERS, F. M., ENGLAND, P., HAYES, J. R. e COLAS, E., *Physical Review B*, **39**, 3427 (1989).
- KASTRUP, J., GRAHN, H. T., PLOOG, K., PRENGEL, F., WACKER, A. e SCHÖLL, E., *Applied Physics Letters*, **65**, 1808 (1994).
- KWOK, S. H., GRAHN, H. T., RAMSTEINER, M., PLOOG, K., PRENGEL, F., WACKER, A. SCHÖLL, E., MURUGKAR, S. e MERLIN, R., *Physical Review B*, **51**, 9943 (1995).
- MAAN, J. K., *Festkörperprobleme*, **27**, 137 (1987).
- MILLER, D. e LAIKHTMAN, B., *Physical Review B*, **50**, 18426 (1994).
- PLATERO, G., BREY, L. e TEJEDOR, C., *Physical Review B*, **40**, 8548 (1989).
- PRENGEL, F., WACKER, A. e SCHÖLL, E., *Physical Review B*, **50**, 1705 (1994).
- SUN, B. Q., WANG, J. N., JIANG, D. S., *Semiconductor Science and Technology*, **20**, 947 (2005).
- VIEIRA, G. S., VILLAS-BÔAS, J. M., GUIMARÃES, P. S. S., NELSON STUDART, KONO, J., ALLEN, S. J., CAMPMAN, K. L. e GOSSARD, A. C., *Physical Review B*, **70**, 035316 (2004).
- WANG, J. N., SUN, B. Q., WANG, X. R., WANG, H. L., *Solid State Communications*, **112**, 371 (1999).

CAPÍTULO 04

TUNELAMENTO RESSONANTE ENTRE ESTADOS TERMICAMENTE EXCITADOS SINTONIZADOS POR APLICAÇÃO DE CAMPO MAGNÉTICO

INTRODUÇÃO

Nas últimas décadas, o estudo de transporte elétrico em mini-bandas em super-redes acopladas e do tunelamento seqüencial ressonante em multi-poços quânticos tem sido utilizado para gerar mais conhecimentos em processos de física fundamental e tem resultado em grandes avanços em dispositivos opto-eletrônicos. Nesse contexto, o campo magnético aplicado paralelo e perpendicularmente às camadas dos poços e barreiras de potencial tem se mostrado uma ferramenta muito importante no estudo dessas hetero-estruturas.

Quando o campo magnético é aplicado perpendicular às camadas epitaxiais, *i.e.*, paralelo à corrente e à direção de crescimento, o transporte elétrico é quantizado nas três direções; na direção de crescimento pelo potencial de confinamento dos poços de potencial e na direção perpendicular pelo campo magnético. Nessa situação, o tunelamento é efetuado via níveis de Landau (Maan, 1987 e Grahn, 1995). As autofunções correspondentes aos níveis de Landau são autofunções do oscilador harmônico e devido à sua ortogonalidade o tunelamento entre os níveis de índice i diferente é proibido. Essa regra de seleção, porém, pode ser quebrada via processos de espalhamento elástico ou assistido por fônons (Müller *et. al.*, 1992 e Vieira *et. al.*, 1998-b, c).

Na situação em que o campo magnético é aplicado paralelo às camadas da estrutura, ele leva à formação de subbandas magnéticas que modificam as condições de

tunelamento (Beinvogl *et al.*, 1976). O efeito do campo magnético nas subbandas de energia pode ser utilizado para mapeamento das autofunções de elétrons e buracos em estruturas de barreira dupla (Hayden *et al.*, 1991 e Beton *et al.*, 1995) assim como em estruturas de pontos quânticos embebidos em um poço de potencial (Patane *et al.*, 2002). Como foi visto na seção 3.2, usando teoria de perturbação de primeira ordem, os níveis ligados de energia se tornam dependentes do campo magnético e levam a um pequeno aumento na energia desses estados além de um deslocamento nas relações de dispersão de energia (Maan, 1987). Um resultado importante é que os pontos de *anticrossing* das relações de dispersão das subbandas dependentes do vetor de onda k_y (chamando a direção de crescimento de z) constituem novos canais de tunelamento (Platero *et al.*, 1989). Além disso, para temperaturas em torno de 4 K e quando os elétrons estão em equilíbrio térmico em cada subbanda, o transporte elétrico é mais eficiente quando feito através do fundo da subbanda ocupada (Müller *et al.*, 1993). Quando o valor do campo magnético é muito alto, os platôs de corrente se tornam suaves com o desaparecimento dos saltos de CDN, isso porque o campo magnético gera um deslocamento diamagnético nos níveis de energia (segundo termo da equação 3.3) o que alarga as ressonâncias de tunelamento. Esse resultado é melhor observado nas curvas I-B, onde se observa um pico na corrente de tunelamento tanto para amostras com poços fracamente acoplados (Grahn *et al.*, 1991) quanto para poços fortemente acoplados (Aristone *et al.*, 1993), sendo que nesse último caso o máximo na corrente depende tanto da tensão aplicada quanto da largura da minibanda.

No trabalho de Vieira *et al.*, 2004, foi observado o processo de tunelamento ressonante assistido por fótons, no qual os elétrons eram excitados para níveis de energia acima do nível fundamental dos poços, através de radiação na faixa de THz. Uma porção significativa desses elétrons opticamente excitados podia tunelar para estados dos poços vizinhos antes mesmo de sofrer relaxamento de energia entre os níveis desse poço, de tal forma que um pico no gráfico de fotocorrente *versus* campo magnético era observado para valores de campo magnético em que os estados magnéticos estendidos, na relação de dispersão de $E-k_y$, do nível fundamental de um poço formavam um *anticrossing* com estados excitados dos poços adjacentes.

PRINCIPAIS RESULTADOS

A amostra utilizada para esse estudo foi a Amostra 3 e é a mesma amostra utilizada no trabalho de Vieira *et al.*, 2004. Essa é uma amostra periódica com poços de GaAs de 33 nm de largura e barreiras de potencial de AlGaAs de 4 nm, conforme está descrito no Cap. 2. No trabalho relatado aqui foi observado o tunelamento entre estado excitado e fundamental onde a excitação de elétrons para níveis de energia mais altos dos poços de potencial foi feito via aumento da temperatura. Esse tunelamento direto, antes mesmo da relaxação da energia dos elétrons nos níveis do poço, é caracterizado por um “ombro” na curva corrente *versus* campo magnético (I-B).

A Fig. 4.01 mostra a curva característica corrente *versus* tensão (I-V) para a amostra estudada. Nela, podem-se observar os platôs de corrente, característicos do tunelamento seqüencial ressonante em super-redes periódicas. A ausência dos saltos de CDN nos platôs de corrente se deve ao fato de que os níveis de energia estão muito próximos uns dos outros, principalmente com relação aos níveis de mais baixa energia. Dessa forma, a transição do domínio de campo elétrico baixo para o alto se faz de forma mais suave.

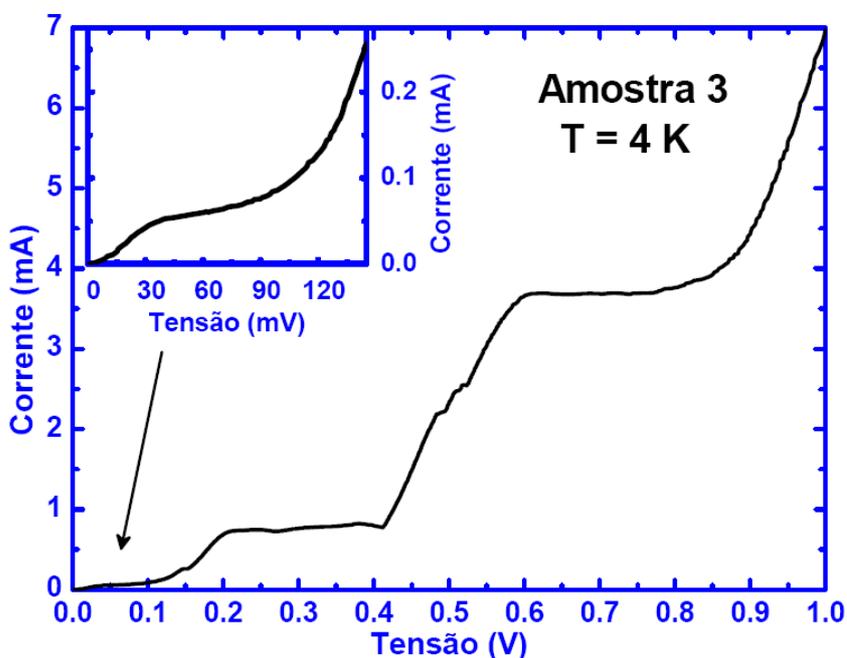


Fig. 4.01 – Curva característica I-V da amostra 3, realizada a 4 K, mostrando os três primeiros platôs de corrente. O adendo mostra uma ampliação do primeiro platô de corrente.

Nas Figs. 4.02 (a) e (b) são apresentadas as medidas I-V's para diferentes temperaturas, sendo que o gráfico da Fig. 4.02 (b) é uma ampliação da região até o começo do primeiro platô de corrente mostrado na parte (a). Os dois valores de tensão marcados

em (b) por uma linha tracejada são os dois valores onde se fixou a tensão e se variou o campo magnético, ou seja, são os valores de tensão para os quais foram obtidas as curvas I-B que serão apresentadas na seqüência.

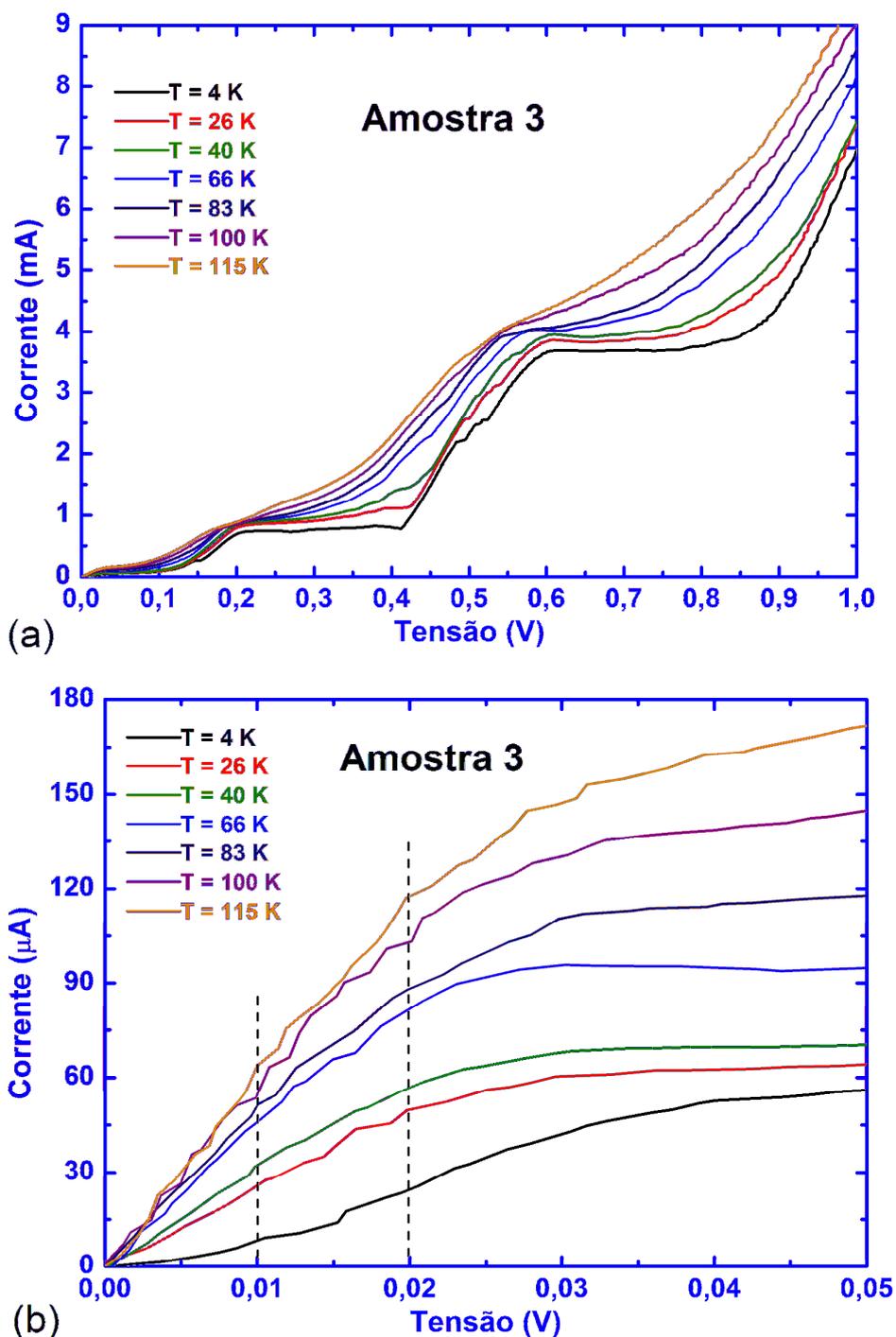


Fig. 4.02 – Curvas I-V da amostra 3 para vários valores de temperaturas. Em (a) observa-se os três primeiros platôs de corrente. Em (b) mostra-se uma ampliação da região entre 0 e 50 mV da curva I-V, indicando, pelas duas retas tracejadas, os dois valores de tensão em que foram feitas as medidas I-B.

As curvas I-V com campo magnético aplicado paralelamente às camadas são mostradas na Fig. 4.03 (a), para temperatura de 4 K, e na Fig. 4.03 (b), para temperatura de 115 K.

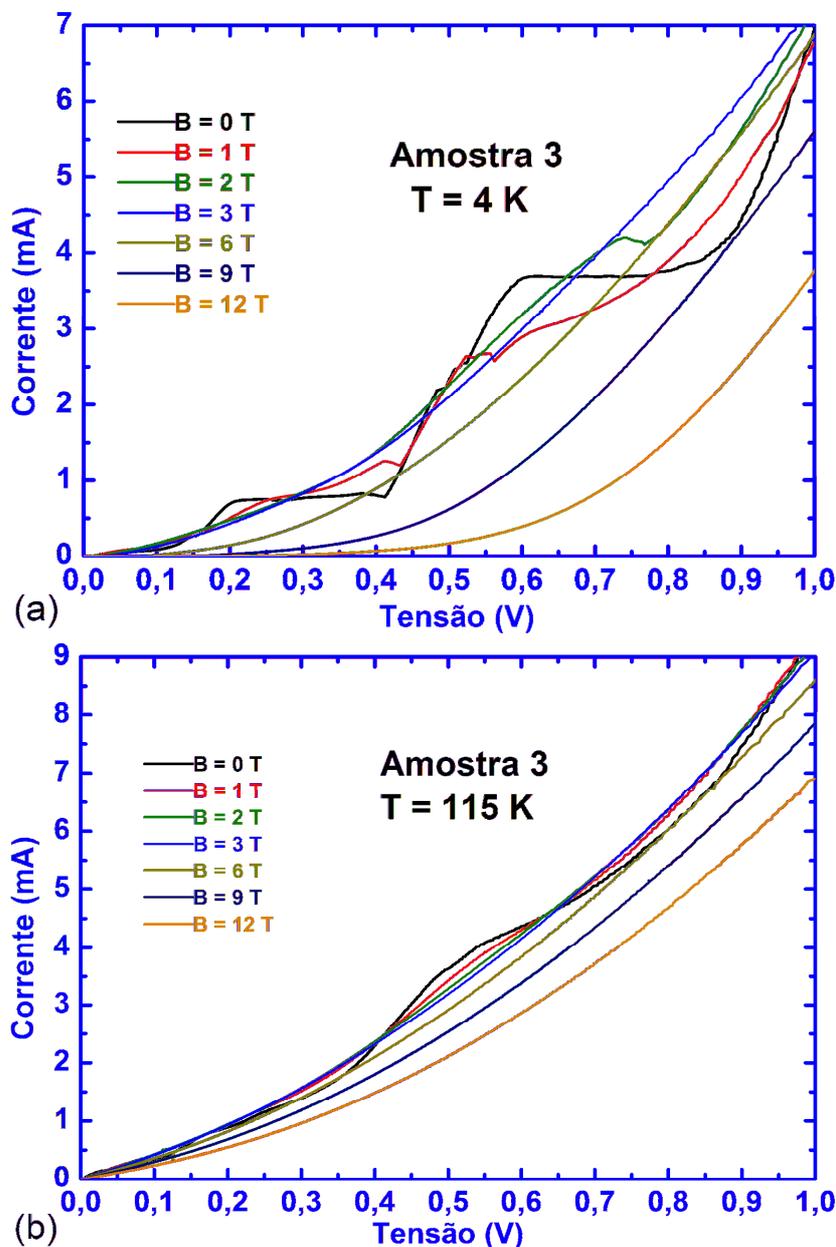


Fig. 4.03 – Comparação entre as medidas I-V realizadas para vários valores de campo magnético, aplicado paralelo às camadas, em (a) 4 K e (b) 115 K.

Observando a Fig. 4.02, podemos notar que a temperatura aumenta a corrente de tunelamento em toda a estrutura da curva I-V, o que pode ser explicado pelo fato de que aumentando a temperatura os elétrons têm maior probabilidade de serem encontrados em níveis de energia mais altos. Portanto, aumenta a chamada corrente de fuga que é formada por elétrons de alta energia que, por isso, podem “saltar” por cima das barreiras de potencial. Já na Fig. 4.03, as medidas mostram que o campo magnético inicialmente

aumenta a corrente de tunelamento, com campos magnéticos mais baixos, mas depois a corta, levando ao desaparecimento das estruturas de platôs, para campos magnéticos mais intensos. Esse comportamento é o mesmo observado nas outras amostras e já foi detalhado no Capítulo 3.

Fixando a tensão aplicada na amostra para dois valores, 10 mV e 20 mV, variamos o campo magnético enquanto foi medida a corrente (curva I-B). Esse procedimento foi feito para vários valores de temperatura.

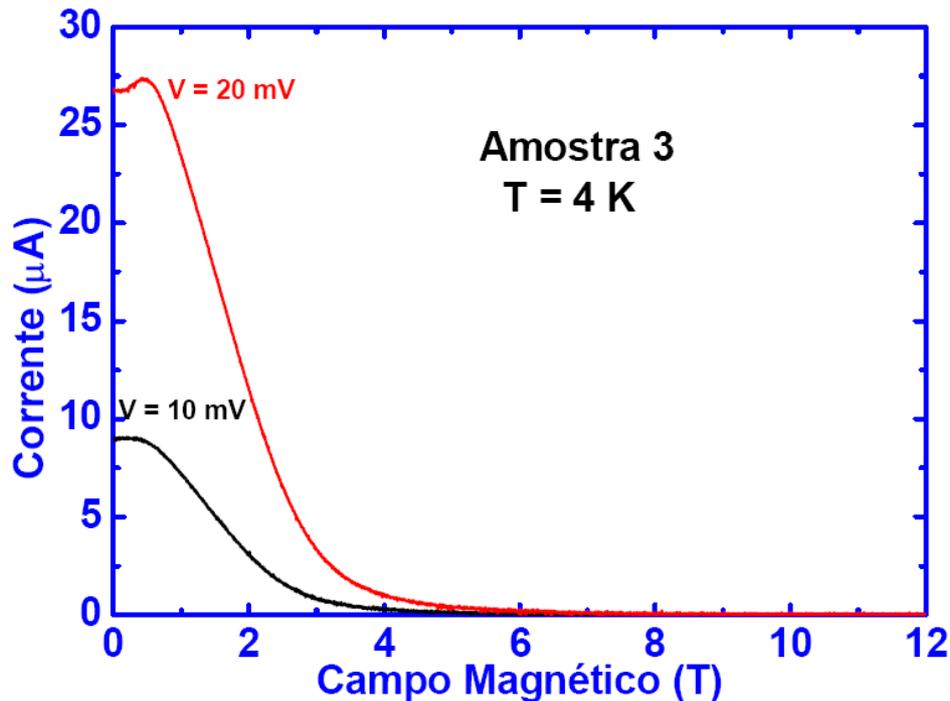


Fig. 4.04 – Medidas I-B's realizadas a 4 K para dois valores de tensão aplicado, (10 e 20) mV.

A Fig. 4.04 mostra duas curvas I-B realizadas a 4 K. Devido ao campo elétrico aplicado na estrutura, os níveis de energia de cada poço de potencial estão ligeiramente desacoplados, porém o campo magnético os leva ao acoplamento, gerando o pico observado nessa figura em torno de 0,5 T, e posteriormente ao desacoplamento, fazendo com que a corrente vá a zero para valores de campo magnéticos mais altos. As curvas I-B para várias temperaturas estão apresentadas nas Fig. 4.05 (a), para 10 mV, e (b) para 20 mV. Pode-se observar algo como um “ombro” aparecendo nas curvas, em torno de 3,1 T, à medida que a temperatura aumenta.

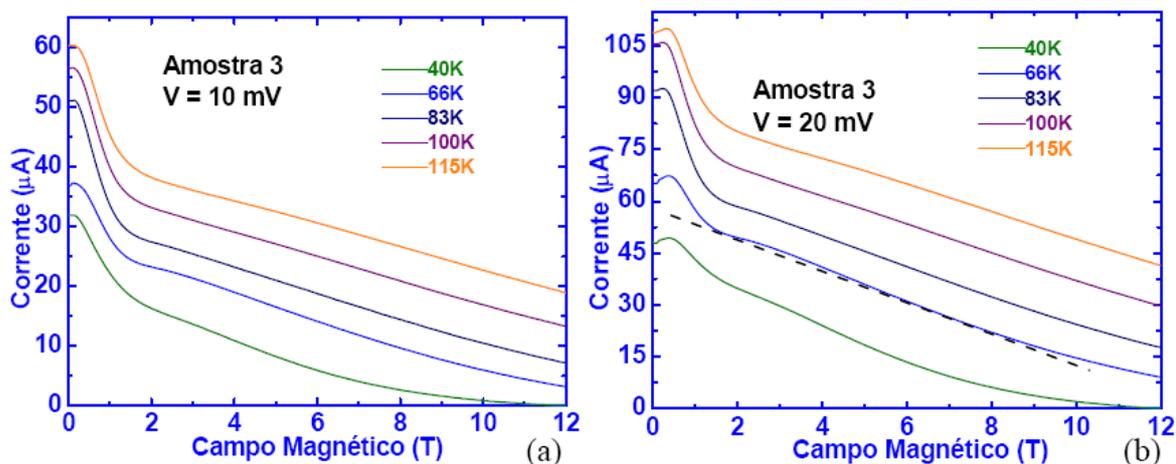


Fig. 4.05 – Medidas I-B para vários valores de temperatura, realizadas a (a) 10 mV e (b) 20 mV. A reta tracejada que aparece em (b) mostra o artifício utilizado para uma melhor visualização dos picos gerados pelo aumento da temperatura.

Com o aumento da temperatura, elétrons que ocupam o nível de energia mais baixo, a 4 K, passam a ser excitados para níveis de energia mais altos. Dessa forma, ao se medir o transporte eletrônico na estrutura, observa-se o aparecimento de um termo referente à corrente termiônica, ou seja, à corrente que passa pela estrutura de poços e barreiras de potencial, se soma uma corrente devida aos elétrons que conseguem energia suficiente para passar por cima das barreiras de potencial. Assim, com a finalidade de se obter uma melhor visualização do efeito gerado pelo aumento da temperatura no transporte efetuado entre os poços de potencial, foi subtraído de cada curva I-B uma reta como a mostrada na Fig. 4.05 (b). O que se pretende com esse procedimento é amplificar o pico que aparece nas curvas I-B com o aumento da temperatura e os resultados que se obtêm são os mesmos se comparado com outros métodos, tais como a obtenção dos picos através da derivada primeira e segunda de cada curva I-B. A vantagem da subtração da reta consiste em que o cálculo da derivada gera ruídos de alta frequência que muitas vezes mascaram os fenômenos reais. Os gráficos das Fig. 4.06 e 4.07 mostram os resultados da subtração das retas nas curvas I-B para as tensões aplicadas de 10 mV e 20 mV respectivamente.

Em cada um dos gráficos das Figs. 4.06 e 4.07 podemos observar que à medida que a temperatura aumenta, um pico vai surgindo em torno de 3,1 T. Quando a temperatura atinge cerca de 83 K o pico vai se alargando e para valores acima de 100 K um outro pico, em torno de 5,6 T aparece.

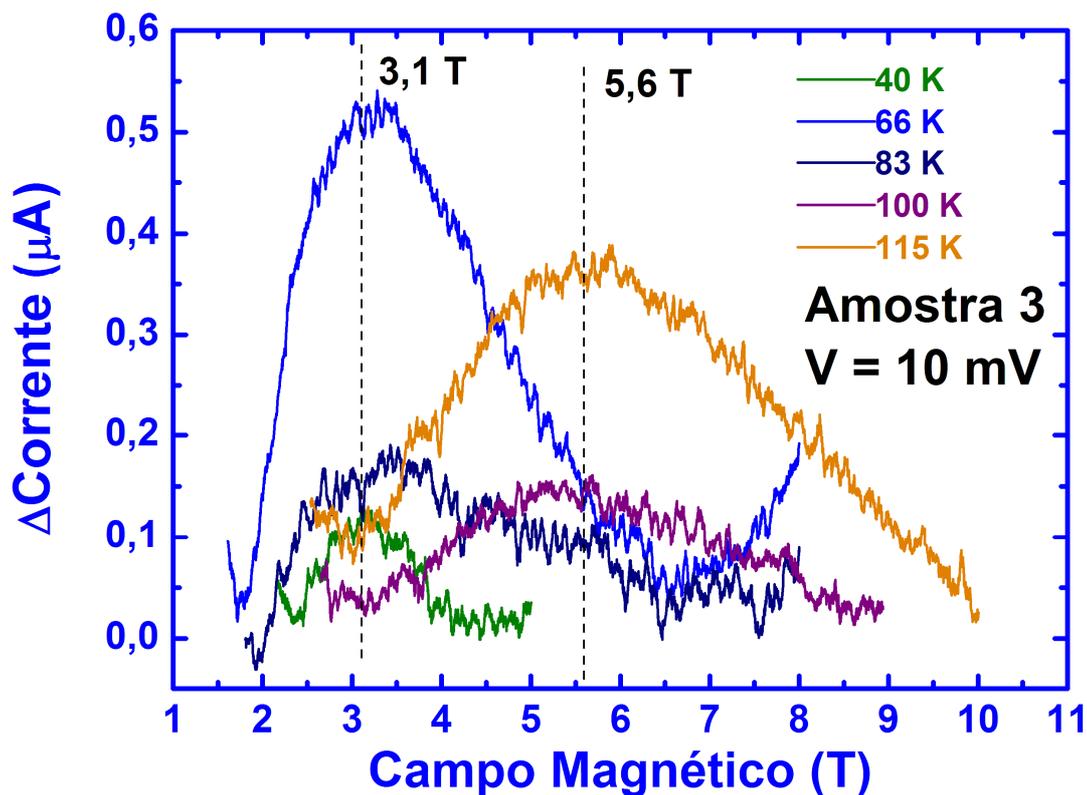


Fig. 4.06 – Gráfico da variação da corrente em função do campo magnético, realizado a 10 mV para vários valores de temperatura. Esse gráfico foi obtido pela subtração da curva I-B medida por uma reta como mostrado na Fig. 4.05 (b).

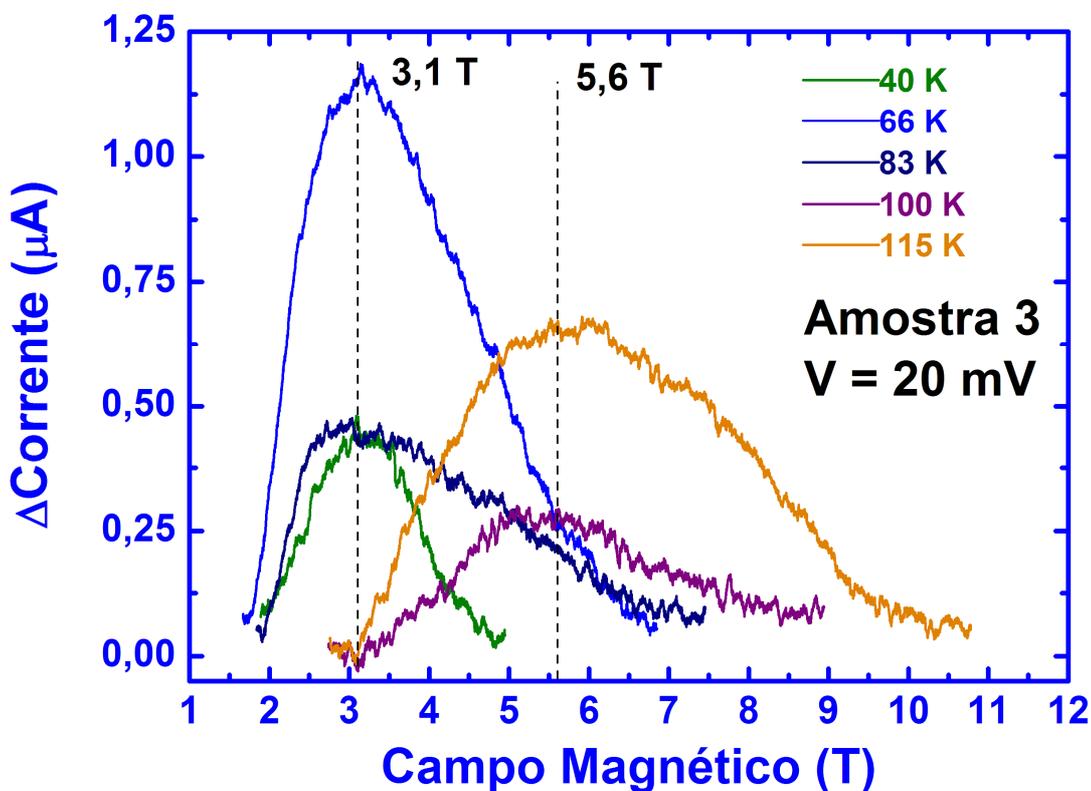


Fig. 4.07 – Gráfico da variação da corrente em função do campo magnético, realizado a 20 mV para vários valores de temperatura. Esse gráfico foi obtido pela subtração da curva I-B medida por uma reta como mostrado na Fig. 4.05 (b).

Usando a aproximação de massa efetiva para um elétron, de massa efetiva m^* e carga $-e$, na banda de condução dos multi-poços quânticos acoplados, na presença de campo magnético ao longo da direção x e campo elétrico F na direção z , encontramos o seguinte Hamiltoniano:

$$H = \frac{p_x^2}{2m^*} + \frac{m^* \omega_c^2}{2} \left(\frac{p_y}{eB} - z \right)^2 + \frac{p_z^2}{2m^*} - eFz + U(z) \quad (4.1)$$

onde o potencial vetor é $\vec{A} = (0, -zB, 0)$, $U(z)$ descreve o perfil do potencial dos multi-poços quânticos, \mathbf{p} é o *momentum* canônico e $\omega_c = (eB/m^*)$ é a frequência de cyclotron.

A fim de compreender as características do processo de tunelamento, foram calculadas, com o auxílio do Dr. José Maria Villas-Bôas, as energias das subbandas através da solução completa do Hamiltoniano acima, utilizando como base de funções as auto-funções de um poço de potencial infinito muito mais largo que a região dos multi-poços quânticos e então foi resolvido o problema de auto-valores resultante para diferentes valores de B e k_y . É bem conhecido que o Hamiltoniano (4.1) leva a um deslocamento da dispersão parabólica em k_y , cujo mínimo em $(k_y)_{\min}$ depende de cada subbanda de energia (Cury *et al.*, 1988). Qualitativamente, este deslocamento da dispersão E *versus* k_y com o campo magnético pode ser interpretado usando um argumento clássico de conservação de *momentum* durante o tunelamento. Quando tunela entre poços adjacentes, o elétron, devido à força de Lorentz, adquire *momentum* $p_y = -eBd$, onde d é a distância de tunelamento característica e é igual a um período da super-rede. Para campos magnéticos moderados, segundo teoria de perturbação de primeira ordem, o mínimo da subbanda de ordem n , de um dado poço de potencial, é dado por $(k_y)_{\min} = -(eB/\hbar)\langle z \rangle_n$, onde $\langle z \rangle_n$ é o valor esperado da função de onda não perturbada.

A Fig. 4.08 mostra as curvas de dispersão em k_y para os níveis fundamentais de dois poços vizinhos. O deslocamento relativo entre as curvas no eixo E indica que existe um campo elétrico aplicado na amostra, levando a um desacoplamento dos níveis de energia. Dessa forma, aumentando o valor do campo magnético aplicado na estrutura, Fig. 4.08 (a), a curva de dispersão em k_y do nível fundamental de um poço é deslocada com relação ao nível fundamental do poço vizinho. Quando $(k_y)_{\min}$ da subbanda de menor energia em um poço coincidir com qualquer ponto da curva de dispersão da subbanda do poço seguinte, Fig. 4.08 (b), a probabilidade de tunelamento terá um máximo.

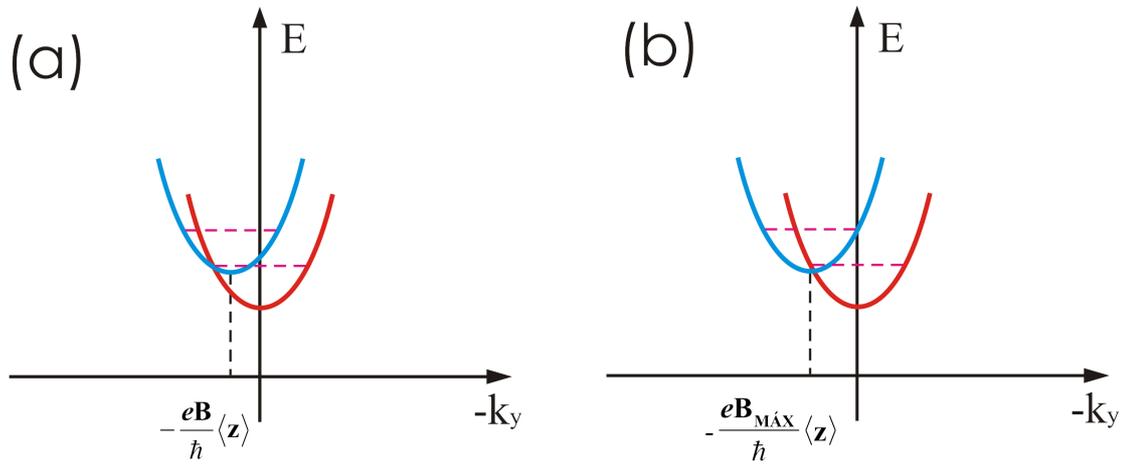


Fig. 4.08 – Curva de dispersão em k_y para o nível fundamental de dois poços de potencial vizinhos. Em (a) está representada a situação em que se tem campo elétrico e campo magnético aplicado na estrutura; (b) mostra a situação em que o fundo da dispersão de um poço toca a curva de dispersão do outro poço. Para este caso, $B_{MÁX}$ indica o campo magnético em que a taxa de tunelamento é máxima.

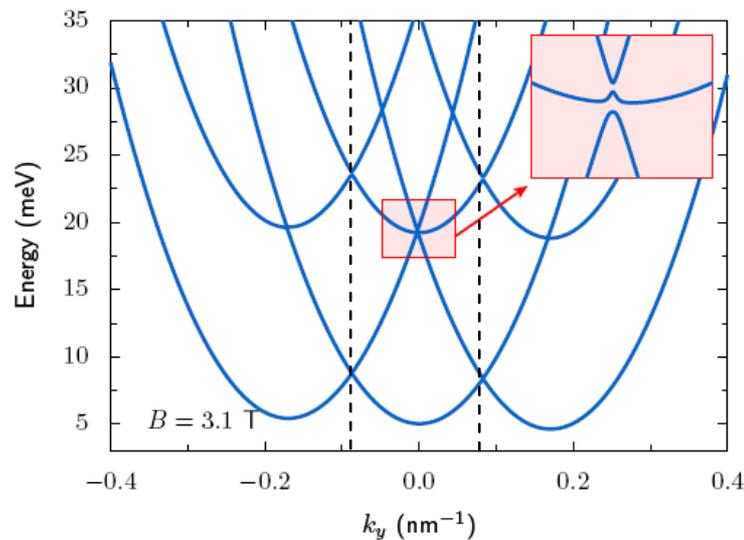


Fig. 4.09 – Gráfico da solução exata do Hamiltoniano para um sistema de três poços de potencial na presença de campo magnético de 3,1 T paralelo às camadas. As linhas tracejadas servem como guia para separar as curvas de dispersão de cada poço. No detalhe aparece o *anticrossing* entre o nível fundamental de um poço e o primeiro nível excitado do poço adjacente. Extraído de Vieira *et al.*, 2007.

A mesma coisa acontece para níveis de energia de diferente índice n . Na Fig. 4.09, retirado de Vieira *et al.*, 2007, é mostrado o gráfico do resultado do Hamiltoniano 4.1 para três poços vizinhos, onde aparecem os dois níveis de energia mais baixos de cada poço. Para facilitar a visualização, foram adicionadas duas retas tracejadas indicando, grosseiramente, a separação dos três poços. O detalhe mostrado na figura é uma amplificação do ponto de *anticrossing* entre a curva de dispersão do nível fundamental de

um poço com o primeiro nível excitado do poço vizinho, quando o campo magnético é de 3,1 T.

A Fig. 4.10, também retirada de Vieira *et al.*, 2007, mostra as curvas de dispersão para os três primeiros níveis de três poços adjacentes. No detalhe marcado em vermelho é mostrado o ponto de *anticrossing*, similar ao mostrado na Fig. 4.09, entre o nível fundamental de um poço e o segundo nível excitado de outro poço, o cálculo mostra que isso ocorre para um campo magnético de 5,6 T.

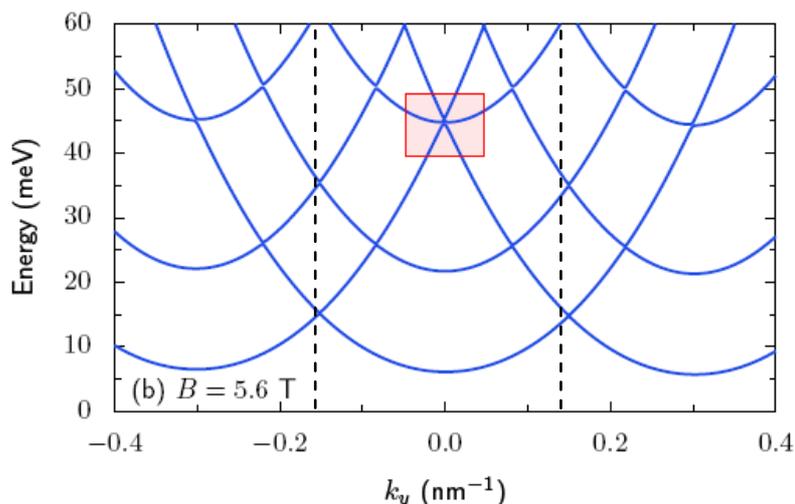


Fig. 4.10 – Gráfico da solução exata do Hamiltoniano para um sistema de três poços de potencial na presença de campo magnético de 5,6 T paralelo às camadas. As linhas tracejadas servem como guia para separar as curvas de dispersão de cada poço. No detalhe aparece o *anticrossing* entre o nível fundamental de um poço e o segundo nível excitado do poço adjacente. Extraído de Vieira *et al.*, 2007.

Voltando às Figs. 4.06 e 4.07, com o aumento da temperatura os elétrons são excitados a partir do nível fundamental. Para um valor de campo magnético de 3,1 T, o estado de *anticrossing* do nível fundamental de um poço coincide com o primeiro nível excitado do poço adjacente, como visto na Fig. 4.09, aumentando a probabilidade de tunelamento, uma vez que os elétrons termicamente excitados podem tunelar diretamente do primeiro nível excitado para o nível fundamental do poço seguinte via esse estado. Isso leva a um acréscimo na corrente de tunelamento para temperaturas acima de 40 K, como pode ser visto pelos picos mostrados nas Figs. 4.06 e 4.07. O pico centrado em 3,1 T atinge um máximo para temperaturas em torno de 66 K. O contínuo aumento na temperatura faz com que esse pico desapareça enquanto outro, centrado em torno de 5,6 T, se forma a partir de 85 K. Esse segundo pico é causado pelo *anticrossing* entre o nível fundamental de um poço e o segundo nível excitado do poço seguinte, mostrado na Fig. 4.10. Assim, além do tunelamento entre os níveis fundamentais dos poços, o campo magnético permite observar

também o tunelamento direto dos níveis excitados de um poço para o nível fundamental do poço vizinho, com o aumento da temperatura.

CONCLUSÃO

No trabalho apresentado nesse capítulo, foi mostrado que é possível observar a ocorrência de tunelamento ressonante de subbandas termicamente excitadas para subbandas de menor energia de poços vizinhos, em multi-poços quânticos na presença de campo magnético paralelo às camadas semicondutoras.

Nos poços de potencial, elétrons são excitados à partir do nível fundamental para níveis de energia mais altos através do aumento de temperatura e tunelam diretamente para o nível fundamental do poço vizinho. Esse tunelamento só é possível porque o campo magnético gera estados de *anticrossing* que se estendem pela estrutura dos poços e formam um novo canal de tunelamento. Dessa forma, com o aumento da temperatura e na presença de um campo magnético, novos mecanismos de tunelamento devem ser considerados.

Os resultados medidos foram comparados com a solução completa do Hamiltoniano da super-rede na presença de campo magnético e a previsão teórica de que em 3,1 T e 5,6 T haveria um aumento na taxa de tunelamento encontra grande concordância, haja vista os picos de corrente de tunelamento observados na curva I-B, para esses valores de campo magnético.

BIBLIOGRAFIA

- ARISTONE, F., SIBILLE, A., PALMIER, J. F., MAUDE, D. K., PORTAL, J. C. e MOLLOT, F., *Physica B*, **184**, 246 (1993).
- BEINVOGL, W., KAMGAR, A. e KOCH, J. F., *Physical Review B*, **14**, 4274 (1976).
- BETON, P. H., WANG, J., MORI, N., EAVES, L., MAIN, P. C., FOSTER, T. J. e HENINI, M., *Physical Review Letters*, **75**, 1996 (1995).
- CURY, L. A., CELESTE, A. e PORTAL, J. C., *Physical Review B*, **38**, 13482 (1988).
- GRAHN, H. T., *Semiconductor Superlattices – Growth and Electronic Properties*, World Scientific Publishing, Singapura, 1995.
- GRAHN, H. T., HAUG, R. J., MÜLLER, W. e PLOOG, K., *Physical Review Letters*, **67**, 1618 (1991).

- HAYDEN, R. K., MAUDE, D. K., EAVES, L., VALADARES, E. C., HENINI, M., SHEARD, F. W., HUGHES, O. H., PORTAL, J. C. e CURY, L., *Physical Review Letters*, **66**, 1749 (1991).
- MAAN, J. K., *Festkörperprobleme*, **27**, 137 (1987).
- MÜLLER, W., GRAHN, H. T., HAUG, R. J. e PLOOG, K., *Physical Review B*, **46**, 9800 (1992).
- MÜLLER, W., GRAHN, H. T., KLITZING, K. von e PLOOG, K., *Physical Review B*, **48**, 11176 (1993).
- PATANE, A., HILL, R. J. A., EAVES, L., MAIN, P. C., HENINI, M., ZAMBRANO, M. L., LEVIN, A., MORI, N., HAMAGUCHI, C., DUBROVSKII, YU. V., VDOVIN, E. E., AUSTING, D. G., TARUCHA, S., HILL, G., *Physical Review B*, **65**, 165308 (2002).
- PLATERO, G., BREY, L. e TEJEDOR, C., *Physical Review B*, **40**, 8548 (1989).
- VIEIRA, G. S., ALLEN, S. J., GUIMARÃES, P. S. S., CAMPMAN, K. L. e GOSSARD, A. C., *Physical Review B*, **58**, 7136 (1998-b).
- VIEIRA, G. S., FEU, W. H. M., VILLAS-BÔAS, J. M., GUIMARÃES, P. S. S., NELSON STUDART, *Physical Review B*, **75**, 193406 (2007).
- VIEIRA, G. S., GUIMARÃES, P. S. S., ALVES, E. S., ALLEN, S. J. CAMPMAN, K. L. e GOSSARD, A. C., *Physica B*, **256**, 527 (1998-c).
- VIEIRA, G. S., VILLAS-BÔAS, J. M., GUIMARÃES, P. S. S., NELSON STUDART, KONO, J., ALLEN, S. J., CAMPMAN, K. L. e GOSSARD, A. C., *Physical Review B*, **70**, 035316 (2004).

CAPÍTULO 05

EFEITOS DO CAMPO MAGNÉTICO NAS TAXAS DE TUNELAMENTO E RELAXAÇÃO DA ENERGIA EM MULTI-POÇOS QUÂNTICOS

INTRODUÇÃO

A relaxação da energia dos elétrons desempenha um papel fundamental no transporte eletrônico em super-redes fraca e fortemente acopladas. No transporte feito por minibandas o espalhamento leva à relaxação da energia, o que impede a observação das oscilações de Bloch ou, equivalentemente, o espalhamento permite que se forme a “Wannier-Stark ladder” (Patane *et al.*, 2004 e Fowler *et al.*, 2006). Em tunelamento seqüencial, o tunelamento assistido por fônons alarga as ressonâncias e, para voltagens aplicadas suficientemente grandes de tal forma que o transporte de cargas envolva tunelamento entre subbandas excitadas, a relaxação entre subbandas ocorre antes que o elétron possa tunelar seqüencialmente para o próximo poço de potencial.

Relaxação entre subbandas em heteroestruturas do tipo super-redes fracamente acopladas tem sido objeto de intensos estudos devido à importância que essas relaxações têm no desempenho dos dispositivos baseados nelas, por exemplo, *lasers Quantum Cascade* – QCL – (Capasso *et al.*, 2002 e Sirtori *et al.*, 2002) e fotodetectores de infravermelho baseados em poços quânticos (Rogalski, 2003). Elétrons interagem mais fortemente com fônons ópticos devido ao momento de dipolo elétrico que estes possuem e é bem conhecido que as interações entre elétrons e fônons ópticos longitudinais (LO) são as maiores responsáveis pela relaxação da energia entre subbandas, por transferirem grande quantidade de energia e/ou momento linear, de tal forma que o tempo de relaxação

aumenta consideravelmente quando a energia de transição entre as subbandas se torna menor que a energia dos fônons LO, para temperaturas baixas (Oberli *et al.*, 1987, Heyman *et al.*, 1995, Helm *et al.*, 1988 e Helm *et al.*, 1989). Uma vez que o processo de relaxação de energia mais forte é suprimido pela diminuição da temperatura e da separação das subbandas, os processos principais passam a ser a emissão de fônons acústicos, interações elétron-elétron, espalhamento pelas interfaces e espalhamento elétron-impureza. Em estruturas do tipo QCL, onde a região ativa é não-dopada, foram mostradas evidências (Rochat *et al.*, 1998) que o espalhamento elétron-elétron deve dominar os processos de relaxação entre as subbandas quando a emissão de fônons LO não é permitida, mas esse resultado pode não ser válido para estruturas de poços quânticos dopados, devido à possibilidade de espalhamento por impurezas.

O campo magnético é conhecido por afetar os mecanismos de espalhamento eletrônico de várias formas e é uma ferramenta poderosa no estudo da dinâmica de elétrons em estruturas de poços quânticos (Fromhold *et al.*, 2001, Villas-Bôas *et al.*, 2002 e Vieira *et al.*, 2004). Kastalsky e Efros, 1991, encontraram, através de uma análise teórica, que um campo magnético intenso aplicado perpendicular às camadas da super-rede poderia diminuir o espalhamento por fônons acústicos. Neves *et al.*, 1995 e Ji *et al.*, 1998, observaram experimentalmente uma supressão da relaxação da energia entre as subbandas, induzido pelo campo magnético, também perpendicular às camadas, em uma estrutura não dopada de poço duplo. Foi observado por Vieira *et al.*, 1998-a, em medidas de magneto-transporte em multi-poços quânticos dopados que o decréscimo da taxa de relaxação com o campo magnético aplicado perpendicular às camadas não é monotônico, mas apresenta fortes oscilações. Essas oscilações são observadas devido ao aumento na taxa de relaxação que ocorre quando se tem um acoplamento entre a diferença em energia das subbandas e um número inteiro de níveis de Landau. Oscilações similares na condutividade das amostras foram observadas em estruturas de QCL (Ulrich *et al.*, 2000) e foram correlacionadas com oscilações na intensidade de eletroluminescência. Essas oscilações, encontradas em medidas de corrente *versus* campo magnético, podem ser distinguidas das ressonâncias *Stark-cyclotron* (Canali *et al.*, 1996 e Canali *et al.*, 1997), apesar de serem similares. Um aumento na intensidade da eletroluminescência (Ulrich *et al.*, 2000) também foi encontrado e é atribuído à diminuição do espalhamento elétron-elétron pelo campo magnético. Uma redução na corrente de disparo e um aumento oscilatório com o campo magnético da intensidade de emissão de estruturas do tipo QCL também foram relatados recentemente (Tamosiunas *et al.*, 2004 e Blaser *et al.*, 2002). Apesar das estruturas QCL

possuírem alguns poços dopados, os poços emissores de radiação não são dopados. Dessa forma, a maioria dos trabalhos sobre efeitos do campo magnético em transições entre subbandas foi realizada em estruturas de poços quânticos não dopados. No entanto, para aplicações em fotodetectores de poços quânticos, as estruturas são normalmente dopadas, já que para a operação do fotodetector é necessário popular os níveis eletrônicos de energia mais baixa. Sendo assim, a investigação das taxas e mecanismos de relaxação de energia em poços quânticos semicondutores dopados merece ser melhor investigada.

Neste trabalho, medidas de magneto-transporte foram usadas para investigar os efeitos do campo magnético aplicado perpendicular às camadas dos poços de potencial nos mecanismos de espalhamento de elétrons em estruturas de poços quânticos uniformemente dopados. As amostras estudadas aqui foram as Amostras 3 e 4 descritas no Capítulo 2. Estas amostras possuem poços de largura de 33 nm e 15 nm, respectivamente. Foi encontrado que em tais estruturas o campo magnético reduz significativamente os mecanismos de espalhamento de baixa energia, porém não inibe os caminhos de relaxação que incluem emissão de fônons LO, pelo menos não ao ponto de tornar esses caminhos um fator limitante da corrente pela estrutura de poços. As evidências também mostram que o tunelamento ressonante é favorecido pelo campo magnético nessas estruturas.

CONSIDERAÇÕES TEÓRICAS

Antes de analisarmos os resultados obtidos serão repassados os fenômenos de transporte em uma super-rede e como o campo magnético afeta a condutividade de tais estruturas. A Fig. 5.01 mostra a curva característica I-V da Amostra 3 e nela podemos ver os degraus e platôs de corrente. Voltando à Fig. 3.02, que reproduzimos novamente aqui na Fig. 5.02, podemos entender a formação dos degraus e platôs de corrente na curva I-V da seguinte forma: para baixas temperaturas e na ausência de iluminação, somente o nível fundamental de cada poço está ocupado com portadores de carga, elétrons nesse caso (Vieira *et al.*, 1998-b). Na região de baixa tensão, entre zero e o início do primeiro platô de corrente, o transporte elétrico ocorre via tunelamento seqüencial ressonante do nível fundamental de um poço para o nível fundamental do poço seguinte ($1 \rightarrow 1$) e só existe um domínio de campo elétrico na amostra. O processo de tunelamento é geralmente assistido por um mecanismo de espalhamento uma vez que o campo elétrico faz com que os níveis de energia saiam da ressonância e também para garantir a conservação do momento dos portadores de carga.

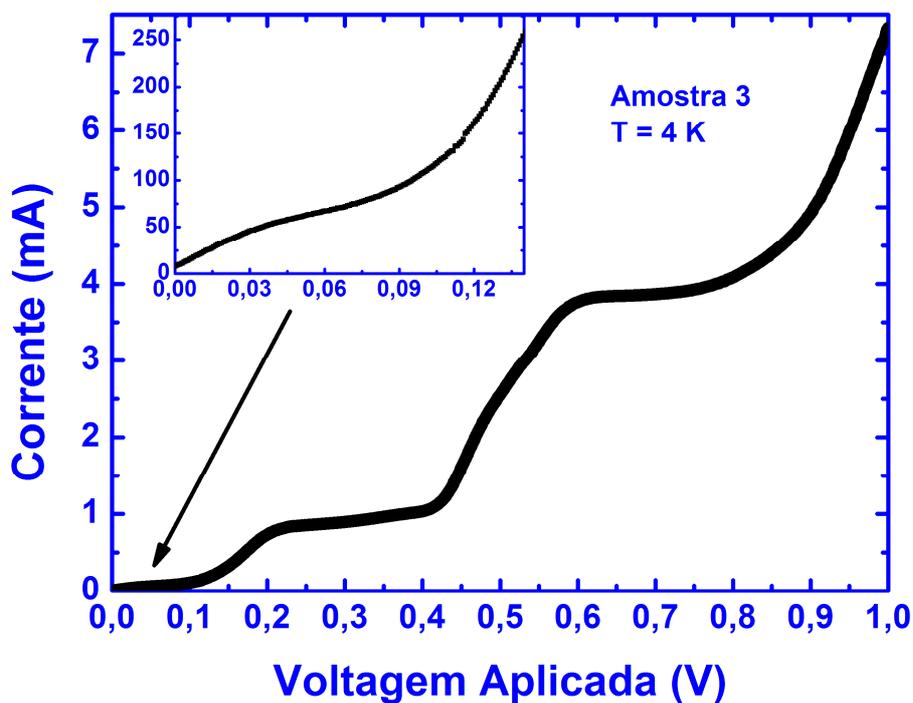


Fig. 5.01 – Curva característica de corrente *versus* voltagem aplicada, para a Amostra 3, mostrando os degraus e platôs de corrente. No detalhe é mostrada a região do primeiro platô de corrente.

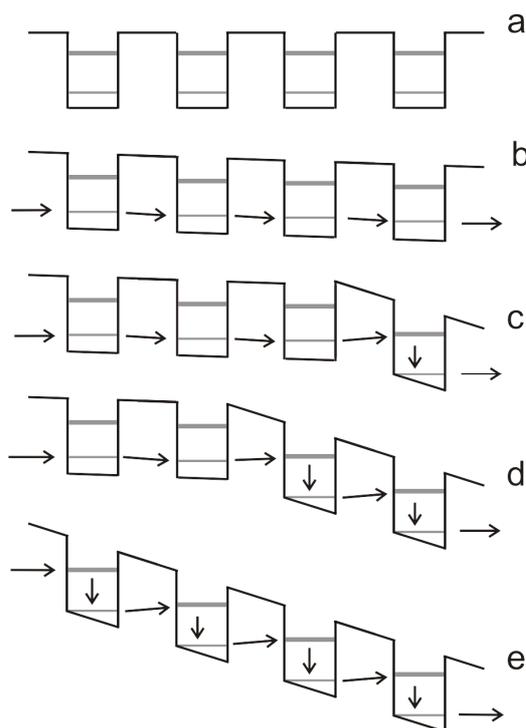


Fig. 5.02 – Esquema do fundo da banda de condução de quatro poços de uma super-rede periódica, mostrando cinco valores de tensão aplicada na amostra.

Na região de voltagem correspondente ao primeiro platô de corrente, dois domínios de campo elétrico estão presentes na estrutura (Choi *et al.*, 1987, Guimarães *et al.*, 1993 e Grahn *et al.*, 1990). No domínio de campo elétrico baixo o transporte continua ocorrendo via tunelamento seqüencial ressonante entre níveis fundamentais de poços adjacentes,

enquanto que no domínio de campo elétrico alto a condução ocorre via tunelamento do nível fundamental de um poço para o primeiro nível excitado do poço seguinte ($1 \rightarrow 2$), seguido da relaxação da energia do elétron para o nível fundamental. À medida que a voltagem aumenta, o domínio de campo elétrico alto também aumenta poço a poço, com pouca mudança na corrente, formando assim o platô de corrente. Diferentemente da Amostra 1, a curva I-V da Amostra 3 não apresenta saltos de CDN pois a diferença entre os níveis de energia do estado fundamental e primeiro estado excitado é muito pequena (cerca de 14 meV) fazendo com que a transição de um poço no domínio de campo elétrico baixo para o domínio de campo elétrico alto seja mais suave.

O domínio de campo elétrico alto aumenta até que toda a estrutura de poços esteja em um só domínio de campo elétrico. Agora, a corrente volta a subir até que um novo domínio de campo elétrico comece a se formar, envolvendo o tunelamento do nível fundamental para o segundo nível excitado ($1 \rightarrow 3$) e um segundo platô de corrente se forma. Com o contínuo aumento da voltagem aplicada, processos similares ocorrerão envolvendo subbandas de energia mais altas.

O campo magnético aplicado perpendicular às camadas (paralelo à corrente) não afeta o fluxo de corrente de forma direta, mas devido à quantização da energia no plano dos poços em níveis de Landau o campo inibe muitos mecanismos de espalhamento afetando a corrente indiretamente. Para valores de voltagens baixos o campo magnético deve diminuir a corrente da mesma forma que acontece com super-redes fortemente acopladas (Patane *et al.*, 2004 e Fowler *et al.*, 2006). Em super-redes fracamente acopladas, esse decréscimo na corrente pode ser entendido como sendo devido à inibição da relaxação da energia através da *Stark ladder* ou à inibição do tunelamento assistido por espalhamento. Para valores de voltagens aplicadas mais altas, acima do início do platô, o efeito do campo magnético nos processos de relaxação entre subbandas deve ser levado em conta. Usualmente, para campo magnético igual a zero, o tempo de relaxação entre subbandas (da ordem de picosegundos para relaxação via fônons LO) é considerado como sendo muito menor que o tempo de tunelamento (alguns nanosegundos), o que faz com que esse último seja um fator limitante na corrente de tunelamento. Supondo que essa hipótese também se aplique para valores mais altos de campo magnético, só necessitaríamos de considerar o efeito do campo magnético no tempo de tunelamento para chegar ao seu efeito na corrente. Nesse caso duas situações possíveis podem ser consideradas: a) o tunelamento não-ressonante deve ser favorecido por mecanismos de espalhamento e, portanto a aplicação do campo magnético reduziria a corrente para voltagens onde a corrente é

limitada por tunelamento assistido por espalhamento; b) em contrapartida, na situação em que o tunelamento é ressonante ou muito próximo da ressonância, os processos de espalhamento atuam para reduzir a probabilidade de tunelamento, pela redução do comprimento de coerência. No entanto, para voltagens onde a corrente é limitada por tunelamento ressonante a aplicação do campo magnético não diminui a corrente, de fato o campo pode até aumentar a corrente devido ao aumento do comprimento de coerência resultante da redução no espalhamento causada pela aplicação do campo magnético. Ou seja, quando o fator limitante da corrente for o tempo de tunelamento, o campo magnético vai atuar de forma a impedir que o tunelamento ocorra nas situações em que os níveis de energia de poços diferentes estejam fora da ressonância e irá favorecer o tunelamento quando a situação for muito próxima da ressonância.

Agora vamos considerar que a relaxação entre as subbandas seja significativamente inibida pelo campo magnético, diferentemente do que foi suposto anteriormente. Neste caso, devemos observar um decréscimo na corrente para qualquer tensão acima do início do platô de corrente, uma vez que para essas voltagens sempre haverá poços em um domínio de campo elétrico alto, como visto na Fig. 5.02, e a corrente será dependente da taxa de relaxação da energia entre as subbandas desses poços. Na região de voltagens baixas a relaxação entre subbandas não desempenha um papel importante no fluxo, mas a inibição do tunelamento assistido por espalhamento pelo campo magnético diminuirá a corrente como mencionado acima. Em conclusão, se a taxa de relaxação entre subbandas é significativamente reduzida pela aplicação do campo magnético, seria observado um decréscimo na corrente para qualquer valor de voltagem na curva I-V em super-redes fracamente acopladas.

RESULTADOS E DISCUSSÕES

Na Fig. 5.03(a) e 5.04(a) são apresentadas as curvas características I-V das Amostras 3 e 4 para vários valores de campo magnético aplicado perpendicular às camadas. Devido à grande espessura das barreiras o transporte elétrico ocorre via tunelamento seqüencial ressonante. As curvas I-V's, para as duas amostras, apresentam uma seqüência de degraus e platôs de corrente típica de estruturas de super-rede dopada fracamente acoplada, como explicado anteriormente em conjunto com a Fig. 5.01 e 5.02. O campo magnético causa uma redução na corrente para quase todos os valores de voltagem aplicados, com exceção das regiões no final dos platôs de corrente. O efeito do campo

magnético na corrente de tunelamento pode ser mais facilmente observado nas Fig. 5.03(b) e 5.04(b), que mostram a razão entre a curva I-V com campo magnético aplicado pela curva I-V na ausência de campo magnético ($I(B)/I(0)$ versus voltagem) para as Amostras 3 e 4, respectivamente. A razão das correntes $I(B)/I(0)$ para as duas amostras mostra vários picos na corrente à medida que a voltagem aumenta. Os máximos principais nas curvas das razões $I(B)/I(0)$ coincidem com o final dos platôs de corrente na curva I-V, como indicados pelas linhas pontilhadas nas figuras.

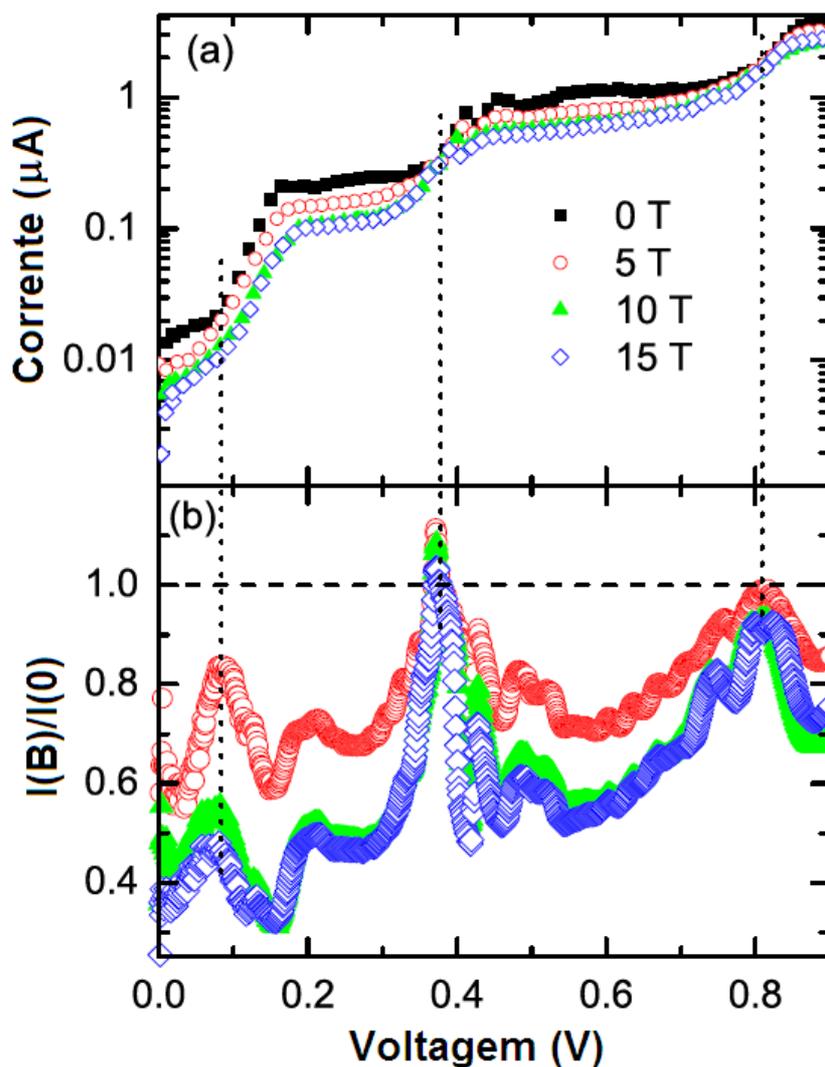


Fig. 5.03 – O gráfico (a) mostra as curvas características I-V para vários valores de campo magnético aplicado perpendicularmente às camadas para as Amostras 3. A fim de facilitar a visualização dos platôs de corrente o gráfico IV apresenta o eixo vertical na escala logarítmica. O gráfico (b) mostra as razões das correntes entre as curvas com campo magnético aplicado e a curva sem campo magnético ($I(B)/I(0)$).

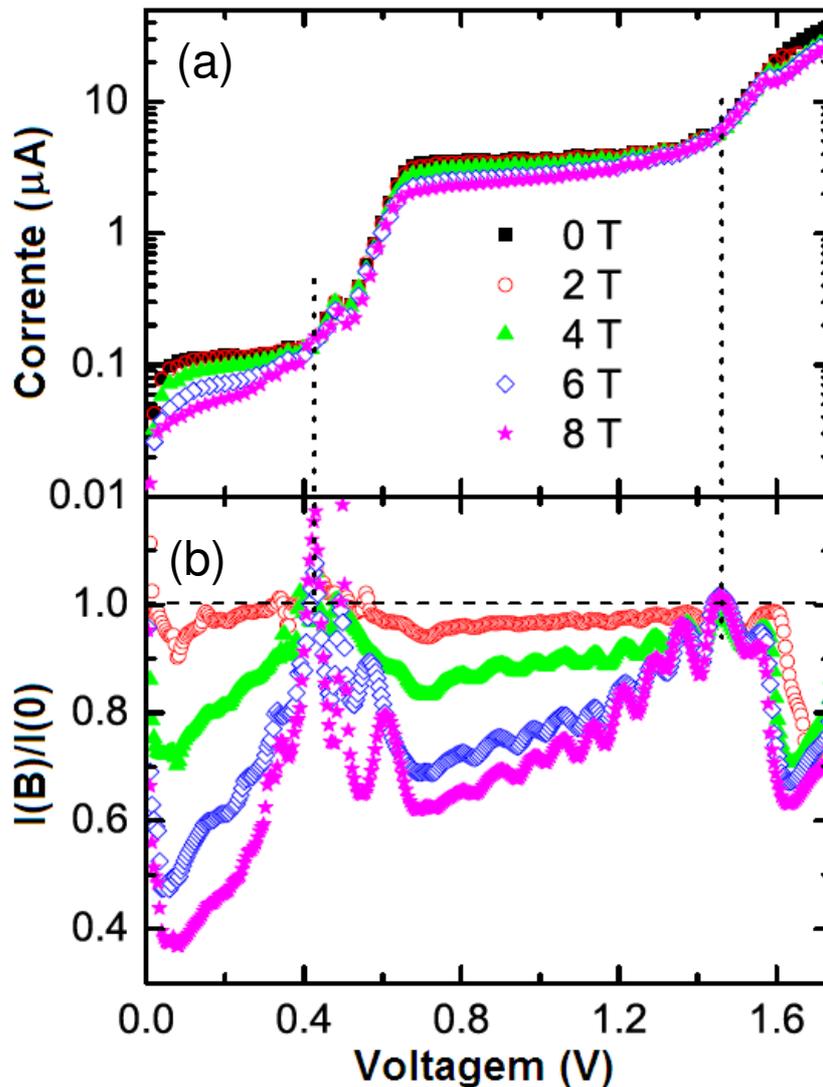


Fig. 5.04 – O gráfico (a) mostra as curvas características I-V para vários valores de campo magnético aplicado perpendicularmente às camadas para as Amostras 4. A fim de facilitar a visualização dos platôs de corrente o gráfico IV apresenta o eixo vertical na escala logarítmica. O gráfico (b) mostra as razões das correntes entre as curvas com campo magnético aplicado e a curva sem campo magnético ($I(B)/I(0)$).

Esses picos em $I(B)/I(0)$, na Amostra 4, Fig. 5.04(b), aparecem em $V \approx 0,43$ V (final do primeiro platô de corrente) e para $V \approx 1,46$ V (final do segundo platô). Nesses valores a razão de corrente $I(B)/I(0)$ atinge valores acima de 1 para $B = 8$ T, mostrando que para essas voltagens o campo magnético aplicado não reduz a corrente, mas, pelo contrário, favorece o tunelamento, em contraste com o que acontece em outros valores de voltagens. Das considerações expostas anteriormente, isso só pode acontecer se duas condições forem satisfeitas simultaneamente:

1) A relaxação de energia entre subbandas é muito mais rápida que o tunelamento sequencial, uma vez que se a taxa de relaxação fosse significativamente afetada pelo campo magnético observaríamos uma redução na corrente para todos os valores de

voltagem já que depois do início do primeiro platô de corrente sempre haverá um domínio de campo elétrico alto onde o tunelamento se fará do nível fundamental de um poço para um nível excitado do poço seguinte.

2) O tunelamento é ressonante ou muito próximo da ressonância, já que para esses valores de voltagens (onde aparecem os picos nas curvas $I(B)/I(0)$) o tunelamento é favorecido pelo campo magnético. Ou seja, nas tensões onde ocorrem os picos o tunelamento se faz sem o auxílio de um processo de relaxação de baixa energia.

No ponto onde ocorre o primeiro máximo nas curvas das razões das correntes, ou seja, no final do primeiro platô de corrente, existe apenas um domínio de campo elétrico em toda a estrutura da super-rede e o nível fundamental de um poço está em ressonância, ou próximo da ressonância, com o primeiro nível excitado do poço seguinte. A Fig. 5.02(e) mostra essa condição. Como o campo elétrico na realidade não é uniforme em toda a estrutura não é possível ter uma condição de ressonância perfeita em todos os poços de potencial. No entanto, deve existir um valor de voltagem que permite a melhor condição de ressonância. Para essa voltagem o tunelamento é quase ressonante e a relaxação de energia corresponde à separação em energia entre o primeiro nível excitado e o nível fundamental. Dessa forma, o máximo na curva $I(B)/I(0)$ indica a voltagem na qual a melhor condição de ressonância é alcançada e como o pico na razão das correntes atinge valores acima de 1 o campo elétrico deve estar muito próximo da condição de campo uniforme.

É importante notar que a posição em voltagem dos dois máximos mostrados na Fig. 5.03(b) e 5.04(b) não é dependente do campo magnético, ou seja, esses máximos não estão relacionados com ressonâncias em níveis de Landau.

A Amostra 3 é uma super-rede com poços de largura nominal de 33 nm. Medidas (Vieira *et al.*, 1998-b) de fotocorrente nessa amostra fornecem uma diferença em energia de 14 meV entre o nível fundamental e o primeiro nível excitado, em voltagens correspondentes à condição de ressonância de tunelamento $1 \rightarrow 2$. Essa diferença em energia é consideravelmente menor que a energia de um fônon LO (que para o GaAs é em torno de 36 meV). Esse valor concorda com cálculos baseados no método Kronig-Penney, descrito na Introdução. Cálculos estes que também fornecem uma energia de cerca de 40 meV para a diferença entre o nível fundamental e o segundo nível excitado (1 para 3). Como a separação em energia entre o nível fundamental e o primeiro nível excitado (1 para 2) é menor que a energia de um fônon LO, a relaxação da energia dos elétrons não envolverá espalhamento por essa partícula. No entanto, as relaxações entre níveis mais altos e o nível fundamental, nessa amostra, serão dominados por espalhamento via fônons

LO. Nessa amostra a relaxação via fônons LO será particularmente importante entre o segundo nível excitado e o fundamental (separação de 40 meV) e entre o terceiro e o fundamental (separação de 80 meV) devido à proximidade entre essas energias e múltiplos de fônons LO. Os picos em $I(B)/I(0)$, na Fig. 5.03(b), que correspondem à condição de ressonância entre $1 \rightarrow 3$ ($V \approx 0,37$ V) e à condição de ressonância entre $1 \rightarrow 4$ ($V \approx 0,81$ V), atingem valores próximos de 1, chegando a ultrapassar esse valor para alguns valores de campo magnético aplicado. Isso significa que a relaxação entre esses níveis, do segundo nível para o fundamental e do terceiro para o fundamental, respectivamente, não é afetada pelo campo magnético. Em contraste, o pico em $I(B)/I(0)$ que aparece no final do primeiro platô, em $V \approx 0,081$ V, é em torno de 0,85 para um campo magnético em torno de 5 T e fica abaixo de 0,50 para campos magnéticos mais altos. Para esse primeiro pico de corrente, emissão de fônons LO não é possível e a relaxação da energia entre os níveis do poço ocorre via outros mecanismos tais como emissão de fônons acústicos e espalhamento elétron-elétron ou elétron-impureza. O fato de que esse pico se torna mais fraco com o aumento do campo magnético indica que a redução, devido à aplicação do campo magnético, da taxa de relaxação da energia das subbandas do poço se tornou um fator limitante na corrente para a situação onde a relaxação da energia se dá via outros mecanismos de espalhamento que não seja a emissão de fônons LO.

Para a Amostra 4, o cálculo da separação em energia dos dois primeiros níveis de energia na ausência de campo elétrico é 48,6 meV, o que é significativamente acima da energia dos fônons LO no GaAs (36 meV). Com o aumento da voltagem essa separação aumenta um pouco mais devido ao deslocamento dos níveis de energia causado pelo campo elétrico. Dessa forma, nessa amostra o processo da relaxação da energia entre os níveis do poço deve ser dominado por espalhamento de fônons LO.

Y. Ji *et al.*, 1998, afirmaram que a emissão de fônons LO, tanto em sistemas ressonantes quanto em não ressonantes, deve ser diminuída pelo campo magnético aplicado perpendicularmente às camadas da heteroestrutura. Porém essa afirmação só pode ser teórica, uma vez que em seus experimentos a separação em energia das subbandas era menor que a energia dos fônons LO. É razoável que o campo magnético iniba a emissão de fônons LO quando essa emissão não é ressonante com a separação de energia entre os níveis. Por isso é importante conhecer se a estrutura possui ou não possui relaxação entre as subbandas em ressonância com um número inteiro da energia de fônons LO. Para a Amostra 3, a separação em energia entre o nível fundamental e o segundo e terceiro nível excitado está próxima da ressonância com múltiplos da energia dos fônons LO, 40 meV

para a separação entre o nível fundamental e o segundo excitado e 80 meV entre o fundamental e o terceiro excitado. Na Amostra 4, as separações calculadas para as energias do fundamental para o primeiro e para o segundo nível excitado são 49 meV e 130 meV, respectivamente. Dessa forma, as transições entre os níveis excitados para o fundamental, para a Amostra 4, também são aproximadamente múltiplos das energias dos fônons LO. Tomando a posição dos picos nas correntes presentes na Fig. 5.04(b), estimamos que a energia entre os níveis fundamental e primeiro e segundo excitado é 43 meV e 146 meV, respectivamente (estimativa baseada na posição em voltagem do pico dividido pelo número de períodos na estrutura, que é 10). A partir desses últimos valores pode-se observar que a relaxação entre o nível fundamental e o segundo nível excitado está em ressonância com a energia de quatro fônons LO. O *gap* entre o nível fundamental e o primeiro nível excitado não está exatamente em ressonância com a energia do fônon LO, mas está muito próxima. Ou seja, para o caso em que a separação em energia entre os níveis dos poços sejam um múltiplo inteiro da energia de um fônon LO a transição não é afetada pelo campo magnético. Essa situação é atingida no final de cada platô de corrente onde o alinhamento entre um nível excitado com o nível fundamental é máximo e é a situação onde ocorre o máximo de ressonância entre os níveis dos poços. Por isso observamos picos na corrente de tunelamento para valores de tensão correspondentes à situação de ressonância máxima entre os níveis de energia.

É necessário também aqui mencionar o fato de que os valores em voltagem nos quais ocorrem o máximo nas curvas $I(B)/I(0)$ mostram um fato novo. Esses máximos indicam que a melhor condição de ressonância entre os níveis ocorre logo no final do platô de corrente e não logo no início do platô como é comumente indicado em alguns modelos aceitos na literatura (Kwok *et al.*, 1994 e Kwok *et al.*, 1995). Esse fato demanda futuras investigações experimentais e teóricas a esse respeito.

CONCLUSÃO

Nesse trabalho foram mostradas evidências experimentais de que em estruturas de multi-poços quânticos uniformemente dopados a emissão de fônons LO não é fortemente afetada pela aplicação de um campo magnético perpendicular às camadas da estrutura, pelo menos não a ponto de produzir um efeito significativo na corrente de tunelamento, em estruturas onde a separação em energia entre os níveis excitados e o fundamental está muito próximo da ressonância com múltiplos da energia de um fônon LO. No entanto, um

decréscimo induzido pelo campo magnético em espalhamentos de baixa energia (tais como espalhamento elétron-elétron, fônons acústicos, elétron-impureza) foi observado nas mesmas condições. A redução dos mecanismos de espalhamento de baixa energia foi observada tanto em tunelamento assistido por espalhamento quanto na relaxação da energia entre subbandas do poço. A inibição de tais mecanismos de espalhamento reduz a taxa de tunelamento assistido por espalhamento, mas aumenta o tunelamento ressonante.

BIBLIOGRAFIA

- BLASER, S., ROCHAT, M., BECK, M., HOFSTETTER, D. e FAIST, J., *Applied Physics Letters*, **81**, 67 (2002).
- CANALI, L., LAZZARINO, M., SORBA, L. e BELTRAM, F., *Physical Review Letters*, **76**, 3618 (1996).
- CANALI, L., BELTRAM, F., LAZZARINO, M., e SORBA, L., *Superlattices and Microstructures*, **22**, 155 (1997).
- CAPASSO, F., PAIELLA, R., MARTINI, R., COLOMBELLI, R., GMACHL, C., MYERS, T. L., TAUBMAN, M. S., WILLIAMS, R. M., BETHEA, C. G., UNTERRAINER, K., HWANG, H. Y., SIVCO, D. L., CHO, A. Y., SERGENT, A. M., LIU, H. C., WHITTAKER, E. A., *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **38**, 511 (2002).
- CHOI, K. K., LEVINE, B. F., MALIK, R. J., WALKER, J. e BETHEA, C. G., *Physical Review B*, **35**, 4172 (1987).
- FOWLER, D., PATANE, A., IGNATOV, A., EAVES, L., HENINI, M., MORI, N., MAUDE, D. K., e AIREY, R., *Applied Physics Letters*, **88**, 052111 (2006).
- FROMHOLD, T. M., KROKHIN, A. A., TENCH, C. R., BUJKIEWICZ, S., WILKINSON, P. B., SHEARD, F. W. e EAVES, L., *Physical Review Letters*, **87**, 046803 (2001).
- GRAHN, H. T., SCHNEIDER, H. e von KLITZING, K., *Physics Review B*, **41**, 2890 (1990).
- GUIMARÃES, P. S. S., KEAY, B. J., KAMINSKI, J. P., ALLEN, S. J., HOPKINS, P. F. e GOSSARD, A. C., *Physical Review Letters*, **70**, 3792 (1993).
- HELM, M., COLAS, E., ENGLAND, P., DeROSA, F. e ALLEN, S. J., *Applied Physics Letters*, **53**, 1714 (1988).

- HELM, M., ENGLAND, P., COLAS, E., DeROSA, F. e ALLEN, S. J., *Physical Review Letters*, **63**, 74 (1989).
- HEYMAN, J. N., UNTERRAINER, K., CRAIG, K., GALDRIKIAN, B., SHERWIN, M. S., CAMPMAN, K., HOPKINS, P. F. e GOSSARD, A. C., *Physical Review Letters*, **74**, 2682 (1995).
- JI, Y., CHEN, Y., LUO, K., ZHENG, H., LI, Y., LI, C., CHENG, W. e YANG, F., *Applied Physics Letters*, **72**, 3309 (1998).
- KASTALSKY, A. e EFROS, A. L., *Journal of Applied Physics*, **69**, 841 (1991).
- KWOK, S. H., GRAHN, H. T., RAMSTEINER, M., PLOOG, K., PRENGEL, F., WACKER, A., SCHOLL, E., MURUGKAR, S. e MERLIN, R., *Physical Review B*, **51**, 9943 (1995).
- KWOK, S. H., MERLIN, R., GRAHN, H. T. e PLOOG, K., *Physics Review B*, **50**, 2007 (1994).
- NEVES, B. R. A., MORI, N., BETON, P. H., EAVES, L., WANG, J. e HENINI, M., *Physics Review B*, **52**, 4666 (1995).
- OBERLI, D. Y., WAKE, D. R., KLEIN, M. V., KLEM, J., HENDERSON, T. e MORKOÇ, H., *Physics Review Letters*, **59**, 696 (1987).
- PATANE, A., MORI, N., FOWLER, D., EAVES, L., HENINI, M., MAUDE, D. K., HAMAGUCHI, C., e AIREY, R., *Physical Review Letters*, **93**, 146801 (2004).
- ROCHAT, M., FAIST, J., BECK, M., OESTERLE, U. e ILEGEMS, M., *Applied Physics Letters*, **73**, 3724 (1998).
- ROGALSKI, A., *Journal of Applied Physics*, **93**, 4355 (2003).
- SIRTORI, C., PAGE, H., BECKER, C. e ORTIZ, V., *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **38**, 547 (2002).
- TAMOSIUNAS, V., ZOBL, R., FASCHING, G., ULRICH, J., STRASSER, G., UNTERRAINER, K., COLOMBELLI, R., GMACHL, C., WEST, K., PFEIFFER, L. e CAPASSO, F., *Semiconductor Science and Technology*, **19**, S348 (2004).
- ULRICH, J., ZOBL, R., UNTERRAINER, K., STRASSER, G. e GÖRNICK, E., *Applied Physics Letters*, **76**, 19 (2000).
- VIEIRA, G. S., ALLEN, S. J., GUIMARÃES, P. S. S., CAMPMAN, K. L. e GOSSARD, A. C., *Physical Review B*, **58**, 7136 (1998-b).
- VIEIRA, G. S., GUIMARÃES, P. S. S., ALVES, E. S., ALLEN, S. J. CAMPMAN, K. L. e GOSSARD, A. C., *Physica B*, **256**, 527 (1998-a).

VIEIRA, G. S., VILLAS-BÔAS, J. M., GUIMARÃES, P. S. S., NELSON STUDART, KONO, J., ALLEN, S. J., CAMPMAN, K. L. e GOSSARD, A. C., *Physical Review B*, **70**, 035316 (2004).

VILLAS-BÔAS, J. M., ZHANG, W., ULLOA, S. E., RIVERA, P. H. e STUDART, N., *Physical Review B*, **66**, 085325 (2002).

CONCLUSÃO GERAL

Esta tese é composta de três trabalhos distintos que foram abordados nos capítulos 3, 4 e 5 respectivamente. Todos esses trabalhos foram executados em amostras do tipo super-rede semicondutora fracamente acoplada formadas por camadas alternadas das ligas GaAs e AlGaAs, onde a concentração de alumínio era em torno de 30 %. Antes da apresentação de cada trabalho foi feita uma breve introdução à Física do Estado Sólido e aos materiais semicondutores. Em seguida, no Capítulo 2 foram descritas as amostras estudadas. Foram apresentados no Capítulo 3 os resultados referentes às Amostras 1 e 2. A Amostra 1 é uma amostra periódica e os resultados das medidas concordam com os resultados da literatura para amostras semelhantes. Nela pôde-se observar que o campo elétrico na estrutura faz com que os níveis de energia saiam da ressonância, isso leva a um acúmulo de cargas nos poços de potencial, o que gera uma quebra do campo elétrico aplicado em dois domínios de campo elétrico, um baixo e outro alto. A observação experimental é de degraus e platôs na curva característica I-V e saltos de condutividade diferencial negativa (CDN) nos platôs correspondentes aos poços passando do domínio de campo elétrico baixo para o alto. O campo magnético aplicado paralelamente às camadas semicondutoras modifica a corrente de tunelamento de tal forma que o platô de corrente, na curva I-V, desloca-se para valores mais altos de tensão e os saltos de CDN desaparecem para campos magnéticos muito intensos. Nas curvas I-B's, foi mostrado que o campo magnético afeta a configuração de domínios de campo elétrico, podendo alterar o número de poços em cada domínio de campo elétrico, para valores de voltagens em que dois domínios de campo elétrico estão presentes, e que o deslocamento diamagnético dos níveis de energia faz com que eles voltem a entrar em ressonância com o aumento do campo magnético gerando um máximo de corrente. Para valores muito altos de campo magnético a corrente diminui, podendo se extinguir em alguns casos, pois agora o campo magnético

passa a gerar uma dissonância entre os níveis de poços adjacentes diminuindo a probabilidade de tunelamento.

Os resultados da Amostra 2 são muito parecidos com os da Amostra 1. Porém, essa amostra (Amostra 2) possui uma seqüência de poços de potencial de 7 nm de espessura e barreiras de potencial de 13 nm, semelhante à amostra periódica (Amostra 1), com a diferença de que entre o terceiro e o quarto período da estrutura foi crescido um poço de 22 nm. Essa amostra foi planejada dessa forma para que tivesse uma estrutura muito parecida com uma amostra periódica, exceto pelo poço mais largo. E de fato as curvas características I-V's, com e sem campo magnético, assim como as curvas I-B's, mostram um comportamento semelhante ao da amostra periódica. Contudo, ao se fazer um ciclo completo de varredura do campo magnético, isto é, aumentar o campo de zero até cerca de 10 T e depois diminuir novamente, observou-se um fenômeno que não estava presente nas medidas da amostra periódica.

Esse fenômeno consiste em uma bi-estabilidade na corrente de tunelamento na ausência de campo magnético, ou seja, uma diferença na condutividade elétrica da amostra antes de aplicado o campo magnético e depois de desligado o mesmo. A aplicação do campo magnético muda o acoplamento entre os níveis de energia dos poços de potencial e induz uma mudança na configuração dos domínios de campo elétrico. Quando dois domínios de campo elétrico estão presentes na estrutura, o número de poços em cada domínio é determinado, também, pelo valor do campo magnético, uma vez que o aumento do campo magnético permite que poços no domínio de campo elétrico alto passem para o domínio de campo elétrico baixo, pois o valor do campo elétrico possível em cada domínio aumenta. A adição de um poço mais largo em uma estrutura de poços estreitos permite que a mudança na configuração dos domínios de campo elétrico induzida pelo campo magnético se estabilize e essa mudança na configuração dos domínios de campo elétrico induzido pelo campo magnético permanece estável mesmo depois de se desligar o campo magnético. Esse efeito, ao qual chamamos *Efeito Memória*, indica que a resistência da amostra depois de aplicado o campo magnético é diferente da situação antes de aplicado o mesmo e contém a informação de que um campo magnético foi aplicado em algum momento anterior.

No trabalho apresentado no Capítulo 4 foi mostrado que é possível observar a ocorrência de tunelamento ressonante de subbandas termicamente excitadas para

subbandas de menor energia de poços vizinhos, em multi-poços quânticos na presença de campo magnético paralelo às camadas semicondutoras.

Nos poços de potencial, elétrons são excitados a partir do nível fundamental para níveis de energia mais altos através do aumento de temperatura e tunelam diretamente para o nível fundamental do poço vizinho. Esse tunelamento só é possível porque o campo magnético gera estados de *anticrossing* que se estendem pela estrutura dos poços e formam um novo canal de tunelamento. Dessa forma, com o aumento da temperatura e na presença de um campo magnético, novos mecanismos de tunelamento devem ser considerados.

Os resultados medidos foram comparados com a solução completa do Hamiltoniano da super-rede na presença de campo magnético e a previsão teórica de que em 3,1 T e 5,6 T haveria um aumento na taxa de tunelamento é confirmada pela presença dos picos de corrente de tunelamento observados na curva I-B para esses valores de campo magnético.

Por fim, no trabalho relatado no Capítulo 5 foram mostradas evidências experimentais de que em estruturas de multi-poços quânticos uniformemente dopados o espalhamento por fônons LO não é fortemente afetado pela aplicação de um campo magnético perpendicular às camadas da estrutura, pelo menos não a ponto de produzir um efeito significativo na corrente elétrica. Esse efeito foi observado nas situações em que a corrente é determinada por tunelamento ressonante em amostras nas quais os níveis de energia envolvidos no transporte elétrico estão separados por um múltiplo da energia dos fônons LO. No entanto, um decréscimo induzido pelo campo magnético em espalhamentos de baixa energia (tais como espalhamento elétron-elétron, fônons acústicos, elétron-impureza) foi observado. A redução dos mecanismos de espalhamento de baixa energia foi observada tanto em tunelamento assistido por espalhamento quanto na relaxação da energia entre subbandas do poço. A inibição de tais mecanismos de espalhamento reduz a taxa de tunelamento assistido por espalhamento, mas aumenta a probabilidade de tunelamento ressonante.