

GABRIEL CANALE GOZZO

**ESPALHAMENTO ELETRÔNICO POR
RUGOSIDADE INTERFACIAL EM
HETEROESTRUTURAS InGaAs/InP e
GaAs/AlGaAs**

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado
à Escola de Engenharia de São Carlos, da
Universidade de São Paulo

Curso de Engenharia Elétrica com ênfase em Eletrônica

ORIENTADOR: Yuri Pusep

São Carlos
2010

AUTORIZO A REPRODUÇÃO E DIVULGAÇÃO TOTAL OU PARCIAL DESTE TRABALHO, POR QUALQUER MEIO CONVENCIONAL OU ELETRÔNICO, PARA FINS DE ESTUDO E PESQUISA, DESDE QUE CITADA A FONTE.

Ficha catalográfica preparada pela Seção de Tratamento
da Informação do Serviço de Biblioteca – EESC/USP

G725e Gozzo, Gabriel Canale
Espalhamento eletrônico por rugosidade interfacial em heteroestruturas InGaAs/InP e GaAs/AlGaAs / Gabriel Canale Gozzo ; orientador Yuri Pusep. -- São Carlos, 2010.

Trabalho de Conclusão de Curso (Graduação em Engenharia Elétrica com ênfase em Eletrônica) -- Escola de Engenharia de São Carlos da Universidade de São Paulo, 2010.

1. Espalhamento. 2. Rugosidade interfacial.
3. Semicondutores. I. Título.

Dedicatória

Dedico este trabalho ao meu pai e à minha mãe.

Agradecimentos

Agradeço ao professor Yuri Pusep pela orientação de minhas iniciações científicas e deste Trabalho de Conclusão de Curso, e por sua constante disposição para o esclarecimento de minhas dúvidas.

Agradeço aos professores integrantes da banca de avaliação, por dedicarem seus tempos e suas atenções a este trabalho.

Agradeço ao professor Edson Gesualdo pelas orientações relativas à forma de apresentação do conteúdo.

Resumo

Amostras de heteroestruturas semicondutoras InGaAs/InP foram preparadas por fotolitografia com o objetivo de determinar os parâmetros geométricos da rugosidade interfacial e a influência do espalhamento por rugosidade na mobilidade.

A altura da rugosidade foi determinada por difratometria por raios-X. A extensão lateral da rugosidade foi determinada pelo ajuste dos valores experimentais na dependência teórica.

As mobilidades e parâmetros geométricos encontrados foram comparados com parâmetros de heteroestruturas GaAs/AlGaAs. Heterointerfaces muito mais lisas e mobilidades eletrônicas muito maiores foram encontradas em super-redes InGaAs/InP.

Palavras-chaves: espalhamento por rugosidade, semicondutores, heteroestruturas, super-redes, InGaAs/InP, GaAs/AlGaAs

Abstract

Semiconductor samples of InGaAs/InP heterostructures were prepared by photolithography in order to determine the geometrical parameters of interfacial roughness and the influence of roughness scattering on mobility.

The height of the roughness was determined by X-ray diffraction. The lateral extent of the roughness was determined by fitting the experimental values on the theoretical dependence.

The mobilities and geometrical parameters found were compared with parameters of GaAs/AlGaAs heterostructure. Heterointerfaces much smoother and much improved electronic mobilities were found in InGaAs/InP super-lattice.

Keywords: roughness scattering , semiconductor , heterostructures, super-lattice, InGaAs/InP, GaAs/AlGaAs

Sumário

1 – Introdução	01
2 – Revisão bibliográfica	02
2.1 – Metais, isolantes e semicondutores	02
2.2 – Condutividade elétrica e mobilidade eletrônica	03
2.3 – Tempo de espalhamento e tempo de relaxamento de uni-partícula	04
2.4 – Efeito Hall	04
2.5 – O conceito de massa efetiva	05
2.6 – Distribuição de Fermi-Dirac e a energia de Fermi	05
2.7 – Efeito Shubnikov-de Haas	06
2.8 – Localização eletrônica	07
2.9 – Teoria do espalhamento por rugosidade interfacial	07
3 – Materiais e métodos	09
3.1 – Métodos e equipamentos de fabricação	09
3.1.1 – Crescimento da amostra	09
3.1.2 – Clivagem e limpeza das amostras	10
3.1.3 – Deposição e secagem do fotoresiste	10
3.1.4 – Transferência de padrão com exposição à luz ultravioleta	12
3.1.5 – Revelação, ataque químico e remoção do fotoresiste	12
3.1.6 – Preparação de contatos ôhmicos e soldagem dos fios	14
3.2 – Equipamentos e métodos de medidas elétricas	15
3.2.1 – Magnetocriostato	15
3.2.2 – Princípio básico das medidas	16
3.2.3 – Medidas por efeito Hall – geometria <i>Hall-bar</i>	17
3.2.4 – Medidas por efeito Hall – método van-der-Pauw	19
3.3 – Métodos de análise	20
3.3.1 – Determinação do tempo de uni-partícula	20
3.3.2 – Determinação da Energia de Fermi por Shubnikov-de Haas	21
3.3.3 – Verificação da ocorrência de estados metálicos ou isolantes	22
3.3.4 – Determinação da extensão lateral da rugosidade interfacial	22
3.5 - Amostras semicondutoras utilizadas	23

3.6 – Procedimentos experimentais e analíticos	23
4 – Resultados e discussões	25
4.1 – Comparaçao do método van-der-Pauw e Hall-bar	25
4.2 – Super-redes InGaAs/InP	26
4.2.1 – Fabricação das amostras InGaAs/InP	26
4.2.2 – Medidas Hall das amostras InGaAs/InP com poços variados	28
4.2.3 – Determinação das razões de tempos	29
4.2.4 – Determinação da energia de Fermi	30
4.2.5 – Variação da resistência com a temperatura	31
4.2.6 – Dependência da mobilidade com a concentração (série #800)	31
4.2.7 – Estimativa da extensão lateral da rugosidade interfacial	32
4.3 – Super-redes GaAs/AlGaAs	34
5 – Conclusões	35
6 – Referências bibliográficas	37
7 – Bibliografia consultada	39

Lista de figuras

Figura 2.1 – Configurações das bandas de energia nos materiais.	02
Figura 2.2 – Material submetido a um campo elétrico.	03
Figura 2.3 – Configuração para análise do efeito Hall.	04
Figura 2.4 – Distribuição de Fermi-Dirac para temperaturas distintas.	06
Figura 3.1 – Esquema do equipamento de epitaxia por feixes moleculares.	09
Figura 3.2 – Transformação química da diazoquinona sob luz ultravioleta.	10
Figura 3.3 – Esquema do equipamento <i>spinner</i> .	11
Figura 3.4 – Variação da forma da seção transversal do fotoresiste durante a centrifugação.	11
Figura 3.5 – Esquema da fotoalinhadora.	12
Figura 3.6 – Revelação da estrutura.	13
Figura 3.7 – Ataque químico em uma amostra.	13
Figura 3.8 – Remoção do fotoresiste polimerizado da amostra.	14
Figura 3.9 – Processo de preparação de contatos ôhmicos.	15
Figura 3.10 – Esquema da conexão da amostra ao gerador <i>lock-in</i> .	16
Figura 3.11 – Esquema de conexão da amostra Hall-bar no sistema de medidas.	17
Figura 3.12 – Representação de R_{xx} e V_{xy} e aplicação da correção de V_{xy} .	18
Figura 3.13 – Conexão da amostra van-der-Pauw para a medida de V_{xx} .	19
Figura 3.14 – Conexão da amostra van-der-Pauw para a medida de V_{xy} .	19
Figura 3.15 – Procedimento para a separação da contribuição da condutividade clássica nas oscilações de Shubnikov-de Haas.	21
Figura 4.1 – Resistências normalizadas de amostras nas configurações <i>Hall-bar</i> e <i>van-der-Pauw</i> .	25
Figura 4.2 – Detalhe da área central de uma amostra com estrutura <i>Hall-bar</i> revelada.	27
Figura 4.3 – Detalhe da área central de uma amostra Hall-bar após o ataque químico.	27
Figura 4.4 – Amostra após a difusão de índio, antes da soldagem dos fios.	27
Figura 4.5 – Detalhe da solda de um fio de cobre com índio, em um terminal da amostra.	27
Figura 4.6 – Os gráficos (a), (b), (c), (d) e (e) representam os valores de R_{xx} e V_{xy} em função de B para as amostras InGaAs/InP (série #400) com poços de 7, 10, 12, 14 e 16 monocamadas, respectivamente.	28
Figura 4.7 – Os quadros (a), (b), (c), (d) e (e) representam os gráficos de Dingle das amostras InGaAs/InP (série #400) com poços de 7, 10, 12, 14 e 16 monocamadas, respectivamente.	29

Figura 4.8 – Dependência de R_{xx} com B^{-1} na amostra #447, para o cálculo da energia de Fermi.	30
Figura 4.9 – Variação relativa da resistência com a temperatura em amostras InGaAs/InP com espessuras de poços de 7 e 18 monocamadas.	31
Figura 4.10 – Dependência da mobilidade com a concentração nas amostras InGaAs/InP com espessuras de poços de 15 monocamadas (série #800).	32
Figura 4.11 – Dependência da mobilidade eletrônica com a espessura dos poços quânticos nas amostras InGaAs/InP. A linha representa o ajuste $\mu = A \cdot L_w^6$	33
Figura 4.12 – Variação relativa da resistência com a temperatura em amostras GaAs/AlGaAs com espessuras de poços de 10 e 30 monocamadas.	34
Figura 5.1 – Dependência da mobilidade com a espessura dos poços para diversos grupos de amostras.	35
Figura 5.2 – Dependência de $k_F L$ com a espessura dos poços quânticos.	36
Figura 5.3 – Variação relativa da resistência com a temperatura.	36

Lista de tabelas

Tabela 4.1 – Valores calculados de concentração eletrônica, mobilidade eletrônica, fator k_{Fl} , tempo de espalhamento, tempo de uni-partícula e razão de tempos para as amostras das série #400.	30
Tabela 4.2 – Estruturas, mobilidades eletrônicas, concentrações eletrônicas e fatores k_{Fl} para amostras de super-redes GaAs/AlGaAs [7].	34

Lista de variáveis

σ	Condutividade elétrica
J	Densidade de corrente
E	Campo elétrico
n	Densidade eletrônica
μ	Mobilidade eletrônica
v_{el}	Velocidade dos elétrons
τ_t	Tempo de transporte
τ_{sp}	Tempo de relaxamento de uni-partícula
m^*	Massa efetiva do portador de cargas
B	Campo magnético
f_0	Probabilidade na distribuição de Fermi
E	Energia
E_F	Energia de Fermi
T	Temperatura
σ_c	Condutividade elétrica clássica
T_D	Temperatura de Dingle
γ	Fator de fase
R	Resistência
R_0	Resistência clássica
ω_c	Frequência ciclotrônica
X	Fator de ofuscamento térmico
k_F	Vetor de onda de Fermi
l	Caminho livre médio
Δ	Altura da rugosidade interfacial
Λ	Extensão lateral da rugosidade interfacial
L_w	Espessura dos poços quânticos
m_z	Massa efetiva na direção z
G	Função de correção do campo local
q_s	Constante de blindagem de Thomas-Fermi
F_c	Fator de forma
κ	Constante dielétrica
q	Número de onda
g_v	Degeneração do vale
g_s	Degeneração da sub-banda
V	Diferença de potencial
R_S	Resistência em série
R_A	Resistência da amostra
I	Corrente elétrica
V_{xx}	Diferença de potencial paralela à condução
V_{xy}	Diferença de potencial devido ao campo elétrico Hall
R_{xx}	Resistência paralela à condução
l_a	Comprimento da área ativa da estrutura
w_a	Largura da área ativa da estrutura
d	Espessura da camada ativa da amostra
A	Coeficiente de ajuste da curva

Lista de constantes físicas

e	Carga do elétron
k_B	Constante de Boltzmann
c	Velocidade da luz
m_0	Massa do elétron
\hbar	Constante de Planck reduzida

1 – Introdução

O espalhamento devido à rugosidade é um dos problemas centrais das heterointerfaces semicondutoras. A rugosidade interfacial limita as propriedades de dispositivos optoeletrônicos baseados em poços quânticos estreitos. Avanços neste campo de estudo são fundamentais para a contínua redução das dimensões de dispositivos eletrônicos semicondutores que apresentam heterointerfaces.

O espalhamento por rugosidade interfacial ocorre devido a interações dos portadores de cargas com a barreira de potencial irregular formada pela interface espacialmente imperfeita entre dois materiais. O tratamento analítico deste mecanismo foi inicialmente elaborado por Prange e Nee [1], e uma análise similar foi realizada independentemente por Gold [2].

A influência da rugosidade interfacial foi extensivamente estudada em super-redes GaAs/AlGaAs [3-5], e determinou-se que é o mecanismo de espalhamento dominante em heteroestruturas com espessuras de poços quânticos menores que 20 monocamadas. Trabalhos sobre este mecanismo de espalhamento em super-redes InGaAs/InP são menos frequentes, sendo especialmente estudadas neste trabalho.

As expressões analíticas para a dependência da mobilidade eletrônica com a largura dos poços quânticos e as características geométricas das interfaces foram calculadas explicitamente nos limites de espalhamento de curto e longo alcance por A. Gold [6]. O uso destas expressões na determinação das características das interfaces requer a identificação do alcance do espalhamento.

Neste trabalho fabricaram-se amostras de super-redes InGaAs/InP com diferentes espessuras de poços quânticos e amostras auxiliares para a identificação do alcance do espalhamento, todas crescidas por epitaxia de feixes moleculares. Analisaram-se os resultados e estimaram-se as características geométricas das interfaces. Realizou-se uma análise qualitativa do espalhamento em heteroestruturas GaAs/AlGaAs, utilizando-se resultados de amostras que foram fabricadas e medidas no laboratório para outro trabalho [7].

Os resultados possibilitaram um比较 do espalhamento por rugosidade interfacial nas heteroestruturas InGaAs/InP e GaAs/AlGaAs, além da estimativa das características geométricas da interface da super-rede InGaAs/InP e suas consequências nas mobilidades eletrônicas das amostras.

2 – Revisão bibliográfica

Nos itens deste capítulo são revisados os conceitos e teorias necessárias ao desenvolvimento deste trabalho.

2.1 – Metais, isolantes e semicondutores

A condução elétrica através de um material é possível se nele existirem elétrons capazes de se mover sob a ação de um campo elétrico, ou seja, elétrons fracamente ligados aos átomos que constituem este material. Na abordagem quântica, a liberdade de movimento equivale à disponibilidade de estados quânticos livres ocupáveis pelos elétrons. Portanto, a condução elétrica só é possível se pelo menos uma das bandas de energia do material contiver estados quânticos livres e ocupados. A Figura 2.1 representa os cinco esquemas energéticos possíveis para um material. As bandas de valência, condução e impurezas estão representadas por V, C e I, respectivamente.

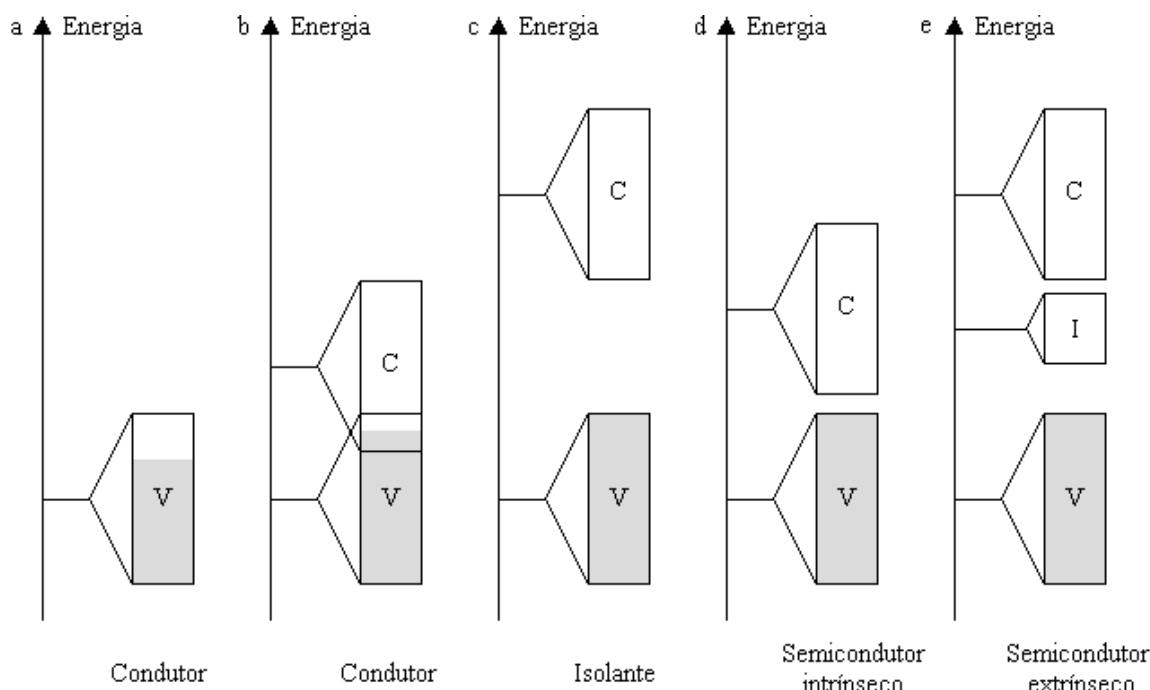


Figura 2.1 – Configurações das bandas de energia nos materiais.

No caso (a) da Figura 2.1 tem-se a representação de um condutor. Os elétrons podem se mover dentro da banda de valência, pois há estados livres na banda.

No caso (b) da Figura 2.1, a condução é possível pois, apesar de a banda de valência estar totalmente ocupada e a banda de condução estar totalmente vazia, elas se superpõem, e os elétrons da banda de valência podem assumir os estados livres da banda de condução.

No caso (c) da Figura 2.1, a banda de valência está completamente ocupada e a banda de condução está completamente vazia, e devido à grande lacuna de banda, é difícil excitar elétrons da banda de valência para a banda de condução. O material é, portanto, isolante.

O caso (d) da Figura 2.1 representa um semicondutor intrínseco (sem impurezas). Apesar de as bandas apresentarem a mesma configuração de um isolante, a lacuna de banda é pequena, e a excitação de elétrons da banda de valência para a banda de condução requer pouca energia. Isto disponibiliza estados na banda de valência e elétrons na banda de condução, permitindo a condução.

O caso (e) da Figura 2.1 representa um semicondutor extrínseco (com impurezas). A adição de impurezas adequadas adiciona uma banda na lacuna energética do semicondutor, criando uma alternativa de menor energia para a excitação dos elétrons, possibilitando a condução.

2.2 – Condutividade elétrica e mobilidade eletrônica

A condutividade elétrica é uma grandeza muito utilizada no estudo das propriedades dos materiais. A Figura 2.2.1 representa um material submetido a um campo elétrico E . Uma densidade de corrente J desenvolve-se neste material devido à aplicação deste campo elétrico.

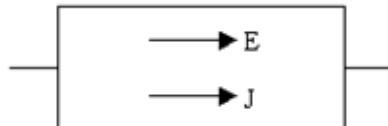


Figura 2.2 – Material submetido a um campo elétrico.

A definição da condutividade elétrica do material é dada na expressão 2.1.

$$\sigma = \frac{J}{E} \quad (2.1)$$

A mobilidade eletrônica é definida conforme a expressão 2.2, onde n é a densidade volumétrica de elétrons e e é a constante de carga de um elétron.

$$\mu = \frac{\sigma}{en} \quad (2.2)$$

A mobilidade eletrônica relaciona a intensidade do campo elétrico aplicado com a velocidade média v_{el} de deslocamento dos portadores de carga na direção do campo, conforme a expressão 2.3.

$$v_{el} = \mu E \quad (2.3)$$

2.3 – Tempo de espalhamento e tempo de relaxamento de uni-partícula

Existem dois tempos característicos utilizados na teoria de transporte eletrônico [8], o tempo de transporte ou tempo de relaxamento τ , e o tempo de relaxamento de uni-partícula τ_s .

O tempo de relaxamento de uni-partícula é uma medida do tempo que um autovalor do momento eletrônico pode ser definido mesmo na presença de espalhamento, por isto sendo também denominado *tempo de vida quântico*. O tempo de espalhamento é relacionado à condutividade σ e a mobilidade eletrônica μ pelas expressões 2.4 e 2.5, respectivamente, e também é denominado *tempo médio de colisão*.

$$\sigma = \frac{e^2 n \langle \tau \rangle}{m^*} \quad (2.4)$$

$$\mu = \frac{e \langle \tau \rangle}{m^*} \quad (2.5)$$

Nas expressões 2.4 e 2.5, m^* representa a massa efetiva, conceito descrito no item 2.5.

2.4 – Efeito Hall

O efeito Hall é um efeito galvanomagnético relacionado com o surgimento de uma diferença de potencial quando um material é atravessado por uma corrente elétrica e submetido a um campo magnético perpendicular a esta corrente. A tensão Hall é desenvolvida na direção perpendicular à corrente e ao campo magnético, conforme representado na Figura 2.3.

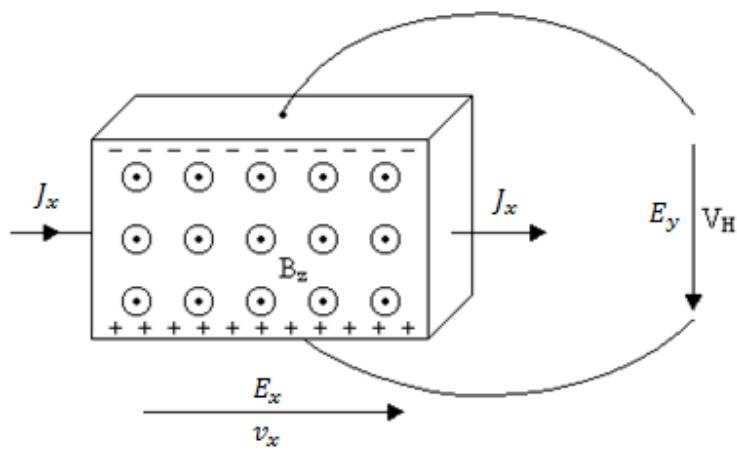


Figura 2.3 – Configuração para análise do efeito Hall.

A interação do campo magnético B_z na direção z com o movimento dos elétrons na direção x produz uma força de Lorentz, que é balanceada pelo campo elétrico de Hall E_y desenvolvido na direção y . Este equilíbrio é expresso pela equação 2.6.

$$eE_y = -eB_z v_x = -\frac{B_z J_x}{n} \quad (2.6)$$

onde n é a densidade de elétrons. A densidade de corrente J_x é dada expressão 2.7.

$$J_x = ne\mu E_x \quad (2.7)$$

Das equações 2.6 e 2.7, tem-se a expressão 2.8 para a mobilidade.

$$\mu = -\frac{E_y}{B_z E_x} \quad (2.8)$$

2.5 – O conceito de massa efetiva

A massa efetiva m^* é a massa aparente de um elétron quando submetido a um campo elétrico, e seu valor é inversamente proporcional à segunda derivada da estrutura energética do semicondutor em relação ao vetor de onda.

Os valores das massas efetivas já foram determinados para uma grande variedade de semicondutores. A vantagem da utilização da massa efetiva nos cálculos das propriedades dos semicondutores é a consideração matematicamente simples da influência de todas as interações do portador de carga com a rede cristalina do semicondutor.

A massa efetiva é definida como um tensor, devido às características anisotrópicas de um semicondutor genérico. No entanto, é possível a utilização de massas efetivas escalares se o transporte eletrônico analisado estiver limitado a uma região com propriedades isotrópicas.

2.6 – Distribuição de Fermi-Dirac e a energia de Fermi

A distribuição de Fermi-Dirac representa a distribuição das energias em um sistema quântico no qual a ocupação dos estados está sujeita ao princípio da exclusão de Pauli. Partículas que seguem esta distribuição, como elétrons e lacunas em um semicondutor degenerado e elétrons em um metal, são denominados fermions. A distribuição é dada na expressão 2.9.

$$f_0(E) = \frac{1}{1 + \exp[(E - E_F)/(k_B T)]} \quad (2.9)$$

Na distribuição 2.9, f_0 representa a probabilidade de um fermion apresentar a energia E , E_F é a energia de Fermi, k_B é a constante de Boltzmann e T é a temperatura.

A Figura 2.4 representa a distribuição de Dirac para duas temperaturas distintas.

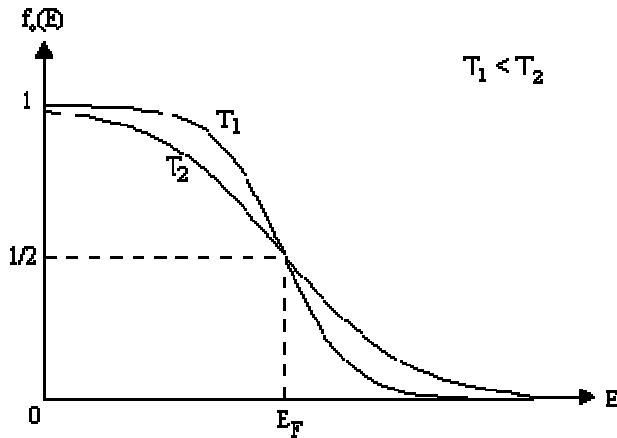


Figura 2.4 – Distribuição de Fermi-Dirac para temperaturas distintas.

Uma partícula de um sistema descrito por uma distribuição de Fermi-Dirac tem probabilidade $1/2$ de ter a energia de Fermi E_F . Além disso, a função $f(E)$ é simétrica em relação à energia de Fermi, ou seja, a probabilidade de que um estado de energia $E_F + \Delta E$ esteja vazio é igual à probabilidade de que um estado de energia $E_F - \Delta E$ esteja desocupado.

2.7 – Efeito Shubnikov-de Haas

O efeito Shubnikov-de Haas consiste em oscilações na resistividade conforme a variação da intensidade do campo magnético perpendicular ao semicondutor em baixas temperaturas. Quando um campo magnético é aplicado sobre um gás eletrônico bidimensional, os elétrons executam órbitas circulares com níveis energéticos discretos, denominados níveis de Landau, que aumentam linearmente com a intensidade do campo magnético. Conforme o campo magnético varia, os níveis de Landau ultrapassam o nível da energia de Fermi, causando oscilações na condutividade.

A variação relativa da condutividade com o campo magnético é dada pela expressão 2.10 [9].

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_c} = \frac{5}{2} \left(\frac{P}{2B} \right)^{1/2} \frac{\beta T m' \cos(\pi\nu)}{\sinh(\beta T m'/B)} \exp\left(\frac{-\beta T_D m'}{B}\right) \cos\left[2\pi\left(\frac{1}{PB} - \frac{1}{8} - \gamma\right)\right] \quad (2.10)$$

Na expressão 2.10, $\Delta\sigma$ é a variação da condutividade em relação à condutividade clássica σ_c , P é dado pela expressão 2.11, $\beta = 2\pi^2 k_B c m_0 / \hbar e$, onde c é velocidade da luz, m_0 é a massa do elétron e \hbar é a constante de Planck reduzida, $m' = m^*/m_0$, T_D é a temperatura de Dingle, e γ é um fator de fase.

$$P = \frac{\hbar e}{E_F m^*} \quad (2.11)$$

A função envoltória das oscilações da resistência é descrita pela fórmula convencional de Ando [10], representada na expressão 2.12.

$$\Delta R = 4R_0 X(T) \exp \frac{-\pi}{\omega_c \tau_s} \quad (2.12)$$

Na expressão 2.12, a função X representa o ofuscamento térmico à temperatura e é dada pela expressão 2.13, e ω_c é a frequência ciclotrônica, dada pela expressão 2.14. R_0 representa a resistência clássica em campo magnético nulo, e ΔR a diferença entre a resistência nos extremos das oscilações de Shubnikov-de Haas e a resistência clássica.

$$X(T) = \frac{2\pi^2 k_B T / (\hbar \omega_c)}{\sinh 2\pi^2 k_B T / (\hbar \omega_c)} \quad (2.13)$$

$$\omega_c = \frac{eB}{m^*} \quad (2.14)$$

2.8 – Localização eletrônica

A localização eletrônica representa a condição na qual o transporte eletrônico no semicondutor é difusivo, ao invés de balístico, e ocorre frequentemente em estruturas de dimensões muito pequenas.

O fator $k_F l$, onde k_F é o vetor de onda de Fermi e l o caminho livre médio, permite a previsão da ocorrência de localização eletrônica. Este fator, dado pela expressão 2.15, assume valores maiores que a unidade para o estado metálico, e menores para o estado isolante. Representa a razão entre a distância média que o portador percorre antes da ocorrência de um espalhamento e o comprimento de onda do elétron.

$$k_F l = 6,3 \times 10^{-11} \mu n^{2/3} \quad (2.15)$$

A dependência da resistência de uma amostra com a temperatura evidencia os efeitos da localização, manifestando-se como a diminuição exponencial da resistência com o aumento da temperatura [11].

2.9 – Teoria do espalhamento por rugosidade interfacial

A rugosidade interfacial é comumente caracterizada pela variação média da espessura do poço quântico, representada por Δ , e pela extensão lateral média de seus patamares, representada por Λ . A teoria prevê que a dependência da mobilidade com a largura do poço L_w é dada conforme a expressão 2.16.

$$\mu \propto f(\Delta, \Lambda) L_w^6 \quad (2.16)$$

Segundo a análise teórica [6], esta dependência pode ser expressa analiticamente em dois limites – para $k_F\Lambda \ll 1$ e para $k_F\Lambda \gg 1$. Estas soluções analíticas correspondem às expressões 2.17 e 2.18, respectivamente.

$$\mu = \hbar \frac{e}{m^*} \left(\frac{m_z}{m^*} \right)^2 \frac{L_w^6 q_s^2}{\Delta^2 \Lambda^2} \frac{1}{12\pi^5} \frac{1}{E_F} [1 - G(2k_F)]^2 \quad (k_F\Lambda \ll 1) \quad (2.17)$$

$$\mu = \hbar \frac{e}{m^*} \left(\frac{m_z}{m^*} \right)^2 \frac{L_w^6 \Lambda^3 k_F^5 q_s^2}{\Delta^2} \frac{1}{24\pi^{9/2}} \frac{1}{E_F} \{ [1 - G(2k_F)] F_c(2/\Lambda) + 2/(\Lambda q_s) \}^2 \quad (2.18)$$

Nestas expressões, m_z é a massa efetiva na direção perpendicular ao plano dos poços quânticos, q_s é a constante de blindagem tridimensional de Thomas-Fermi, E_F é a energia de Fermi, G é a aproximação de Hubbard para a função de correção do campo local, k_F é o vetor de onda de Fermi e F_c é um fator de forma devido à extensão finita do gás eletrônico na direção perpendicular ao plano do poço quântico, com valores já determinados [12].

Os fatores q_s e k_F e a função G são dados pelas expressões 2.19, 2.20 e 2.21, onde κ é a constante dielétrica, q é o número de onda, g_v e g_s são a degeneração do vale e da sub-banda.

$$k_F = \left(\frac{3\pi^2 n}{g_v} \right)^{1/3} \quad (2.19)$$

$$q_s = \left(\frac{2e}{\hbar} \right) \left(\frac{m^*}{\kappa} \right)^{1/2} g_v^{1/3} \left(\frac{3n}{\pi} \right)^{1/6} \quad (2.20)$$

$$G(q) = \frac{q}{g_s g_v \sqrt{k_F^2 + q^2}} \quad (2.21)$$

A análise teórica desenvolvida [6] prevê que a mobilidade eletrônica aumenta em dois limites – $k_F\Lambda \ll 1$ e para $k_F\Lambda \gg 1$. No limite $k_F\Lambda \ll 1$, a interface comporta-se com uma interface de difusão, espalhando elétrons fracamente. No limite $k_F\Lambda \gg 1$, a extensão da rugosidade interfacial é muito maior que o comprimento de onda dos elétrons, e não localiza-os no plano do poço quântico. No caso $k_F\Lambda \cong 1$, os parâmetros geométricos da rugosidade são próximos ao comprimento de onda dos elétrons, implicando em máximo espalhamento e mínima mobilidade.

A dependência da mobilidade com a concentração e razões de tempos τ/τ_s foram determinadas teoricamente [13] nos casos $k_F\Lambda \ll 1$ e para $k_F\Lambda \gg 1$, e são dadas pelas expressões 2.22 e 2.23.

$$\mu \propto \begin{cases} \frac{1}{n}, & k_F\Lambda \ll 1 \\ n^{3/2}, & k_F\Lambda \gg 1 \end{cases} \quad (2.22)$$

$$\frac{\tau_t}{\tau_s} = \begin{cases} \frac{2}{3}, & k_F\Lambda \ll 1 \\ \frac{(k_F\Lambda)^2}{3}, & k_F\Lambda \gg 1 \end{cases} \quad (2.23)$$

3 – Materiais e métodos

Este capítulo descreve métodos e equipamentos para a fabricação de amostras semicondutoras, métodos e equipamentos de medida, métodos de tratamento de dados, estrutura das amostras utilizadas e os procedimentos experimentais.

3.1 – Métodos e equipamentos de fabricação

Os subitens desta seção descrevem de modo sequencial os equipamentos e os procedimentos utilizados na fabricação de amostras semicondutoras por fotolitografia. A fabricação consiste no crescimento da amostra no substrato, clivagem e limpeza das amostras, deposição de fotoresiste, exposição da amostra à luz ultravioleta através de máscara, revelação e ataque químico da estrutura, preparação de contatos ôhmicos e soldagem dos fios.

3.1.1 – Crescimento da amostra

O crescimento da amostra é realizado pelo processo de epitaxia por feixes moleculares. Neste processo, um substrato de composição adequada e crescido ordenadamente é fixado na câmara de crescimento do equipamento de epitaxia por feixes moleculares, a qual é posteriormente evacuada. Os materiais a serem depositados na superfície do substrato são fundidos e ionizados por aquecimento. Os íons superficiais dos componentes fundidos são acelerados contra o substrato por uma diferença de potencial elevada, e aderem à superfície deste após a colisão. Para facilitar a acomodação dos átomos depositados, o substrato é mantido aquecido a aproximadamente 800 °C. A Figura 3.1 representa o esquema do equipamento.

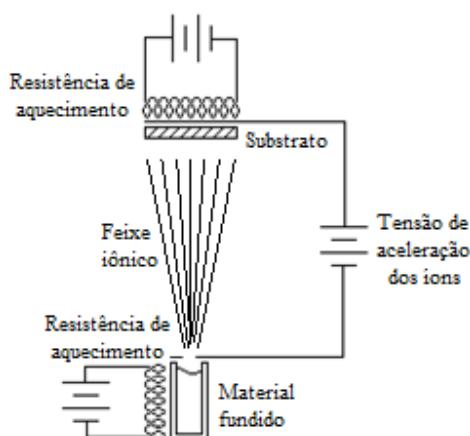


Figura 3.1 – Esquema do equipamento de epitaxia por feixes moleculares.

Este equipamento permite crescer camadas com a composição e espessura desejadas na superfície do substrato, seguindo a mesma direção de cristalização deste. Uma característica importante deste método é a baixa velocidade de crescimento, de aproximadamente uma camada monoatômica por segundo, o que permite o controle preciso da espessura.

3.1.2 – Clivagem e limpeza das amostras

O equipamento de epitaxia por feixes moleculares produz amostras circulares grandes, de modo que necessitam ser cortadas em amostras menores. O método de corte das amostras é a clivagem, na qual um material duro é pressionado contra a borda da amostra a ser cortada, e esta se rompe ao longo de uma direção cristalina, permitindo cortes retos e bem acabados.

Após o corte em amostras de tamanhos adequados, estas são submetidas a um processo de limpeza para a eliminação de resíduos, especialmente os orgânicos, que podem prejudicar etapas posteriores da fabricação. O processo utilizado para a limpeza é a fervura da amostra em acetona, seguida pela imersão em propanol, e finalmente lavagem com água deionizada. A secagem é realizada com jatos de ar comprimido.

3.1.3 – Deposição e secagem do fotoresiste

O fotoresiste é um produto comumente baseado em diazoquinona, que sofre uma transformação química quando exposta à luz ultravioleta. É utilizado para criar uma camada protetora em áreas desejadas da superfície da amostra, permitindo que os ataques químicos para a litografia atuem somente nas regiões desejadas. Devido à sensibilidade da substância à luz ultravioleta e a comprimentos de ondas próximos, como a luz azul, o produto é manipulado com iluminação de luz amarela. A Figura 3.2 mostra a transformação química da diazoquinona sob iluminação ultravioleta.

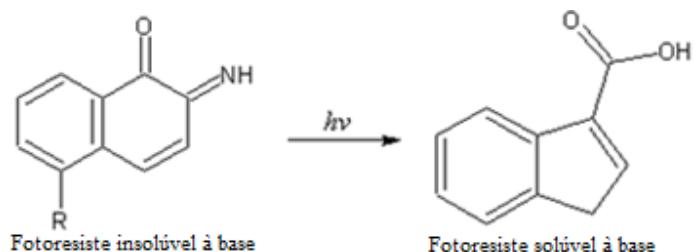


Figura 3.2 – Transformação química da diazoquinona sob luz ultravioleta.

O fotoresiste pode ser classificado em positivo ou negativo. No fotoresiste positivo a porção exposta à luz torna-se solúvel à base, e no fotoresiste negativo a parte exposta à luz torna-se insolúvel à base. A distribuição do fotoresiste na superfície da amostra de maneira uniforme é realizada com o auxílio de um equipamento denominado *spinner*, constituído basicamente de um suporte de amostras por succção, conforme representado na Figura 3.3, que pode girar com frequência regulável.

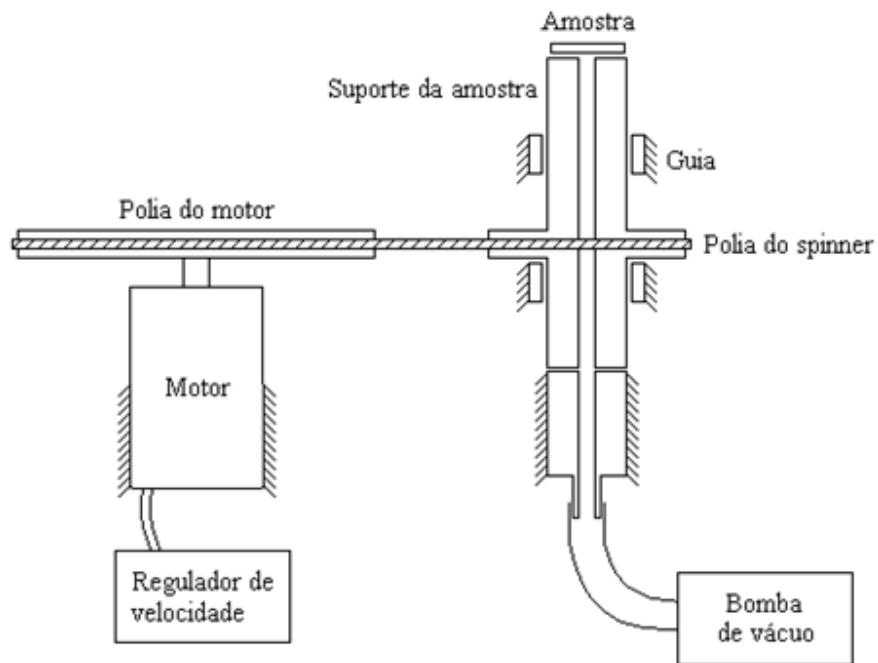


Figura 3.3 – Esquema do equipamento *spinner*.

O fotoresiste é espalhado do centro para as bordas devido ao efeito centrífugo, e adquire espessura dependente da frequência de rotação. Devido à tensão superficial, depois da centrifugação as bordas da amostra apresentam camadas de fotoresiste mais espessas do que a região central. A Figura 3.4 representa a forma da seção transversal da camada de fotoresiste em diferentes momentos da centrifugação.

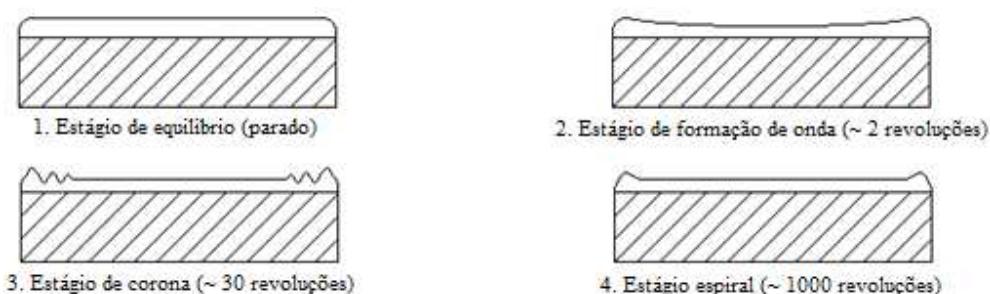


Figura 3.4 – Variação da forma da seção transversal do fotoresiste durante a centrifugação.

Após a deposição do fotoresiste, a amostra é colocada sobre uma superfície quente, com temperatura regulável, para que ocorra a evaporação do solvente do fotoresiste.

3.1.4 – Transferência de padrão com exposição à luz ultravioleta

A fotolitografia é um método de transferir um padrão desejado para a superfície de uma amostra utilizando-se luz. Após a deposição e secagem do fotoresiste, a amostra é exposta à luz ultravioleta através de uma máscara, que é constituída por uma placa de material transparente ao ultravioleta, em cuja superfície está desenhado o padrão através de deposição de filme metálico.

Um equipamento denominado fotoalinhadora, representado na Figura 3.5, permite o posicionamento e a aproximação entre a máscara e a amostra, e exposição ao ultravioleta durante tempo programável regulável.

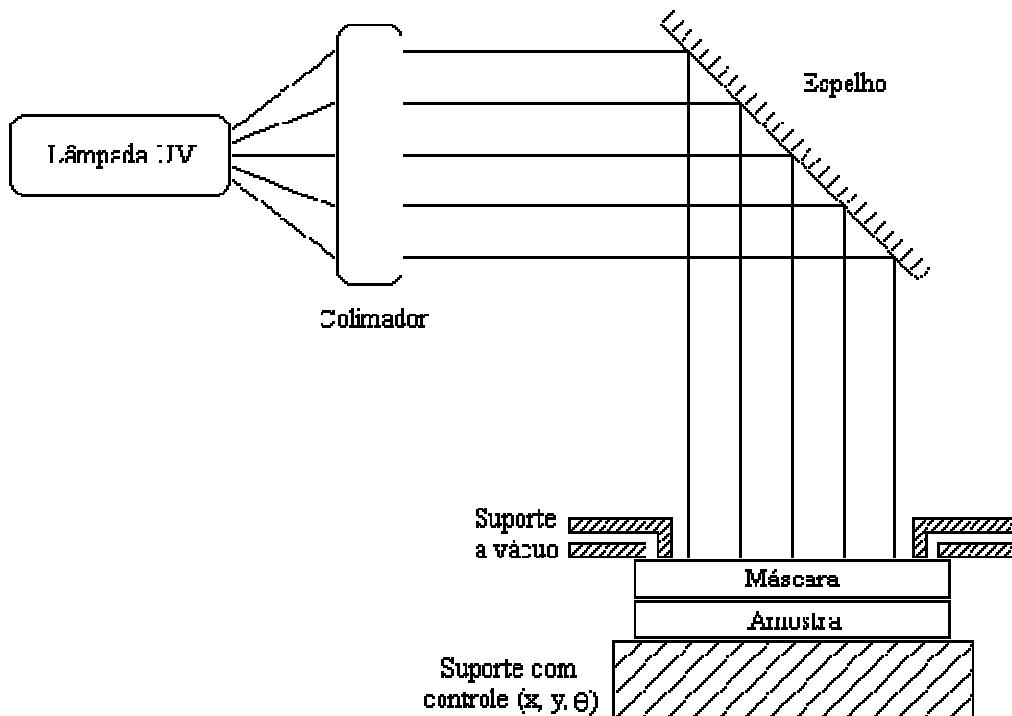


Figura 3.5 – Esquema da fotoalinhadora.

3.1.5 – Revelação, ataque químico e remoção do fotoresiste

A revelação é o processo pelo qual a parte solúvel à base do fotoresiste é removida. Esta remoção é realizada tratando-se a amostra já exposta ao ultravioleta com um revelador. O revelador comumente é uma solução de hidróxido de sódio. A Figura 3.6 mostra o efeito do

tratamento da amostra com o revelador.

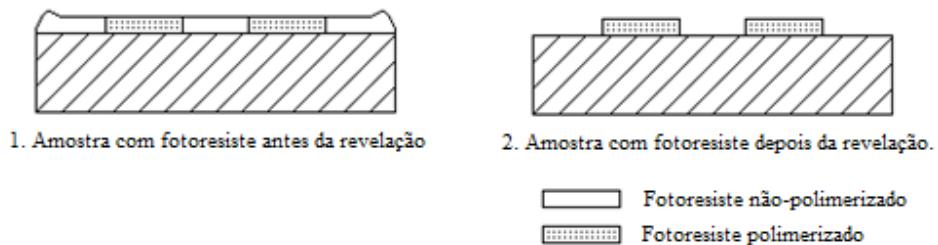


Figura 3.6 – Revelação da estrutura.

Após a remoção do fotoresiste não polimerizado, a amostra pode ser submetida ao ataque químico.

O ataque químico é realizado submerso a amostra em uma solução corrosiva para a eliminação da camada ativa nas regiões adequadas, e assim formando o circuito. Uma solução de ataque comum para GaAs/AlGaAs é constituída por água deionizada, peróxido de hidrogênio e ácido sulfúrico. Para InGaAs/InP, utiliza-se uma solução de água, ácido clorídrico e ácido sulfúrico.

A Figura 3.7 mostra o efeito do ataque químico em uma amostra.

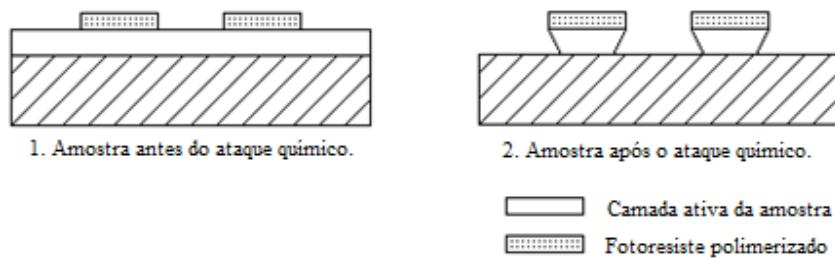


Figura 3.7 – Ataque químico em uma amostra.

Após a realização dos tratamentos químicos desejados, a proteção de fotoresiste deve ser removida para expor a superfície da camada ativa aos procedimentos posteriores, como a preparação de contatos.

A remoção do fotoresiste polimerizado pode ser feita fervendo-se a amostra em acetona. A Figura 3.8 mostra a remoção do fotoresiste polimerizado.

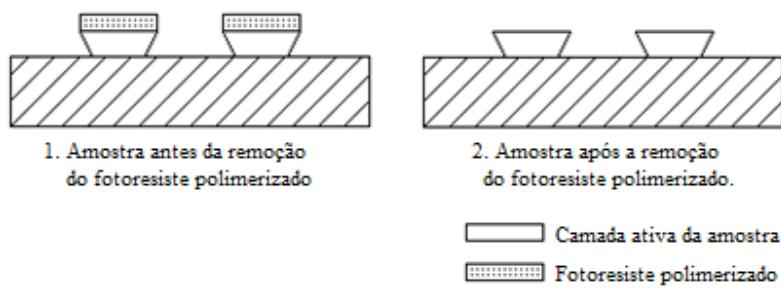


Figura 3.8 – Remoção do fotoresiste polimerizado da amostra.

3.1.6 – Preparação de contatos ôhmicos e soldagem dos fios

Para possibilitar a realização de medidas, é necessário soldar fios nos terminais do circuito da amostra. No entanto, a simples soldagem do fio no material da amostra cria um contato com características elétricas não lineares e com barreiras potenciais, que interferem de modo complexo nas medidas e dificulta a interpretação dos resultados. Para evitar este problema, prepara-se no local de soldagem um contato ôhmico, no qual a relação entre a tensão e a corrente é linear e com resistência pequena.

A preparação de um contato ôhmico em compostos III-V pode ser realizada com a difusão térmica do metal índio (In) no material da amostra. A difusão do índio é realizada depositando-se pequenas quantidades do metal nos locais de contato, com o auxílio de um ferro de solda específico, seguindo-se de tratamento térmico em um forno em atmosfera inerte. O metal se liquefaz e se difunde na amostra, criando o contato ôhmico.

O fio utilizado para a soldagem é de cobre, mas prata e ouro podem ser utilizados quando fios mais finos são necessários, por serem mais dúcteis. A soldagem do fio de cobre é realizada fundindo-se novamente o índio previamente depositado na amostra com o auxílio do soldador, e introduzindo o terminal do fio de cobre no material fundido. Após a secagem, a solda é submetida a esforços mecânicos para teste de adesão. A amostra pode então ser adaptada ao porta-amostras, e medidas podem ser realizadas.

A Figura 3.9 esquematiza o processo de preparação de contatos ôhmicos e soldagem dos fios.

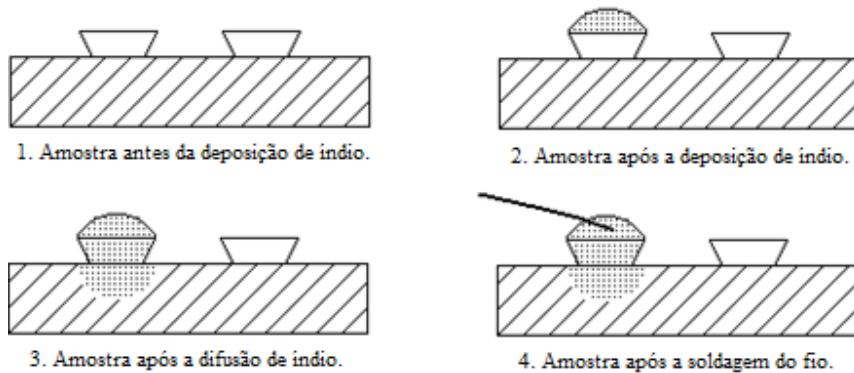


Figura 3.9 – Processo de preparação de contatos ôhmicos.

3.2 – Equipamentos e métodos de medidas elétricas

Nos subitens desta seção são descritos o magnetocriostato e métodos de medidas elétricas de amostras, especificamente o método van-der-Pauw e a geometria *Hall-bar*.

3.2.1 – Magnetocriostato

O magnetocriostato é um equipamento que permite submeter amostras a campos magnéticos elevados, e a temperaturas de poucos graus Kelvin. O criostato é inicialmente refrigerado com a introdução de nitrogênio líquido na câmara de nitrogênio. A câmara interna onde será introduzido o hélio líquido refrigera-se transferindo sua energia para o compartimento de nitrogênio por irradiação térmica, pois são isolados por vácuo.

Após o resfriamento com nitrogênio líquido, que demora cerca de um dia, pode-se transferir hélio para a câmara de hélio, para abaixar a temperatura do criostato até aproximadamente 4 K. Este processo evapora bastante hélio, que é transferido para a linha de recuperação de hélio para posterior liquefação.

A câmara de hélio é isolada do compartimento de medidas, mas permite a transferência de hélio para este através de uma válvula agulha. Esta técnica permite a economia de hélio, porque processos que evaporam hélio, como a introdução da amostra no criostato, limitam-se ao compartimento de medidas e não influenciam diretamente a câmara de hélio. Abrindo-se a válvula agulha, pode-se completar o resfriamento do compartimento de medidas. Temperaturas mais baixas podem ser obtidas diminuindo-se a pressão na câmara de medidas com o auxílio de uma bomba de vácuo, que bombeia o hélio gasoso presente na câmara para a linha de recuperação.

A baixa temperatura do magnetocriostato permite que o solenóide responsável pela geração do campo magnético opere em estado supercondutor, possibilitando a geração de altos campos com dissipação de energia por aquecimento praticamente nula. Além disso, permite realizar medidas com grandes variações relativas de temperatura.

O solenóide é dotado de um elemento aquecedor em um pequeno trecho de seu enrolamento, que permite retirar este trecho do regime supercondutor para possibilitar a aplicação de uma diferença de potencial, e assim controlar a corrente no solenóide. Este elemento aquecedor é responsável por uma parcela considerável da evaporação de hélio.

A taxa de variação temporal do campo magnético no solenóide não deve ser superior a 0,5 T/s, pois há risco de ocorrer o fenômeno *quench*, no qual a bobina sai do estado supercondutor e dissipar toda sua energia na forma de calor, evaporando o hélio descontroladamente, que é eliminado violentamente pela válvula de segurança. Este fenômeno é acompanhado de magnetostrição do solenóide, e é utilizado na fabricação do criostato para acomodar as espiras da bobina. Todo o criostato é construído de materiais não ferromagnéticos, para que o campo magnético não seja distorcido.

3.2.2 – Princípio básico das medidas

As medidas elétricas são realizadas aplicando-se uma tensão alternada na amostra através de uma resistência em série R_S , conforme a Figura 3.10, e medindo-se as tensões desejadas com o auxílio de um amplificador *lock-in*.

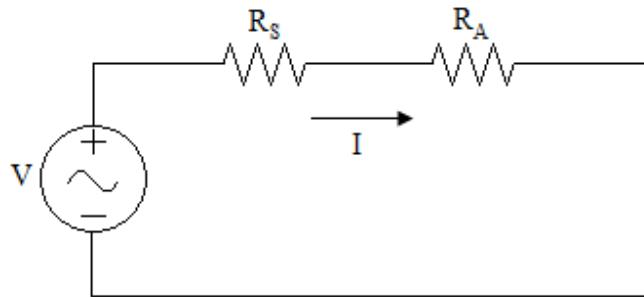


Figura 3.10 – Esquema da conexão da amostra ao gerador *lock-in*.

A resistência elétrica R_S deve ser uma ordem de grandeza maior que a resistência da amostra R_A . Isto permite que a corrente resultante possa ser considerada praticamente constante e calculável somente com o valor de R_S , já que a resistência da amostra varia com o campo magnético aplicado e com a temperatura. Para a determinação da resistência R_S , a resistência da amostra R_A é

aférica anteriormente com o auxílio de um multímetro. A corrente é calculada conforme a expressão 3.1.

$$I = \frac{V}{R_S + R_A} \cong \frac{V}{R_S} \quad (R_S \gg R_A) \quad (3.1)$$

Corrente alternada é utilizada porque evita a polarização contínua da amostra. O amplificador *lock-in* efetua a leitura das tensões desejadas sempre em um mesmo potencial da tensão senoidal de excitação, que é gerada pelo próprio amplificador *lock-in* e normalmente possui frequências menores que 10 Hz. Como a tensão de excitação é alternada, é importante que a parte reativa da impedância da amostra seja menor que 10% da impedância total, para não prejudicar significativamente os resultados. Uma causa comum de impedância reativa elevadas são contatos não-ôhmicos nos terminais de soldas da amostra.

3.2.3 – Medidas por efeito Hall – geometria *Hall-bar*

O esquema de ligação de uma amostra Hall-bar no sistema de medidas está representado na Figura 3.11.

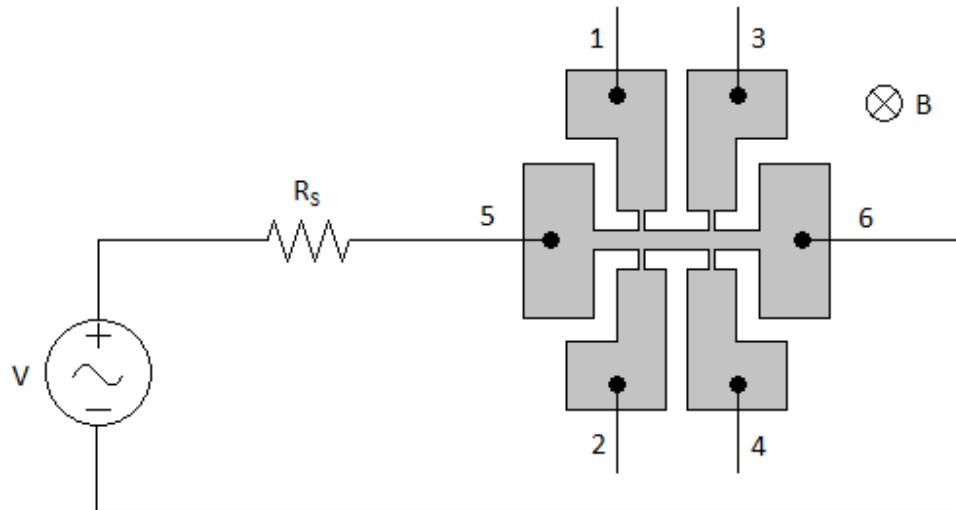


Figura 3.11 – Esquema de conexão da amostra Hall-bar no sistema de medidas.

A configuração deve obedecer à condição $R_S \gg R_A$. A tensão de excitação é conectada à amostra através dos terminais 5 e 6, e percorre a parte ativa de condução, constituída pelo retângulo central da amostra. Deste modo, o potencial devido à resistência V_{xx} pode ser medido entre os terminais 1 e 3 ou 2 e 4. A tensão Hall V_{xy} é desenvolvida no plano da amostra, perpendicularmente à corrente aplicada. Portanto, pode ser medida entre os terminais 1 e 2 ou 3 e 4.

A tensão V_{xx} pode ser relacionada com a resistência R_{xx} pela expressão 3.2.

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

Os resultados obtidos podem ser apresentados em gráficos $R_{xx} \times B$ e $V_{xy} \times B$, conforme a Figura 3.12.

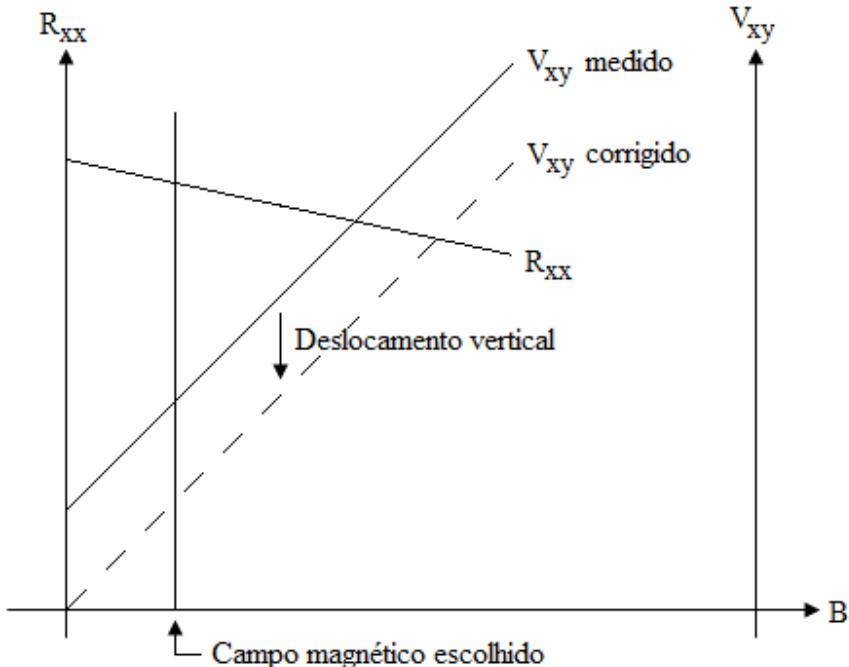


Figura 3.12 – Representação de R_{xx} e V_{xy} e aplicação da correção de V_{xy} .

É comum que o gráfico de $V_{xy} \times B$ não cruze a origem do gráfico. Isto ocorre devido a assimetrias das amostras, como na solda dos fios de contato, por exemplo. Antes de realizar-se cálculos, é necessário transladar verticalmente a curva de V_{xy} até que cruze a origem, para compensar as assimetrias. A operação está representada na Figura 3.12.

A determinação da concentração eletrônica e da mobilidade eletrônica é realizada escolhendo-se um campo magnético no qual a dependência de R_{xy} ainda seja linear, e extraíndo-se os valores de R_{xx} e V_{xy} neste campo. Para o cálculo da concentração e da mobilidade, utiliza-se as expressões 3.3 e 3.4, respectivamente, onde I é a corrente utilizada e d a espessura da camada ativa da amostra

$$n = \frac{1}{e} \frac{B}{d} \frac{I}{V_{xy}} \quad (3.3)$$

$$\mu = \frac{1}{B} \frac{1}{R_{xx}} \frac{V_{xy}}{I} \frac{l_a}{w_a} \quad (3.4)$$

Os fatores l_a e w_a da expressão 3.4 são o comprimento e a largura da área ativa da estrutura *Hall-bar*.

3.2.4 – Medidas por efeito Hall – método van-der-Pauw

A preparação de uma amostra para medidas através do método de Van-der-Pauw é mais simples do que o Hall-bar, pois não envolve operações de fotolitografia. Consiste em preparar contatos ôhmicos e soldar fios nos quatro cantos de uma amostra quadrada.

O esquema da Figura 3.13 representa a conexão da amostra para a medida de V_{xx} . A corrente é aplicada entre os terminais 1 e 2, e V_{xx} é obtido nos terminais 3 e 4. A ligação deve satisfazer $R_S \gg R_A$.

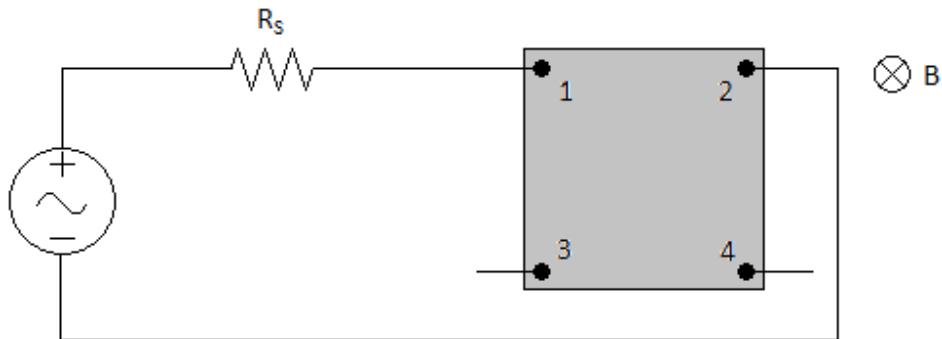


Figura 3.13 – Conexão da amostra van-der-Pauw para a medida de V_{xx} .

O esquema da Figura 3.14 representa a ligação da amostra para a medida de V_{xy} . A corrente é aplicada entre os terminais 1 e 4, e V_{xy} é obtido nos terminais 2 e 3.

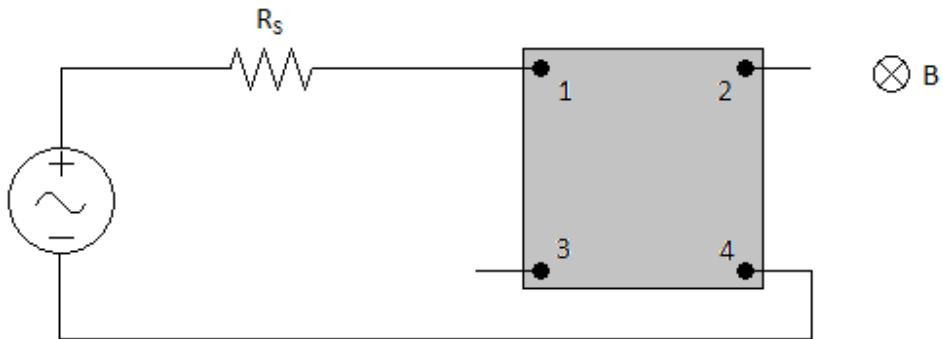


Figura 3.14 – Conexão da amostra van-der-Pauw para a medida de V_{xy} .

As medidas podem ser apresentadas em gráficos $R_{xx} \times B$ e $V_{xy} \times B$, sendo que a resistência R_{xx} é obtida pela relação 3.2. Devido a assimetrias nas posições das soldas, assim como nas amostras Hall-bar, a curva de R_{xy} pode não cruzar a origem do gráfico. Deve ser utilizado o mesmo método de correção descrito para as amostras Hall-bar, conforme a Figura 3.12.

A determinação da concentração eletrônica e da mobilidade eletrônica é realizada escolhendo-se um campo magnético no qual a dependência de V_{xy} ainda seja linear, e extraíndo-se os valores de R_{xx} e V_{xy} neste campo. Para o cálculo da concentração e da mobilidade, utiliza-se as expressões 3.5 e 3.6, respectivamente, onde I é a corrente utilizada e d a espessura da camada ativa da amostra.

$$n = \frac{B}{ed} \frac{I}{V_{xy}} \quad (3.5)$$

$$\mu = \frac{\ln 2}{\pi B} \frac{1}{R_{xx}} \frac{V_{xy}}{I} \quad (3.6)$$

O método Van-der-Pauw acarreta maior erro que o método *Hall-bar* devido aos terminais comuns de medição e injeção de corrente. Além disso, os contatos não têm dimensões tão reduzidas como nas amostras *Hall-bar*.

3.3 – Métodos de análise

Nos subitens desta seção são descritos os métodos de análise dos dados utilizados na determinação dos tempos de uni-partícula, no cálculo da energia de Fermi, na avaliação da localização eletrônica e na estimativa da extensão lateral da rugosidade interfacial.

3.3.1 – Determinação do tempo de uni-partícula

O tempo de uni-partícula τ_s é determinado através de gráficos de Dingle. Estes gráficos são obtidos na análise dos extremos das oscilações de Shubnikov-de Haas.

A expressão 2.12 relaciona os extremos das oscilações de Shubnikov-de Haas com o tempo de uni-partícula τ_s . Conforme a expressão 2.12, o valor $\ln(\Delta R/4R_0 X(T))$ apresenta dependência linear com o inverso do campo magnético. Um gráfico com eixos $\ln(\Delta R/4R_0 X(T))$ e B^{-1} , construído com pontos correspondentes a cada máximo e mínimo das oscilações de Shubnikov-de Haas, é denominado gráfico de Dingle. O coeficiente angular desta dependência linear é dado pela expressão 3.7.

$$\frac{\ln[\Delta R/(4R_0 X(T))]}{1/B} = -\frac{\pi m^*}{e\tau_s} \quad (3.7)$$

Impõe-se a igualdade entre o coeficiente linear de um ajuste linear dos pontos de um gráfico de Dingle e o lado direito da equação 3.7, determina-se o tempo de uni-partícula.

Caso a resistência clássica R_0 dependa do campo magnético B , determina-se sua variação através de ajuste polinomial de grau baixo e subtrai-se da curva da resistência total para eliminar a contribuição clássica na amplitude das oscilações, conforme a Figura 3.15.

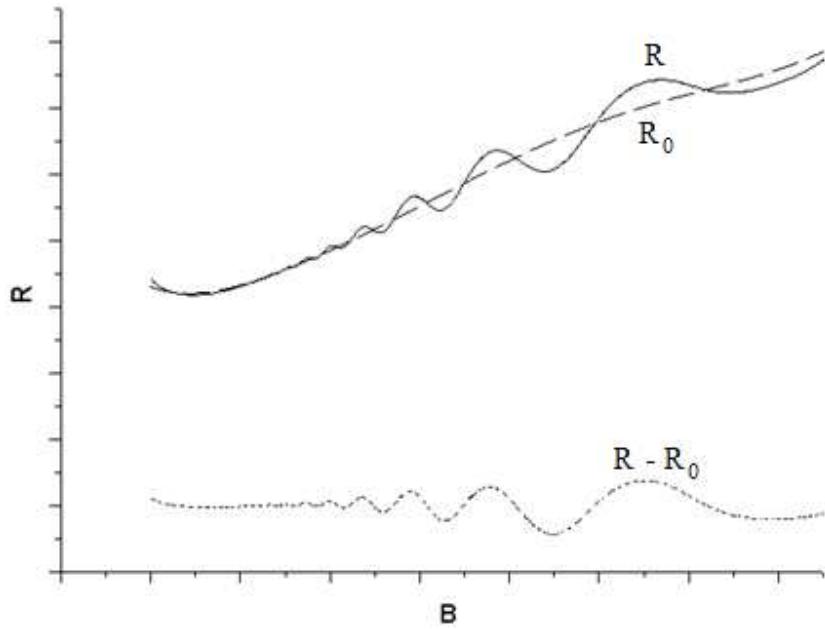


Figura 3.15 – Procedimento para a separação da contribuição da condutividade clássica nas oscilações de Shubnikov-de Haas.

A precisão na determinação da amplitude ΔR pode ser melhorada com uma interpolação linear entre os dois extremos opostos vizinhos [14].

Deve-se observar que idealmente os ajustes lineares em um gráfico de Dingle interceptam a origem do gráfico. Interceptações abaixo da origem indicam a existência de um caminho de condução paralela, mas os coeficientes angulares destes gráficos ainda fornecem uma boa aproximação para τ_s [15].

3.3.2 – Determinação da Energia de Fermi por Shubnikov-de Haas

A expressão 2.10 descreve a variação da condutividade do semicondutor em função do campo magnético no efeito Shubnikov-de Haas. A oscilação da condutividade é determinada somente pelo termo representado na expressão 3.8, sendo que todos os outros termos determinam a amplitude do envelope das oscilações.

$$\cos \left[2\pi \left(\frac{1}{PB} - \frac{1}{8} - \gamma \right) \right] \quad (3.8)$$

A função cosseno da expressão 3.8 apresenta período P em relação à variável B^{-1} . Portanto, traçando-se a contribuição quântica da resistência em função de B^{-1} , e medindo-se o período entre dois máximos ou dois mínimos de resistência, é possível determinar a energia de Fermi impondo-se a igualdade entre o período calculado e o dado pela expressão 2.11.

3.3.3 – Verificação da ocorrência de estados metálicos ou isolantes

A determinação da ocorrência da localização eletrônica é realizada com os critérios apresentados no item 2.8.

Os valores dos fatores k_{fl} , calculados pela expressão 2.15, revelam os estados das amostras. Fatores $k_{fl} \gg 1$ indicam estado metálico, e fatores $k_{fl} \ll 1$ indicam estado isolante. Valores próximos da unidade indicam as condições próximas à transição metal-isolante.

A dependência da resistência com a temperatura também indica a ocorrência de localização eletrônica, sendo que quedas acentuadas da resistência com o aumento da temperatura indicam a proximidade com o estado isolante, enquanto resistências relativamente constantes indicam estado metálico.

3.3.4 – Determinação da extensão lateral da rugosidade interfacial

As expressões analíticas 2.17 e 2.18 possibilitam o estabelecimento de relações entre Δ e Λ , mas não permitem a separação dessas grandezas, sendo necessária a determinação de um deles por outro método. Um método prático é a determinação de Δ com difratometria de raios-X.

Para a determinação de Λ , é necessário ajustar as medidas obtidas à curva $\mu = A L_w^6$, onde A é o coeficiente de ajuste determinada pelo método dos mínimos quadrados, μ é a mobilidade eletrônica e L_w é a espessura dos poços quânticos. As medidas correspondentes a larguras de poços onde ocorre a saturação da mobilidade para o valor da mobilidade do material não devem ser utilizadas, porque o espalhamento por rugosidade interfacial já não é dominante.

Para a estimativa da extensão lateral da rugosidade, admite-se que os parâmetros Δ e Λ são iguais em todas as amostras. Esta hipótese é coerente porque as amostras provêm de uma mesma máquina de crescimento, e foram crescidas nas mesmas condições. Impõe-se a igualdade entre o coeficiente A encontrado e o coeficiente calculado pela expressão 2.17 ou 2.18, dependendo se o espalhamento é de curto ou longo alcance. A extensão lateral da rugosidade interfacial é o valor de Λ que satisfaz a igualdade imposta.

A determinação do alcance do espalhamento é realizada pela análise da dependência entre a concentração eletrônica e a mobilidade eletrônica e pela razão entre os tempos de espalhamento e os tempos de uni-partícula, e comparação com as dependências teóricas das expressões 2.22 e 2.23.

3.5 – Amostras semicondutoras utilizadas

Neste trabalho foram utilizados três conjuntos de amostras com características distintas.

O primeiro grupo de amostras, referidos conjuntamente como *série #400*, é constituído por amostras de super-redes com 30 períodos do tipo $(In_{0,53}Ga_{0,47}As)_m(InP)_m$, onde m é dado em monocamadas ($1\text{ ML} \approx 2.9\text{ \AA}$), crescidas em substratos semi-isolantes InP de orientação (001) por epitaxia de feixes moleculares. As barreiras foram dopadas seletivamente com silício para a formação de um gás de elétrons degenerados, com concentração nominal de $(2\text{-}3) \times 10^{17}\text{ cm}^{-3}$. Foram utilizadas amostras com espessuras de poços quânticos m de 7, 10, 12, 14 e 18 monocamadas, com identificações #443, #444, #445, #446 e #447, respectivamente.

O segundo grupo de amostras, referidos conjuntamente como *série #800*, é constituído de amostras de super-redes com 20 períodos do tipo $(In_{0,53}Ga_{0,47}As)_{15}(InP)_{15}$, crescidas em substratos semi-isolantes InP de orientação (001) por epitaxia de feixes moleculares. Neste conjunto, a espessura dos poços é fixa em 15 monocamadas. As barreiras foram dopadas seletivamente com silício para a formação de um gás de elétrons degenerados. As concentrações de dopagem nominais são $5 \times 10^{16}\text{ cm}^{-3}$, 10^{17} cm^{-3} , $5 \times 10^{17}\text{ cm}^{-3}$ e 10^{18} cm^{-3} , e as amostras foram identificadas como #829, #830, #831 e #832.

O terceiro grupo de amostras é constituído por super-redes com 30 períodos do tipo $(GaAs)_m(AlGaAs)_m$ dopadas não-seletivamente, crescidas por epitaxia de feixes moleculares e medidas para um outro trabalho [7].

Para as amostras InGaAs/InP, tem-se que $m^* = 0,067\text{ m}_0$, $m_z = 1,6\text{ m}^*$, $\kappa = 12,8$, $g_v = 1$ e $g_s = 2$ [13,17]. A altura característica da rugosidade facial Δ foi obtida por difratometria de raios-X, com valor de duas monocamadas [18].

3.6 – Procedimentos experimentais e analíticos

Primeiramente fabricam-se duas amostras com a mesma constituição, nas configurações *Hall-bar* e *van-der-Pauw*, para a comparação da sensibilidade dos métodos e consequente seleção de um método para a preparação das amostras da pesquisa. Medem-se as amostras no magnetocriostato e os resultados evidenciam as sensibilidades dos métodos. Posteriormente,

otimiza-se os parâmetros do processo de fabricação e preparam-se as amostras InGaAs/InP das séries #400 e #800 pelo método de desempenho superior.

Medem-se as amostras InGaAs/InP no magnetocriostato à temperatura de 4,2 K, com campo magnético perpendicular à superfície da amostra, utilizando-se um amplificador do tipo *lock-in* com frequência de 1 Hz. Mede-se a variação da resistência com a temperatura para as amostras #443 e #447, com larguras de poços de 7 e 18 monocamadas, respectivamente, com temperaturas entre 1,6 e 15 K.

Prepara-se gráficos de Dingle para a determinação dos tempos de uni-partícula e determina-se as razões de tempo, que são utilizadas para a determinação do alcance do espalhamento.

Determina-se a energia de Fermi das amostras utilizando-se o período das oscilações de Shubnikov-de Haas em função do inverso da intensidade do campo magnético.

Mede-se as amostras da série #800, com larguras de poços constantes, e obtém-se a dependência da mobilidade com a concentração, para a determinação do alcance do espalhamento.

Estima-se a extensão lateral da rugosidade interfacial ajustando-se a dependência teórica da mobilidade com a largura de poços com os dados obtidos, e impondo-se a igualdade com a expressão teórica 2.17 ou 2.18, dependendo do alcance do espalhamento. Compara-se os resultados obtidos com dados amostras de GaAs/AlGaAs extraídos de trabalhos [3-5,7].

4 – Resultados e discussões

4.1 – Comparação do método van-der-Pauw e Hall-bar

Duas amostras de testes com a mesma constituição foram preparadas, nas configurações van-der-Pauw e *Hall-bar*. A resistência das amostras foram medidas em campos magnéticos baixos pelos dois métodos. O gráfico da Figura 4.1 representa as resistências medidas normalizadas.

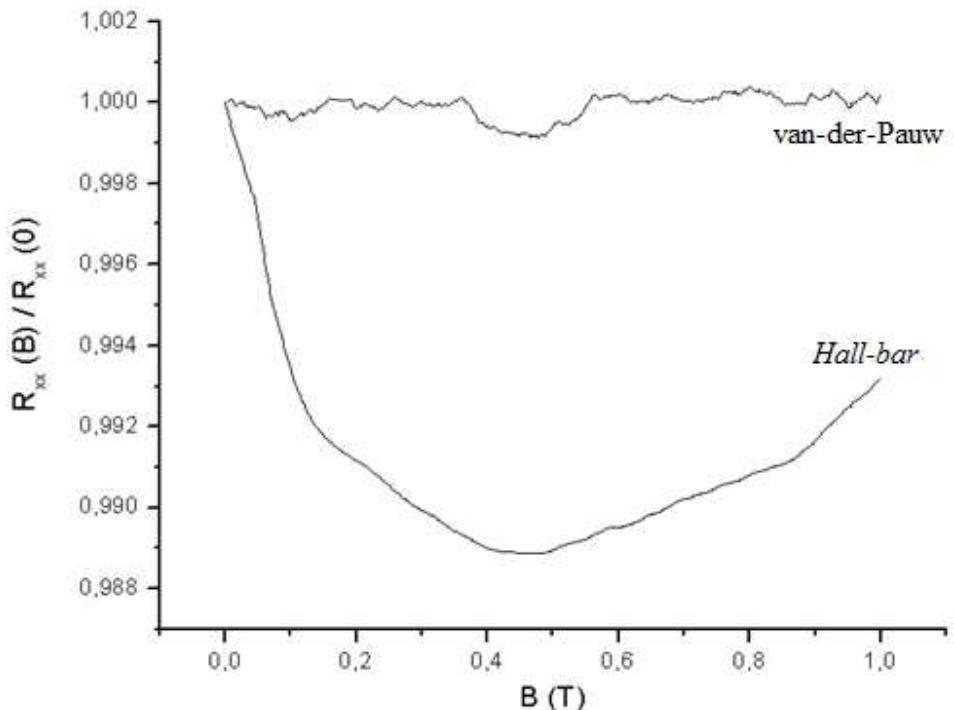


Figura 4.1 – Resistências normalizadas de amostras nas configurações Hall-bar e van-der-Pauw.

O método van-der-Pauw não apresentou sensibilidade suficiente para detectar a magnetoresistência negativa na resposta da amostra, diferentemente da geometria *Hall-bar*. Confirma-se também que a medida obtida pelo método van-der-Pauw é consideravelmente mais ruidosa do que a medida obtida pela geometria *Hall-bar*. Por estes motivos, optou-se pela fabricação de todas as amostras na configuração *Hall-bar*.

4.2 – Super-redes InGaAs/InP

Os subitens desta seção descrevem os resultados experimentais da fabricação e medição das amostras de super-redes InGaAs/InP, os resultados obtidos por tratamento de dados e a determinação do alcance do espalhamento e da extensão lateral da rugosidade interfacial.

4.2.1 – Fabricação das amostras InGaAs/InP

As amostras de super-redes InGaAs/InP necessárias para o desenvolvimento do trabalho foram preparadas com a geometria Hall, com área ativa de $2 \times 5 \text{ mm}^2$, conforme os procedimentos descritos nos subitens da seção 3.1. Diversos parâmetros foram testados, e o processo foi otimizado.

No processamento, o fotoresiste foi espalhado nas amostras com o uso do *spinner*, a uma velocidade de 7000 rpm, durante 30 segundos. Posteriormente, as amostras foram tratadas termicamente a 120 °C durante 2 minutos. Expôs-se ao ultravioleta durante 30 segundos, através de uma máscara com estruturas da configuração Hall-bar.

O ataque químico da estrutura das amostras foi realizado com a solução HCl:HNO₃:H₂O, na proporção 2:3:6. A taxa de ataque desta solução é de 1 $\mu\text{m}/\text{min}$ [16]. O tempo de ataque utilizado foi de 2 minutos, permitindo que a corrosão eliminasse toda a área ativa desejada com uma margem de segurança para evitar problemas devidos a eventuais desvios entre a taxa de ataque especificada e a real. A eliminação do fotoresiste foi obtida com a fervura em acetona durante 10 minutos, seguida por imersão em propanol durante 2 minutos, e lavagem final em água deionizada.

Nos terminais de contato da amostra foram preparados contatos ôhmicos pela difusão de índio com tratamento térmico de 10 minutos a 360 °C, em atmosfera de nitrogênio.

Os fios de cobre utilizados para a soldagem não apresentavam verniz de isolamento, evitando o procedimento de raspagem do verniz – procedimento que era aplicado anteriormente no laboratório.

As Figuras 4.2 e 4.3 representam imagens da área central de uma amostra após a revelação da estrutura e após o ataque químico, respectivamente. A Figura 4.4 mostra a estrutura Hall-bar na amostra após a difusão de índio, antes da soldagem dos fios nos contatos, e a Figura 4.5 mostra a conexão de um fio a um dos terminais da geometria Hall-bar.

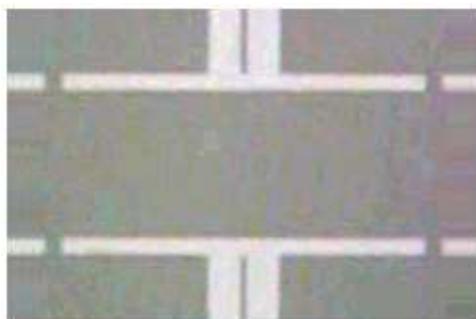


Figura 4.2 – Detalhe da área central de uma amostra com estrutura Hall-bar revelada.

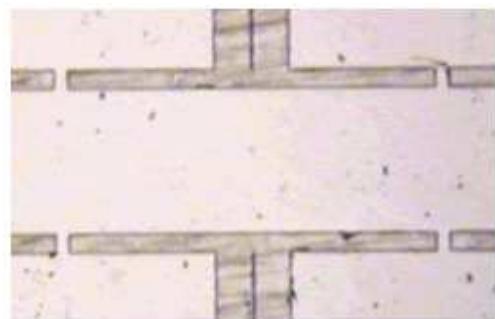


Figura 4.3 – Detalhe da área central de uma amostra Hall-bar após o ataque químico.



Figura 4.4 – Amostra após a difusão de índio, antes da soldagem dos fios.



Figura 4.5 – Detalhe da solda de um fio de cobre com índio, em um terminal da amostra.

Com os parâmetros otimizados apresentados neste item, o processamento das amostras transcorreu sem problemas.

4.2.2 – Medidas Hall das amostras InGaAs/InP com poços variados

As tensões V_{xx} e V_{xy} das amostras preparadas foram medidas no magnetocriostato. Os valores das resistências R_{xx} foram determinados a partir dos valores de tensão V_{xx} conforme a relação 3.2. Os gráficos da Figura 4.6 representam as resistências R_{xx} e as tensões Hall V_{xy} em função do campo magnético B nas amostras da série #400.

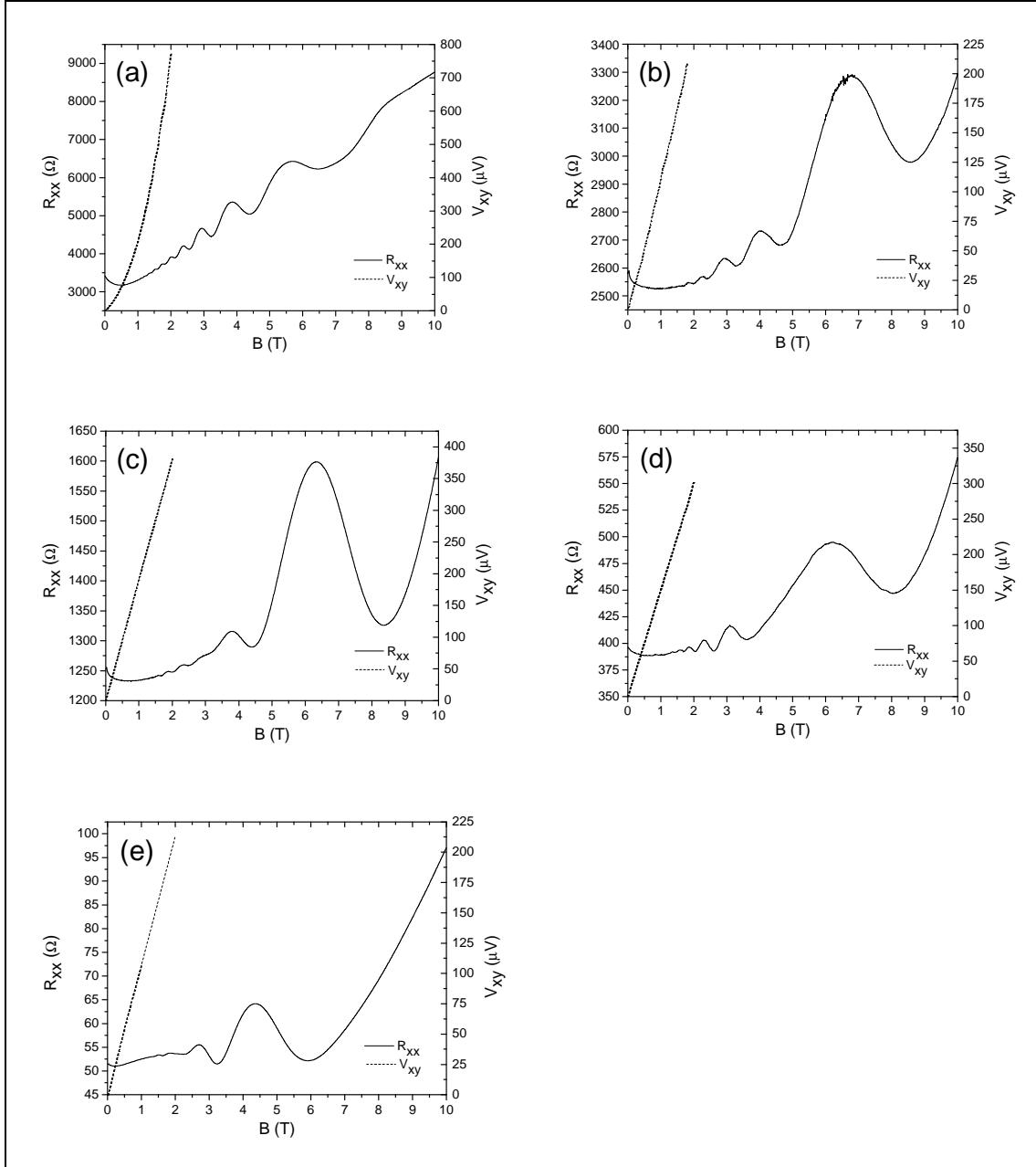


Figura 4.6 – Os gráficos (a), (b), (c), (d) e (e) representam os valores de R_{xx} e V_{xy} em função de B para as amostras InGaAs/InP (série #400) com poços de 7, 10, 12, 14 e 16 monocamadas, respectivamente.

4.2.3 – Determinação das razões de tempos

As resistências R_{xx} de todas as amostras da série #400 apresentaram oscilações de Shubnikov-de Haas suficientemente distintas para a elaboração de gráficos de Dingle, e posterior determinação do tempo de única partícula e da razão de tempos. A Figura 4.7 representa os gráficos de Dingle obtidos para cada amostra, conforme o procedimento descrito no subitem 3.3.1.

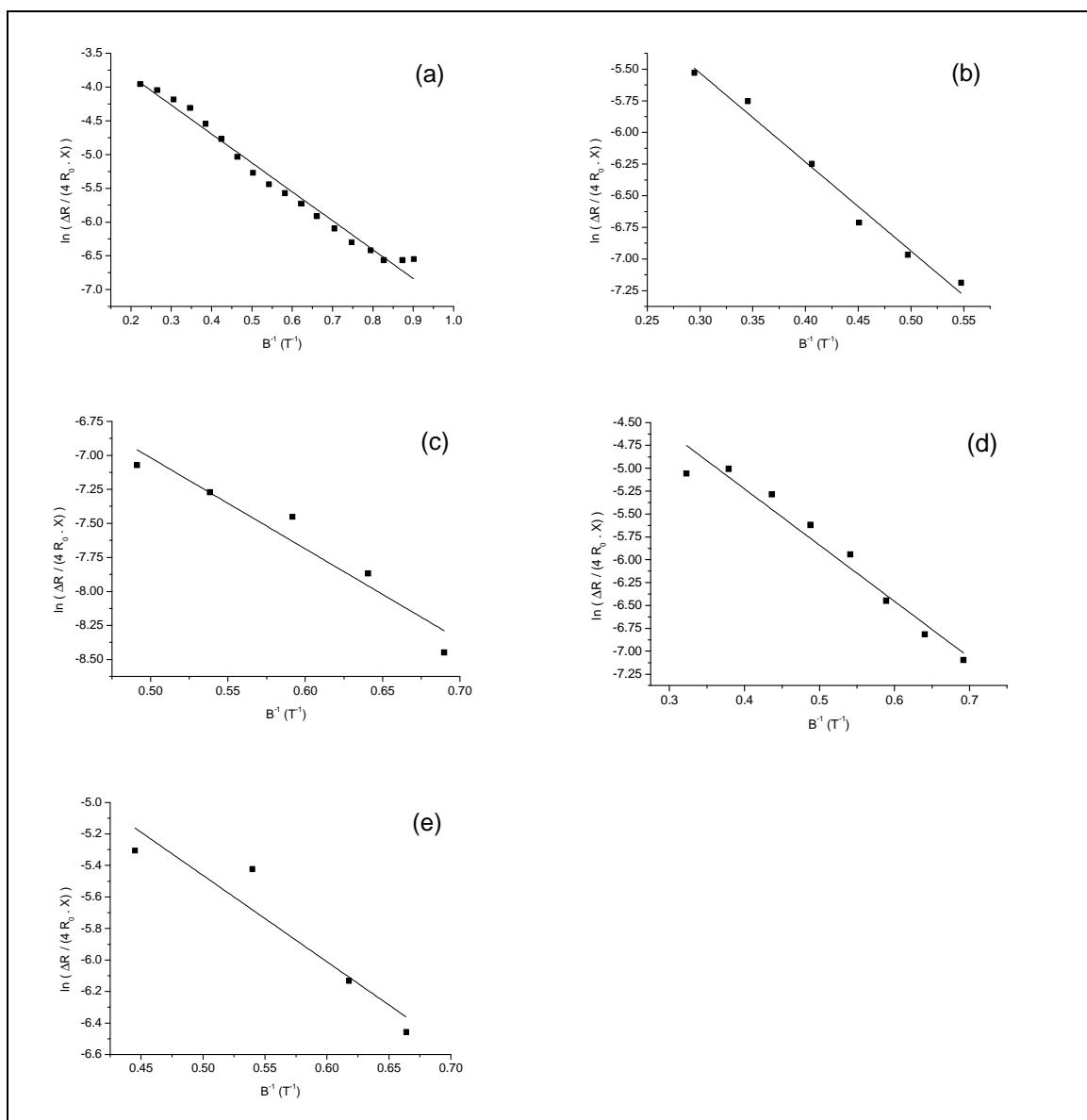


Figura 4.7 – Os quadros (a), (b), (c), (d) e (e) representam os gráficos de Dingle das amostras InGaAs/InP (série #400) com poços de 7, 10, 12, 14 e 16 monocamadas, respectivamente.

Obtiveram-se os tempos de espalhamento pela expressão 2.5, e os tempos de uni-partícula pelo procedimento descrito na seção 3.3.1. A Tabela 4.1 apresenta os resultados obtidos.

Tabela 4.1 – Valores calculados de concentração eletrônica, mobilidade eletrônica, fator k_{fl} , tempo de espalhamento, tempo de uni-partícula e razão de tempos para as amostras da série #400.

Amostra	Estrutura	μ (cm ² /Vs)	n (cm ⁻³)	k_{fl}	τ_t (s)	τ_s (s)	τ_t/τ_s
#144	7/7 x 30	882	$3,14 \cdot 10^{17}$	2,57	$3,01 \cdot 10^{-14}$	$1,65 \cdot 10^{-13}$	0,182
#146	10/10 x 30	1126	$6,58 \cdot 10^{17}$	5,37	$3,84 \cdot 10^{-14}$	$2,50 \cdot 10^{-13}$	0,154
#445	12/12 x 30	4081	$1,48 \cdot 10^{17}$	7,21	$1,39 \cdot 10^{-13}$	$1,62 \cdot 10^{-13}$	0,857
#446	14/14 x 30	9065	$1,66 \cdot 10^{17}$	17,2	$3,09 \cdot 10^{-13}$	$1,74 \cdot 10^{-13}$	1,77
#447	18/18 x 30	54910	$1,78 \cdot 10^{17}$	109	$1,87 \cdot 10^{-12}$	$1,95 \cdot 10^{-13}$	9,58

As razões τ_t/τ_s aumentam com o incremento da espessura dos poços quânticos. A teoria de prediz que as razões de tempos são constantes e menores do que a unidade se a característica do espalhamento for de curto alcance, conforme a expressão 2.23. A relação observada indica que o sistema InGaAs/InP estudado está sujeito a espalhamentos de longo alcance.

4.2.4 – Determinação da energia de Fermi

A energia de Fermi é calculada pelo procedimento descrito no item 3.3.2. Escolheu-se a amostra #447 para a análise devido à linearidade de seu gráfico de Dingle e seus poços relativamente espessos, evitando distorções devidas a possíveis localizações eletrônicas. A Figura 4.8 representa a resistência da amostra #447 em um intervalo de campo magnético inverso.

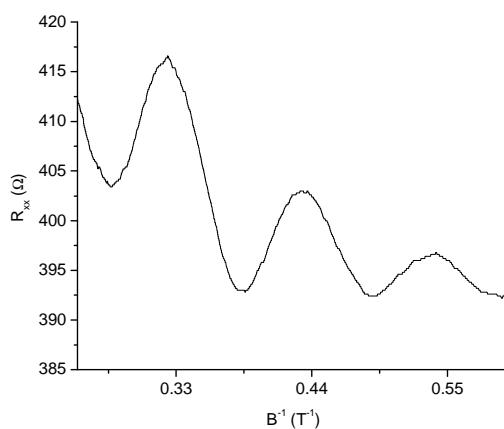


Figura 4.8 – Dependência de R_{xx} com B^{-1} na amostra #447, para o cálculo da energia de Fermi.

O período das oscilações é aproximadamente $0,11 \text{ T}^{-1}$. Impõe-se a igualdade deste valor com a expressão 2.11, obtém-se a energia de Fermi de 0,026 eV.

4.2.5 – Variação da resistência com a temperatura

A dependência das resistências das amostras de super-redes InGaAs/InP de 7 e 18 monocamadas com a temperatura estão representadas na Figura 4.9.

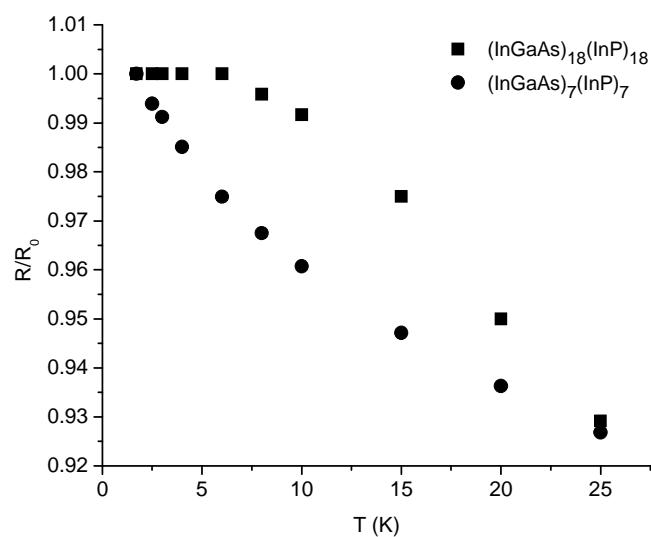


Figura 4.9 – Variação relativa da resistência com a temperatura em amostras InGaAs/InP com espessuras de poços de 7 e 18 monocamadas.

A resistência diminuiu em menos de 10% na faixa de temperaturas medida, mesmo na amostra com poços quânticos estreitos (7 monocamadas), evidenciando localização eletrônica muito fraca.

4.2.6 – Dependência da mobilidade com a concentração (série #800)

As amostras InGaAs/InP da série #800 foram fabricadas com os mesmos parâmetros otimizados descritos no subitem 4.2.1, com estrutura *Hall-bar*. Mediram-se as amostras no magnetocriostato em campos baixos e determinaram-se suas mobilidades e concentrações pelas expressões 3.3 e 3.4. A dependência da mobilidade com a concentração nas amostras da série #800 está representada na Figura 4.10.

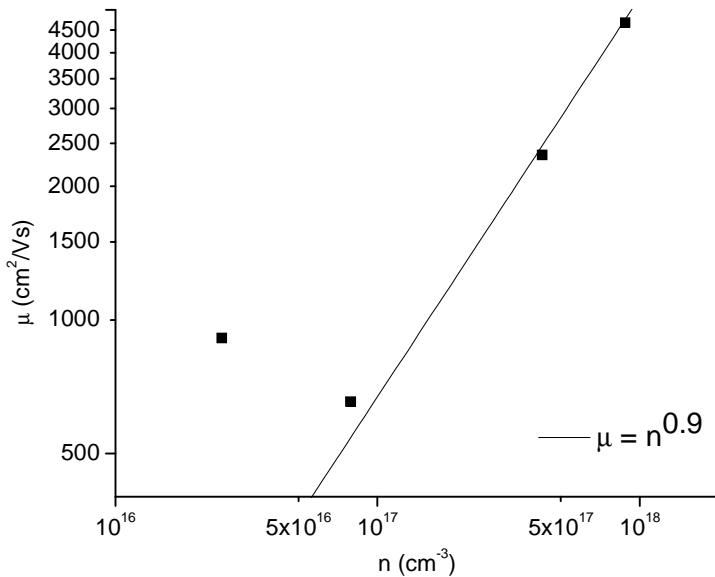


Figura 4.10 – Dependência da mobilidade com a concentração nas amostras InGaAs/InP com espessuras de poços de 15 monocamadas (série #800).

A dependência da mobilidade eletrônica com a concentração eletrônica revela o alcance do espalhamento por rugosidade interfacial. Optou-se por analisar amostras com largura dos poços constantes e concentrações distintas (série #800) para eliminar quaisquer possíveis influências da espessura dos poços na dependência, garantindo que quaisquer variações nas mobilidades fossem exclusivamente devido às variações de concentrações.

Com exceção da amostra com concentração mais baixa, a dependência obtida mostra que a mobilidade aumenta com o incremento da concentração, de acordo com a dependência ajustada de $\mu = n^{0.9}$.

Conforme o critério representado na equação 2.22, o resultado obtido evidencia espalhamento de longo alcance. Esta conclusão está em acordo com a avaliação realizada através da razão de tempos.

4.2.7 – Estimativa da extensão lateral da rugosidade interfacial

A dependência da mobilidade eletrônica com a espessura dos poços quânticos obtida para as amostras InGaAs/InP está representada na Figura 4.11.

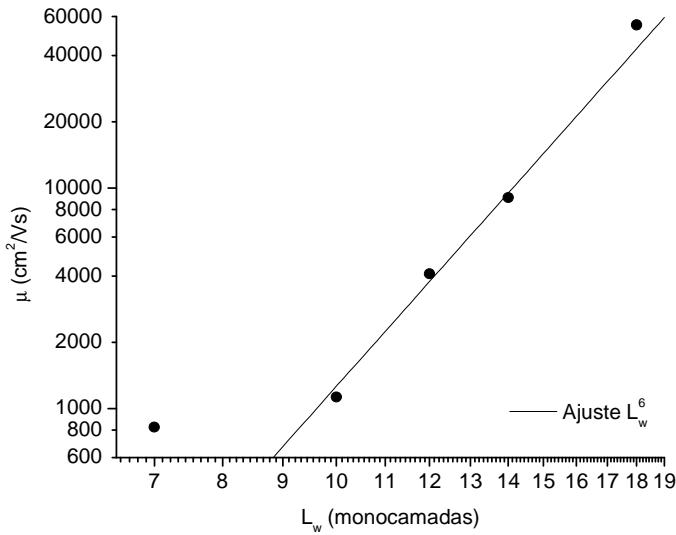


Figura 4.11 – Dependência da mobilidade eletrônica com a espessura dos poços quânticos nas amostras InGaAs/InP. A linha representa o ajuste $\mu = A \cdot L_w^6$

O ajuste por mínimos quadrados dos pontos à expressão $\mu = A \cdot L_w^6$ está representado no gráfico da Figura 4.11 pela linha contínua. Com exceção da amostra com largura de poços de sete monocamadas, os pontos experimentais ajustaram-se adequadamente à dependência L_w^6 , demonstrando que o mecanismo de espalhamento por rugosidade interfacial é dominante nestas amostras.

Conforme evidenciado pelas análises das razões de tempos e pela dependência da mobilidade com a concentração, determinou-se que o espalhamento por rugosidades nas heteroestruturas InGaAs/InP tem característica de longo alcance. Neste caso, a dependência da mobilidade com os parâmetros geométricos da super-rede é dada pela equação 2.18.

A determinação de A requer o cálculo numérico da expressão 2.18. Os parâmetros κ , m^* , m_z , g_v , g_s e Δ são apresentados no item 3.5. A energia de Fermi é calculada no subitem 4.2.4, os parâmetros k_F , q_s e G são dados pelas expressões 2.19, 2.20 e 2.21, respectivamente, e n é a média das concentrações eletrônicas das amostras #445, #446 e #447, dadas na tabela 4.1, pois apresentam os menores desvios em relação a média das cinco amostras da série #400.

A igualdade entre a expressão teórica e a função ajustada requer que o valor da extensão lateral da rugosidade interfacial Λ seja igual a 61 nm.

O fator $k_F\Lambda$, utilizado como critério nas equações 2.17 e 2.18, resulta em 10,39.

4.3 – Super-redes GaAs/AlGaAs

As mobilidades e concentrações eletrônicas das amostras de super-redes GaAs/AlGaAs, extraídas de Pusep *et al* [7], são apresentadas na Tabela 4.2, juntamente com fatores $k_{\text{F}}l$ calculados pela expressão 2.15.

Tabela 4.2 – Estruturas, mobilidades eletrônicas, concentrações eletrônicas e fatores $k_{\text{F}}l$ para amostras de super-redes GaAs/AlGaAs [7].

Estrutura	μ (cm ² /Vs)	N (cm ⁻³)	$k_{\text{F}}l$
(10/10) x 30	64	$9,51 \cdot 10^{16}$	0,084
(15/15) x 30	446	$5,78 \cdot 10^{16}$	0,42
(30/30) x 30	1027	$1,85 \cdot 10^{17}$	2,1
(50/50) x 30	2500	$4,18 \cdot 10^{17}$	8,8
(150/150) x 30	2513	$5,17 \cdot 10^{17}$	10,2

A Figura 4.12 representa a dependência destas grandezas em amostras GaAs/AlGaAs de 10 e 25 monocamadas, extraída do trabalho de Pusep *et al* [7].

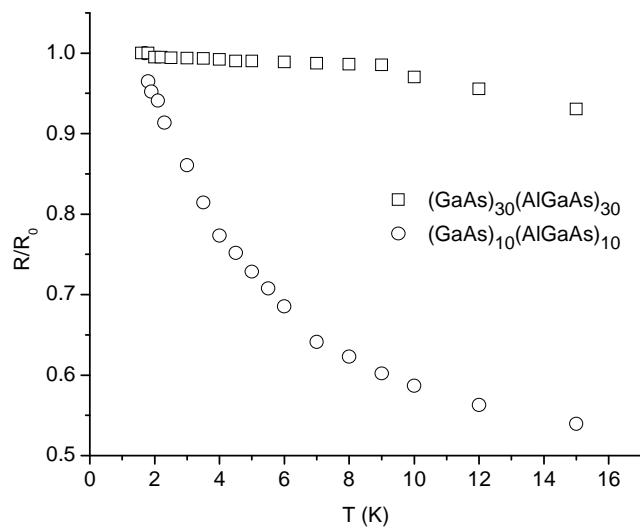


Figura 4.12 – Variação relativa da resistência com a temperatura em amostras GaAs/AlGaAs com espessuras de poços de 10 e 30 monocamadas.

A resistência na amostra com poços de 10 monocamadas diminuiu aproximadamente 50% na faixa de temperaturas medida, evidenciando forte localização eletrônica.

5 – Conclusões

O estudo comprovou que o espalhamento por rugosidades interfaciais é dominante em heteroestruturas InGaAs/InP, baseando-se na qualidade do ajuste das mobilidades experimentais à dependência de sexto grau com a espessura dos poços. Verificou-se também, através da análise de razões de tempos e da dependência da mobilidade com a concentração, que o espalhamento em estruturas InGaAs/InP tem caráter de longo alcance, diferentemente das estruturas GaAs/AlGaAs [3-5].

Observou-se também que mobilidades eletrônicas muito maiores são encontradas em super-redes InGaAs/InP do que em super-redes GaAs/AlGaAs similares, para a mesma espessura de poços. A extensão lateral da rugosidade interfacial estimada para as super-redes InGaAs/InP é aproximadamente 61 nm, e excede significativamente as extensões encontradas em heteroestruturas GaAs/AlGaAs (6-25 nm) [3-5], implicando em uma interface mais lisa. Este valor está em acordo com as Refs. 19-21, que determinaram experimentalmente valores de 30 nm e 85 nm.

A Figura 5.1 mostra a dependência da mobilidade com a largura dos poços quânticos das heteroestruturas InGaAs/InP estudadas neste trabalho, em círculos preenchidos; das heteroestruturas GaAs/AlGaAs apresentadas no item 4.3, em círculos vazados; e de heteroestruturas GaAs/AlGaAs estudadas em outros trabalhos. Triângulos, estrelas e quadrados correspondem a dados extraídos das Ref. 3, 4 e 5, respectivamente, referentes a amostras de GaAs/AlGaAs.

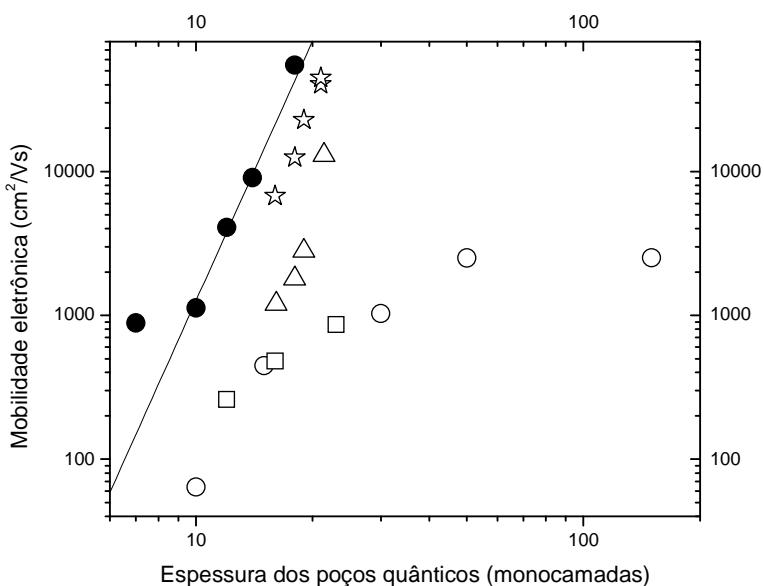


Figura 5.1 – Dependência da mobilidade com a espessura dos poços para diversos grupos de amostras.

Nota-se que as amostras GaAs/AlGaAs utilizadas nas Refs. 5 e 7 apresentam mobilidades significativamente menores que as amostras das Refs. 3 e 4. Isto ocorre porque as amostras das Refs. 3 e 4 foram submetidas a dopagem seletiva (somente a barreira é dopada), enquanto as amostras das Refs. 5 e 7 sofreram dopagem homogênea (nos poços e nas barreiras).

A Figura 5.2 mostra os coeficientes k_{FL} calculados para as amostras InGaAs/InP e GaAs/AlGaAs. Nota-se que as estruturas GaAs/AlGaAs comportam-se com caráter isolante com espessuras de poços abaixo de 20 monocamadas, enquanto estruturas InGaAs/InP não sofrem transição metal-isolante mesmo com poços de espessura de sete monocamadas. A dependência da resistência na temperatura confirma a aproximação do caráter isolante em poços estreitos de GaAs/AlGaAs. A figura 5.3 mostra a diminuição da resistência mais acentuada em GaAs/AlGaAs do que em InGaAs/InP.

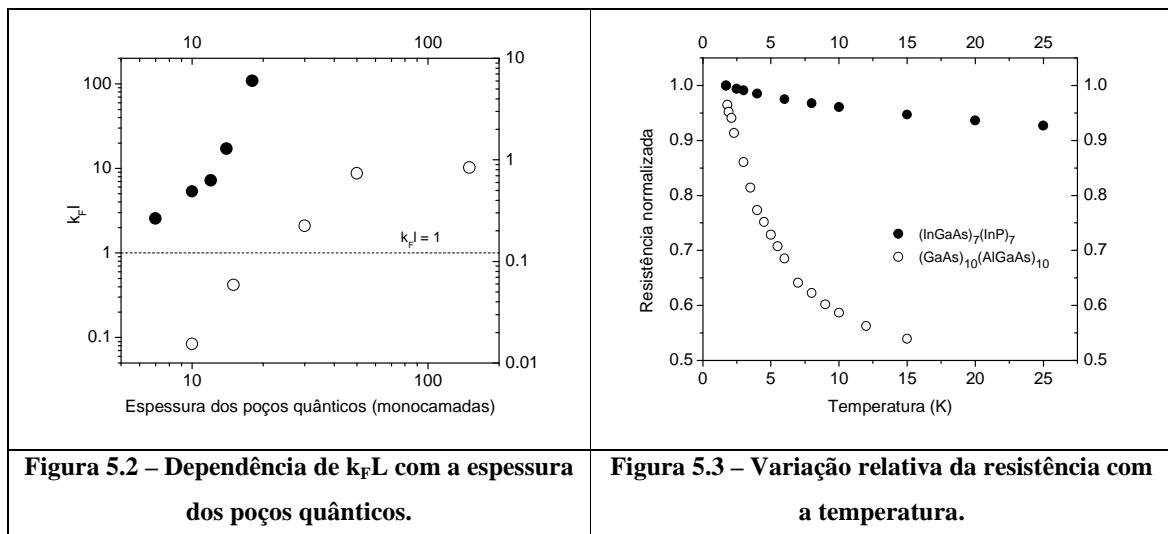


Figura 5.2 – Dependência de k_{FL} com a espessura dos poços quânticos.

Figura 5.3 – Variação relativa da resistência com a temperatura.

Os valores baixos das razões de tempos nas amostras InGaAs/InP de 7 e 10 monocamadas contradizem dependências previstas na expressão 2.23. No entanto, valores muito menores que a unidade são previstos teoricamente se as expressões forem deduzidas com aproximações de ordem maior da teoria de perturbações [13]. A aproximação de primeira ordem utilizada na dedução da equação 2.23 não modela corretamente o sistema em condições próximas à transição metal-isolante.

A dependência $\mu = n^{0.9}$ encontrada para as amostras da série #800 não coincide exatamente com a dependência teórica expressa em 2.22, mas está entre dependências $\mu = n^{-1}$ e $\mu = n^{1.5}$. Isto indica que o espalhamento na amostra, ainda que de longo alcance, não satisfaz suficientemente a condição $k_F\Lambda \gg 1$. O valor de $k_F\Lambda$ encontrado, 10,39, é apenas uma ordem de grandeza maior que a unidade. A teoria [6] não trata analiticamente o problema na condição.

Um artigo relacionado com esta pesquisa foi publicado [22].

6 – Referências bibliográficas

- [1] R. E. Prange e T. W. Nee. Quantum Spectroscopy of the Low-Field Oscillations in the Surface Impedance. *Phys. Rev.* **168**, 779 (1968)
- [2] A. Gold. Electronic transport properties of a two-dimensional electron gas in a silicon quantum-well structure at low temperature. *Phys. Rev. B* **35**, 723 (1987)
- [3] H. Sakaki, T. Noda, K. Hirakawa, M. Tanaka, e T. Matsusue. Interface roughness scattering in GaAs/AlAs quantum wells. *Appl. Phys. Lett.* **51**, 1934 (1987)
- [4] R. Gottinger, A. Gold, G. Abstreiter, G. Weimann, e W. Schlapp. Interface Roughness Scattering and Electron Mobilities in Thin GaAs Quantum Wells. *Europhys. Lett.* **6**, 183 (1988).
- [5] V. A. Kulbachinskii, V. G. Kytin, A. I. Kadushkin, E. L. Shangina, e A. de Visser. Quantum corrections to conductivity and quantum Hall effect in GaAs-GaAlAs multiple quantum well structures. *J. Appl. Phys.* **75**, 2081 (1993).
- [6] A. Gold. Metal insulator transition due to surface roughness scattering in a quantum well. *Solid State Commun.* **60**, 531 (1986)
- [7] Yu. A. Pusep, H. Arakaki e C. A. de Souza. Quantum interference in the presence of a metal-to-insulator transition. *Phys. Rev. B* **68**, 20532 (2003)
- [8] S. Das Sarma e F. Stern. Single-particle relaxation time versus scattering time in an impure electron gas. *Phys. B* **32**, 8442 (1985)
- [9] A. E. Stephens, D. G. Seiler, J. R. Sybert, H. J. Mackey. Determination of the g factor from unsplit Shubnikov-de Haas oscillations in n-InSb. *Phys. Rev. B* **11**, 4999 (1975)
- [10] T. Ando. Theory of quantum transport in a two-dimensional electron system under magnetic fields. *J. Phys. Soc. Jpn.* **37**, 1233 (1974)
- [11] N. F. Mott. Conduction in glasses containing transition metal ions. *J. Non-Cryst. Solids* **1**, 1 (1968)
- [12] F. Stern e W. E. Howard. Properties of Semiconductor Surface Inversion Layers in the Electric Quantum Limit. *Phys. Rev.* **163**, 816 (1967)
- [13] A. Gold. Scattering time and single-particle relaxation time in a disordered two-dimensional electron gas. *Phys. Rev. B* **38**, 10798 (1988)
- [14] H. C. Manoharan, M. Shayegan, e S. J. Klepper. Signatures of a Novel Fermi Liquid in a Two-dimensional Composite Particle Metal. *Phys. Rev. Lett.* **73**, 3270 (1994)
- [15] P. T. Coleridge, R. Stoner, e R. Fletcher. Low-field transport coefficients in GaAs/GaAlAs heterostructures. *Phys. Rev. B* **39**, 1120 (1989); P. T. Coleridge, *ibid.* **44**, 3793 (1991)

- [16] A. R. Clawson. Guide to references on III±V semiconductor chemical etching. *Materials Science and Engineering* **31**, 1-438 (2001)
- [17] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, L. R. Ram-Mohan. Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys. *Appl. Phys. Lett.* **89**, 5815 (2001)
- [18] D. M. Cornet, R. R. LaPierre, D. Comedi, e Y. A. Pusep. High Resolution X-Ray Diffraction Analysis of InGaAs/InP SLs. *Journal of Applied Physics. J. Appl. Phys.* **100**, 043518 (2006)
- [19] I. Yamakawa, R. Oga, Y. Fujiwara, Y. Takeda, and A. Nakamura. Atomic-scale observation of interfacial roughness and As–P exchange in InGaAs/InP multiple quantum wells. *Appl. Phys. Lett.* **84**, 4436 (2004).
- [20] I. Yamakawa, T. Yamauchi, R. Oga, Y. Fujiwara, Y. Takeda, and A. Nakamura, *Jpn. J. Appl. Phys., Part 1* **42**, 1548 (2004).
- [21] H. Dumont, L. Auvray, J. Dazord, Y. Monteil, J. Bouix, A. Ougazzaden. Surface morphology, electrical and optical properties of In0.53Ga0.47As/InP grown by metalorganic vapor-phase epitaxy using trimethylarsine and arsine. *Journal of Crystal Growth* **204** (1999) 1-9
- [22] Yu. A. Pusep, G. C. Gozzo, R. R. LaPierre. Interface roughness in short-period InGaAs/InP superlattices. *Appl. Phys. Lett.* **93**, 242104 (2008)

7 – Bibliografia consultada

C. Kittel, Introduction to Solid State Physics, 5^a ed, Wiley, New York (1975)

S.S. Li, Semiconductor Physical Electronics, Plenum Press, New York (1993)

David K. Ferry, Stephen M. Goodnick, Transport in Nanostructures, Cambridge University Press (1999)