

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

**Magnetotransporte em poços quânticos
de AlGaAs/GaAs com diferentes formas
de potencial**

Niko Churata Mamani

Orientador:

Prof. Dr. Guennadii Michailovich Gusev

Tese de doutorado apresentada ao Instituto de Física para a obtenção do título de Doutor em Ciências.

Banca examinadora:

Prof. Dr. Celso de Araújo Duarte (UFPR)

Prof.^aDr.^aEuzi Conceição Fernandes da Silva (IFUSP)

Prof. Dr. Evaldo Ribeiro (UFPR)

Prof. Dr. Guennadii Michailovich Gusev (IFUSP) — Presidente

Prof. Dr. Rafael Sá de Freitas (IFUSP)

FICHA CATALOGRÁFICA
Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Churata Mamani, Niko

Magnetotransporte em poços quânticos de AlGaAs/GaAs com diferentes formas de potencial – São Paulo, 2009.

Tese (Doutorado) – Universidade de São Paulo.
Instituto de Física. Departamento de Física de Materiais e Mecânica.

Orientador: Prof. Dr. Guennadii Michailovich Gusev
Área de Concentração: Física

Unitermos: 1. Resistência elétrica; 2. Magnetotransporte em poços quânticos duplos; 3. Efeito Hall quântico; 4. Níveis de Landau; 5. Oscilações Shubnikov-de Haas.

USP/IF/SBI-065/2009

Dedico esta tesis
a mis padres y hermanos.

Agradecimentos

Este trabalho foi possível graças a um grande número de pessoas que me acompanharam durante todo o processo. Primeiro agradeço às duas pessoas mais importantes no mundo, meu pai Tiburcio Churata Gonzales e minha mãe Modesta Mamani Masca, pela vontade e pelos conselhos que sempre me deram.

Minha gratidão também é para com a Universidade de São Paulo, que me permitiu realizar o doutorado. Também sou muito grato ao falecido professor Prof. José Roberto Leite, que me recebeu como seu orientado, e quem me designou para trabalhar com o Prof. Guennadi Michailovich Gusev como meu orientador a quem também agradeço pela sua paciência no ensino de coisas novas e também pela sua confiança durante o doutorado. Também agradeço ao meu tio Manuel Gabino Crispin Churata Masca, que deu seu apoio para fazer possível a obtenção do visto de estudante.

Agradeço ao Dr. Tomas Erikson Lamas, ao Prof. Askhat Bakarov e ao Prof. Alain Andre Quivy pelo crescimento das amostras no LMBE, às pessoas que permitiram o processamento das amostras, à Rita do LME-Poli pela fotografação das Barras Hall, ao Antonio Augusto de Godoy Von Zuben da UNICAMP pelo auxílio no processo de evaporação de ouro nas amostras, ao Prof. Antônio Carlos Seabra do LSI-Poli pelo acesso ao laboratório do LSI-Poli. Também minha gratidão ao sr. Francisco de Paula Oliveira (Paulinho) com quem iniciei meus conhecimentos do trabalho com sistemas criogênicos, também ao José Geraldo Chagas, o técnico do laboratório. Agradeço ao Prof. Oleg Raichev, colaborador de nosso grupo que colaborou na parte teórica desta tese. Também agradeço ao Celso, pelas suas discussões no grupo e por sua ajuda para melhorar meu português.

Agradeço também ao pessoal do MBE e do LNMS, Americo Tabata, Ivan Pagnossin, Angela Maria de Ortiz Zevallos, Luis Enrique Gomez Armas, Alvaro Diego Bernardino Maia, Fernando Massa Fernandes, Ana Melva Champi Farfán. Agradeço ao meu amigo Moisés Román Parisuaña Ito pela amizade e ajuda, também a Luz, Gabriel, Alberto, Rubén, Nilo,... e ao pessoal do Iquiririm.

Agradeço também ao Prof. Jean Claude Portal, por ter-me permitido o acesso a seu grupo de pesquisa da "Physique Méscopique" na França, onde foi possível enxergar a pesquisa de outra perspectiva, agradeço também ao Sami Sassine e ao Steffen Wiedmann que me permitiram participar nas pesquisas desenvolvidas por eles.

Todo o processo do doutorado se deu graças ao financiamento da FAPESP. Portanto, como eu não sou brasileiro também, meu débito ao Brasil. Finalmente, graças a Deus por todo...

Resumo

Nesta tese, apresentamos estudos de magnetotransporte em poços quânticos duplos (DQWs) a campos magnéticos baixo e sob a aplicação de um campo elétrico externo (potencial de porta). Medidas de magnetorresistência foram realizadas tanto no regime linear quanto no regime não linear.

Relatamos a observação de oscilações magnéticas de inter-sub-banda (MIS) pela primeira vez. Estas oscilações MIS já foram estudadas em poços quânticos simples (QWs) com duas sub-bandas ocupadas; um DQW é o sistema mais apropriado para o estudo das oscilações MIS. As oscilações MIS são atribuídas ao espalhamento inter-sub-banda, e a intensidade delas depende da largura da barreira (relacionada ao gap de energia entre as duas sub-bandas ocupadas, Δ_{SAS}). O estudo das oscilações MIS é uma ferramenta importante para poder acessar ao tempo de vida quântico dos elétrons a temperaturas onde as oscilações Shubnikov-de Haas (SdH) já não são observadas. Em nossas amostras, as oscilações MIS persistem até 25 K. Explicamos estes resultados num modelo teórico considerando um potencial de espalhamento de curto alcance com uma contribuição significativa do tempo de espalhamento elástico dos elétrons e uma contribuição do espalhamento elétron-elétron (e-e) com o aumento da temperatura.

A aplicação de um campo elétrico externo (correntes dc) modifica fortemente as oscilações MIS. Descrevemos este efeito não linear causado pelo campo elétrico dc com uma função de distribuição oscilatória. Considerando o aquecimento dos elétrons pelo campo elétrico, é extraído o tempo de espalhamento inelástico. Para correntes dc grandes são encontradas discrepâncias entre o experimento e a teoria.

Finalmente, consideramos medidas de magnetotransporte como função de potenciais de porta (porta na superfície) levando ao desbalance do DQW. Encontramos que as contribuições clássica e quântica são necessárias para a descrição teórica da magnetorresistência. Descrevemos as contribuições da magnetorresistência em termos das taxas de espalhamento inter e intra sub-banda utilizando uma função gaussiana como função da correlação do potencial.

Abstract

In this thesis we present studies of magnetotransport in double quantum wells (DQWs) in low magnetic fields and under application of an external electric field (gate potential). Measurements of magnetoresistance have been carried out in both linear and non-linear regime.

We report on the observation of magneto-intersubband (MIS) oscillations for the first time. These MIS oscillations have been studied already in quantum wells (QWs) with two occupied subbands, DQW is the most convenient system for studies of MIS oscillations. They are attributed to intersubband scattering and the strength of MIS oscillations depends on the barrier width (Δ_{SAS}). Analysis of MIS oscillations is an important tool to access quantum lifetime of electrons at high temperatures where Shubnikov-de Haas (SdH) oscillations are already absent. For our samples, MIS oscillations still exist up to 25 K. We explain these results in a theoretical model considering short-range scattering potential with a significant contribution of elastic scattering time of electrons and a contribution of electron-electron (e-e) scattering if one increases temperature.

Application of an external electric field (here a dc currents) strongly modifies the MIS oscillations. We describe this non-linear effect caused by a dc electric field with nonequilibrium part of the electron distribution function. Including the heating of electrons by the electric field, we are able to extract inelastic scattering time. For a strong dc current, a discrepancy between experiment and theory is found.

Finally, we consider gate-dependent (top gate) magnetotransport measurements and drive de DQWs out of balance. We find that both classical and quantum contributions are necessary for theoretical description of the magnetoresistance. We express both contributions in terms of inter and intrasubband scattering rates using a gaussian function as correlation function of the potential.

Sumário

1	Introdução	1
2	Conceitos Fundamentais	5
2.1	O sistema bidimensional de elétrons	5
2.1.1	Um sistema bidimensional de elétrons em campo magnético zero	6
2.1.2	Um sistema bidimensional de elétrons em campo magnético perpendicular	7
2.2	Magnetorresistência em sistemas bidimensionais	10
2.2.1	Transporte semiclássico	11
2.2.2	Transporte quântico num 2DEG	13
2.3	Sistemas bidimensionais de poços quânticos quadrados	20
2.3.1	Poços quânticos simples	20
2.3.2	Poços quânticos duplos	23
2.3.3	O tunelamento em DQWs	28
2.4	Método auto-consistente	29
2.4.1	Método auto-consistente em campo magnético zero	29
2.4.2	Ligas digitais de $Al_xGa_{1-x}As$	31
2.4.3	Ligas analógicas de $Al_xGa_{1-x}As$	31
3	Amostras e métodos experimentais	33
3.1	Amostras	33
3.1.1	Estrutura das amostras	33
3.1.2	Processamento das amostras	36
3.1.3	Parâmetros de transporte das amostras estudadas	39
3.2	Equipamento básico para o estudo do magnetotransporte a baixas temperaturas	40
3.2.1	Criostato de 4He	40
3.2.2	Criostato de 3He	42
3.2.3	A bobina supercondutora	43
3.3	Procedimentos básicos em medidas de transporte	43
3.3.1	Como fazer as medidas	43
3.3.2	Parâmetros básicos de transporte	46

4	Oscilações magnéticas inter-sub-banda	49
4.1	Introdução	49
4.2	Oscilações magnéticas em DQWs	51
4.2.1	Oscilações SdH em DQWs	51
4.2.2	Oscilações MIS em DQWs	53
4.3	Controle do espalhamento inter-sub-banda	55
4.3.1	Controle pela voltagem de porta	56
4.3.2	Controle pela largura da barreira	59
4.4	Transferência do momento no fenômeno das oscilações MIS	61
4.5	Teoria aplicada às oscilações MIS	62
4.5.1	Oscilações MIS na magnetorresistência	62
4.5.2	Comparação das oscilações MIS experimentais e teóricas	63
4.5.3	Tempo quântico nas oscilações MIS	65
5	Magnetorresistência não Linear em DQWs	69
5.1	Introdução	69
5.2	Aplicação de correntes dc em DQWs	70
5.3	As oscilações MIS sob a aplicação de corrente dc	72
5.3.1	Inversão dos picos das oscilações MIS	72
5.3.2	Saturação das oscilações MIS invertidas	73
5.3.3	Campo de inversão e tempo inelástico	77
5.4	Desdobramento das oscilações MIS pela aplicação de corrente dc	79
5.4.1	Modelo simples e na aproximação auto-consistente de Born (SCBA)	79
5.4.2	Modelo aplicando uma densidade de estados gaussiana	82
6	Magnetorresistência em DQWs a campos magnéticos baixos	85
6.1	Introdução	85
6.2	Teoria da magnetorresistência em DQWs a campos magnéticos baixos	86
6.2.1	Componente clássica da magnetorresistência	87
6.2.2	Componentes quânticas da magnetorresistência	87
6.2.3	Taxas de espalhamento quântico e de transporte	88
6.3	Magnetorresistência $R_{xx}(B, V_g)$ a voltagens de porta V_g fixas	88
6.3.1	Magnetorresistência total	88
6.3.2	Saturação da magnetorresistência clássica	91
6.4	Magnetorresistência $R_{xx}(B, V_g)$ a campos magnéticos fixos	92
6.5	Análise auto-consistente da aplicação da voltagem de porta em DQW	94
6.5.1	Acumulação de cargas	94
6.5.2	Depopulação dos elétrons em DQWs	96
7	Conclusões	97

Referências Bibliográficas

99

Súmula curricular

105

Capítulo 1

Introdução

Uma das importantes áreas de pesquisa na física de matéria condensada nos últimos anos tem sido o transporte quântico em sistemas eletrônicos bidimensionais (2DES, *two-dimensional electron system*). Após a descoberta do efeito Hall quântico inteiro (IQHE) [1], tem sido amplamente estudado o efeito Hall ao regime de campos altos, quando a quantização de Landau é claramente distinguida.

A pesquisa experimental de 2DES principalmente para o estudo do efeito Hall quântico inteiro requer campos magnéticos altos. Uma vez que a faixa de campos magnéticos onde é observado este efeito está relacionada à mobilidade do 2DES, a busca de 2DESs com altíssimas mobilidades é motivada pelo acesso do regime Hall quântico inteiro a campos magnéticos menores¹, o que abre a possibilidade de pesquisar outros efeitos a campos mais altos. Um motivo particular para laboratórios pequenos é a limitação da pesquisa em campos magnéticos altos principalmente pelo custo que requer a refrigeração destes sistemas.

Embora a pesquisa do transporte quântico eletrônico em 2DESs tenha predominado para campos magnéticos altos, a campos magnéticos baixos tem sido incrementada na última década com descobertas importantes: o estado de resistência zero, quando num 2DES sob a ação de um campo magnético é aplicada radiação de micro-ondas [2, 3]; a aplicação de correntes dc também levou a verificar um novo fenômeno determinado pela modificação das oscilações da magnetorresistência em campo magnético baixo, resultando em transporte não linear [4, 2]. Outros fenômenos manifestados através de oscilações no espectro da magnetorresistência sem aplicação de radiação de micro-ondas ou correntes dc também foram observados [5, 6]. Assim, o estudo do transporte em campos magnéticos baixos é uma área de possibilidades para a pesquisa do transporte eletrônico.

Todos os fenômenos observados anteriormente requerem amostras de alta mobilidade; por exemplo, a resolução dos estados de resistência zero precisa de amostras de mobilidade alta, se comparadas aos padrões normais. Considerando o fato de que a quantização dos níveis de Landau está relacionada à densidade de estados, o espectro da densidade de estados em campo magnético baixo nas

¹Normalmente o efeito Hall quântico inteiro é observado em campos magnéticos acima de 8 ou 10 T em amostras de baixa mobilidade e densidades pequenas. Amostras de mobilidades superiores com as mesmas densidades permitem observar esses efeitos em campos magnéticos menores.

amostras de alta mobilidade permite resolver a quantização de Landau até níveis de Landau altos. Uma vez que a densidade de estados é formada pelos níveis de Landau com alargamento; quando menor o campo magnético, os níveis de Landau altos começam a ser misturados. O estudo desses níveis de Landau altos é um campo pouco explorado e abre a possibilidade de explorar a riqueza da física dos 2DESs nesse regime.

O estudo do transporte tem sido feito principalmente em 2DESs com uma sub-banda ocupada, e em sistemas de confinamento simples, isto é, sistemas com perfis de potencial com um mínimo. Por exemplo, há poços quânticos simples como o caso de poços quadrados, ou poços triangulares no caso de heterojunções², ou em sistemas de perfis mais elaborados como poços parabólicos. O estudo de 2DESs em potenciais de confinamento formando dois mínimos possibilita o estudo de novas propriedades físicas, particularmente um poço quântico duplo formado por dois poços quadrados separados por uma barreira de potencial. Esta barreira de potencial introduz uma variável que permite medir o acoplamento das camadas eletrônicas criadas em cada poço. Embora este tipo de sistema tenha sido amplamente estudado [7, 8, 9, 10], são esperadas novas propriedades e efeitos físicos [11].

A procura de 2DESs com o espectro do regime Hall quântico a campos magnéticos baixos implica também limitar as densidades dos portadores nesses sistemas. Quando menor a densidade, o efeito Hall quântico é acessado a campos magnéticos menores. A possibilidade de estudar 2DES com densidades altas em amostras de poço quântico duplo com mobilidades altas é uma oportunidade interessante, a qual foi feita nesta tese. Uma vez que nossos sistemas de poços quânticos duplos têm alta mobilidade e possuem altas densidades é esperado observar características novas, principalmente no regime de campo magnético baixo quando os níveis de Landau começam a se misturar devido ao alargamento.

Assim foram encontrados efeitos físicos que embora não sejam novos, possuem características e interpretação qualitativa diferente dos já observados, o qual leva a encontrar algumas características não interpretadas claramente no contexto experimental e teórico. Sistemas de poços quânticos duplos criam sistemas bidimensionais de elétrons com duas sub-bandas ocupadas, geradas pela hibridização das sub-bandas individuais de cada poço quântico. Assim, estes sistemas podem ser considerados ideais para confinar duas sub-bandas ocupadas e para o estudo da interação inter-sub-banda neles. As interações inter-sub-banda foram observadas por meio de estudos de transporte, através de oscilações periódicas no espectro da magnetorresistência, em sistemas de poços quânticos simples com várias sub-bandas ocupadas [7, 12] e em outros tipos de estruturas similares onde existe um desdobramento de um nível de energia [10, 13, 14]. Estes tipos de oscilações foram denominadas oscilações magnéticas de inter-sub-banda (*MIS*, *Magneto-Intersubband*). Como as estruturas de bandas dos poços quânticos simples (*QW*, *quantum well*) e dos poços quânticos duplos (*DQW*, *double quantum well*) são completamente diferentes à observação das oscilações MIS nesses dois sistemas, embora obedeçam ao mesmo mecanismo físico, a manifestação destas oscilações obedece a características qualitativamente diferentes. Uma característica importante nas oscilações MIS em DQWs é a am-

²O poço triangular é uma aproximação do perfil da banda de condução de uma heterojunção após de ser preenchida com elétrons. Sendo mais rigoroso, estruturalmente a heterojunção não é um poço.

plitude muito grande destas oscilações no espectro da magnetorresistência, quando comparadas às observadas em poços quânticos simples.

Nesta tese, é abordado o estudo das oscilações MIS em estruturas de DQWs com diferentes graus de acoplamento. Considerando que o estudo da magnetorresistência é feito em campo magnético baixo, também é feito o estudo da magnetorresistência quando são aplicadas correntes dc, permitindo o estudo do regime não linear do transporte. Este tipo de transporte já foi explorado inicialmente na década de 80 [15] no regime do efeito Hall quântico. Embora tenham sido feitos estudos da aplicação de correntes dc em 2DESs [16, 17, 18], o efeito de não linearidade do transporte não é enfatizado.

A separação das contribuições quântica e clássica no espectro da magnetorresistência a campos magnéticos baixos pode ser feita principalmente através de uma série de medidas da resistência sob a aplicação de potenciais elétricos externos, denominado também como potencial de porta (mais comumente chamado de potencial *gate*), verificando as teorias para sistemas de duas sub-bandas ocupadas [19, 20].

Os resultados experimentais obtidos neste trabalho foram explicados principalmente pelos modelos teóricos desenvolvidos pelo professor Oleg Raichev, que foi professor convidado em nosso grupo de pesquisa.

Os resultados desta tese são organizados nos seguintes capítulos:

- Capítulo 2: São apresentados os conceitos fundamentais para entender o trabalho apresentado. Primeiro introduzimos o sistema bidimensional de elétrons com e sem campo magnético. A seguir é apresentada a magnetorresistência tanto no regime clássico na aproximação de Boltzmann e no regime quântico, fazendo ênfase na relação do alargamento dos níveis de Landau com o transporte e particularmente com o espectro da resistência. Também, uma descrição da estrutura de bandas a partir de uma análise auto-consistente e a magnetorresistência experimental em sistemas de poços quânticos simples e poços quânticos duplos. Finalmente, conceitos básicos do método auto-consistente.
- Capítulo 3: É apresentada a parte experimental. Primeiro é apresentada a estrutura das amostras utilizadas neste trabalho e o processamento das amostras: fabricação da barra Hall e deposição de uma porta (filme de ouro) na superfície da amostra; também são indicados os parâmetros básicos de transporte nas amostras estudadas. Depois, considerações gerais sobre os sistemas de refrigeração (criogenia) e o sistema magnético utilizados. Finalmente, são indicados os procedimentos básicos para realizar medidas de magnetotransporte e os equipamentos necessários.
- Capítulo 4: Estudamos as oscilações MIS em DQWs com duas sub-bandas ocupadas. São mostradas as oscilações Shubnikov-de Hass (SdH), as oscilações MIS e as características destas, duas componentes da magnetorresistência, e principalmente o efeito da interação inter-sub-banda. A seguir é considerado o controle do espalhamento inter-sub-banda como função da assimetria do potencial do sistema pela aplicação de potenciais electrostáticos externos (voltagem de porta) e através da variação da largura da barreira de potencial. A transferência de

momento nas interações inter-sub-banda é indicada em relação à manifestação das oscilações MIS em poços quânticos simples. Finalmente é apresentado um resumo do modelo teórico da magnetorresistência desenvolvido pelo Prof. Raichev e os resultados teóricos são comparados aos experimentais; também é encontrada a relação do tempo de vida quântico com a temperatura.

- Capítulo 5: É abordado o efeito não linear da magnetorresistência nas mesmas estruturas utilizadas para obter os resultados do capítulo 4. É apresentado um resumo da teoria considerada, para adicionar o efeito de não linearidade nos sistemas de DQWs. Estes resultados teóricos são comparados com os resultados experimentais, explicando os efeitos da inversão dos picos das oscilações MIS, o campo de inversão e o desdobramento dos picos das oscilações MIS.
- Capítulo 6: A interpretação das contribuições quântica e clássica é mostrada a partir de um estudo sistemático da resistência sob a aplicação de potenciais electrostáticos externos (voltagens de porta). A saturação da magnetorresistência clássica com o campo magnético é mostrada e o efeito da depopulação das duas sub-bandas é abordado teórica e experimentalmente.
- Capítulo 7: Indicamos as conclusões dos resultados experimentais e a importância dos modelos teóricos abordados para a explicação dos resultados.

Capítulo 2

Conceitos Fundamentais

2.1 O sistema bidimensional de elétrons

A maneira mais comum para formar um sistema bidimensional é numa estrutura formada por uma interface entre um material semiconductor e um material isolante ou entre dois materiais semicondutores. Um exemplo é mostrado na figura 2.1(a). O potencial formado nestes tipos de estruturas permite o confinamento de elétrons na direção z perpendicular ao plano da interface (considerando que a banda de condução da interface varia ao longo do eixo z). Assim, a movimentação dos elétrons na direção z é quantizada em estados discretos de energia, enquanto no plano $x - y$, a movimentação é livre. Os níveis de energia confinados na direção z são chamados de sub-bandas.

Entre os materiais mais utilizados no estudo de transporte em sistemas bidimensionais de elétrons estão o GaAs e o AlGaAs. Uma das estruturas mais básicas para confinar elétrons na banda de condução é uma interface formada entre dois materiais semicondutores com diferentes gaps de energia. Por exemplo, o perfil das bandas de energia duma estrutura *AlGaAs/GaAs* é mostrado na figura 2.1(a). Para esta estrutura poder confinar elétrons na banda de condução, a estrutura básica deste sistema pode ser uma camada de *AlGaAs* com dopagem tipo n seguida de outra camada de *AlGaAs* sem dopagem e finalmente a camada de *GaAs* para formar a interface (figura 2.1(a)). Assim, a banda de condução tem elétrons livres fornecidos pela camada dopada. Uma vez que o potencial da banda de condução na região do *GaAs* é menor que na região do *AlGaAs*, os elétrons na região dopada de *AlGaAs* migram para a banda de condução do GaAs. Aparece então, uma carga positiva na região das impurezas doadoras, devido à ionização delas, a qual atrai os elétrons para a interface, criando uma curvatura na banda de condução. A transferência de elétrons desde a camada dopada de AlGaAs até a camada de GaAs continua até que a descontinuidade do potencial permita ter o mesmo nível de Fermi na camada de *AlGaAs* e na camada de *GaAs*, ver figura 2.1(b). Os elétrons na banda de condução abaixo do nível de Fermi permanecem confinados em estados quantizados. No caso mostrado na figura 2.1(b), só existe um estado quantizado ocupado na região da interface. Assim, este sistema constitui um sistema com uma sub-banda ocupada.

O gap de energia na interface entre estes materiais pode ser calculado através da regra de An-

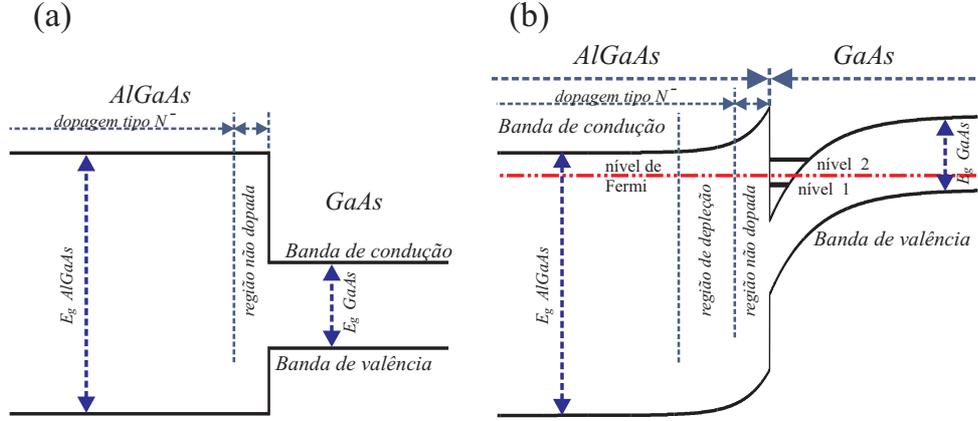


Figura 2.1: (a) Camadas de $AlGaAs - GaAs$, com uma região de $AlGaAs$ dopada com impurezas doadoras (tipo n); considerando só a diferença nos gaps desses materiais a interface deve ter essa forma. (b) Bandas de energias da estrutura da figura (a) após alcançar o equilíbrio quando a energia de Fermi é a mesma ao longo da estrutura; um estado quantizado é encontrado abaixo do nível de Fermi, assim existe uma sub-banda ocupada. A figura é ilustrativa, uma vez que a proporção real dos gaps de energia do $AlGaAs$ e do $GaAs$ é diferente.

derson, em que o gap da banda de condução é igual à diferença entre as afinidades eletrônicas destes materiais; por exemplo para uma interface de $GaAs - AlGaAs$, $\Delta E_c = \chi_{AlGaAs} - \chi_{GaAs}$, onde χ é a afinidade eletrônica. O termo $\Delta E_g = \Delta E_{g,AlGaAs} - \Delta E_{g,GaAs}$ é a diferença entre os gaps de energia do $AlGaAs$ e do $GaAs$. O gap da banda de valência é calculado de $\Delta E_v = \Delta E_g - \Delta E_c$. Embora a regra de Anderson seja uma regra geral para calcular os gaps de energia, estudos em sistemas de $GaAs - AlGaAs$ mostraram que esta forma de calcular o gap da banda de condução superestima o valor de dito gap para estes materiais. Assim, o gap da banda de condução mais utilizado é $\Delta E_c = 0,6\Delta E_g$ [21, 22], e que normalmente é conhecido como a regra 60 : 40 aplicada particularmente a sistemas de $AlGaAs - GaAs$. Mais especificamente, o gap de $Al_xGa_{1-x}As$ foi amplamente estudado como função da concentração x de Al [21]. Estes estudos mostram diferenças no cálculo do gap como função da concentração x de Al ; por exemplo, para uma concentração de Al de $x = 0,33$, uma aproximação indica que o gap na banda de condução de $Al_{0,33}Ga_{0,67}As - GaAs$ é $\Delta E_c = 259$ meV e outra indica que o gap é $\Delta E_c = 290$ meV.

2.1.1 Um sistema bidimensional de elétrons em campo magnético zero

Como se disse na seção anterior, o sistema alcança o equilíbrio, isto é, o perfil da banda de condução final, quando o nível de Fermi é o mesmo ao longo da estrutura. Usando a equação de Schrödinger e uma aproximação do perfil final da banda de condução, é possível obter uma aproximação dos possíveis estados ocupados destes sistemas.

Considerando um potencial de confinamento arbitrário $V(z)$, a equação de Schrödinger para este caso é dada por:

$$-\frac{1}{2m^*}\hbar^2\nabla^2\Psi(x, y, z) + V(z)\Psi(x, y, z) = E\Psi(x, y, z). \quad (2.1)$$

Uma vez que o potencial de confinamento é independente das coordenadas $x - y$, a equação de Schrödinger é separável em z . Assim, é possível obter as soluções para o potencial $V(z)$ independentemente de x e y , e o potencial $V(z)$ confina os elétrons em estados quantizados. No plano $x - y$, os elétrons podem movimentar-se livremente. A energia total dos elétrons é dada por:

$$E_n + \frac{\hbar}{2m^*}(k_x^2 + k_y^2), \quad (2.2)$$

onde E_n corresponde à energia de cada sub-banda ocupada e m^* é a massa efetiva, considerando que as massas efetivas nos eixos x e y são iguais $m^* = m_x^* = m_y^*$. A densidade de estados de cada sub-banda é constante e é dada por:

$$\rho(E_n) = \frac{m^*}{\pi\hbar^2}, \quad (2.3)$$

(ver figura 2.2). Se existe mais de uma sub-banda ocupada, a densidade total $D(E)$ é dada pela soma da densidade de estados de cada sub-banda ocupada:

$$D(E) = \sum_n \rho(E_n). \quad (2.4)$$

Quando o sistema tem só uma sub-banda ocupada, o sistema é considerado um sistema perfeitamente bidimensional e quando o sistema tem duas ou mais sub-bandas ocupadas, é chamado quase-bidimensional[23, 24].

2.1.2 Um sistema bidimensional de elétrons em campo magnético perpendicular

Quando é aplicado um campo magnético, B_z , perpendicular ao plano de crescimento (plano da interface), a movimentação dos elétrons no plano $x - y$ é livre e no eixo z é quantizado em órbitas com níveis de energia discretos chamados de níveis de *Landau*. Esta quantização do 2DES tem uma grande influência nas suas propriedades devido à densidade de estados ter uma mudança significativa. O tratamento da quantização dos níveis de Landau é largamente conhecido e muito bem apresentado nos livros [25], mesmo assim vamos apresentar um resumo desde tratamento.

Ampliando o tratamento anterior da seção (2.1) para uma estrutura bidimensional com perfil de potencial arbitrário na banda de condução, $V(z)$, agora se considera um campo magnético aplicado na direção z . A equação de Schrödinger que descreve este caso é dada por:

$$\frac{1}{2m^*}(-i\hbar\nabla + eA)^2\Psi(x, y, z) + V(z)\Psi(x, y, z) = E\Psi(x, y, z), \quad (2.5)$$

onde A é o potencial vetor. A solução para a coordenada z é a mesma indicada na seção anterior porque o potencial vetor não contém a coordenada z . Para um potencial vetor arbitrário independente de z , a equação de Schrödinger é reduzida ao plano $x - y$ e é dada por:

$$\frac{1}{2m^*}(-i\hbar\nabla + eA)^2\psi(x, y) = E\psi(x, y). \quad (2.6)$$

Considerando o gauge para o potencial vetor $A_x = -yB$ e $A_y = 0$, o Hamiltoniano não depende de x e a função de onda ψ pode ser escrita como o produto de uma onda plana em x e uma função não conhecida $u(y)$:

$$\psi(x, y) = e^{ik_x x} u(y). \quad (2.7)$$

Assim, a equação de Schrödinger em termos da coordenada y é dada por:

$$\left[\frac{-\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{1}{2} m^* \omega_c^2 (y - l_0^2 k_x)^2 \right] u(y) = E u(y), \quad (2.8)$$

onde $\omega_c = eB/m^*$ é a frequência de ciclotron e $l_0 = \sqrt{\hbar/eB}$ é o comprimento magnético. Uma vez que esta equação é a equação de um oscilador harmônico, a solução mais simples é de um oscilador harmônico centrado em

$$y = Y = l_0^2 k_x, \quad (2.9)$$

e as funções de onda (equação (2.7)) e as energias são dadas por:

$$\psi_n(x, y) = e^{ik_x x} \phi_n(y - Y). \quad (2.10)$$

$$E_{nY} = (n + \frac{1}{2})\hbar\omega_c, \quad (2.11)$$

onde ϕ é a solução para o oscilador harmônico dado na equação (2.8) com $n = 0, 1, 2, 3, \dots$. As energias indicadas pela equação (2.11) são os chamados níveis de Landau. Desde que a energia E_{nY} é independente de k_x ou Y , o sistema tem degenerescência em x ; assim a degenerescência de cada nível de Landau é igual à quantidade de elétrons que podem caber em cada nível de Landau. A degenerescência pode ser obtida considerando que as dimensões do sistema (ou de uma amostra) são $L_x \times L_y$ e também que a solução da onda plana na direção x é periódica com sua periodicidade indicada por $k = (2\pi/L_x)j$, com $j = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Assim, o espaçamento entre estados adjacentes k na direção y é $y_k - y_{k-1} = 2\pi l_0^2 / L_x$. Logo, o número N de estados k que pode caber ao longo de $0 < y < L_y$, ou, dito de outra maneira, a degenerescência de um nível de Landau é dada por:

$$N = \frac{L_y}{y_k - y_{k-1}} = \frac{L_x L_y}{2\pi l_0^2}. \quad (2.12)$$

A densidade de elétrons num nível de Landau pode ser indicado como a quantidade de estados disponíveis (para os elétrons) por unidade de superfície. Assim, esta densidade de elétrons é $n_B = N/(L_x L_y)$. Modificando a equação (2.12), a densidade de elétrons por nível de Landau é expressa

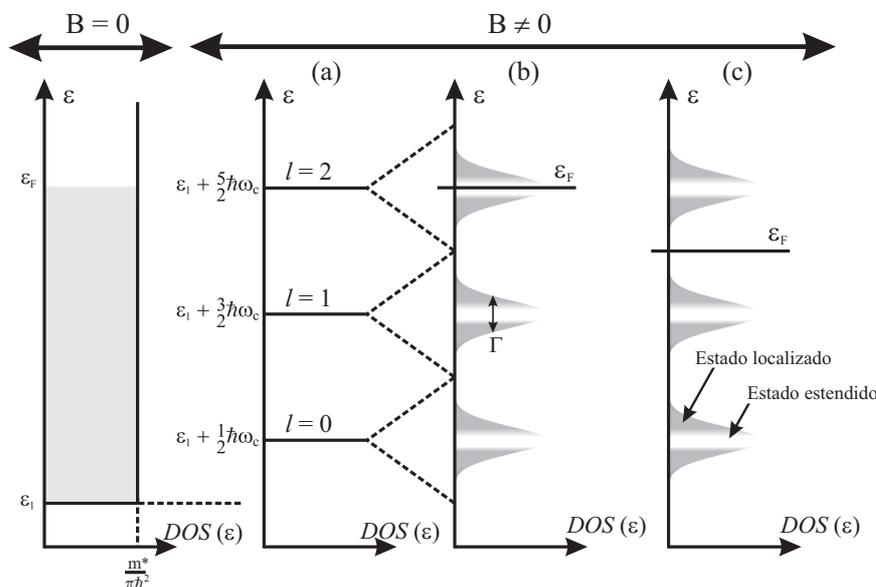


Figura 2.2: Densidade de estados de um sistema bidimensional em campo zero e com campo magnético (a)-(c). (a) a densidade de estados são funções delta para valores discretos dos níveis de Landau. (b) A densidade de estados são funções delta com alargamento Γ centradas nos níveis de Landau. É mostrada a energia de Fermi ϵ_F cruzando exatamente no centro do pico do nível de Landau $l = 2$ na DOS. (c) Mostra o nível de Fermi entre dois picos da DOS correspondentes aos níveis de Landau $l = 1$ e $l = 2$.

da seguinte maneira:

$$n_B = \frac{1}{2\pi l_0^2} = \frac{eB}{h}. \quad (2.13)$$

Este resultado indica a quantidade máxima de elétrons que pode ser colocada num nível de Landau; isso porque os estados existem só para energias específicas, equação (2.11).

A densidade de estados é dada por picos δ^1 cada um com uma degenerescência, n_B , ver figura 2.2(a):

$$D(E) = g_s g_v n_B \sum_{n=0}^{N-1} \delta\left(E - \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c\right), \quad (2.14)$$

onde g_s é a degenerescência de spin e g_v é a degenerescência de vale², por exemplo num DQW $g_v = 2$ [26].

Como em amostras reais existem impurezas e inhomogeneidades, elas introduzem eventos de espalhamento que modificam a densidade de estados tipo δ introduzindo um alargamento nesses estados. Assim, a densidade de estados é dada por:

$$D(E) = g_s g_v n_B \sum_n \mathcal{F}\left(E - \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c\right), \quad (2.15)$$

¹Neste caso, o sistema se considera com só uma sub-banda ocupada e com a energia colocada em zero de modo que ela não aparece na densidade de estados.

²A degenerescência de vale, g_v , está relacionada à quantidade de mínimos que existem ao longo do perfil da banda de condução.

onde \mathcal{F} é o perfil dos níveis de Landau com alargamento. No estudo de sistemas bidimensionais foram introduzidos perfis da densidade de estados tipo elíptico [27], tipo lorentziano [28] e na maioria das vezes tipo gaussiano [29, 30, 31] (ver a figura 2.2(b)). Também é claro que a densidade de estados é periódica com um espaçamento de $\hbar\omega_c$ entre níveis de Landau. A densidade de estados num sistema real será discutida com maior detalhe posteriormente.

Para um 2DES com densidade eletrônica n_s , a quantidade de níveis de Landau ocupados é medida pelo fator de preenchimento, ν , o qual é dado por:

$$\nu = \frac{n_s}{n_B} = \frac{n_s}{1/(2\pi l_0^2)} = \frac{n_s \hbar}{eB}. \quad (2.16)$$

Isto significa que ν (ou $\nu + 1$ se o último estado está parcialmente ocupado) níveis se encontram abaixo do nível de Fermi. O nível de Fermi pode ser encontrado entre os níveis ocupados ν e $\nu + 1$ (ou entre $\nu + 1$ e $\nu + 2$). Se o campo magnético é variado para um valor fixo de n_s , o fator de preenchimento muda continuamente, o que equivale à variação contínua do nível de Fermi cruzando os níveis de Landau. A propriedade oscilatória da densidade de estados no nível de Fermi é manifestada na magnetorresistência.

2.2 Magnetorresistência em sistemas bidimensionais

A magnetorresistência é a resistência de um material sob a ação de um campo magnético. Ela é usada principalmente no estudo de transporte a baixas temperaturas. A figura 2.3 mostra uma curva típica da magnetorresistência como função do campo magnético. A magnetorresistência é estudada através das componentes do tensor resistividade.

O estudo da magnetorresistência em sistemas bidimensionais é realizado pela aplicação de uma corrente através de uma estrutura contendo um 2DES. Assim, a corrente está associada a um campo elétrico. No regime linear, a densidade de corrente e o campo elétrico num 2DES estão relacionados pelo tensor condutividade:

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}, \quad (2.17)$$

onde σ é o tensor condutividade

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ -\sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{pmatrix}. \quad (2.18)$$

A resistividade é o recíproco da condutividade e é dado por:

$$\rho = \frac{1}{\sigma_{xx}\sigma_{yy} + \sigma_{xy}^2} \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & -\sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} \\ \rho_{yx} & \rho_{yy} \end{pmatrix}, \quad (2.19)$$

onde ρ_{xx} é denominada resistividade longitudinal ou simplesmente resistividade e ρ_{xy} é denominada resistividade transversal ou resistividade de Hall. Os termos da condutividade também são chamados de longitudinal e transversal respectivamente. Experimentalmente ρ_{xx} e ρ_{xy} estão relacionados

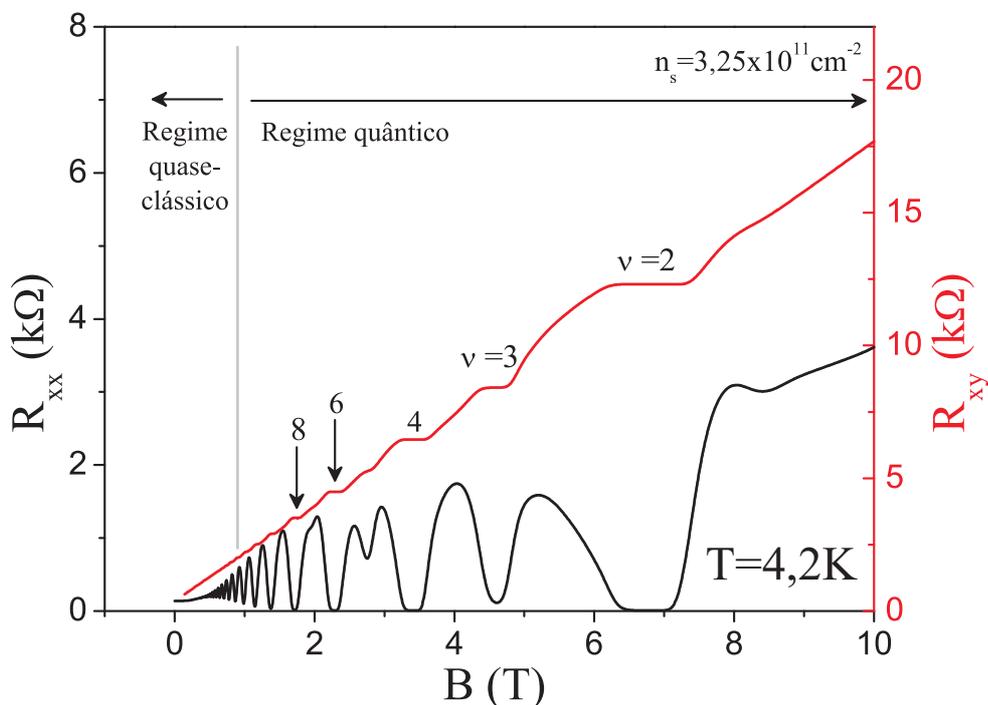


Figura 2.3: Curvas experimentais de magnetorresistência longitudinal R_{xx} e Hall R_{xy} num 2DES, confinado num poço quântico simples, mostrando a região quase-clássica e a região quântica do espectro da magnetorresistência para um sistema com uma sub-banda ocupada e uma densidade $n_s = 3,25 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$. A quantização da resistência Hall é indicada pela presença de platôs a valores inteiros de ν . A quantização da resistência é refletida através de regiões de resistência zero nas curvas de R_{xx} . Os mínimos na resistência R_{xx} indicam a presença de um estado quantizado desde que elas apresentam platôs em R_{xy} .

diretamente às resistências R_{xx} e R_{xy} respectivamente; ver capítulo 3.

2.2.1 Transporte semiclássico

Um 2DES no equilíbrio termodinâmico é descrito pela função de distribuição de Fermi-Dirac, f_0 . Na presença de campos externos como campos elétricos, campos magnéticos, gradientes de temperatura ou concentração de portadores ou outros efeitos, o gás de elétrons sai do equilíbrio. Neste caso não pode ser descrito pela função f_0 . Portanto, uma nova aproximação denominada aproximação semiclássica no caso de não equilíbrio é feita. Nesta aproximação, é introduzida a função de distribuição $f(k, r, t)$ a qual indica a distribuição de elétrons no ponto \mathbf{r} no tempo t e quando estão no estado \mathbf{k} . No tratamento do transporte a corrente pode ser calculada, desde que a função de distribuição fora do equilíbrio esteja relacionada à corrente. Para um 2DES com os elétrons se movimentando com uma velocidade, \mathbf{v} , a corrente é dada por [32]:

$$\mathbf{J} = \frac{1}{2\pi^2} \int \mathbf{v} f d^2\mathbf{k}. \quad (2.20)$$

O transporte bidimensional em campos magnéticos baixos pode ser tratado de modo semiclássico

usando a equação de transporte de Boltzman e sem considerar a quantização de Landau. Considerando um 2DES homogêneo sob um campo elétrico \mathbf{E} e um campo magnético \mathbf{B} , a equação de transporte de Boltzmann na aproximação do tempo de relaxação é dada por:

$$-e(\mathbf{E} - \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \frac{1}{\hbar} \nabla_{\mathbf{k}} f = -\frac{f - f_0}{\tau}, \quad (2.21)$$

onde f é a função de distribuição fora do equilíbrio que inclui os efeitos dos campos externos, f_0 é a função de distribuição no equilíbrio (função de distribuição de Fermi-Dirac), τ é o tempo de relaxação e

$$\mathbf{v} = \hbar \nabla_{\mathbf{k}} \epsilon(k), \quad (2.22)$$

é a velocidade de grupo dos elétrons. A equação (2.21) pode ser expandida em termos de primeira ordem em E e até a segunda ordem em B ; ver mas detalhes [32]:

$$f - f_0 = e\tau \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} \mathbf{v} \cdot \left[\mathbf{E} - \mathbf{E} \times \frac{e\tau}{m^*} \mathbf{B} + \left(\mathbf{E} \times \frac{e\tau}{m^*} \right) \times \frac{e\tau}{m^*} \mathbf{B} \right], \quad (2.23)$$

Para um 2DEG com energia de Fermi E_F , pode ser considerada a seguinte aproximação:

$$\frac{f_0}{\epsilon} \approx -\delta(\epsilon - E_F). \quad (2.24)$$

Utilizando as equações (2.23) e (2.24) na equação (2.21), a corrente é resolvida em termos lineares do campo elétrico:

$$\mathbf{J} = \frac{n_s e^2 \tau}{m^*} \left[\mathbf{E} - \frac{e\tau}{m^*} \mathbf{E} \times \mathbf{B} + \left(\frac{e\tau}{m^*} \right)^2 (\mathbf{E} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} \right], \quad (2.25)$$

com:

$$\sigma_0 = \frac{n_s e^2 \tau}{m^*}, \quad \mu = \frac{e\tau}{m^*}, \quad (2.26)$$

onde σ_0 é a condutividade em campo magnético zero e μ é a definição da mobilidade do gás de elétrons em termos do tempo de relaxação.

Considerando um campo elétrico \mathbf{E} no plano $x-y$ (plano do 2DES) e um campo magnético \mathbf{B} na direção z e considerando a linearidade do transporte, equação (2.17); do resultado (2.25), é obtido o tensor de condutividade, dado por:

$$\sigma = \sigma_0 \begin{pmatrix} 1 - (\mu B)^2 & -\mu B \\ \mu B & 1 - (\mu B)^2 \end{pmatrix}, \quad (2.27)$$

e o tensor resistividade

$$\rho = \begin{pmatrix} 1/\sigma_0 & B/n_s e \\ -B/n_s e & 1/\sigma_0 \end{pmatrix}. \quad (2.28)$$

O resultado da equação (2.28) na componente diagonal da resistividade é independente de correções do campo magnético e a contribuição do campo magnético aparece só para o efeito Hall, na resistividade transversal. Assim, a resistividade clássica de Hall é:

$$\rho_{xy} = \frac{B}{n_s e}. \quad (2.29)$$

A validade destes resultados está limitada à aplicação de campos magnéticos baixos; esta restrição é dada por:

$$\mu B = \omega_c \tau \ll 1, \quad (2.30)$$

esta equação indica que o valor do campo magnético está ligado à mobilidade do 2DEG no sistema; mais para frente será verificado que esta restrição também indica que os níveis de Landau não estão resolvidos. Na figura 2.3, mostram-se resultados experimentais para este tipo de transporte, onde R_{xy} aumenta linearmente com o campo magnético e R_{xx} é quase constante.

2.2.2 Transporte quântico num 2DEG

O transporte quântico está diretamente ligado à quantização de Landau. Assim, o tratamento quântico é possível desde que os níveis de Landau sejam resolvidos, o que é normalmente esperado para campos magnéticos altos. A condição para o transporte quântico é dada por:

$$\mu B = \omega_c \tau \gg 1. \quad (2.31)$$

Uma vez que esta condição conecta a mobilidade com o campo magnético, isso indica que, se a mobilidade de uma amostra é incrementada, então a região de análise de campo magnético muda para campos magnéticos relativamente menores, dependendo da magnitude do incremento da mobilidade; por isso, amostras com mobilidades altas são as mais desejadas.

As soluções da equação de Schrödinger para um 2DES num campo magnético já foram apresentadas nas seções anteriores. Aqui vão ser feitas algumas modificações a esses tratamentos. No tratamento do transporte, é necessário relacionar a densidade de corrente com um campo elétrico. Para isso, é introduzido um campo elétrico na direção y . Este campo elétrico introduz o potencial $eE_y y$ no Hamiltoniano, então a equação de Schrödinger para a coordenada y é modificada substancialmente com relação à equação (2.8) e é dada por:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{1}{2} m^* \omega_c^2 (y - Y) \right] u(y) + eE_y Y + \frac{1}{2} m^* \frac{E_y^2}{B^2} = E u(y). \quad (2.32)$$

As soluções desta equação são:

$$\psi_{nY}(x, y) = e^{ik_x x} \phi_n(y - Y), \quad (2.33)$$

$$E_{nY} = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_c + eE_y Y + \frac{1}{2} m^* v_d^2, \quad (2.34)$$

com:

$$Y = l_0^2 k_x - \frac{v_d}{\omega_c}, \quad v_d = \frac{E_y}{B}, \quad (2.35)$$

Os efeitos introduzidos pelo campo elétrico, E_y , são dois: (1) deslocar a posição de equilíbrio dos osciladores harmônicos (equação (2.33)) e (2) resolver a degenerescência dos níveis de Landau, uma vez que E_{nY} também depende de Y .

Para encontrar as densidades de corrente nas coordenadas x e y , as velocidades v_x e v_y são resolvidas:

$$v_x = \langle nY | -i\hbar \frac{\partial}{\partial x} - eyB | nY \rangle = v_d, \quad (2.36)$$

$$v_y = \langle nY | -i\hbar \frac{\partial}{\partial y} | nY \rangle = 0, \quad (2.37)$$

Então as densidades de corrente são:

$$J_x = -en_s v_x = -n_s e v_d = -\frac{en_s}{B} E_y, \quad (2.38)$$

$$J_y = -en v_y = 0, \quad (2.39)$$

Embora o campo elétrico seja na direção transversal y , o transporte acontece na direção x . Então o tensor condutividade é:

$$\sigma = \begin{pmatrix} 0 & -en_s/B \\ en_s/B & 0 \end{pmatrix}, \quad (2.40)$$

e o tensor resistividade é:

$$\rho = \begin{pmatrix} 0 & B/en_s \\ -B/en_s & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.41)$$

Este resultado mostra que para um 2DES ideal num campo magnético e uma densidade de corrente ao longo do eixo x , a condutividade diagonal é zero e a condutividade transversal, que é a condutividade Hall, é diferente de zero. A componente transversal da condutividade é a mesma obtida no tratamento clássico, equação (2.27). Este resultado indica que a corrente só existe na direção x , a qual é perpendicular ao campo elétrico com a resistência zero, o que significa que não há dissipação no sistema.

A aproximação do resultado de (2.41) indica que R_{xy} deve ser incrementada linearmente com o incremento do campo magnético; este resultado é qualitativamente observado na figura 2.3, com exceção da presença dos platôs. A comparação de R_{xx} não é possível, uma vez que o modelo apresentado dá um resultado nulo para R_{xx} .

Alargamento dos níveis de Landau

Em sistemas reais, a presença de inhomogeneidades ou impurezas cria uma rede de potencial adicional V , perturbando o sistema. Assim, na aproximação quântica, contando que este potencial V seja pequeno, ele pode ser tratado perturbativamente, expandindo o operador densidade em relação a V [33, 34, 35]. Na referência [34], é mostrado que até a segunda ordem em V a condutividade Hall

não muda, mas a condutividade diagonal já não é zero. Assim, a condutividade diagonal é diferente de zero devido à presença do potencial V .

Uma vez que o potencial V é considerado aleatório, ele vai distribuir os estados correspondentes aos níveis de Landau alreod desses níveis de Landau. Assim, a densidade de estados pode ser aproximada por funções gaussianas com alargamento Γ , com cada gaussiana centradas em cada nível de Landau,

$$DOS = n_B \sum_n \frac{2}{\Gamma} \exp \left[-\frac{(\epsilon - E_n)^2}{\Gamma^2} \right], \quad (2.42)$$

onde o fator 2 aparece devido à degenerescência do spin. A densidade de estados para este caso pode ser observada na figura 2.2(b). Deste perfil da densidade de estados, são extraídos dois regimes de transporte; (1) quando o nível de Fermi está na região escura, os elétrons são localizados e eles não participam no fluxo da corrente através da amostra; (2) quando o nível de Fermi está na região branca (ou no pico), os elétrons podem atravessar a amostra livremente. Esta última região é denominada de região de estados estendidos. Os passos sequenciais do nível de Fermi através dos níveis de Landau estendidos e localizados conduzem ao chamado efeito Hall quântico.

O alargamento dos níveis de Landau tem uma forte dependência do alcance dos potenciais espalhadores. No caso do espalhamento de curto alcance (quando o alcance é menor do que $l_0/\sqrt{2n+1}$, onde l_0 é o comprimento magnético), o alargamento calculado na aproximação auto-consistente de Born [27, 29, 36, 37] tem uma dependência com a raiz quadrada de B e é dado por:

$$\Gamma = \sqrt{\frac{2}{\pi} \hbar \omega_c \frac{\hbar}{\tau}} = \sqrt{\frac{2 \hbar^2 e^2 B}{\pi m^* \mu}}, \quad (2.43)$$

Uma vez que o alargamento depende da raiz quadrada do campo magnético, isso significa que o alargamento vai diminuir para campos magnéticos baixos e, portanto, a campos baixos deve ser possível resolver níveis de Landau. Outro ponto importante que se desprende deste resultado é que para sistemas com alta mobilidade, o alargamento é estreito e assim os níveis de Landau devem ser mais bem resolvidos.

Outra aproximação do alargamento, quando o parâmetro de alargamento Γ é constante para centros espalhadores de curto alcance, isto se o alcance do espalhamento é suficientemente curto, tal que o deslocamento do centro dos centros espalhadores, ΔX , seja da ordem de l_0 ($\Delta X \sim l_0/\sqrt{2n+1}$) [27, 38]:

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}. \quad (2.44)$$

Nesta aproximação, as restrições impostas pelas equações (2.30) e (2.31) podem ser explicadas pelo fato de que, com a diminuição do campo magnético, a quantidade de níveis de Landau aumenta e assim os níveis de Landau devem-se misturar. A campos maiores, a quantidade de níveis de Landau é menor e assim a possibilidade de resolver os níveis de Landau é maior³.

³Embora o alargamento Γ nas equações (2.43) e (2.44) mostre uma dependência com o tempo de transporte, não está bem estabelecido se esse tempo deveria corresponder ao tempo de transporte ou ao tempo de vida quântico, ver referências. O que é bem estabelecido é que Γ , no primeiro caso, varia com o campo magnético e no segundo caso, é constante.

Efeito Hall quântico

O efeito Hall quântico foi descoberto em 1980 por Klaus von Klitzing [1]. Este efeito consiste na presença de platôs na resistência Hall, os quais são quantizados; ver figura 2.3:

$$\rho_{xy} = \frac{1}{N} \frac{h}{e^2}, \quad (2.45)$$

onde $h/e^2 = 25812,807\Omega$ e N é um número inteiro.

Este resultado é verificado usando as relações obtidas para R_{xy} nas equações (2.28), na aproximação clássica, e (2.41) na aproximação quântica, $\rho_{xy} = B/n_s e$. Considerando o fator de preenchimento $\nu = n_s/n_B$, a resistência pode ser expressa só em termos do fator de preenchimento:

$$\rho_{xy} = \frac{B}{e} \frac{h}{\nu e B} = \frac{1}{\nu} \frac{h}{e^2}. \quad (2.46)$$

Este resultado é o mesmo da equação (2.45), quando ν é um valor inteiro N . Desde que ν só exista para valores inteiros, então a quantização dos estados ocupados fixa determinados valores B_N de campo magnético. Assim, a quantização também é refletida para determinados valores de campo magnético. Este resultado dá a idéia de que na curva Hall (figura 2.3) uma linha imaginária da resistência Hall deve passar pelo meio dos platôs Hall, mas isso não é completamente certo, uma vez que resultados da magnetorresistência em campo inclinado mostram, que a campos magnéticos altos, a resistência Hall é desviada da sua linearidade observada a campos magnéticos baixos [39].

A presença do efeito Hall em 2DES é observada principalmente a baixas temperaturas e em sistemas com elétrons de alta mobilidade; uma observação importante é que, em sistemas bidimensionais com elétrons de alta mobilidade, eles devem ter baixa desordem, mas a presença da desordem (através de inomogeneidades ou impurezas) é necessária para a formação de estados localizados os quais ao mesmo tempo são necessários para observar o QHE. O fato de que a desordem seja uma necessidade para a observação do efeito Hall não está estabelecido definitivamente [11]. Isso ainda é uma questão em aberto. Aparentemente, da teoria mostrada até agora, se não existisse a desordem, a resistência longitudinal seria nula, o que significaria que não teríamos a sequência de estados isolante-supercondutor no espectro de magnetorresistência.

O transporte em sistemas bidimensionais desordenados

Tentaremos agora dar uma idéia mais clara sobre como o potencial desordenado está associado à densidade de estados e à corrente longitudinal através de um sistema 2D. Por exemplo, consideramos o transporte eletrônico num sistema 2D restrito a uma barra Hall de dimensões $L_x \times L_y$, fig. 3.9, com um potencial desordenado arbitrário $V(x, y)$ [40, 41] e com uma corrente fluindo na direção x , num meio com campo magnético na direção z . O espectro de energia para este tipo de sistema,

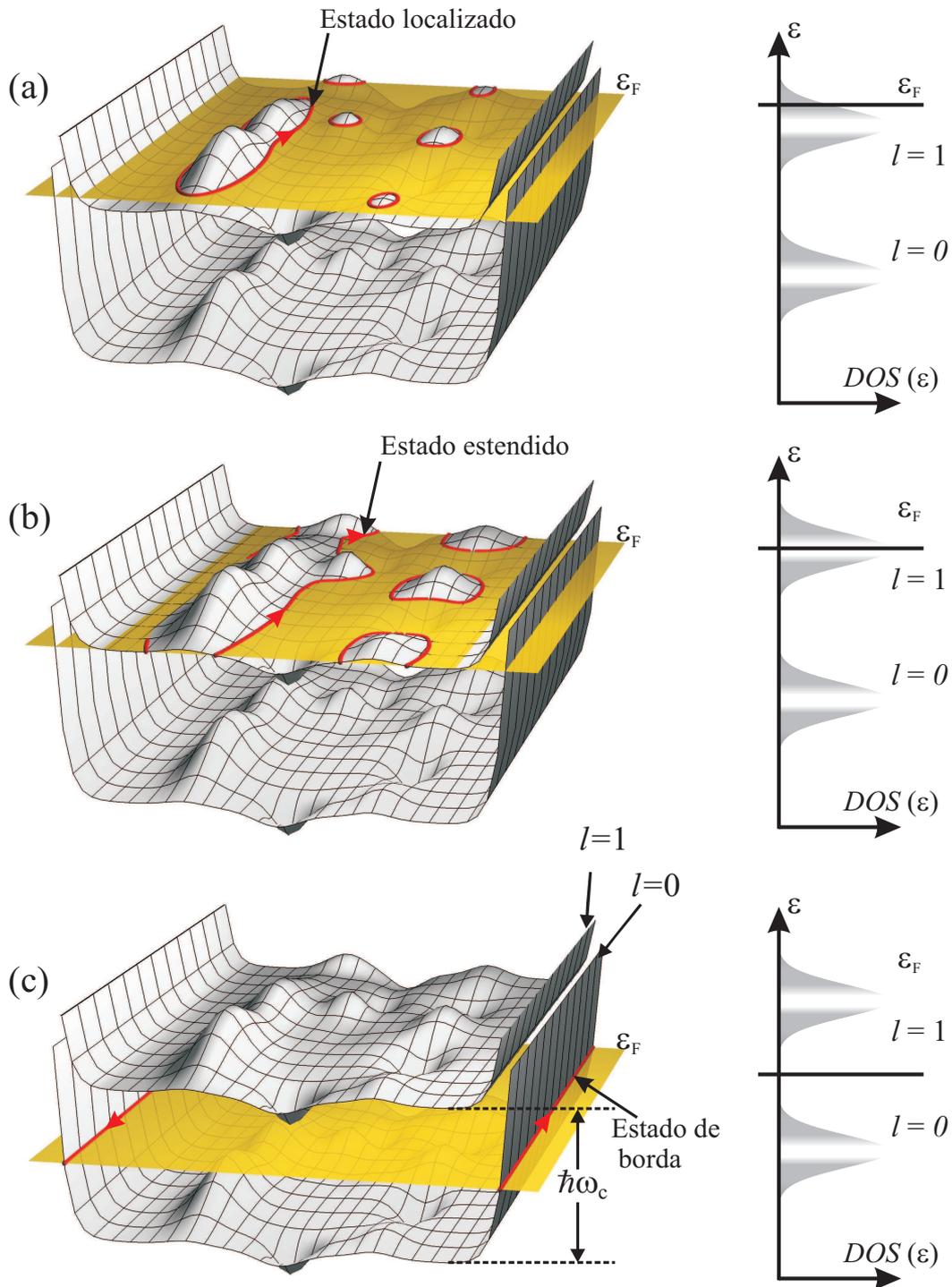


Figura 2.4: Espectro de energia de um sistema 2D confinado numa barra Hall, considerando apenas dois níveis de energia, e sua densidade de estados respectiva. (a) Quando o nível de Fermi ϵ_F cruza a região de estados localizados na densidade de estados, o plano equipotencial da energia de Fermi corta o espectro de energia criando trajetórias fechadas onde os elétrons podem ser confinados. (b) Quando o nível de Fermi cruza a densidade de estados exatamente no meio de um nível de Landau, a superfície equipotencial de Fermi corta o espectro de energia criando trajetórias que conectam os extremos da barra Hall. (c) Quando o nível de Fermi cruza a densidade de estados entre dois níveis de Landau, a superfície equipotencial corta o espectro de energia só nos estados de borda.

como já foi indicado, são os níveis de Landau, mas considerando que este sistema está confinado numa barra Hall este espectro muda perto das bordas da barra ao longo do eixo y (eixo transversal a corrente). Assim, o movimento ciclotrônico desenvolvido pelos elétrons é afetado pelas barreiras de potencial criadas nas bordas em y . As energias dadas pelos níveis de Landau são modificadas, aumentam quando elas se aproximam da borda. Logo, o resultado dos níveis de energia é mostrado na figura 2.4. Neste resultado também é incluído o espectro de energia desordenado criado pelo potencial $V(x, y)$. Três situações do transporte são apresentadas. Primeiro, quando o nível de Fermi se encontra na região dos estados localizados; ver a densidade de estados na figura 2.4(a). Como os elétrons seguem trajetórias equipotenciais, eles podem permanecer sujeitos a órbitas fechadas; neste caso, eles não podem atravessar a barra Hall, o que significa que tem menos elétrons contribuindo com a corrente, logo alguns elétrons permanecem em estados localizados. Segundo, quando o nível de Fermi cruza exatamente no centro do nível de Landau ou na região dos estados estendidos. Neste caso, o plano equipotencial que corresponde à energia de Fermi corta o espectro de energia de tal maneira que são possíveis trajetórias eletrônicas desde um extremo da barra Hall até o outro. Assim, tem mais elétrons contribuindo ao fluxo de corrente, ver figura 2.4(b). Terceiro, quando o nível de Fermi se encontra entre dois níveis de Landau ou a superfície equipotencial de Fermi apenas corta os estados de borda, figura 2.4(c), o transporte é possível somente devido a estes estados e, neste caso, a corrente vai permanecer constante até que o nível de Fermi aumente (diminua), até começar a cruzar estados desordenados do nível superior (nível inferior). A extensão dos estados localizados na densidade de estados depende de como o potencial desordenado modifica o espectro de energia. Neste caso particular, não há uma sobreposição de níveis.

Após ver como a densidade de estados está relacionada ao espectro de energia num sistema 2D real, e como o transporte pode ser interpretado nesse caso, pode-se mostrar agora qual é a relação entre a densidade de estados com o espectro da magnetorresistência no regime do IQHE, figura 2.5(a). Nesta figura mostra-se o diagrama de fase $E - B$ da densidade de estados, o qual pode ser reduzido ao chamado *Landau-level fan* [42], já que este diagrama de fase é obtido calculando a densidade de estados por campo magnético, aproximando os níveis de Landau por funções lorentzianas, considerando o desdobramento do spin. Nesta figura são incluídos uma curva de magnetorresistência e a curva do nível de Fermi como função do campo magnético. Para determinar a magnetorresistência, também são utilizadas as funções lorentzianas [28] indicadas acima. Na densidade de estados, a degenerescência do spin é resolvida, e o resultado é mostrado na figura 2.5(a). Este diagrama de fase $E - B$ da densidade de estados é simplesmente o *Landau-level fan* com os níveis alargados. Neste diagrama de fase, a amplitude dos picos da densidade de estados aumenta com o campo magnético, e a campos magnéticos altos, é possível distinguir claramente o desdobramento do spin no nível de Landau em $l = 0$; para $l = 1$, o desdobramento é menos evidente.

Deste diagrama de $E - B$, são extraídas três curvas da densidade de estados: para $B = 4,55$ T (ver figura 2.5(b)), quando a magnetorresistência se encontra no mínimo correspondente à separação entre dois níveis de spin, exatamente em $\nu = 3$; para $B = 5,34$ T (ver figura 2.5(c)), num máximo

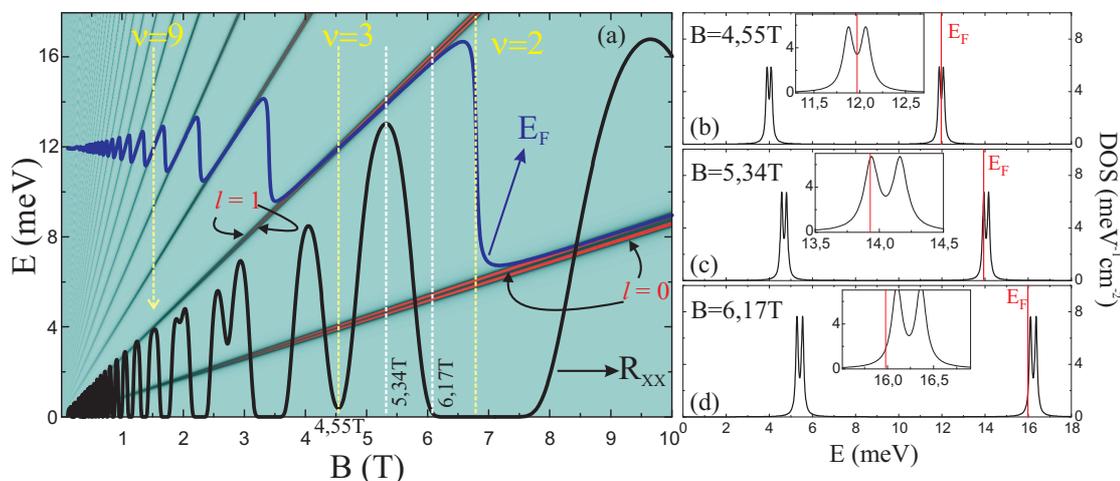


Figura 2.5: (a) Cálculos: Diagrama de fase $E - B$ (Energia-campo magnético) para a densidade de estados (modelo lorentziano), curva da magnetorresistência R_{xx} e o nível de Fermi respectivo, estes dois últimos estão inseridos; a escala de R_{xx} não é mostrada. Figuras (b) - (d), densidade de estado extraídos para diferentes campos magnéticos B com a energia de Fermi E_F ; as figuras inseridas são ampliações na região onde o nível de Fermi cruza a densidade de estados.

da magnetorresistência; e para $B = 6,17\text{ T}$ (ver figura 2.5(d)), quando a magnetorresistência está perto de zero no mínimo de $\nu = 2$.

No caso de $B = 4,55\text{ T}$, na figura 2.5(b), mostra-se que o nível de Fermi cruza exatamente no meio dos picos correspondentes ao desdobramento de spin no nível de Landau $l = 1$; também para o caso de $\nu = 2$, pode ser verificado que o nível de Fermi se encontra no meio entre os picos dos níveis $l = 1$ e $l = 0$. Assim, os mínimos da magnetorresistência correspondem aos estados localizados no primeiro caso ($\nu = 3$), quando a densidade de estados é diferente de zero e também no segundo ($\nu = 2$), quando a densidade de estados é praticamente zero. Quando $B = 5,34\text{ T}$, a figura 2.5(c) mostra que o nível de Fermi neste caso se encontra no meio de um pico de spin. Assim, quando a densidade de estados está exatamente no meio dos estados estendidos de cada nível, a magnetorresistência apresenta o valor máximo. Este caso corresponde aos estados estendidos. Por último, na figura 2.5(d) quando, $B = 6,17\text{ T}$, o nível de Fermi se encontra no ponto onde a magnetorresistência começa na região de $R_{xx} = 0$; na densidade de estados, esta região corresponde aos estados localizados perto da região onde ela é zero. Assim, as regiões de mínimos em R_{xx} estão associadas à região de estados localizados e quando a densidade de estados é zero R_{xx} , praticamente é zero. Como os mínimos em R_{xx} estão associados aos platôs em R_{xy} , então os platôs estão associados às regiões quando a densidade de estados vai para zero, e a largura desses platôs está associada diretamente ao alargamento dos níveis de Landau. Quanto menor o alargamento, maior a região onde $R_{xx}(B)$ é zero, portanto, a largura dos platôs aumenta. Nas regiões onde a densidade de estados é zero, o transporte é explicado através dos estados de borda, como foi indicado na figura 2.4. Com a resistência zero, o transporte entra num estado supercondutor, dado que não há potenciais espalhadores nessas regiões de energia, e é isso o que explica a presença de estados supercondutor-isolante num 2DES.

2.3 Sistemas bidimensionais de poços quânticos quadrados

Os poços quânticos podem ser formados em estruturas com várias camadas, uma vez que a forma do perfil da banda de condução determina o tipo de poço quântico. Numa heterointerface se cria um perfil da banda de condução tipo triangular, o que pode ser tratado como poço triangular, ver figura 2.1. Um poço quântico quadrado é criado quando um material com determinado gap de energia é crescido entre dois materiais com gaps de energia maiores. Por exemplo, uma camada de *GaAs* com gap $\Delta E_{g,GaAs} = 1424$ meV entre camadas de *Al_{0.3}Ga_{0.7}As* com gap $\Delta E_{g,Al_{0.3}Ga_{0.7}As} = 1798$ meV.

Uma vez que nossos estudos estão baseados em sistemas de poços quânticos duplos quadrados e que os sistemas bidimensionais bem amplamente estudados são os poços quânticos simples, a seguir apresentaremos uma análise auto-consistente das estruturas das bandas de condução e também da magnetorresistência nestes sistemas de poços quânticos simples e duplos.

2.3.1 Poços quânticos simples

Distribuição eletrônica e estrutura da banda de condução num SQW

A estrutura eletrônica da banda de condução em sistemas de poços quânticos é determinada usando o conhecido método auto-consistente⁴. Neste caso, é considerado um SQW com a dopagem modulada, considerando a largura do poço de $w=140$ Å, a barreira de potencial de $E_g = 405$ meV, uma densidade de $n_s = 21 \times 10^{11}$ cm⁻², com uma dopagem simétrica a uma distância de 260 Å desde os extremos do SQW.

Nas figuras 2.6 e 2.7, mostra-se a estrutura da banda de condução e a distribuição eletrônica para um sistema de SQW em campo magnético zero. Na figura 2.6(a), apresenta-se o perfil da banda de condução sem nenhum tipo de interação (este é o caso ideal). Quando o poço quântico é preenchido com elétrons, a interação eletrônica muda o perfil da banda de condução, ver figura 2.6(b); nessa figura também são indicadas algumas funções de onda dos possíveis estados ocupados. A figura 2.7(a) mostra a distribuição dos estados ocupados e não ocupados no SQW junto às respectivas funções de onda; também é mostrado o nível de Fermi E_F . E, finalmente, a figura 2.7(b) mostra a distribuição eletrônica dos estados ocupados. A separação entre estados ocupados é grande e cresce para estados superiores. Neste caso particular têm-se dois estados ocupados com uma ocupação do primeiro nível predominante sob o segundo nível. A densidade para cada sub-banda está diretamente relacionada à separação de sua respectiva energia com o nível de Fermi, uma vez que a densidade total no sistema é a soma:

$$n_s = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} (E_{F1} + E_{F2}), \quad (2.47)$$

onde $E_{F1} = E_F - E_1$ e $E_{F2} = E_F - E_2$. Assim, as sub-bandas superiores ocupadas sempre vão ter menos elétrons que as imediatas inferiores, e a proporção da distribuição das densidades eletrônicas

⁴O método auto-consistente é apresentado na seção 2.4.

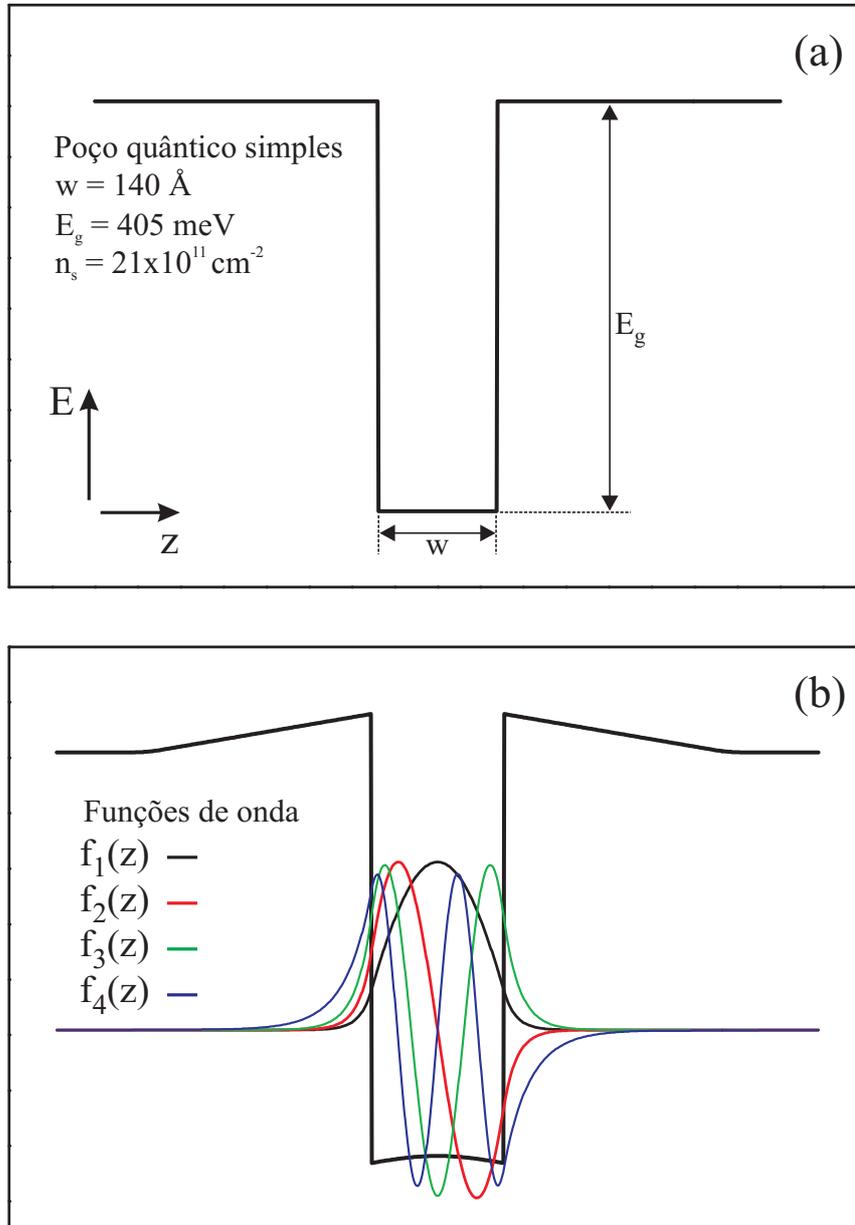


Figura 2.6: (a) Perfil da banda de condução de um poço simples sem portadores, onde E_g é a altura da barreira do poço e w é a largura do poço, z indica que a coordenada z varia na horizontal e E indica que a energia varia na vertical. (b) Perfil da banda de condução considerando a interação entre elétrons; as funções de onda dos estados ocupados e de possíveis estados ocupados são indicadas por f_i , onde i indica a sub-banda.

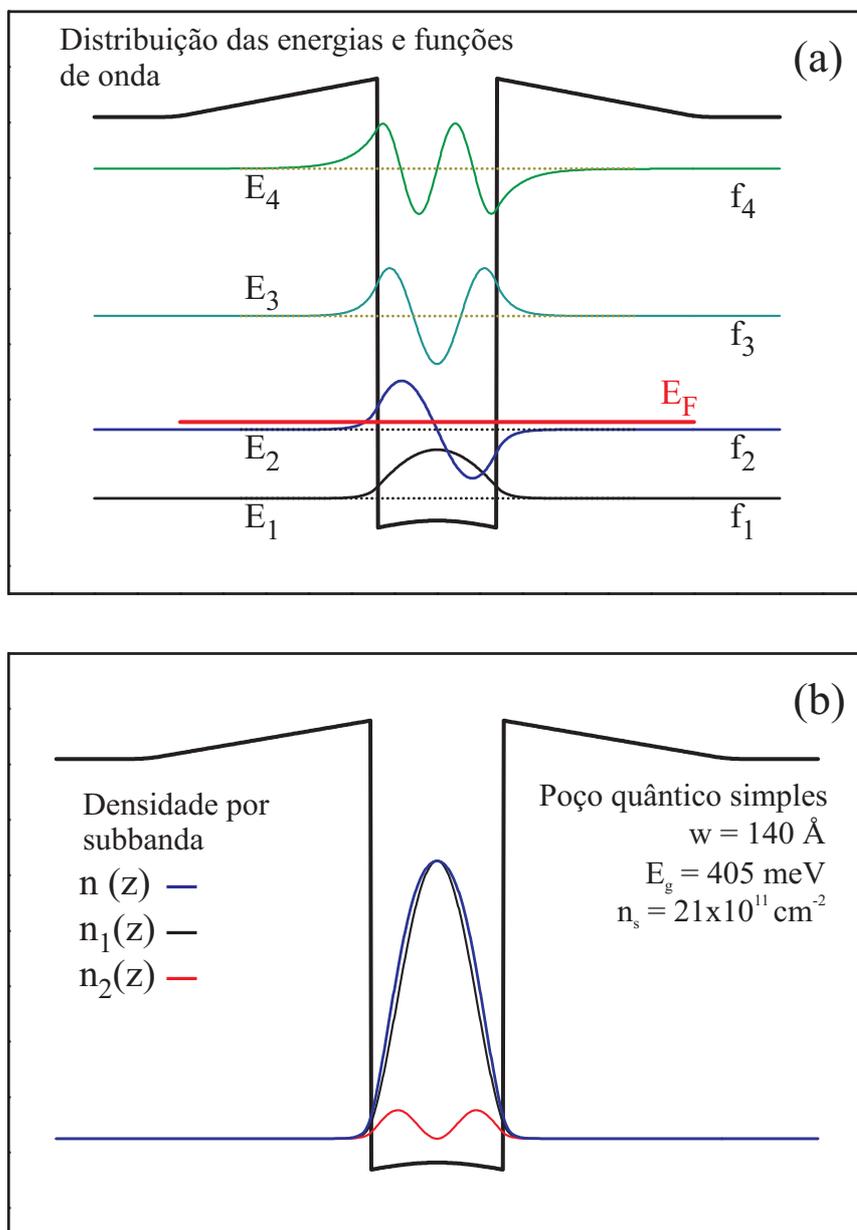


Figura 2.7: (a) Distribuição das energias, E_i , dos estados ocupados (linhas pontilhadas em cor preto) e não ocupados (linhas pontilhadas em cor amarelo escuro) ao longo do SQW com suas respectivas funções de onda; o nível de Fermi (em vermelho). (b) A distribuição eletrônica ao longo do SQW por sub-banda ocupada, fundamental em preto, segunda em vermelho e total em azul. Os elétrons ocupam principalmente a primeira sub-banda.

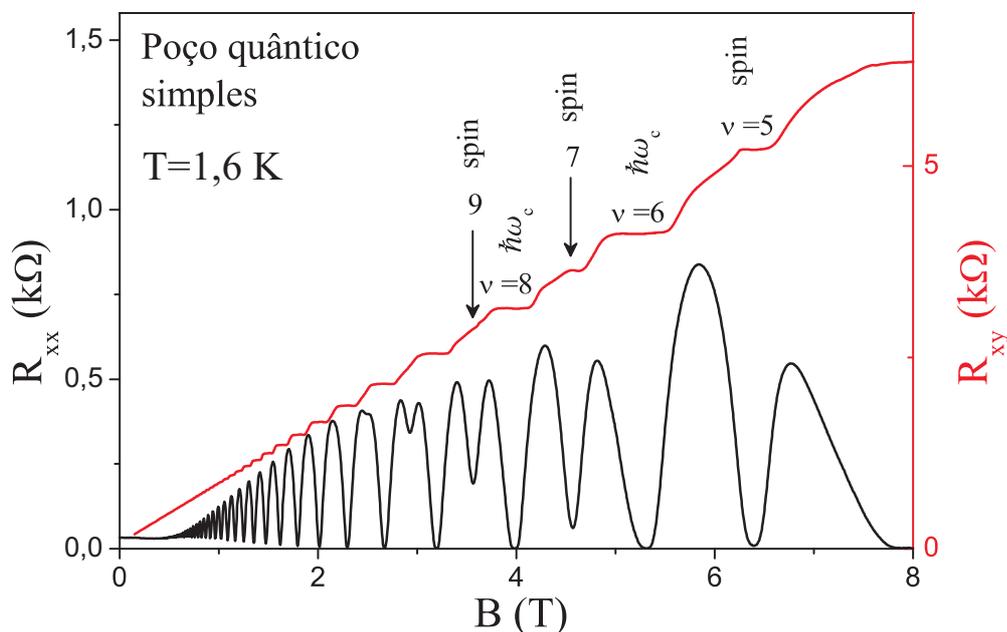


Figura 2.8: Curvas experimentais de magnetorresistência longitudinal R_{xx} (cor preta) e transversal R_{xy} (cor vermelha) para uma amostra de SQW num campo magnético perpendicular ao plano de crescimento a $T = 1,6$ K. Os fatores de preenchimento ν para os mínimos ou platôs correspondentes são indicados, tanto para o gap do spin como para o gap do cíclotron; embora alguns mínimos em R_{xx} não alcancem o zero, os platôs começam a ser resolvidos.

também é explicada por esta última expressão.

Magnetorresistência em SQWs

A magnetorresistência já foi apresentada inicialmente; por isso, aqui nos limitaremos a indicar as características principais da magnetorresistência num SQW, que logo serão comparadas com um sistema de DQW.

A figura 2.8 mostra um espectro característico de um SQW com alta densidade eletrônica $n_s \approx 8.6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ à temperatura de 1,6 K. Este sistema tem só uma sub-banda ocupada. Assim, os espectros R_{xy} e R_{xx} são distinguidos mais claramente, mostrando os platôs e as oscilações respectivamente. Os platôs correspondentes ao desdobramento da energia de cíclotron são indicados por valores pares de ν . O desdobramento do spin corresponde quando ν toma valor ímpar. Assim, os fatores de preenchimento são distribuídos de forma consecutiva tanto para o gap do spin quanto para o gap de cíclotron.

2.3.2 Poços quânticos duplos

Um poço quântico duplo é formado por dois poços quânticos simples separados por uma barreira de potencial. A presença da barreira neste tipo de estrutura abre a possibilidade do estudo da interação entre camadas eletrônicas através do tunelamento e sem tunelamento. O estudo destes

sistemas permanece em aberto porque se espera que em estudos mais detalhados destes sistemas novas propriedades e mecanismos de interação entre elétrons possam ser observados [11].

A barreira permite a formação de um sistema eletrônico bicamada, isto é, com uma determinada distribuição de elétrons em cada poço. A formação desta bicamada também depende da assimetria do sistema. A assimetria pode ser estabelecida no crescimento, fazendo um poço menos fundo que o outro, ou também no momento da caracterização do sistema através da aplicação de campos elétricos externos. Quando o sistema é simétrico, as distribuições eletrônicas nos dois poços também são simétricas com respeito ao centro da barreira.

As principais características no estudo de transporte eletrônico nestes sistemas são apresentadas nas figuras 2.9 e 2.10.

Distribuição eletrônica e estrutura da banda de condução em DQWs

Seguindo o mesmo critério utilizado para o SQW, aplicamos o método auto-consistente para poder dar uma descrição qualitativa das características da distribuição eletrônica e da banda de condução num DQW. Neste caso, também é considerada uma dopagem modulada; a largura de cada poço é $w=140$ Å, a largura da barreira é de $d_b = 50$ Å, e a barreira de potencial também é de $E_g = 405$ meV, com uma densidade $n_s = 9 \times 10^{11}$ cm⁻², e uma dopagem assimétrica a uma distância de 260 Å desde os extremos de cada QW.

Na figura 2.9(a), do mesmo modo que para o caso do SQW, mostra-se o perfil da banda de condução de um DQW sem considerar algum tipo de interação e também indicando os parâmetros do crescimento. Na figura 2.9(b) também se mostram o perfil da banda de condução do DQW considerando a interação eletrônica e as funções de onda dos quatro estados mais baixos que podem ser encontrados no DQW. Como é esperado, as funções de onda simétricas têm um mínimo na região da barreira, embora o sistema de SQW apresentado acima não mostre esta característica. Em SQWs largos, é possível conseguir uma configuração similar (bicamada eletrônica). Na figura 2.10(a) também se mostra a distribuição dos estados ocupados e não ocupados, dentro do DQW, superpostas com suas respectivas funções de onda. Aqui se observa claramente uma das características principais de um DQW em comparado a um SQW, isto é, a distribuição das energias. Nos DQWs os estados são combinações dos estados respectivos de cada poço quântico, o resultado é equivalente a um desdobramento dos estados de um SQW. Por último, é mostrada a distribuição eletrônica para cada estado ocupado, figura 2.10(b); a distribuição de elétrons nos estados ocupados (os dois primeiros) mostra que a quantidade de portadores em cada estado ocupado não é significativamente diferente um do outro, justamente devido ao fato de que estes dois primeiros estados são resultados de uma combinação dos estados fundamentais de cada poço, isto é, estes estados devem estar ao redor do valor de energia do primeiro estado de um SQW.

A combinação dos estados fundamentais de cada poço resulta em dois estados, os quais na literatura são denominados como estado simétrico (o fundamental, E_1) e antisimétrico (o primeiro estado,

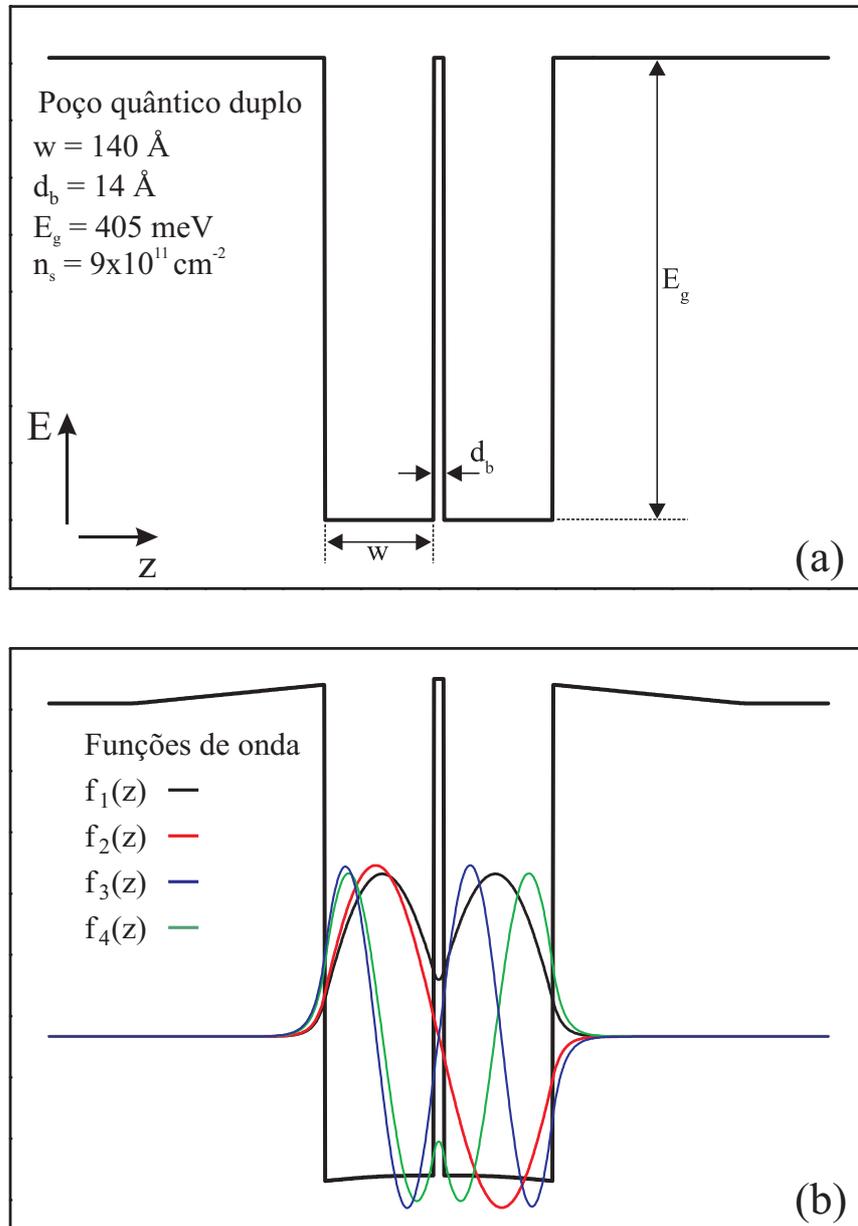


Figura 2.9: (a) Perfil da banda de condução de um poço quântico duplo sem portadores onde, E_g é a altura da barreira do poço e w é a largura do poço, z indica que a coordenada z varia na horizontal e E indica que a energia varia na vertical, a largura da barreira de potencial é indicado por d_b e a densidade de portadores dentro do DQW é n_s . (b) Perfil da banda de condução considerando a interação entre elétrons; as funções dos estados ocupados e de possíveis estados ocupados são indicadas por f_i , onde i indica a sub-banda.

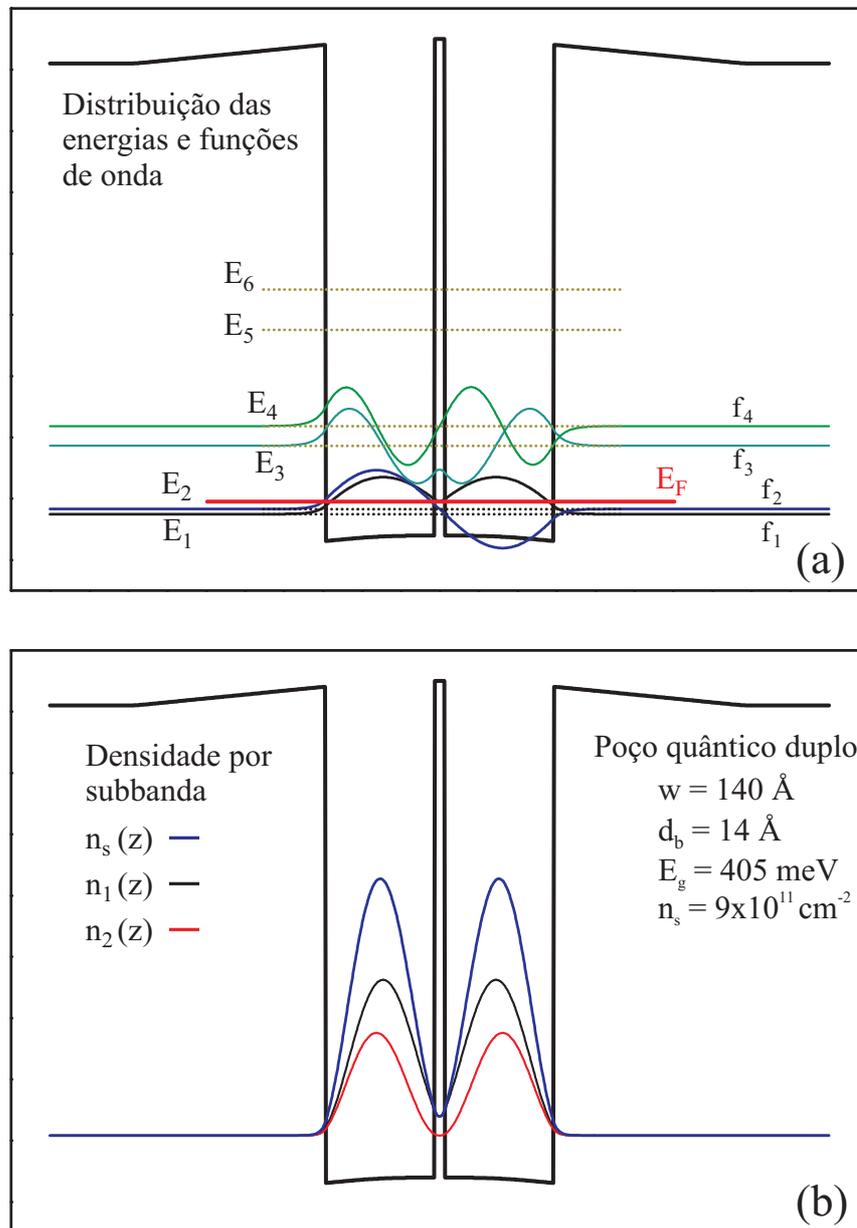


Figura 2.10: (a) Distribuição das energias, E_i , dos estados ocupados (linhas pontilhadas em preto) e não ocupados (linhas pontilhadas em amarelo escuro) ao longo do DQW com suas respectivas funções de onda; o nível de Fermi (em vermelho). (b) A distribuição eletrônica ao longo do DQW por sub-banda ocupada, fundamental em preto, segunda em vermelho e total em azul.

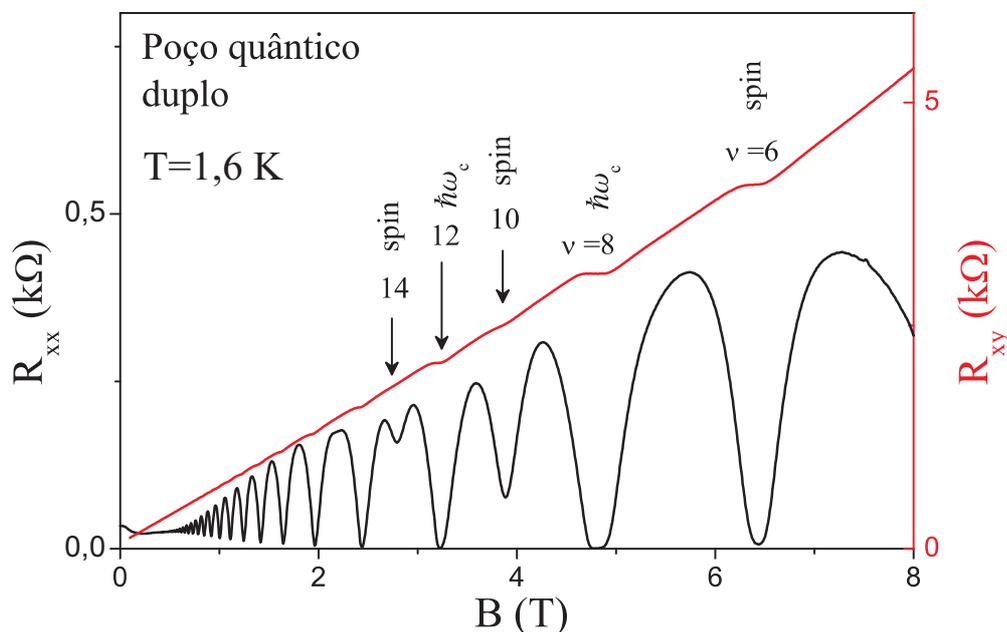


Figura 2.11: Curvas experimentais de magnetorresistência longitudinal R_{xx} (cor preto) e transversal R_{xy} (cor vermelho) para uma amostra de DQW num campo magnético perpendicular ao plano de crescimento a $T = 4,2$ K. Os fatores de preenchimento ν para os mínimos ou platôs correspondentes são indicados, tanto para o gap do spin como para o gap do ciclotron. Os fatores ν ímpar não são indicados.

E_2). Assim, a separação em energia entre esses estados é dada por:

$$\Delta_{SAS} = E_2 - E_1. \quad (2.48)$$

Esse desdobramento de energia tem uma forte dependência com a largura e com a altura da barreira de potencial, as quais determinam a interação de Coulomb e o tunelamento através da barreira de potencial. Para pequenas larguras de barreira, o gap entre os estados simétrico e antisimétrico aumenta. Estas características serão indicadas com maiores detalhes nos capítulos seguintes.

Magnetorresistência em DQW

O espectro experimental da magnetorresistência de um DQW é mostrado na figura 2.11. A característica principal das oscilações R_{xx} e R_{xy} é que os fatores de preenchimento ν para os gaps de spin são dados para valores de $\nu = 2(N + 1)$ e para os gaps de ciclotron são dados para $\nu = 4(N + 1)$ com $N = 0, 1, 2, \dots$ como é observado na figura. Os fatores de preenchimento para ν ímpar não são indicados na figura porque os espectros mostrados não resolvem este desdobramento; este desdobramento corresponde aos gaps de Δ_{SAS} . Assim, para um DQW além do desdobramento do spin e de ciclotron, existe o desdobramento entre o estado simétrico e anti-simétrico, Δ_{SAS} . Uma vez que nosso estudo está baseado em sistemas de DQW, outras características importantes e outros estudos serão indicados nos capítulos posteriores.

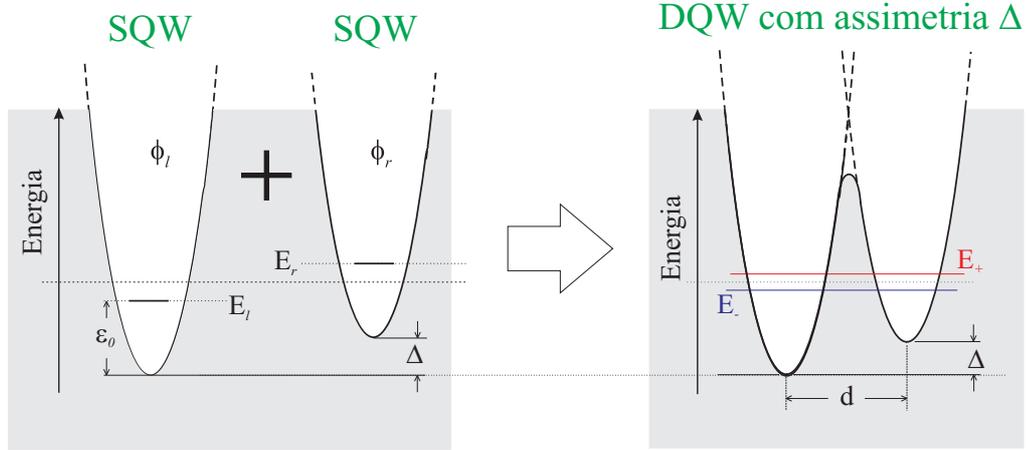


Figura 2.12: Esquema de como é formado um DQW a partir de dois QWs. Δ indica a assimetria entre os dois poços, ϵ_0 indica a energia do nível mais baixo do poço parabólico, E_l e E_r indicam as energias de cada poço parabólico com a referência de energia zero no meio entre estas duas energias, ϕ_l e ϕ_r são os respectivos estados. A figura do lado direito indica a combinação dos dois poços do lado esquerdo; os estados iniciais são combinados dando como resultados novos estados com energias E_- e E_+ ; d é a separação entre os poços.

2.3.3 O tunelamento em DQWs

Um DQW é um sistema de tunelamento, já que ele é formado de dois poços separados por uma barreira estreita. Assim, o DQW pode ser descrito como um sistema com uma partícula se movimentando entre dois poços de potenciais.

A figura 2.12 mostra um sistema de potencial de poço duplo a partir de dois potências de poços simples separados. Os estados individuais de cada poço estão indicados por ϕ_l e ϕ_r com suas respectivas energias E_l e E_r , com a referência da energia no meio das duas energias, considerando que a energia fundamental de cada poço é ϵ_0 desde o mínimo do poço. Estes poços estão deslocados no eixo da energia em um valor de energia Δ . Assim, as energias estão dadas por $E_{l,r} = \pm\Delta/2$. Quando estes poços são aproximados, por exemplo até uma distância d , os estados individuais começam a se hibridizar, formando dois estados novos $\psi_- = 1/\sqrt{2}(\phi_r + \phi_l)$ e $\psi_+ = 1/\sqrt{2}(\phi_r - \phi_l)$, delocalizados ao longo dos dois poços. Considerando o zero da energia no meio entre as energia destes estados hibridizados, elas são dadas por $E^\pm = \pm\Delta_T/2 = \pm(\sqrt{\Delta^2 + \Delta_0^2})/2$, onde Δ_0 é o termo que caracteriza o tunelamento, Δ indica a assimetria do sistema porque os mínimos dos poços não estão ao mesmo nível de energia, e Δ_T é o gap de energia inter-sub-banda total

A análise feita acima para um caso mais próximo ao nosso estudo é quando um campo magnético é aplicado. Assim, as autoenergias serão dadas por:

$$E_n^\pm = \epsilon_n \pm \frac{\Delta_T}{2} \quad \text{com :} \quad \Delta_T = \sqrt{\Delta^2 + \Delta_0^2}, \quad (2.49)$$

onde $\epsilon_n = \hbar\omega_c(n + 1/2)$ indica os níveis de Landau, \pm indicam os estados hibridizados $-$ ou $+$. Quando $\Delta = 0$, o sistema de DQW é simétrico, e nesse caso $\Delta_T = \Delta_{SAS}$ onde Δ_{SAS} é o desdobra-

mento de energia entre os estados das sub-bandas ocupadas. É importante ressaltar que, em caso de sistemas simétricos, o tunelamento depende principalmente do desdobramento de energia dos estados simétrico e anti-simétrico. Outra característica importante nos poços quânticos duplos é a separação entre eles ou a largura da barreira⁵.

2.4 Método auto-consistente

2.4.1 Método auto-consistente em campo magnético zero

O método auto-consistente é uma ferramenta que permite o cálculo do perfil da banda de condução, as sub-bandas de energia e a concentração eletrônica em cada sub-banda e a distribuição total da densidade na banda de condução [43]. Este método é baseado na solução da equação de Poisson e da equação de Schrödinger.

Nós usamos este método para tratar as propriedades de DQWs, principalmente para determinar os estados ocupados. Nós realizamos os cálculos auto-consistentes na ausência de campo magnético e na aproximação de temperatura zero. O cálculo das energias das sub-bandas ocupadas é usado como ferramenta para confirmar a quantidade de estados ocupados que se determinam desde a análise FFT nas curvas de magnetorresistência, principalmente quando a resolução de frequências muito próximas não é possível usando uma análise FFT.

A seguir é descrito o método auto-consistente de maneira resumida: no método auto-consistente, é resolvida a equação de Schrödinger na aproximação da massa efetiva e na aproximação de Hartree para uma partícula [44, 45]. Considerando que o potencial de confinamento varia somente no eixo z , a equação de Schrödinger para a função de onda envelope dos elétrons na i -ésima sub-banda é expressa por:

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2\psi_i}{dz^2} + V(z)\psi_i = E_i\psi_i, \quad (2.50)$$

onde $V(z)$ é a energia potencial calculada de maneira auto-consistente, a qual contém as contribuições das cargas dopantes ionizadas e dos elétrons confinados no DQW, m^* é a massa efetiva dos elétrons, \hbar é a constante de Planck dividida por 2π e E_i é a energia da sub-banda ocupada i . A equação de Poisson é resolvida simultaneamente usando as funções envelope ψ_i , obtidas da equação de Schrödinger:

$$\frac{d^2\phi}{dz^2} = -\frac{4\pi e}{\epsilon} [N_d(z) - n(z)], \quad (2.51)$$

onde ϕ é o potencial eletrostático, e é a carga eletrônica, ϵ é a constante dielétrica do material, $N_d(z)$ é a distribuição de doadores e $n(z)$ é a distribuição eletrônica no DQW. A energia potencial $V(z)$ está relacionada ao potencial eletrostático ϕ :

$$V(z) = -e\phi(z) + V_c(z), \quad (2.52)$$

⁵Largura da barreira foi introduzida na seção anterior 2.3.2.

onde $V_c(z)$ é o perfil da banda de condução livre de portadores, e basicamente representa as descontinuidades da banda de condução nas interfaces que formam o DQW. A distribuição eletrônica $n(z)$ está relacionada às funções de onda envelope ψ_i das sub-bandas ocupadas:

$$n(z) = \sum_{n=1}^N n_i [\psi_i^*(z) \cdot \psi_i(z)], \quad (2.53)$$

onde: N é o número de sub-bandas ocupadas e n_i é a densidade eletrônica em cada sub-banda ocupada que é dada por:

$$n_i = \frac{g_v m^*}{\pi \hbar^2} (E_F - E_i), \quad (2.54)$$

onde: g_v é a degenerescência do vale no caso de um DQW $g_v = 2$; E_i é a energia da sub-banda ocupada i e E_F é a energia de Fermi na aproximação de temperatura zero.

O nome de método auto-consistente vem do fato de que as soluções das equações (2.50) e (2.51) dependem uma da outra, pelo qual (2.50) e (2.51) devem ser resolvidas até chegar a uma solução comum. Para aplicar este método, as equações (2.50) e (2.51) são discretizadas [46, 47] ao longo da região onde vão ser calculados o potencial e a distribuição dos elétrons, e são usados métodos iterativos para resolver cada equação até alcançar a autoconsistência das duas soluções. O método iterativo consta de duas partes: quando se dá o potencial inicial para resolver a equação de Schrödinger na primeira iteração; e quando se tem o potencial total devido ao perfil da banda de condução $V_c(z)$ e o potencial eletrostático.

Para resolver a primeira iteração, o potencial eletrostático é considerado zero e a equação de Schrödinger é calculada usando somente o perfil do potencial da banda de condução para encontrar as funções envelope ψ_i . A quantidade de estados ocupados é calculada resolvendo a densidade de elétrons em cada sub-banda n_i , usando a equação (2.54) junto à condição de que a soma das densidades de cada sub-banda deve ser igual a densidade total n_s . A distribuição dos elétrons $n(z)$ é calculada usando as funções envelope ψ_i encontradas e as densidades por sub-banda ocupada n_i . A partir de $n(z)$, o potencial eletrostático $\phi(z)$ é calculado com base na equação de Poisson (2.51). Uma vez que se conhece $\phi(z)$, na segunda iteração é usada a equação (2.52) para resolver a equação de Schrödinger e os passos detalhados para o caso da primeira iteração devem ser repetidos até alcançar a autoconsistência nas soluções das equações (2.50) e (2.51). Isto é, que a diferença do perfil final de $V(z)$ na última iteração seja desprezível, com respeito à penúltima iteração.

O perfil do potencial da banda de condução $V_c(z)$ depende dos materiais que formam as interfaces no DQW. Nas amostras utilizadas, a estrutura delas é indicada na seção 3.1.1. A região onde é aplicado o método descrito acima compreende a região dos poços quânticos e as regiões dopadas. A região da barreira dos DQWs (camada que separa os poços da região de dopagem) está composta por uma super-rede de *GaAs* e *AlAs*. Esta super-rede em termos de crescimento pode ser considerada como uma liga analógica⁶ de $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$. Assim, a barreira de potencial da super-rede pode ser

⁶O termo de liga analógica é explicado na seção 2.4.3.

encontrada usando a relação do gap da banda de condução em função da concentração de Al [21].

Para criar estruturas com ligas $Al_xGa_{1-x}As$ para diferentes concentrações x de alumínio, é utilizada a técnica de crescimento por MBE [48]. Nesta técnica de crescimento, há dois métodos para criar esse tipo de ligas: o método da liga analógica e o método da liga digital. A seguir são detalhados resultados auto-consistentes, para o caso específico da estrutura de DQW com $d_b = 14\text{Å}$. A barreira (na região do *spacer*) é tratada considerando-a como uma liga digital e como uma liga ternária analógica.

2.4.2 Ligas digitais de $Al_xGa_{1-x}As$

Neste tipo de ligas, a formação da liga ternária de $Al_xGa_{1-x}As$ é obtida pela deposição alternada das ligas binárias $GaAs$ e $AlAs$, cada uma na quantidade apropriada para obter a liga $Al_xGa_{1-x}As$ com a concentração x de Al desejada. Por exemplo, se é desejada uma camada de $Al_xGa_{1-x}As$ com $x = 0,3$ (30%) de Al , então devem ser depositadas camadas sucessivas de três monocamadas de $AlAs$ e sete monocamadas de $GaAs$. Assim, as três monocamadas de $AlAs$ correspondem ao 30%, e o conjunto total das dez monocamadas é o 100%.

Nas figuras 2.13(a)-(c), mostram-se cálculos auto-consistentes para a estrutura de DQW, considerando a aproximação da liga digital, isto é, a barreira de potencial é dada pelas mesmas ligas binárias de $AlAs$ e $GaAs$ ordenadas sequencialmente em 4 monocamadas de $AlAs$ e 8 monocamadas de $GaAs$; mais detalhes da estrutura ver figura 3.1 no capítulo de amostras.

2.4.3 Ligas analógicas de $Al_xGa_{1-x}As$

Neste tipo de ligas, a deposição das camadas de material é contínua. Para crescer uma camada de $Al_xGa_{1-x}As$ com determinada concentração x de Al , deve de ser considerado que o valor de x depende das taxas de deposição de $GaAs$ e de $AlAs$. Assim, para criar perfis com diferente x , só é necessário mudar as taxas de deposição.

Nas figuras 2.13(d)-(e), mostram-se cálculos auto-consistentes para a estrutura de DQW na aproximação da liga analógica. Os resultados são parecidos com o resultado da aproximação da liga digital, mas a comparação é imprecisa porque as barreiras de potencial como função da concentração de Al não estão bem estabelecidas [21].

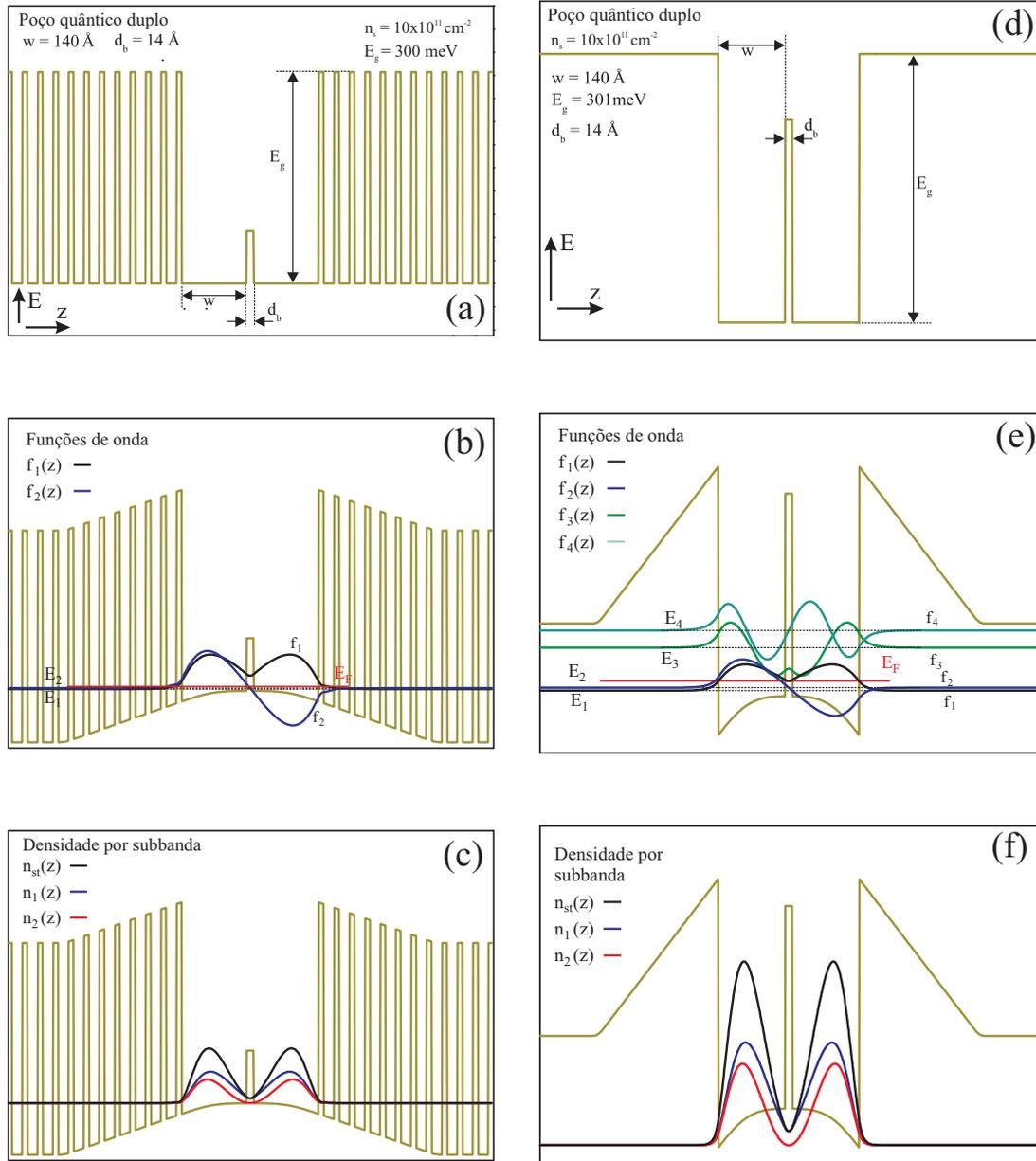


Figura 2.13: Análise auto-consistente de uma estrutura de DQW com largura de barreira $d_b = 14 \text{ \AA}$ com uma barreira de super-rede de camadas de $AlAs$ (4 monocamadas) e $GaAs$ (8 monocamadas) (a)-(c) e com uma barreira equivalente a uma liga ternária de $Al_{0.35}GaAs_{0.65}$ (d)-(f). (a) e (d) perfis da banda de condução sem deformação, (b) e (e) perfis da banda de condução efetiva após colocar cargas no sistema; são indicadas as funções de onda dos estados ocupados, suas respectivas energias e o nível de Fermi (E_F), linha vermelha. (c) e (f) mostram a distribuição total e por sub-banda ocupada dos elétrons ao longo do DQW.

Capítulo 3

Amostras e métodos experimentais

3.1 Amostras

3.1.1 Estrutura das amostras

As amostras utilizadas em nossos estudos foram crescidas usando o método de epitaxia por feixe molecular (MBE, *Molecular Beam epitaxy*). As amostras utilizadas em nossos estudos são DQWs com barreiras de potencial de diferentes larguras. As estruturas utilizadas neste estudo foram crescidas no Laboratório MBE de nosso grupo de Laboratorio de Novos Materiais Semicondutores (LNMS) do Instituto de Física da Universidade de São Paulo, pelo Dr. T. E. Lamas, formado neste grupo, e o Prof. Dr. A. K. Bakarov (do *Institute of Semiconductor Physics* de Novosibirsk, Russia) que colabora com o grupo LNMS. O grupo LNMS tem uma ampla experiência no crescimento de estruturas para o estudo de transporte. Isto é, tem um padrão para obter amostras de boa qualidade além de um controle razoável da quantidade de portadores que podem ser introduzidos na região de interesse.

A estrutura das amostras mostrando as diferentes camadas que a constituem é apresentada na figura 3.1; e também é indicada a espessura de cada camada em Å. Do lado da estrutura, uma aproximação do perfil da banda de condução de toda a estrutura também é apresentado. A seguir, é apresentado um resumo indicando as razões principais pelas quais são crescidas as diferentes camadas desde o substrato até a superfície:

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

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

Uma super-rede de *GaAs* e *AlGaAs* que se constitui numa barreira para evitar a migração das impurezas desde o substrato para as nossas camadas de interesse, neste caso particular o DQW.

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

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

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

Uma primeira dopagem δSi é feita numa monocamada de GaAs, com o objetivo de usar estes elétrons do Si para encher os poços quânticos na região de interesse.

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

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

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

O segundo poço quântico de GaAs, aquele que está mais perto da superfície.

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

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

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

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

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

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

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

Na figura 3.2(a), é extraída a região do DQW da estrutura, na figura 3.1, indicando os principais parâmetros de crescimento: d_{GaAs} a largura da camada de $GaAs$ na super rede (8 monocamadas de $GaAs$), d_{AlAs} a largura da camada de $AlAs$ na super rede (4 monocamadas de $GaAs$), d_w a largura de cada poço, e d_b a largura da barreira que separa os poços. Na figura 3.2(b), é mostrado o perfil da banda de condução com o *spacer* equivalente a uma camada contínua de $Al_{0,33}Ga_{0,27}As$ ¹.

¹Na seção 2.4 é indicado como relacionar um *spacer* formado por uma super rede de $GaAs$ e $AlAs$ com um *spacer* formado por uma liga de $Al_xGa_{1-x}As$.

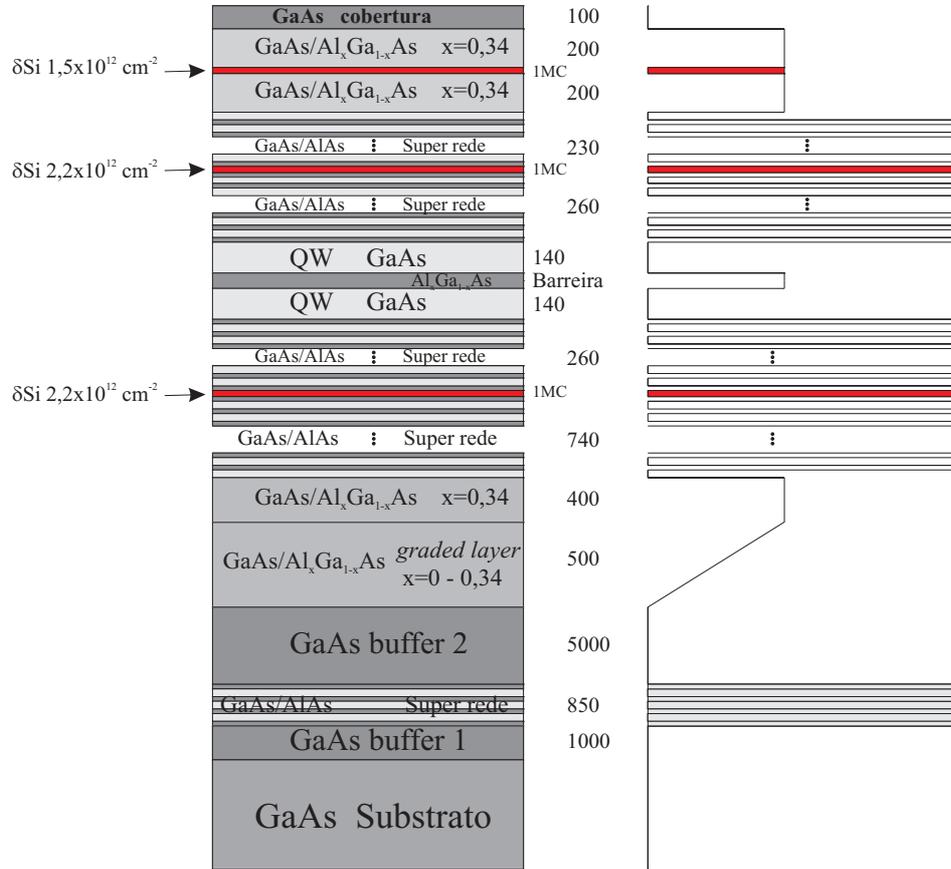


Figura 3.1: Esquema geral das estruturas dos DQWs utilizados para os estudos apresentados nesta tese. São indicadas as diferentes camadas que formam a estrutura de DQW e suas respectivas espessuras em Å. Também é mostrada a aproximação do perfil da banda de condução para este tipo de estrutura.

Uma vez que nosso estudo foi realizado em amostras com diferentes larguras da barreira de potencial, a estrutura apresentada na figura 3.1 varia somente na região da barreira. Na tabela 3.1 é indicada a série de amostras, com diferente largura de barreira, utilizadas em nosso trabalho; onde são indicados os principais parâmetros de crescimento mencionados acima, além da densidade de *Si* nas regiões dopadas, no *spacer*.

A procura de amostras de alta mobilidade (ou alta pureza) é uma das tarefas mais importantes no estudo do transporte eletrônico, já que amostras de altíssima mobilidade permitem a possibilidade da descoberta de novas propriedades físicas na área do transporte eletrônico como foi o caso do estado de resistência zero [2, 3]. Assim, a obtenção de amostras com alta mobilidade constitui um desafio para os crescedores.

Na procura de amostras de alta mobilidade, nestas estruturas foram introduzidas algumas mudanças com respeito às estruturas crescidas normalmente no Laboratório *MBE*. Por exemplo,

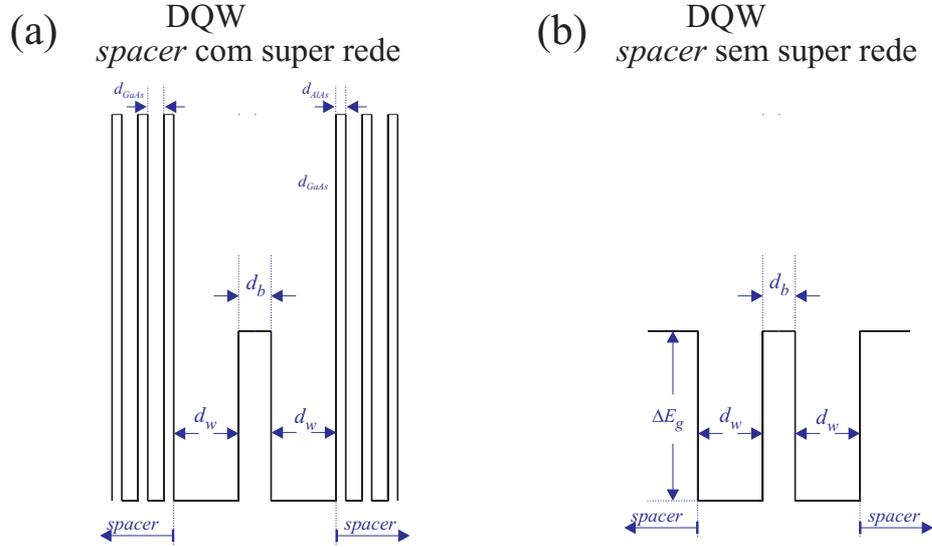


Figura 3.2: (a) Esquema do DQWs extraído da região de interesse da figura 3.1 com o *spacer* formado por camadas da *GaAs* e *AlAs*; d_{GaAs} é a largura da camada de *GaAs* na super rede (8 monocamadas de *GaAs*) e d_{AlAs} é a largura da camada de *AlAs* na super rede (4 monocamadas de *AlAs*). (b) O mesmo DQW com o *spacer* equivalente a um *spacer* formado por uma camada contínua de $Al_{0,33}Ga_{0,27}As$. ΔE_g é o gap de energia entre a banda de condução do *GaAs* e a banda de condução do $Al_{0,33}Ga_{0,27}As$, d_w é a largura de cada poço, d_b é a largura da barreira que separa os poços.

normalmente as camadas *spacer* eram formadas de camadas $Al_xGa_{1-x}As$ com a composição x de acordo as características do material requerido. Essas camadas foram substituídas por super-redes formadas por camadas de *GaAs* – *AlGaAs*, com o objetivo principal de obter estruturas com maior mobilidade [49].

3.1.2 Processamento das amostras

Para realizar o estudo de transporte nas séries de estruturas apresentadas na tabela 3.1, é necessário passar corrente através da estrutura e medir a diferença de potencial em diferentes pontos da amostra e em configurações diferentes com respeito à corrente aplicada. Para poder medir as diferenças de potencial, é necessário colocar contactos ôhmicos e limitar a região da amostra através da qual a corrente vai passar. Assim, a amostra após o crescimento é submetida a outros procedimentos até o estado final requerido para o estudo correspondente. O procedimento mais comum para criar uma região adequada para o fluxo da corrente é criar uma barra Hall (na amostra) através de um processo de fotolitografia. O desenho da barra Halls usada em nossas amostras é mostrado na figura 3.3. Esta barra Hall possui 6 regiões bem definidas, que indicaremos como contactos. A barra Hall é desenhada para passar a corrente pelo canal entre os contactos c1 e c2, denominado canal de corrente. Assim, é possível medir a voltagem longitudinal, ao longo do canal, entre os contactos c3 e c4 (ou c5 e c6). A voltagem transversal ao fluxo de corrente é medida entre os contactos c3 e c6 (ou c4 e c5). Os contactos c1 e c2 são denominados contactos de corrente e os restantes são denominados contactos de

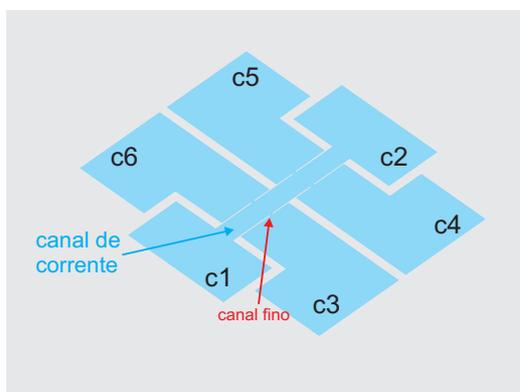


Figura 3.3: Desenho da barra Hall para realizar as medidas de voltagens longitudinal e transversal ao fluxo de corrente. c1, c2,... c6. indicam as regiões onde vão os contactos elétricos. c1 e c2 são os contactos de corrente; os restantes são contactos de voltagem. O canal de corrente é indicado pela seta azul e um dos canais finos que conectam o canal de corrente com os contactos de voltagem é indicado pela seta vermelha.

voltagem. A região de estudo é a parte retangular no canal de corrente, que é limitada pelos canais finos que conectam o canal de corrente com os contactos de voltagem.

Os procedimentos da criação da barra Hall e a colocação de contactos ôhmicos de índio e a fiação dos contactos são resumidos na figura 3.4.

O procedimento da fabricação da barra Hall nas amostras é como segue: após o crescimento, na superfície das amostras é realizada uma limpeza orgânica para tirar possíveis resíduos de gorduras e outras impurezas. Acima dessa superfície é depositada uma camada de resina fotoresistiva (fotore-siste) distribuída de maneira uniforme, ver figuras 3.4(a) e (b). Usando uma máscara com o perfil da barra Hall, é realizada a fotogração do perfil da barra Hall na superfície da camada de fotoresiste através de um fluxo de luz ultravioleta que sensibiliza a região clara, ver figura 3.4(c) e (d).

O procedimento seguinte cria a barra Hall através da aplicação de um ataque químico, corroendo a região que foi sensibilizada até atingir uma boa parte da camada chamada de *buffer 2* e o perfil da

Tabela 3.1: Parâmetros de crescimento das séries de amostras crescidas para o nosso estudo. Parâmetros representados na figura 3.2: ΔE_g é o gap de energia entre a banda de condução do $GaAs$ e a banda de condução do $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$, d_w é a largura de cada poço, d_b é a largura da barreira que separa os poços. n_{Si} é indicada na figura 3.1 e é a densidade de dopagem de Si aplicada numa região (monocamada de $GaAs$) do *spacer*, em cada lado do DQW.

Amostra	n_{Si} (10^{12}cm^{-2})	d_w (Å)	d_b (Å)	ΔE_g (meV)
3227	1,5	140	50	300
3228	2,2	140	20	300
3229	2,2	140	30	300
3230	2,2	140	14	300

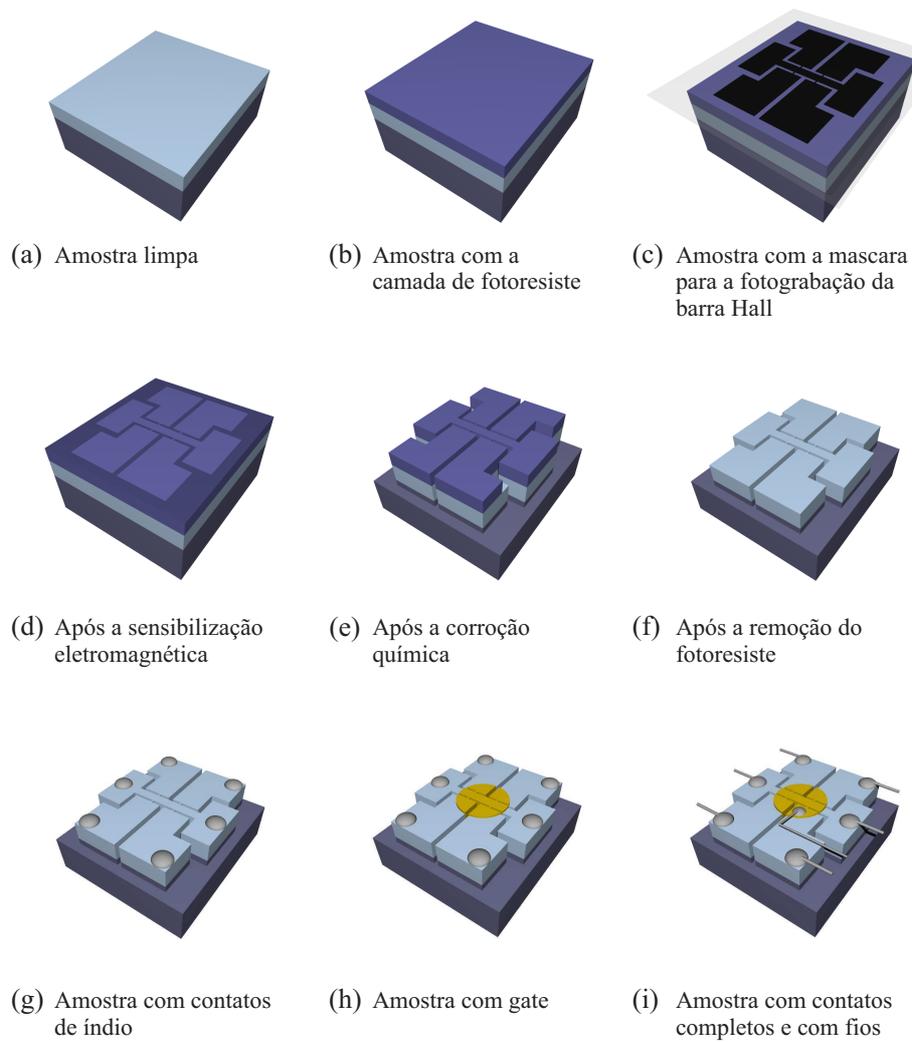


Figura 3.4: Diferentes passos no processo de litografia: (a) A amostra limpa, (b) a amostra com fotoresiste, (c) a amostra com a máscara para gravação da barra Hall colocada na superfície, (d) a amostra com a barra Hall gravada, (e) é feita a decapagem diminuindo as camadas da amostra até o ponto desejado, (f) é retirada a camada de fotoresiste, (g) são colocados os contatos ôhmicos de índio, os seguintes passos são opcionais (h) colocação da porta cobrindo a região da barra Hall e finalmente (i) a colocação do contato ôhmico na porta metálica e a fiação dos contatos.

Tabela 3.2: Parâmetros das amostras estudadas nesta tese: d_b é a espessura da barreira, n_s é a densidade eletrônica e μ é a mobilidade em campo magnético zero. Δ_{SAS}^{teo} é o gap entre os estados simétrico e anti-simétrico calculado de forma auto-consistente e Δ_{SAS}^{exp} é obtido experimentalmente.

Amostras	d_b (Å)	n_s (10^{11} cm^{-2})	μ ($10^3 \text{ cm}^2/\text{Vs}$)	Δ_{SAS}^{teo} (meV)	Δ_{SAS}^{exp} (meV)
3230(A)	14	9,32	970	3,87	4,22
3230(B)	14	9,97	400	3,98	4,3
3228	20	9,8	900	2,59	2,07
3229	31	9,19	870	1,24	0,98
3227	50	8,43	830	0,325	0,65

barra Hall é formado. A seguir, o fotoresiste é removido finalizando o procedimento de criação da barra Hall, ver figuras 3.4(e) e (f).

Para o procedimento da corrosão química, é utilizada uma solução de $H_3PO_4 : H_2O_2 : H_2O$ na proporção 3 : 1 : 50 respectivamente com uma velocidade de corrosão aproximadamente de 800Å por minuto. A velocidade de corrosão depende da qualidade da mistura e a pureza dos materiais, assim a velocidade usada é para nossas estruturas em particular. A limpeza orgânica é feita primeiro com acetona e seguidamente com etanol.

A última etapa é a colocação de contatos ôhmicos de índio através de um procedimento de difusão a 400°C durante 3 min, em atmosfera de N_2 . Um outro processo importante é a colocação de um porta metálica sob a região de interesse através de um processo de evaporação de camadas de titânio, Ti , e ouro, Au , sob a região de interesse. Finalmente se coloca o contato ôhmico sob a porta e a fiação em todos os contatos, ver figuras 3.4(g) - (i).

Parte do processamento das amostras foi realizado em outros laboratórios: a criação da barra Hall foi realizada no Laboratório de Microeletrônica (LME) da Escola Politécnica da Universidade de São Paulo; a deposição da porta foi feita no Laboratório de Pesquisas de Dispositivos (LDP) do Instituto de Física da Universidade Estadual de Campinas (UNICAMP).

3.1.3 Parâmetros de transporte das amostras estudadas

As amostras estudadas nesta pesquisa são indicadas na tabela 3.2 conjuntamente com os parâmetros básicos do transporte: n_s é a densidade eletrônica e μ é a mobilidade em campo magnético zero. Também são indicados os valores de Δ_{SAS} , calculados de forma auto-consistente (Δ_{SAS}^{teo}) e desde o experimento Δ_{SAS}^{exp} . A densidade e a mobilidade são calculados desde medidas de magnetorresistência longitudinal e de Hall. Na seção (3.3.2) de parâmetros básicos de transporte, é indicado como são obtidos estes parâmetros experimentalmente.

Duas características destacáveis podem ser tiradas desta tabela 3.2: a densidade destas amostras é quase a mesma $\approx 9 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, o que possibilita indicar que n_s é constante e que as estruturas com DQWs variam somente na largura da barreira d_b ; a mobilidade destas amostras também pode ser indicada como $\approx 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, exceto a amostra 3230(B). Portanto, nossas amostras são consideradas

no grupo de amostras de alta mobilidade, o qual permitiu o estudo experimental de propriedades não observadas em DQWs.

3.2 Equipamento básico para o estudo do magnetotransporte a baixas temperaturas

Para o estudo de transporte, as temperaturas baixas são um fator importante. Nestas temperaturas, é possível a observação de efeitos quânticos. Conjuntamente às baixas temperaturas, o estudo requer a aplicação de sistemas que criem campos magnéticos externos. Nosso grupo do LNMS do instituto de Física da Universidade de São Paulo possui este sistema. Para a utilização correta e a aplicação de possíveis truques para a estabilização do sistema durante o funcionamento, é necessário um conhecimento básico deste sistema. O aprendizado das técnicas de baixas temperaturas foi feito no Laboratório do LNMS e um aprofundamento deste conhecimento foi feito no LCMI (*Laboratoire de Champs Magnétiques Intenses* do CNRS-Centre nationale de la Recherche Scientifique, em Grenoble, França), durante um estágio realizado no grupo dirigido pelo Prof. Jean Claude Portal. No entanto, aqui indicamos somente os sistemas que temos no LNMS.

No LNMS existe um criostato com uma bobina supercondutora para produzir campo magnético. A bobina permanece imersa num banho de ^4He . A parte superior deste criostato pode ser trocada. Assim o sistema pode ser usado como um sistema VTI (*variable temperature insert*, por conveniência usaremos este nome para este sistema) ou também como um sistema de ^3He . A câmara contendo o ^4He líquido é isolada através de uma câmara de vácuo, outra câmara mais externa contendo N_2 líquido permite limitar a diminuição da temperatura até 77K, e, finalmente, uma câmara externa em alto vácuo para melhorar o isolamento térmico do sistema. Assim, os dois sistemas são diferentes somente no tipo de criostato inserido no banho de ^4He e na faixa de temperaturas que podem atingir. A aparência destes dois tipos de criostatos pode ser observada na figura 3.5. Uma alternativa no conhecimento mais detalhado dos fenômenos físicos envolvidos nestes tipos de sistemas de refrigeração pode ser encontrado no livro de *C.Ens* [50]

3.2.1 Criostato de ^4He

Este sistema é o mais simples deste tipo de equipamento para a realização de estudos a baixas temperaturas. Este sistema é um tipo de VTI que permite atingir uma faixa ampla de temperaturas desde 1.5 K até a temperatura ambiente, embora seja possível medir a altas temperaturas; em nosso estudo, o limite máximo atingido foi de 60 K. A figura 3.6 mostra o esquema básico do princípio de nosso sistema VTI. O princípio de utilização deste sistema está baseado nas propriedades da temperatura e da pressão do ^4He . Na temperatura do líquido de ^4He , a pressão atmosférica é de 4,2 K. Considerando princípios de termodinâmica, diminuindo a pressão do ^4He na sua respectiva câmara, a sua temperatura também diminui. Assim é possível atingir temperaturas até de 1,5 K usando um sistema de bombeamento, mas atingir temperaturas mais baixas se torna mais complicado

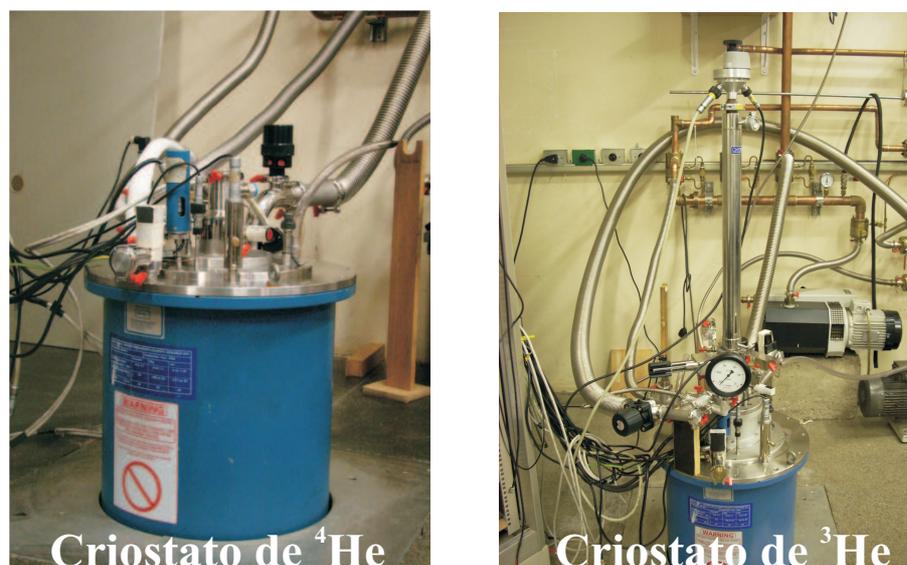


Figura 3.5: Criostato usado para realizar medidas de magnetotransporte. (a) O criostato montado com o sistema apropriado para usar um sistema de refrigeração de ^4He o qual funciona como um sistema VTI. (b) O mesmo criostato montado com o sistema adequado para usar um sistema de refrigeração de ^3He , denominado sistema de ^3He .

uma vez que à temperatura de 2,172 K, o ^4He se torna super-fluido, tornando pouco eficaz o sistema de bombeamento nessas condições.

O sistema total basicamente pode ser descrito como a parte superior do criostato, contendo o porta-amostra, que ao mesmo tempo está imerso num banho de ^4He na câmara principal do criostato. A parte que contém o porta-amostra também contém um banho ^4He , onde o porta-amostra está imerso diretamente. Este banho de ^4He é conectado ao banho de ^4He principal através de uma válvula agulha, a qual é usada para injetar ^4He na câmara onde está o porta-amostra. A adequada injeção de ^4He na câmara da amostra permite estabilizar a temperatura, sendo a mesma um dos parâmetros críticos. O sistema conta com uma resistência localizada na parte inferior do criostato (a parte que contém o porta-amostra), a qual permite aquecer o banho de hélio na câmara que contém a amostra. Este sistema de aquecimento deveria permitir cobrir de modo estável temperaturas desde 1,5 K até 300 K; este método de controle de temperatura foi usado para medir a temperaturas superiores a 4,2 K. Para atingir diferentes temperaturas inferiores a 4,2 K, não foi usada a resistência, mas sim um equilíbrio entre o fluxo do ^4He bombeado da câmara do porta-amostra e o ^4He injetado desde o banho principal de ^4He . Uma vez que a amostra está em contato direto com o banho de ^4He , atingir uma temperatura estável não é simples, isto é, encontrar o fluxo certo do ^4He através da válvula agulha e através da chave que controla o fluxo até a bomba.

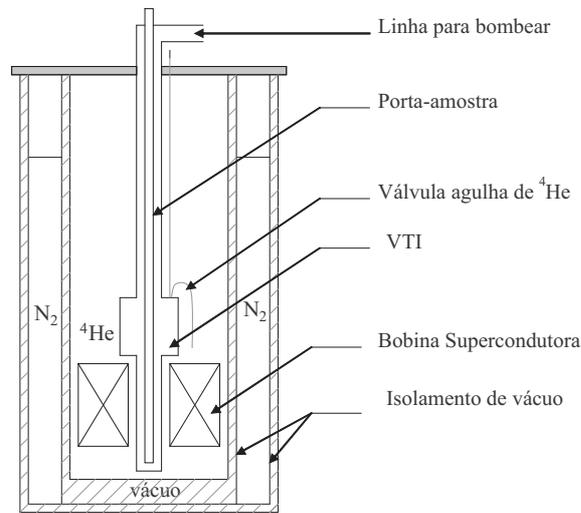


Figura 3.6: Esquema interno básico do de um criostato com o sistema de refrigeração baseado no ^4He .

3.2.2 Criostato de ^3He

Para atingir temperaturas menores que 1,5K, o sistema de ^3He é uma alternativa ao sistema de ^4He . O ^3He está livre dos efeitos: como da condensação de Bose-Einstein e do estado de superfluido na faixa de temperaturas onde são realizados os estudos; isso porque o ^3He é um férmion. No entanto, o problema é que o ^3He é muito caro e é por isso que este tipo de sistema utiliza um sistema fechado de ^3He , justamente para minimizar as perdas deste elemento caro; ver a figura 3.7. A refrigeração usando o ^4He é similar à do sistema anterior e não é a mesma, embora o banho de ^4He seja o mesmo. Basicamente, existe a refrigeração exterior correspondente ao ^4He e a refrigeração interna de ^3He de sistema fechado, onde é introduzida a amostra. O sistema de ^3He consta de dois dispositivos importantes: o denominado 1K *pot* e um sistema de carbono utilizado como um sistema de bombeamento do ^3He . A refrigeração com o ^4He permite manter a temperatura do denominado 1K *pot* em aproximadamente 1,1K. Com o 1K *pot* nessa temperatura, o ^3He é condensado e começa a pingar no fundo do criostato. Assim, se tem a câmara com o ^3He líquido, e para diminuir a pressão nestas condições, é usada uma bomba criogênica de carbono (que é refrigerada pelo sistema de ^4He), que absorve os átomos de ^3He diminuindo, assim, a pressão e a temperatura até 300mK. Este tipo de bombeamento alcança uma saturação e o sistema permanece estável; um período que depende da quantidade inicial de gás ^3He . Em nosso sistema de ^3He , este período alcança uma média de tempo de 30 minutos. Após este período, o ^3He que foi absorvido pela bomba de carbono deve ser liberado, isto é, feito aquecendo o carbono a temperaturas acima de 40 K. Logo, é preciso esperar um tempo razoável para o carbono liberar o ^3He e imediatamente esfriar o carbono, para o ^3He condensar outra vez; este período de tempo em média é de aproximadamente duas horas. Assim, outra vez é possível atingir 300mK, e, para uma terceira vez, o ciclo tem que ser repetido e assim sucessivamente.

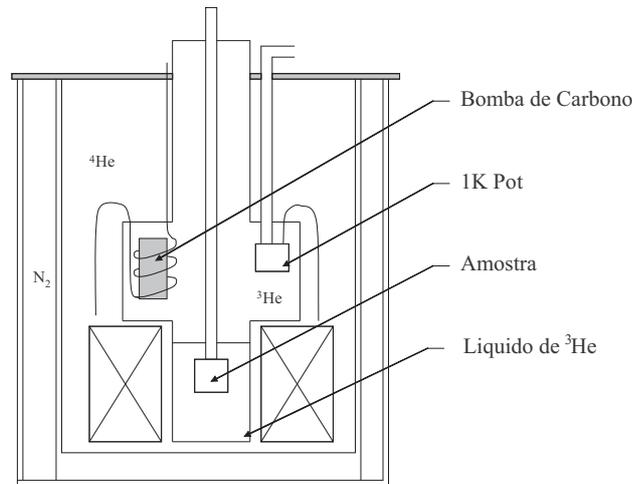


Figura 3.7: Esquema interno básico de um criostato com o sistema de refrigeração baseado no ^3He . O sistema é muito diferente do criostato com refrigeração baseado em ^4He .

3.2.3 A bobina supercondutora

Para gerar campos magnéticos, são usadas bobinas supercondutoras localizadas na câmara com o banho principal de ^4He , uma vez que esta câmara está livre de qualquer sistema de bombeamento; a temperatura é de 4,2K. A supercondutividade permite o fluxo de uma corrente através das bobinas sem dissipação de energia e é gerado um campo magnético. As bobinas são feitas de fios de nióbio e titânio envoltos numa matriz de cobre. A bobina supercondutora de nosso criostato permite atingir nominalmente até 15T com o sistema VTI e com refrigeração normal de ^4He , embora neste sistema seja possível atingir até 17T usando a técnica do ponto lambda, o qual não foi considerado na descrição dos criostatos. Por razões de segurança, para evitar o *quenching*² e poupar o uso do ^4He para a refrigeração, nossas bobinas somente são usadas para gerar campos magnéticos até 12T.

3.3 Procedimentos básicos em medidas de transporte

3.3.1 Como fazer as medidas

As medidas realizadas para nossos estudos estão baseadas em medidas de magnetorresistência e variando alguns parâmetros, como a temperatura e a aplicação de potenciais externos através da porta (*gate*). Estas medidas foram feitas no Laboratório de Novos Materiais Semicondutores, o qual dispõe de equipamentos e da eletrônica necessários para os estudos realizados. Para obter resultados

² *Quench* é um termo incomum utilizado em operações com sistemas magnéticos. Se diz que acontece o *quenching* quando o fio supercondutor passa do estado supercondutor para o estado condutor normal. Particularmente, em sistemas magnéticos refrigerados com ^4He líquido, como é nosso caso, a manifestação do *quenching* é através da evaporação do ^4He líquido, porque a transição do estado supercondutor ao estado normal está sujeito a um aquecimento, pelo efeito Joule, rápido dos fios supercondutores.

no regime linear do transporte é necessário aplicar uma corrente que permita conservar a lei de Ohm, isto é, que a resistência varie linearmente com a corrente. Para conseguir isso, é preciso aplicar uma corrente suficientemente pequena para evitar os efeitos de aquecimento dos elétrons, pelo qual em nosso caso, são preferíveis as menores correntes possíveis. O limite menor da corrente é aquele valor de corrente que permite um acesso bem definido ao sinal procurado, e também que o ruído no sinal de saída seja suficientemente pequeno para ser considerado desprezível. Para ser mais exato nas medidas realizadas, são utilizados cabos apropriados (cabos BNC) e uma detecção do sinal de saída sincronizada com o sinal de entrada. Graças a estas condições, é possível obter um sinal livre de ruído. Uma vez que o ambiente onde são realizadas as medidas tem muito ruído, pela presença de outros equipamentos necessários além do equipamento básico para realizar as medições (motor das bombas, lâmpadas de iluminação, motor de exaustor, etc.), a medição sincronizada é muito importante neste caso.

Na figura 3.8 é mostrado o esquema básico da configuração dos equipamentos para realizar as medidas de resistência. A amostra é colocada no extremo do cano que dá suporte ao porta-amostra. Os contatos são conectados aos diferentes componentes que conformam o sistema de medição através de cabos coaxiais. A voltagem desejada é fornecida pelo lock-in, o qual é acoplado a uma resistência de determinado valor para atingir a corrente desejada. A frequência dessa voltagem pode ser escolhida, e, como este mesmo lock-in é aplicado para realizar as medidas, essa frequência determina a frequência do sinal medido. Para melhorar a resolução do sinal de saída, é utilizado um pré-amplificador fixo.

Todos os equipamentos utilizados para realizar as medidas de resistência são comandados pelo computador. Os equipamentos que fornecem o campo magnético também são comandados pelo computador. A seguir, colocamos uma lista dos principais equipamentos usados em nosso trabalho: um lock-in (EG&G5210), um pré-amplificador (EG&G5186), um conversor analógico digital (HP34401A), uma fonte de corrente OXFORD IPS 120A-10V. Outros dispositivos, como uma fonte de tensão, uma fonte de corrente, alguns multímetros adicionais, foram usados para monitorar as medidas e os controladores de temperatura e do nível do ${}^4\text{He}$ e do nitrogênio no criostato. Alguns destes dispositivos são indicados na figura 3.8.

As medidas são realizadas da seguinte maneira: a amostra é imersa em um banho de hélio (He-3 ou He-4), e uma corrente AC fornecida pelo lock-in é passada através do canal de corrente da barra Hall, ver figura 3.9. A diferença de potencial entre os extremos do canal permite obter a diferença de voltagem longitudinal (V_{xx}), e a diferença de potencial entre os extremos laterais da barra Hall permite medir a voltagem transversal (V_{xy} que vai fornecer a resistência Hall). Os potenciais em cada ponto são enviados a um pré-amplificador, que realiza a diferença, e a amplificação desta diferença de potencial a qual é enviada ao lock-in, que realiza a medida propriamente dita. A medida obtida pelo lock-in é enviada ao conversor analógico digital, que envia o sinal ao computador. O campo magnético é gerado através de uma corrente que, é passada por um sistema de bobinas supercondutoras. Todo este sistema é automatizado. A eletrônica adicional é constituída por uma fonte de tensão, que permite aplicar uma voltagem positiva ou negativa na porta da amostra, e uma fonte de corrente, que é usada para aplicar diferentes correntes à amostra. O criostato também

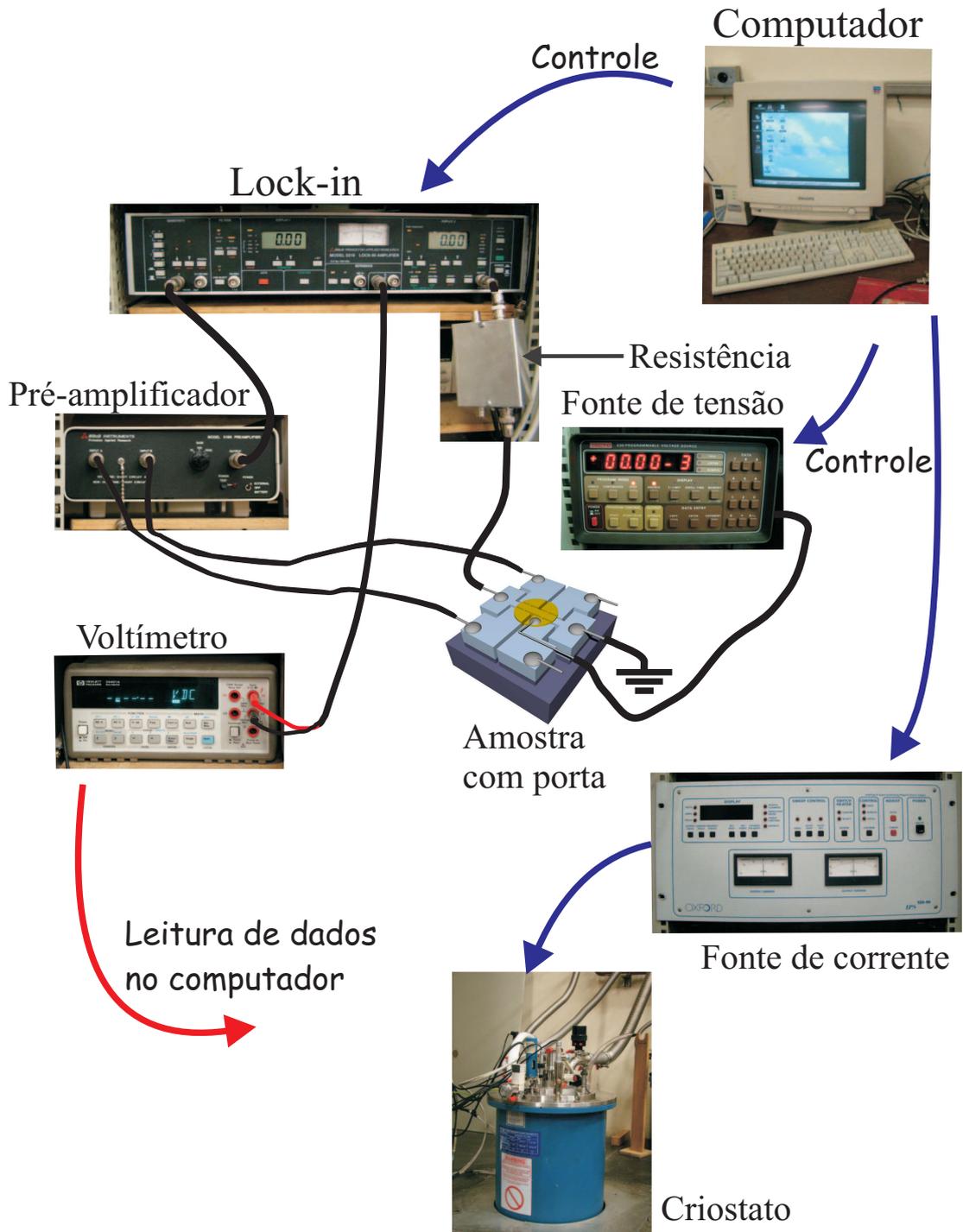


Figura 3.8: Equipamento usado no LNMS para realizar estudos de magnetotransporte. Aqui como um exemplo é mostrado um esquema básico do método de medição da magnetorresistência transversal. Parte do sistema é automatizada usando um programa computacional.

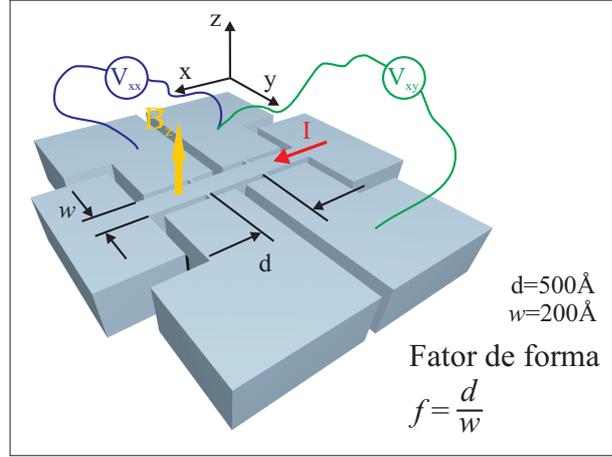


Figura 3.9: Esquema da barra Hall gravada nas amostras de DQWs para o estudo do transporte são indicados o canal de corrente e os respectivos contatos. São indicadas as dimensões da região de interesse largura do canal $200\mu\text{m}$ e o comprimento $500\mu\text{m}$. O fator de forma é dado pela fração do comprimento do canal em relação à largura do canal de corrente, em nossas amostras $f = 2,5$.

conta com outros equipamentos adicionais, como controladores do nível de hélio e de nitrogênio e um sensor de temperatura dentro do criostato perto da posição onde se localiza a amostra.

3.3.2 Parâmetros básicos de transporte

Uma vez que os dados coletados pelo computador são tensões medidas na configuração V_{xx} e V_{xy} , a resistência é obtida através da lei de Ohm. A resistência longitudinal é dada por:

$$R_{xx} = \frac{V_{xx}}{I} \quad (3.1)$$

R_{xx} está em função do campo magnético uma vez que V_{xx} está em função do campo magnético. A resistividade é dada por $\rho_{xx} = R_{xx}/f$ onde $f = d/w$ é o fator de forma geométrico da barra Hall, ver figura 3.9. As unidades da resistência e resistividade longitudinais são as mesmas.

A resistência Hall R_{xy} é equivalente à resistividade ρ_{xy} , e é dada por:

$$R_{xy} = \frac{V_{xy}}{I} \quad (3.2)$$

A densidade eletrônica total é obtida das medidas de R_{xy} usando a relação $\rho_{xy} = -B/en_s$. A partir da curva $R_{xy}(B)$, se obtém a inclinação α da curva na região onde a curva não tem a influência da quantização (platôs). Assim, a densidade é dada por:

$$n_s = \frac{1}{e\alpha} \quad (3.3)$$

Uma vez que ρ_{xy} é dado em [ohms] e B em [T], então α é dado em [m^2/C] e com e em [$10^{-19}C$]; a densidade eletrônica é $n_s = 0,624/\alpha$ em [10^{15}cm^{-2}].

Outro parâmetro importante é a mobilidade de transporte μ a qual é obtida usando a relação $1/\rho_{xx}(0) = n_s e \mu$, a que é dada por:

$$\mu = \frac{f}{e R_{xx}(0) n_s} \quad (3.4)$$

onde $R_{xx}(0)$ é a resistência em campo zero. Com e dado em [$10^{-19}C$], $R_{xx}(0)$ em [ohms], n_s em [10^{11}cm^{-2}] e $f = 2,5$; a mobilidade é $\mu = 1,56/R_{xx}(0)n_s$ em [$10^8\text{cm}^2/Vs$].

Capítulo 4

Oscilações magnéticas inter-sub-banda

4.1 Introdução

A magnetorresistência é um dos fenômenos fundamentais nos estudos dos sólidos, uma vez que diferentes tipos de oscilações são observadas a partir da quantização de Landau dos estados eletrônicos. Os diferentes tipos de oscilações presentes na magnetorresistência têm um mecanismo comum, que é a passagem sequencial dos níveis de Landau, em um campo magnético, através do nível de Fermi. Além das oscilações da condutividade, a aplicação de um campo magnético, em sistemas de gás de elétrons, também é manifestado oscilatoriamente como no caso da susceptibilidade magnética, capacidade calorífica, condutividade térmica e absorção ultra-sônica, todas elas originadas do mesmo mecanismo físico que governa a magnetorresistência. Como nosso estudo está relacionado com o transporte em sistemas 2D, vamos focar o estudo na magnetorresistência.

As oscilações da magnetorresistência estão presentes tanto em sistemas 2D como 3D, e elas estão formadas por diferentes componentes que obedecem a diferentes efeitos físicos, particularmente as oscilações Shubnikov-de Hass (SdH). As oscilações SdH foram amplamente estudadas experimental e teoricamente. Uma teoria semiclássica abrangente das oscilações SdH foi desenvolvida por Lifshitz-Kosevich e Andreev [51]. Como os estudos iniciais de transporte em sistemas 2D estiveram baseados em estudos experimentais com uma sub-banda ocupada, esta teoria tem explicado muito bem esse caso particular. A possibilidade de espalhamento inter-sub-banda em sistemas com duas ou mais sub-bandas ocupadas é manifesta em uma nova componente oscilatória na magnetorresistência, a qual não pode ser explicada no modelo de Lifshitz-Kosevich. Estas oscilações recebem o nome de oscilações de magneto-inter-sub-banda (Oscilações MIS). Uma diferença fundamental em relação às oscilações SdH, é que as oscilações MIS apresentam uma sensibilidade muito baixa à supressão com a temperatura, isto é, permanecem até temperaturas altas onde as oscilações SdH já foram suprimidas. As oscilações MIS já foram objeto de estudo em sistemas de poços quânticos simples

com duas sub-bandas ocupadas tanto experimental quanto teoricamente [7, 8, 9, 12, 24, 52]. Desses estudos foi indicado que a quantidade mínima de componentes oscilatórias em tais sistemas são: duas dos períodos correspondentes às sub-bandas ocupadas e uma outra relacionada ao período das oscilações MIS. As oscilações MIS também foram estudadas em sistemas onde o efeito spin-órbita é importante [10], uma vez que esta interação permite o desdobramento dos estados eletrônicos. Oscilações similares também foram observadas em espectros de magnetorresistência em sistemas de multicamadas de condutores orgânicos [13, 14, 53].

O mecanismo físico que gera as oscilações MIS em sistemas com duas sub-bandas ocupadas é a *modulação periódica da probabilidade de espalhamento inter-sub-banda pelo campo magnético*. Esta modulação periódica é observada quando os níveis de Landau de cada sub-banda são alinhados sequencialmente com o incremento do campo magnético. Também, como esse alinhamento não depende da energia de Fermi, uma baixa sensibilidade das oscilações MIS com a temperatura foi predita por Polyanovsky [7]. De estudos experimentais do tempo de espalhamento, foi observado que a presença das oscilações MIS na magnetorresistência é limitada pela desordem no sistema, motivo pelo qual a presença das oscilações MIS é mais evidente em amostras com alta mobilidade. Já que a amplitude das oscilações MIS está relacionada ao tempo de vida quântico dos elétrons, a variação desta amplitude com a temperatura permite o estudo deste tempo quântico. Um parâmetro importante no espalhamento inter-sub-banda é o gap de energia entre os estados das sub-bandas ocupadas, já que os estudos teóricos indicam que este gap está relacionado ao período das oscilações MIS. Estas duas características mostram a importância das oscilações MIS: como o tempo de vida quântico normalmente é calculado das oscilações SdH a baixas temperaturas, através das oscilações MIS, ele pode ser calculado a temperaturas onde as oscilações SdH já não aparecem. O gap de energia inter-sub-banda é calculado diretamente pela frequência das oscilações MIS, já que ela tem uma relação direta com esse gap. O gap também pode ser calculado através da diferença das densidades eletrônicas em cada sub-banda ocupada (através da análise de frequências das oscilações SdH [8, 9, 54, 55] no caso de DQWs e também em sistemas em que o spin é desdobrado [56, 57]).

Os estudos das oscilações MIS foram feitos principalmente em sistemas de poços quânticos simples com duas sub-bandas ocupadas ou em outros sistemas com dois ou mais estados ocupados. Um poço quântico duplo com acoplamento forte entre os poços individuais é um sistema que tem uma tendência natural a formar duas sub-bandas ocupadas. Assim, um sistema de DQW é um dos sistemas mais adequados para o estudo das oscilações MIS. Embora as oscilações MIS já tenham sido estudadas amplamente em SQWs e sistemas semelhantes, as oscilações MIS têm algumas peculiaridades qualitativamente diferentes. Uma característica interessante é que a manifestação das oscilações MIS é muito mais evidente em DQWs.

Neste capítulo, são apresentados os estudos das oscilações MIS em DQWs, uma vez que a manifestação destas oscilações difere qualitativamente da manifestação das oscilações MIS em SQWs com duas sub-bandas ocupadas. Inicialmente, apresentamos resultados experimentais da magnetorresistência em DQWs a baixas temperaturas e indicando as diferenças entre estas componentes da magnetorresistência. A seguir, apresentamos o estudo de como é possível exercer controle das

oscilações MIS, através da aplicação de potências de *gate* ou crescendo novas amostras de DQWs com diferentes larguras de barreira. Em sequência, é estudada uma das características que distingue estas oscilações das oscilações MIS em SQW, a transferência de momento. A seguir, é apresentado um modelo teórico da resistividade baseado no formalismo de Kubo, o qual foi desenvolvido pelo professor Raichev [20]. Este formalismo também foi aplicado no estudo das oscilações MIS em metais 2D [53], onde os resultados da resistividade baseados na equação de Boltzman podem ser usados só qualitativamente. Aqui apresentamos a solução para a resistividade, a partir da solução da condutividade através do método das funções de Green, usando uma densidade de estados na aproximação auto-consistente de Born (SCBA) e considerando potenciais espalhadores de curto alcance [37, 24]. Junto com este modelo, são comparados os resultados experimentais das oscilações MIS para diferentes DQWs e, por último, é feito um estudo do tempo quântico total até onde os resultados experimentais nos permitem.

4.2 Oscilações magnéticas em DQWs

No caso do estudo de transporte em sistemas bidimensionais, a magnetorresistência é uma ferramenta importante devido a que reflete as mudanças que os estados eletrônicos quantizados impõem ao transporte. Em medidas de magnetorresistência em sistemas 2D, o que é observado diretamente são as mudanças que o campo magnético impõe à resistência do sistema. Para medir a magnetorresistência numa amostra, passa-se uma corrente pequena através da amostra, de tal maneira que ela cria uma diferença de potencial entre diferentes pontos da amostra. A corrente que é passada através da amostra deve ser pequena de modo que a magnetorresistência seja estritamente resultante da aplicação do campo magnético, em outras palavras, o transporte deve permanecer no regime linear. Assim, a magnetorresistência explora a resistência somente como função do campo magnético. O transporte não linear em DQWs será estudado no próximo capítulo.

4.2.1 Oscilações SdH em DQWs

Como já foi dito, um DQW é um dos sistemas mais adequados para confinar elétrons em duas sub-bandas elétricas. Estudamos a magnetorresistência de DQWs com duas sub-bandas eletrônicas ocupadas. É bem estabelecido que o período das oscilações SdH está relacionado às densidades eletrônicas de cada sub-banda ocupada. Assim, as oscilações SdH na magnetorresistência em DQWs com duas sub-bandas ocupadas devem, no mínimo, oscilar com dois períodos. Também é bem estabelecido que as amplitudes das oscilações SdH são suprimidas com o aumento da temperatura, devido ao alargamento térmico, ou segundo a perspectiva de Polyanovsky[7], devido à dependência do período das oscilações com a energia de Fermi.

As medidas de magnetorresistência apresentadas na figura 4.1(a) permitem observar como ela muda com a temperatura. A magnetorresistência é apresentada num espectro amplo do campo magnético, o qual permite distinguir mínimos correspondentes a diferentes desdobramentos dos estados eletrônicos, como o desdobramento entre as sub-bandas ocupadas Δ_{SAS} , o desdobramento do

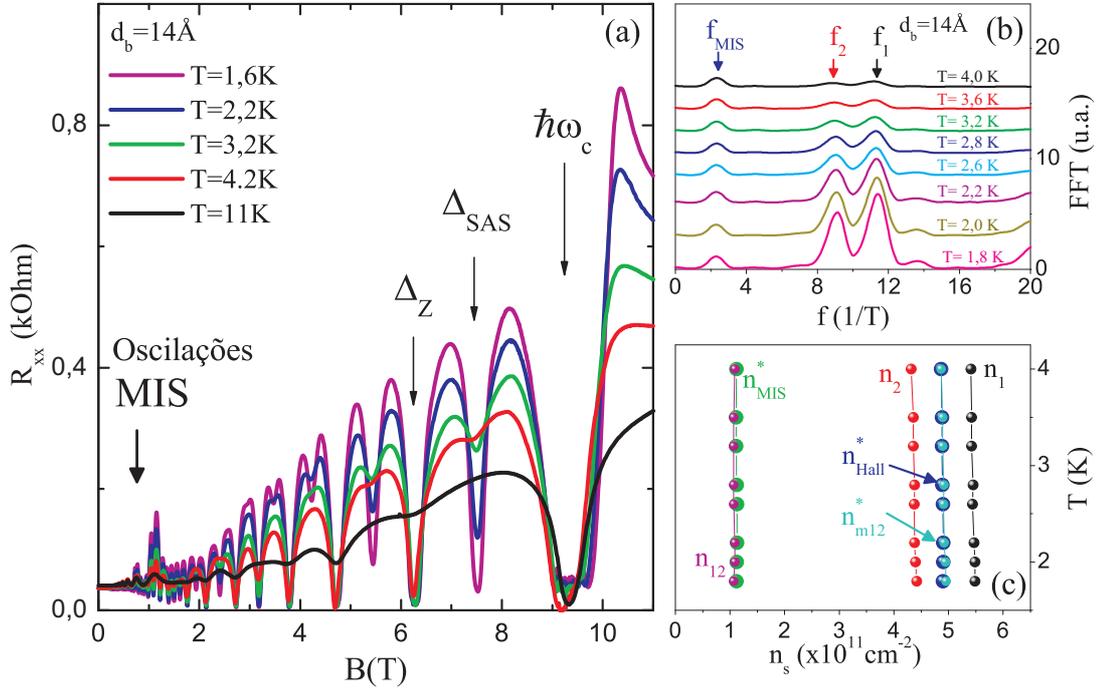


Figura 4.1: (a) Magnetoresistência a diferentes temperaturas para um DQW com largura de barreira $d_b = 14 \text{ \AA}$. Os mínimos indicados com Δ_{SAS} , Δ_Z e $\hbar\omega_c$ correspondem aos desdobramentos dos estados das sub-bandas ocupadas, de Zeeman e a energia de cíclotron respectivamente. As oscilações em campo baixo (picos com amplitudes grandes) correspondem as oscilações MIS. (b) A análise FFT de medidas de magnetoresistência em campo baixo para diferentes temperaturas, f_1 e f_2 são as frequências das componentes SdH da magnetoresistência e f_{MIS} frequência das oscilações MIS. (c) n_1 e n_2 são as densidades das sub-bandas primeira e segunda respectivamente, n_{Hall}^* é a metade da densidade Hall, n_{m12}^* é a media da densidade das sub-bandas ocupadas, $n_{12} = n_1 - n_2$ e n_{MIS}^* é a frequência das oscilações MIS representada em termos de densidade.

spin Δ_Z e a energia de cíclotron $\hbar\omega_c$. No entanto, nosso objetivo é verificar as duas características das oscilações SdH indicadas no parágrafo anterior: as oscilações SdH oscilam com duas frequências e são amortecidas com o aumento da temperatura. A característica da supressão das amplitudes das oscilações SdH é verificada na figura 4.1(a). A $T = 11\text{K}$, a amplitude das oscilações SdH é quase nula, enquanto que, em campo magnético baixo, algumas oscilações persistem com consideráveis amplitudes relativas. Estas oscilações em campo magnético baixo são as oscilações MIS. Uma análise das curvas de magnetoresistência em campo magnético baixo a diferentes temperaturas é feita utilizando o método da transformada rápida de Fourier (FFT)¹ e é apresentada na figura 4.1(b), onde se verifica a presença das oscilações SdH com duas componentes oscilatórias, isto é, com dois períodos diferentes. Na figura, os picos que aparecem nas posições indicadas por f_1 e f_2 correspondem às frequências (períodos) correspondentes à primeira e à segunda sub-banda ocupada e o pico f_{MIS} corresponde à frequência das oscilações MIS. Nesta figura, também se observa que a amplitude dos

¹A Abreviação FFT vem do inglês *Fast Fourier Transform*. O método FFT extrai as frequências com as quais oscila a curva analisada.

picos f_1 e f_2 diminui muito rapidamente em comparação com a amplitude dos picos de f_{MIS} quando a temperatura é aumentada. Isto indica que, na região onde foi feita a análise FFT, a contribuição das frequências f_1 e f_2 vai-se fazendo desprezível com o incremento da temperatura, enquanto a frequência f_{MIS} permanece quase inalterada. As densidades das sub-bandas ocupadas n_1 e n_2 obtidas a partir das frequências f_1 e f_2 (figura 4.1) são apresentadas na figura 4.1(c). Nesta figura, também são apresentadas as quantidades n_{Hall}^* (a metade da densidade obtidas através de medidas Hall em cor azul), n_{12}^* (a média das densidades das sub-bandas ocupadas, em cor ciano), n_{12} (a diferença entre as densidades das sub-bandas ocupadas, em cor púrpura) e n_{MIS}^* (uma quantidade associada à frequência das oscilações MIS, em cor verde). Nesta figura, n_{MIS}^* não tem nenhum significado físico, sendo colocado para verificar o fato de que a diferença das densidades das sub-bandas ocupadas deve ser equivalente a esta quantidade, já que as duas estão associadas ao desdobramento de energia entre as sub-bandas ocupadas. Das equações (2.47) e (2.48):

$$n_{MIS}^* = \frac{m^*}{\pi\hbar}(E_{F1} - E_{F2}) = n_1 - n_2, \quad \Delta_{SAS} = \frac{\pi\hbar}{m^*}(n_1 - n_2). \quad (4.1)$$

Por outro lado é esperado que a densidade das sub-bandas não mude com a temperatura. Uma vez que as medidas da resistência Hall determinam a densidade total nos DQWs, o aparente pequeno desvio de n_{m12}^* com respeito a n_{Hall}^* deve ser considerado com cuidado, pois o método FFT para calcular as densidades das sub-bandas ocupadas não é muito preciso.

4.2.2 Oscilações MIS em DQWs

O estudo das oscilações MIS é realizado em sistemas que confinam duas ou mais sub-bandas; como as amostras de DQWs de AlGaAs-GaAs, que são objeto de nosso estudo, possuem dois estados quantizados, é possível considerar o estudo delas.

Condição para a existência de oscilações MIS em DQWs

A figura 4.2 mostra qualitativamente² o confinamento de duas sub-bandas ocupadas com energias de confinamento E_i ($i = 1$ e 2 indicam as sub-bandas ocupadas) e com a energia de Fermi, E_F , em campo magnético zero. Quando é aplicado um campo magnético, os estados de cada sub-banda são desdobrados em infinitos níveis de energia, dados por $E_{in} = E_i + \hbar\omega_c(1 + 1/2)$ com uma separação entre níveis igual à energia de cíclotron, $\hbar\omega_c$. Estes dois conjuntos de estados conservam a energia de separação entre seus estados, Δ_{12} . Como as densidades de cada sub-banda ocupada estão associadas aos valores E_{Fi} , $n_i \propto E_{Fi}$, então $\Delta_{12} = \Delta_{SAS} = E_2 - E_1$, ver equações (2.47) e (4.1).

A partir da figura 4.2, o mecanismo de alinhamento dos níveis de Landau da primeira sub-banda com os da segunda sub-banda pode ser claramente entendido, e a condição para este alinhamento é dada por:

$$k\hbar\omega_c = \Delta_{SAS} \quad (4.2)$$

²A separação real entre os estados simétrico e anti-simétrico em um DQW é muito pequena.

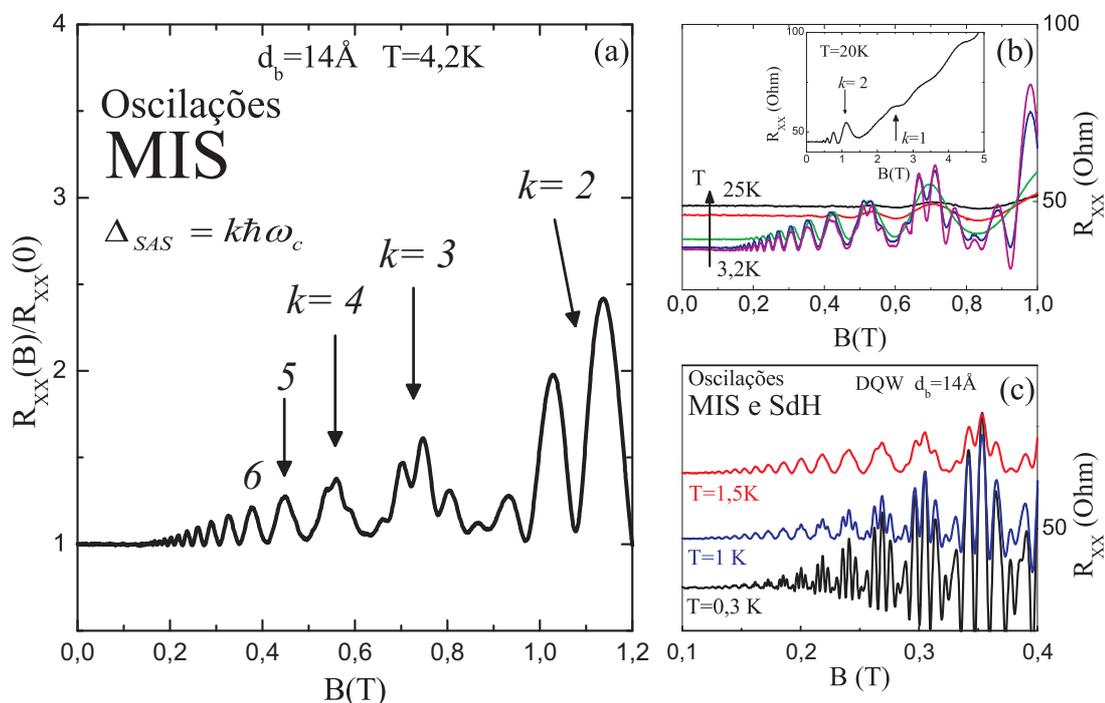


Figura 4.3: (a) Oscilações MIS, k indica os picos correspondentes á condição de ressonância. Esta curva é obtida para a amostra com $d_b = 14 \text{ \AA}$, a temperatura $T = 4,2 \text{ K}$. (b) e (c) mostram o comportamento das oscilações MIS à temperaturas T altas e baixas respectivamente. A figura inserida em (b) mostra que a amplitude das oscilações MIS é grande comparada ao espectro de resistência até 5 T .

tendo uma variação significativa; a outra é que a posição das oscilações MIS é conservada mesmo que as oscilações SdH estejam presentes na região das oscilações MIS. Destas duas características, na região das oscilações MIS, onde também estão presentes as oscilações SdH, não é possível determinar diretamente as amplitudes das oscilações MIS, mas como as oscilações SdH são moduladas pelas oscilações MIS, os valores de campo para os quais acontecem os alinhamentos dos níveis de Landau podem ser determinados.

4.3 Controle do espalhamento inter-sub-banda

Diferentemente de um SQW, em um DQW a existência da barreira entre os dois poços pode dar margem ao surgimento de um grau de liberdade adicional para os elétrons confinados [11], como no caso do controle de espalhamento inter-sub-banda o qual iremos considerar. A assimetria causada pela aplicação de voltagens de porta e a variação da largura da barreira levam a uma variação do espalhamento inter-sub-banda. A seguir vamos tratar desses dois casos.

4.3.1 Controle pela voltagem de porta

O controle do espalhamento com a voltagem de porta está ligado à criação de uma assimetria no potencial de confinamento do sistema.

Num sistema real, a assimetria do DQW não depende só da forma estrutural do poço (poço quântico sem elétrons). Apesar de os poços estudados terem sido crescidos com um perfil simétrico (como pode ser observado na figura 4.2, mais detalhes na figura 3.1), a assimetria total dos sistemas de DQW é determinada pela distribuição de portadores confinados, a qual modifica o perfil inicial do poço estipulado no crescimento da estrutura. O método auto-consistente é uma ferramenta que permite calcular o perfil final do potencial de confinamento, o qual depende da distribuição dos elétrons no DQW. Um perfil final de potencial simétrico é obtido quando os elétrons são distribuídos equitativamente em cada poço. De outro modo, o perfil final do potencial será assimétrico. Assim, em DQWs simétricos, quem determina a simetria do potencial final é a distribuição eletrônica ao longo do DQW. Em nosso caso, nas estruturas de DQWs, a dopagem é feita com Si , o qual é introduzido em uma monocamada de $GaAs$ (δ_{Si}). A dopagem é feita simetricamente em ambos os lados do DQW (também com uma outra camada perto da superfície da amostra para preencher estados de superfície³). Nestas condições, é esperado um sistema quase-simétrico.

Num poço simétrico, as funções de onda se estendem ao longo dos dois poços, resultando assim em uma distribuição uniforme dos elétrons ao longo dos poços. Em amostras como as nossas, que possuem uma porta na superfície, ela pode ser utilizada para variar a distribuição dos elétrons em cada poço. Assim, a assimetria é alcançada de duas maneiras: aplicando potencias positivos, os elétrons vão se concentrar no poço perto da superfície, isto é, a função de onda da primeira sub-banda é comprimida para o lado do poço perto da superfície; e aplicando potencias negativos os elétrons são repelidos para o poço mais distante da superfície, assim, também a função de onda da primeira sub-banda é comprimida para o extremo do segundo poço longe da superfície. Quando se consegue uma assimetria razoável dos estados eletrônicos, embora eles estejam delocalizados, há uma proporção diferente de elétrons em cada poço. Quando são aplicadas voltagens de porta, a densidade total do sistema também muda; quando é aplicado um potencial positivo, a densidade total aumenta; e com potencias negativos, a densidade diminui.

A seguir, demonstra-se experimentalmente as afirmações feitas nos parágrafos anteriores e também se estuda como isso afeta as oscilações MIS, isto é, o espalhamento inter-sub-banda. A magnetorresistência, na região onde aparecem as oscilações MIS, é mostrada na figura 4.4(a) para diferentes voltagens de porta V_g , onde os picos das oscilações MIS $k = 3$ e 4 estão modulados pelas oscilações SdH, e para picos com $k > 5$, os picos são livres das oscilações SdH. As oscilações MIS, na região limitada pelas duas linhas brancas tracejadas ao redor de $V_g = -0,25$ V até $1,1$ V, permanecem quase constantes; entretanto, para as outras regiões da figura, os picos MIS vão se movendo para campos maiores, efeito mais evidente para voltagens $V_g > 1,1$ V. Entretanto, para voltagens $V_g < -0,25$ V esse efeito é menos claro. Na figura 4.4(b), tem-se a análise FFT das curvas usadas na figura 4.4(a); ali se verifica que a frequência das oscilações MIS é quase constante para voltagens de porta dentro da

³Mais detalhes são apresentados na seção (3.1.1).

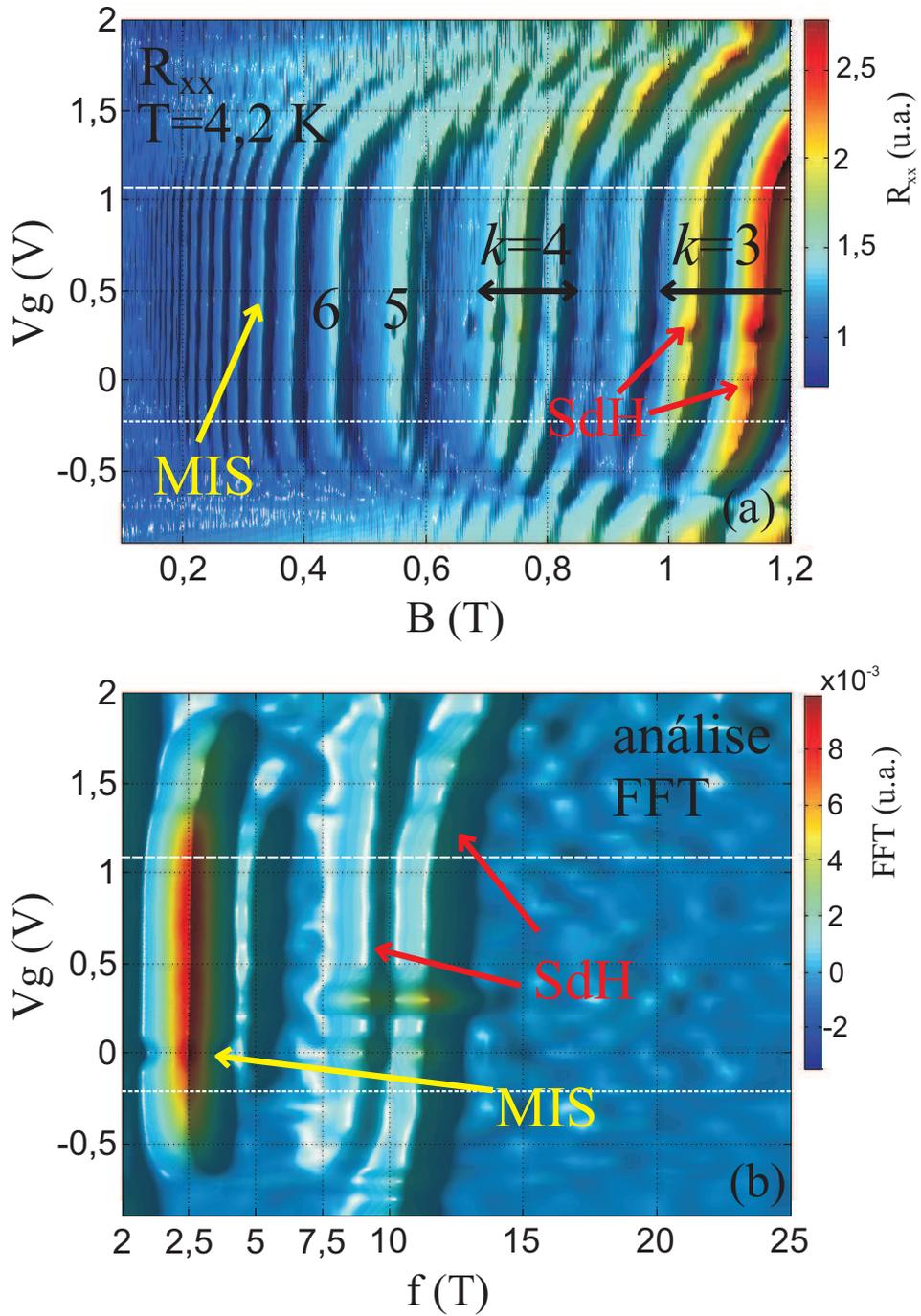


Figura 4.4: (a) Mapa de cores das oscilações MIS variando a voltagem de porta V_g e o campo magnético. Os valores de $k=3, 4, 5, 6$ indicam os picos correspondentes às oscilações MIS. Oscilações SdH são misturadas às oscilações MIS para $k=4$ e $k=3$. As medidas foram realizadas na amostra de DQW com $d_b = 14\text{Å}$. (b) Análise FFT da figura acima, onde a seta amarela indica o pico correspondente à frequência das oscilações MIS e setas vermelhas indicam às frequências SdH correspondentes às sub-bandas ocupadas, n_1 e n_2 .

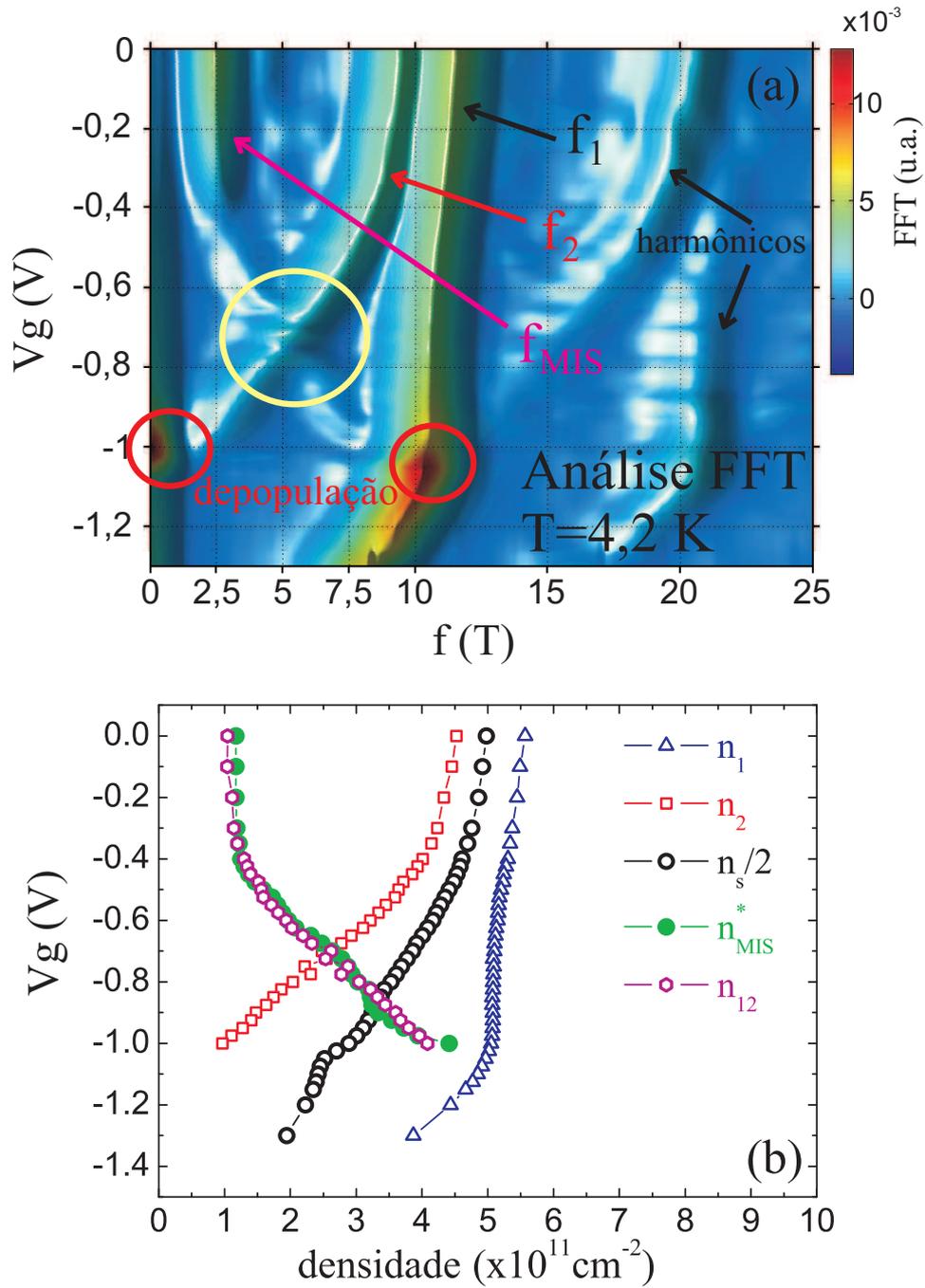


Figura 4.5: (a) Análise FFT da magnetorresistência para medidas de R_{xx} para voltagens de porta negativas para a amostra com $d_b = 14\text{\AA}$ (Amostra B, ver a tabela 3.2). As frequências SdH são indicadas com f_1 e f_2 correspondentes às densidades da primeira n_1 e segunda sub-banda n_2 respectivamente, e f_{MIS} é a frequência correspondente às oscilações MIS. Os círculos vermelhos indicam pontos importantes no processo de depopulação eletrônica do sistema. O círculo amarelo indica o cruzamento dos picos f_{MIS} e f_1 . (b) Análise das frequências mostradas na figura (a) em unidades de densidades; onde $n_s = n_1 + n_2$, $n_{12} = n_1 - n_2$ e n_{MIS}^* é a frequência MIS.

faixa limitada pelas linhas brancas e também se observa como mudam os picos das frequências SdH com a variação de V_g . Como a frequência das oscilações MIS é quase constante numa ampla faixa, isso pode indicar que a assimetria do sistema não é muito significativa, e o fato de que as frequências das oscilações SdH não mudam significativamente nesta faixa de V_g pode reforçar nossa afirmação. Um estudo mais detalhado da mudança das frequências das oscilações MIS e SdH é apresentado na figura 4.5(a), onde se verifica que a frequência das oscilações MIS permanece quase constante desde $V_g = 0$ V até $\approx -0,2$ V; a partir de então ela começa a aumentar devido à depopulação da segunda sub-banda (f_2 diminui), mas esta figura mostra como o pico f_{MIS} cruza o pico f_2 (círculo amarelo) e termina no pico f_1 (círculo vermelho) ao redor de $V_g = -1$ V, quando a segunda sub-banda está completamente depopulada (círculos vermelhos). Como Δ_{12} está associado à frequência MIS ou à diferença das densidades SdH, figura 4.5(b) (f_{MIS} em termos da densidade), verifica-se que a diferença das densidades SdH é quase a densidade n_{MIS}^* ; a qual corresponde a f_{MIS} . Isto significaria que a energia que indica a intensidade do espalhamento inter-sub-banda cresce até a segunda sub-banda ser depopulada, círculos vermelhos na figura 4.5(a), mas o espalhamento inter-sub-banda também depende da simetria do DQW e neste caso o sistema é assimétrico. Assim, o espalhamento inter-sub-banda é suprimido com a assimetria do sistema.

4.3.2 Controle pela largura da barreira

A aplicação de voltagens de porta ao DQW introduz a assimetria no perfil de potencial. No espalhamento inter-sub-banda, além do desdobramento Δ_{SAS} , deve ser considerada a assimetria do perfil do potencial. Num sistema assimétrico, o desdobramento entre os estados da primeira e da segunda sub-banda já não depende integralmente só do tunelamento, equação (3.3), assim $\Delta_T \neq \Delta_{SAS}$. A dependência do desdobramento Δ_{SAS} com a largura da barreira em DWS tem sido estudada, mostrando uma dependência exponencial [54].

Nesta seção, verifica-se a dependência de Δ_{SAS} e das oscilações MIS em relação à largura da barreira. Para fazer um estudo sistemático, foram estudados DQWs com larguras de barreira $d_b = 14 - 50$ Å. A densidade eletrônica, nestas amostras, é $n_s \sim 9 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$, o que permite ter um parâmetro de comparação, ver a tabela 3.2.

A figura 4.6(a) mostra como é o espectro da magnetorresistência em DQWs com diferentes larguras de barreira a $T = 4,2$ K até campos magnéticos altos (os mínimos ν são definidos), e também mostra como varia a resolução dos mínimos de Δ_{SAS} , Δ_Z e $\hbar\omega_c$. A magnetorresistência em campos magnéticos baixos em função de B e $1/B$ é mostrada nas figuras 4.6(b) e 4.6(c) respectivamente.

As frequências associadas às oscilações MIS para os DQWs com diferentes larguras de barreira apresentam uma dependência exponencial com a largura da barreira similar ao comportamento do desdobramento Δ_{SAS} . Isto confirma o fato de que as oscilações MIS não estão associadas às oscilações SdH convencionais, mas são associadas ao espalhamento inter-sub-banda, característica mostrada na figura 4.7(a) e 4.7(b). A figura 4.7(a) mostra a análise FFT da magnetorresistência das curvas da figura 4.6. Nesta figura, apresenta-se duas características importantes de nossas amostras: primeiro, observa-se as frequências correspondentes às oscilações SdH na faixa de frequências entre 7

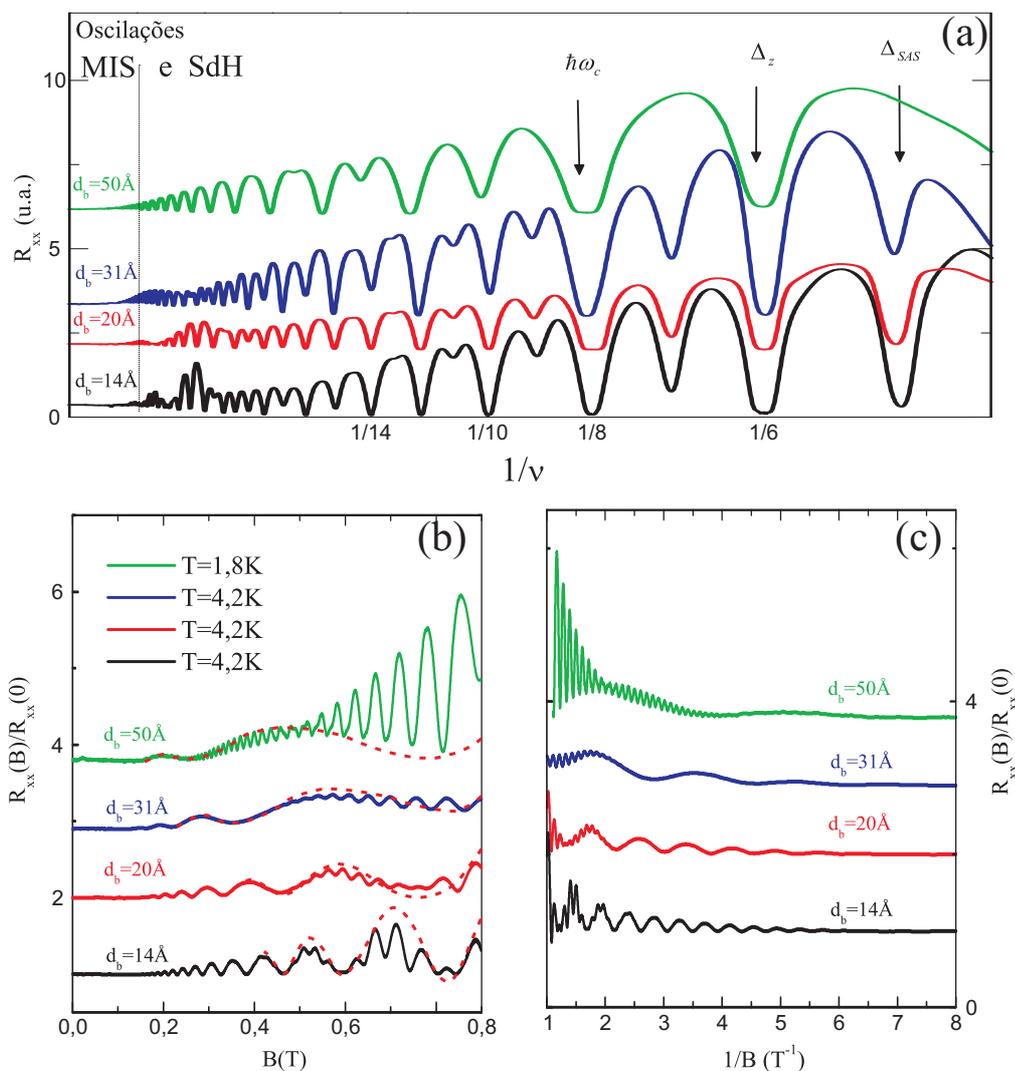


Figura 4.6: Análise da magnetorresistência para amostras de DQWs com diferentes larguras de barreira $d_b = 14, 20, 30$ e 50 \AA . (a) Magnetorresistência em função do inverso do fator de preenchimento indicando os mínimos da magnetorresistência para os tipos de desdobramentos presentes, Δ_{SAS} desdobramento do estado simétrico e anti-simétrico, Δ_z desdobramento do spin e o desdobramento relacionado à energia de ciclotron $\hbar\omega_c$. (b) É extraída a região de campo magnético baixo indicada em (a) mostrando como mudam as oscilações MIS para DQWs com d_b diferentes; as linhas tracejadas (vermelhas) são guias para distinguir às oscilações MIS em relação às oscilações SdH. (c) Os mesmos espectros de (b) mas mostrando a periodicidade como função do inverso do campo magnético.

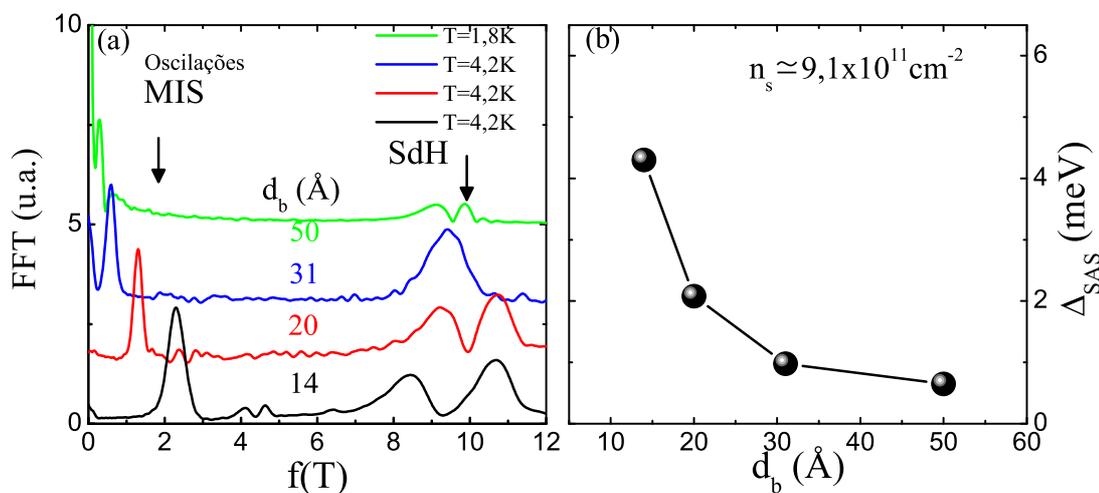


Figura 4.7: (a) Análise FFT das curvas mostradas na figura 4.6(c) claramente se distinguem os picos correspondentes às frequências das sub-bandas ocupadas (oscilações SdH) e a frequência das oscilações MIS. (b) Cálculo da gap de energia Δ_{SAS} a partir dos resultados das frequências MIS na figura (a).

até 12 T e segundo se observa os picos correspondentes as frequências das oscilações MIS (frequências menores de 4 T), mas estas frequências das oscilações MIS são deslocadas para frequências menores com o incremento da largura da barreira. Uma análise desta característica mostra a dependência exponencial das frequências com a largura da barreira. Na figura 4.7(b), apresenta-se o gráfico das frequências MIS (em termos da energia E) como função da largura da barreira, observando o comportamento esperado.

4.4 Transferência do momento no fenômeno das oscilações MIS

O mecanismo físico das oscilações MIS, tanto em poços quânticos simples como em poços quânticos duplos com duas sub-bandas populadas, é o mesmo. Embora o mecanismo físico seja o mesmo, a transferência de momento nestes dois sistemas não é a mesma. Para observar oscilações MIS com amplitude grande, são necessários tempos quânticos grandes e uma alta probabilidade de espalhamento inter-sub-banda; preencher estas duas condições simultaneamente não é muito simples no caso de um SQW com duas sub-bandas populadas. Em SQWs, tempos quânticos grandes normalmente são associados a estruturas com a dopagem modulada, nestes sistemas, a probabilidade de espalhamento diminui muito rápido com o incremento do momento transferido, o que contraria o fato de que o espalhamento inter-sub-banda precisa de um momento transferido grande. Em DQWs, o mecanismo das oscilações MIS não precisa de momentos transferidos grandes. O momento transferido nos processos MIS está relacionado diretamente com a estrutura de bandas dos sistemas com

duas sub-bandas ocupadas. Em um DQW, a energia de Fermi E_F é consideravelmente maior que a separação entre sub-bandas ocupadas Δ_{SAS} , assim, as oscilações MIS têm um período grande comparado às oscilações SdH, e há uma clara distinção entre estas oscilações. Em um SQW, a separação de energia entre sub-bandas ocupadas não é muito pequena comparada à energia de Fermi, e também ela é consideravelmente grande comparada à energia Δ_{SAS} em DQWs, ver a figuras 2.7 e 2.10. O momento transferido no espalhamento inter-sub-banda está diretamente ligado à separação da energia entre as sub-bandas, assim, da conservação de energia, $p_1^2/2m + E_1 = p_2^2/2m + E_2$, onde p_1 e p_2 são os momentos no plano de confinamento antes e depois do espalhamento (estado inicial na primeira sub-banda e estado final na segunda sub-banda), assim o espalhamento precisa de uma mudança grande no momento dos elétrons. Em DQW, para ter um tempo quântico grande e um espalhamento inter-sub-banda forte, não é necessária a condição de uma mudança grande no momento, devido a que a separação das sub-bandas é pequena e a que a probabilidade de espalhamento inter-sub-banda é comparável à probabilidade de espalhamento intra sub-banda.

Nesta seção, foi tratado o caso de um DQW balanceado. Aplicando potencias externos, o espalhamento inter-sub-banda e o tempo quântico são mudados. Essas mudanças podem ser consideradas no tratamento anterior, quando foi aplicada a voltagem de porta.

4.5 Teoria aplicada às oscilações MIS

4.5.1 Oscilações MIS na magnetorresistência

Na seção 3.3, foi apresentada uma introdução sobre o espalhamento em poços quânticos duplos. Nesta seção, retomamos o assunto sob o ponto de vista teórico. Faremos algumas mudanças na nomenclatura: a solução para um sistema de poço duplo considerando o espalhamento elástico de elétrons está baseada no Hamiltoniano:

$$\hat{H} = \begin{vmatrix} \pi^2/2m + \Delta/2 + V_r^u & -\Delta_{SAS}/2 \\ -\Delta_{SAS}/2 & \pi^2/2m - \Delta/2 + V_r^l \end{vmatrix} \quad (4.3)$$

onde $\pi = -i\hbar\nabla_r - eA_r$ é o operador do momento cinético, A_r é o potencial vetor que descreve o campo magnético, V_r^i são potenciais aleatórios de impurezas e outras inomogeneidades, com $i = u$ para o poço perto da superfície (da amostra), e $i = l$ para o poço mais distante desde a superfície; $r(x, y)$ é o vetor posição no plano XY . Δ_{SAS} é o desdobramento das sub-bandas devido ao acoplamento dos poços, e Δ é o desdobramento em ausência de tunelamento e está associado à assimetria do sistema. Quando $\Delta = 0$, o sistema está balanceado ou simétrico. Como foi dito na na seção 3.3, em ausência do potencial aleatório, as energias são dadas por $\epsilon_n^\pm = \pm\Delta_T/2 + \epsilon_n$, onde $\epsilon_n = \hbar\omega_c(n + 1/2)$, e $\Delta_T = \sqrt{\Delta_{SAS}^2 + \Delta^2}$ é o desdobramento inter-sub-banda total; no caso de poços simétricos $\Delta_T = \Delta_{SAS}$.

Para calcular a resistividade diagonal ρ_d no sistema, é considerado um potencial simétrico de curto alcance, caracterizado pela correlação $\langle\langle V_r^i V_r^{i'} \rangle\rangle \simeq w\delta_{ii'}(r - r')$, no limite de desordem baixa, quando a taxa de espalhamento é dada por $1/\tau = mw/\hbar^3$. A partir do formalismo de Kubo, a condutividade é obtida usando a técnica das funções de Green [58] dentro da aproximação auto-

consistente de Born (SCBA, *self-consistent Born approximation*)[59]. O Prof. Raichev obteve uma expressão para a resistividade em DQW com duas sub-bandas ocupadas em termos do fator Dingle $e^{-\alpha}$, onde $\alpha = \pi/\omega_c\tau$. Tanto para sistemas simétricos quanto assimétricos, a resistividade é dada por:

$$\rho_{xx} = \rho_0 \left\{ 1 - 4e^{-\alpha} \mathcal{T} \cos\left(\frac{2\pi\epsilon_F}{\hbar\omega_c}\right) \cos\left(\frac{\pi\Delta_T}{\hbar\omega_c}\right) + e^{-2\alpha} \left[a_+ + a_- \cos\left(\frac{2\pi\Delta_T}{\hbar\omega_c}\right) \right] \right\} \quad (4.4)$$

onde $\rho_0 = m/e^2 n_s \tau$ é a resistividade de Drude em campo zero, $a_{\pm} = 1 \pm \delta^2 - (1 \pm \delta^4)/[1 + (\omega_c\tau)^2]$ e $\delta^2 = (\Delta/\Delta_T)^2$, com a energia de Fermi considerada a partir do ponto médio do gap das sub-bandas e com o amortecimento térmico dado por $\mathcal{T} = (2\pi^2 k_B T / \hbar\omega_c) / \sinh(2\pi^2 k_B T / \hbar\omega_c)$.

A equação (4.4) descreve a magnetorresistência em campo baixo. O termo que contém o fator $e^{-\alpha}$ descreve as oscilações SdH e o batimento devido às duas sub-bandas; o termo que contém o fator $e^{-2\alpha}$ descreve a contribuição das oscilações MIS (termo com coseno) e também contém uma componente positiva da resistência (termo a_+). O fator do amortecimento térmico está presente só no termo correspondente às oscilações SdH, no entanto, as correções térmicas do terceiro termo foram consideradas desprezíveis desde que elas sejam pequenas comparadas ao amortecimento dado pelo segundo termo. Os coeficientes a_{\pm} podem ser expressos em termos dos tempos de espalhamento inter-sub-banda e intra sub-banda, dados por $\tau^{-1} = \tau_{intra}^{-1} + \tau_{inter}^{-1}$, onde $\tau_{intra} = 2\tau/(1 + \delta^2)$ e $\tau_{inter} = 2\tau/(1 - \delta^2)$, o que mostra uma dependência com a assimetria do potencial de confinamento. Então, o coeficiente a_- é proporcional à taxa de espalhamento inter-sub-banda τ_{inter}^{-1} .

Na análise da equação (4.4), especificamente nas oscilações MIS, primeiro, ela não depende da temperatura, segundo, ela é periódica com o inverso do campo magnético $1/B$, e terceiro, ela apresenta máximos quando $\Delta_T = k\hbar\omega_c$, onde k é um inteiro. Quando o DQW está balanceado ($\delta = 0$), tem-se $a_- = a_+$, a distribuição da amplitude das funções de onda ψ^- e ψ^+ são iguais, e a probabilidade de espalhamento inter-sub-banda é a maior possível. Quando a simetria do sistema é modificada pela aplicação de um potencial externo, como a voltagem de porta, δ^2 é incrementado, então as funções de onda começam a estar localizadas em cada poço, dependendo de como é modificada a simetria (potencial positivo ou negativo). Neste caso, o espalhamento inter-sub-banda também começa a ser suprimido. Assim, a amplitude das oscilações MIS (que dependem do coeficiente a_-) diminui, ao passo que o coeficiente da magnetorresistência positiva não oscilatória $e^{-2\alpha} a_+$ começa a crescer.

4.5.2 Comparação das oscilações MIS experimentais e teóricas

Usando o resultado teórico da equação (4.4), é realizada a comparação teórica das oscilações MIS com os resultados experimentais para amostras com diferentes larguras de barreira. Esta comparação é mostrada na figura 4.8.

Comparando resultados na região de campo baixo em as amostras com diferentes larguras da barreira, a concordância é boa. Outra comparação pode ser feita observando só a influência das oscilações SdH em as amostras com diferentes larguras de barreira. Para o ajuste teórico mostrado

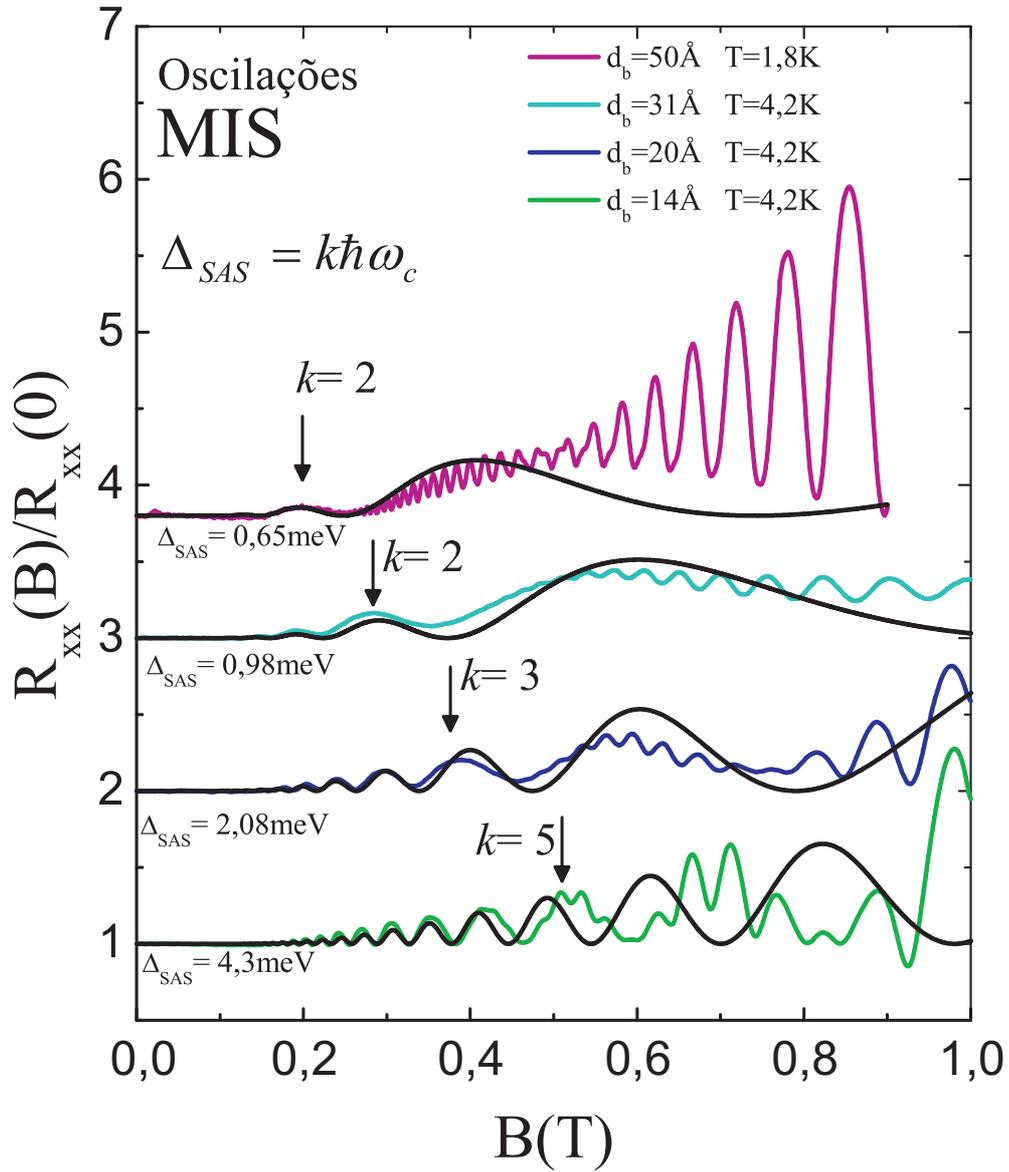


Figura 4.8: Comparação da magnetorresistência experimental na região das oscilações MIS (em cores) com a magnetorresistência teórica (em cor preto) dada pela equação (4.4). k indica o pico particular para cada DQW com diferente d_b . O desdobramento do estado simétrico anti-simétrico é indicado por Δ_{SAS} .

Tabela 4.1: Parâmetros usados na equação (4.4) para amostras com diferentes larguras de barreira d_b : n_s é a densidade eletrônica, τ é o tempo de vida quântico, e $\Delta_T = \Delta_{SAS}^{exp}$ é o gap entre os estados simétrico e anti-simétrico.

d_b (Å)	n_s (10^{11}cm^{-2})	τ (10^{-12}s)	Δ_T (meV)
14(A)	9,32	3,3	4,22
14(B)	9,97	2,64	4,3
20	9,8	3,08	2,08
31	9,19	3,08	0,98
50	8,43	3,7	0,65

na figura 4.8, só é considerada a componente das oscilações MIS da equação (4.4). Os parâmetros usados para o ajuste são resumidos na tabela 4.1.

No primeiro caso, o período e a amplitude experimental e teórica das oscilações MIS estão em boa concordância com os resultados experimentais e teóricos. Nas regiões de campo magnético onde as oscilações MIS não estão misturadas com as oscilações SdH, têm-se um melhor ajuste teórico. Uma peculiaridade interessante é que com o aumento da largura da barreira do DQW se tem mais valores k dentro da faixa de bom ajuste teórico. Para d_b menor que 31 Å, quando aumenta o campo além da região de bom ajuste, a resistência entra na região das oscilações SdH, pode ser observado que o período das oscilações MIS aumenta, e este aumento persiste para campos magnéticos com maior influencia das oscilações SdH. O efeito da influência das oscilações SdH é mais evidente na amostra com barreira menor $d_b = 14$ Å, característica esta que não foi explicada por nós, mas uma provável razão é pela modificação do tunelamento com o campo magnético [60].

4.5.3 Tempo quântico nas oscilações MIS

Um dos resultados importantes do estudo das oscilações MIS é a possibilidade de extrair o tempo quântico τ na faixa de temperaturas em que elas persistem, principalmente à temperaturas altas, onde as oscilações SdH são suprimidas.

Na figura 4.9, são apresentados resultados do tempo quântico, encontrados a partir do ajuste da equação (4.4) com os dados experimentais, como função da temperatura. Observa-se que τ é quase constante a $T < 1K$, e a temperaturas altas ele decresce. Para explicar o decréscimo de τ , não se pode considerar o espalhamento quase-elástico de elétrons por fônons, porque em poços quânticos de *GaAs/AlGaAs* as taxas de espalhamento de fônons acústicos são pequenas na faixa de temperaturas considerada. A consideração do espalhamento elétron-elétron (e-e) em sistemas bidimensionais [61, 62, 63] permite explicar satisfatoriamente o comportamento de $\tau(T)$. Estudos do tempo inelástico τ_{in} (também indicado como τ_{ee}) em sistemas bidimensionais de quase partículas mostram uma dependência de τ_{in} com temperatura.

Estudos de τ_{in} em DQWs permitem distinguir entre o espalhamento e-e intra sub-banda e inter-sub-banda, já que os DQWs são os sistemas mais convenientes para formar duas sub-bandas ocupa-

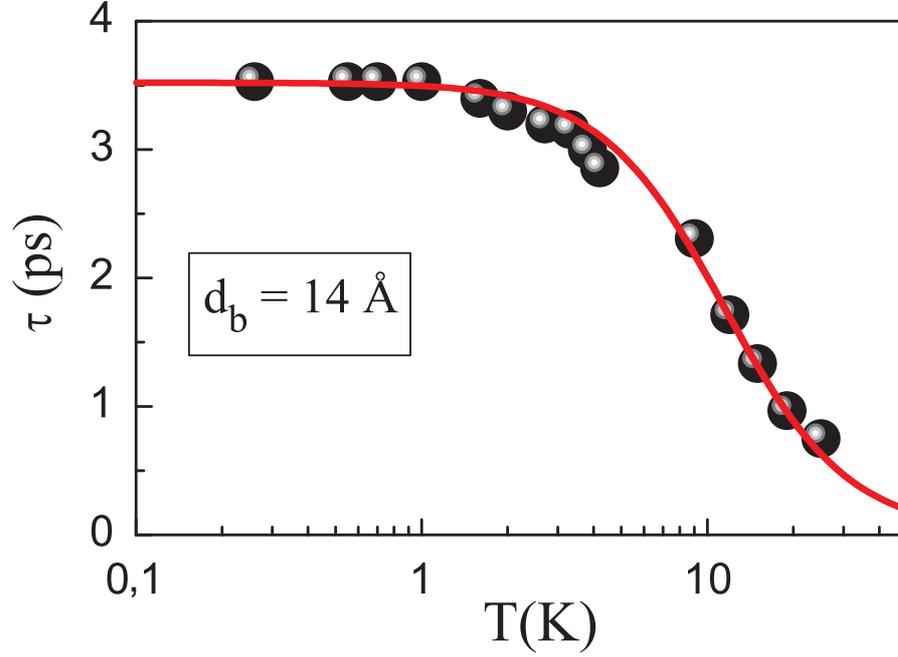


Figura 4.9: Dependência do tempo quântico, τ com a temperatura. Os resultados extraídos das amplitudes das oscilações MIS (círculos) são ajustadas usando a equação (4.6). A curva sólida (vermelha) é o resultado teórico mostrando que $1/\tau$ varia com T^2 .

das [63], o que permite ter esses dois tipos de espalhamentos. O espalhamento e-e intra sub-banda tem uma dependência de $T^2 \ln(T)$ com a temperatura, e a dependência do espalhamento e-e inter-sub-banda está relacionada a $T^2 \ln(\Delta)$ onde Δ é a energia relacionada ao período entre os nodos das oscilações SdH a campo baixo (desdobramento entre os estados simétrico e antisimétrico). Embora $T^2 \ln(T)$ e $T^2 \ln(\Delta)$ permitam distinguir entre os espalhamentos e-e intra sub-banda e inter-sub-banda respectivamente, esses termos são só aproximações mais refinadas desses espalhamentos; a dependência maior da temperatura para os dois tipos de espalhamento e-e é dada pelo fator T^2 (aproximação menos refinada); pelo qual sendo que os termos que contem os logaritmos naturais são muito pequenos, distinguir os refinamentos dos espalhamentos e-e intrasub-banda e inter-sub-banda não é possível. Na Ref. [63] é indicado que o tempo de vida quântico constante a campos baixos depende da mobilidade. Quando a mobilidade é maior, o tempo de vida quântico será constante só em temperaturas menores. Considerando a aproximação indicada nessa referência e a regra de *Matthiessen*:

$$\frac{1}{\tau(T)} = \frac{1}{\tau(0)} + \frac{1}{\tau_{in}(T)} \quad (4.5)$$

esta equação indica que a taxa de espalhamento quântico consiste de duas partes: $\tau(0)^{-1}$, a taxa de espalhamento mínima que é devida às impurezas quando a temperatura é zero; e τ_{in}^{-1} , a taxa de

espalhamento e-e que depende da temperatura. Modificando esta equação para os nossos resultados temos:

$$\tau(T) = \tau(0) \left[1 + \lambda \left(\frac{T}{T_0} \right)^2 \right]^{-1} \quad (4.6)$$

onde $T_0 = \sqrt{\epsilon_F \hbar / \tau(0)}$, e λ é um coeficiente numérico da ordem de 1, que consideramos como um fator de ajuste. A partir dos resultados experimentais, calculamos as outras variáveis: $\epsilon_F \simeq 17$ meV, $\hbar / \tau(0) \simeq 0,2$ meV, e o $\lambda = 3,5$. O resultado de τ , equação (4.6), é mostrado na curva sólida na figura 4.9. Os resultados experimentais de τ sendo constante a $T < 1$ K e diminuindo a temperaturas altas verifica de maneira muito clara a teoria desenvolvida na Ref. [63]. Portanto, a diminuição de τ com a temperatura é atribuída ao espalhamento elétron-elétron.

Capítulo 5

Magnetorresistência não Linear em DQWs

5.1 Introdução

A linearidade no transporte está associada à lei de Ohm, onde a corrente que flui num sistema é proporcional ao campo elétrico. Quando essa proporcionalidade não é obedecida, entra-se no regime não linear do transporte. A não linearidade do transporte em sistemas 2D de elétrons sob a aplicação de campos magnéticos perpendiculares foi amplamente estudada, inicialmente associada à quebra do efeito Hall quântico [15] pela aplicação de correntes altas, causando o aumento da temperatura na rede. O estudo dos efeitos não lineares no transporte em sistemas 2D tornou-se importante, já que a aplicação de correntes altas modifica substancialmente a resistência [4, 16, 17, 18], não só na região da quantização, mas também em campos magnéticos baixos e a temperaturas altas, quando os níveis de Landau são sobrepostos e as oscilações SdH são suprimidas. Os principais resultados estudados até a atualidade são a aparição de novos tipos de oscilações após a aplicação de campos magnéticos ou corrente elétrica [4, 17] e a diminuição da resistência pela aplicação da corrente elétrica, até para correntes moderadas. Estes fenômenos são de origem quântica, causados pela quantização em níveis de Landau dos estados eletrônicos, demonstrando a influência da corrente na contribuição quântica da resistividade. Destes fenômenos, o primeiro, relacionado às oscilações, foi explicado pela modificação do espectro eletrônico na presença do campo Hall [4, 16, 64]. O segundo, relacionado à diminuição da resistência, está associado à modificação da difusão eletrônica no espaço de energia, o que leva a considerar a parte fora do equilíbrio da função de distribuição [65], embora uma teoria explicando os dois fenômenos tenha sido recentemente apresentada [66].

O fenômeno das oscilações induzidas pelo campo Hall foi extensamente estudado, mas, no caso do fenômeno de decrescimento da resistência, embora se tenham dados disponíveis [18], e a teoria tenha predito mudanças não triviais na função de distribuição pela aplicação de correntes dc, os dados disponíveis não são suficientes para dar uma interpretação definitiva do decrescimento da re-

sistência em termos da teoria. Assim, é necessária uma quantidade maior de resultados confirmando o fenômeno ou revelando novas características. Uma vez que mudanças na função de distribuição eletrônica estão relacionadas à diminuição da resistência, vamos estudar este fenômeno em DQWs pela aplicação de correntes dc. Os DQWs estudados no capítulo anterior serão utilizados no presente estudo, isto é, pela aplicação de correntes dc, as oscilações MIS são modificadas, principalmente na amplitude. A manifestação da não linearidade no transporte em DQWs é dada pela inversão dos picos das oscilações MIS em relação ao regime linear. Junto com este fenômeno, são observadas outras características também importantes, como o campo de inversão e o desdobramento das oscilações MIS, as quais serão explicadas posteriormente. Estes fenômenos observados serão explicados satisfatoriamente considerando a teoria [65], que também permitirá a extração do tempo inelástico a partir dos dados experimentais.

5.2 Aplicação de correntes dc em DQWs

O estudo teórico da aplicação de correntes dc em sistemas 2D foi efetuado por Dimitriev [65] em sistemas eletrônicos com uma sub-banda ocupada considerando um termo oscilatório na função de distribuição. Este modelo teórico foi generalizado para um sistema com duas sub-bandas ocupadas pelo Prof. Raichev [67]. Aqui vamos apresentar um resumo desse modelo teórico, o qual considera que o espalhamento elástico dos elétrons é mais intenso que o inelástico. A distribuição eletrônica é considerada quase constante a correntes moderadas, quando o momento ganho pelos elétrons se movimentando no campo elétrico entre eventos de espalhamento é bem menor que o momento de Fermi. E, uma vez que o espalhamento elástico inter-sub-banda é mais forte que o espalhamento inelástico, a parte isotrópica da função de distribuição eletrônica f_ϵ , é comum para as duas sub-bandas e dependem só da energia dos elétrons. Assim, a principal influência da corrente na condutividade dissipativa é associada a mudanças na parte isotrópica da função de distribuição eletrônica f_ϵ , a qual aparece na expressão da condutividade através de sua primeira derivada:

$$\sigma_d = \int d\epsilon \left(-\frac{\partial f_\epsilon}{\partial \epsilon} \right) \sigma_d(\epsilon), \quad (5.1)$$

$\sigma_d(\epsilon)$ descreve a contribuição dos elétrons com uma energia fixa, e é proporcional ao quadrado da densidade eletrônica. Quando uma corrente flui através de uma amostra causa a difusão dos elétrons no espaço de energia. Isto é refletido na equação cinética. Assim, o estudo da aplicação de correntes dc é feito através da equação cinética. Quando uma corrente j passa através de uma amostra, a equação cinética é dada por:

$$\frac{P}{D_\epsilon \sigma_d} \frac{\partial}{\partial \epsilon} \sigma_d(\epsilon) \frac{\partial}{\partial \epsilon} f_\epsilon = -J_\epsilon(f), \quad (5.2)$$

onde $P = j^2 \rho_d$ é potência de Joule dissipada (energia por unidade de tempo e unidade de área do sistema eletrônico) expressa através da resistividade diagonal ρ_d , j estritamente é a densidade de corrente, e D_ϵ é a densidade de estados. J_ϵ é a integral de colisão.

A equação (5.2) é resolvida considerando uma função de distribuição $f_\epsilon = f_\epsilon^0 + \delta f_\epsilon$, onde o primeiro termo oscila lentamente com a energia de cíclotron e o segundo termo oscila bem mais rápido. A densidade de estados que aparece na equação (5.2) através de funções de Green (na aproximação auto-consistente de Born (SCBA)) é expressa em forma adimensional como $\mathcal{D}_\epsilon = 1 + \gamma_\epsilon$ com a parte oscilatória γ_ϵ com a periodicidade dependente da energia de cíclotron ($\hbar\omega_c$).

Considerando que o principal mecanismo de espalhamento é o espalhamento elétron-elétron, a integral de colisão na equação (5.2) pode ser expressa como:

$$J_\epsilon(\delta f) = -\frac{1}{\tau_{in}} \frac{\partial f_\epsilon^0}{\partial \epsilon} \frac{1}{\mathcal{N} \mathcal{D}_\epsilon} \sum_{jj', j_1 j_1'} M_{jj', j_1 j_1'} \langle \mathcal{D}_{j\epsilon} \mathcal{D}_{j_1\epsilon + \delta\epsilon} \mathcal{D}_{j'\epsilon'} \mathcal{D}_{j_1'\epsilon' - \delta\epsilon} \rangle_{\epsilon', \delta\epsilon} \times [\varphi_\epsilon + \varphi_{\epsilon'} - \varphi_{\epsilon + \delta\epsilon} - \varphi_{\epsilon' - \delta\epsilon}]_{\epsilon', \delta\epsilon}, \quad \mathcal{N} = \sum_{jj', j_1 j_1'} M_{jj', j_1 j_1'} \quad (5.3)$$

onde $\delta\epsilon$ é a energia transferida numa colisão e-e, $M_{jj', j_1 j_1'}$ é a probabilidade de espalhamento dos elétrons (desde um estado inicial j e j' a um estado j_1 e j_1'), \mathcal{N} é a constante de normalização e os colchetes $\langle \dots \rangle_{\epsilon, \delta\epsilon}$ indicam a média da energia no intervalo de energias ϵ e $\delta\epsilon$. A equação (5.3) obtida pelo Prof. Raichev é uma generalização do resultado da Ref. [65]. A aproximação mais simples desta equação ocorre na aproximação do tempo de relaxação, quando o tempo de espalhamento inelástico τ_{in} descreve a relaxação a campos magnéticos baixos, uma vez que a densidade de estados (\mathcal{D}_ϵ) não depende do termo oscilatório (γ_ϵ). Assim, a integral de colisão é expressa em termos do tempo de espalhamento inelástico, $J_\epsilon(\delta f_\epsilon) = -\delta f_\epsilon / \tau_{in}$.

A resistividade $\rho_d = \sigma_d^0 / \sigma_\perp^2$, de acordo com a equação (5.1), é dada por:

$$\rho_d = \rho_0 \int d\epsilon \mathcal{D}_\epsilon^2 \left(-\frac{\partial f_\epsilon^0}{\partial \epsilon} \right) \left(1 + \frac{\partial \phi_\epsilon}{\partial \epsilon} \right), \quad (5.4)$$

onde a derivada da função de distribuição é $\partial f_\epsilon / \partial \epsilon \simeq (\partial f_\epsilon^0 / \partial \epsilon) [1 + \partial \phi_\epsilon / \partial \epsilon]$. As funções ϕ_ϵ determinam a parte oscilatória da função de distribuição e são expressas em termos de séries de harmônicos.

A resistividade é resolvida na aproximação do primeiro harmônico da parte oscilatória da função de distribuição, considerando que a parte oscilatória da densidade de estados γ_k é expressa em termos dos fatores de Dingle $e^{-k\alpha}$ ($\alpha = \pi / \omega_c \tau$, e k indica a ordem da serie de harmônicos) e, desde que em campos suficientemente pequenos, $e^{-\alpha}$ é pequeno. Assim, nesta aproximação, a resistividade é dada por:

$$\frac{\rho_d}{\rho_0} = 1 + e^{-2\alpha} \frac{1 - 3Q}{1 + Q} \left(1 + \cos \frac{2\pi \Delta_{12}}{\hbar\omega_c} \right) - 4e^{-\alpha} \mathcal{T} \cos \left(\frac{2\pi \epsilon_F}{\hbar\omega_c} \right) \cos \left(\frac{\pi \Delta_{12}}{\hbar\omega_c} \right), \quad (5.5)$$

onde:

$$Q = \frac{2\pi^3 j^2 \tau_{in}}{e^2 n_s \omega_c^2 \tau_{tr}}, \quad (5.6)$$

é um parâmetro adimensional que caracteriza o efeito não linear do transporte devido à corrente dc. Este termo é calculado além da aproximação do tempo de relaxamento e não depende da ordem dos

harmônicos.

Na equação (5.5), o termo proporcional a $e^{-2\alpha}$ é diferente de um termo similar na teoria para uma sub-banda apenas [65] porque nesta equação este termo é modulado pelo fator $[1 + \cos(2\pi\Delta_{12}/\hbar\omega_c)]/2$, que descreve as oscilações MIS. O último termo, que é proporcional a $e^{-\alpha}$, descreve as oscilações SdH. Assim, nesta aproximação, a não linearidade do transporte vai ser refletida inteiramente pela modificação das oscilações MIS.

5.3 As oscilações MIS sob a aplicação de corrente dc

Para o estudo do efeito não linear no transporte eletrônico, foram usados os mesmos DQWs utilizados para o estudo apresentado no capítulo anterior, ver tabela 3.1.

Uma vez que o estudo não linear do transporte é baseado nas oscilações MIS, são escolhidos os DQWs com largura de barreira de 14 Å, porque eles apresentam maior quantidade de picos MIS (distinguíveis na curva de magnetorresistência), e também porque a amplitude desses picos é maior e mais bem resolvidos (livres das oscilações SdH). Assim, só serão apresentados os resultados das amostras com largura de barreira $d_b = 14$ Å.

Assim, neste caso as nossas amostras utilizadas têm mobilidades diferentes: amostra (A), com $9,75 \times 10^5$ cm²/Vs e amostra (B) 4×10^5 cm²/Vs, ver tabela 3.2. As medidas realizadas foram feitas usando a técnica convencional do lock-in a baixa frequência de 13 Hz. Da periodicidade das oscilações MIS com o campo magnético, B no regime linear, foram encontrados os valores do desdobramento entre os estados simétrico e anti-simétrico, Δ_{SAS} , para a amostra (A) 3,7 meV e para a amostra (B) 5,1 meV.

A aplicação sistemática de corrente nas amostras permite observar a modificação dos espectros da magnetorresistência, onde os picos das oscilações MIS observados no regime linear são invertidos. Acompanhando esta inversão dos picos MIS, aparece um valor característico de campo magnético, este valor de campo magnético é denominado campo de inversão. Com o incremento sistemático da corrente, este valor de campo de inversão é deslocado para campos maiores. Também para campos maiores do que os campos de inversão, observa-se uma característica interessante relacionada ao espalhamento inter-sub-banda (provavelmente anulando-o), isto é, o desdobramento dos picos das oscilações MIS do regime linear.

5.3.1 Inversão dos picos das oscilações MIS

O comportamento não linear de um DQW pela aplicação de corrente é observado na modificação da magnetorresistência após a aplicação sistemática da corrente dc. Para fazer uma análise experimental deste fenômeno, consideramos as figuras 5.1(a) e 5.2(a). Nelas são apresentadas a resistência como função do campo magnético para diferentes correntes. Na figura 5.1(a), é observado que, para correntes pequenas (curva preta, 5 μ A), a magnetorresistência é positiva e modulada pelo período grande das oscilações MIS, visíveis claramente acima de $B = 0,1$ T. Também é observado que o período menor das oscilações SdH é superposto às oscilações MIS, a campos magnéticos maiores.

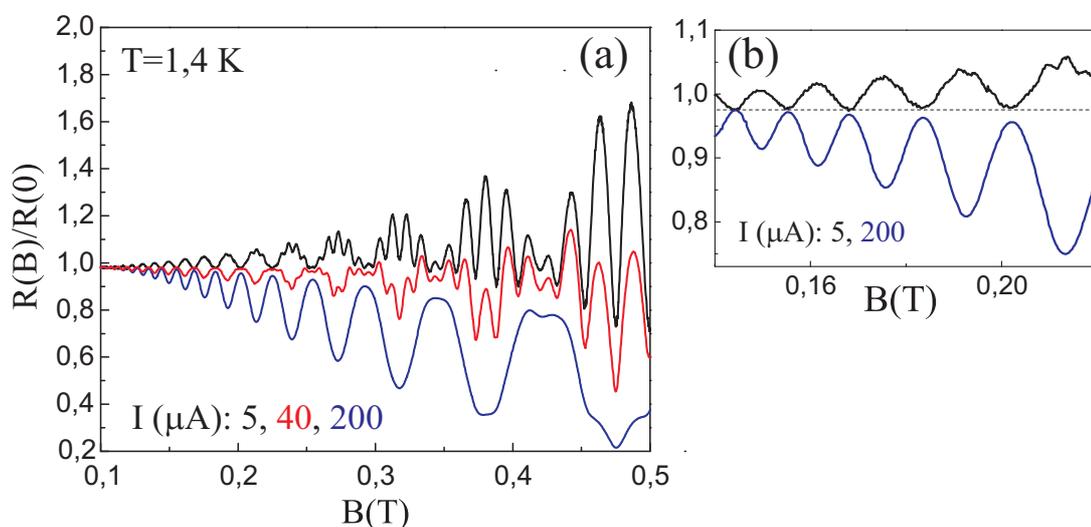


Figura 5.1: (a) Magnetorresistência experimental da amostra (A) a diferentes correntes I a $T = 1,4$ K. (b) Curvas de magnetorresistência em campo baixo no regime linear (curva em preto) e no regime não linear quando há saturação (curva em azul), estas curvas são extraídas de (a).

Com o incremento da corrente I , as amplitudes dos picos das oscilações MIS diminuem (curva vermelha, $40 \mu\text{A}$) para logo serem invertidas e passar a crescer progressivamente, até alcançar uma amplitude de saturação (curva azul, $200 \mu\text{A}$). O caso da saturação é indicado na figura 5.1(b), onde a amplitude dos picos invertidos é maior em três ordens de grandeza em relação à amplitude dos picos MIS no regime linear; este caso será discutido na seguinte seção. As figura 5.1(a) e 5.2(a) mostram que a evolução da inversão dos picos MIS para temperaturas diferentes depende da corrente; este fato também será explicado na seção seguinte.

Esta inversão da magnetorresistência é associada à inversão da componente quântica da magnetorresistência, como será indicado posteriormente. Este fenômeno é bem explicado pelo modelo representado pela equação (5.5). Considerando que a análise da magnetorresistência é feita na região de campo magnético onde há oscilações MIS, o termo dominante é o segundo. Para valores de corrente j , tal que $Q = 1/3$ esse segundo termo se anule (ver equações (5.5) e (5.6)). Este valor de Q nos permite definir um campo magnético característico, equação (5.6), que denominaremos campo de inversão, B_{inv} , o qual pode ser extraído experimentalmente, ver figura 5.2(b). Uma vez que este termo está relacionado ao tempo inelástico, em uma seção seguinte será feita uma análise de B_{inv} com maior detalhe.

5.3.2 Saturação das oscilações MIS invertidas

A saturação dos picos invertidos das oscilações MIS com o incremento sistemático da corrente, mencionada na seção anterior, será estudada com maior detalhe.

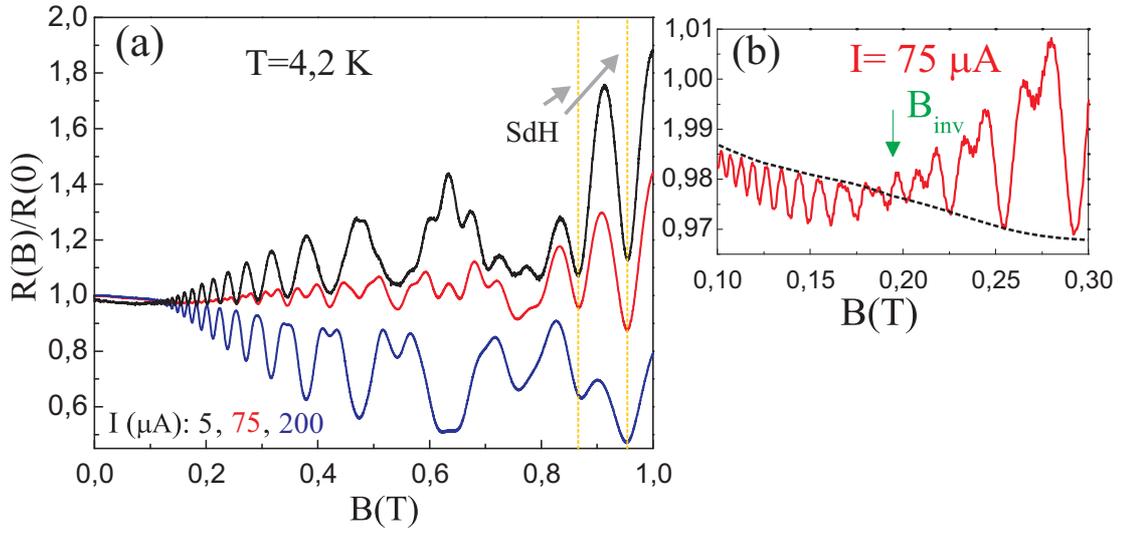


Figura 5.2: (a) Magnetorresistência experimental da amostra (A) a diferentes correntes I a $T = 4,2$ K. A curva em preto, os picos MIS no regime linear; a curva em azul, regime não linear com a saturação da amplitude dos picos MIS; e a curva em vermelho, regime não linear quando a amplitude dos picos MIS (amplitude positiva) é pequena. As linhas tracejadas indicam que os períodos das oscilações SdH permanecem constantes com a variação da corrente; (b) Magnetorresistência em campo baixo extraída da curva a $I = 75 \mu\text{A}$ na figura (a), ela mostra a inversão dos picos das oscilações MIS ao redor de $0,2$ T, B_{inv} indicada pela seta; a curva traceja é colocada só para distinguir as regiões de campo com os picos MIS invertidos e os não invertidos.

A amplitude dos picos invertidos das oscilações MIS aumenta com o incremento da corrente até alcançar uma saturação numa faixa de corrente. Experimentalmente, isto é mostrado nas figuras 5.3 e 5.4, onde se mostra a evolução da inversão dos picos MIS com a corrente e a temperatura. A análise dos picos MIS nas figuras 5.3 a $T = 1,4$ K é restringida a campos menores de $0,4$ T, uma vez que no regime não linear, após a inversão dos picos MIS, a influência das OSdH sob os picos MIS invertidos só existe para campos maiores. Já para $T = 4,2$ K, na figura 5.3, esta análise pode ser feita até campos maiores $0,6$ T a partir do regime linear. Nestas duas figuras, é possível observar que a amplitude dos picos MIS invertidos com respecto a amplitude dos picos MIS no regime linear a $T = 1,4$ K é aproximadamente de 2 a 3 vezes, enquanto a $T = 4,2$ K, a amplitude dos picos MIS invertidos é quase a mesma que no regime linear.

Uma análise mais detalhada do regime de saturação é feita através da análise das amplitudes dos picos MIS invertidos com a corrente. Estas amplitudes são extraídas das figuras 5.3 e 5.4 e são mostradas nas figuras 5.5(a) e 5.5(b) respectivamente. Para realizar uma análise da saturação dos picos MIS invertidos a diferentes temperaturas, consideramos o comportamento dos picos MIS invertidos que existem a campos de $B = 0,30$ T, $B = 0,34$ T e $B = 0,39$ T. Nestas figuras, os resultados mostram que para temperaturas menores ($T = 1,4$ K) a amplitude de saturação dos picos MIS invertidos é maior. Outra diferença da saturação dos picos MIS invertidos com a temperatura, é que a temperaturas altas, o regime de saturação é alcançado a correntes maiores que no caso de temperaturas menores. Por exemplo, para o pico em $B = 0,34$ T: a $T = 4,2$ K, a saturação é

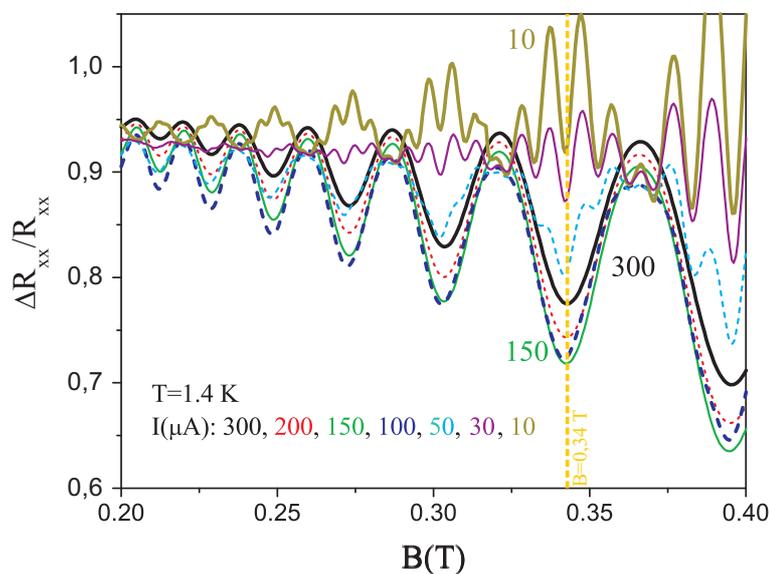


Figura 5.3: Curvas experimentais de magnetorresistência da amostra (B) a $T = 1,4$ K para diferentes correntes: $I = 10$ (sólido grosso), 30 (sólido), 50 (traços), 100 (traços grossos), 150 (traços curtos grossos), 200 (traços curtos) e $300 \mu A$ (sólido grosso). A linha amarela tracejada é escolhida no pico MIS a $0,34$ T para uma análise sobre a amplitude dos picos MIS, ver seção (5.3.2).

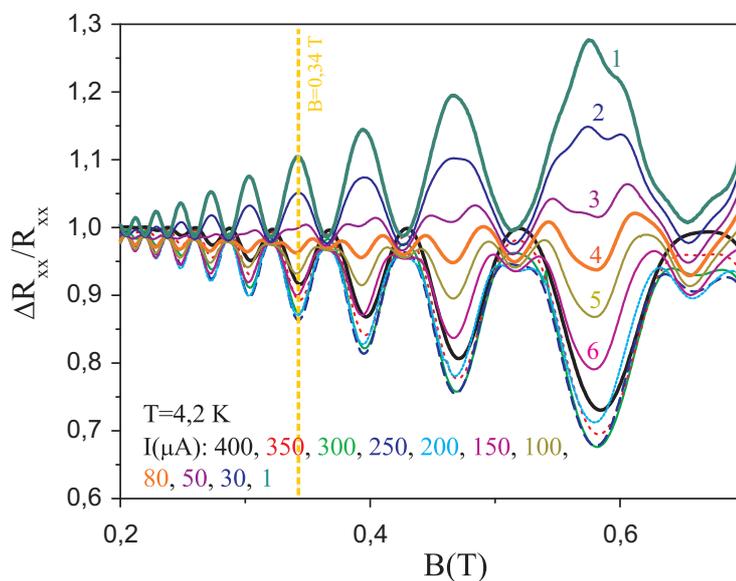


Figura 5.4: Curvas experimentais de magnetorresistência da amostra (B) a $T = 4,2$ K para diferentes correntes: $I = 1, 30, 50, 80, 100$ e $150 \mu A$ para as curvas indicadas pelos números desde o 1 até 6 respectivamente; as outras curvas correspondem a correntes de: 200 (traços curtos), 250 (traços grossos), 300 (sólido), 350 (traços) e $400 \mu A$ (sólido grosso). A linha amarela tracejada é escolhida no pico MIS a $0,34$ T para uma análise sobre a amplitude dos picos MIS, ver seção (5.3.2).

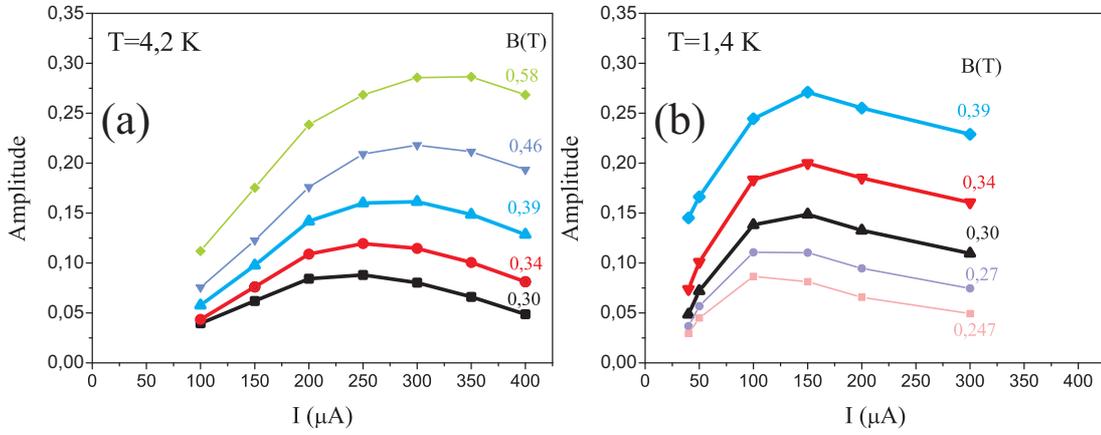


Figura 5.5: Amplitude de picos MIS invertidos: (a) extraídos a partir da figura 5.4 para os picos onde $B = 0,39$; $0,34$; $0,30$; $0,27$ e $0,247 \text{ T}$ a $T = 4,2 \text{ K}$. (b) extraídos a partir da figura 5.3 para os picos onde $B = 0,58$; $0,46$; $0,39$; $0,34$ e $0,30 \text{ T}$ a $T = 1,4 \text{ K}$.

alcançada aproximadamente a $I = 250 \mu\text{A}$, e a $T = 1,4 \text{ K}$, a saturação é alcançada na faixa de $I = 100 - 150 \mu\text{A}$. Uma característica que não depende da temperatura é que, após os picos MIS invertidos alcançarem o regime de saturação; a campos magnéticos baixos, a amplitude deles diminui rapidamente; e a campos magnéticos maiores, a amplitude deles diminui de maneira mais lenta.

Para comparar os resultados apresentados acima com as previsões básicas da teoria, a figura 5.6 contém resultados calculados utilizando as equações (5.5) e (5.6). Estes cálculos são realizados a $T = 4,2 \text{ K}$ para a amostra (B), e os parâmetros necessários são obtidos a partir dos resultados experimentais apresentados na figura 5.4. Os resultados calculados descrevem as características básicas observadas experimentalmente, por exemplo, com o incremento da corrente se alcança a amplitude de saturação dos picos MIS invertidos. Para realizar estes cálculos, é considerado o aquecimento dos elétrons, o qual é descrito pela integral de colisão que considera a interação de elétrons com fônons acústicos [67]. A dependência do tempo de vida quântico com a temperatura é calculada a partir das amplitudes das oscilações MIS no regime linear [68]. Os resultados teóricos mostram uma boa concordância qualitativa com os resultados experimentais, figuras 5.6 e 5.4. Uma discrepância com previsões da teoria pode ser observada, isto é, uma lenta supressão da amplitude dos picos invertidos com o incremento da corrente logo após do regime de saturação. Isso pode ser consequência de se subestimar o aquecimento do 2DES (por exemplo, de acordo com nossos cálculos, para uma corrente aplicada na amostra (B) de $400 \mu\text{A}$ a $4,2 \text{ K}$, a temperatura do 2DES aumenta para $6,3 \text{ K}$), devido a que o efeito de blindagem da interação elétron-fônon [69] não foi considerado, para calcular a potência dissipada através de fônons acústicos. Os mesmo cálculos feitos para outras amostras a diferentes temperaturas também mostram concordância com os resultados experimentais.

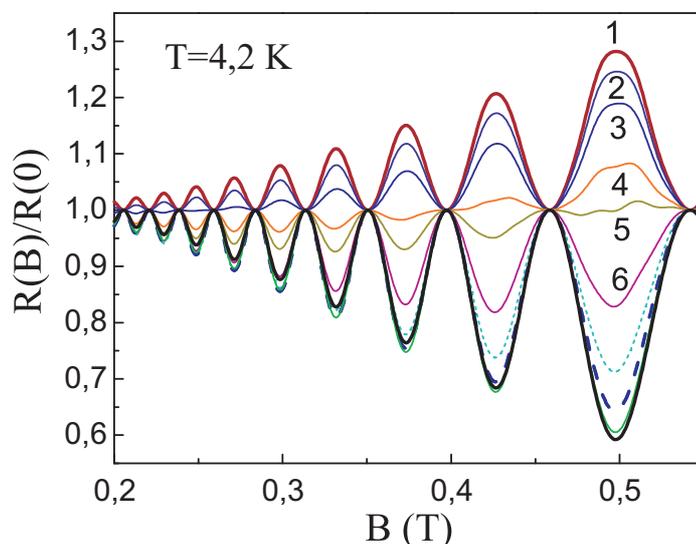


Figura 5.6: Curvas de magnetorresistência calculadas usando a equação (5.5) para as mesmas condições experimentais das curvas mostradas na figura 5.4. Cálculos a $T = 4,2$ K para diferentes correntes: $I = 1, 30, 50, 80, 100$ e $150 \mu\text{A}$ para as curvas indicadas pelos números desde o 1 até 6 respectivamente; as outras curvas correspondem a correntes de: 200 (traços curtos), 250 (traços grossos), 300 (sólido), e $400 \mu\text{A}$ (sólido grosso).

5.3.3 Campo de inversão e tempo inelástico

O campo de inversão B_{inv} foi definido teoricamente quando $Q = 1/3$. Experimentalmente, este valor de campo magnético é extraído da região (ponto meio), onde acontece a transição da região de campos magnéticos em que os picos MIS já foram invertidos (campos magnéticos menores de B_{inv}), para a região de campos magnéticos em que os picos MIS ainda não foram invertidos (campos magnéticos maiores de B_{inv}), ver figura 5.2(b). A faixa de correntes, onde é feita esta análise, é para correntes menores à corrente necessária para alcançar a saturação da amplitude dos picos MIS invertidos.

Uma vez que teoricamente $Q = 1/3$, e considerando o valor experimental $B_{inv}(I)$, a partir da equação 5.6 é possível calcular o valor do tempo inelástico. Estes cálculos são realizados considerando que o tempo de transporte τ_{tr} é calculado pela resistividade em $B = 0$ T, e o valor da densidade de corrente é obtido a partir do I aplicado. A densidade n_s , calculada no regime linear, é considerada um parâmetro constante, já que os períodos das oscilações SdH não mudam, como se observa na figura 5.2(a) (linhas amarelas). O valor de B_{inv} extraído experimentalmente, ver figura 5.2(b), é deslocado para valores de campo magnético altos com o aumento da corrente I .

Na figura 5.7, são mostrados valores de B_{inv} como função da corrente I para a amostra (B). Se o tempo elástico é constante, da equação (5.6) se espera uma dependência linear de B_{inv} com a corrente. Os resultados obtidos a $T = 4,2$ K (bolinhas) mostram um comportamento aproximadamente linear de $B_{inv}(I)$. O tempo inelástico pode ser calculado, já que B_{inv}/I é proporcional à raiz quadrada de

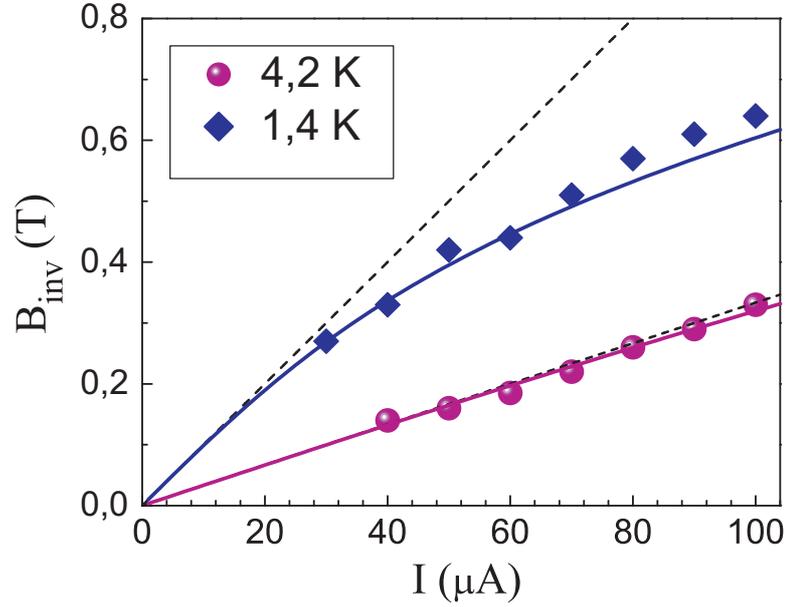


Figura 5.7: O campo de inversão B_{inv} como função da corrente para a amostra (B) a $T = 4,2$ K e $T = 1,4$ K; as linhas a traços corresponde a variação linear $B_{inv}(I)$ considerando o $\tau_{in} = 150$ ps a $4,2$ K ($1,35$ ns a $1,4$ K). As curvas sólidas correspondem a cálculos de $B_{inv}(I)$ quando é considerado o aquecimento dos elétrons pela corrente.

τ_{in} (equação (5.6)). Assim, tem-se $\tau_{in} \simeq 150$ ps a $T = 4,2$ K. Considerando que τ_{in} varia com a temperatura como T^{-2} [65], podemos encontrar o alargamento da energia $\hbar/\tau_{in} = 2,8$ mK a $T = 1$ K, valor que está suficientemente próximo do valor teórico calculado, considerando o espalhamento e-e [65], $\hbar/\tau_{in} = 4$ mK a $T = 1$ K.

Resultados experimentais de B_{inv} em função de I a $T = 1,4$ K (diamantes) mostram um claro comportamento não linear. A aparente inaplicabilidade da equação (5.6) para este caso leva a considerar outras variáveis que devem ser levadas em consideração.

Para realizar uma análise mais rigorosa da dependência de B_{inv} com I , na figura 5.7, são incluídas curvas teóricas: na aproximação linear de $B_{inv}(I)$ (linhas tracejadas), uma vez que τ_{in} é considerado constante, equação (5.6); e numa aproximação mais elaborada com o comportamento não linear $B_{inv}(I)$ (linhas sólidas), considerando a variação de τ_{in} com a temperatura, já que a temperatura do gás de elétrons aumenta com a aplicação de correntes altas.

Na figura 5.7, a $T = 4,2$ K, o cálculo teórico (linha sólida magenta) mostra um pequeno desvio da linearidade (linha tracejada) para correntes altas (neste caso aproximadamente para $I > 70$ μ A); uma vez que este desvio teórico da linearidade é muito pequeno, experimentalmente não é distinguido esse comportamento. A $T = 1,4$ K, o cálculo teórico (linha sólida azul) mostra um claro desvio da linearidade (linha tracejada) para corrente pequenas (neste caso aproximadamente de $I > 10$ μ A). Assim, para $T = 1,4$ K, estes cálculos verificam a não linearidade de $B_{inv}(I)$ experimental.

A consideração do aquecimento dos elétrons explica as características experimentais da amplitude

de saturação dos picos invertidos a diferentes temperaturas e o valor das correntes dc requeridas para conseguir essa saturação. Uma vez que o tempo de vida quântico diminui com o incremento da temperatura, porque o espalhamento e-e contribui ao tempo de vida quântico (conclusão do estudo das oscilações MIS no regime linear), o fator de Dingle deve diminuir. Assim, a temperaturas maiores a amplitude dos picos invertidos deve ser menor. Desde que $Q \propto j^2 \tau_{in}$ determina a inversão dos picos e uma vez que o tempo inelástico a temperaturas altas é pequeno, então é necessário a aplicação de correntes altas para modificar a resistência. Assim, a consideração do aquecimento dos elétrons, através de mecanismos de espalhamento inelástico, é uma fator fundamental para a explicação dos resultados experimentais.

5.4 Desdobramento das oscilações MIS pela aplicação de corrente dc

Na seção anterior, foi estudada a variação da magnetorresistência com a corrente no regime não linear, quando existe a saturação dos picos MIS invertidos. Também foi estudado B_{inv} , que, de acordo com a equação (5.5), a contribuição da magnetorresistência que depende da corrente é anulada nesse valor de campo, e que o aquecimento dos elétrons é possível devido a mecanismos de espalhamento inelásticos. Nesta seção, consideramos mais detalhadamente a evolução da magnetorresistência, na faixa de corrente, antes da inversão dos picos MIS até depois de ela ter acontecido. Um fenômeno interessante é o desdobramento das oscilações MIS. Já foi indicado que B_{inv} separa os campos magnéticos em duas regiões. Região (1), para campos menores que B_{inv} , os picos MIS já estão invertidos; e região (2), a campos maiores que B_{inv} , os picos MIS não estão invertidos (figura 5.2(b)).

Os picos MIS na região (2) serão tratados nesta seção, porque eles apresentam uma propriedade interessante: eles são desdobrados, ver figura 5.2(a), na curva para $I = 75 \mu\text{A}$, também na figura 5.4, nas curvas 3 e 4.

5.4.1 Modelo simples e na aproximação auto-consistente de Born (SCBA)

O modelo simples é a aproximação teórica da magnetorresistência resumida nas equações (5.5) e (5.6), que descrevem as características básicas do transporte não linear, como foi indicado na seção (5.3). No entanto, na figura 5.6, que mostra cálculos da evolução das curvas de magnetorresistência com a corrente, não há sinal de desdobramento dos picos das oscilações MIS na faixa de correntes onde acontece a inversão dos picos MIS (figura 5.4). Uma vez que este fenômeno de desdobramento dos picos MIS é confirmado em várias amostras (do mesmo tipo e com outras com diferentes larguras de barreira), deve ser feita outra aproximação mais precisa para incluir esse fenômeno. Para explicar este fenômeno, são feitas duas aproximações. Primeiro, no termo oscilatório da função de distribuição δf_ϵ , e no termo oscilatório da densidade de estados γ_ϵ .

Já que o efeito não linear tem origem principalmente no termo oscilatório na função de distri-

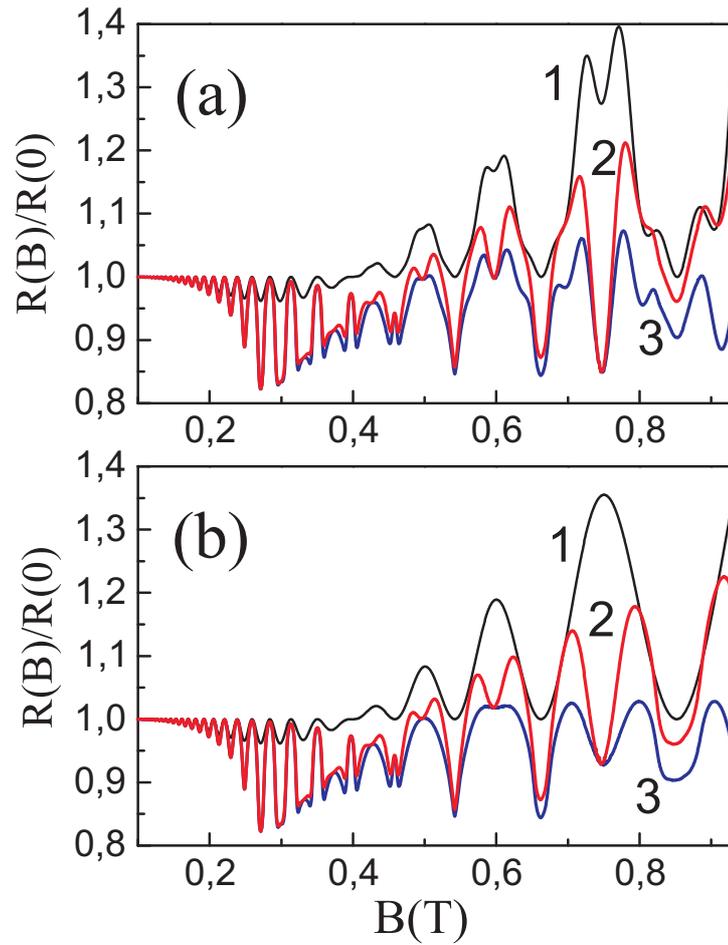


Figura 5.8: (a) Curvas de magnetorresistência calculadas para a amostra (B) a $T = 4,2$ e $I = 80\mu A$. A curva 1 corresponde ao resultado da equação (5.5), as outras curvas são resultados numéricos considerando a densidade de estados na SCBA: curva 2, quando o espalhamento e-e é independente das sub-bandas; e curva 3, quando somente é considerado o espalhamento e-e intra sub-banda. (b) As curvas anteriores sem a contribuição das oscilações SdH.

buição δf_ϵ , são considerados harmônicos superiores deste termo. Numa análise mais ampla desta aproximação, são considerados dois casos: primeiro, igual probabilidade para todos os processos de espalhamento possíveis, isto é, quando o termo da matriz de $M_{jj',j_1j'_1}$ na equação (5.3) é substituído por uma constante; e segundo, quando as transições inter-sub-banda nas colisões e-e são consideradas desprezíveis, isto é, quando $M_{jj',j_1j'_1} = \delta_{jj_1}\delta_{j'j'_1}$. Este último caso é razoável, já que no espalhamento e-e a baixas temperaturas o momento transferido é pequeno, assim, a contribuição do espalhamento inter-sub-banda é suprimida devido à redução da superposição das funções de onda envelope dos elétrons. Nestas duas aproximações, a densidade de estados \mathcal{D}_ϵ é calculada numericamente dentro da SCBA.

Cálculos da magnetorresistência na região de campo baixo, onde os picos MIS são invertidos, são apresentados na figura 5.8(a). Estes cálculos são realizados considerando o resultado experimental obtido para a amostra (B) a uma corrente de $80\mu\text{A}$ (figura 5.4, curva 4), onde aparece o desdobramento dos picos MIS. Na figura 5.8(a), a curva 1 mostra o resultado para o caso da equação (5.5); a curva 2, quando o espalhamento e-e é independente das sub-bandas; e a curva 3, quando só se tem espalhamento e-e intra sub-banda.

Para as duas aproximações consideradas nas curva 2 e 3, na região de campos acima de $0,2\text{ T}$, onde a contribuição dos harmônicos superiores da densidade de estados é importante, a amplitude dos picos invertidos aumenta de maneira considerável. Este aumento ocorre porque a corrente induz a mistura dos diferentes harmônicos da função de distribuição. Acima de $0,27\text{ T}$, a resistência mostra características associadas à forma semi-elíptica da densidade de estados na SCBA. Na região ao redor do campo de inversão ($B_{inv} \simeq 0,4\text{ T}$), a contribuição do primeiro harmônico da função de distribuição é suprimida ($Q = 1/3$), enquanto que harmônicos superiores permanecem ativos. Isto leva a ter dois conjuntos de picos MIS, porque harmônicos superiores da densidade de estados contém fatores $\cos(k\pi\Delta_{12}/\hbar\omega_c)$ que descrevem os harmônicos superiores das oscilações MIS. Acima de B_{inv} , aparece o desdobramento dos picos MIS, e a resistência mostra um valor significativamente menor do que o valor predito pela aproximação de apenas um harmônico (equação (5.5)). E este desdobramento aumenta com o incremento do campo magnético. Estes efeitos são causados pela contribuição de harmônicos superiores da densidade de estados na integral de colisão. Uma vez que a aproximação de apenas um harmônico unicamente possui termos de estados de elétrons resultantes dos processos espalhadores proporcionais a ϕ_ϵ , ela é insuficiente a campos magnéticos maiores, onde os termos de estados de elétrons prévios a intervir nos processos espalhadores são importante na integral de colisão. Neste caso, a relaxação da função de distribuição que age contra a difusão dos elétrons no espaço de energia vem a ser menos eficiente. Assim, o efeito da corrente na função de distribuição aumenta e a resistência é diminuída. A supressão na integral de colisão é significativa na região da ressonância das oscilações MIS, quando $\Delta_{12}/\hbar\omega_c$ é inteiro, porque os picos da densidade de estados nestas condições são estreitos e as energias transferidas nas colisões e-e, $\delta\epsilon$, são pequenas. Fora da região de ressonância das oscilações MIS, o espaço de energia do espalhamento e-e aumenta, principalmente quando as transições inter-sub-banda são permitidas, (ver a curva 2 na figura 5.8). Assim, a relaxação é suprimida em menor grau em comparação ao centro dos picos das oscilações

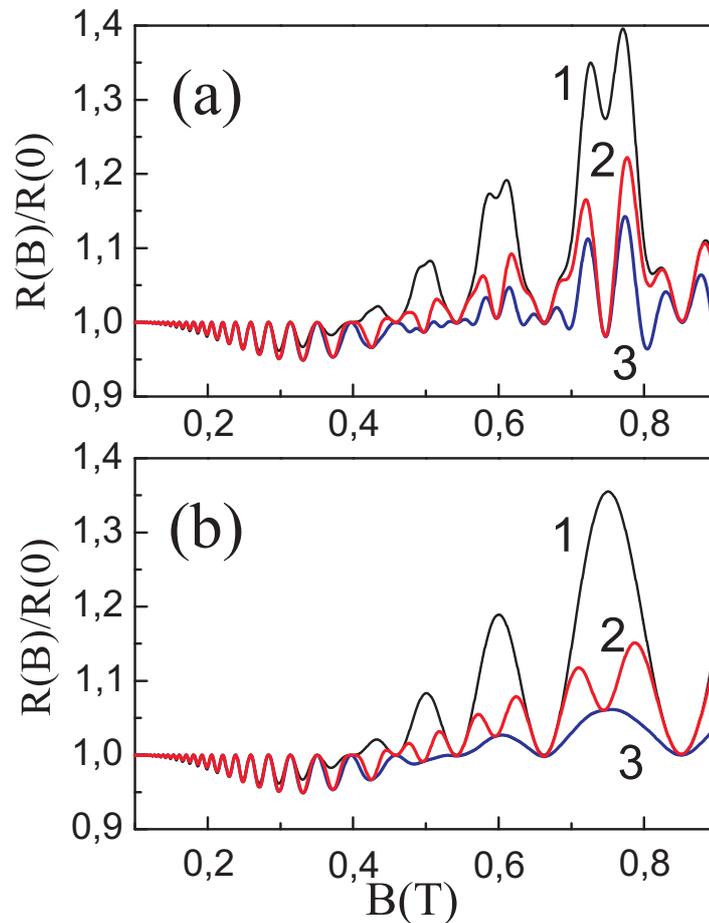


Figura 5.9: Curvas de magnetorresistência calculadas nas mesmas condições das curvas mostradas na figura 5.8, mas a densidade de estados é calculada no modelo gaussiano, equação (5.7).

MIS, e o efeito da corrente é fraco. Dessa forma, as considerações apresentadas acima explicam porque os centros dos picos das oscilações MIS diminuem para dar lugar ao desdobramento desses picos.

5.4.2 Modelo aplicando uma densidade de estados gaussiana

Uma vez que a SCBA tem limitada sua aplicabilidade para descrever a densidade de estados eletrônicos em campo magnético, particularmente, a SCBA apresenta singularidades na densidade de estados, as quais não tem significado físico. Estas singularidades são geradas por harmônicos superiores altos da densidade de estados. Este fato aparentemente leva a superestimar o efeito da corrente na resistência na região onde os picos MIS são invertidos (figura 5.8). Para eliminar as singularidades causadas pelo anulamento da densidade de estados na aproximação SCBA, considera-se uma densidade de

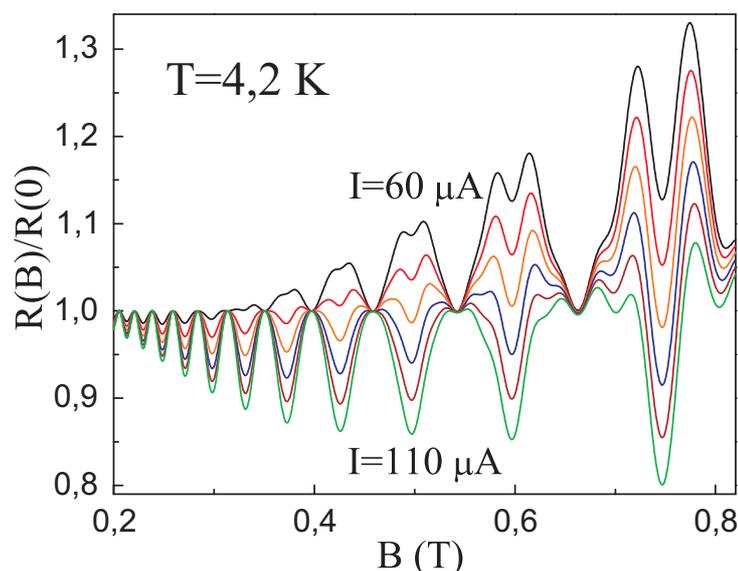


Figura 5.10: Curvas de magnetorresistência calculadas para a amostra (B) a $T = 4,2$ K para diferentes correntes, I variando desde 60 até $110 \mu\text{A}$ com um passo de $10 \mu\text{A}$. Para estes cálculos é usado o modelo gaussiano para a densidade de estados e é permitido o espalhamento inter-sub-banda e-e.

estados gaussianas:

$$\mathcal{D}_{1,2\epsilon}^{(G)} = \frac{\hbar\omega_c}{\sqrt{\pi}\Gamma(\omega_c)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp\left(\frac{[\epsilon \pm \Delta_{12}/2 - \hbar\omega_c(n + 1/2)]^2}{\Gamma^2(\omega_c)}\right) \quad (5.7)$$

Este modelo da densidade de estados descreve dois conjuntos de picos de níveis de Landau, um para cada sub-banda ocupada (a rigor os níveis de Landau não são independentes devido ao espalhamento elástico inter-sub-banda [70]). A dependência do alargamento da energia Γ com o campo magnético é estabelecido quando os primeiros harmônicos de $\mathcal{D}_{j\epsilon}^{(G)}$ e $\mathcal{D}_{j\epsilon}$ (proporcional a $\cos(2\pi\epsilon/\hbar\omega_c)$) são igualados. Os cálculos da magnetorresistência usando $\mathcal{D}_{j\epsilon}^{(G)}$, ao invés da densidade de estados SCBA, são apresentados na figura 5.9. Nesta figura, segue-se o mesmo critério que foi seguido para os cálculos apresentados na figura 5.8.

A magnetorresistência na região ao redor do campo de inversão é quase igual à predita pela teoria na aproximação de um harmônico só. Na região de campos magnéticos maiores de B_{inv} , os desdobramentos dos picos das oscilações MIS não acontecem se o espalhamento inter-sub-banda e-e for proibido (curva 3). Este fato é entendido considerando-se as discussões acima, se a contribuição das diferentes sub-bandas na densidade de estados for independente, a eficiência das colisões e-e não depende da razão $\Delta_{12}/\hbar\omega_c$, e a redução da integral de colisão, devido aos termos de estados de elétrons prévios a intervir nos processos espalhadores, levará só a uma supressão uniforme do pico MIS inteiro. No caso da SCBA, quando $\mathcal{D}_{j\epsilon}$ depende da razão $\Delta_{12}/\hbar\omega_c$, o desdobramento das oscilações MIS não precisa necessariamente do espalhamento inter-sub-banda e-e. A forma como se

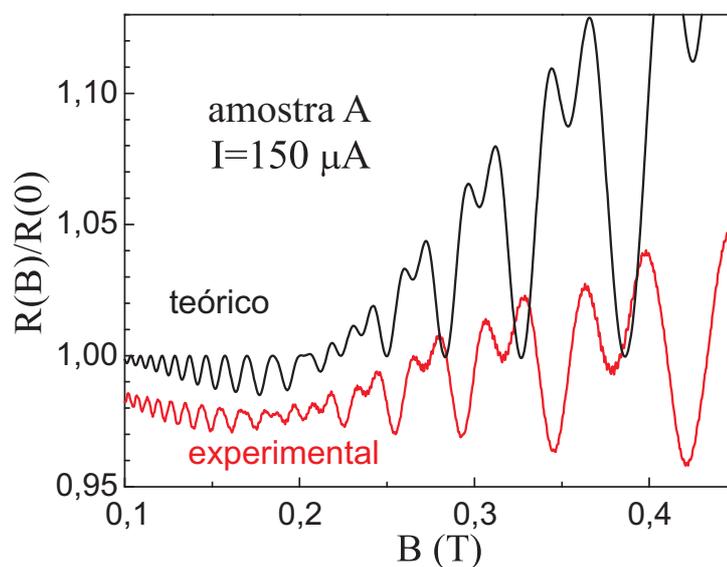


Figura 5.11: Curvas de magnetorresistência experimental e teórica para a amostra (A) a $T = 4,2$ K e $I = 75$ μ A, no regime não linear. Para obter a curva teórica é considerado o modelo gaussiano para a densidade de estados quando o espalhamento inter-sub-banda e-e é permitido.

dá a inversão dos picos MIS indica uma concordância qualitativa muito boa desta aproximação com o experimento. Assim, se o espalhamento e-e for permitido, os resultados teóricos da magnetorresistência, obtidos no modelo gaussiano e no model SCBA acima do campo de inversão, reproduzem qualitativamente os resultados observados experimentalmente.

Para complementar este estudo, apresentamos as figuras 5.10 e 5.11. Na figura 5.10, mostra-se a evolução das curvas de resistência com o incremento da corrente, com a densidade de estados no modelo gaussiano; estes resultados são obtidos considerando-se as condições experimentais dos resultados mostrados na figura 5.4. Assim, este resultado pode ser comparado com os resultados experimentais para a amostra (B) (figura 5.4). Finalmente, na figura 5.11 são apresentadas duas curvas, uma teórica (na aproximação gaussiana) e outra experimental (para a amostra (A)), realçando a comparação do desdobramento dos picos MIS. A comparação dos resultados experimentais e teóricos permite concluir que os dados experimentais são satisfatoriamente explicados pela teoria.

Capítulo 6

Magnetorresistência em DQWs a campos magnéticos baixos

6.1 Introdução

No estudo de transporte em metais e semicondutores, as medidas de magnetorresistência têm grande importância. Nos 1980, a aplicação de campos magnéticos perpendiculares ao 2DES levou à descoberta do efeito Hall quântico inteiro (IQHE) descoberto por Klaus Von Klitzing [11]. Nos últimos anos, a aplicação de micro-ondas, além da aplicação de campos magnéticos em 2DESs, tem permitido a pesquisa de novos estados quantizados induzidos pelas micro-ondas, principalmente os estados de resistência longitudinal zero [2, 3, 5], relacionados à quantização da resistência Hall. Após a descoberta do IQHE, a pesquisa do transporte foi principalmente orientada para efeitos quânticos na magnetorresistência. No entanto, a campos magnéticos baixos, a componente quântica é importante quanto a magnetorresistência clássica.

A magnetorresistência em sistemas estritamente bidimensionais tem sido amplamente estudada. Como um sistema estritamente bidimensional é um sistema com uma sub-banda ocupada, quando o sistema tem duas ou mais sub-bandas ocupadas, o sistema já não é mais estritamente bidimensional e é chamado de quase-bidimensional. O estudo dos sistemas quase-bidimensionais não tem sido abordado na mesma medida que sistemas estritamente bidimensionais [24]. Particularmente o caso de um sistema com duas sub-bandas ocupadas possui uma superfície de Fermi com dois ramos e com ambos contribuindo para o transporte. Assim, sistemas 2D com duas sub-bandas ocupadas mostram características específicas inexistentes em sistemas com uma sub-banda ocupada. Um sistema com duas sub-banda ocupadas pode ser realizado em SQW com alta densidade [71], mas como foi dito nos capítulos anteriores um sistema de DQW é o sistema mais adequado para confinar elétrons em duas sub-bandas, mesmo a densidades pequenas [55, 68]. Também foi dito que a diferença de energia entre as duas sub-bandas ocupadas num SQW é relativamente grande comparada à de um DQW. Sistemas de dois estados ocupados também podem ser formados pela hibridização de um estado de elétron e

um estado de buracos como no caso de SQW de *InAs/GaSb* [4] e também em semicondutores com gap zero [72]. Em tais sistemas, a aplicação de um campo elétrico transversal ao 2DES modifica a resistência substancialmente [73, 55, 74], principalmente a campo magnético baixo. A aplicação do potencial externo distorce a superfície de Fermi e também permite a transição de dois estados ocupados para um estado ocupado.

Até agora estudamos a magnetorresistência linear e não linear em DQWs em campo magnético baixo. A aplicação de um campo elétrico perpendicular ao 2DES (voltagens de porta), principalmente considerando a inter-relação da magnetorresistência quântica e clássica, não foi estudada com muito detalhe.

Neste capítulo, consideramos a aplicação de um campo elétrico perpendicular ao 2DES confinado nos DQWs que estudamos nos capítulos anteriores. Inicialmente apresentaremos um resumo da teoria indicando as componentes quânticas e a componente clássica da magnetorresistência em termos das taxas de relaxação de transporte e quântica. Uma análise de $R_{xx}(B, V_g)$ para campos fixos mostra o aparecimento de um pico na resistência, que é explicado através da transição desde um sistema com duas sub-bandas ocupadas até um sistema com uma sub-banda ocupada só. Finalmente, uma análise auto-consistente da variação da distribuição eletrônica ao longo do DQW é mostrada para confirmar os resultados apresentados.

6.2 Teoria da magnetorresistência em DQWs a campos magnéticos baixos

A análise da magnetorresistência em termos dos fatores de Dingle foi introduzida no estudo das oscilações MIS. Uma vez que neste capítulo é feito um estudo detalhado da magnetorresistência de DQWs sob a aplicação de um campo elétrico perpendicular ao 2DES, usamos a expansão até a segunda ordem no termo de Dingle:

$$\rho_d = \rho_d^{(0)} + \rho_d^{(1)} + \rho_d^{(2)}, \quad (6.1)$$

onde $\rho_d^{(0)}$ é a resistividade clássica, $\rho_d^{(1)}$ é o termo de primeira ordem da contribuição quântica correspondente às oscilações SdH e $\rho_d^{(2)}$ é o termo de segunda ordem da contribuição quântica que corresponde principalmente às oscilações MIS. A análise destas componentes da magnetorresistência é feita em termos das taxas de relaxação quântica, $\nu_{jj'}$ e de transporte, $\nu_{jj'}^{tr}$. As equações que são usadas para nossa análise são resumidas dos trabalhos realizados por Raichev [70] e Zaremba [19]. O primeiro realiza um estudo detalhado das contribuições quânticas na magnetorresistência tanto em SQW como em DQWs, o segundo fez um estudo teórico da magnetorresistência clássica para um sistema com duas sub-bandas ocupadas.

Este tratamento teórico é aproximado para sistemas de elétrons a baixas temperaturas. Assim, é considerada a degenerescência dos elétrons e o principal mecanismo de espalhamento elástico é

atribuído às impurezas ou inomogeneidades presentes no sistema sob análise.

É empregada a notação da Ref [70] em termos das taxas de relaxação para expressar as componentes da resistividade.

6.2.1 Componente clássica da magnetorresistência

A contribuição clássica da resistividade para um sistema com duas sub-bandas ocupadas é expressa por:

$$\rho_d^{(0)} = \frac{m}{e^2 n_s} \frac{\omega_c^2 \nu_s + \nu_0 \nu_r^2}{\omega_c^2 + \nu_r^2}, \quad (6.2)$$

onde $n_s = n_1 + n_2$ é a densidade total e n_1 e n_2 são as densidades das sub-bandas ocupadas (primeira e a segunda respectivamente).

Esta resistividade clássica possui duas características importantes: a campo zero ela é $\rho_d^{(0)} = m\nu_0/e^2 n_s$, e com o incremento do campo magnético ela apresenta uma saturação da resistividade clássica, dada por $\rho_{sat}^{(0)} = m\nu_s/e^2 n_s$ na condição que $\omega_c \gg \nu_r$ ($\omega_c \tau_r \gg 1$).

As quantidades ν_0 , ν_r e ν_s estão dadas em termos das taxas $\nu_{jj'}$ (que correspondem aos espalhamentos intrasub-banda e inter-sub-banda):

$$\nu_s = (n_1/n_s)\nu_{11}^{tr} + (n_2/n_s)\nu_{22}^{tr} + \nu_{12}^{tr}, \quad (6.3)$$

$$\nu_r = (n_2/n_s)\nu_{11}^{tr} + (n_2/n_s)\nu_{22}^{tr} + 2\nu_{12} - \nu_{12}^{tr}, \quad (6.4)$$

$$\nu_0 = (D/\nu_r) \quad D = (\nu_{11}^{tr} + \nu_{12})(\nu_{22}^{tr} + \nu_{12}) - (\nu_{12} - \nu_{12}^{tr})^2 n_s^2 / 4n_1 n_2, \quad (6.5)$$

6.2.2 Componentes quânticas da magnetorresistência

A contribuição quântica de primeira ordem é dada por:

$$\rho_d^{(1)} = -\mathcal{T} \frac{2m}{e^2 n_s} \sum_{j=1,2} \left[\frac{2n_{sj}}{n_s} \nu_{jj}^{tr} + \nu_{12}^{tr} \right] e^{-\alpha_j} \cos \frac{2\pi(\varepsilon_F - \varepsilon_j)}{\omega_c}, \quad (6.6)$$

onde $\alpha_j = \pi\nu_j/\omega_c$ com $\nu_j = \nu_{jj} + \nu_{12}$ são expoentes nos fatores de Dingle, ε_j são as energias por sub-banda j , e \mathcal{T} é o fator de amortecimento térmico.

A contribuição quântica de segunda ordem é dada por:

$$\rho_d^{(2)} = \frac{2m}{e^2 n_s} \left[\frac{n_1}{n_s} \nu_{11}^{tr} e^{-2\alpha_1} + \frac{n_2}{n_s} \nu_{22}^{tr} e^{-2\alpha_2} + \nu_{12}^{tr} e^{-\alpha_1 - \alpha_2} \cos \frac{2\pi\Delta_{12}}{\hbar\omega_c} \right]. \quad (6.7)$$

Como já foi indicado nos capítulos anteriores, o termo com o parâmetro Δ_{12} nesta equação descreve as oscilações MIS, e os dois primeiros termos descrevem magnetorresistências positivas quase-independente para cada sub-banda ocupada.

6.2.3 Taxas de espalhamento quântico e de transporte

Experimentalmente, o tempo quântico é encontrado a partir do ajuste do expoente do fator de Dingle, e o tempo de transporte é encontrado da resistividade a campo zero.

Analicamente, as taxas do tempo quântico e do tempo de transporte podem ser encontradas pela seguinte equação:

$$\left. \begin{array}{l} \nu_{jj'} \\ \nu_{jj'}^{tr} \end{array} \right\} = \frac{m}{\hbar^3} \int_0^{2\pi} \frac{d\theta}{2\pi} w_{jj'}(q) \times \left\{ \begin{array}{l} 1 \\ F_{jj'}(\theta) \end{array} \right\}, \quad (6.8)$$

onde $w_{jj'}(q)$ são as transformadas de Fourier dos termos de correlação do potencial de espalhamento, com $q = \sqrt{(k_j^2 + k_{j'}^2)} F_{jj'}(\theta)$, $F_{jj'} = 1 - 2k_j k_{j'} \cos\theta / (k_j^2 + k_{j'}^2)$, θ é o ângulo de espalhamento e $k_j = \sqrt{2\pi n_j}$ são os números de onda de Fermi por sub-banda.

6.3 Magnetorresistência $R_{xx}(B, V_g)$ a voltagens de porta V_g fixas

A aplicação de potências de porta num DQW localiza as funções de onda eletrônica; ver seção (6.5). A aplicação sistemática de voltagens de porta grandes (voltagens negativas), através de uma porta na superfície da amostra de DQW, leva a depopulação da segunda sub-banda ocupada e seguidamente a depopulação da primeira sub-banda.

O estudo da resistividade aplicando voltagens de porta foi realizado nas diferentes amostras de DQWs, apresentando resultados similares na faixa de temperaturas de 1,4 até 20 K. A amostra usada para obter os resultados apresentados no presente capítulo são DQWs com larguras de barreira de $d_b = 14 \text{ \AA}$. A mobilidade desta amostra é $\mu \approx 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$.

6.3.1 Magnetorresistência total

A resistência total é dada na equação (6.1). As medidas de magnetorresistência fornecem a resistência experimental total.

Curvas de magnetorresistência para diferentes voltagens de porta $|V_g|$ são apresentadas na figura 6.1(a) quando $V_g = 0 \text{ V}$ é observada a presença das oscilações MIS a campos magnéticos baixos, com a presença das oscilações SdH a campos maiores de $B > 1 \text{ T}$. O interesse é fixado no fato de que o incremento de $|V_g|$ permite observar vários regimes de magnetotransporte. Primeiro, com o incremento de $|V_g|$ até 0,5 V as oscilações MIS são suprimidas, e a magnetorresistência cresce ligeiramente com o incremento do campo magnético. Segundo, quando $|V_g|$ é incrementada até 0,7 V, a resistência cresce muito rápido a campos baixos até aproximadamente para $B < 0,25 \text{ T}$, e para campos maiores o aumento da resistência é mais lento; este regime pode ser observado até voltagens de porta $|V_g|$ de 0,9 V. Terceiro, é observada a diminuição da resistência para $|V_g|$ acima de 1 V, figura 6.1(b), esta diminuição é muito rápida até 1,1 V. Esta diminuição está associada à depopulação da segunda sub-banda ocupada, de modo que o sistema passa a ter só uma sub-banda

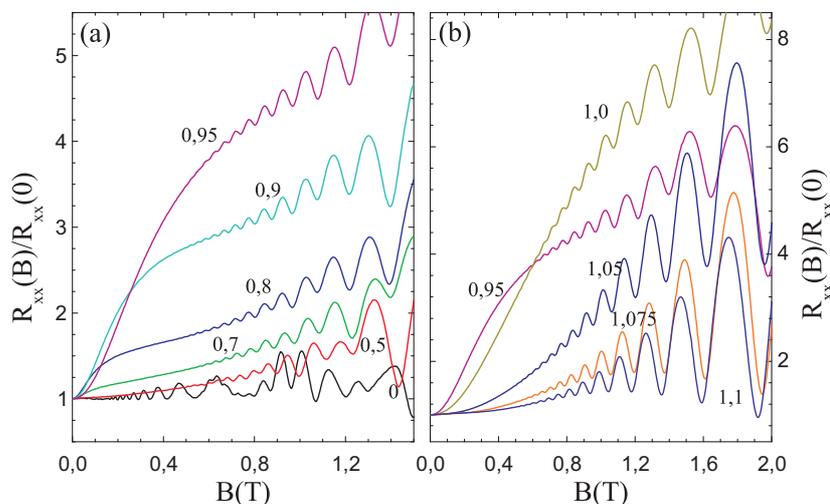


Figura 6.1: Magnetorresistência da amostra A a $T = 4,2$ K para diferentes voltagens de porta, $| -V_g |$ em Volts. (a) no regime do incremento e saturação da magnetorresistência e (b) quando a resistência diminui.

ocupada. O valor de V_g , onde acontece a depopulação, é denominado de V_{g0} , neste caso $V_{g0} = -1,1$ V.

Os resultados mostrados na figura 6.1 podem ser interpretados pela teoria apresentada na seção (6.2). As componentes da magnetorresistência, equação (6.1), aqui se tornam importantes a diferentes faixas de campo magnético: a magnetorresistência clássica $\rho_d^{(0)}$ é importante a campos baixos; com o incremento do campo $\rho_d^{(2)}$ começa a ser manifesto através da presença das oscilações MIS, e a campos maiores $\rho_d^{(1)}$ aparece como as oscilações SdH e elas começam a dominar o espectro da magnetorresistência.

Uma vez que o formalismo teórico está relacionado às taxas de relaxação quântica e de transporte, de acordo com a equação (6.8), o transporte está determinado pela variação das densidades em cada sub-banda ocupada $k_j = \sqrt{2\pi n_j}$ e pela função de correlação dos potenciais de espalhamento para as sub-bandas $w_{jj'}(q)$. Primeiro, a resistividade clássica, equação (6.2), cresce quando a diferença entre as taxas de relaxação de transporte (ν_{11}^{tr} e ν_{22}^{tr} respectivamente) crescem; este mecanismo é similar a considerar dois grupos de portadores, cada um com mobilidade diferente, Ref. [19].

As funções de correlação $w_{jj'}$ para um DQWs com dopagem simétrica são consideradas iguais $w_{11}(q) \simeq w_{22}(q)$ [67]. Assim, diferentes ν_{11}^{tr} e ν_{22}^{tr} são obtidos se a diferença entre k_1 e k_2 é considerável e os potenciais de espalhamento são de longo alcance, isto é uma forte dependência de w_{jj} com o ângulo de espalhamento θ . A dependência do ângulo de espalhamento pode ser interpretada para cada sub-banda ocupada. Na primeira sub-banda eletrônica que tem uma alta densidade, o caso de potenciais de espalhamento de longo alcance significa baixa probabilidade de espalhamento para ângulos pequenos ($\theta \ll 1$). Na segunda sub-banda com a densidade reduzida pela aplicação de voltagens de porta negativas, a probabilidade de espalhamento aumenta porque a região de ângulos

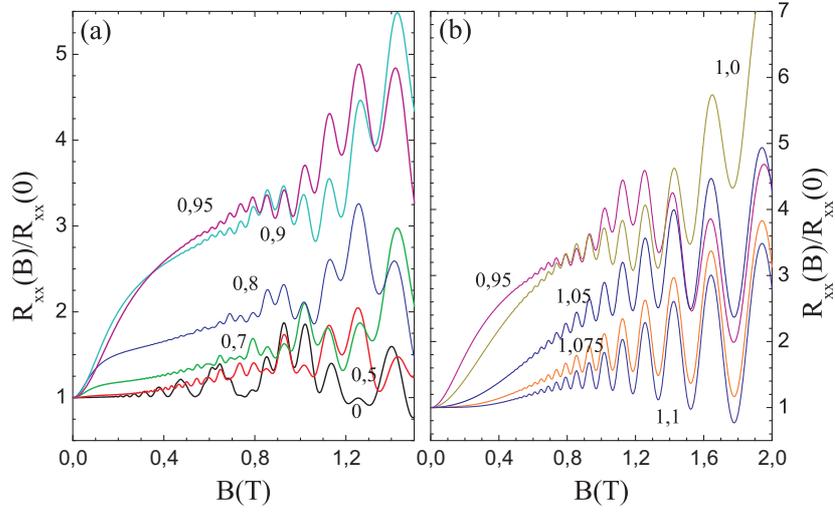


Figura 6.2: Cálculos da magnetorresistência para os parâmetros da amostra A a $T = 4,2$ K para diferentes voltagens de porta, $| - V_g |$ em Volts. As voltagens de porta correspondem com as voltagens de porta da figura 6.1.

de espalhamento θ é ampliada.

Das considerações anteriores, com o incremento da probabilidade de espalhamento quando a segunda subbanda é depopulada, é esperado um incremento da resistência; no entanto, quando a densidade de elétrons na segunda sub-banda é suficientemente pequena não, pode contribuir eficientemente no transporte sendo manifesta numa queda da resistência. Assim, a componente clássica da magnetorresistência deve ter um máximo como função da voltagem de porta. Experimentalmente é encontrado que a taxa de relaxação quântica é maior em mais de uma ordem de magnitude do que a taxa de relaxação do transporte, pelo qual, os potenciais espalhadores em nossos sistemas são de longo alcance.

Como foi indicado, a magnetorresistência clássica permanece fraca quando a diferença entre \vec{k}_1 e \vec{k}_2 é pequena, mas ela alcança uma saturação com o incremento do campo magnético. Quando isso ocorre, as componentes quânticas da magnetorresistência começam a mostrar sua importância, já que sua amplitude depende do fator de Dingle, que aumenta com o campo magnético. Um fator importante que já foi introduzido no capítulo 4 é que as oscilações MIS são suprimidas pela aplicação de voltagens de porta devido à diminuição da probabilidade de espalhamento, já que o DQW é desequilibrado, cria uma assimetria, e confina as funções de onda dos estados ocupados em poços diferentes.

A análise dos resultados experimentais leva a uma interpretação mais clara da teoria. Considerando aproximadamente os mesmos parâmetros experimentais, são realizados cálculos de R_{xx} utilizando a teoria indicada na seção (6.2). Algumas aproximações são: a densidade na primeira sub-banda n_1 é considerada constante já que experimentalmente sua variação pode ser considerada pequena (até a depopulação da segunda sub-banda). E a depopulação da segunda sub-banda é dada para

variando como, $n_2 = n_1 - \rho_{2D}\Delta_{12}$, onde $\rho_{12} = m/\pi\hbar^2$ é a densidade de estados; $\Delta_{12} = \sqrt{\Delta_{SAS}^2 + \Delta^2}$ é a separação de energia entre as sub-bandas, onde Δ_{SAS} é a separação de energia entre as sub-bandas ocupadas quando o DQW está balanceado, e o parâmetro Δ é proporcional à diferença das densidades dos poços esquerdo (superior ou perto da superfície da amostra) e direito (inferior ou longe da superfície); uma aproximação razoável (para ajustar aos resultados experimentais) é considerar a variação linear de Δ com a voltagem de porta.

Para obter a dependência das taxas de espalhamento, equação (6.8), com a voltagem de porta, é assumido um modelo do potencial de espalhamento com funções de correlação gaussianas $w_{jj'}(q) = w_{jj'}\exp(-l_c^2q^2/2)$ onde l_c é o comprimento de correlação. Em DQWs com dopagem simétrica, a correlação intercambiada é desprezível, então as amplitudes de correlação são dadas por: $w_{11} = w_{22} = w_0(1 + \delta^2)/2$ e $w_{12} = w_0(1 - \delta^2)/2$ onde $\delta = \Delta/\Delta_{SAS}$. O parâmetro w_0 é obtido da resistência a campo zero quando $V_g = 0$ V (quando o DQW está balanceado, $\Delta = 0$) e o parâmetro l_c é obtido da amplitude da contribuição quântica das oscilações MIS, também a $V_g = 0$ V. Para a amostra com $d_b = 14$ Å, o comprimento de correlação é $l_c = 155$ Å e a razão da taxa de relaxação quântica com a taxa do espalhamento do transporte é 13,8 quando o DQW está balanceado.

Considerando as condições acima e os valores de V_g utilizados na figura 6.1, são mostrados os cálculos da equação (5.1) na figura 6.2. Pode ser observada uma boa concordância com as curvas experimentais mostradas na figura 6.1. Isto é, descreve os três regimes de transição da magnetorresistência: supressão das oscilações MIS, saturação da magnetorresistência clássica e diminuição da magnetorresistência. No entanto, nos resultados teóricos há supressão das oscilações MIS não é muito rápida. Assim, não é esperada uma concordância quantitativa completa, já que os cálculos foram feitos com determinadas restrições sobre o potencial de espalhamento e a depopulação do DQW pela aplicação da voltagem de porta. Uma análise mais interessante da saturação da magnetorresistência clássica é apresentada na próxima seção.

6.3.2 Saturação da magnetorresistência clássica

O fenômeno da saturação da magnetorresistência clássica permite entrar em maior detalhe na importância de considerar a contribuição quântica na região de campo onde domina a componente clássica.

Uma vez que a teoria apresentada na seção (6.2) é mais completa considerando todas as possíveis transições (6.8), utilizamos estes resultados para mostrar a necessidade de incluir a componente quântica da magnetorresistência em campo baixo para explicar os resultados experimentais. Assim, na figura 6.3 são apresentadas curvas teóricas e experimentais de R_{xx} total e da componente clássica de R_{xx} para duas voltagens de porta.

Nessa figura, as curvas experimentais (curvas sólidas pretas) e teóricas (resistência total curvas sólidas vermelhas e resistência clássica curvas pretas tracejadas) correspondem a voltagens de porta $V_g = -0.8$ e -0.9 V. As curvas da magnetorresistência total teórica e experimental mostram uma boa concordância qualitativa, e suas amplitudes também. O destaque nesta figura é que a magnetorresistência clássica alcança uma saturação com o incremento do campo (curvas pretas tracejadas).

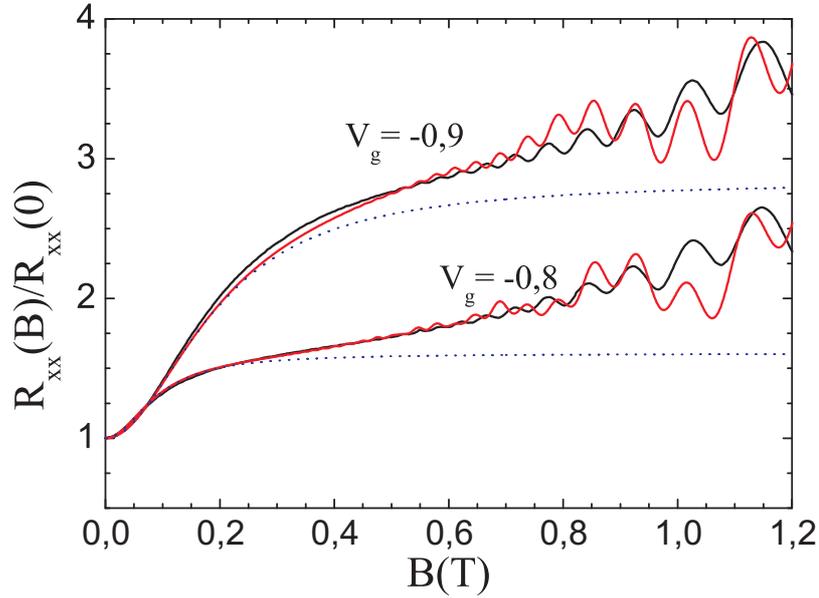


Figura 6.3: Comparação dos cálculos e o experimento da magnetorresistência (amostra A) a $T = 4,2$ K para duas voltagens de porta, curvas pretas (experimentais) e curvas vermelhas (calculadas). As curvas tracejadas são curvas calculadas da magnetorresistência clássica mostrando claramente o efeito de saturação.

Assim, a componente quântica permite explicar a resistência total.

A contribuição quântica necessária para explicar a resistência total, corresponde principalmente ao termo que contém o fator de Dingle de segunda ordem (oscilações MIS). Este termo é o maior uma vez que o amortecimento térmico diminui a contribuição do termo que contém o fator de Dingle de primeira ordem (oscilações SdH). No entanto, a contribuição do termo com o fator de Dingle de segunda ordem corresponde aos dois termos não oscilatórios, os quais estão relacionadas a interações quase independentes de cada sub-banda; ver equação (6.7).

6.4 Magnetorresistência $R_{xx}(B, V_g)$ a campos magnéticos fixos

O estudo da depopulação de sub-bandas ocupadas, especificamente da segunda sub-banda ocupada de um DQW, é mais claro através de resultados de magnetorresistência variando a voltagem de porta V_g a campo magnético zero.

Experimentalmente através da aplicação de V_g negativos para diferentes valores fixos de B , foi observada uma magnetorresistência grande na região de V_g próxima à depopulação da segunda sub-banda ocupada. Estes resultados são apresentados na figura 6.4. O termo V_{g0} que aparece nesta figura foi definido na seção (??).

Na figura 6.4, a curva de $R_{xx}(V_g)$ a $B = 0$ T apresenta um pico com uma amplitude pouco significativa. Com o incremento de B , a amplitude do pico cresce consideravelmente. Além do

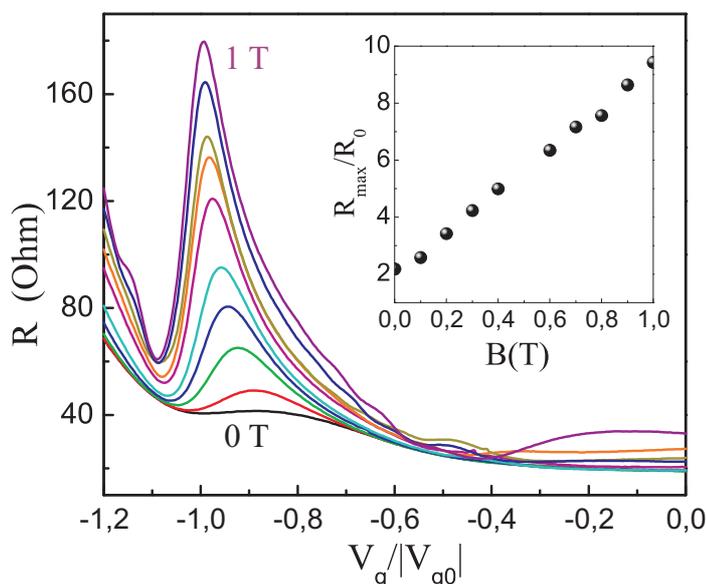


Figura 6.4: Magnetorresistência da amostra (A) como função da voltagem de porta V_g a $T = 4,2$ K para diferentes campos magnéticos (0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,6; 0,7; 0,8 e 1 T; desde a curva com pico de amplitude menor até a curva com pico de amplitude maior respectivamente). A figura inserida mostra a variação da amplitude com a voltagem de porta, experimental (pontos) o comportamento mostra uma variação linear.

incremento significativo da resistência, outra característica interessante é o deslocamento dos picos para a o valor V_{g0} com o incremento do campo magnético. A depopulação da primeira subbanda é indicada pelo aumento da resistência quando $V_g < V_{g0}$. Na figura inserida, mostra-se a amplitude dos picos para as diferentes curvas, nesta figura R_{max} é a resistência máxima no pico e R_0 é a resistência em campo zero e a $V_g = 0V$. A amplitude dos picos mostra uma dependência linear com o campo magnético.

Para realizar uma interpretação mais clara dos dados experimentais, são realizados cálculos teóricos de R_{xx} , considerando os mesmos parâmetros usados para obter os resultados da figura 6.4. Estes cálculos são mostrados na figura 6.5.

Na figura 6.5, são reproduzidas qualitativamente as principais características das curvas da figura 6.4: a amplitude do pico cresce com o campo magnético e a posição do pico é deslocada para voltagens mais negativas. Diferenças entre a resistência experimental e teórica são a amplitude e o alargamento dos picos; no caso teórico, a amplitude é menor e o alargamento é maior; por exemplo na teoria $R_{max}/R_0 = 6,5$ para $B = 1T$ entretanto, experimentalmente é 9,3 (figura inserida 6.4). Outra diferença interessante é a presença de oscilações SdH no pico de $R_{xx}(V_g)$ principalmente com o aumento do campo magnético, ausentes ou inexpressivas nas medidas experimentais. Uma explicação para este fenômeno é considerar que a voltagem de porta aplicada não somente muda a densidade das subbandas ocupadas, mas também aumenta o espalhamento pela modificação da densidade ao longo do DQW. A figura inserida na figura 6.5 mostra a variação experimental da

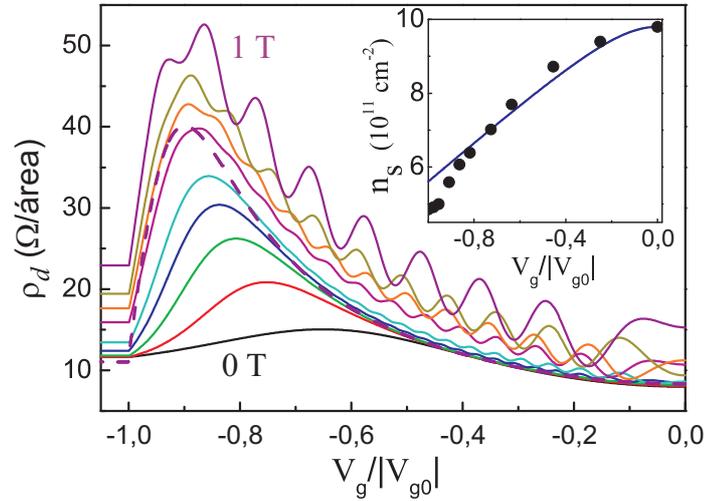


Figura 6.5: Cálculos da magnetorresistência para parâmetros da amostra (A) como função da voltagem de porta V_g a $T = 4,2$ K para diferentes campos magnéticos (0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,6; 0,7; 0,8 e 1 T). É mostrada a evolução das curvas desde um pico de amplitude menor até a um pico de amplitude maior. A linha tracejada mostra o cálculo da contribuição clássica a $B = 1$ T. A figura inserida mostra a variação da densidade eletrônica experimental (pontos) e na aproximação linear utilizada no modelo (linha).

densidade eletrônica com a voltagem de porta (pontos) e a densidade eletrônica utilizada no modelo (linha); a comparação destes dois resultados indicam que não deve ser esperada uma concordância quantitativa completa entre o experimento e a teoria.

6.5 Análise auto-consistente da aplicação da voltagem de porta em DQW

A localização dos elétrons através do DQW em função da voltagem de porta aplicado pode ser visualizada com a ajuda de cálculos auto-consistentes. Os cálculos são realizados para os parâmetros da amostra (B) com $d_b = 14 \text{ \AA}$. Para estes cálculos se considera que a superfície, e portanto a porta de voltagem, está do lado esquerdo. Assim, o poço do lado direito é menos afetado pela aplicação da voltagem de porta.

6.5.1 Acumulação de cargas

A resistência como função de V_g é analisada em três regimes, quando V_g é: positivo, negativo e nulo. Na figura 6.6, são apresentados resultados para essas voltagens de porta.

Os resultados mostrados na figura 6.6 correspondem à aplicação de voltagens de porta num DQW com largura de barreira $d_b = 14 \text{ \AA}$ e uma altura de barreira de $E_g = 300 \text{ meV}$, a largura de cada

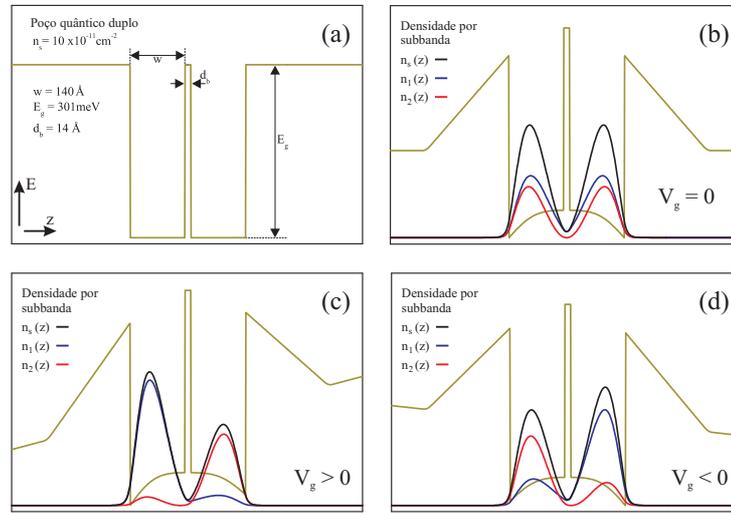


Figura 6.6: Resultados auto-consistentes para um DQW com largura de barreira de $d_b = 14 \text{ \AA}$, poços com largura de 140 \AA e barreira de potencial $E_g = 301 \text{ meV}$ quando é aplicada uma voltagem de porta na superfície da amostra. (a) Perfil da banda de condução DQW sem deformação. (b) Deformação de banda de condução causada pela repulsão coulombiana de cargas, simétrica para $V_g = 0 \text{ V}$; a distribuição de cargas total n_s e por sub-banda ocupada n_1 e n_2 também mostram simetria ao longo do DQW. (c) Deformação do perfil da banda de condução quando $V_g > 0 \text{ V}$, a acumulação de cargas do lado do poço perto da superfície é verificada para a sub-banda 1; enquanto que para a sub-banda 2 aumenta sua carga no outro poço. (d) quando $V_g < 0 \text{ V}$ há acumulação das cargas da sub-banda 1 no poço oposto (poço longe da superfície) e o inverso para a sub-banda 2.

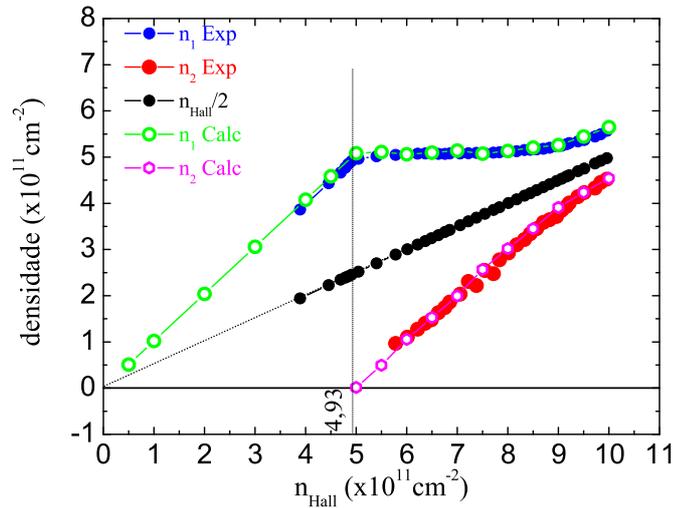


Figura 6.7: Variação da densidade para cada sub-banda para a amostra (A) como função da densidade de Hall (obtida como função da voltagem de porta). Os círculos sólidos indicam os resultados experimentais e os círculos abertos indicam resultados calculados auto-consistentemente para uma variação linear da voltagem de porta com a variação da densidade total.

poço é $w = 140 \text{ \AA}$. A superfície da estrutura é considerada no lado esquerdo¹, portanto a porta está desse lado.

Na figura 6.6, é mostrado o perfil do potencial final dos DQWs quando V_g é positivo, negativo, e nulo; são mostradas as funções de onda e suas distribuições de elétrons respectivas. No caso de $V_g = 0\text{V}$, observa-se o caso do sistema balanceado com uma distribuição equivalente dos elétrons em cada poço. Quando V_g é negativo, os elétrons são repelidos do poço perto do porta de voltagem. Uma vez que as funções de onda são acumuladas no poço do lado direito, a distribuição eletrônica também predomina nesse poço. No caso de V_g positivo, os elétrons são atraídos para o porta de voltagem. Assim, os elétrons são acumulados no poço esquerdo. Finalmente, em ambos casos de $V_g \neq 0$, a distribuição de cargas é assimétrica.

6.5.2 Depopulação dos elétrons em DQWs

Uma comparação dos resultados experimentais com resultados auto-consistentes para o caso da variação da densidade das sub-bandas ocupadas no DQW com largura de barreira $d_b = 14 \text{ \AA}$ (amotra 3230 (Å)) é realizada e mostrada na figura 6.7.

Na figura 6.7, são mostradas as densidades experimentais por sub-banda e também as calculadas através do método auto-consistente. As densidades experimentais por sub-banda foram extraídas da figura 4.5 na seção (4.3). No calculo auto-consistente, são usados como parâmetros de entrada a densidade experimental (n_{Hall}) e a voltagem de porta; o ajuste é realizado variando V_g até conseguir a melhor aproximação das densidades por sub-banda.

Estes resultados indicam que o modelo teórico utilizado, explica satisfatoriamente nossos resultados experimentais.

¹A distância desde o DQW até a superfície é muito grande.

Capítulo 7

Conclusões

O estudo realizado nesta tese foi possível porque os DQWs estudados têm alta mobilidade e ao mesmo tempo possuem alta densidade. Embora todo o estudo feito esteja relacionado às oscilações MIS, nesta seção apresentamos as conclusões mais importantes por capítulo.

Oscilações magnéticas inter-sub-banda

Neste trabalho, estudamos as oscilações MIS em DQWs com alta mobilidade, considerando que elas obedecem ao mesmo mecanismo físico desse efeito em SQW, mas apresentando características qualitativamente diferentes. Constatamos que a ordem de grandeza das amplitudes dos picos das oscilações MIS em sistemas de DQWs é bem maior que a das oscilações MIS observadas em SQW, já que essa amplitude está relacionada com a amplitude de transição inter-sub-banda. Essa hierarquia de valores pode ser compreendida observando que a transferência de momento numa transição em SQW requer um momento maior porque a separação entre níveis de energia das sub-bandas é grande, comparado à separação dos estados ocupados em DQWs.

Uma condição importante para a observação das oscilações MIS nos espectros de magnetorresistência é ter sistemas de DWS simétricos, onde há maior probabilidade de espalhamento inter-sub-banda. Com a assimetria, a probabilidade de espalhamento inter-sub-banda é diminuída. As oscilações MIS são muito mais evidentes em sistemas de DQW com um acoplamento grande, isto é, em sistemas com um desdobramento de energia entre estados simétrico e anti-simétrico grande; isto no caso de DQWs com diferentes larguras de barreira.

Um resultado fundamental é a possibilidade experimental de obter o tempo de vida quântico a temperaturas altas, verificando a teoria que separa a contribuição do tempo de vida quântico devido às impurezas e ao espalhamento e-e. O incremento da temperatura de um 2DES é refletida no tempo de vida quântico, mas esse efeito não vem das impurezas mas sim da interação eletrônica.

Magnetorresistência não Linear em DQWs

A presença das oscilações MIS em campo baixo facilita o estudo não linear do transporte em 2DES de alta mobilidade.

Considerando a aplicação de correntes dc através de um 2DES confinado em DQWs, é possível o estudo da não linearidade do transporte. Uma vez que as oscilações MIS no regime linear de transporte são consideradas como referência, a modificação delas permite seguir o estudo do efeito não linear.

A não linearidade da magnetorresistência é manifesta pela diminuição contínua da amplitude dos picos das oscilações MIS com a aplicação de correntes dc, até os picos serem invertido e alcançarem uma amplitude de saturação. Esta inversão subentende a existência de um parâmetro importante que é o campo de inversão. A saturação das amplitudes dos picos invertidos tem uma dependência com a temperatura e com a intensidade da corrente dc aplicada. O regime não linear também é manifestado pelo desdobramento dos picos MIS antes de serem invertidos.

Os fenômenos observados experimentalmente no regime não linear do transporte são explicados considerando a parte da função de distribuição fora do equilíbrio (parte oscilatória) e considerando diferentes aproximações para a densidade de estados (uma vez que ela oscila com o campo magnético). As principais características experimentais como: a inversão dos picos MIS, o campo de inversão, e a amplitude dos picos invertido são explicadas numa aproximação simples do primeiro harmônico da densidade de estados e da parte oscilatória da função de distribuição. Numa aproximação considerando harmônicos superiores na densidade de estados e na função de distribuição, são explicados os desdobramentos dos picos das oscilações MIS. Uma aproximação mais completa que considera uma aproximação gaussiana da densidade de estados é uma melhor aproximação aos resultados experimentais.

O aquecimento dos elétrons explica as características experimentais da amplitude de saturação dos picos invertidos a diferentes temperaturas e o valor das correntes dc requeridas para conseguir essa saturação. Uma vez que o tempo de vida quântico diminui com o incremento da temperatura, porque o espalhamento e-e contribui ao tempo de vida quântico (conclusão do estudo das oscilações MIS no regime linear), o fator de Dingle deve diminuir. Assim, a temperaturas maiores, a amplitude dos picos invertidos deve ser menor. Uma vez que $Q \propto j^2 \tau_{in}$ determina a inversão dos picos e desde que o tempo inelástico a temperaturas altas é pequeno, então é necessária a aplicação de correntes altas para modificar a resistência.

Magnetorresistência em poços quânticos duplos

O estudo da magnetorresistência a campos magnéticos baixos (na região onde aparecem as oscilações MIS) sob a aplicação sistemática de voltagens de porta permite determinar três regimes de transporte. Primeiro quando a resistência cresce com a supressão simultânea das oscilações MIS; segundo quando a contrinuição clássica da magnetorresistência satura; e terceiro quando a resistência diminui.

A saturação da magnetorresistência clássica é demonstrada para uma faixa de voltagens de porta. A saturação da componente clássica da magnetorresistência com o campo magnético é incompleta

para descrever a magnetorresistência total. Para descrever a magnetorresistência total a campos magnéticos baixos, são necessários considerar as contribuições quânticas não oscilatórias que aparecem no termo que contém o fator de Dingle de segunda ordem. A contribuição oscilatória MIS é descartada porque ela é suprimida pela aplicação das voltagens gate, e a contribuição das oscilações SdH é pequena.

A observação da magnetorresistência grande para campos magnéticos fixos é explicada pelo aumento da probabilidade de espalhamento elástico dos elétrons na segunda sub-banda quando esta sub-banda esteja próxima da depopulação. A contribuição principal neste resistência grande corresponde à contribuição clássica da magnetorresistência.

Referências Bibliográficas

- [1] K. von Klitzing, G. Dorda, M. Pepper, Phys. Rev. Lett. **45**, 494 (1980).
- [2] M. A. Zudov, R. R. Du, L. N. Pfeiffer, K. W. West, Phys. Rev. Lett. **90**, 046807 (2003).
- [3] R. G. Mani, J. H. Smet, K. von Klitzing, V. Narayanamurti, W. B. Johnson, V. Umansky, Nature (London) **420**, 646 (2002).
- [4] C. L. Yang, J. Zhang, R. R. Du, J. A. Simmons, J. L. Reno, Phys. Rev. Lett. **89**, 076801 (2002).
- [5] M. A. Zudov, R. R. Du, J. A. Simmons, J. L. Reno, Phys. Rev. B **64**, 201311(R) (2001).
- [6] A. M. Zudov, I. V. Ponomarev, A. L. Efros, R. R. Du, J. A. Simmons, J. L. Reno, Phys. Rev. Lett. **86**, 3614, (2001).
- [7] V. Polyakov, Fiz. Tekh. Poluprovodn. (S.-Peterburg) **22**, 2230 (1988).
- [8] D. R. Leadley, R. Fletcher, R. J. Nicholas, F. Tao, C. T. Foxon, J. J. Harris, Phys. Rev. B, **46**, 12439, (1992).
- [9] T. H. Sander, S. N. Holmes, J. J. Harris, D. K. Maude, J. C. Portal, Phys. Rev. B **58**, 13856 (1998).
- [10] M. Langenbuch, M. Suhrke, U. Rossler, Phys. Rev. B **69**, 125303 (2004).
- [11] Perspectives of Quantum Hall Effect; editado por S. Das Sarma, A. Pinzuk; Jonh Wiley & Sons, New York, (1997).
- [12] M. E. Raikh, T. V. Shahbazyan, Phys. Rev. B **49**, 5531, (1994).
- [13] V. Polyakov, Phys. Rev. B **47**, 1985 (1993).
- [14] M. V. Kartsovnik, P. D. Grigoriev, W. Biberacher, N. D. Kushch, P. Wyder, Phys. Rev. Lett. **89**, 126802 (2002).
- [15] G. Ebert, K. von Klitzing, K. Ploog, G. Weimann, J. Phys. C, **16**, 5441 (1983); M. E. Cage, R. F. Dziuba, B. F. Field, E. R. William, S. M. Girvin, A. C. Gossard, D. C. Tsui, R. J. Wagner, Phys. Rev. Lett. **51**, 1374 (1983).

- [16] W. Zhang, H. S. Chiang, M. A. Zudov, L. N. Pfeiffer, K. W. West, *Phys. Rev. B* **75**, 041304(R) (2007).
- [17] A. A. Bykov, J. Q. Zhang, S. Vitkalov, A. K. Kalagin, A. K. Bakarov, *Phys. Rev. B* **72**, 245307 (2005).
- [18] J.-q. Zhang, S. Vitkalov, A. A. Bykov, A. K. Kalagin, A. K. Bakarov, *Phys. Rev. B* **75**, 081305(R) (2007).
- [19] E. Zaremba, *Phys. Rev. B* **45**, 14143 (1992).
- [20] O. E. Raichev, *Phys. Rev. B* **78**, 125304 (2008).
- [21] N. Debbar et al., *Phys. Rev. B*, **40**, 1058, (1989); S. Adachi, *J. Appl. Phys.* **58**, R1 (1985); C. Bosio, J.L.Staehli, M. Guszzi, G. Burri, R.A. Logan, *Phys. Rev. B* **38**, 3263 (1988); H. Kroemer, Wu-Yi Chien, J.S. Harris, D.D. Edwall, *Appl. Phys. Lett.* **33**, 295 (1980); R. Dingle, W. Wiegmann, C.H. Henry, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 827 (1974).
- [22] R.C. Miller, D.A. Kleinman, A.C. Gossard, *Phys. Rev. B* **29**, 7085 (1984).
- [23] L. Brey, *Phys. Rev. B*, **44**, 3772 (1991). 7085 (1984); G. Nachtwei, N. J. Bassom, W. Kraak, R. J. Nicholas, *Semicond. Sci. Technol.* **7**, 505 (1992); A. K. Rajagopal, S. P. Singhal, Mahadev Banerjee, J. C. Kimball, *Phys. Rev. B* **17**, 2262 (1978).
- [24] N. S. Averkiev, L. E. Golub, S. A. Tarasenko, M. Willander, *J. Phys. Condens. Matter* **13**, 2517 (2001).
- [25] A. H. Kahn, H. P. Frederikse, in *Solid State Physics*, editado por F. Seitz, D. Turnbull (Academic, New York, 1959), Vol 9, P. 257.
- [26] D. K. Ferry; S. M. Goodnick, *Transport in Nanostructures*, Cambridge University Press, Cambridge (1997).
- [27] T. Ando, Y. Uemura, *J. Phys. Soc. Jpn.* **36**, 959, (1974).
- [28] X. C. Zhang, I. Martin, H. W. Jiang, *Phys. Rev. B* **74**, 073301 (2006); C. A. Duarte, G. M. Gusev, A. A. Quivy, T. E. Lamas, A. K. Bakarov, J. C. Portal, *Phys. Rev. B* **76**, 075346 (2007).
- [29] T. Ando, A. B. Fowler, F. Stern, *Rev. Mod. Phys.* **54**, 437 (1982).
- [30] E. Gornik, R. Lassing, G. Strasser, H. L. Störmer, A. C. Gossard, W. Wiegmann, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 1820 (1985).
- [31] G. Gobsch, D. Schulze, G. Paasch, *Phys. Rev. B* **38**, 10943 (1998).
- [32] B. M. Askerov; *Electron Transport Phenomena in Semiconductors*, World Scientific (1994) P. 93.

- [33] R. Kubo, H. Hasegawa, N. Hashitsume, *Phys. Rev. Lett.* **1**, 279 (1958).
- [34] P. N. Argyres, L. M. Roth, *J. Phys. Chem. Solids* **12**, 89 (1959).
- [35] E. N. Adams, T. D. Holstein, *J. Phys. Chem. Solids* **10**, 254 (1959).
- [36] C. Diaz-Paniagua, M. A. Hidalgo, A. Urbina, F. Batallan, J. M. Gilperez, S. Fernandez de Avila, F. Gonzalez-Sanz, E. Muñoz, *Solid Stat. Comum.* **109**, 57 (1999).
- [37] M. E. Raikh, T. V. Shahbazyan, *Phys. Rev. B*, **47**, 1522, (1993).
- [38] S. Das Sarma, F. Stern, *Phys. Rev. B* **32**, 8442 (1985); J. P. Harragan, R. J. Higgins, R. K. Goodall, P. R. Jay, M. Laviron, P. Delescluse, *Phys. Rev. B* **32**, 8126 (1985); L. Gottwaldt, K. Pierz, F. J. Ahlers, L. Schweitzer, E. O. Göbel, *J. Phys.: Condens. Matter* **15**, 5073 (2003);
- [39] A. M. Ortiz de Zevallos, N. C. Mamani, G. M. Gusev, A. A. Quivy, T.E. Lamas, J. C. Portal, *Phys. Rev. B* (2008)
- [40] A. A. Greshnov, G. G. Zegrya, *Low-Dimen. Syst.* **41**, 1329 (2007).
- [41] M. Weiss, Quantum hall effect in a strongly disordered systems, Ph.D. thesis, Universität Konstanz Fachbereich Physik (2004).
- [42] D. K. Ferry; *Semiconductor Transport*, Taylor & Francis, London (2000).
- [43] A. J. Rimberg, R. M. Westervelt, *Phys. Rev. B* **40**, 3970 (1989); T. Sajoto, J. Jo, Engel, M. Santos, M. Shayegan, *Phys. Rev. B* **39**, 10464 (1989).
- [44] G. Bastard, *Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures* (New York: Halsted Press, 1988); W. T. Wenckebach, *Essentials of Semiconductor Physics* (John Wiley & Sons, 1999).
- [45] P. Harrison; *Quantum Wells Wires and Dots* (John Wiley & Sons, 2005).
- [46] W. H. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, *Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing*, Cambridge: Cambridge University Press, (1986).
- [47] H. Tan, G. L. Snider, L. D. Chang, E. L. Hu, *J. Appl. Phys.* , 4071 (1990).
- [48] M. A. Herman; *Molecular Beam Epitaxy* (Springer-Verlag Berlin and Heidelberg GmbH & Co. K: Berlin, 1989).
- [49] K.J. Friedland, R. Hey, H. Hostial, K.H. Ploog, "Reduicton of Remote Impurity Scattering in Heavily Modulation-Doped GaAs (GaIn)As Quantum Wells with AlAs/GaAs Type-II-Superlattice Barriers", *Jpn. J. Appl Phys.* **37**, 1340 (1998).
- [50] C. Ens, S. Hunklinger, "*Low-Temperature Physics*", Springer (2005).

-
- [51] E. M. Lifshits, L. P. Pitaevsky, *Physical Kinetics* (Pergamon, Oxford, 1981, Sec. 90; M. Lifshits, *Sov. Phys. JETP* **5**, 1227 (1957); I. M. Lifshits, A. M. Kosevich, *Sov. Phys. JETP* **6**, 67 (1958); A. M. Kosevich, V. V. Andreev, *Sov. Phys. JETP* **11**, 637 (1960).
- [52] A. C. H. Rowe, J. Nehls, R. A. Stradling, R. S. Ferguson, *Phys. Rev. B* **63**, 201307(R) (2001).
- [53] P. D. Grigoriev, *Phys. Rev. B* **67**, 144401 (2003).
- [54] G. S. Boebinger, A. Passner, L. N. Pfeiffer, K. W. West, *Phys. Rev. B* **43**, 12673 (1991).
- [55] R. Fletcher, M. Tsaousidou, T. Smith, P. T. Coleridge, Z. R. Wasilewski, Y. Feng, *Phys. Rev. B* **71**, 155310 (2005).
- [56] J. Nitta, T. Akazaki, H. Takayanagi, T. Enoki, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1335 (1997).
- [57] J. P. Heida, B. J. van Wees, J. J. Kuipers, T. M. Klapwijk, G. Borghs, *Phys. Rev. B* **57**, 11911 (1998).
- [58] F. T. Vasko, O. E. Raichev, *Quantum Kinetic Theory and Applications* (Springer, New York, 2005).
- [59] T. Ando, *J. Phys. Soc. Jpn.* **37**, 1233 (1974).
- [60] I. L. Aleiner, L. I. Glazman, *Phys. Rev. B* **52**, 11296 (1995).
- [61] G. F. Giuliani, J. J. Quinn, *Phys. Rev. B* **26**, 4421 (1982).
- [62] Y. Berk, A. Kamenev, A. Palevski, L. N. Pfeiffer, K. W. West, *Phys. Rev. B* **51**, 2604 (1995).
- [63] M. Slutzky, O. Entin-Wohlman, Y. Berk, A. Palevski, H. Shtrikman, *Phys. Rev. B* **53**, 4065 (1996).
- [64] X. L. Lei, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 132119 (2007).
- [65] I. A. Dmitriev, M. G. Vavilov, I. L. Aleiner, A. D. Mirlin, D. G. Polyakov, *Phys. Rev. B* **71**, 115316 (2005).
- [66] M. G. Vavilov, I. L. Aleiner, L. I. Glazman, *Phys. Rev. B* **76**, 115331 (2007).
- [67] O. E. Raichev, F. T. Vasko, *Phys. Rev. B* **74**, 0755309 (2006).
- [68] N. C. Mamani, G. M. Gusev, T. E. Lamas, A. K. Bakarov, O. E. Raichev, *Phys. Rev. B* **77**, 205327 (2008).
- [69] Y. Ma, R. Fletcher, E. Zaremba, M. D'Iorio, C. T. Foxon, J. J. Harris, *Phys. Rev. B* **43**, 9033 (1991).
- [70] O. E. Raichev, *Phys. Rev. B* **59**, 3015 (1999).

-
- [71] Y. W. Suen, L. W. Engel, M. B. Santos, M. Shayegan, D. C. Tsui, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1379 (1992); Y. W. Suen, H. C. Manoharan, X. Ying, M. B. Santos, M. Shayegan, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3405 (1994).
- [72] Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky, D. A. Kozlov, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, *JETP Lett.* **87**, 502 (2008).
- [73] Y. Katayama, D. C. Tsui, H. C. Manoharan, S. Parihar, Shayegan, *Phys. Rev. B* **52**, 14817 (1995).
- [74] J. A. Simmons, S. K. Lyo, N. E. Harff, J. F. Klem, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2256 (1994).

Súmula curricular

Artigos

- N. C. Mamani, G. M. Gusev, E. C. F. da Silva, O. E. Raichev, A. A. Quivy, A. K. Bakarov, Classical and quantum magnetoresistance in a two-subband electron system, *Physical Review B*, v. 80, p. 085304-1 085304-5, 2009;
- N. C. Mamani, G. M. Gusev, O. E. Raichev, T. E. Lamas, A. K. Bakarov, Nonlinear transport and oscillating magnetoresistance in double quantum wells, *Physical Review B*, v. 80, p. 075308-1 075308-8, 2008;
- N. C. Mamani, G. M. Gusev, T. E. Lamas, A. K. Bakarov, O. E. Raichev, Resonance oscillations of magnetoresistance in double quantum wells, *Physical Review B*, v. 77, p. 205327-1 205327-5, 2008;
- A. M. Ortiz de Zavallos, N. C. Mamani, G. M. Gusev, A. A. Quivy, T. E. Lamas, Enhanced Hall slope in wide $\text{Al}_x\text{Ga}_{x-1}\text{As}$ parabolic wells, *Physical Review B, Condensed Matter and Materials Physics*, v. 75, p. 205324-1-205324-8, 2007.
- A. M. Ortiz de Zavallos, N. C. Mamani, G. M. Gusev, A. A. Quivy, A. A. Lamas, J. C. Portal, Hall Resistance and many-body effects in a parabolic well, *International Journal of Modern Physics B*, v. 21, p. 1502-1506, 2007.
- N. C. Mamani, C. A. Duarte, G. M. Gusev, A. A. Quivy, T. E. Lamas, Magnetotransport in $\text{Al}_x\text{Ga}_{x-1}\text{As}$ Quantum Wells with Different Potential Shapes, *Brazilian Journal of Physics*, v. 36, p. 336-339, 2006.

Eventos

- 12th Brazilian Workshop on Semiconductor Physics, Magnetotransport in $\text{Al}_x\text{Ga}_{x-1}\text{As}$ quantum wells with different potential shapes, 2005 (São Paulo).
- 13th Brazilian Workshop on Semiconductor Physics, Measurements of the Fermi-Surface Distortion from the Magnetophonon Resonance in Double Quantum Well, 2007 (São Paulo).

- 18th International Conference on High Magnetic Fields in Semiconductor Physics and Nanotechnology, Interlayer Hall effect in double well, 2008 (São Pedro).
- 18th International Conference on High Magnetic Fields in Semiconductor Physics and Nanotechnology, Magneto-intersubband oscillations in resistivity of double quantum wells, 2008 (São Pedro).

Estágios

- Estágio de seis meses no grupo de *Physique mésoscopique* no LCMI do CNRS, em Grenoble (França), (2008).