

Sumário

Lista de Figuras	3
Lista de Tabelas	5
Lista de Símbolos	6
Resumo.....	8
Abstract	9
Introdução	10
Capítulo 1.....	14
1.1 Introdução	14
1.2 Metais e isolantes: localização	15
1.3 Localização fraca, $k_F L \gg 1$, e interferência quântica	19
1.4 Localização de Anderson, $k_F L < 1$	25
Capítulo 2.....	30
2.1 Introdução	30
2.2 Propriedades eletrônicas das super-redes.....	31
2.2.1 Desordem monitorada	33
2.3 Processamento das amostras – fotolitografia	36
2.4 Montagens experimentais	40
Capítulo 3.....	44

3.1 Transporte paralelo	44
3.2 Transporte vertical.....	50
Capítulo 4.....	51
4.1 Introdução	51
4.2 Regimes de transporte quântico em super-redes.....	52
4.3 Desordem intencional e a transição entre os estados coerente e incoerente da função de onda	62
4.3.1 Efeitos de campos magnéticos altos.....	65
4.3.2 Efeitos de campos magnéticos baixos (transporte vertical)	67
4. Anisotropia de interferência quântica.....	73
4.4.1 Medidas de resistência em função da temperatura.....	75
Conclusões do trabalho	86
Referências.....	90

APÊNDICE

Lista de Figuras

<i>Figura 1.1: São mostrados dois esquemas de espalhamento</i>	17
<i>Figura 1.2: Difusão de partícula livre resultado da soma</i>	20
<i>Figura 1.3: Quando as probabilidades de ida e volta em.</i>	20
<i>Figura 1.4: Correções quânticas para a condutividade clássica</i>	24
<i>Figura 1.5: Na figura (a), são mostrados os potenciais sem</i>	26
<i>Figura 1.6: A existência de estados localizados é facilmente</i>	27
<i>Figura 1.7: Esquema do espectro energético de um sólido</i>	28
<i>Figura 2.1: (a) uma super-rede periódica formada por GaAs/AlGaAs</i>	31
<i>Figura 2.2: Criação de estados localizados. A energia Δ</i>	34
<i>Figura 2.3. Movimento eletrônico em camadas de super-redes</i>	35
<i>Figura 2.4: Passos no processo de fotolitografia. (a) deposição</i>	38
<i>Figura 2.5: Aspecto típico de uma estrutura de barra de Hall.</i>	38
<i>Figura 2.6: aspecto típico de uma amostra com problemas</i>	39
<i>Figura 2.7: Amostra no final do processamento com a estrutura</i>	39
<i>Figura 2.8: Aparato para as medidas elétricas</i>	40
<i>Figura 2.9: Esquema da instalação para a aquisição de dados</i>	41
<i>Figura 2.10: Criostato onde as amostras eram colocadas</i>	42
<i>Figura 2.11: Vista superior do criostato.</i>	42
<i>Figura 2.12: Foto de uma amostra pronta para ser medida</i>	43
<i>Figura 3.1: Esquema da barra de Hall para o estudo</i>	45
<i>Figura 3.2: Densidade de estados quantizados em níveis de Landau</i>	48

<i>Figura 3.3: Medida de oscilações de SdH feitas no Laboratório.....</i>	<i>49</i>
<i>Figura 3.4: Esquema da mesa utilizada para medida do transporte vertical</i>	<i>50</i>
<i>Figura 4.1: Mobilidades de Hall (círculos fechados) e valores</i>	<i>55</i>
<i>Figura 4.2: O comportamento das resistências relativas.....</i>	<i>56</i>
<i>Figura 4.3: Magnetoresistências medidas em campos magnéticos fracos.....</i>	<i>59</i>
<i>Figura 4.4: Tempo de defasagem em função da temperatura.</i>	<i>60</i>
<i>Figura 4.5: Dependência do tempo de defasagem, τ_ϕ com o tempo τ.....</i>	<i>61</i>
<i>Figura 4.6: Dispersão da energia eletrônica na minibanda</i>	<i>64</i>
<i>Figura 4.7: Magnetoresistências medidas com diferentes</i>	<i>66</i>
<i>Figura 4.8: (a) magnetoresistências verticais para.....</i>	<i>68</i>
<i>Figura 4.9: Magnetoresistências medidas à 1,6 K.....</i>	<i>70</i>
<i>Figura 4.10: Energias de acoplamento vertical t_z obtidas</i>	<i>72</i>
<i>Figura 4.11: Resistências relativas paralela em função da temperatura.....</i>	<i>77</i>
<i>Figura 4.12: Resistência relativa paralela medida em duas</i>	<i>78</i>
<i>Figura 4.13: Medidas de magnetoresistência paralela às</i>	<i>80</i>
<i>Figura 4.14: Magnetoresistências relativas paralelas medidas.....</i>	<i>81</i>
<i>Figura 4.15: Magnetoresistência vertical relativa medida.</i>	<i>82</i>
<i>Figura 4.16: Magnetoresistências relativas paralelas medidas.....</i>	<i>83</i>

Lista de Tabelas

<i>Tabela 2.1: Soluções para ataque químico das amostras.</i>	<i>37</i>
<i>Tabela 4.1: Parâmetros medidos a temperatura $T = 1,6$ K para</i>	<i>54</i>
<i>Tabela 4.2: Parâmetros medidos a temperatura $T = 1,6$ K para</i>	<i>54</i>
<i>Tabela 4.3: Parâmetros de desordem, concentrações e mobilidade</i>	<i>74</i>

Lista de Símbolos

σ_D : condutividade clássica de Drude.

H: campo magnético.

$\Delta\sigma_{\parallel, PFS}$: correção da condutividade no transporte paralelo às camadas para o regime propagativo.

$\Delta\sigma_{z, PFS}$: correção da condutividade no transporte vertical às camadas para o regime propagativo.

$\Delta\sigma_{\parallel, DFS}$: correção da condutividade no transporte paralelo às camadas para o regime difusivo.

$\Delta\sigma_{z, DFS}$: correção da condutividade no transporte vertical às camadas para o regime difusivo.

E_F : energia de Fermi

ξ : comprimento de localização.

D: coeficiente de difusão.

D_{\parallel} : coeficiente de difusão paralelo às camadas.

D_z : coeficiente de difusão perpendicular às camadas.

α : coeficiente de anisotropia.

m_z : massa efetiva perpendicular às camadas.

m_{\parallel} : massa efetiva paralela às camadas.

L: livre caminho médio.

L_{ϕ} : comprimento de defasagem.

$L_{\phi||}$: comprimento de defasagem paralelo às camadas.

$L_{\phi Z}$: comprimento de defasagem vertical às camadas.

τ : tempo de livre caminho médio.

τ_{ϕ} : tempo de defasagem da função de onda eletrônica.

$\tau_{\phi||}$: tempo de defasagem paralelo às camadas da função de onda eletrônica.

$\tau_{||}$: tempo de espalhamento elástico paralelo às camadas.

τ_0 : tempo de espalhamento elástico às camadas.

λ : comprimento de onda de Broglie.

D_{SL} : período da super-rede.

W : largura da minibanda.

t_Z : energia de acoplamento entre os poços quânticos.

δ_{SL} : parâmetro de desordem da super-rede.

μ_H : mobilidade Hall.

n_H : concentração Hall.

Resumo

Exploramos a magnetoresistência em super-redes periódicas de GaAs/AlGaAs com diferentes forças de desordem, produzida pela variação do potencial ou introduzida por rugosidades interfaciais. Nessas super-redes, dependendo da desordem, identificamos diferentes regimes de transporte quântico: os regimes de localização fraca, propagativo e difusivo, e o regime de localização forte, isolante. Nossos resultados sugerem diferentes mecanismos de defasagem da função de onda eletrônica nos limites da localização fraca e forte. A transição metal-isolante manifesta-se em correspondente modificação da interferência quântica, mostrando uma modificação na magnetoresistência quando passamos de sistemas metálicos para isolantes.

Estudamos ainda a energia de acoplamento vertical nas super-redes, modificada pela variação da espessura do poço quântico, e isso revelou um significativo decréscimo do acoplamento com o aumento da desordem.

Estudamos a coerência de elétrons em super-redes desordenadas GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As em função do acoplamento vertical entre as camadas. Dependendo da relação da energia de desordem com a energia de Fermi, identificamos um regime de transporte difusivo coerente ou incoerente. Através das medidas de magnetoresistência nos dois regimes, conseguimos obter a energia de acoplamento vertical, o comprimento de coerência vertical e o tempo de defasagem do elétron no plano das camadas. A comparação entre esses valores, nos permitiu investigar a influência da desordem na coerência das quasipartículas.

Por fim, investigamos também em super-redes intencionalmente desordenadas GaAs/Al_xGaAs_{1-x}, a influência da desordem anisotrópica na interferência quântica. No caso de uma desordem suficientemente forte, encontramos uma anisotropia do tempo de defasagem eletrônico, que se mostrou menor na direção da desordem. Os efeitos de anisotropia foram mais fortes no regime de transporte isolante que no regime metálico. Verificamos também a relação de escala para o campo magnético nas correções de magnetoresistência.

Abstract

The magnetoresistance was explored in GaAs/AlGaAs superlattices with different strengths of disorder produced either by random variation of the well thickness or by interface roughness. Depending on the disorder strength, three different regimes of the quantum transport were distinguished: the regimes of weak localization identified as the regimes of propagative and diffusive Fermi surfaces and strongly localized insulating regime. Our results imply different dephasing mechanisms in the weak and strong localization limits, which indicates the quantum inference across metal-to-insulator transition by modification of magnetoresistance. The vertical coupling energies in the superlattices determined with the random variation of the well thicknesses revealed a significant decrease with increasing disorder strength.

The crossover from interlayer coherent to interlayer incoherent transport was studied in intentionally disordered GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As as a function of the vertical interlayer coupling. Depending on the relation of the disorder energy and Fermi energy, the coherent and incoherent diffusive transport regimes were distinguished. The vertical coupling energy, the vertical coherence length, and the in-plane phase-breaking time were obtained by magnetoresistance measurements in the coherent and incoherent regimes. Comparing these values, we investigated the influence of disorder on the quasiparticles coherence.

Moreover, the influence of anisotropic disorder on quantum interference was studied in the intentionally disordered GaAs/Al_xGaAs_{1-x} superlattices. In case of sufficiently strong disorder the quantum interference exhibited a structural dependence resulting in the anisotropy of the phase-breaking time, which was found shorter in the direction of the disorder. The anisotropy effects were shown stronger in the insulating transport regime than in the metallic one. In this study, we prove the effects of anisotropy of the weak-field magnetoresistance by scaling magnetic field relation.

Introdução

O papel fundamental que os semicondutores desempenham na ciência e tecnologia do mundo moderno vem dos dispositivos fabricados com estes materiais e das descobertas de novos fenômenos físicos associados a estes dispositivos. Muitas destas descobertas foram agraciadas com o prêmio Nobel. A junção metal-semicondutor, chamada de contato Schottky, foi historicamente a primeira aplicação tecnológica de uma junção semicondutora. As leis fundamentais que controlam o comportamento destas junções foram reconhecidas pela primeira vez por Schottky e Mott. A chamada junção *pn* deu origem ao transistor bipolar, anunciado ao público através de uma conferência de imprensa em Nova York em 30 de junho de 1948. Por esta extraordinária descoberta, Shockley, Bardeen e Brattain receberam o prêmio Nobel de Física de 1956. Aproveitando o tunelamento quântico dos portadores entre a banda de valência e a banda de condução destas junções, Leo Esaki inventou o diodo túnel, recebendo por isto o prêmio Nobel de Física de 1973. Em 1970 com o importante trabalho de Esaki e Tsu, IBM J. Dev. 14, 61(1970), foi sugerido a realização de um sistema eletrônico de baixa dimensionalidade – uma super-rede semicondutora. Em um trabalho não aceito para publicação de 1971, Esaki e Tsu mostraram que o fenômeno de tunelamento dos elétrons poderia ser muito melhor explorado se houvesse a possibilidade de construir junções perfeitas entre dois materiais semicondutores diferentes (heterojunções).

Estas heteroestruturas foram viabilizadas na década de setenta através das técnicas de crescimento por epitaxia de feixe molecular. Controlando sua fabricação em uma escala de engenharia atômica (10^{-9} m- 10^{-10} m) inaugurou-se a era dos materiais nanoestruturados

utilizados em larga escala na moderna nanoeletrônica. Estas nanoestruturas revelaram fenômenos físicos de grande beleza através do confinamento de elétrons em poços quânticos, fios quânticos e pontos quânticos. Estes sistemas semicondutores de baixa dimensionalidade ou de duas, uma ou zero dimensões, deram origem a várias descobertas fundamentais na Física, entre elas o efeito Hall quântico inteiro e o efeito Hall quântico fracionário. Pela primeira descoberta, Klaus von Klitzing recebeu o prêmio Nobel de Física de 1985; pela segunda, Stormer, Tsui e Laughlin receberam o prêmio Nobel de 1998. Além dessas descobertas, outros fenômenos de transporte foram observados em super-redes, entre eles a condutividade diferencial negativa, acompanhada pela localização quântica dos estados eletrônicos, as oscilações de Bloch e o tunelamento seqüencial ressonante entre sítios vizinhos da super-rede (fenômenos não observados em materiais do tipo “bulk”). São por essas razões, que as super-redes semicondutoras representam um perfeito modelo de sistema para o estudo dos efeitos de campos altos no transporte quântico, verificando as teorias na literatura que descrevem esses sistemas e efeitos.

Em nosso trabalho, exploramos a magnetoresistência em super-redes periódicas e aperiódicas de GaAs/AlGaAs com diferentes forças de desordem, produzida pela variação do potencial ou introduzida por rugosidades interfaciais. [1]Esses defeitos (ou desordem) sempre existem em qualquer material e os semicondutores não fogem à regra. Um defeito pode ser originado de diversas maneiras, seja por uma alteração numa região de uma amostra causada por uma modificação na rede cristalina, seja pela adição de átomos estranhos como quando uma amostra passa por um processo de dopagem, por exemplo. Normalmente, quando se fala em defeitos em um cristal imagina-se que somente mudanças não desejáveis nas características do material devem ser esperadas. Por um lado, esta idéia é correta, pois os defeitos podem causar alterações pelas quais as

características de um material podem ser totalmente alteradas e mesmo controladas pela presença de defeitos. Um exemplo disso é a localização de parte dos portadores (elétrons ou buracos), diminuindo a condutividade esperada de um sistema. Esta é uma consequência realmente séria quando se fala na produção de dispositivos eletrônicos.

A primeira proposta de super-redes desordenadas foi feita por Esaki e Tsu e a primeira realização de super-redes desordenadas por A. Chomette et al. em PRL 57, 1464 (1986).

Pode-se considerar um efeito imediato da presença de defeitos em uma rede cristalina a introdução de uma *desordem* aleatória na estrutura. Podemos interpretar a desordem estudando uma série de fenômenos. De uma maneira geral, a suposição de que uma rede cristalina é perfeitamente periódica é o ponto fundamental para o estudo de suas propriedades eletrônicas, mecânicas, de transporte, ópticas e assim por diante. Na realidade, o conceito de bandas de energia tem como base fundamental a periodicidade da rede cristalina e daí surge conceitos como o da massa efetiva e intervalos de energias proibidas (ou *gap*), por exemplo. A presença de defeitos provoca a quebra da propriedade simétrica da periodicidade, introduz fontes de espalhamento, provocam também a quebra da coerência das funções de onda que descrevem o cristal (funções de Bloch). O problema está em como tratar a não-periodicidade para a determinação das propriedades do cristal e uma maneira de realizar esta tarefa é considerando a não periodicidade como apenas uma perturbação ao sistema eletrônico, tendo como efeito principal a transição entre vários estados coerentes.

Por outro lado, olhando com mais cuidado é fácil e interessante perceber que os efeitos da desordem nem sempre são ruins: os processos de espalhamento de portadores provocados pela presença de defeitos contribuem para a condutividade dc (corrente contínua). Aliás, o processo de dopagem de um cristal, bastante conhecido e usado em

semicondutores, consiste basicamente na introdução de átomos estranhos à rede cristalina causando desordem na estrutura. Por outro lado, a introdução de dopantes em um cristal semiconductor determina o portador (elétron ou buraco) que será responsável pelo tipo de condutividade do cristal. No que segue, em nosso trabalho estudamos super-redes semiconductoras GaAs/AlGaAs, periódicas e desordenadas intencionalmente, crescidas por MBE usando a técnica de magnetotransporte disponível no Laboratório de MBE (IFSC/FCM/USP).

Capítulo 1

Transporte eletrônico em super-redes semicondutoras

1.1 Introdução

Materiais cristalinos vêm sendo estudados intensivamente pelos físicos desde as primeiras idéias da Mecânica Quântica. A periodicidade do cristal permite a classificação das funções de onda eletrônicas como funções de Bloch, de tal maneira que os elétrons livres são funções de onda moduladas pela periodicidade da rede. Pelo fato dos elétrons obedecerem às estatísticas de Fermi, somente uma estreita banda, com energia da ordem de $k_B T$ da energia de Fermi, contribuem para a condutividade. Na temperatura ambiente, esses elétrons são espalhados por vibrações da rede, resultando numa perda de momento e uma resistividade dependente da temperatura.

No entanto, na vida real, o estado cristalino configura-se mais como uma exceção que regra. A desordem na estrutura é real e de vários tipos. Em baixas temperaturas, o espalhamento elétron-elétron é o mecanismo dominante. No caso limite em que a

temperatura tende a zero, uma resistividade residual aparece, causada pelo espalhamento entre elétrons e a desordem da rede, por exemplo, impurezas e vacâncias. Num metal, esse conceito conduz para a equação de transporte de Boltzmann, onde a resistividade do material em baixas temperaturas tem a forma $\rho(T) = \rho_0 + AT^n$ ou em termos da condutividade $\sigma(T) = \sigma_0 - A\sigma_0^2 T^n$. As quantidades σ_0 e ρ_0 são a condutividade e a resistividade residuais, respectivamente, devido aos mecanismos de espalhamento com impurezas. O expoente n depende do tipo de espalhamento, $n = 2$ elétron-elétron ou $n = 3$ até 5 para elétron-fônon; A é uma constante positiva[2].

1.2 Metais e isolantes: localização

Uma das grandezas fundamentais analisadas na resposta de um material quando submetido a um campo elétrico é sua condutividade. Particularmente nesse caso, caracteriza-o quantitativamente quanto à possibilidade de transferir cargas elétricas que ocorre pela presença de portadores livres. Dependendo da magnitude dessa condutividade, os materiais podem ser convencionalmente divididos em: metais, onde a condutividade típica é da ordem $\sigma > 10^6 (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$ e isolantes, $\sigma < 10^8 (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$, sendo os semicondutores com valores de σ intermediários.

Em materiais cristalinos a função de onda de cada elétron é na forma de Bloch[3],

$$\psi = u(x, y, z) \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}). \quad (1.1)$$

Essas funções satisfazem à equação de Schrödinger e por esse motivo, podemos aplicar a idéia de densidade de estados, $N(E)$, definida tal que $N(E)dE$ é o número de auto estados por unidade de volume de um sistema eletrônico para uma dada direção de

spin, com energia entre E e $E + dE$. Então a temperatura T do conjunto de elétrons no intervalo de energia dE é, para a dada direção de spin:

$$N(E)f(E)dE,$$

onde $f(E)$ é a função de distribuição de Fermi

$$f(E) = \frac{1}{\exp\{(E - E_F)/kT\} + 1}. \quad (1.2)$$

A energia de Fermi, E_F , é função da temperatura T e tende a um valor limite $T \rightarrow 0$, onde E_F então separa os estados ocupados dos estados não ocupados.

Para o cálculo de $N(E)$ e de suas correspondentes autofunções, existem duas possibilidades. A primeira é a aproximação de elétron livre, com fraco espalhamento eletrônico. Sua energia pode ser escrita por

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}, \quad (1.3)$$

onde k é o vetor de onda e m sua massa efetiva. Neste caso, a superfície de Fermi é esférica, com a densidade de estados dada por cada direção de spin pela aproximação adotada (elétron livre)

$$N(E) = \frac{4\pi k^2}{8\pi^3} \left/ \frac{dE}{dK} \right. = \frac{km}{2\pi^2 \hbar^2} = \frac{(Em^3/2)^{1/2}}{\pi^2 \hbar^3}. \quad (1.4)$$

A segunda, com algumas pequenas considerações que vão além da rede ideal (perfeita), por exemplo, fônons, impurezas ou outros centros de espalhamento, introduzem-se o conceito de livre caminho médio, L . Estudando-se a interação dos elétrons livres com os centros de espalhamento e analisando como essas interações modificam a densidade de estados, entende-se a criação de estados localizados,

definindo-se o comportamento isolante/metálico de materiais cristalinos e não cristalinos.

A presença de centros de espalhamento influencia no movimento dos elétrons livres quando submetidos a um campo elétrico externo. A figura abaixo ilustra duas situações. A primeira (a) uma rede com poucos centros e a segunda (b) uma rede com muitos centros de espalhamento.

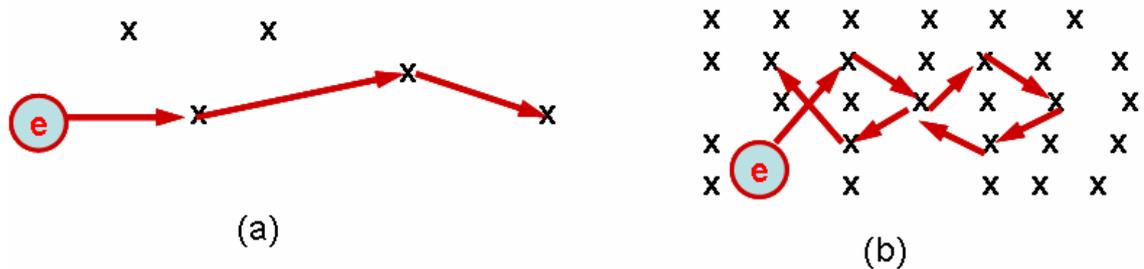


Figura 1.1: São mostrados dois esquemas de espalhamento dos elétrons responsáveis pela condutividade, quando submetidos a um campo elétrico externo. Na ilustração (a) os centros de espalhamento são poucos, não influenciando significativamente a trajetória do elétron na rede. Na ilustração (b), houve um aumento na concentração de centros de espalhamento, alterando significativamente a trajetória do elétron na presença de um campo externo. O resultado do aumento da concentração provocou a existência de trajetórias eletrônicas fechadas, criando estados localizados, com densidade de estados finita, confinando a função de onda numa região do espaço.

Na situação (a), as colisões não influenciam significativamente o movimento dos elétrons, que por isso não desviam drasticamente sua trajetória quando em movimento devido um campo elétrico externo. Nesse caso, podemos tratar o movimento como uma difusão de partículas clássicas e de acordo com a aproximação de Boltzman:

$$\sigma_D = \frac{ne^2\tau}{m} = \frac{e^2nD}{E_F}, \quad (1.5)$$

onde τ é o tempo de livre caminho médio, n a concentração, m a massa efetiva, E_F a energia de Fermi e $D = v_F L$ é o coeficiente de difusão (com v_F a velocidade da superfície de Fermi e L o livre caminho médio).

Com L pequeno, $kL > 1$, as mudanças na densidade de estados não são grandes. Nos materiais não cristalinos, contudo, a desordem é responsável pelo livre caminho médio e pelas divergências da Eq. (1.4), que se tornam maiores se o espalhamento for muito forte. A interferência quântica é uma precursora da localização forte.

Então[3]:

- Se o espalhamento por cada átomo é fraco, o vetor de onda k é um bom número quântico, a incerteza Δk em k é tal que $\frac{\Delta k}{k} \ll 1$, mantendo esféricas as superfícies de mesma energia e as Eqs. (1.3) e (1.4) são válidas. Esta é a situação em que os valores de energia E estão próximos da energia de Fermi.
- Se o espalhamento por cada átomo é forte, tal que $\frac{\Delta k}{k} \sim 1$, k não é um bom número quântico para descrever os auto estados e o conceito de superfície de Fermi não vale. Quando $\frac{\Delta k}{k} \sim 1$, acontece uma considerável divergência na densidade de estados dada pela Eq. (1.4).
- Se o espalhamento se tornar mais forte, as funções de onda $\psi_E(x, y, z)$ são localizadas, ou seja, criam-se estados localizados. Isto significa que cada autofunção está confinada a uma região do espaço, caindo exponencialmente com a distância, $\exp(-\alpha R)$, sua energia é quantizada com sua densidade de estados finita e contínua. Para um espalhamento muito forte, ou seja, a distância

entre os centros comparáveis ao comprimento de onda de de Broglie, o movimento dos elétrons é determinado por suas propriedades ondulatórias, sendo necessário o tratamento quântico para calcular a condutividade. Anderson[25] em seu artigo “*The absence of diffusion in certain random lattices*” foi o pioneiro na observação do efeito, que ficou conhecido como localização de Anderson. Isso pode ser visto na Fig. (1.1), em que o aumento da concentração de centros de espalhamento causa uma drástica mudança na trajetória do elétron na rede, resultado disso é o aparecimento de trajetórias fechadas o que correspondem à localização espacial dos elétrons. Em cristais, a condição para o comportamento isolante é a modificação da densidade de estados, $N(E)$.

Em linhas gerais, podemos entender os comportamentos metálico e isolante, a partir da Eq. (5):

- $\sigma(T = 0) \neq 0$, comportamento metálico;
- $\sigma(T = 0) = 0$, comportamento isolante (estados localizados).

1.3 Localização fraca, $k_F L \gg 1$, e interferência quântica

Para uma partícula livre percorrer um caminho entre dois pontos, considera-se a soma de todos os caminhos possíveis conectando esses dois pontos. Dessa forma, determina-se sua amplitude de propagação entre os pontos considerados. Podemos pensar nesse caminho como sendo uma espécie de tubo, com espessura da ordem do comprimento de onda de Broglie, λ . Será introduzida uma pequena concentração de impurezas nesse caminho, denotada por n_{imp} . Essa distribuição é aleatória, com seção de choque entre os defeitos e a partícula livre da ordem de λ^2 , Fig. (1.2).

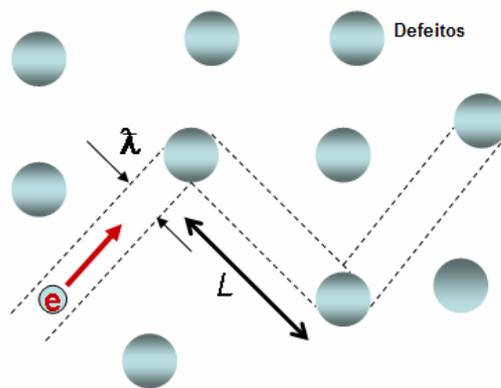


Figura 1.2: Difusão de partícula livre resultado da soma de todas as amplitudes clássicas possíveis, formalismo de Feynmann. No exemplo, o caminho consiste em um tubo de espessura λ , ligando centro de espalhamento, impurezas, representados pelos círculos maiores. O livre caminho médio, L , é também mostrado na figura[2].

A distância percorrida pela partícula livre entre um espalhamento e outro será portanto L , livre caminho médio, e τ o intervalo de tempo que separa essas colisões.

Sem a presença dos centros de espalhamento, o elétron tende a se propagar entre um ponto e outro. No entanto, com o modelo proposto acima, existe uma probabilidade de a partícula livre executar um caminho de volta, o que acontece quando as trajetórias são fechadas, Fig. (1.3).

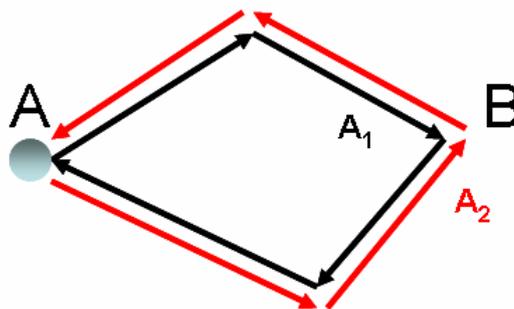


Figura 1.3: Quando as probabilidades de ida e volta em relação a um ponto coincidem, acontece interferência construtiva entre essas amplitudes, provocando uma diminuição na condutividade e difusão do elétron. Isso acontece quando as trajetórias são fechadas, partículas localizadas, devido a uma pequena concentração de impurezas acrescentadas no material, efeito conhecido como localização fraca.

Quando as amplitudes de ida, A_1 , e volta A_2 , durante a difusão entre dois pontos, A e B, forem iguais, elas se interferem construtivamente, aumentando a probabilidade de volta, fazendo com que sua difusão e condutividade diminuam. Esse efeito é chamado de localização fraca e acontece quando a concentração de defeitos, n_{imp} , é baixa.

A interferência quântica produz uma correção na condutividade clássica, Eq. (1.5), que no limite do espalhamento fraco, $k_F L \gg 1$, (k_F é o número de onda de Fermi) é:

$$\frac{\delta\sigma}{\sigma} \approx \frac{-\lambda^2}{L^2} \left(1 - \sqrt{\frac{\tau}{\tau_\phi}} \right), \quad (1.6)$$

onde τ_ϕ é o tempo de defasagem, que separa espalhamentos inelásticos em que elétron perde sua coerência e τ o intervalo entre colisões elásticas sucessivas. É importante lembrar que essa correção é válida para trajetórias em que $L \leq L_\phi$, comprimento de coerência entre dois espalhamentos inelásticos ($L_\phi = (D\tau_\phi)^{\frac{1}{2}}$). Além disso, os espalhamentos inelásticos tendem a desaparecer na temperatura zero, o que produz um L_ϕ muito longo em baixas temperaturas[2].

Na presença de um campo magnético externo, a interferência construtiva é desfeita, fazendo as amplitudes de ida e volta adquirirem fases diferentes. A coerência entre as funções de onda é destruída e a correção quântica da Eq. (1.6) na condutividade clássica, Eq. (1.5), desaparece. Nesse caso, a teoria prediz novas formas de correção dependentes do campo magnético (que apresentam formas diferentes para campos fortes ou fracos.)

Conforme [4] a correção quântica para a condutividade em função do campo magnético é:

$$\Delta\sigma(H,T) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \sqrt{\frac{eH}{\hbar c}} f_3(x), \quad (1.7)$$

onde $x = \frac{\hbar c}{(4eHL_H^2)}$, sendo L_H o comprimento magnético; e

$$f_3(x) = \sum_{n=0} \left[2(\sqrt{n+x+1} - \sqrt{n+x}) - \frac{1}{\sqrt{n+x+\frac{1}{2}}} \right], \text{ com } f_3(x) \begin{cases} = 0,605 \rightarrow x \ll 1 \\ = \frac{x^{-\frac{3}{2}}}{48} \rightarrow x \gg 1 \end{cases}.$$

A Eq. (14), tem a forma \sqrt{H} para campos magnéticos altos.

A teoria padrão de transporte prevê um aumento da resistividade com o aumento do campo magnético; no entanto, em sistemas com localização fraca, o aumento do campo externo[2], em baixas temperaturas, provoca uma magneto-resistência negativa no sistema, o que aumenta a condutividade com H. A Eq. (1.7) mostra a dependência com o campo magnético do estado metálico.

Em sistemas com localização fraca, as correções na condutividade de super-redes semicondutoras desordenadas foram consideradas por Chenai & Mailly [5] em dois limites: (1) o espalhamento eletrônico forte na direção de crescimento z, quando $t_z\tau < \hbar$ (t_z é a energia de acoplamento sobre a direção) e (2) o espalhamento fraco com $t_z\tau > \hbar$. Nos dois casos a desordem paralela às camadas foi suposta como fraca, $k_F L \gg 1$.

No primeiro caso, $t_z\tau < \hbar$, os elétrons participam de muitos eventos de espalhamento até mover-se para as camadas adjacentes. Nesse caso a descrição de Bloch para a função de onda eletrônica falha e nós temos um regime de transporte onde a

superfície de Fermi é difusiva, DFS (*Difusive Fermi Surface*). No segundo caso, $t_z \tau > \hbar$, quando os elétrons trocam de camadas sofrendo um pequeno número de eventos de espalhamento tem-se uma superfície de Fermi propagativa, PFS (*Propagative Fermi Surface*).

Foi mostrado que a forte desordem vertical (regime DFS) modifica tanto o transporte vertical quanto o transporte paralelo, resultando em diferentes dependências das condutividades (vertical e paralela) em relação ao campo magnético, quando comparada com as correções quânticas no regime de espalhamento fraco, PFS.

As equações abaixo determinam as correções para a condutividade nos dois regimes de transporte em sistemas com localização fraca:

$$\Delta\sigma_{\parallel,PFS} = \frac{e^2}{2\pi^2 \hbar L_H} \alpha F(\delta) \text{ e } \Delta\sigma_{z,PFS} = \frac{\Delta\sigma_{x,PFS}}{\alpha^2} \quad (1.8)$$

$$\Delta\sigma_{\parallel,DFS} = -\frac{e^2}{2\pi^2 \hbar D_{SL}} \alpha F(\delta, \delta') \text{ e } \Delta\sigma_{z,DFS} = \frac{\Delta\sigma_{x,DFS}}{\alpha^2}. \quad (1.9)$$

Os índices x e z denotam as componentes perpendicular e paralela à direção de crescimento, respectivamente; $L_H = \sqrt{\frac{\hbar}{eH}}$ é o comprimento magnético; $\alpha = \sqrt{\frac{D_{\parallel}}{D_z}}$ é o coeficiente de anisotropia (D_{\parallel} e D_z são os coeficientes de difusão paralelo e normal às camadas da super-rede, respectivamente); D_{SL} é o período da super-rede e as funções $F(\delta)$ e $F(\delta, \delta')$ são tais que $\delta = \frac{L_H^2}{4D_{\parallel}\tau_{\varphi}}$ e $\delta' = \frac{L_H^2}{4D_{\parallel}} \left(\frac{1}{\tau_{\varphi}} + 2\frac{t_z^2 \tau}{\hbar^2} \right)$ (τ_{φ} é o tempo de defasagem da função de onda, [5] [6]).

A diferença essencial entre as Eq. (1.8) e (1.9) são os pré-fatores das funções $F(\delta)$ e $F(\delta, \delta')$. No regime PFS o pré-fator é determinado pelo comprimento magnético, enquanto que no regime DFS pelo período da super-rede. Essa diferença produz comportamentos de magneto-resistência muito diferentes como é mostrado na Fig. 1.4.

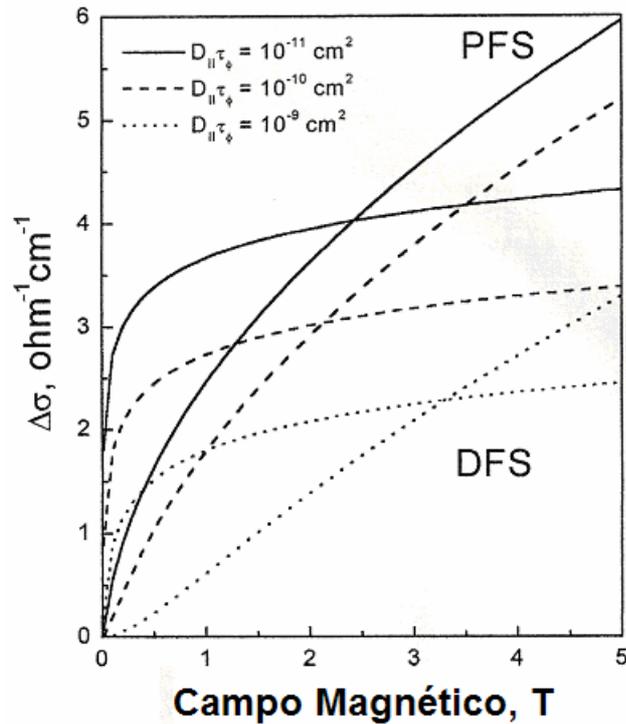


Figura 1.4: Correções quânticas para a condutividade clássica calculadas nos dois regimes de transporte, PFS e DFS, de acordo com as Eq. (1.8) e (1.9). Foram usados nesse caso diferentes valores de $D_{||}\tau_{\phi}$ [9].

Será apresentado mais adiante um estudo de processos de transporte quântico vertical (perpendicular às camadas) e paralelo, em super-redes GaAs/AlGaAs intencionalmente desordenadas, verificando as previsões teóricas dos resultados.

No estudo dos processos de interferência quântica, no limite da localização forte, $k_F L < 1$, para campos externos baixos, a condutividade é causada pelo salto eletrônico entre estados localizados. As diferentes amplitudes dos saltos, podem então interferir

uma na outra, causando uma nova correção para a condutividade. A correção para a condutividade da Eq. (1.10) foi proposta no artigo de Bryksin & Kleinert [7], segundo a aproximação autoconsistente de Anderson (em sistemas com localização forte),

$$\Delta\sigma(H) = \frac{e^2}{4\pi^2\hbar} \frac{\cos^2(\varphi) + \alpha \sin^2(\varphi)}{\alpha} \frac{\delta^{-\frac{3}{2}}}{48L_H}, \quad (1.10)$$

onde $\delta = \frac{L_H^2}{(4D\tau_\varphi)}$, sendo D é o coeficiente de difusão, já definido anteriormente, e α o

coeficiente de anisotropia da amostra. Nesse caso, $\Delta\sigma \sim H^2$. Esse comportamento prediz uma forma da magneto-condutividade diferente quando comparado com o da Eq. (1.7), sendo uma espécie de assinatura característica de cada sistema. Sendo assim, medidas de magneto-condutividade (ou magneto-resistência) podem caracterizar e diferenciar diferentes amostras quanto ao tipo de condutividade. No tópico a seguir, faremos um breve estudo da teoria de sistemas com localização forte (localização de Anderson).

1.4 Localização de Anderson, $k_F L < 1$

O modelo a seguir foi proposto por Anderson (1958), Fig. (1.5). De acordo com o modelo, uma desordem suficientemente planejada pode produzir soluções características para a equação de Schrödinger, que são os estados eletrônicos localizados. Em primeiro lugar, sem desordem, a Fig. (1.5a) mostra a aproximação “tight binding”, no qual uma fileira de poços produz uma estreita banda de níveis. Na figura, a é a distância entre os poços, B a espessura da banda, $N(E)$ a densidade de estados eletrônicos e V_0 o potencial de desordem na direção indicada pela seta.

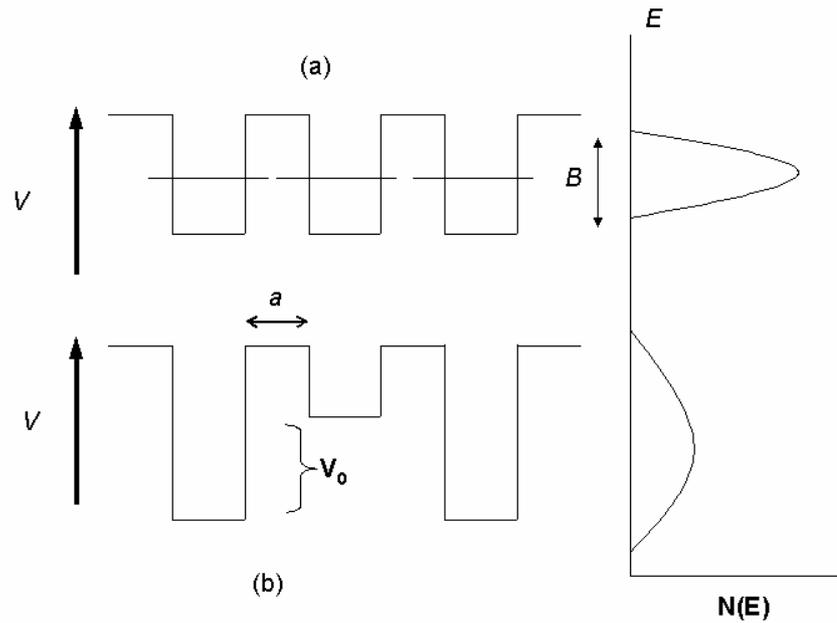


Figura 1.5: Na figura (a), são mostrados os potenciais sem a desordem, com a formação da banda de condução estreita, onde o elétron possui um livre caminho médio praticamente infinito. Modelo “tight binding”. Em (b), o modelo proposto por Anderson. Introduz-se um potencial V_0 , criando funções de onda eletrônicas localizadas. Uma nova situação de condução é estabelecida, já que os elétrons possuem um L finito. Suas funções de onda estão confinadas, e dependem de ξ , comprimento de localização. São mostrados também os comportamentos qualitativos da densidade de estados em cada uma das situações[8].

Nessas condições, as funções de onda do sistema obedecem a função de onda tipo

$$\Psi = \sum \exp(i\vec{k} \cdot \vec{a}_n) \psi_n(\vec{r}), \quad (1.11)$$

com a soma sobre todos os sítios da rede \vec{a}_n ; \vec{k} é o número de onda e Ψ representa o movimento de um elétron com um livre caminho médio infinito, caso ideal.

A criação de estados localizados por Anderson, Fig. (1.5), foi feita pela introdução de um potencial aleatório, nos limites de cada poço, de $\pm \frac{1}{2}V_0$. Esse potencial modifica a situação anterior, criando um livre caminho médio L finito.

A função de onda eletrônica assume agora a forma

$$\Psi \propto \sum_n \exp\left\{-\left(\frac{|r-r_0|}{\xi}\right)\right\}, \quad (1.12)$$

mostrando que a onda espalha-se no espaço sobre uma distância finita, determinada por ξ , que chamaremos de comprimento de localização. A Fig. (1.6) ilustra duas situações: (a) aspecto típico de uma função de onda estendida com um L infinito e (b) os estados localizados determinados por ξ .

A existência de estados localizados é facilmente entendida quando vamos para o limite de uma desordem muito forte.

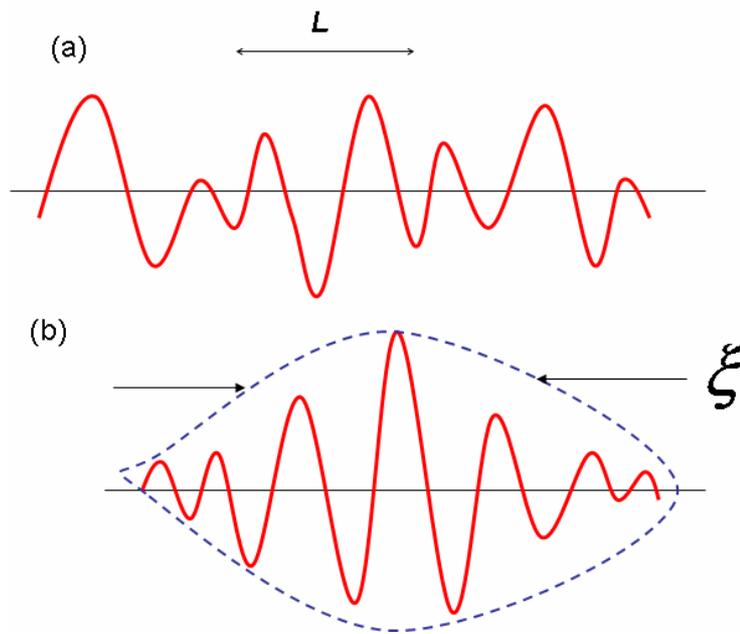


Figura 1.6: A existência de estados localizados é facilmente entendida quando caminha-se para um limite onde a desordem é muito forte. A situação (a) mostra a função de onda típica de um elétron sem interagir com centros de espalhamento. Temos estados estendidos, onde o livre caminho médio não é determinado, pois não há interações. Em (b), introduzida a desordem, localiza-se a função de onda, que passa a se comportar como na Eq. 10, limitada pelo comprimento de localização[4].

Podemos definir um novo fator g , condutância adimensional, como $g = \frac{N(E)}{N_0(E)}$, onde $N_0(E)$ é a densidade de estados sem desordem e $N(E)$ a densidade de estados com desordem[2].

Existem duas conseqüências importantes sobre g . A primeira, trata-se de uma maneira conveniente de estudar condutância adimensional que é expressá-la em função de E_c , largura dos estados estendidos e w , média do espaçamento entre eles. Usando a razão $g = \frac{E_c}{w}$, podemos de maneira simples saber se os auto-estados na energia de Fermi são localizados ou não. Se $g \ll 1$, significa que temos funções de onda localizadas e no caso contrário, estados estendidos[2]. A Fig. 1.7 ilustra essa situação.

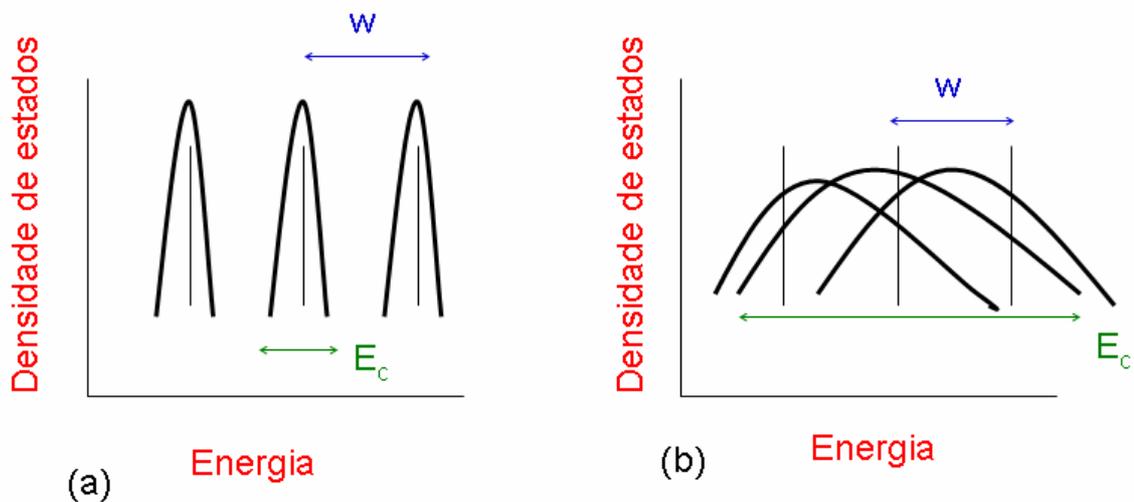


Figura 1.7: Esquema do espectro energético de um sólido. Os autos estados têm espessura E_c com espaçamento médio w . Na situação (a), temos a formação de estados localizados, com $g \ll 1$, ou seja, $w \gg E_c$. Em (b), os estados estão estendidos, com $g \gg 1$, ou seja, $w \ll E_c$, [2].

A segunda conseqüência importante da condutância adimensional trata-se de fornecer informações sobre os efeitos da localização fraca. Existe uma situação crítica, em baixas temperaturas, em que a condutividade vai diminuindo continuamente à

medida que a concentração de impurezas, n , aproxima-se de uma concentração crítica, n_c , (transição metal-isolante, que será tratada mais adiante). O comprimento de localização, ξ , é proporcional a essas duas concentrações, onde se espera uma condutividade do tipo, [2]:

$$\sigma(T=0) \approx \frac{\left(\frac{e^2}{h}\right)g}{\xi} \approx (n - n_c)^\nu, \quad (1.17)$$

sendo $\xi \sim |n - n_c|^{-\nu}$, onde ν é um expoente crítico.

Capítulo 2

Propriedades Eletrônicas de Super-redes

Métodos experimentais

2.1 Introdução

No estudo de propriedades elétricas de super-redes semicondutoras, medidas de condutividade exigem preparação de amostras especiais que permitem evitar qualitativamente a influência de contatos, que devem apresentar propriedades ôhmicas, nos resultados das medidas.

Mesmo com contatos ôhmicos, os valores de resistência da amostra e dos contatos podem ser comparáveis, podendo alterar o valor da resistência total da amostra. Nesse caso, eles podem ocultar os efeitos que determinam os processos de transporte de carga na amostra, prejudicando o estudo das propriedades elétricas.

A etapa de preparação das amostras é portanto crítica, determinando a qualidade do experimento.

Esse capítulo aborda esse tema, desde a fotolitografia, preparação dos contatos até a aquisição dos dados.

2.2 Propriedades eletrônicas das super-redes

As super-redes semicondutoras consistem em um agrupamento de camadas de diferentes materiais semicondutores, por exemplo A e B, arranjadas periodicamente, formando uma superestrutura artificial do tipo ABAB..ABA.

A Fig. (2.1) mostra três esquemas: (a) uma super-rede periódica formada por GaAs/AlGaAs, (b) o perfil dos potenciais e (c) a dispersão da energia da super-rede.

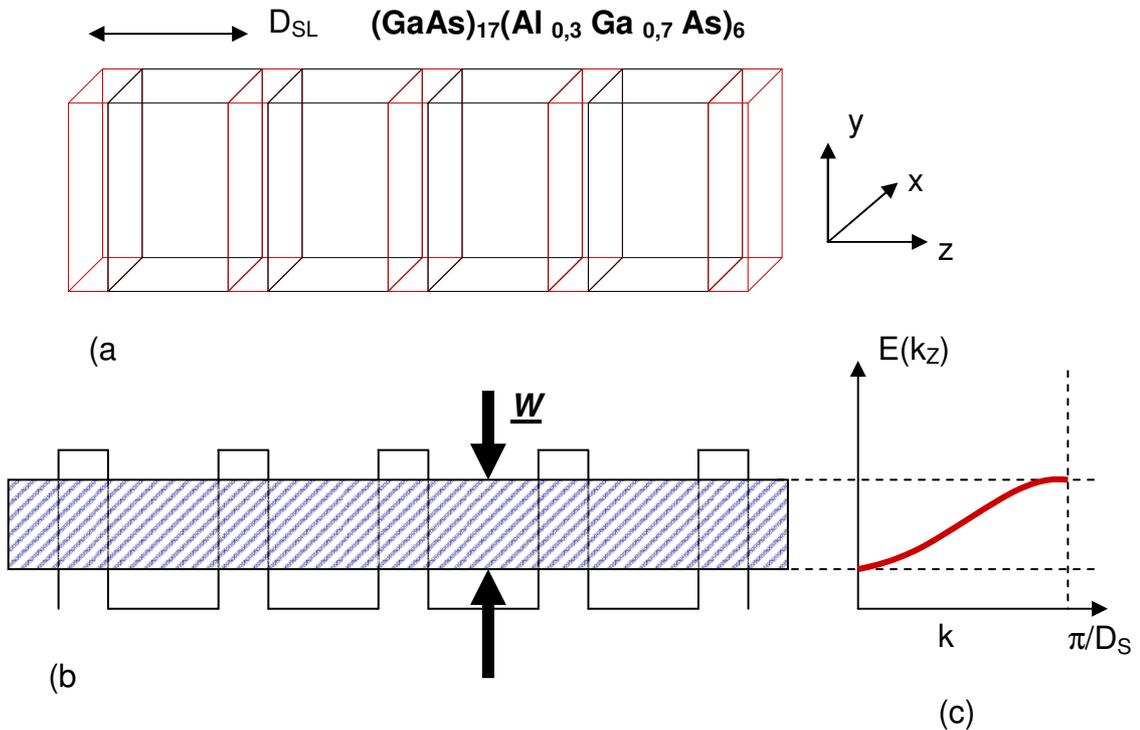


Figura 2.1: (a) uma super-rede periódica formada por GaAs/AlGaAs, (b) o perfil dos potenciais e (c) a dispersão da energia da super-rede. Nesse caso, ilustramos a formação de estados eletrônicos propagativos, ou seja, sem desordem, caracterizando o comportamento metálico da amostra. Os termos D_{SL} , período da super rede e W , largura da minibanda, são também mostrados. A direção de crescimento das camadas, conforme orientação, acontece na direção z .

As amostras são formadas por materiais com diferentes bandas de condução, e portanto, no estudo do transporte eletrônico em heteroestruturas semicondutoras, uma prática comum é incorporar na massa efetiva eletrônica os efeitos microscópicos da rede cristalina no movimento dos elétrons. Nesse caso, para o exemplo da estrutura formada por A e B, o elétron possui duas massas efetivas m_A^* e m_B^* nessas duas camadas. Em cada uma delas, a função de onda assume a função do tipo Bloch, $\exp(ik_z^i z)u_{k_z}(z)$, onde a parte periódica, $u_{k_z}(z)$ é tida a mesma em ambos materiais e k_z^i ($i = A, B$) depende da energia cinética do elétron em cada camada.

As funções de onda da super-rede são determinadas pela condição de continuidade entre as funções de onda específicas de cada material, $\psi_A = \psi_B$, e pela probabilidade da densidade de corrente, $\frac{1}{m_A^*} \frac{\partial \psi_A}{\partial z} = \frac{1}{m_B^*} \frac{\partial \psi_B}{\partial z}$, nas interfaces entre A e B [10].

A idéia do projeto de pesquisa foi usar esses sistemas para estudar o transporte quântico em estrutura de multicamadas. Nesse caso, as super-redes oferecem uma vantagem evidente, ou seja, a possibilidade de monitorar o acoplamento entre as camadas, verificando como isto influencia no movimento eletrônico. Essa possibilidade de fabricar estruturas com desejado potencial eletrônico, faz com que as super-redes semicondutoras sejam utilizadas para modelar propriedades dinâmicas de elétrons.

No primeiro trabalho sobre materiais super-estruturados [11], foi mencionado a possibilidade de estudar propriedades de desordem utilizando a super-rede. Uma delas é a teoria da localização. A localização de elétrons pode ocorrer numa super-rede com desordem bastante forte, onde a energia de localização domina a energia cinética. A

variação de composição e a largura das barreiras permitem controlar a interação entre os elétrons em poços vizinhos e assim, modificar a dimensionalidade do sistema eletrônico. Em super-redes, podem-se controlar ambos, a desordem e a interação que são os fundamentos que determinam o efeito de transporte e localização de elétrons [3]. Neste caso, dependendo da força de desordem, o sistema eletrônico revela dois estados – um metálico e outro isolante.

2.2.1 Desordem monitorada

As amostras utilizadas nesse trabalho foram crescidas por epitaxia de feixes moleculares, técnica que permite colocar camadas atômicas uma a uma e assim, controlar a estrutura das amostras em escala atômica. Isso apresenta uma possibilidade única na fabricação de materiais superestruturados com controle de estrutura na direção do crescimento. Os técnicos Haroldo Arakaki e Carlos Aberto de Souza do grupo de semicondutores do Instituto de Física de São Carlos, foram os responsáveis pelo crescimento das amostras utilizadas.

Neste trabalho, o foco foram as super-redes semicondutoras (GaAs/AlGaAs) que apresentam uma seqüência das camadas de GaAs e AlGaAs; essas camadas, poços quânticos e barreiras, modula as propriedades eletrônicas do sistema, formando um espectro que depende dos parâmetros geométricos da estrutura (largura das camadas). O heterosistema GaAs/AlGaAs foi escolhido pois possui alta qualidade de interfaces que diminui os efeitos da desordem que não é possível controlar, ou seja, àquela associada com as imperfeições interfaciais.

Em super-redes periódicas, a interferência quântica construtiva entre as ondas que se propagam em direções opostas na direção de crescimento, produz um espectro energético dos elétrons na forma de minibandas sequenciais (intervalos de energia permitidos), separadas por “minigaps” (intervalos energéticos proibidos) [12]. As propriedades dinâmicas dos elétrons dependem fortemente da estrutura das minibandas. A violação na periodicidade da super-rede quebra a coerência dos elétrons produzindo estados eletrônicos localizados. Dessa forma, a transição metal-isolante em transporte vertical (perpendicular às camadas) pode ser conseguida quando se introduz a desordem na direção de crescimento pela variação aleatória da espessura das camadas.

As propriedades dos elétrons em super-redes desordenadas podem ser caracterizadas pelo parâmetro $\delta_{SL} = \frac{\Delta}{W}$; Δ mede o grau de desordem e é determinada pela espessura da distribuição dos elétrons que não se interagem calculada nos poços quânticos isolados; W é a força de interação entre os elétrons em poços vizinhos, que no caso da super-redes, coincide com a largura da minibanda. Para que a maioria dos

elétrons sejam localizados, $\delta_{SL} > 1$, Fig. (2.2).

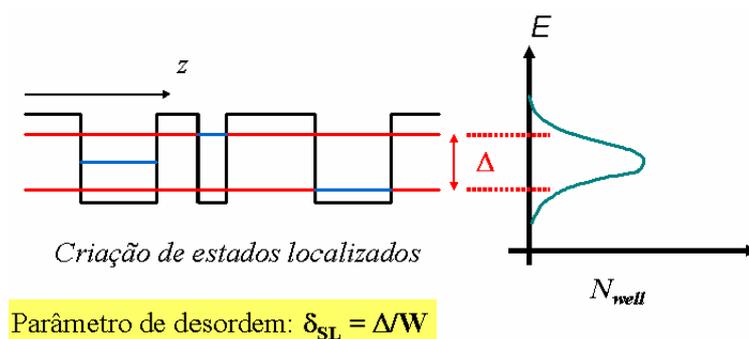


Figura 2.2: Criação de estados localizados. A energia Δ é mostrada na figura, juntamente com o parâmetro de desordem $\delta_{SL} > 1$ (nesse caso).

Para produzir a desordem desejada, foram adotados dois caminhos:

1. super-redes $(\text{GaAs})_m(\text{AlGaAs})_n$ com variação aleatória das espessuras dos poços quânticos GaAs e com as espessuras de barreiras AlGaAs fixas. A desordem vertical foi formada pela variação controlada das espessuras de camadas de GaAs,
2. e produção de rugosidades nas interfaces.

Na figura seguinte, Fig. (2.3), as propriedades num cristal tipo “bulk” dominam quando a espessura dos poços quânticos da super-rede d é maior do que o comprimento de livre caminho médio, L . Neste caso, as impurezas causam o espalhamento dos elétrons. Porém, o espalhamento por rugosidades interfaciais aumenta quanto a espessura de poços quânticos diminui. Quando $d < L$, o espalhamento pela rugosidade interfacial domina o transporte paralelo formando estados localizados.

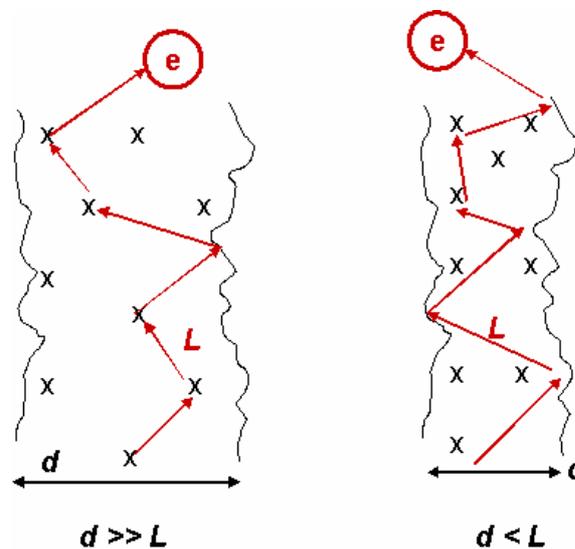


Figura 2.3. Movimento eletrônico em camadas de super-redes. No primeiro caso, predominam os espalhamentos nas impurezas, $d > L$, e no segundo caso, predominam as interações eletrônicas com as interfaces, $d < L$.

Assim, a transição metal-isolante em transporte paralelo pode ser obtida em super-redes com a variação da espessura dos poços quânticos.

O controle e a caracterização da desordem foram feitos utilizando efeito Hall. As medidas de mobilidade de Hall providenciam os valores de $k_F L$, que caracterizam o tipo de material: $k_F L \gg 1$, estado metálico, enquanto que $k_F L < 1$ trata dos estados localizados.

2.3 Processamento das amostras – fotolitografia

Existem vários tipos de litografia, todas usadas na fabricação de microestruturas. Pode-se usar a litografia com feixe de elétrons para produção de máscaras; litografia de raios-x (com precisão de até algumas centenas de angstroms); a litografia de feixe de íons para uma alta resolução e, finalmente, a fotolitografia. Esta última é geralmente a mais usada na indústria microeletrônica, assim como na preparação de amostras do tipo Hall-bar (barra de Hall), utilizadas nesse trabalho.

O processo de preparação de estruturas na forma barra de Hall implica na transferência de imagem da máscara para superfície da amostra através da luz ultravioleta e fotoresiste (composição química sensível à luz ultravioleta).

A técnica comum para depositar um fotoresiste na superfície da amostra utiliza um “spinner” (spinner Karl Suss., Mod. SM 240) – aparelho que permite girar a amostra a uma grande velocidade, 4.000 rpm, para conseguir uma distribuição mais homogênea da substância. Depois de sua deposição, a amostra é exposta à luz ultravioleta, utilizando uma foto-alinhadora Karl Suss., Mod. MIB.3, através de uma máscara com o modelo de barra de Hall impresso. O próximo passo é remoção da parte não

polimerizada do fotoresiste através de um revelador, AZ 400K, num processo similar ao processamento de fotografias, formando a estrutura superficial para ataque químico.

O ataque químico é feito utilizando soluções ácidas, cuja taxa de corrosão é conhecida. A escolha da solução adequada depende da espessura da amostra e da profundidade do ataque desejada. Geralmente trabalha-se com as seguintes soluções:

Solução	Proporção da mistura	Taxa de corrosão
H ₂ SO ₄ :H ₂ O ₂ :H ₂ O	1:1:10	250 Å/s
H ₂ SO ₄ :H ₂ O ₂ :H ₂ O	1:8:40	200 Å/s
H ₂ SO ₄ :H ₂ O ₂ :H ₂ O	1:8:80	143,3 Å/s
H ₃ PO ₄ :H ₂ O ₂ :H ₂ O	1:4:45	50 Å/s
H ₃ PO ₄ :H ₂ O ₂ :H ₂ O	3:1:50	14 Å/s
H ₃ PO ₄ :H ₂ O ₂ :H ₂ O	1:1:1	4 μm/s

Tabela 2.1: Soluções para ataque químico das amostras, com proporção de mistura e velocidade de corrosão.

Colocando a amostra em uma solução ácida cuja velocidade de corrosão é conhecida, retira-se a camada desejada. Depois disso, com acetona, o fotoresiste em excesso é retirado e a amostra estará pronta. A Fig. (2.4) ilustra o procedimento anterior para uma amostra.

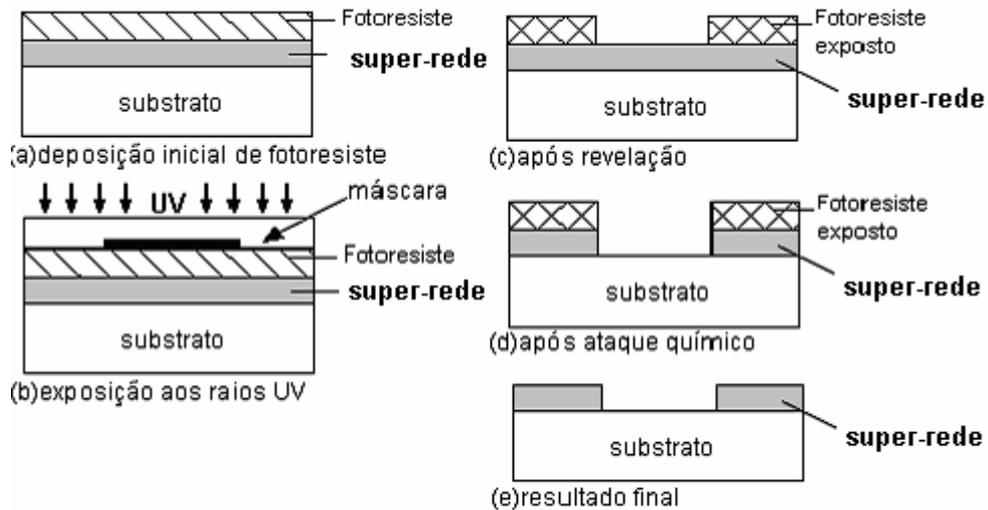
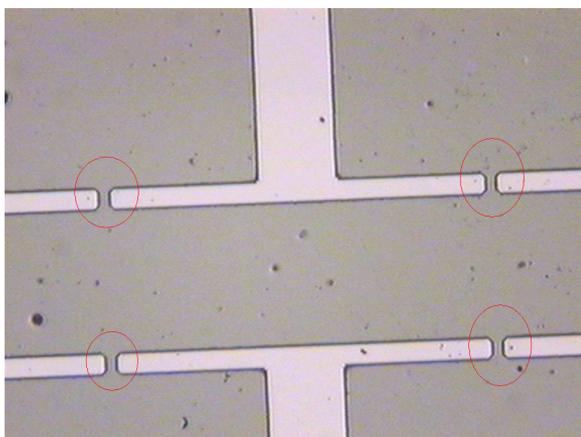


Figura 2.4: Passos no processo de fotolitografia. (a) deposição inicial do fotoresiste; (b) exposição aos raios UV; (c) após revelação; (d) após ataque químico; (e) resultado final.

Uma vez processada a estrutura da barra de Hall, é feita a difusão de Índio sobre cada um dos contatos maiores durante alguns minutos em alta temperatura, 300°C. Colocam-se os fios que farão os contatos, utilizando tinta prata. O controle visual de todo o procedimento é feito utilizando um microscópio ótico Olympus BH2 –UMA com uma câmera acoplada que permite aquisição de imagens como a que está mostrada na Fig. (2.5).



sendo necessário um novo processamento.

Figura 2.5: Aspecto típico de uma estrutura de barra de Hall sobre uma amostra de GaAs/AlGaAs obtida num bom procedimento de processamento. Observe que os contatos menores, marcados pelos círculos, estão em perfeitas condições, o que indica a escolha de uma taxa de ataque químico adequada. Caso essas regiões estivessem danificadas, as medidas de diferenças de potencial longitudinais e paralelas estariam seriamente comprometidas,

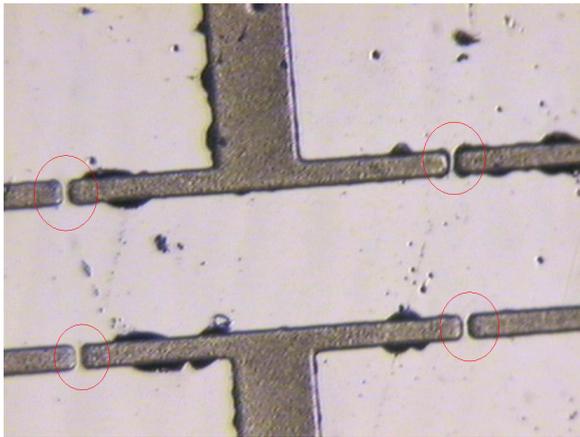


Figura 2.6: aspecto típico de uma amostra com problemas na rotina de processamento. Esse exemplo não poderá ser usado para medidas elétricas, pois os contatos, observe os círculos, estão muito danificados. Pela experiência no processamento, as principais causas desse problema podem ser identificadas: (1) solução de ataque com taxa de corrosão muito alta; (2) o tempo de exposição na foto-alinhadora da amostra com fotoresiste não foi suficiente para definir a estrutura; (3) a máscara da barra de Hall não estava próxima o suficiente da amostra quando houve a exposição ou (4) o tempo de revelação não foi adequado.

definir a estrutura; (3) a máscara da barra de Hall não estava próxima o suficiente da amostra quando houve a exposição ou (4) o tempo de revelação não foi adequado.

Uma observação muito importante sobre as possíveis falhas no processamento de uma amostra é que com exceção da escolha errada da solução/concentração do ataque químico, todas as outras possíveis falhas são perfeitamente reversíveis. Em cada uma delas, itens de (2) a (4) da Fig. (2.6), basta que o fotoresiste da amostra seja retirado com acetona concentrada, e o procedimento a partir do “spinner” seja realizado.

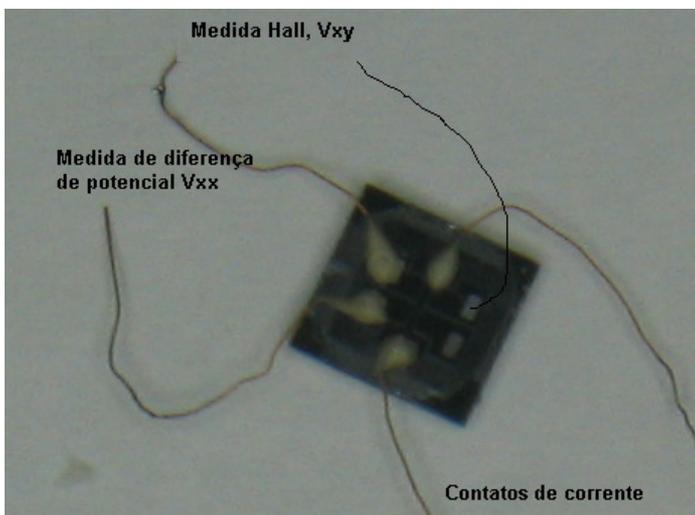


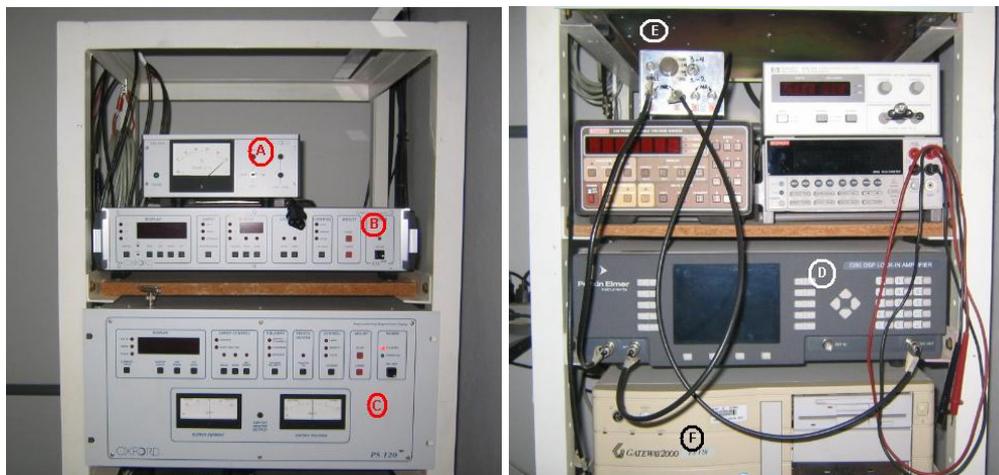
Figura 2.7: Amostra no final do processamento com a estrutura barra de Hall, já com os contatos para as medidas elétricas. Na figura são mostrados aqueles que serão utilizados para medida V_{xx} (magneto-resistência) e V_{xy} (tensão de Hall). Também são mostrados os contatos de corrente. Um dos fios V_{xy} foi acrescentado utilizando o programa de edição de imagens “Smart Draw”, apenas em caráter ilustrativo. Essa amostra foi preparada inicialmente para medidas de magneto-resistência.

Essa amostra foi preparada inicialmente para medidas de magneto-resistência.

2.4 Montagens experimentais

A Fig. (2.8) mostra uma foto identificando os equipamentos utilizados para as medidas elétricas.

Identificando as letras da figura tem-se: A – controlador do nível de hélio no interior do criostato, Fig. (3.9); B – controlador de temperatura ITC-500 Oxford; C – fonte da bobina supercondutora, Fig. (10), IPS-120-10 Oxford, cujo intervalo de corrente é de 0 à 50 A. Em D temos o gerador de tensão 7280 DSP Lock-in Amplifier da Perkin Elmer, responsável pela corrente nas amostras estudadas; em E uma caixa onde regula-se a resistência do Lock-in, controlando a intensidade da corrente nas amostras. Na letra F o computador para a aquisição dos dados de magnetoresistência e efeito Hall.



15Figura 2.8: Aparato para as medidas elétricas.

Na Fig. (2.9), está o esquema da instalação da Fig. (2.8).

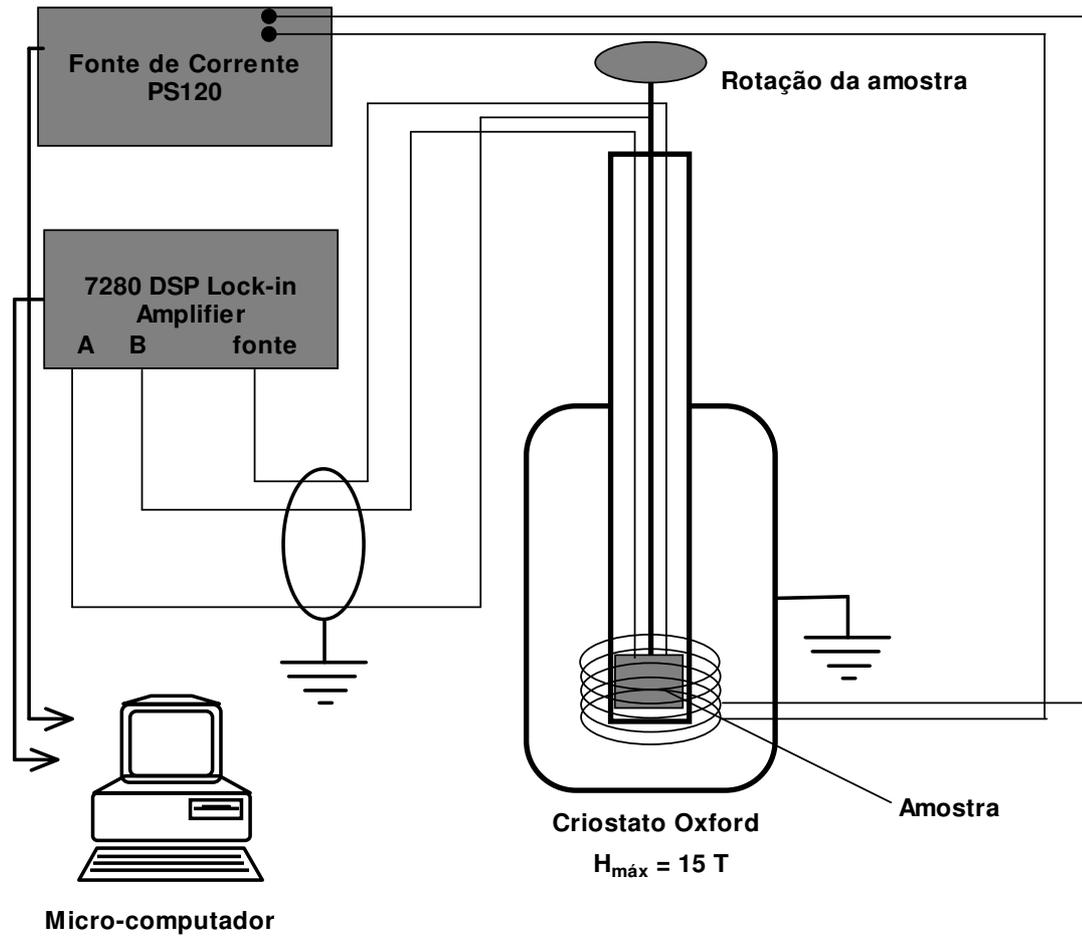


Figura 2.9: Esquema da instalação para a aquisição de dados

Na Fig. (2.10) está o criostato Oxford, juntamente com a bobina supercondutora (compartimento prata).



Figura 2.10: Criostato onde as amostras eram colocadas a fim de estudar os fenômenos de transporte em baixas temperaturas. Através de uma abertura na parte superior do criostato, colocava-se a amostra, usando uma vareta, que a conectava ao sistema de aquisição de dados.

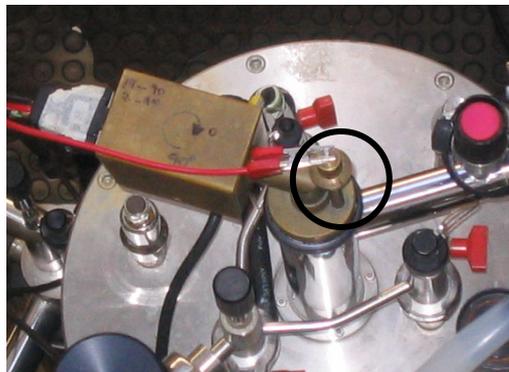


Figura 2.11: Vista superior do criostato. O círculo na figura mostra o mecanismo para acionar o eixo de rotação da amostra dentro do criostato.

O detalhe da Fig. (2.11) mostra por onde era introduzida a vareta com a amostra dentro do sistema de criogenia. Essa vareta era ligada com o sistema de coleta de dados

da Fig. (2.9), que traçava as curvas de magnetoresistência da amostra usando o micro-computador.

A Fig. (2.12) mostra o esquema de ligação da amostra, com uma foto da amostra na vareta, pronta para ser medida.

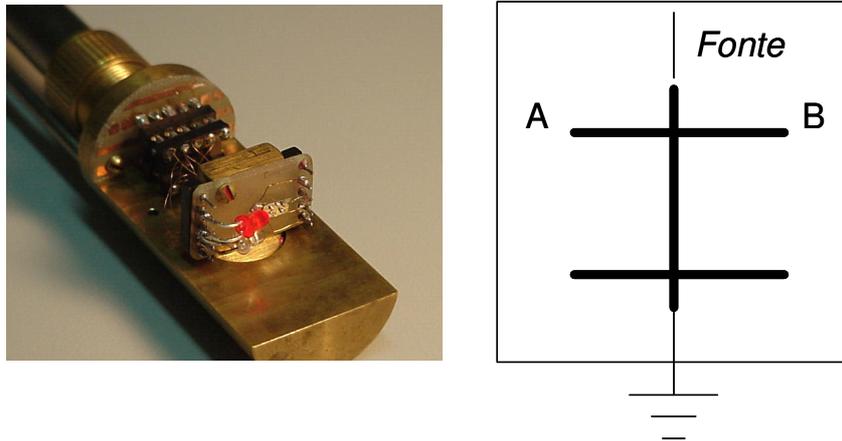


Figura 2.12: Foto de uma amostra pronta para ser medida, já na vareta. Ao lado, um esquema de ligação da amostra. Compare os pontos A e B com os da Fig. (2.9).

Capítulo 3

Medidas elétricas

3.1 Transporte paralelo

O desenvolvimento do trabalho, essencialmente, é o estudo dos fenômenos de magneto-transporte em estruturas semicondutoras de GaAs/AlGaAs com diferentes graus de desordem.

Para estudos de magneto-transporte o experimento básico consiste na aplicação de corrente elétrica de baixa intensidade ao longo do gás de elétrons, submetido a um campo magnético perpendicular ao plano do gás. Com o objetivo de reduzir o espalhamento elétron-fonon, o procedimento foi realizado em baixas temperaturas. A estrutura, conhecida como barra Hall, fornece dois valores de tensão: uma longitudinal, V_{xx} , e outra transversal, V_{xy} (tensão Hall). Na presença de um campo elétrico \vec{E} no

plano de um gás de elétrons bidimensional, um elétron adquire velocidade $\vec{v} = \frac{-e\vec{E}\tau}{m}$,

sendo τ o intervalo de tempo que separa duas colisões consecutivas.

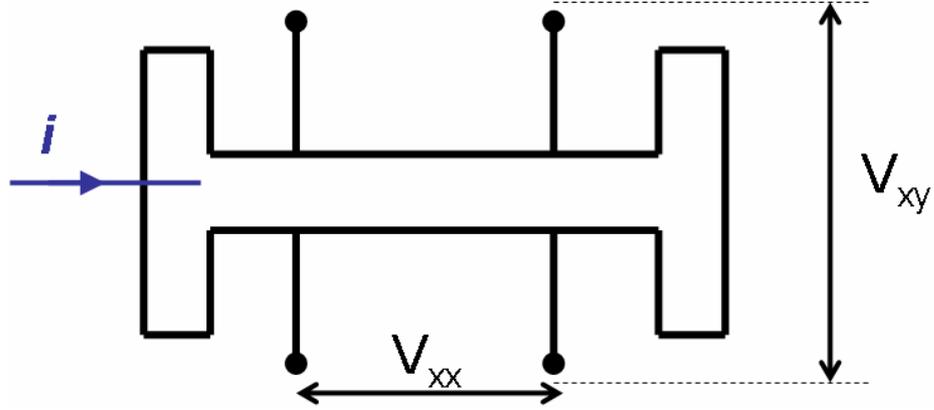


Figura 3.1: Esquema da barra de Hall para o estudo do magneto-transporte em estruturas semicondutoras. Os números de 1 à 6 são os contatos, sendo os contatos 1 e 2 destinados à corrente elétrica e 3, 4, 5 e 6 contatos para medida dos potenciais. Na figura são indicadas as tensões V_{xx} longitudinal e V_{xy} , transversal. A presença do campo magnético faz com que aconteça uma migração de portadores para a extremidade da barra, provocando a ddp de Hall, V_{xy} , e o conseqüente aparecimento de um campo elétrico transversal, E_y .

A média dos τ é o tempo de espalhamento e a velocidade de grupo (ou velocidade de arraste) de escoamento dos elétrons é dada por:

$$\vec{v}_{arr} = -\mu_e \vec{E}, \quad (3.1)$$

$$\text{com } \mu_e = \frac{e\tau}{m}.$$

A mobilidade eletrônica, μ_e , junto com a concentração, n , determina a condutividade σ de Drude, já trabalhada em capítulo anterior

$$\sigma_D = en\mu_e = \frac{e^2 n \tau}{m}. \quad (3.2)$$

Quando um campo magnético \vec{H} perpendicular é aplicado ao gás de elétrons bidimensional, a corrente elétrica não permanece durante muito tempo na direção do campo elétrico devido à força de Lorentz. Entre cada evento de espalhamento, os elétrons no nível de Fermi executam órbitas tipo ciclóides, com frequência e raio de ciclotron $\omega_c = \frac{eH}{m}$ e $L_c = \frac{mv_F}{eH}$, respectivamente[13].

A descrição clássica do sistema é feita através dos coeficientes de transporte, que são os elementos dos tensores condutividade e resistividade definidos pela lei de Ohm,

$$\vec{j} = ne\vec{v} = \vec{\sigma} \cdot \vec{E} \quad (3.3)$$

ou

$$\vec{E} = \vec{\rho} \cdot \vec{j}, \quad (3.4)$$

onde n é a densidade de elétrons.

Nesse caso, os elementos tensores das Eq. (3.3) e (3.4) relacionam-se por:

$$\rho_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} \text{ e } \rho_{xy} = \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}, \quad (3.5)$$

sendo $\sigma_{xy} = -\sigma_{yx}$; $\sigma_{xx} = \sigma_{yy}$; $\rho_{xy} = -\rho_{yx}$; $\rho_{xx} = \rho_{yy}$.

Na barra de Hall, à medida que a corrente elétrica acontece devido ao campo elétrico longitudinal, E_x , a contribuição magnética na força de Lorentz, $e\vec{v} \times \vec{H}$, provoca um acúmulo de carga nas extremidades da estrutura fazendo surgir um campo E_y acompanhado da diferença de potencial V_{xy} indicada na Fig. (3.1).

Esses potenciais são responsáveis por duas resistências elétricas características: a resistência longitudinal, R , também chamada de magneto-resistência e R_H , a resistência Hall:

$$R = \frac{m}{ne^2\tau}, \quad (3.6)$$

$$R_H = \frac{H}{ne} (= \rho_{xy}). \quad (3.7)$$

Classicamente, podemos escrever os tensores condutividade e resistividade como

$$\vec{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_0 & \frac{ne}{H} \\ -\frac{ne}{H} & \sigma_0 \end{pmatrix} \text{ e } \vec{\rho} = \begin{pmatrix} \rho_0 & -\frac{H}{ne} \\ \frac{H}{ne} & \rho_0 \end{pmatrix}, \quad (3.8)$$

$$\text{onde } \rho_0 = \frac{1}{\sigma_0} = \frac{m}{ne^2\tau}.$$

No estudo de magneto transporte, quando submetemos metais e semicondutores dopados à ação de campos magnéticos intensos e em temperaturas muito baixas, temos o efeito de Shubnikov de Haas (SdH). O fenômeno que é caracterizado por oscilações na resistividade longitudinal (ρ_{xx}) em função do campo magnético \vec{H} , leva o nome dos pesquisadores que o observaram pela primeira vez em 1930. Trata-se de um efeito de natureza quântica da matéria em nível microscópico.

Para explicar o efeito, consideramos um 2DEG submetido a um campo magnético perpendicular ao gás - é importante lembrar que o fenômeno SdH acontece também em sistemas eletrônicos tridimensionais, mas não tão marcante. A razão disso é que nesses sistemas não temos a formação dos “gaps” entre os estados localizados e delocalizados.

O campo magnético no gás de elétrons é responsável pela quantização da energia em níveis de Landau com separação $\hbar\omega_c$, Fig. (3.2).



Figura 3.2: Densidade de estados quantizados em níveis de Landau.

Aumentando o campo magnético no gás, aumentam também de forma linear com o campo, a frequência de ciclotron, $\omega_c = \frac{eH}{m}$, e o número de estados eletrônicos para cada nível de Landau. Em temperaturas da ordem de 1K, a população de elétrons encontra-se nos níveis de energia até a energia de Fermi (independente do campo magnético). À medida que o campo cresce, o número de níveis de Landau ocupados decresce a cada vez que a energia de um nível se tornar superior à energia de Fermi. Portanto, cada vez que a condição $E = (n + \frac{1}{2})\hbar\omega_c$ for verificada, ocorrerá uma depopulação de um novo nível, provocando oscilações no transporte com período que varia com o inverso do campo magnético, $\frac{1}{H}$. A Fig. (3.3) mostra uma medida de oscilações de SdH feitas no Laboratório de Semicondutores do IFSC-USP.

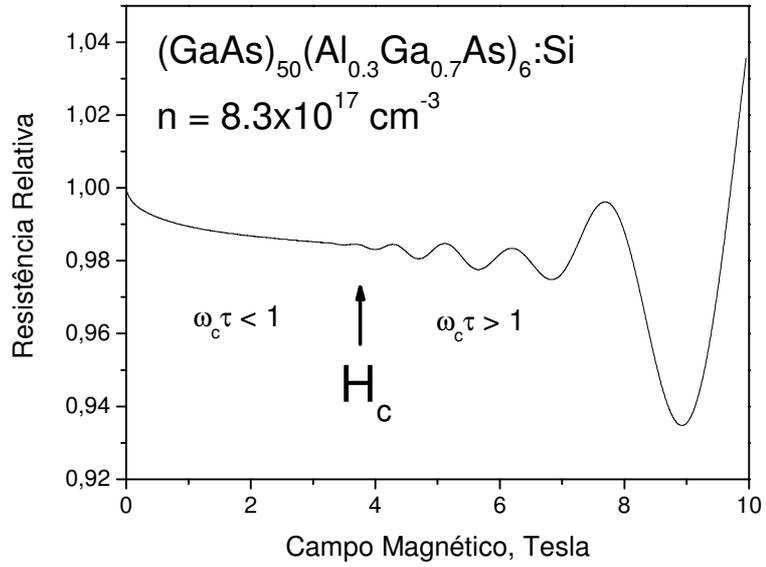


Figura 3.3: Medida de oscilações de SdH feitas no Laboratório de Semicondutores do IFSC-USP. As especificações da amostra encontram-se na figura, juntamente com sua concentração. O campo crítico, H_C , separa a quantização de energia que acontece para campo altos, $\omega_c\tau > 1$, onde observa-se o efeito de Shubnikov-de Hass; das medidas de magneto-resistência para campos baixos, $\omega_c\tau < 1$, mostrando uma magneto-resistência negativa para sistemas com localização fraca.

O período das oscilações (ou depopulação dos estados) é descrito como:

$$\Delta\left(\frac{1}{H}\right) = \frac{1}{H_n} - \frac{1}{H_{n-1}} = \frac{e}{\pi\hbar N}. \quad (3.9)$$

A partir do resultado da Eq. (3.9), podemos calcular a densidade de portadores do material, N , para cada nível de Landau:

$$N = \frac{e}{\pi\hbar} \frac{1}{\Delta\left(\frac{1}{H}\right)}. \quad (3.10)$$

O período (ou a frequência) das oscilações pode ser extraído da medida $\rho_{xx} \times \vec{H}$ (resistividade longitudinal da amostra em função do campo magnético)[13]. As medias de transporte paralelo foram realizadas utilizando um amplificador “lock-in” em baixa

freqüência, 5 Hz, com as amostras em banho de He líquido, 1,6 K, com um campo magnético diretamente perpendicular às camadas

3.2 Transporte Vertical

A magnetoresistência vertical foi medida em estruturas quadradas tipo mesa, Fig. (3.4), com áreas de $1 \times 1 \text{ mm}^2$, usando o método de quase quatro contatos. Tanto a barra de Hall quanto as mesas foram preparadas utilizando fotolitografia por ataque químico como discutido no Capítulo 2. Fabricaram-se contatos ôhmicos por evaporação de Au-Ge-Ni. Todos os dados foram coletados num criostato a vácuo de He a temperatura de 1,5 K.

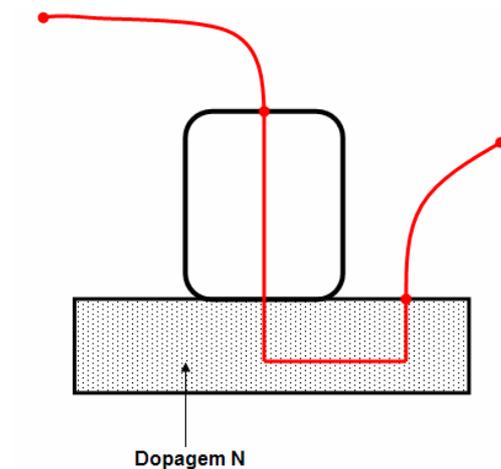


Figura 3.4: Esquema da mesa utilizada para medida do transporte vertical

Capítulo 4

Resultados e Discussão

4.1 Introdução

Neste capítulo apresentamos os resultados do trabalho. A primeira parte da discussão trata do estudo de regimes de transporte quântico nas super-redes em campos magnéticos fracos; em tais circunstâncias, observa-se uma magnetoresistência negativa em super-redes de GaAs/AlGaAs com diferentes graus de desordem produzidos pela variação aleatória da espessura do poço ou pela variação da rugosidade das interfaces. Dependendo da desordem, três regimes de transporte são observados: os dois regimes metálicos, propagativo, $E_F \gg \frac{\hbar}{\tau}$ com $k_F L \gg 1$, e difusivo, $E_F \leq \frac{\hbar}{\tau}$ com $k_F L \leq 1$, e o regime isolante, $k_F L < 1$, estado isolante. Os resultados mostram o limite entre a localização fraca e forte, identificando a transição metal-isolante da amostra. Em

seguida, estudamos a coerência e a incoerência da função de onda eletrônica, cuja transição pode ser induzida pela desordem controlada. Observamos que dependendo da relação entre os tempos de defasagem e de espalhamento elástico, a função de onda pode ou não manter sua fase ao mudar de camada. Além de influenciar o caráter da amostra quanto ao seu comportamento metálico ou isolante, a coerência da função de onda, a desordem pode produzir anisotropia de magnetoresistência e do tempo de defasagem, que para uma desordem suficientemente forte, observou-se o desaparecimento dos processos de interferência quântica nas medidas de magnetoresistência.

4.2 Regimes de transporte quântico em super-redes

Nesse tópico, serão estudadas as propriedades do transporte eletrônico em super-redes intencionalmente desordenadas, desordem quantitativamente controlada pela variação da espessura do poço quântico ou da rugosidade da interface. Para caracterizar o tipo de transporte foram feitas medidas de resistência das amostras em função da temperatura. Depois, a magnetoresistência foi estudada em diferentes regimes de transporte. A ênfase desse estudo foi investigar a modificação da magnetoresistência em campo fracos e os processos de interferência quântica em torno da transição metal-isolante.

Vimos nos Capítulo 1, que dependendo da estrutura da super-rede, três regimes de transporte quântico podem ser distinguidos. Para localização fraca, $k_F L > 1$, temos:

- (i) superfície de Fermi propatativa (PFS) quando $t_z \tau > \hbar$ (sendo t_z , energia vertical de acoplamento que em uma super-rede regular é igual a largura da minibanda, e τ o tempo de espalhamento elástico),

- (ii) superfície de Fermi difusiva (DFS) onde $t_z \tau < \hbar$, e
- (iii) o regime de localização forte, com $k_F L < 1$, quando o número de onda dos elétrons não é bem determinado.

Em um campo magnético fraco ortogonal ao plano de camadas, para cada regime de transporte aplicamos as correções para a condutividade paralela determinadas pelas expressões de [14] no capítulo mencionado.

Estudamos super-redes $(\text{GaAs})_m(\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As})_6$, onde a espessura das camadas é expressa em ML (monocamadas), crescidas por epitaxia de feixes moleculares em substratos semi-isolantes de GaAs (001). Para formar os sistemas eletrônicos, todas as amostras foram dopadas homoganeamente com Si. Uma desordem vertical foi introduzida pela variação da espessura do poço quântico (m) em torno do valor nominal de 17 ML. A desordem foi caracterizada pelo parâmetro $\delta_{SL} = \frac{\Delta}{W}$, onde Δ é determinada pela espessura da distribuição dos elétrons que não se interagem calculada nos poços quânticos isolantes e W é a largura da minibanda na super-rede na ausência de desordem. A transição metal-isolante provocada pela desordem conduzida não pôde ser obtida no transporte paralelo para essas super-redes devido à supressão do potencial da super-rede desordenada pelos efeitos de blindagem vertical. Como resultado, com o aumento da desordem, ao invés dos elétrons estarem localizados, eles se redistribuíram ocupando os mínimos do potencial vertical, aumentando a energia local de Fermi e conseqüentemente a mobilidade paralela efetiva. A dopagem nominal para essas super-redes foi de $1,2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ que resultou numa superfície de Fermi aberta e

conseqüentemente, num sistema quase-bidimensional onde o transporte DFS é esperado[9].

Uma localização forte foi conseguida com super-redes $(\text{GaAs})_m(\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As})_6$ de períodos curtos, onde a desordem foi provida pelas rugosidades interfaciais. A influência das rugosidades no espalhamento eletrônico aumenta com o decréscimo do período da super-rede, forçando os elétrons a ocuparem estados localizados quando $k_F L < 1$, e conseqüentemente, resultando numa amostra isolante. A variação da espessura dos poços de GaAs no intervalo de 10 até 150 ML, produziu a desordem conduzida pela transição metal-isolante.

δ_{SL}	$n_H (\text{cm}^{-3})$	$\mu_H (\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1})$	$k_F L$	$\tau_0 (\text{ps})$	$t_z (\text{meV})$
0,35	$1,3 \times 10^{18}$	1657	11,9	1,8	1,9
0,59	$1,2 \times 10^{18}$	1710	12,5	2,1	1,8
0,82	$1,2 \times 10^{18}$	1977	14,2	2,9	1,4
1,13	$9,9 \times 10^{17}$	2037	12,0	2,5	1,5

Tabela 4.1: Parâmetros medidos a temperatura $T = 1,6 \text{ K}$ para super-redes $(\text{GaAs})_m(\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As})_6$ com variação aleatória da espessura do poço quântico.

$M (\text{ML})$	$n_H (\text{cm}^{-3})$	$\mu_H (\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1})$	$k_F L$	$\tau_\phi (\text{ps})$
150	$5,1 \times 10^{17}$	2513	10,2	506
50	$8,3 \times 10^{17}$	2500	8,8	385
30	$3,4 \times 10^{17}$	1027	2,1	110
15	$7,1 \times 10^{16}$	446	0,42	35
10	$1,0 \times 10^{17}$	64	0,084	48

Tabela 4.2: Parâmetros medidos a temperatura $T = 1,6 \text{ K}$ para a super-rede periódica $(\text{GaAs})_m(\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As})_6$ com diferentes espessuras de poços quânticos.

As medias de transporte paralelo foram realizadas no intervalo de temperaturas de 1,6 até 15 K. As Tab. (4.1) e (4.2) apresentam as características das amostras utilizadas. As mobilidades e valores k_{FL} obtidos para as amostras estão descritos na Fig. (4.1) em função do parâmetro de desordem: a desordem vertical δ_{SL} e a espessura das camadas GaAs em super-redes $(GaAs)_m(Al_{0,3}Ga_{0,7}As)_6$ com variação aleatória e com diferentes espessuras de GaAs em ML.

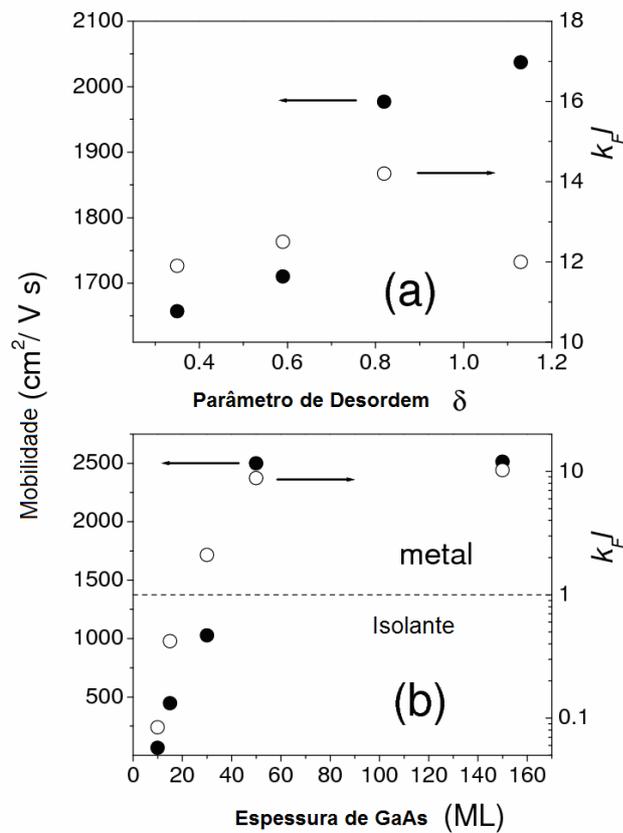


Figura 4.1: Mobilidades de Hall (círculos fechados) e valores de k_{FL} (círculos abertos) obtidos a $T = 1,6$ K para super-redes de $(GaAs)_m(Al_{0,3}Ga_{0,7}As)_6$ com variação aleatória da espessura das camadas (a) e em super-redes periódicas com diferentes espessuras de GaAs (b).

Conforme os resultados, as rugosidades interfaciais dominam o espalhamento eletrônico quando a espessura do poço é menor que 50 ML e os valores de $k_F L$ indicam que um regime isolante ocorre para pequenos períodos da super-rede, menores que 20 ML. O regime de transporte propagativo surge nas super-redes com poços quânticos largos ($m = 150, 50$ e 30 ML), enquanto que as super-redes com períodos de 15 a 10 ML revelam um comportamento isolante, demonstrado pelos valores de $k_F L$ menores que um e pelo decaimento exponencial da resistência com a temperatura, Fig. 4.2(b),[15].

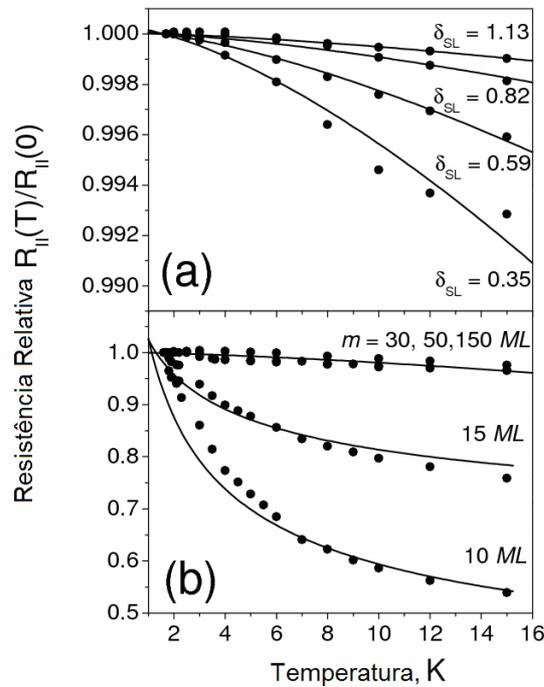


Figura 4.2: O comportamento das resistências relativas da amostra com a temperatura, medidas em super-redes $(GaAs)_m(Al_{0,3}Ga_{0,7}As)_6$ com variação aleatória da espessura das camadas (amostras metálicas) (a) e em super-redes periódicas com diferentes espessuras de GaAs. Os ajustes das curvas na figura (b) foram feitos utilizando a Eq. (4.2) para os dados de 30, 50 e 150 ML e para 15 e 10 ML o ajuste foi feito utilizando a Lei de Mott, Eq. (4.3).

As super-redes periódicas com relativa espessura de poço ($m = 30, 50$ e 150 ML), mostradas na Fig. 4.2(b), apresentam um comportamento metálico, onde a resistência praticamente mantém-se constante com o aumento da temperatura.

Na Fig. 4.2(a), são mostradas as dependências da resistência em função da temperatura medidas para as super-redes com desordem vertical. Elas mostram uma pequena queda com o aumento da temperatura, cerca de 1%, exibindo um comportamento metálico. Essas pequenas quedas na resistência das amostras metálicas acontecem com destruição da interferência quântica pelo aumento da temperatura.

A diminuição da concentração eletrônica de Hall observada é acompanhada pelo aumento do parâmetro de desordem, indicando a localização dos elétrons de condução, Tab. 4.1 e 4.2.

No regime de localização fraca, a teoria de perturbação prediz para a condutividade do sistema de Fermi tridimensional[4]

$$\sigma = \sigma_0 - \frac{e^2}{\hbar\pi^3} \left(\frac{1}{L} - \frac{1}{L_\varphi} \right), \quad (4.1)$$

onde σ_0 é a condutividade residual e em baixas temperaturas o comprimento de coerência é dado por $L_\varphi = aT^{-\frac{p}{2}}$ sendo p um índice que depende dos mecanismos de espalhamento. Conseqüentemente, com o aumento da temperatura a condutividade deve lentamente aumentar devido à destruição da coerência de fase da função de onda eletrônica. Sendo assim [4],

$$\sigma(T) = \sigma_0 + \frac{e^2}{\hbar\pi^3 a} T^{\frac{p}{2}}. \quad (4.2)$$

Os ajustes de resistências na Fig. 4.2(a) foram calculados pela Eq. (4.2) para o espalhamento elétron-fônon, mecanismo dominante ($p = 3$), indicado pelas curvas sólidas, mostrando um bom comportamento dos pontos experimentais com as previsões teóricas.

Os ajustes para os pontos da Fig. 4.2(b) para super-redes com 15 e 10 ML foram calculados de acordo com a lei de Mott [16](condutividade do tipo “hopping”):

$$\rho(T) = \rho_0 \exp\left[\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/4}\right], \quad (4.3)$$

onde T_0 é a temperatura característica, 1,6 K.

No regime metálico de localização fraca $L_\varphi \gg L$, ou seja, a correção quântica da condutividade é determinada por mecanismos de espalhamento elástico de comprimento L .

Na Fig. 4.3 são mostradas as curvas de magnetoresistências medidas em campos magnéticos fracos em baixa temperatura, 1,6 K, para super-redes $(\text{GaAs})_m(\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As})_6$ com nos três regimes de transporte: em (a) temos uma super-rede com espessura de GaAs de 150 ML que apresenta uma superfície de Fermi propagativa (estado metálico sem desordem); em (b) uma super-rede com desordem vertical, $\delta_{\text{SL}} = 0,82$, apresentando uma superfície de Fermi difusiva coerente (metálico com desordem) e em (c) uma super-rede com espessura do poço em 10 ML representando o regime isolante. A transição metal-isolante manifesta-se em correspondente modificação da interferência quântica. No estado isolante, observamos um novo mecanismo de defasagem da função de onda eletrônica.

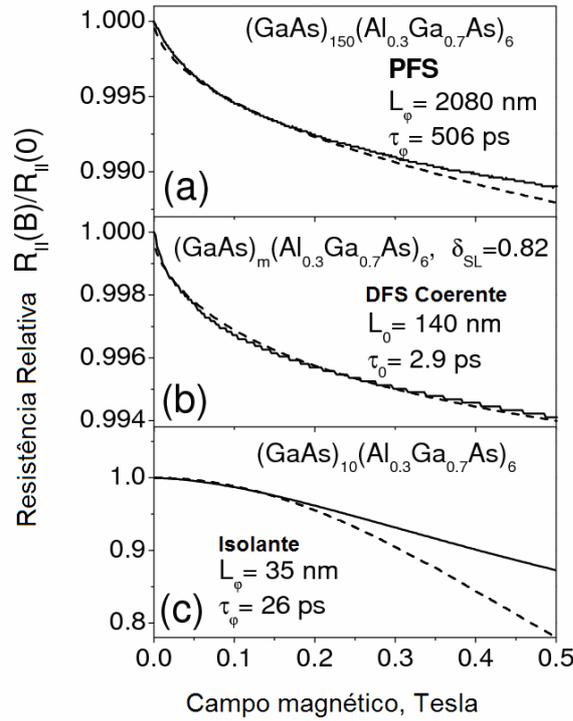


Figura 4.3: Magnetoresistências medidas em campos magnéticos fracos em baixa temperatura, 1,6 K para super-redes $(\text{GaAs})_m(\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As})_6$ com diferentes regimes de transporte: (a) superfície de Fermi propagativa, (b) superfície de Fermi difusiva coerente e (c) regime isolante. A transição metal-isolante manifesta-se em correspondente modificação da interferência quântica. No estado isolante, observamos um novo mecanismo de defasagem da função de onda eletrônica. aumento da temperatura. As curvas contínuas são as medidas feitas em laboratório e as tracejadas os ajustes da magnetoresistência.

Observando as concavidades das curvas de magnetoresistência na Fig. (4.3), vemos uma mudança de concavidade na resistência ao passar pela transição metal-isolante, conforme previsto anteriormente no Capítulo 1; nos regimes metálicos, PFS e DFS a concavidade é positiva, tornando-se negativa no regime isolante. Isso significa que podemos distinguir entre os regimes metálico e isolante observando a concavidade das curvas de magnetoresistência para campos baixos. As linhas pontilhadas comparam as curvas calculadas pelas correções de condutividade para os três regimes com os

valores medidos, linhas contínuas. No regime DFS foi possível determinar o tempo que um elétron precisa para mudar de camada, τ_0 , cujo valor é menor que o tempo de defasagem da função de onda, confirmando a coerência do regime. Os dados mostram que com o aumento da desordem vertical, o elétron precisa de um tempo cada vez maior para mudar de plano, diminuindo a energia de acoplamento entre as camadas, Tab. (4.1).

A Fig. (4.4) mostra a dependência do tempo de defasagem eletrônico com a temperatura. As super-redes metálicas revelam uma dependência T^{-3} que corresponde aos espalhamentos elétron-fônon. Por outro lado, em super-redes isolantes vemos uma variação muito fraca, ajustada por $T^{-0.7}$. Sobre essa dependência do tempo de defasagem pela temperatura para amostras com comportamento isolante, ainda não existe uma teoria que a descreva na literatura. A diferença nas dependências demonstra a mudança nos mecanismos de defasagem entre amostras metálicas e isolantes. A inserção no gráfico mostra medidas de magnetoresistência relativa em campos baixos em super-redes metálicas, para alguns valores de temperatura[17].

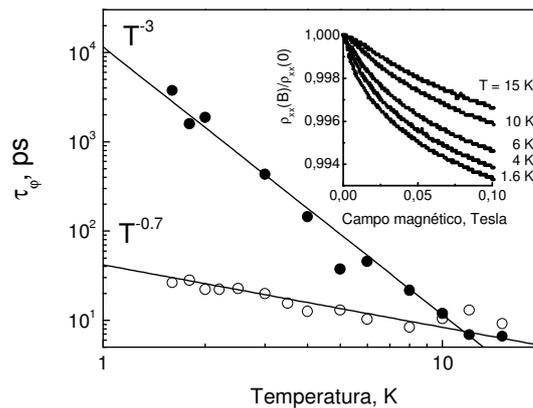


Figura 4.4: Tempo de defasagem em função da temperatura. No estado metálico, círculos preenchidos, o ajuste foi feito com uma dependência T^{-3} , enquanto que no estado isolante, círculos não preenchidos, o tempo de defasagem pouco é influenciado pelo aumento da temperatura[17].

Os valores de comprimento de coerência, L_ϕ , e tempo de defasagem, τ_ϕ , são muito maiores no regime metálico, PFS, que no regime isolante. Essa diferença demonstra diferentes mecanismos de defasagem nos dois regimes. Nas super-redes metálicas, 150, 50 e 30 ML, o tempo de defasagem em função do tempo característico do espalhamento elástico, τ , relaciona-se através da dependência $\tau_\phi \sim \tau^{\frac{3}{2}}$, Fig. (4.5).

Concordando com a Fig. (4.4), vemos [18], que a dependência $\tau_\phi \sim \tau^{\frac{3}{2}}$ corresponde à defasagem da função de onda devido à interação eletron-fônon na presença de desordem, enquanto que no caso isolante, 10 ML de GaAs, o mecanismo ainda é desconhecido, conforme já mencionado.

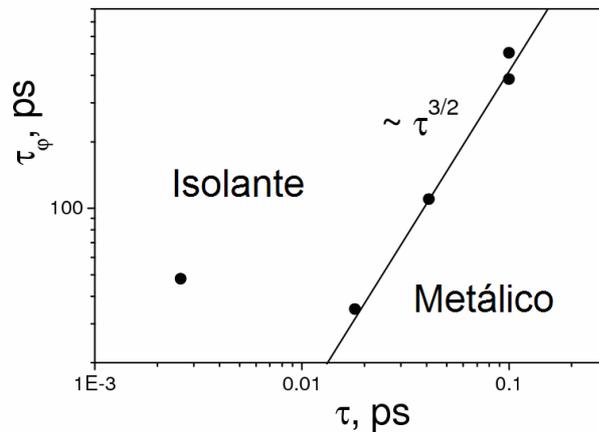


Figura 4.5: Dependência do tempo de defasagem, τ_ϕ , com o tempo τ , espalhamentos elásticos, obtido a 1,6 K em super-redes com diferentes espessuras.

O ponto fora do ajuste na Fig (4.5) refere-se à amostra isolante com $k_F L = 0,084$.

O fato dela não se ajustar à dependência $\tau_\phi \sim \tau^{\frac{3}{2}}$ mostra que quando temos um sistema fortemente desordenado, a teoria de efeito Hall não é adequada para o cálculo do tempo

de defasagem, como no caso metálico. Sendo assim, vemos que a transição metal-isolante manifesta-se em correspondente modificação dos processos de interferência quântica.

Realizamos a transição metal-isolante em condutividade paralela em super-redes com variação de período. A influencia da rugosidade interfacial (flutuações de monocamadas, etc.) nas propriedades eletrônicas aumenta com a diminuição do período. De acordo com os resultados, em super-redes com períodos curtos a mobilidade dos elétrons é baixa, podendo causar a formação de estados localizados, e assim, o estado eletrônico isolante ($k_F L < 1$). No entanto, quando a largura dos poços quânticos são muito maiores do que o alargamento das interfaces (em super-redes com períodos longos), o regime metálico ($k_F L \gg 1$) determina o transporte. Assim, a largura dos poços quânticos pode determinar a transição metal-isolante, Fig. (4.2). As super-redes com $m = 10$ e 15 monocamadas revelam quedas exponenciais significativas de resistência com o aumento de temperatura, enquanto que nas super-redes de $30, 50$ e 150 monocamadas, a resistência é praticamente independente da temperatura.

4.3 Desordem intencional e a transição entre os estados coerente e incoerente da função de onda

O estudo da coerência das funções de onda eletrônicas está intimamente relacionado com o estudo dos materiais anisotrópicos estruturados em camadas. O tempo τ_ϕ define o intervalo em que o elétron perde sua coerência (também conhecido como tempo de defasagem) e τ_0 o tempo em que o elétron permanece na camada. Quando $\tau_\phi \ll \tau_0$, o elétron é espalhado num plano antes de atingir outro; nesse caso, o

sistema se comporta como um conjunto de planos metálicos incoerentes bidimensionais. Na situação contrária, $\tau_\phi \gg \tau_0$, o elétron muda de camada sem significativa perda de sua fase, caracterizando o sistema como um acoplamento coerente. Sendo assim, a comparação entre esses dois tempos estabelece a relação entre sistemas de multicamadas incoerentes e coerentes.

Nesse tópico será discutida como a variação do parâmetro de desordem vertical influencia a coerência e incoerência dos elétrons, através da variação intencional do potencial na super-rede na direção de crescimento (z) perpendicular às camadas, controlando o acoplamento entre elas.

Conforme vem sendo discutido até agora sobre teoria de transporte em super-redes, no limite de desordem fraca, quando $\frac{\hbar}{\tau} < t_z$, onde τ é o tempo de espalhamento elástico e t_z a energia de acoplamento entre os planos, o elétron cruza balisticamente as camadas e o sistema exibe um comportamento anisotrópico tridimensional.

No entanto, quando $\frac{\hbar}{\tau} > t_z$, o sistema muda sua característica, apresentando um comportamento bidimensional. Nesse caso, o elétron difunde nas vizinhanças do plano e dependendo da relação entre o tempo de defasagem e o tempo que o elétron muda de camada, os regimes de coerência e incoerência podem ser distinguidos. Dessa forma, a influência da desordem nas propriedades dinâmicas eletrônicas depende da relação entre a energia de desordem e a energia de Fermi. Em geral, para aumentar a desordem vertical nós diminuimos a concentração de dopantes. O aumento da desordem aumenta o tempo do elétron na camada, τ_0 , e o aumento da concentração faz aumentar também a energia de Fermi, podendo tornar os espalhamentos menos efetivos. O regime de

coerência relaciona sistemas com alta dopagem enquanto que o incoerente está ligado a sistemas com baixa dopagem.

Para estudar a dimensionalidade e a coerência das excitações eletrônicas, foram feitas medidas de magnetoresistência paralela e vertical em super-redes desordenadas (torno do valor nominal de 17 ML) de $(\text{GaAs})_m(\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As})_6$. A Fig. 4.6 mostra a dispersão da energia eletrônica na minibanda da super-rede periódica $(\text{GaAs})_m(\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As})_6$. As regiões sombreadas mostram as posições das energias de Fermi medidas por oscilações de Shubnikov-de Haas para super-redes desordenadas com baixa e alta concentração de dopantes, concentração nominal de $7,0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ e $1,5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ respectivamente[9] [19].

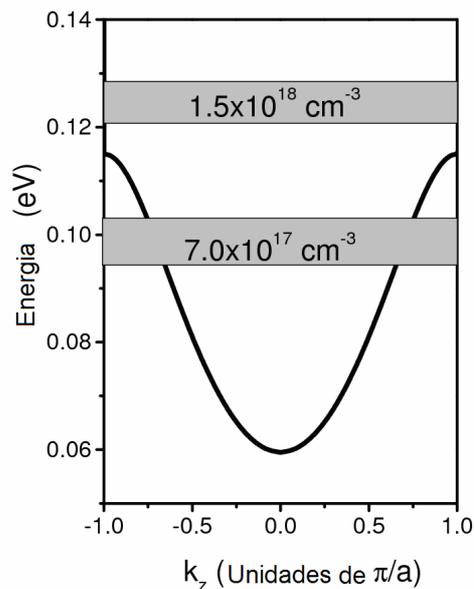


Figura 4.6: Dispersão da energia eletrônica na minibanda da super-rede periódica $(\text{GaAs})_m(\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As})_6$. As regiões sombreadas mostram as posições das energias de Fermi medidas por oscilações de Shubnikov-de Haas (SdH) para super-redes desordenadas com baixa e alta concentração de dopantes.

4.3.1 Efeitos de campos magnéticos altos

A forma da superfície de Fermi influencia as propriedades dinâmicas eletrônicas em super-redes. A Fig. 4.7 mostra as medidas das oscilações de Shubnikov-de Haas feitas nas amostras com baixa dopagem (superfície de Fermi fechada) e alta dopagem (superfície de Fermi aberta) da super-rede periódica de (GaAs)m(Al_{0,3}Ga_{0,7}As)₆ com diferentes orientações do campo magnético, Fig. 4.7(a) e 4.7(b). O tempo característico τ_{\parallel} caracteriza o espalhamento eletrônico para o campo magnético paralelo às camadas e τ_z para o campo magnético perpendicular à direção de crescimento. As linhas pontilhadas nos gráficos são ajustes das oscilações de SdH. As oscilações foram ajustadas por [20]

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_D} = \frac{5}{2} \left(\frac{P}{2H} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\beta T m' \cos(\pi\nu)}{\sinh(\beta T m' / H)} \times e^{-R\beta T_D m' / B} \cos 2\pi \left(\frac{1}{PH} - \frac{1}{8} - \gamma \right), \quad (4.4)$$

onde E_F é a energia de Fermi, H o campo magnético, $\beta = 2\pi^2 k_B c m / \hbar e$, σ_D é a condutividade clássica, $\Delta\sigma$ a parte da condutividade oscilante com o campo magnético, $P = \hbar e / E_F m^* c$, $m' = m^* / m$, T_D é a temperatura onde acontecem os espalhamentos e γ é um fator de fase. Para bandas parabólicas, $\gamma = 1/2$; sem desdobramento de spin (nosso caso, pois caso contrário veríamos dois picos nos máximos das oscilações), $\nu = 0$. As dispersões no ajuste para valores de campos altos podem ser atribuídas aos efeitos do campo magnético sobre impurezas existentes na rede. Esse efeito do campo magnético é conhecido como “Freezing out”. O campo magnético aumenta a energia de ionização de impurezas, diminuindo a concentração de elétrons livres[21].

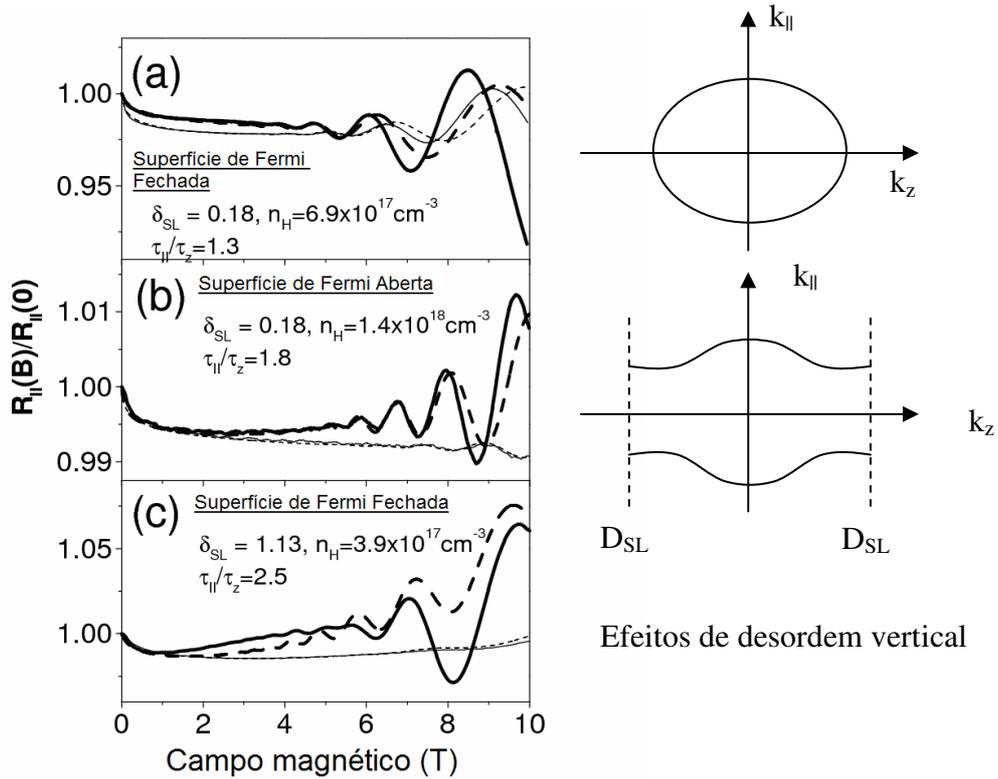


Figura 4.7: Magnetoresistências medidas com diferentes orientações do campo magnético, $T = 1,5 \text{ K}$. As figuras (a) e (b) tratam de sistemas com baixa e alta dopagem, respectivamente. As linhas estreitas e largas correspondem aos campos magnéticos paralelo e perpendiculares às camadas. As linhas pontilhadas foram calculadas por ajuste das oscilações.

A Fig. 4.7(b) mostra um aumento na razão $\frac{\tau_{||}}{\tau_z}$ quando passamos de um sistema eletrônico em que a superfície de Fermi é fechada para aberta (as linhas estreitas e largas correspondem aos campos magnéticos paralelo e perpendicular às camadas). As oscilações mostram uma bidimensionalização do gás de elétrons induzida por campos magnéticos altos na direção perpendicular às camadas. Esse efeito acontece devido a forma da superfície de Fermi. Um esquema da superfície de Fermi pode ser visto ao lado dos gráficos 4.7(a) (superfície fechada) e 4.7(b) (superfície aberta).

A bidimensionalização também pode ser conseguida, em uma superfície de Fermi fechada, introduzindo-se uma desordem vertical, Fig. 4.7(c). A razão $\frac{\tau_{\parallel}}{\tau_z}$ cresce com o aumento do parâmetro de desordem, δ_{SL} . Nesse caso a bidimensionalização é induzida por campo, mostrando que a diminuição do acoplamento entre as camadas pode ser conseguida aumentando-se a desordem vertical. Concluimos que ambos, campo magnético e desordem vertical produzem bidimensionalidade.

4.3.2 Efeitos de campos magnéticos baixos (transporte vertical)

Os dados de magnetoresistência vertical (com corrente paralela ao eixo da super-rede) em super-redes com baixa dopagem são mostrados na Fig. 4.8(a). Foram utilizadas quatro amostras dopadas até $N_{Si} = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, com diferentes forças de desordem, $\delta_{SL}=1,13, 0,73, 0,59$ e $0,35$, crescidas em substratos dopados. Os ajustes dessas magnetoresistências foram feitos usando a correção quântica dada pela Eq. (1.9) do Capítulo 1 para transporte vertical ($\Delta\sigma_z$, corrente paralela à direção de crescimento). Conforme esperado, a desordem vertical influencia o transporte com corrente paralela à direção de crescimento, diminuindo a interferência quântica, observada com a diminuição da magnetoresistência negativa com o aumento da desordem. Na Fig. 4.8(b) temos os comprimentos de coerência vertical, obtidos a partir dos ajustes da Fig. 4.8(a), mostrados com os correspondentes parâmetros de desordem das amostras estudadas.

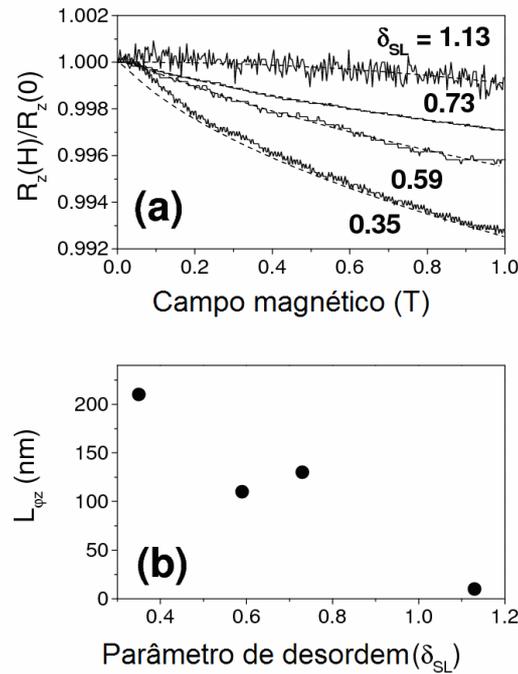


Figura 4.8: (a) magnetoresistências verticais para super-redes $(GaAs)_m(Al_{0,3}Ga_{0,7}As)_6$ com baixa dopagem, medidas em campos baixos a 1,6 K, com diferentes parâmetros de desordem. Em (b) o comprimento de coerência vertical em função da correspondente desordem.

A Fig. 4.8(b) mostra como a desordem afeta sensivelmente o comprimento de coerência eletrônico, resultando numa localização na direção de crescimento. A influência da desordem sobre as propriedades dinâmicas dos elétrons depende da relação entre a energia de desordem e a energia de Fermi.

Lembramos que a transição coerente/incoerente é esperada somente no regime difusivo (DFS), $\frac{\hbar}{\tau} > t_z$, quando o sistema apresenta características de transporte bidimensionais. O mais importante destacar é que na função $F(\delta, \delta')$, da correção da condutividade paralela, o termo δ' relaciona os tempos característicos que determinam a coerência do regime:

$$\delta^{\gamma} = \frac{L_H^2}{4D_{\parallel}} \left(\frac{1}{\tau_{\phi_{\parallel}}} + \frac{2}{\tau_0} \right), \quad (4.5)$$

com $\tau_0 = \frac{\hbar^2}{t_z^2 \tau}$ e D_{\parallel} o coeficiente de difusão paralelo às camadas.

No regime incoerente, quando $\tau_{\phi_{\parallel}} \ll \tau_0$, a contribuição do tempo de difusão intercadas é insignificante; entretanto, a correção quântica é principalmente determinada por este tempo no regime coerente, quando $\tau_{\phi_{\parallel}} \gg \tau_0$ (já que o elétron praticamente mantém sua fase enquanto muda de camada).

A Fig. (4.9) mostra as magnetoresistências medidas nas super-redes periódicas com várias espessuras de barreiras em regime coerente e nas super-redes intencionalmente desordenadas nos regimes coerentes e incoerentes.

Na Fig. 4.9(a), super-redes periódicas sem desordem $(\text{GaAs})_{50}(\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As})_n$ com diferentes espessuras de barreira, a magnetoresistência negativa é mais forte com o aumento da espessura da barreira. O regime de transporte é caracterizado pelo tempo τ_0 . Fisicamente, o aumento da espessura da barreira corresponde a uma redução da energia de acoplamento, t_z . Isso acontece no regime coerente de transporte quando o efeito do tempo em que o elétron permanece na camada, τ_0 , domina o efeito causado pelo tempo de defasagem da função de onda eletrônica.

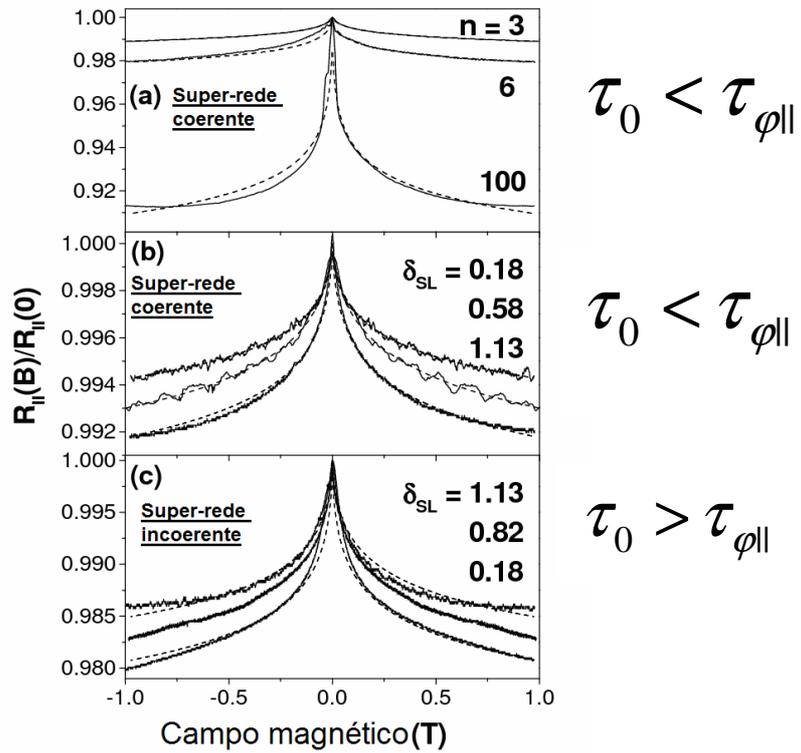


Figura 4.9: Magnetoresistências medidas à 1,6 K: (a) super-redes periódicas $(\text{GaAs})_{50}(\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As})_n$ com diferentes espessuras de barreiras no regime de transporte coerente, (b) super-redes desordenadas $(\text{GaAs})_{50}(\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As})_n$ altamente dopadas no regime coerente e (c) super-redes desordenadas com dopagem baixa no regime incoerente.

Na Fig. 4.9(b), super-redes com alta dopagem, o aumento da desordem vertical provoca um aumento da magnetoresistência negativa. Esse aumento da magnetoresistência indica que o crescimento da desordem tem como causa a diminuição da energia de acoplamento entre as camadas, semelhante ao caso da Fig 4.9(a) onde o mesmo efeito foi provocado pelo aumento da espessura da barreira do poço quântico. Da mesma forma, o tempo característico do regime é τ_0 para o cálculo das energias de acoplamento, t_z .

No entanto, na Fig. 4.9(c), quando trabalhamos em super-redes com baixa dopagem, relacionando o regime incoerente, o comportamento da magnetoresistência é

contrário; ou seja, ela diminui como aumento da desordem. De fato, a diminuição da concentração de dopantes diminui também a energia de Fermi, fortalecendo os efeitos da desordem. Com isso, enfraquece-se o acoplamento vertical entre as camadas, diminuindo a taxa de tunelamento, provocando um aumento de τ_0 e uma diminuição de $\tau_{\phi\parallel}$. Por esse motivo, o conjunto de elétrons no regime incoerente são tais que $\tau_{\phi\parallel} < \tau_0$. Nesse caso, quem determina a magnetoresistência é o tempo $\tau_{\phi\parallel}$. As linhas pontilhadas na Fig. (4.9) são os melhores ajustes fornecidos pela correção da condutividade paralela do regime difusivo, conforme o regime coerente/incoerente DFS dominante.

No regime coerente, as medidas de magnetoresistência permitem obter τ_0 e usando $\tau_0 = \frac{\hbar^2}{t_z^2 \tau}$, que nos permite calcular a energia de acoplamento (ou o tempo de tunelamento) entre as camadas. Já τ_{ϕ} é determinado no regime incoerente. A observação da Fig. 4.10(a) mostra que no regime coerente, o aumento da espessura das barreiras provoca a diminuição da energia de acoplamento entre as camadas. No mesmo regime, em super-redes desordenadas, o aumento da força de desordem provoca o mesmo efeito, Fig. 4.10(b). Os círculos abertos e fechados na figura correspondem às concentrações de dopantes $1,2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ e $1,7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, respectivamente.

Os resultados mostram que o tunelamento entre as camadas controla a coerência dessas partículas na condutividade paralela.

No regime incoerente, Fig. 4.10(c) ao contrário do tempo de defasagem que diminui com o aumento da desordem vertical, o tempo de espalhamento elástico paralelo permanece praticamente constante. Isso significa que a desordem vertical não influencia

o espalhamento paralelo, mas influencia a coerência da função de onda no plano das camadas.

Nos sistemas eletrônicos de multicamadas, quando o acoplamento é fraco, as quasipartículas existem dentro das camadas quando seu momento vertical conserva-se durante o tunelamento[24]. Com a desordem vertical, essa conservação é violada, o tempo de defasagem diminui e as quasipartículas desaparecem, Fig. 4.10(c).

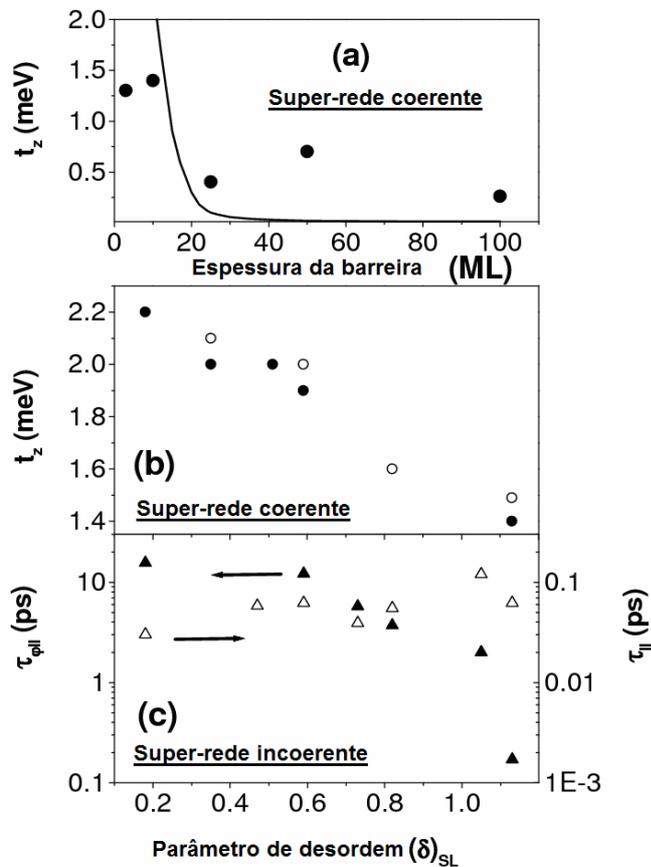


Figura 4.10: Energias de acoplamento vertical t_z obtidas: (a) nas super-redes periódicas $(GaAs)_{50}(Al_{0,3}Ga_{0,7}As)_n$ com diferentes espessuras de barreiras no regime de transporte coerente, (b) super-redes desordenadas $(GaAs)_{50}(Al_{0,3}Ga_{0,7}As)_n$ altamente dopadas no regime coerente. Os círculos abertos e fechados na figura correspondem às concentrações de dopantes $1,2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ e $1,7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, respectivamente; em (c) super-redes desordenadas com dopagem baixa no regime incoerente, concentração nominal de $7,0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

A Fig. 4.10(c) mostra que não criamos nenhum mecanismo novo de espalhamento elástico paralelo, pois τ_{\parallel} é praticamente constante com o aumento da desordem. Já a defasagem da função de onda que acontece com a diminuição de $\tau_{\phi\parallel}$ com o aumento da desordem, mostra que a função de onda eletrônica deve ser entendida como um todo, isso significa que mesmo que a defasagem acontecer somente em uma direção, toda sua forma é modificada, fazendo a quasipartícula desaparecer como um todo.

4.4 Anisotropia de interferência quântica

A desordem desempenha um papel consideravelmente importante quando estudamos os processos de condução das partículas num potencial aleatório, sendo responsável pela coerência da função de onda eletrônica como visto na seção anterior.

No limite de desordem fraca (comportamento metálico), $k_F L \gg 1$, com k_F o vetor de onda de Fermi e L o livre caminho médio, a interferência quântica resulta numa correção na condutividade clássica que depende do regime de transporte, propagativo (sem desordem) ou difusivo (desordem fraca, favorecido pela desordem vertical que diminui o acoplamento nessa direção, fazendo o sistema exibir características bidimensionais no transporte paralelo), já visto anteriormente. Além disso, lembra-se que dois tempos característicos, τ_0 e τ_{ϕ} , determinam o regime de transporte difusivo, ou seja, $\tau_0 < \tau_{\phi}$ e o elétron muda de plano coerentemente ou $\tau_0 > \tau_{\phi}$ quando o sistema comporta-se como um conjunto de planos incoerentes.

O estudo de processos de transporte em direções paralela e perpendicular à direção de crescimento da super-rede é importante por causa da natureza anisotrópica do espectro energético dos elétrons em super-redes. A comparação dos resultados obtidos em ambas as direções pode mostrar como a anisotropia corresponde à estrutura nominal da super-rede investigada e assim, mostrar a validade das conclusões teóricas.

Medimos magnetoresistências em super-redes desordenadas na direção de crescimento (z) e na direção paralela às camadas (x), com diferentes orientações de campo magnético. As amostras estudadas são super-redes periódicas $(\text{GaAs})_m(\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As})_6$, cujos detalhes estão na Tab. (4.3).

Amostras	δ_{SL}	$n_{\text{H}} (\text{cm}^{-3})$	$\mu_{\text{H}} (\text{cm}^2/\text{V})$	k_{FL}
DSL198	0,18	$6,9 \times 10^{17}$	600	2,2
DSL865	0,35	$1,3 \times 10^{18}$	1660	8,9
DSL192	0,47	$6,7 \times 10^{17}$	1400	5,1
DSL866	0,59	$1,2 \times 10^{18}$	1710	9,2
DSL197	0,73	$6,4 \times 10^{17}$	946	3,4
DSL194	0,82	$7,0 \times 10^{17}$	1340	4,9
DSL871	0,82	$1,2 \times 10^{18}$	1980	10,7
DSL196	1,05	$2,9 \times 10^{17}$	4067	14,8
DSL193	1,13	$3,9 \times 10^{16}$	1500	5,4
DSL873	1,13	$9,9 \times 10^{17}$	2040	11,2
SL2102		$5,1 \times 10^{17}$	2510	10,2
SL2702		$7,1 \times 10^{16}$	450	0,42

Tabela 4.3: Parâmetros de desordem, concentrações e mobilidade das amostras estudadas, ordenadas por parâmetro de desordem.

Em ambos os regimes, PFS e DFS, para a correção da a condutividade, o campo magnético paralelo às camadas, H_{\parallel} , pode ser obtido pela relação, [4] [14] [22]:

$$H_{\parallel} = \frac{H_z}{\alpha}, \quad (4.6)$$

sendo o fator de escala entre os campos paralelo e perpendicular $\alpha = \sqrt{\frac{D_{\parallel}}{D_z}}$ o coeficiente de anisotropia. Em sistemas isotrópicos o coeficiente de anisotropia da amostra é igual a um.

Os resultados seguintes mostram a anisotropia da magnetoresistência em campos baixos nos diferentes regimes de transporte em super-redes; nossos resultados confirmaram a Eq. (4.6).

4.4.1 Medidas de resistência em função da temperatura

Na determinação do caráter do regime de transporte estudamos as resistências em função da temperatura. No estado isolante, a ativação elétrons de condução mostra uma dependência exponencial com a temperatura. A lei de Mott, como é conhecida, é mostrada na Eq. (4.3).

Nas super-redes metálicas, diferentes contribuições ao comportamento da condutividade com a temperatura podem ser distinguidas, dependendo de qual regime, PFS ou DFS, é relevante.

O aumento da temperatura destrói a interferência quântica no regime PFS em super-redes, provocando um pequeno acréscimo na condutividade[5]:

$$\sigma^{PFS}(T) = \sigma_0 + \frac{e^2}{\hbar\pi^3 a} T^{\frac{p}{2}}, \quad (4.7)$$

onde σ_0 é a condutividade clássica de Drude, a é o coeficiente na dependência da temperatura do comprimento de defasagem $L_\phi = aT^{-\frac{p}{2}}$ e p é o índice que depende do mecanismo de espalhamento.

No regime DFS, temos:

$$\sigma^{DFS}(T) = \sigma_0 - \frac{ae^2}{2\pi^2\hbar d_{SL}} \ln\left(\frac{\tau_0}{\tau}\right) - \frac{ae^2 \ln 2}{2\pi^2\hbar} \frac{1}{l_0} + \frac{ae^2}{2\pi^2\hbar} \frac{1}{L_\phi}, \quad (4.8)$$

onde em baixas temperaturas a dependência da correção quântica na condutividade deve emergir de termos que dependem de τ_0 (ou l_0) e L_ϕ [5].

Na Eq. (4.8) os segundo e terceiro termos dessa equação podem compensar um ao outro de acordo com a coerência do regime.

Podemos falar ainda que nos dois regimes metálicos, espera-se uma contribuição semiclássica da condutividade [14], determinada pela diferença entre o potencial químico e a energia de Fermi, que depende da massa efetiva m^* [23]:

$$\Delta\sigma^{SC}(T) = \frac{\pi^2 e^2 \tau}{6m^*} (k_B T)^2 g'(E_F), \quad (4.9)$$

essa parte da condutividade depende da posição do nível de Fermi.

Achamos conveniente mostrar novamente na Fig. (4.11) os ajustes da resistência relativa em função da temperatura, feitos utilizando a Eq. (4.7). Esses resultados foram mostrados no início deste capítulo por ocasião de estudo dos regimes de transporte quântico. Essas mesmas amostras foram utilizadas nas medidas de transporte paralelo para o estudo da anisotropia de interferência quântica.

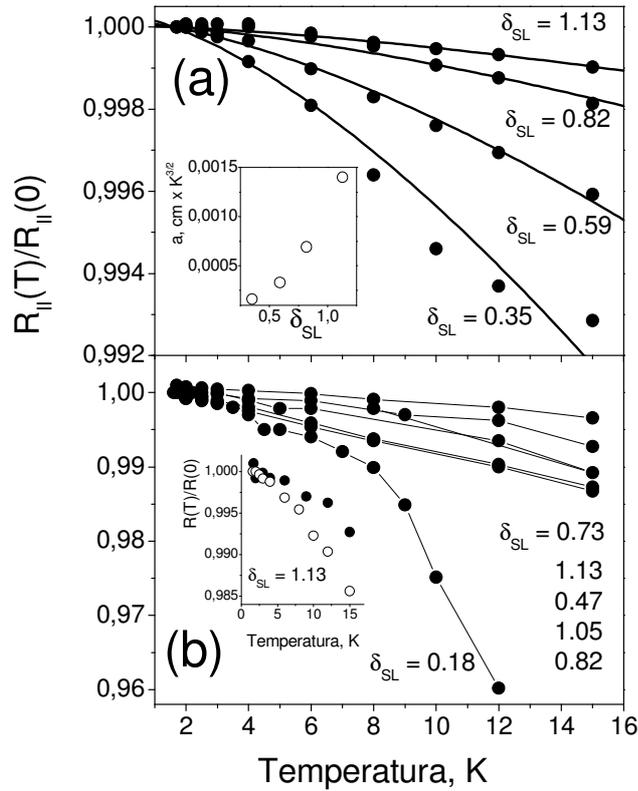


Figura 4.11: Resistências relativas paralela em função da temperatura medida para super-redes $(\text{GaAs})_m(\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As})_6$ com dopagem nominal de $1,2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ em (a) e $7,0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ em (b) com diferentes comprimentos de desordem vertical, Tab.(4. 3). As linhas cheias em (a) foram calculadas de acordo com a Eq. (4.6) com $p = 3$ para o regime PFS. Já as linhas em (b) são apenas conexões entre os pontos experimentais, regime DFS. Dentro da figura (a), um pequeno quadro mostra a variação do parâmetro de ajuste a com o comprimento de desordem. O pequeno quadro em (b) mostra medidas de resistências relativas paralela (círculos preenchidos) e vertical (círculos abertos) para super-redes com dopagem $7,0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ e parâmetro de desordem $\delta_{\text{SL}} = 1,13$.

Um pequeno quadro na Fig. 4.11(a) mostra que o parâmetro de ajuste a da Eq. (4.7) aumenta com o aumento da desordem. Na Fig. 4.11(b) estão as medidas de resistência relativa em função da temperatura para superfície de Fermi fechada. Um pequeno quadro dentro da Fig. 4.11(b) mostra duas medidas de resistência com temperatura para super-rede com dopagem $7,0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ e parâmetro de desordem δ_{SL}

= 1,13. Os círculos fechados tratam da resistência paralela e abertos resistência vertical. A desordem vertical influencia mais significativamente o transporte vertical que paralelo, como esperado. Os ajustes no regime PFS usando a Eq. (4.7) foram feitos com $p = 3$, indicando que o mecanismo dominante de defasagem em baixas temperaturas é o espalhamento elétron-fônon, conforme já mencionado no início do capítulo.

É importante lembrar que em todas as amostras metálicas foram observadas as oscilações de Shubnikov-de Hass, Fig. 4.12. Elas foram obtidas para duas orientações do campo magnético: paralelo e perpendicular à direção de crescimento z . Isso confirma a tridimensionalidade das amostras e a coerência dos regimes de transporte, $\tau_\phi > \tau_0$.

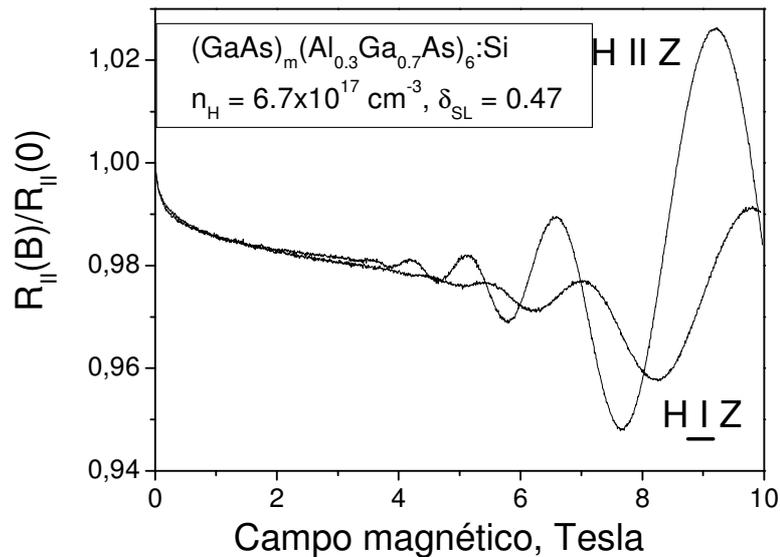


Figura 4.12: Resistência relativa paralela medida em duas orientações de campo magnético. A super-rede é $(\text{GaAs})_m(\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As})_6$ com concentração calculada por Hall $6,7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, parâmetro de desordem 0,47, $T = 1,6 \text{ K}$.

4.4.2 Medidas de magnetoresistência

As medidas de magnetoresistência foram feitas em super-redes $(\text{GaAs})_m(\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As})_6$ com diferentes parâmetros de desordem, com dopagem nominal $1,2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ e $7,0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, com campo magnético aplicado paralelo e perpendicular à direção de crescimento z .

Quando submetemos um sistema eletrônico a um campo magnético perpendicular, esses elétrons desenvolvem órbitas circulares perpendiculares à aplicação do campo. Os efeitos orbitais desses elétrons em campos magnéticos produzem uma magnetoresistência positiva que podem influenciar matematicamente nos ajustes da condutividade. Esses efeitos orbitais se devem a dois campos magnéticos característicos,

$$H_t = \frac{\hbar D}{\pi k_B T} \quad (\text{campo característico térmico}) \quad \text{e} \quad H_e = \frac{\hbar}{4eD\tau} \quad (\text{campo característico}$$

elástico), que devem ser observados no intervalo $H_t > H > H_e$ [14]. Os resultados experimentais mostram que para valores de campo magnético delimitados pelos campos característicos estimados, as contribuições de efeitos orbitais são irrelevantes na condutividade, visto que não há alteração significativa na magnetoresistência devido esses efeitos.

A Fig. (4.13) mostra medidas de magnetoresistências de super-redes com diferentes desordens. Em (a) e (b) transporte paralelo e em (c) transporte vertical. A anisotropia é observada quando analisamos o efeito da desordem nas duas resistências. A desordem vertical influencia mais R_z que R_{\parallel} . Embora os resultados da Fig. 4.13(c) já tenham sido apresentados quando estudamos os regimes de coerência e incoerência, achamos prudente mostrá-lo novamente. Nota-se que a magnetoresistência desaparece com o

aumento da desordem. Isso implica uma diminuição do comprimento de coerência eletrônico com o aumento da desordem e a conseqüente diminuição dos processos de interferência quântica.

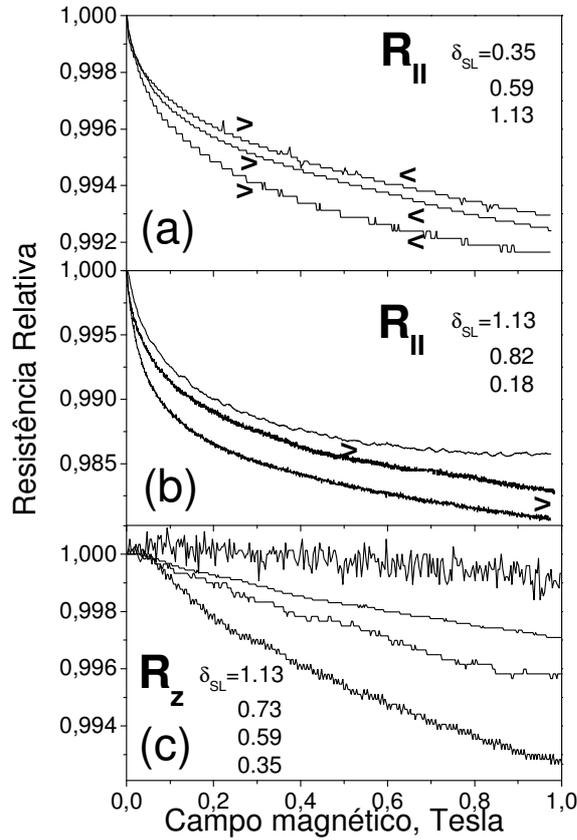


Figura 4.13: Medidas de magnetoresistência paralela às camadas de super-redes $(GaAs)_m(Al_{0,3}Ga_{0,7}As)_6$ com diferentes parâmetros de desordem: (a) com dopagem nominal $1,2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ e (b) com dopagem nominal de $7,0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Em (c) magnetoresistência vertical medida em super-redes similares com dopagem nominal de $7,0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Os sinais “maior” e “menor” indica os campos característicos H_t e H_e , respectivamente.

Na Fig. 4.14, a magnetoresistência medida com o campo magnético paralelo às camadas é menos marcante que a obtida com o campo perpendicular às camadas. É muito importante destacar que os parâmetros de ajuste para as duas magnetoresistências

no limite coerente foram exatamente os mesmos. Isso demonstra a validade da relação de escala Eq. (4.5) para o campo H_{\parallel} , cujo coeficiente de anisotropia utilizado foi $\alpha = 2$.

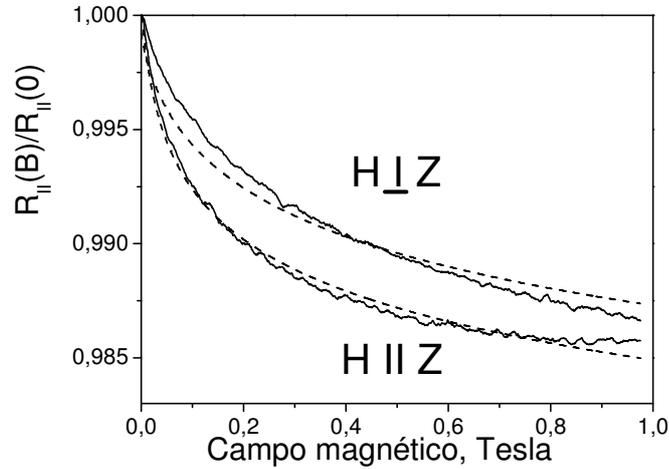


Figura 4.14: Magnetoresistências relativas paralelas medidas para super-redes $(\text{GaAs})_m(\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As})_6$ com $n_H = 3,9 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ e $\delta_{SL} = 1,13$ a $1,6 \text{ K}$, com diferentes orientações do campo magnético. As linhas tracejadas foram calculas pela Eq. (4.2) no limite coerente com $\tau_\phi > \tau_0$, sendo $\tau_0 = 0,32 \text{ ps}$. O coeficiente de anisotropia para utilizado para escalar o campo paralelo foi $\alpha = 2$.

A influência da orientação do campo magnético na magnetoresistência vertical é mostrada na Fig. 4.15. Novamente é observada a anisotropia da magnetoresistência na orientação paralela e perpendicular do campo. No entanto, a desordem vertical proporciona uma dificuldade de ajuste dos dados experimentais. A correção quântica para o regime difusivo não ajustou às curvas no limite coerente, $\tau_{\phi\parallel} > \tau_0$, linhas pontilhadas. Uma boa aproximação são as linhas cheias obtidas com $\tau_{\phi\parallel} \approx \tau_0$. Em super-redes desordenadas, não podemos determinar a relação entre os tempos característicos com apenas uma amostra. São necessárias várias medidas de magnetoresistência com diferentes forças de desordem para certificar-se sobre qual o mecanismo dominante.

Comparando os resultados do transporte paralelo e vertical, houve uma impossibilidade de fixar os tempos para o ajuste das curvas de magnetoresistência. Isso indica uma anisotropia no tempo de defasagem nas super-redes intencionalmente desordenadas.

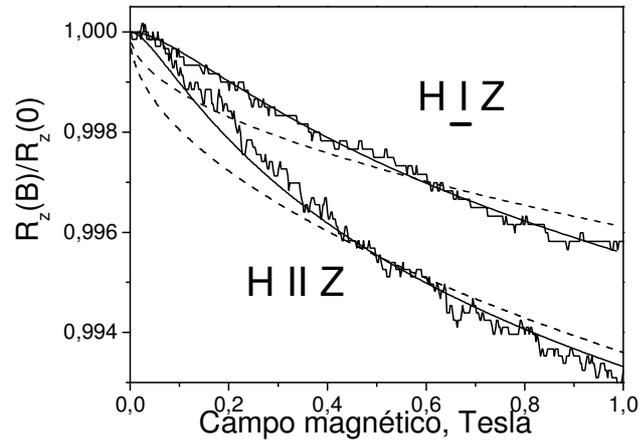


Figura 4.15: Magnetoresistência vertical relativa medida na super-rede $(\text{GaAs})_m(\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As})_6$ com dopagem nominal $7,0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ e $\delta_{\text{SL}} = 0,59$ a $1,6 \text{ K}$, com diferentes orientações do campo magnético. As linhas pontilhadas foram calculadas utilizando a Eq. (2) no limite coerente com $D\tau_0 = 4,6 \times 10^{-12} \text{ cm}^2$ e $D\tau_0 = 8,6 \times 10^{-12} \text{ cm}^2$ para o campo magnético paralelo e perpendicular às camadas respectivamente. As linhas cheias foram calculadas pela Eq. (2) mas com $\tau_\phi = \tau_0$ com $D\tau_0 = 7,0 \times 10^{-11} \text{ cm}^2$ e $D\tau_0 = 1,0 \times 10^{-10} \text{ cm}^2$ com o campo magnético paralelo e perpendicular às camadas, respectivamente. O fator de escala do campo magnético paralelo foi de $\alpha = 1,4$.

Por fim, apresentamos mais algumas informações sobre a influência da desordem na interferência quântica. Foram medidas em duas super-redes as magnetoresistências para campos baixos, com $T = 1,6 \text{ K}$ e diferentes orientações do campo magnético, nos dois limites: PFS (metálico), super-rede metálica $(\text{GaAs})_{150}(\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As})_6$, e isolante com a super-rede isolante $(\text{GaAs})_{15}(\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As})_6$. No primeiro caso não é esperado que a anisotropia afete de maneira muito forte o tempo de defasagem, enquanto que no

segundo caso, espera-se que a desordem provoque uma forte anisotropia no tempo de defasagem.

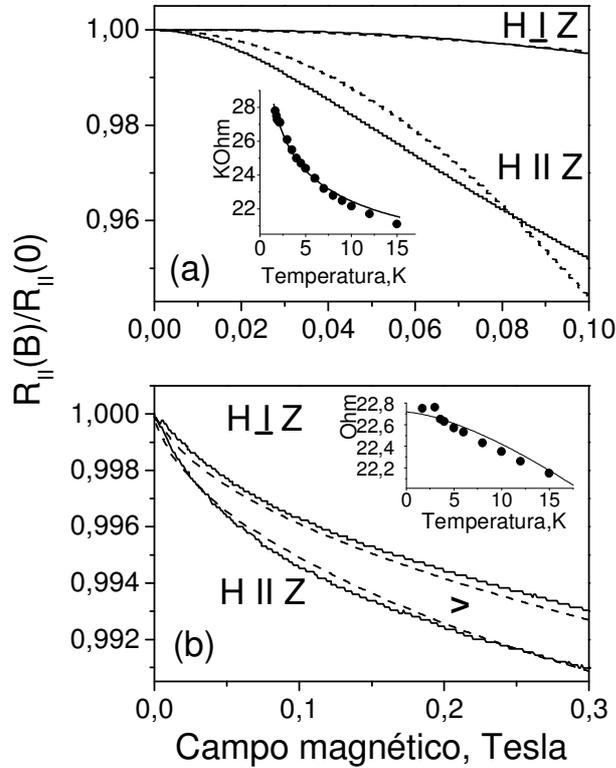


Figura 4.16: Magnetoresistências relativas paralelas medidas a $T = 1,6$ K com diferentes orientações do campo magnético em super-redes $(\text{GaAs})_{15}(\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As})_6$ isolantes em (a) e $(\text{GaAs})_{150}(\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As})_6$ metálicas PFS em (b). As linhas pontilhadas são as dependências da resistência como campo magnético calculadas com os seguintes parâmetros: (a) $H \perp Z - \tau_\phi = 1,5$ ps, $\alpha = 3$; $H \parallel Z - \tau_\phi = 38$ ps e em (b) $H \perp Z - \tau_\phi = 60$ ps, $\alpha = 1,3$; $H \parallel Z - \tau_\phi = 80$ ps, $\alpha = 1,4$. As marcas “maior” observadas nos gráficos correspondem ao campo característico H_t . As inserções correspondem as resistências em função da temperatura.

As medidas de magnetoresistência com o campo magnético paralelo e perpendicular às camadas são mostradas na Fig. 4.16(a) e 4.16(b) para o caso isolante e metálico, respectivamente. A característica do transporte manifesta-se nas inserções em cada um dos gráficos, através da concavidade no ajuste da dependência da resistência

em função da temperatura. Na amostra metálica foi utilizada a Eq.(4.6), ao passo que a Eq. (4.3) aplicou-se para o caso isolante. Para as magnetoresistências, a correção da condutividade metálica usada foi a Eq. (1.8) do Capítulo 1 para o regime propagativo, enquanto que no isolante utilizou-se a Eq. (1.10). Na super-rede isolante, o coeficiente de anisotropia foi fixado e calculado em $\alpha = \sqrt{\frac{m_z}{m_{\parallel}}} \approx 3$. Na Fig. 4.16(a) vemos um forte efeito de anisotropia no tempo de defasagem no estado isolante quando o campo é aplicado perpendicular à direção de crescimento e paralelo a ela. Na super-rede periódica isolante, uma desordem suficientemente grande resulta no desaparecimento dos processos de interferência quântica na direção vertical, que não apresenta magnetoresistência negativa. Isso nos leva a concluir que com o campo paralelo, $H \parallel z$, a amostra se comporta bem como isolante, enquanto que com $H \perp z$ há pouca variação da magnetoresistência, indicando um comportamento quase metálico quando os elétrons se movem da direção perpendicular às camadas.

Essa anisotropia produzida pela desordem paralela às camadas, produzida pelas rugosidades interfaciais, pode resultar numa transição metal-isolante (numa amostra isolante) para diferentes orientações do campo magnético, mostrando resistências paralela e perpendicular às camadas diferentes. Nesse caso, calculamos os tempos de defasagem para o campo paralelo e perpendicular, tendo obtido os valores $H \perp Z - \tau_{\varphi} = 1,5 ps$ e $H \parallel Z - \tau_{\varphi} = 38 ps$. A diferença nos tempo de defasagem permite associar que os processos de espalhamento eletrônico estão relacionados com a anisotropia de interferência quântica.

Na Fig. 4.16(b), na super-rede metálica, a anisotropia de interferência quântica pode ser explicada pela contribuição das massas efetivas paralela, m_{\parallel} , e perpendicular, m_z , durante a difusão. Com o campo perpendicular às camadas, $H \parallel Z$, apenas a massa efetiva paralela contribui para a condutividade, enquanto que com o campo paralelo às camadas, $H \perp Z$, a difusão acontece devido às duas massas efetivas eletrônicas.

Capítulo 5

Conclusões do trabalho

Investigamos em nosso trabalho a magnetoresistência em super-redes intencionalmente desordenadas com diferentes parâmetros de desordem, onde pudemos constatar a influência da desordem no regime de transporte quântico.

Identificamos dois regimes de localização fraca: o propagativo e difusivo, e um regime de localização forte: isolante. Em super-redes periódicas, conforme nossos resultados, as rugosidades interfaciais dominaram o espalhamento eletrônico quando a espessura do poço foi menor que 50 ML e os valores de $k_F L$ indicaram que um regime isolante ocorre para pequenos períodos da super-rede, menores que 20 ML. O regime de transporte propagativo surge nas super-redes com poços quânticos largos ($m = 150, 50$ e 30 ML), enquanto que as super-redes com períodos de 15 a 10 ML revelam um comportamento isolante, demonstrado pelos valores de $k_F L$ menores que um e pelo

decaimento exponencial da resistência com a temperatura. As super-redes periódicas com relativa espessura de poço ($m = 30, 50$ e 150 ML) apresentaram um comportamento metálico, onde a resistência praticamente foi constante com o aumento da temperatura.

As super-redes metálicas com desordem vertical apresentaram uma pequena queda da resistência com o aumento da temperatura, cerca de 1%. Essas pequenas variações da resistência nas amostras metálicas acontecem devido à destruição da interferência quântica pela temperatura.

Observamos que as concavidades nas curvas de magnetoresistência mudaram quando passamos pela transição metal-isolante, conforme previsto na teoria. Nos regimes metálicos, PFS e DFS a concavidade é positiva, tornando-se negativa no regime isolante. Isso significa que podemos distinguir entre os regimes metálico e isolante observando a concavidade das curvas de magnetoresistência para campos baixos. Assim, a transição metal-isolante manifestou-se em correspondente modificação da interferência quântica. No estado isolante, pudemos observamos um novo mecanismo de defasagem da função de onda eletrônica.

No estudo da coerência eletrônica durante o transporte, vimos que dependendo da relação entre a energia de desordem e a energia de Fermi, identificamos dois regimes de transporte quântico difusivo em super-redes GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As com períodos curtos. Tratam-se dos regimes coerente, quando o elétron muda de camada sem significativa perda de sua fase, e incoerente, quando ao mudar de camada o elétron sofre significativa perda da sua fase. A função de onda mostrou-se coerente em super-redes com alta dopagem e incoerente com baixa dopagem. Nós demonstramos que o regime de transporte incoerente está relacionado com a efetiva mudança da dimensionalidade do

gás eletrônico de um sistema tridimensional para bidimensional. Mostramos ainda que no regime coerente, a correção quântica da condutividade foi determinada pelo tempo característico em que o elétron permanece na camada, que aumentou com o aumento da desordem, indicando uma diminuição da energia de acoplamento entre as camadas. No regime coerente, a magnetoresistência aumentou com o aumento da desordem.

No regime incoerente, o tempo de defasagem determinou a correção quântica da condutividade. Quando trabalhamos em super-redes com baixa dopagem, relacionando o regime incoerente, o comportamento da magnetoresistência foi contrário; ou seja, ela diminuiu com o aumento da desordem. Isso aconteceu, pois a diminuição da concentração de dopantes diminuiu também a energia de Fermi, fortalecendo os efeitos da desordem. Com isso, enfraqueceu-se o acoplamento vertical entre as camadas, diminuindo a taxa de tunelamento, provocando um aumento de τ_0 e uma diminuição de $\tau_{\phi||}$. Por esse motivo, o conjunto de elétrons no regime incoerente são tais que $\tau_{\phi||} < \tau_0$. Nesse caso, quem determinou a magnetoresistência é o tempo de defasagem paralelo, $\tau_{\phi||}$.

Nossos resultados mostraram que na comparação entre os tempos característicos, $\tau_{\phi||}$ e $\tau_{||}$, não foi criado nenhum mecanismo novo de espalhamento elástico paralelo, pois $\tau_{||}$ é praticamente constante com o aumento da desordem. No entanto, a defasagem da função de onda que acontece com a diminuição de $\tau_{\phi||}$ com o aumento da desordem, fez com que concluíssemos que a função de onda eletrônica deve ser entendida como um todo, isso significa que mesmo que a defasagem tenha acontecido somente em uma

direção, toda sua forma é modificada, fazendo a quasipartícula desaparecer como um todo.

Por fim, estudamos a interferência quântica em super-redes intencionalmente desordenadas GaAs/Al_xGaAs_{1-x}, onde uma desordem anisotrópica foi introduzida na direção de crescimento pela variação da espessura do poço. Essa desordem determina uma direção ao longo do qual a coerência dos estados eletrônicos pode ser controlada. Nossos resultados confirmaram a validade das relações de escala usadas para descrever a magnetoresistência de um sistema eletrônico anisotrópico. Concluímos pela observação da anisotropia de magnetoresistência em campos baixos que ela deriva da anisotropia do comprimento de coerência, que por sua vez é determinado pelas dependências direcionais do coeficiente de difusão e do tempo de defasagem. Este trabalho confirma a teoria de transporte quântico em super-redes desenvolvida por Chenai; Mailly (1995).

Referências

- [1] CHIQUITO, A. J.; LANCIOTTI JR., F. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, v. 26, p.315, 2004.
- [2] AL'TSHULER, B. L.; LEE, P. A. *Physics Today*. Dezembro, 1988.
- [3] MOTT, N. F.; DAVIS, E. A. *Electronic process in non-crystalline materials*. 2.ed. Oxford, Clarendon Press, 1979.
- [4] LEE, P. A.; RAMAKRISHNAN, T. V. *Rev. Mod. Phys.*, v.57, p.287, 1985.
- [5] CASSAM-CHENAI, A.; MAILLY, D. *Phys. Rev. B*, v.52, p.1984, 1995.
- [6] KAWABATA, A. *J. Phys. Soc. Jpn*, v.40, p.628, 1980.
- [7] BRYKSIN, V. V.; KLEINERT, P. *Z. Phys. B*, v.101, p.1469, 1996.
- [8] MOTT, N. F.; KAVEH, M. *Advances in Physics*, v.34, n.3, p.329-401, 1985.
- [9] CHIQUITO, A. J.; PUSEP, Y. A.; GUSEV, G. M.; TOROPOV, A. I. *Phys. Rev. B*, v.66, p.035323, 2002.
- [10] BASTARD, G., *Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures*. França, les editions de physique, Les Ulis Cedex, 1988.
- [11] ESAKI, L.; TSU, R. *IBM J. Dev.*, v.14, p.61, 1970.
- [12] MARCH, N. H.; TOSI, M. P. *Physics of low-dimensional semiconductor structures*. New York, Plenum Press, 1993.
- [13] BEENAKKER, C.W.; VAN HOUTEN, H. *Solid State Physics*. Estados Unidos, Academic Press, INC., 1991.
- [14] SZOTT, W.; JEDRZEJEK, C.; KIRK, W. P. *Phys. Rev. B*, v. 48, p.8963, 1993.
- [15] SCHKLOVSKII, B. I.; EFROS, A. L. *Electron properties of doped semiconductors*. Berlin, Springer, 1984.
- [16] MOTT, N. F. *J. Non-Cryst. Solids*, v.1, p.1, 1968
- [17] PUSEP, Y. A.; ARAKAKI, H.; SOUZA, C. A. *Phys. Rev. B*, v.68, p.205321, 2003.
- [18] AL'TSHULER, B. L.; ARONOV, A. G. *JETP Lett.*, v. 30, p. 482, 1979.

- [19] PUSEP, Y. *J.Phys.Cond.Matter*, v.6, p.93, 1994.
- [20] STEPHENS, A. E.; SEILER, D. G.; SYBERT, J. R.; MACKEY, H. J. *Phys. Rev. B*, v. 11, p. 4999, 1975.
- [21] FERRY, D. K. *Semiconductor transport*. New York, Taylor & Francis, 2000.
- [22] BHATT, R. N.; WÖLFLE, P.; RAMAKRISHNAN, T. V. *Phys. Rev. B*, v.32, p.569, 1985.
- [23] ASHCROFT, N. W.; MERMIN, N. D. *Solid State Physics*. New York, Holt, Rinehart and Winston, 1976.
- [24] LUNDIN, U.; MCKENZIE, R. H. *Phys. Rev. B*, v.68, p.801101(R), 2003.
- [25] ANDERSON, P. W. *Phys. Rev.*, v.109, p.1492, 1958.

APÊNDICE

Trabalhos apresentados em eventos científicos:

1. Yu.A.Pusep, M.B.Ribeiro, H.Arakaki, C.A. de Souza, S.Malzer, G.H.Döhler, Disorder induced coherence-incoherence crossover in random GaAs/AlGaAs superlattices (poster), Proceedings of The 16th International Conference on High Magnetic Fields in Semiconductor Physics, Ed. By Yong-Jie Wang, Lloyd Engel, and Nickolas Bonesteel, Word Scientific, Tallahassee, Florida, USA, August 2-6, 2004, 175.
2. Yu.A.Pusep, F.E.G.Guimarães, M.B.Ribeiro, H.Arakaki, C.A. de Souza, S.Malzer, G.H.Döhler, Effect of the electron and hole scattering potentials compensation on optical band edge of heavily doped GaAs/AlGaAs superlattices (poster), Proceedings of The 27th International Conference on Physics of Semiconductors, Flagstaff, Arizona, USA, July 26-30, 2004, Ed.by J.Menendez and C. G. Van de Walle, p.959.
3. Yu.A.Pusep, F.E.G.Guimarães, M.B.Ribeiro, H.Arakaki, and C.A. de Souza, Effect of disorder on optical band edge of random doped GaAs/AlGaAs superlattices (oral), 2nd Brazil-MRS Meeting, Rio de Janeiro, October, 26-29, 2003. Abstracts, p.27.
4. M.B.Ribeiro, Y.A.Pusep, Estudo de propriedades de magnetotransporte eletrônico em super-redes semicondutoras GaAs/AlGaAs e em ligas AlGaAs. In: Workshop da Pós-Graduação no IFSC, São Carlos, 2004. Caderno de Resumos. São Carlos, Instituto de Física de São Carlos - USP, 2004. p. 91.

Lista de publicações anexa.