

Este exemplar corresponde à redação final da tese defendida pelo aluno e aprovada pela Comissão julgadora.  
01/2/95

Eliermes C. Meneses

**MAGNETO-TRANSPORTE  
EM SISTEMAS SEMICONDUTORES  
COM GÁS DE ELÉTRONS  
BIDIMENSIONAL**

Álvaro Guedes Soares 

Orientador: Prof. Eliermes Arraes Meneses 

Tese apresentada no Instituto de Física  
Gleb Wataghin da Universidade  
Estadual de Campinas, para a  
obtenção do título de Mestre em Física

Campinas, SP  
21 de novembro de 1994

*Dedico esta tese a minha esposa Rosemeire, a minha filhinha Ana Carolina, a meus pais Ulisses e Nair e a minhas irmãs Florência e Márcia.*

## ***AGRADECIMENTOS***

Agradeço a todas as pessoas que de algum modo colaboram para a realização deste trabalho, em especial:

Ao Prof. Eliermes A. Meneses, pela orientação e apoio neste trabalho,

Ao Prof. Daltro G. Pinatti, pelos ensinamentos e motivação,

Aos amigos Brás, Flávio, César, Fernando e Maria pelos inúmeros esclarecimentos e ao Nelson pelo auxílio na computação,

Ao Prof. Paulo Motisuke pela colaboração no início do trabalho,

Ao GPO/IFGW, por possibilitar meu aperfeiçoamento profissional,

À Secretária de Pós-Graduação

# ÍNDICE:

	PÁGINA
DEDICATÓRIA	i
AGRADECIMENTOS	ii
ÍNDICE	iii
ABSTRACT	v
RESUMO	vi
LISTA DE FIGURAS	vii
LISTA DE TABELAS	viii
INTRODUÇÃO	01
CAPÍTULO 1 - EFEITO DE CAMPO MAGNÉTICO EM ESTRUTURAS SEMICONDUTORAS	03
1.1 - Comentários preliminares	03
1.2 - Gás de elétrons tridimensional	03
• Resolução da equação de Schrödinger	03
• Densidade de estados	06
• Impurezas e defeitos da rede cristalina	10
• Campo magnético variável - depopulação dos níveis de Landau	12
1.3 - Gás de elétrons bidimensional	13
• Estruturas semicondutoras onde ocorre o 2-DEG	13
• Densidade de estados	14
• Consideração do spin	16
CAPÍTULO 2 - EFEITO SHUBNIKOV-DE HAAS E EFEITO HALL QUÂNTICO	18
2.1 - Comentários preliminares	18

2.2 - Descrição clássica dos fenômenos de transporte em sistema bidimensionais	19
2.3 - O efeito Shubnikov-de Haas	22
2.4 - O efeito Hall quântico	24
<b>CAPÍTULO 3 - O CRIOSTATO COM MAGNETO SUPERCONDUTOR</b>	<b>26</b>
3.1 - Comentários preliminares	26
3.2 - Descrição do criostato e serviço de recuperação executado	26
3.3 - Operação do sistema	30
• Vácuo e resfriamento	30
• Rampeamento e medida do campo magnético	33
<b>CAPÍTULO 4 - MEDIDAS E RESULTADOS EXPERIMENTAIS</b>	<b>35</b>
4.1 - Descrição e preparação das amostras	35
4.2 - O processo de medida dos fenômenos de transporte	37
4.3 - Resultados das medidas SdH.	38
4.4 - Resultados das medidas QHE.	48
4.5 - Comentários das medidas SdH e QHE.	55
• Medidas SdH	55
• Medidas QHE	56
<b>CONCLUSÕES</b>	<b>60</b>
<b>REFERÊNCIAS</b>	<b>61</b>

## ABSTRACT:

The basic purpose of this work has been the implementation of magnetic-transport technics on semiconductor heterostructures that present two-dimensional electron gas (2-DEG), particularly, the Effect Shubnikov-de Haas ( SdH ) and the Quantum Hall Effect ( QHE ). This purpose, was accomplished through the recuperation of a superconductor magnetic coil (cryostat and control system) that makes it possible to measure with magnetic fields until 14 Tesla.

Shubnikov-de Haas and Quantum Hall Effect measurements has been made in heterojunction samples of GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As and in a GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/In<sub>y</sub>Ga<sub>1-y</sub>As heterostruture. The results are in good agreement with theoretical models. They are evidence of the two-dimensional character of the electron gas, and from them we could obtain its electronic density.

## RESUMO:

O objetivo básico deste trabalho foi a implantação de técnicas de magneto-transporte em heteroestruturas semicondutoras que apresentam gás de elétron bidimensional (2-DEG), particularmente, o Efeito Shubnikov-de Haas (SdH) e Efeito Hall Quântico (QHE). Neste sentido foi realizada a recuperação de uma bobina supercondutora (criostato e sistema de controle) que permite medidas em campo magnético de até 14 Tesla.

Medidas de oscilações Shubnikov-de Haas e Efeito Hall Quântico foram feitas em heterojunções simples de GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As e em uma heteroestrutura de GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/In<sub>y</sub>Ga<sub>1-y</sub>As. Os resultados destas medidas estão de acordo com as previsões teóricas e, a partir delas, foi comprovado o caráter bidimensional do gás, bem como, foi extraída a densidade eletrônica do mesmo.

## LISTA DE TABELAS

<b>Tabela 4.1</b> - Valores de pontos de mínimo dos espectro SdH amostra 044 (esp. 044S51), 009 (esp. 009S51) e 6621 (esp. 6621S06).	57
<b>Tabela 4.2</b> - Comparação dos valores teóricos e experimentais resistência Hall nos platos	59

## LISTA DE FIGURAS

<b>Figura I 1</b> - Espectro de Magneto-Transporte: (a) Efeito Hall Quântico, (b) Efeito Shubnikov - de Haas <sup>[12]</sup> .	02
<b>Figura 1.1</b> - Energia dos elétrons como função de $k_z$ quando a indução é $B_z$ .	05
<b>Figura 1.2</b> - Plano $k_x k_y$ representando os estados permitidos ao elétron sob a ação do campo magnético $B = B_0 z$ .	07
<b>Figura 1.3</b> - No espaço $k$ , os estados permitidos ao elétron segundo o modelo de Landau.	08
<b>Figura 1.4</b> - Elemento de casca cilíndrica que contém os estados acessíveis ao elétron sujeito a indução $B = B_0 z$ .	09
<b>Figura 1.5</b> - A densidade de estados como função da energia no caso 3D.	10
<b>Figura 1.6</b> - Alargamento da densidade de estado devido ao espalhamento dos elétrons por impurezas e defeitos na rede cristalina.	11
<b>Figura 1.7</b> - Estrutura típica ( $\text{GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ) usada para a obtenção de gás de elétrons bidimensional (2-DEG).	13
<b>Figura 1.8</b> - Cálculo das sub-bandas eletrônicas e da distribuição de portadores na interface da heteroestrutura $\text{GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ .	14
<b>Figura 1.9</b> - Densidade de estados do 2-DEG levando-se em conta o processo de espalhamento dos elétrons.	15
<b>Figura 1.10</b> - Densidade de estados do 2DEG levando-se em conta a degenerescência de spin <sup>[7]</sup> .	17
<b>Figura 2.1</b> - Representação do experimento para estudo dos fenômenos de transporte em sistemas bidimensionais.	18



<b>Figura 3.1 - Esquema do criostato.</b>	28
<b>Figura 3.2 - Esquema das linhas de recuperação de gás hélio.</b>	29
<b>Figura 3.3 - Sistema de alto vácuo.</b>	30
<b>Figura 3.4 - Taxa de rampeamento do campo.</b>	33
<b>Figura 4.1 - Esquema da estrutura física das amostras.</b>	36
<b>Figura 4.2 - Esquema Van de Paw para medidas SdH e QHE.</b>	37
<b>Figura 4.3 - Esquema para medidas SdH e QHE.</b>	38
<b>Figura 4.4 - Medida ShH das amostras 044 e 009 variando a temperatura.</b>	39
<b>Figura 4.5 - Medidas SdH das amostras 044 e 009 variando a corrente aplicada.</b>	40
<b>Figura 4.6 - Medidas SdH das amostras 044 e 009 comparando a simetria da medida em relação ao eixos x e y.</b>	41
<b>Figura 4.7 - Medida SdH da amostra 6621.</b>	42
<b>Figura 4.8 - Espectros SdH - 044S51, 009S51 e 6621S06 em função de <math>\frac{1}{B}</math>.</b>	43
<b>Figura 4.9 - Periodograma de Scargle do espectro 044S51.</b>	46
<b>Figura 4.10 - Periodograma de Scargle do espectro 009S51.</b>	47
<b>Figura 4.11 - Periodograma de Scargle do espectro 6621S06.</b>	47
<b>Figura 4.12 - Medidas Hall das amostra 044 e 009 varindo a temperatura.</b>	49
<b>Figura 4.13 - Medidas Hall das amostras 044 e 009 variando a corrente aplicada na amostra.</b>	50
<b>Figura 4.14 - Medida Hall da amostra 6621.</b>	51
<b>Figura 4.15 - Medidas SdH e QHE da amostra 044</b>	52
<b>Figura 4.15 - Medidas SdH e QHE da amostra 009</b>	53
<b>Figura 4.15 - Medidas SdH e QHE da amostra 6621</b>	54

# INTRODUÇÃO:

O objetivo básico deste trabalho é a aplicação das técnicas de caracterização de cristais semicondutores, através de fenômenos de transporte na presença de campos magnéticos, conhecidas como Efeito Shubnikov de Haas (SdH) e Efeito Hall Quântico (QHE), particularmente naqueles cristais que apresentam os elétrons de condução confinados espacialmente a uma fina camada com espessura da ordem de 10 nm - Gás de Elétrons Bidimensional (2-DEG).

O Efeito de Shubnikov de Haas, que consiste essencialmente no caráter oscilatório apresentado pela resistência elétrica do material em função do campo magnético, é conhecido desde 1932 em materiais tipo “bulk” e atualmente é muito aplicado em sistemas bidimensionais, pois fornece importantes informações a respeito do material. Já o Efeito Hall Quântico, que surpreendeu a comunidade científica na década de 80 e foi descoberto pelo físico Alemão Klaus von Klitzing, o que o fez merecedor do Prêmio Nobel de Física em 1985, consiste na observação de intervalos onde a resistência Hall não varia em função do campo magnético (platôs Hall) conforme mostrado na figura I-1. No atual estágio, sabe-se que o QHE pode-se apresentar em dois tipos distintos: o Efeito Hall Inteiro (IQHE) observado por von Klitzing em 1980, e o Efeito Hall Fracionário (FQHE) observado pela primeira vez por Tsui, Stomer e Gossard em 1982.

Os materiais com 2-DEG tem sido extensamente estudados, uma vez que apresentam interesse, tanto para pesquisa básica quanto para aplicações tecnológicas, pois são a base do atual avanço da microeletrônica na busca de dispositivos com maior capacidade de processamento de informações que atendam as necessidades da sociedade moderna. Dentre estes dispositivos, destacam-se os MOSFET's:Si (metal oxide semiconductor field effect transistor of silicon) e os HEMT's (high electron mobility transistor) de GaAs,Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As. Neste trabalho foram utilizadas, basicamente, estas últimas estruturas.

Este trabalho é dividido em cinco capítulos:

No primeiro faremos a descrição do efeito do campo magnético em estruturas semicondutoras tanto no caso tridimensional quanto no caso bidimensional no que diz respeito à quantização do espectro de energia dos elétrons. O modelo semi-clássico abordado por Halperin <sup>[1]</sup> será discutido. Este modelo, que consiste basicamente em considerar o gás de elétrons

clássico e acrescentar os conceitos básicos da Mecânica Quântica, se por um lado não apresenta rigor matemático, por outro lado torna plausível a explicação dos resultados experimentais.

No segundo capítulo, serão enfocados os fenômenos de transporte em questão realçando a importância deste estudo na caracterização do material.

No terceiro capítulo faremos uma descrição do criostato com bobina supercondutora que produz um campo de 14 T, utilizado nestes experimentos. Mostraremos como foi feita a recuperação deste equipamento que nunca fora utilizado anteriormente de forma contínua, por apresentar problemas de vazamento interno. Abordaremos também, como se processa a operação deste equipamento, desde a etapa de evacuação, até o resfriamento do sistema. Procurou-se fazer um guia bem detalhado a ser usado por outros usuários do laboratório.

No quarto capítulo exibiremos a estrutura das amostras utilizadas neste trabalho, discutiremos como as medidas foram executadas e apresentaremos os resultados e discussões das medidas SdH e QHE.

Finalmente, no quinto capítulo, apresentaremos as conclusões deste trabalho e novas possibilidades a serem exploradas.

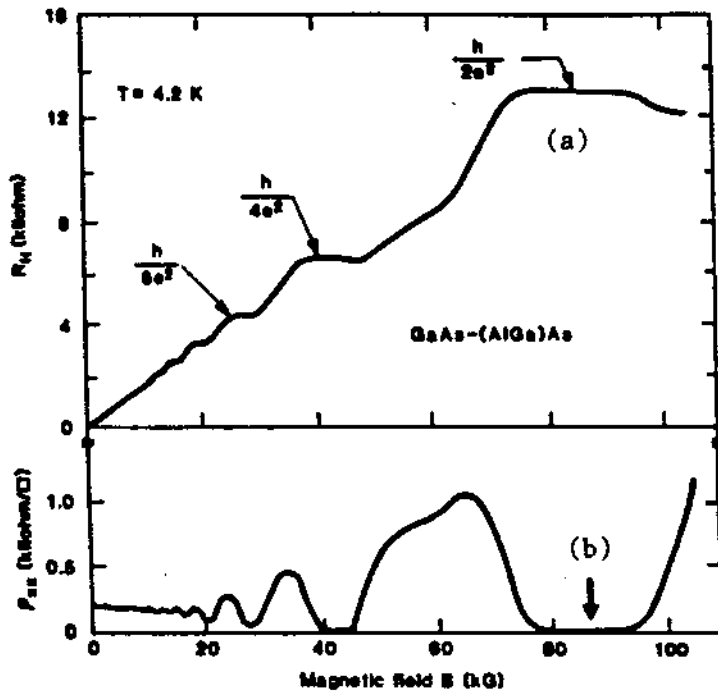


Figura I 1 - Espectro de Magneto-Transporte: (a) Efeito Hall Quântico, (b) Efeito Shubnikov - de Haas <sup>[12]</sup>.

# CAPÍTULO 1 - EFEITO DE CAMPO MAGNÉTICO EM ESTRUTURAS SEMICONDUTORAS

## 1.1 - COMENTÁRIOS PRELIMINARES

Neste capítulo abordaremos, resumidamente, como se processa a quantização dos níveis de energia de elétrons em semicondutores, sob a ação de campo magnético, tanto no caso “bulk”, onde os elétrons podem ser descritos como um gás tridimensional, como no caso em que os elétrons se apresentam como um sistema bidimensional, 2-DEG. Veremos ainda em que condições os efeitos quânticos são observados, levando-se em conta o processo de espalhamento dos elétrons por defeitos e impurezas na rede cristalina e a influência da temperatura.

## 1.2 - GÁS DE ELÉTRONS TRIDIMENSIONAL

### Resolução da Equação de Schrödinger

Para a análise do caso tridimensional, consideremos um sistema cúbico de dimensões  $L_x$ ,  $L_y$  e  $L_z$ . O spin do elétron será em primeira instância negligenciado. O primeiro passo é definir o operador hamiltoniano quântico do sistema. Para isso, recorreremos a expressão da hamiltoniana clássica para o elétron interagindo com o campo magnético. O operador hamiltoniano é dado por [2]:

$$\mathbf{H} = \frac{1}{2m^*} \cdot (\mathbf{P} - e\mathbf{A})^2 \quad (1.1)$$

onde:

$\mathbf{P}$  é o operador momento.

$e$  é a carga eletrônica.

$\mathbf{A}$  é o operador associado ao vetor potencial.

$m^*$  é a massa efetiva do elétron.

Considerando-se  $\vec{B} = B_0 \hat{z}$  e adotando o calibre de Landau  $\vec{A} = (0, \hat{x}B_0, 0)$ , temos:

$$\mathbf{H} = \frac{1}{2m^*} \cdot \left[ \mathbf{P}_x^2 + \mathbf{P}_z^2 + (\mathbf{P}_y - e\mathbf{X}B_0)^2 \right] \quad (1.2)$$

A equação de Schrodinger do sistema fica:

$$\mathbf{H}\Psi = \frac{1}{2m^*} \cdot \left[ \mathbf{P}_x^2 + \mathbf{P}_z^2 + (\mathbf{P}_y - e\mathbf{X}B_0)^2 \right] \Psi = \varepsilon\Psi \quad (1.3)$$

Uma vez que  $\mathbf{P}_y$  e  $\mathbf{P}_z$  comutam com  $\mathbf{H}$ , sendo portanto constantes de movimento, as autofunções da equação (1.3) podem ser escritas como:

$$\Psi(x, y, z) = \frac{1}{\sqrt{L_y L_z}} \cdot \Phi_l(x) \cdot e^{i(k_y y + k_z z)} \quad (1.4)$$

Onde  $\Phi_l(x)$  satisfaz a equação:

$$\frac{d^2\Phi(x)}{dx^2} + \frac{2m^*}{\hbar} \cdot \left[ \varepsilon - \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*} - \frac{m^* \omega_c}{2} \cdot \left( x - \frac{\hbar k_y}{m^* \omega_c} \right)^2 \right] \cdot \Phi_l(x) = 0 \quad (1.5)$$

sendo:

$$\omega_c = \frac{eB_0}{m^*} \text{ a chamada frequência de ciclotron} \quad (1.6)$$

Fazendo a seguinte mudança de variável:

$$\varepsilon' = \varepsilon - \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*} \quad (1.7)$$

$$X_0 = \frac{\hbar k_y}{m^* \omega_c} \quad (1.8)$$

temos que:

$$\frac{d^2\Phi_l(x)}{dx^2} + \frac{2m^*}{\hbar^2} \cdot \left[ \varepsilon' - \frac{m^* \omega_c}{2} \cdot (x - X_0)^2 \right] \Phi_l(x) = 0 \quad (1.9)$$

A equação (09) é a equação do oscilador harmônico unidimensional cujos autovalores são dados por:

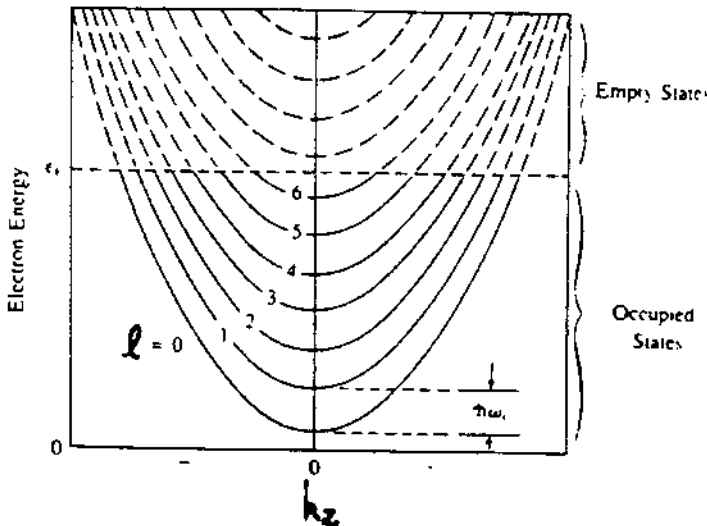
$$\varepsilon' = \left( l + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c = \varepsilon - \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*} \quad (1.10)$$

sendo  $l$  é um número inteiro.

Os autovalores de  $\Psi(x,y,z)$  são:

$$\varepsilon = \left( l + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*} = \varepsilon_{xy} + \varepsilon_{\perp} \quad (1.11)$$

Em termos de energia, os parabolóides correspondentes ao gás de elétrons livres, com a aplicação do campo magnético, dão lugar as chamadas sub-bandas magnéticas que estão esboçadas na figura 1.1:



**Figura 1.1** - Energia dos elétrons, equação (11), como função de  $k_z$  quando a indução é  $B_z$ . A energia de Fermi é suposta ser tal que as primeiras sete sub-bandas magnéticas estão ocupadas<sup>[3]</sup>.

Com o campo magnético o movimento do elétron no plano xy são círculos descritos pelas seguintes equações:

$$\begin{aligned}
 x &= x_0 + \sqrt{\left(l + \frac{1}{2}\right) \frac{2\hbar}{m^* \omega_c}} \cdot \cos(\omega_c t) \\
 y &= y_0 + \sqrt{\left(l + \frac{1}{2}\right) \frac{2\hbar}{m^* \omega_c}} \cdot \text{sen}(\omega_c t)
 \end{aligned}
 \tag{1.12}$$

Já na direção z o campo magnético não provoca alteração alguma no movimento do elétron. As equações de movimento (1.12) descrevem órbitas circulares no plano xy - movimento ciclotrônico - com frequência angular  $\omega_c$  sendo o raio r dado por:

$$r_l = \sqrt{\left(l + \frac{1}{2}\right) \frac{2\hbar}{m^* \omega_c}}
 \tag{1.13}$$

### Densidade de estados

No espaço  $k_x k_y$ , os estados permitidos para o elétron, que para  $B = 0$  são representados por pontos uniformemente espaçados conforme esboçado na figura 1.2, passam, com a aplicação do campo magnético, a ser os estados contidos em círculos definidos pela seguinte relação <sup>[3]</sup>:

$$k_x^2 + k_y^2 = \left(l + \frac{1}{2}\right) \cdot \frac{2m^* \omega_c}{\hbar}
 \tag{1.14}$$

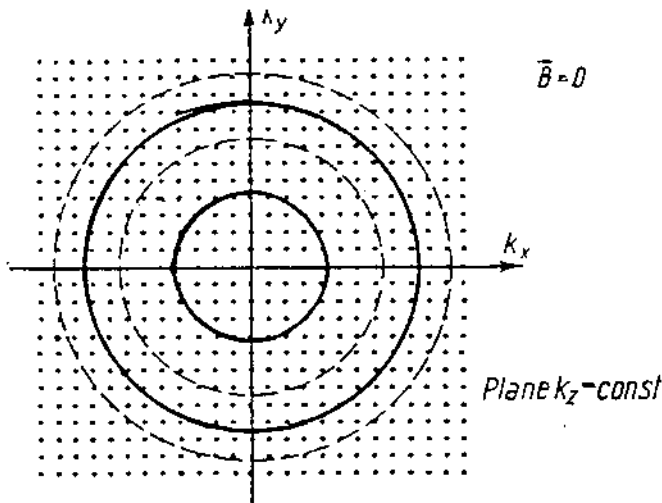
Assim, os estados permitidos aos elétrons no espaço  $k_x k_y$ , os chamados níveis de Landau (NL), são círculos cujos raios são dados por:

$$k_l = \sqrt{\left(l + \frac{1}{2}\right) \frac{2m^* \omega_c}{\hbar}}
 \tag{1.15}$$

A ação do campo magnético sobre o gás de elétrons tridimensional é no sentido de agrupar os estados quânticos possíveis ao sistema no plano  $k_x k_y$  formando níveis de Landau, com energia dada pela equação (1.11), conforme mostrado na figura 1. Este agrupamento se processa da seguinte maneira: Um dado nível de Landau passa a comportar os estados antes contidos pela região do espaço  $k_x k_y$  definida pelas linhas tracejadas que o circundam antes do campo ser aplicado (ver fig. 1.2). A área desta região a mesma para todos os níveis de Landau, uma vez que  $k_l$  varia com  $\sqrt{B}$ , e é dada por  $2\pi m^* \omega_c / h$ . Podemos então calcular o número de estados agrupados em um dado nível de Landau ( $N_{NL}$ ) no plano  $k_x k_y$  da seguinte forma:

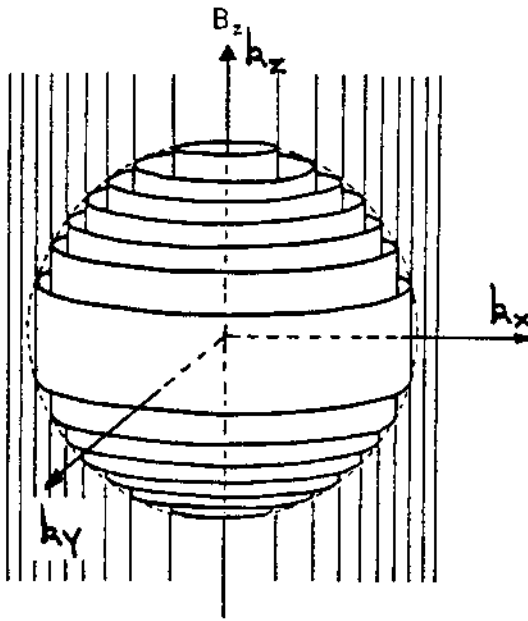
$$N_{NL} = \frac{2\pi m^* \omega_c}{h} \cdot \frac{L_x L_y}{4\pi^2} = L_x L_y \cdot \frac{eB}{h} \quad (1.16)$$

Assim os estados possíveis para o sistema em questão no espaço  $k$  com a aplicação do campo magnético ficam localizados sobre cilindros centrados no eixo  $k$ , ilustrados na figura 1.3.



**Figura 1.2** - Plano  $k_x k_y$  representando os estados permitidos ao elétron sob a ação do campo magnético  $B = B_0 z$ . Os estados internos à circunferência hachurada são agrupados no nível  $l = 0$ . Os estados internos ao anel seguinte são agrupados no nível  $l = 1$  e assim sucessivamente <sup>[3]</sup>.





**Figura 1.3** - No espaço  $k$ , os estados permitidos ao elétron segundo o modelo de Landau, localizam-se sobre cascas cilíndricas coaxiais ao eixo  $k_z$  e cujos raios são dados pela equação (16). No estado fundamental, os estados acessíveis são internos à esfera de Fermi<sup>[3]</sup>

Levando-se em conta que estamos tratando de um conjunto de férmions e que, portanto, estabelecido o equilíbrio termodinâmico, obedece a estatística de Fermi-Dirac, cuja expressão para a expectativa de ocupação de um estado é:

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{1 + \beta e^{\left(\frac{\varepsilon}{k_B T}\right)}} = \frac{1}{1 + e^{\left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_F}{k_B T}\right)}} \quad (1.17)$$

onde:

$\beta$  é um parâmetro adimensional de normalização e  $\varepsilon_F$  é a energia de Fermi do sistema

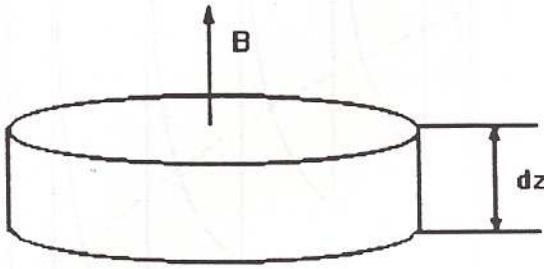
Temos então que a densidade de elétrons por unidade de volume é dada por:

$$n = \int f(\varepsilon) g(\varepsilon) d\varepsilon \quad (1.18)$$

Sendo  $g(\varepsilon)d\varepsilon$  a densidade de estados definida por:

$$g(\varepsilon)d\varepsilon = \sum \delta(\varepsilon - \varepsilon_{l,k_z}) \quad (1.19)$$

Para o cálculo da densidade de estado do gás de elétrons tridimensional, sujeito a ação do campo magnético, tomamos um elemento de cilindro conforme a figura 1.4 abaixo:



**Figura 1.4** - Elemento de casca cilíndrica que contém os estados acessíveis ao elétron sujeito a indução  $B = B_0 z$ .

O número de estados contidos neste elemento de cilindro ( $dN$ ) é:

$$dN = N_{NL} \cdot \frac{L_z}{2\pi} \cdot dk_z \quad \text{De (1.15) temos que:} \quad (1.20)$$

$$dN = L_x L_y L_z \cdot \frac{eB}{2\pi\hbar} \cdot dk_z \quad (1.21)$$

A densidade de estados é encontrada relacionando-se  $dk_z$  com  $d\varepsilon$  pela expressão (1.11), para um valor fixo de  $l$ , substituindo-se em (1.21) e processando-se a soma sobre todos os níveis de Landau preenchidos. De (1.11) temos para um valor constante de  $l$ :

$$k_z = \sqrt{\frac{2m^*}{\hbar^2} \cdot (\varepsilon - \varepsilon_{xy})} \Rightarrow dk_z = \sqrt{\frac{m^*}{2\hbar}} \cdot \sqrt{\frac{1}{\varepsilon - \varepsilon_{xy}}} \cdot d\varepsilon \quad (1.22)$$

Desta forma:

$$g(\varepsilon)d\varepsilon = \sum_{l=0}^{l_{\max}} dN = \frac{eBV\sqrt{2m^*}}{2 \cdot (2\pi\hbar)^2} \cdot \sum_{l=0}^{l_{\max}} \sqrt{\frac{1}{\varepsilon - \varepsilon_{xy}}} \cdot d\varepsilon \quad (1.23)$$

Na figura 1.5 temos a densidade de estados nos casos  $B = 0$  e  $B \neq 0$ . Nota-se que esta função apresenta singularidades para valores de  $\varepsilon$  tal que:

$$\varepsilon = \left( l + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c \quad (1.24)$$

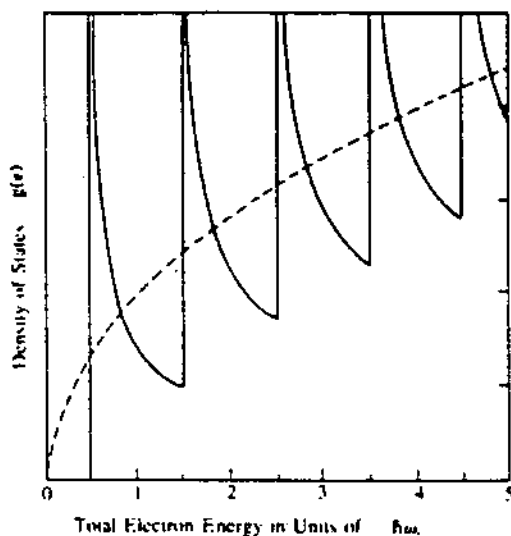


Figura 1.5 - A densidade de estados prescrita pela equação (1.23) como função da energia, na presença de forte indução magnética. Note que  $g(\varepsilon)$  é zero abaixo da energia  $\hbar\omega_c/2$ , e que há um descontínuo aumento em  $g(\varepsilon)$  neste valor de energia e em seus múltiplos subsequentes. A curva tracejada mostra a densidade de estados do gás de elétrons livres na ausência do campo magnético.

### Impurezas e defeitos da rede cristalina

Até então temos analisado a influência do potencial externo associado ao campo magnético sobre o gás de elétrons. Vamos agora considerar outro importante efeito, sempre presente em semicondutores reais que são as impurezas e defeitos na rede cristalina e analisar o seu papel nos fenômenos de magneto-transporte destes materiais. No sólido real, a interação dos elétrons com as impurezas e imperfeições da rede podem ser consideradas como colisões perfeitamente elásticas com um intervalo de tempo  $\tau$  entre uma colisão e outra. Estas colisões são responsáveis pela resistividade  $\rho$  do material que para  $B = 0$  é dada por:

$$\rho_0 = \frac{1}{\sigma_0} = \frac{m^*}{ne^2\tau} \quad (1.25)$$

Em termos de níveis de energia a ação do potencial, devido às impurezas e defeitos da rede, é contrário ao agrupamento implementado pelo campo magnético. Este potencial provoca um alargamento do nível de Landau que segundo o princípio de incerteza de Heisenberg é da ordem de  $\Gamma = \hbar/\tau$ . Assumindo  $\tau$  como sendo constante, a influência deste retardamento devido às colisões na densidade de estados pode ser calculada substituindo-se a função  $\delta(\varepsilon - \varepsilon_{l,k_z})$  na expressão (19) pela lorentziana  $D(\varepsilon - \varepsilon_{l,k_z})$  [4]:

$$D(\varepsilon - \varepsilon_{l,k_z}) = \frac{\Gamma}{2\pi} \cdot \frac{1}{(\varepsilon - \varepsilon_{l,k_z}) + \Gamma^2/4} \quad (1.26)$$

$$g(\varepsilon)d\varepsilon = \int D(\varepsilon - \varepsilon_{l,k_z}) \cdot g(\varepsilon)d\varepsilon \quad (1.27)$$

Na figura 1.6 temos  $g(\varepsilon)d\varepsilon$  para diversos valores de  $\omega_c \tau$ :

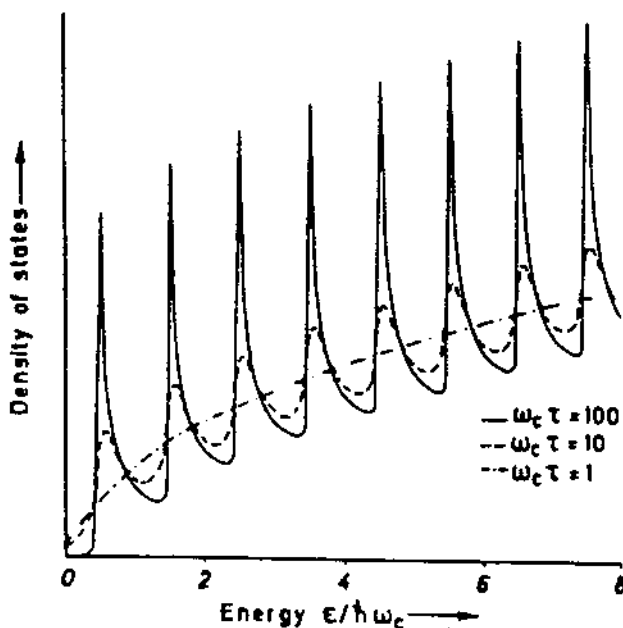


Figura 1.6 - Os pontos de singularidade da densidade de estados apresentados na figura anterior são para sólidos reais alargados devido ao espalhamento dos elétrons por impurezas e defeitos na rede cristalina [4].

Notamos então que os efeitos de quantização devido ao campo magnético são mais perceptíveis para valores de  $\omega_c$  tal que:

$$\omega_c \tau \gg 1 \quad (1.28)$$

A equação (1.28) expressa o fato de que o tempo entre uma colisão e outra é muito maior de que o tempo de revolução do elétron em sua órbita ciclotrônica, de modo que este executa órbitas fechadas. Nestas circunstâncias, o elétron sente a ação do campo magnético e apresenta espectro de energia quantizado em níveis de Landau. Como  $\omega_c = \frac{eB}{m}$  os efeitos quânticos são notáveis apenas para altos valores de campo magnético e para amostras com baixa densidade de impurezas.

### Campo magnético variável - Depopulação dos níveis de Landau

Até aqui temos visto o comportamento do elétron para um valor de campo magnético constante. Analisemos agora a situação onde o campo varia. Esta situação fornece importantes informações sobre o preenchimento das sub-bandas magnéticas. Quando o campo aumenta gradualmente, o raio dos níveis de Landau aumentam (eq. 1.13) e a altura dos cilindros da figura 1.2, delimitados pela esfera de Fermi, diminui. A total depopulação de um dado nível de energia, associado a um número quântico  $l$ , ocorre quando  $k_z = 0$ , em um campo magnético crítico dado por:

$$\varepsilon_F = \left(l + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_c^{crit.} = \left(l + \frac{1}{2}\right) \frac{\hbar e B^{crit.}}{m^*} \quad (1.29)$$

Assumindo que  $\varepsilon_F$  permanece constante quando  $B$  aumenta, o processo de depopulação é periódico em  $1/B$  com período:

$$\Delta\left(\frac{1}{B}\right) = \frac{1}{B_{l-1}} - \frac{1}{B_l} = \frac{\hbar e}{m^* \varepsilon_F} \quad (1.30)$$

Esta completa depopulação dos níveis de energia é a responsável pela oscilações da condutividade de metais e semicondutores conforme veremos detalhadamente no capítulo 2. Como a separação entre os níveis de Landau e a suas degenerescências cresce linearmente com o campo magnético, a energia de Fermi praticamente se mantém constante num processo de rampeamento do campo (na realidade sofre pequenas flutuações<sup>[4]</sup>).

## 1.3 - GÁS DE ELÉTRONS BIDIMENSIONAL

### Estruturas semicondutoras onde ocorre o 2-DEG

Trataremos agora de fenômenos de magneto transporte em estruturas semicondutoras, nas quais os elétrons de condução estão confinados a uma região planar formando o chamado gás de elétrons bidimensional - 2 DEG.

Um dos principais exemplos destas estruturas semicondutoras são as heteroestruturas de materiais dos grupos III e V da tabela periódica, particularmente GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, que serão objeto de estudo nesta dissertação. Na figura 1.7 é apresentado um esquema típico desta estrutura e da configuração de bandas associada. Os portadores são localizados na interface das duas ligas desta estrutura, devido a altos potenciais elétricos nesta superfície, cujo efeito é quantizar a energia para movimentos na direção perpendicular ao plano do 2-DEG, segundo a configuração do poço quântico, nas chamadas sub-bandas eletrônicas ( $\epsilon_j$ )<sup>[5],[6]</sup>.

Na figura 1.8 é exposto a distribuição eletrônica na interface e as sub-bandas eletrônicas de uma heteroestrutura de GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As com valores típicos calculadas por Ando<sup>[6]</sup>. Nota-se que a separação entre o primeiro e o segundo nível é da ordem de 10 meV e que o 2-DEG tem uma espessura de aproximadamente 10 nm.

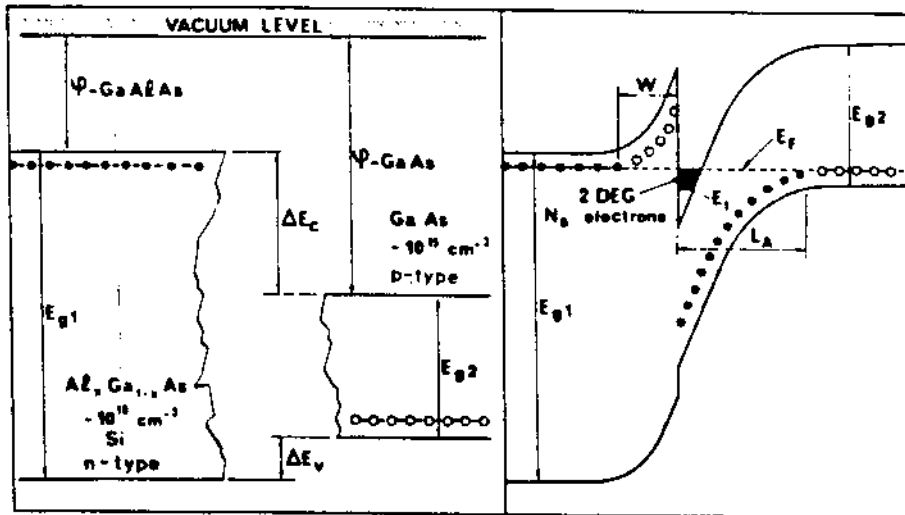


Figura 1.7 - Estrutura típica (GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As) usada para a obtenção de gás de elétrons bidimensional (2-DEG). Devido a forte campo elétrico<sup>[5]</sup> na interface das duas ligas, os elétrons ficam confinados a esta superfície, ocupando os níveis de energia do poço quântico.

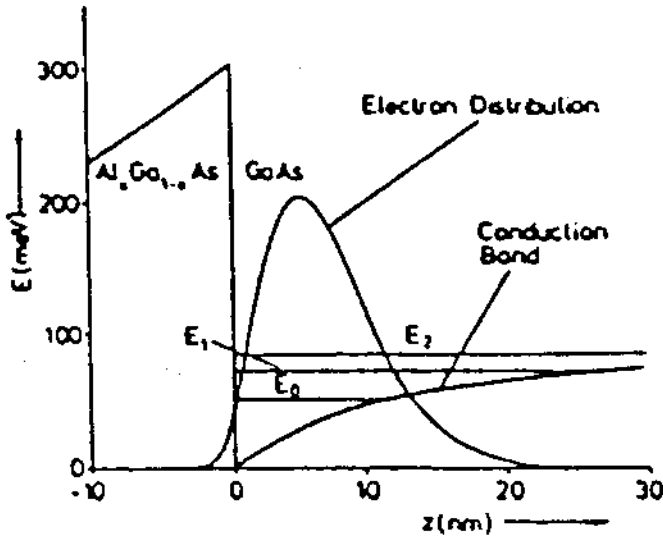


Figura 1.8 - Cálculo das sub-bandas eletrônicas e da distribuição de portadores na interface da heteroestrutura GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As<sup>[6]</sup>.

Se agora for aplicado um campo magnético perpendicular ao plano do 2-DEG, teremos a quantização total do espectro de energia e os níveis eletrônicos passam a ser descritos por:

$$\varepsilon_{l,j} = \left( l + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c + \varepsilon_j \quad (1.31)$$

onde  $\varepsilon_j$  representa os níveis permitidos do poço quântico formador do 2-DEG e  $j$  são os números quânticos associados a estes níveis.

### Densidade de estados

A densidade de estados do gás de elétrons bidimensional, na ausência de espalhamento dos elétrons no processo de condução, consiste de funções deltas, separadas por  $\hbar \omega_c$ . Nos sólidos reais, com impurezas e defeitos na rede cristalina, o espalhamento dos elétrons no processo de condução gera um alargamento de aproximadamente  $\frac{\hbar}{\tau}$ . Passaremos, então, a chamar os níveis de Landau por bandas de Landau, para destacar o processo de

espalhamento. O processo de espalhamento dos elétrons promove a distinção dos seus estados permitidos em dois tipos<sup>[7]</sup>:

1 - estados localizados, nos quais a ação do potencial espalhador é tão forte que acaba aprisionando o elétron nos arredores do potencial espalhador. Estes estados, associados à forte interação, geram grande alargamento dos níveis de Landau e situam-se nas bordas da banda de Landau.

2 - estados estendidos, que correspondem a uma interação coulombiana mais amena entre os elétrons e o centro espalhador de modo que os elétrons, ao contrário do caso anterior, podem mover-se pelo cristal promovendo o processo de condução elétrica.

Em estruturas de boa qualidade, a separação entre as bandas de Landau é maior que o alargamento devido às impurezas e a densidade de estados terá a forma apresentada na figura 1.9 abaixo:

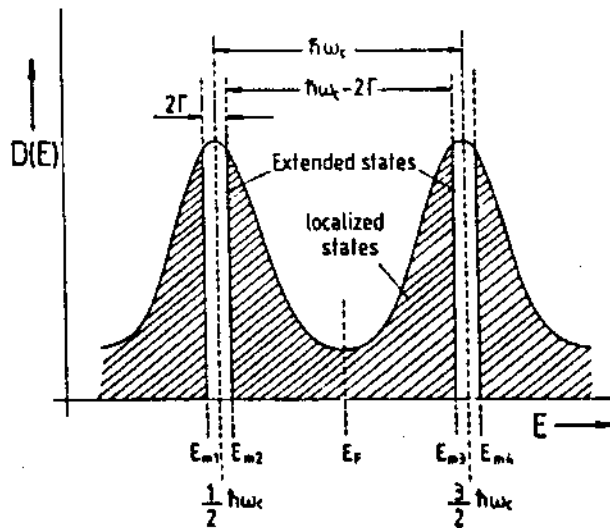


Figura 1.9 - Densidade de estados do 2-DEG levando-se em conta o processo de espalhamento dos elétrons.

A uma dada sub-banda eletrônica  $j$  corresponde um conjunto de níveis de Landau degenerados. O fator de degenerescência por unidade de área  $D_{NL}$  será dado pela equação (1.15).

$$D_{NL} = \frac{N_{NL}}{L_x L_y} = \frac{eB}{h} \quad (1.32)$$



## Consideração do spin

Levando em conta a interação do spin do elétron com o campo magnético tem-se um termo adicional na hamiltoniana do sistema, equação 1.1, que passa a ser escrita como:

$$H = \frac{1}{2m^*} \cdot (P - eA)^2 + Sg\mu_B B_0 \quad (1.33)$$

onde:

S é o operador spin do elétron

g é o fator de Lande

$\mu_B$  é o magneton de Borh

Resolvendo a equação de Schrödinger do sistema, encontra-se que os níveis de energia (eq.11) passam a ser escrito na forma:

$$\varepsilon_{l,k_z,s} = \left(l + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*} + sg\mu_B B_0 \quad (1.34)$$

onde s é o número quântico de spin + 1/2 ou - 1/2.

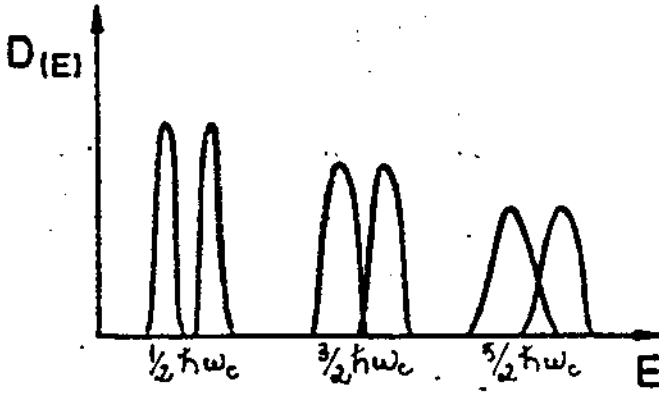
Assim cada nível de Landau será dividido em dois níveis e passará a comportar o dobro do número de elétrons que havia sido calculado sem levar em conta a interação do spin do elétron com o campo magnético (eq.1.16). A degenerescência do nível de Landau passa a ser dada por :

$$N_{NL} = 2 \cdot \frac{eB_0}{h} \quad (1.35)$$

e a densidade de estados passa a ser dada por:

$$g(\varepsilon)d\varepsilon = \sum_{l=0}^{l_{\max}} dN = \frac{eBV\sqrt{2m^*}}{(2\pi\hbar)^2} \cdot \sum_{l=0}^{l_{\max}} \sqrt{\frac{1}{\varepsilon - \varepsilon_{l,k_z,s}}} \cdot d\varepsilon \quad (1.36)$$

No caso bidimensional podemos representar a subdivisão do nível de Landau pela interação do spin do elétron com o campo magnético conforme esboçado na figura 1.10:



**Figura 1.10** - Densidade de estados do 2DEG levando-se em conta a degenerescência de spin<sup>[7]</sup>.

Em termos dos coeficientes de transporte novas oscilações e platos serão observados nas medidas SdH e QHE respectivamente e o valor da densidade de elétrons obtidas das oscilações SdH passará a ser:

$$n = \frac{2e}{h(\Delta \frac{1}{B})} \tag{1.37}$$

# CAPÍTULO 2 - EFEITO SHUBNIKOV-DE HAAS E EFEITO HALL QUÂNTICO

## 2.1 - COMENTÁRIOS PRELIMINARES

Para o estudo dos fenômenos de magneto-transporte, ou seja, de como se processa a condução elétrica na presença de campo magnético, o experimento básico consiste na aplicação de corrente elétrica de baixa intensidade ao longo do 2-DEG, que sofre a influência de um campo magnético, orientado perpendicularmente ao plano do gás. Este processo deve dar-se a baixas temperaturas para que o rearranjo dos níveis de energia do sistema em níveis de Landau seja possível. Mede-se então a voltagem longitudinal e transversal ao fluxo de corrente conforme representado na figura 2.1 que usualmente recebe o nome de barra Hall:

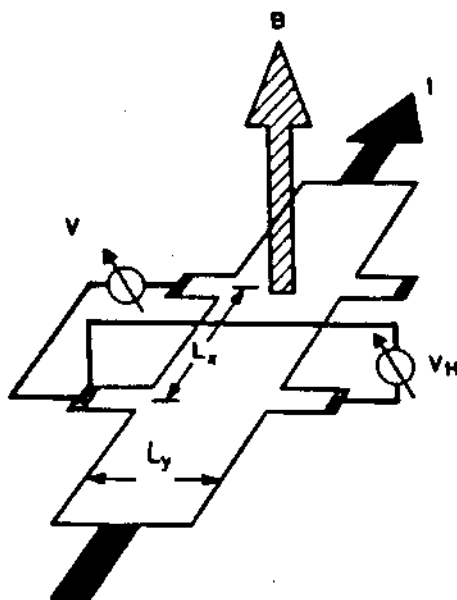


Figura 2.1 - Representação do experimento para estudo dos fenômenos de transporte em sistemas bidimensionais.

Já foi dito que os fenômenos em estudo - SdH e QHE - relacionam-se ao estudo da magneto-resistência e resistência Hall do material respectivamente. Passemos então a análise destas variáveis a partir do modelo clássico de condução no sistema bidimensional e a interpretação dos fenômenos através dos conceitos quânticos discutidos no capítulo 1.

## 2.2 - DESCRIÇÃO CLÁSSICA DOS FENÔMENOS DE TRANSPORTE EM SISTEMA BIDIMENSIONAIS

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:

$$\vec{j} = ne\vec{v} = \vec{\sigma} \cdot \vec{E}, \text{ ou} \quad \Leftrightarrow \quad \vec{\sigma} \cdot \vec{\rho} = 1 \quad (2.1)$$

$$\vec{E} = \vec{\rho} \cdot \vec{j}$$

onde  $n$  é a densidade de elétrons.

$$\text{Onde } \mu = \frac{v_d}{E} \text{ é a mobilidade do sistema.} \quad (2.2)$$

Os elementos dos tensores são relacionados por:

$$\rho_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}; \quad \rho_{xy} = \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} \quad (2.3)$$

sendo:

$$\sigma_{xy} = -\sigma_{yx}; \rho_{xy} = -\rho_{yx}; \sigma_{xx} = \sigma_{yy}; \rho_{xx} = \rho_{yy} \quad (2.4)$$

O movimento dos elétrons em campos elétrico e magnético cruzados foge um pouco à intuição. Nesta situação, o movimento dos elétrons foge um pouco a intuição. O movimento se dá segundo órbitas cicloidais na direção perpendicular aos campos e com velocidade dada por:

$$v_b = \frac{E}{B} \quad (2.5)$$

Temos, então, que ao contrário do que ocorre na ausência de espalhamento no caso sem campo magnético, os elétrons se movem com velocidade fixa e não são acelerados indefinidamente. O efeito do processo de espalhamento é então de diminuir o valor de  $V_b$ .

Passamos agora a análise da dinâmica do 2-DEG na barra Hall. Consideraremos a notação da figura 2.1. Na fase transiente, ao iniciar-se a passagem de corrente pela barra devido a ação do campo  $E_x$ , os elétrons se deslocam para a lateral da barra dando origem ao potencial Hall,  $V_y$ . Para campos magnéticos intensos e baixos valores de corrente, o valor do campo Hall  $E_y$  é muito mais intenso que  $E_x$  e na situação de equilíbrio, a direção da velocidade de deslocamento  $V_b$  será ao longo da barra, na direção  $x$ . A aplicação da equação de Newton ao problema resulta em:

$$\frac{d(m^* \cdot \bar{v})}{dt} = \frac{-m^* \cdot \bar{v}}{\tau} - e \cdot \bar{E} - e \cdot \bar{v}_b \times \bar{B} \quad (2.6)$$

Sendo que  $-\frac{m^* \cdot \bar{v}}{\tau}$  expressa o processo de espalhamento

No regime estacionário, o primeiro termo de (2.6) anula-se, então:

$$\begin{cases} E_x = \frac{m^* \cdot v_x}{-e\tau} - v_y B \\ E_y = \frac{m^* \cdot v_y}{-e\tau} - v_x B \end{cases} \quad (2.7)$$

Na condição de equilíbrio onde  $v_y = 0$ :

$$v_x = \frac{-E_x e \tau}{m^*} \quad (2.9)$$

$$E_y = \frac{e \tau B}{m^*} E_x \quad (2.10)$$

Portanto a resistência longitudinal (  $R$  ), também chamada magneto-resistência e a resistência Hall (  $R_{II}$  ) serão dados respectivamente por:

$$R = \frac{V_x}{I} = \frac{E_x L_x}{j_x L_y} = \rho_{xx} \frac{L_x}{L_y} = \rho_0 \frac{L_x}{L_y} \quad (2.11)$$

$$\text{Sendo } \rho_0 = \frac{1}{\sigma_0} = \frac{m^*}{ne^2 \tau} \quad (2.12)$$

$$R_{II} = \frac{V_y}{I} = \frac{E_y L_y}{j_x L_y} = \rho_{xy} = -\frac{e\tau B E_x}{m^*} \cdot \frac{m^*}{ne \cdot e\tau E_x} = -\frac{B}{ne} \quad (2.13)$$

Assim, classicamente, os tensores resistividade e condutividade são escritos da seguinte forma:

$$\vec{\rho} = \begin{pmatrix} \rho_0 & -B/ne \\ B/ne & \rho_0 \end{pmatrix}; \quad \vec{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_0 & ne/B \\ -ne/B & \sigma_0 \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

Do ponto de vista clássico,  $n$  e  $\tau$  são constantes, de modo que a resistência longitudinal permanece constante e a resistência Hall cresce linearmente em função do campo magnético.

Dentro da abordagem clássica, que apresenta um espectro de energia contínuo, não há explicação para a resistividade ser nula em intervalos de campo magnético, como é observado experimentalmente (Efeito Shubnikov-de Haas). Isto implica na ausência do processo de espalhamento nestes valores de  $B$  ( $\tau \rightarrow \infty \Rightarrow \rho \rightarrow 0$  na equação 2.12); o modelo clássico também não explica o aparecimento de platôs na medida da resistência Hall. Para um entendimento adequado destes efeitos deve-se recorrer a um tratamento quântico, conforme veremos a seguir.

## 2.3 - O EFEITO SHUBNIKOV-DE HAAS

A explicação do comportamento oscilatório da resistência em função do campo magnético, observado experimentalmente, é evidência do caráter quântico que o sistema apresenta na presença do campo externo. O aparecimento dos máximos e mínimos está relacionado à formação das bandas de Landau, que produz a densidade de estados apresentada na figura 1.9 e a posição da energia de Fermi.

Conforme foi visto no capítulo 1, à medida que o campo é aumentado, aumenta-se o número de elétrons que cada banda de Landau pode comportar (a degenerescência). Em contra partida, a separação entre uma banda de Landau e outra consecutiva também aumenta de forma linear.

Neste processo, embora o nível de Fermi praticamente não varie com o campo magnético no diagrama  $g(\varepsilon) \times \varepsilon$  a energia de Fermi passa diversas situações: ora encontra-se na posição central da banda de Landau, ora encontra-se entre duas bandas de Landau consecutivas, passando obviamente pelas posições intermediárias.

Analisemos, a partir do Princípio de Exclusão de Pauli, as duas situações extremas apresentadas acima, considerando as premissas de que o sistema está à baixa temperatura de modo que a energia térmica dos elétrons é muito menor que a separação entre as bandas de Landau ( $\hbar\omega \gg k_B T$ ) e que o campo magnético é suficientemente forte para que se verifique a quantização dos níveis de energia ( $\omega_c \tau \gg 1$ ) de modo que todo o processo de espalhamento ocorre nos arredores da energia de Fermi.

i) Quando a energia de Fermi encontra-se no topo da banda de Landau os elétrons ao redor de  $\varepsilon_F$  dispõem de muitos estados de modo que o processo de espalhamento, há um tempo médio  $\tau$ , com possível ganho, perda ou inalteração de energia, é possível aos elétrons. Nestas circunstâncias, o sistema apresenta uma resistividade dada por:

$$\rho_0 = \frac{m^*}{e^2 n \tau} \quad (2.15)$$

ii) Quando a Energia de Fermi encontra-se entre duas bandas de Landau consecutivas, os elétrons em torno de  $\varepsilon_F$  não dispõe de estados para que se processe o espalhamento ( $\tau \rightarrow \infty$ ). A resistência neste caso é nula. Da equação 2.12 temos que:

$$\bar{\rho} = \begin{pmatrix} 0 & -B/ne \\ B/ne & 0 \end{pmatrix} \quad \bar{\sigma} = \begin{pmatrix} 0 & ne/B \\ -ne/B & 0 \end{pmatrix} \quad (2.16)$$

É interessante destacar que o efeito SdH não implica na ausência dos centros espalhadores, mas sim na impossibilidade do processo de espalhamento ocorrer, pela ausência de estados disponíveis em certos intervalos de B.

O interesse fundamental da medida Shubnikov-de Haas é determinar a concentração dos portadores nas diversas sub-bandas do sistema bidimensional. Vejamos por que: vamos considerar agora o caso onde tenhamos apenas uma sub-banda eletrônica ocupada. Quando a última banda de Landau preenchida com índice  $l$  estiver totalmente ocupada, então, a densidade eletrônica será dada por:

$$n = l^{ult.} \cdot D_{NL} \quad (2.17)$$

Supondo  $n$  como sendo constante e considerando o preenchimento de duas bandas de Landau consecutivas, temos:

$$l_{i+1}^{ult.} - l_i^{ult.} = \frac{nh}{e} \cdot \left( \frac{1}{B_{i+1}} - \frac{1}{B_i} \right) = 1 \quad (2.18)$$

então:

$$n = \frac{e}{h \cdot \Delta\left(\frac{1}{B}\right)} = \frac{ef}{h} \quad (2.19)$$

onde  $f$  é a frequência característica das oscilações Shubnikov-de Haas em  $\frac{1}{B}$  extraída da medida de  $\rho_{xx} \times B$ .



Comparando com a equação (1.30), que obviamente é válida para o caso bidimensional, temos:

$$\Delta\left(\frac{1}{B}\right) = \frac{eh}{m^* \varepsilon_F} = \frac{e}{nh} \quad (2.20)$$

$$\varepsilon_F = \frac{2\pi\hbar^2 n}{m^*} \quad (2.21)$$

Se tivermos duas ou mais sub-bandas eletrônicas ocupadas, teremos idêntico número de frequências características nas oscilações SdH e poderemos determinar a concentração de cada sub-banda pela equação (2.19).

## 2.4 - EFEITO HALL QUÂNTICO

Recorrendo à Lei de Ohm aplicada ao sistema bidimensional, através da equação 2.13, constatamos que a medida da resistência Hall consiste em uma medida indireta da densidade de elétrons que participam efetivamente do processo de condução. Novamente temos que buscar argumentação na descrição quântica do sistema para entender a ocorrência dos platôs em  $R_H$  uma vez que, do ponto de vista clássico prevê-se um crescimento linear de  $R_H$  em função do campo.

A explicação do QHE se deve ao fenômeno de localização dos estados situados nas bordas das bandas de Landau. Quando o campo magnético é aumentado gradativamente, à baixas temperaturas, a energia de Fermi do sistema bidimensional permanece praticamente constante, passando por diversas situações: quando a  $\varepsilon_F$  varre uma região de estados estendidos, a porcentagem dos estados que participam efetivamente do processo de condução diminui, correspondendo a um aumento de  $R_H$ . Porém, quando a  $\varepsilon_F$  varre uma região de estados localizados (entre duas bandas de Landau), a porcentagem de estados estendidos não varia e  $R_H$  permanece constante neste intervalo de  $B$ . O valor de  $R_H$  nestes intervalos será dado por:

$$R_H = \rho_{xy} = -\frac{B}{ne} = \frac{B}{iD_{NL}e} = \frac{h}{ie^2} \quad (2.22)$$

sendo  $i$  um número inteiro correspondendo ao número de bandas de Landau ocupadas (fator de preenchimento)

Temos, então, uma contradição entre considerarmos a densidade de elétrons que promovem a condução de carga como sendo  $iD_{NL} = i eB/h$  e o fato de levarmos em conta o processo de formação de estados localizados que retiram parte dos elétrons do processo de condução. Com o efeito de localização, o número de elétrons que efetivamente transportam carga desvia consideravelmente de  $eB/h$  e o valor de  $R_H$  nos platos não seria dado por  $R_H = \rho_{xy} / ie^2$ .

O QHE é um fenômeno que apresenta aspectos básicos ainda não totalmente desvendados. A idéia mais aceita para explicar esta contradição é que os elétrons associados a estados estendidos compensam o aprisionamento de elétrons em estados localizados aumentando a sua velocidade de modo a que a corrente permanece constante<sup>[12]</sup>.

O interesse fundamental em se medir o QHE é que este efeito associado ao fenômeno de localização dos níveis de energia, é exclusivo de sistemas bidimensionais, onde ocorre a quantização total do espectro de energia. O QHE é, assim, uma medida do caráter bidimensional apresentado pelo gás de elétrons.

# **CAPÍTULO 3 - O CRIOSTATO COM MAGNETO SUPERCONDUTOR:**

## **3.1 - COMENTÁRIOS PRELIMINARES:**

Para a implantação do projeto de montagem do laboratório para a caracterização magneto-óptica de estruturas semicondutoras com gás de elétrons bidimensional, o Grupo de Propriedades Ópticas (GPO) dispunha de um criostato de fabricação da Janis Research Company, Inc. modelo RD dotado de magneto supercondutor fabricação da Internacional General Corporation, modelo 140NS-385, construído com fitas de  $Nb_3Sn$ , crescida por Deposição Química de Vapores.

O magneto atinge um campo magnético vertical de 14.3 T com uma homogeneidade de 0,13% na região central do magneto. Os magnetos de pequeno porte modernos são capazes de atingir campos da ordem de 20 Tesla. Um esquema do criostato é mostrado na figura 3.1. Este criostato estava inoperante desde 1973 e nunca havia sido utilizado de modo contínuo, pois sabia-se que o mesmo apresentava problemas de vazamento interno na região de vácuo. Nosso primeiro trabalho consistiu na recuperação do criostato e colocando-o em operação. A seguir faremos uma breve descrição dos serviços executados e do procedimento para operação do equipamento.

## **3.2 - DESCRIÇÃO DO CRIOSTATO E SERVIÇO DE RECUPERAÇÃO EXECUTADO**

O criostato possui dois compartimentos para hélio Líquido (LHe). O externo que serve como reservatório com capacidade para 40 litros (nº- 8 fig. 3.1) onde está imerso o magneto e o interno (nº- 11 fig. 3.1), abastecido pelo reservatório externo por capilar via válvula de abastecimento VA (nº- 15 fig. 3.1). Este último compartimento, onde é colocada a amostra em estudo (recipiente de medida), tem capacidade para 0,7 litros e na admissão de LHe o mesmo passa por uma resistência (nº- 12 fig. 3.1) que permite a obtenção de temperaturas superiores a 4,2K. Entre o reservatório de LHe e a “camisa” externa do criostato há uma câmara a ser preenchida com nitrogênio líquido

(LN<sub>2</sub>) (nº- 7 fig. 3.1) que serve como blindagem para a radiação térmica externa e que, assim, melhora a eficiência no armazenamento do LHe. O criostato possui, ainda, quatro janelas óticas, perpendiculares entre si, posicionadas no centro do magneto (nº- 10 fig. 3.1).

Para a recuperação do gás hélio foi montado um sistema com tubos de cobre cujo esquema da montagem é mostrado na figura 3.2. Acoplado ao sistema de recuperação de gás hélio há uma bomba de vácuo, que permite a redução da temperatura no recipiente de medida pela diminuição da pressão de vapor neste compartimento (nº- 13 fig. 3.1). Esta bomba também é usada para descontaminação do sistema antes de se proceder a transferência de hélio Líquido evitando um possível entupimento do capilar abastecedor do recipiente de medida.

A fonte de corrente do magneto, fornecida pela própria IGC, é do modelo 180-M e fornece até 180 A, possuindo um controle manual da taxa de variação para o rampeamento do campo magnético.

Outros acessórios que fazem parte do equipamento são: um medidor de nível de LHe, um medidor da corrente aplicada e uma sonda para medida do campo no centro do magneto, consistindo esta de uma bobina de fio de cobre muito fino com cerca de 5.000 espiras em torno do magneto com eixo paralelo ao do campo, na qual se aplica uma corrente de 25 mA. A variação da magneto-resistência da bobina possibilita a determinação do campo através de curva de calibração fornecida pelo fabricante. Esta sonda possibilita ainda a determinação da temperatura no magneto.

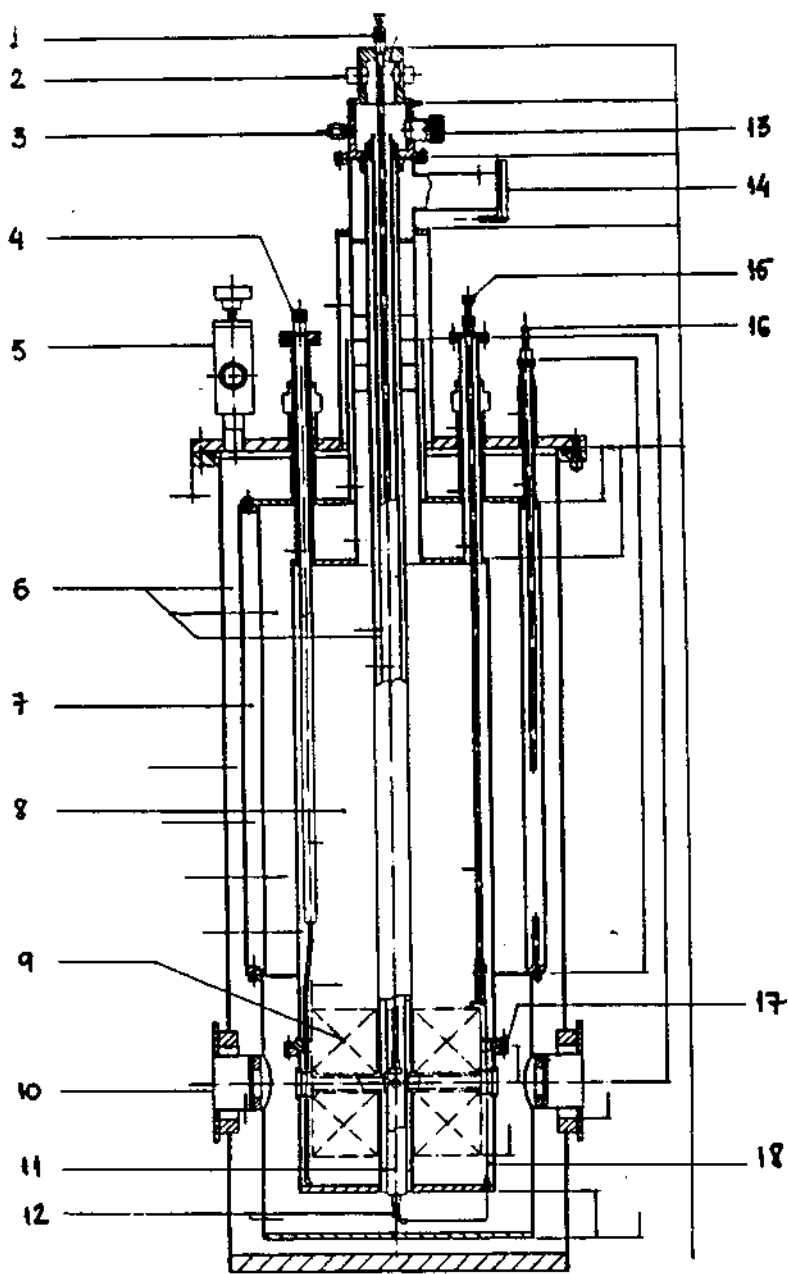
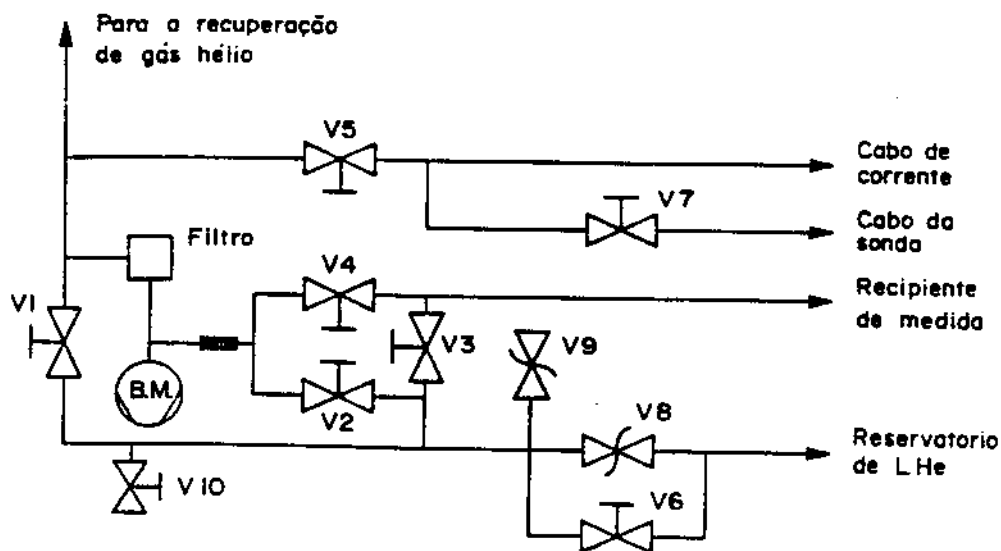


Figura 3.1 - Esquema do criostato

Legenda da Figura 3.1

- |                                     |   |
|-------------------------------------|---|
| 1 - Suporte de Medida               | 10 - Janela Óptica (safira)             |
| 2 - Conexões Elétricas para Medidas | 11 - Recipiente de Medida               |
| 3 - Válvula de Segurança            | 12 - Resistência                        |
| 4 - Linha de Transferência          | 13 - Evaporação do Recipiente de Medida |
| 5 - Válvula de Vácuo                | 14 - Evaporação do Reservatório de LHe  |
| 6 - Câmara de Vácuo                 | 15 - Válvula de abastecimento           |
| 7 - Câmara de Nitrogênio Líquido    | 16 - Cabo de Corrente do Magneto        |
| 8 - Reservatório de Hélio Líquido   | 17 - Anel de Índio                      |
| 9 - Magneto Supercondutor           | 18 - Capilar                            |



**Figura 3.2 - Esquema das linhas de recuperação de gás hélio**

A primeira etapa do trabalho foi a identificação do ponto de vazamento do criostato. Utilizando um “leak detector” constatamos que o vazamento era na janela óptica do recipiente de medida. Este vazamento só era perceptível na temperatura do nitrogênio líquido. O criostato foi desmontado e a recolagem, com cola epoxi especial para baixa temperatura, foi processada. Este procedimento possibilitou trabalhar-se por três meses, quando o problema se repetiu, porém, desta vez, o vazamento só foi perceptível a temperatura do hélio líquido.

Como o objetivo desta primeira fase foi estudar fenômenos de transporte apenas, ficando experimentos com magneto-óptica para uma segunda etapa, preferiu-se substituir o tubo interno do criostato por um tubo sem janelas. A dificuldade em se conseguir tubos de aço de parede fina no mercado nacional, obrigou-nos a providenciar a usinagem de um tubo com parede de 1.0 mm até a espessura final de 0.5 mm. A extensão deste tubo é de 1510 mm e o diâmetro interno é de 24.5 mm. Tomamos o cuidado de utilizarmos aço inoxidável 316 que não é ferromagnético. Retiramos também a resistência de aquecimento do líquido abastecedor do compartimento de medida, uma vez que só nos interessava medidas a temperaturas inferiores a 4.2K. O criostato foi montado e não apresentou mais problemas de vazamento. Para experimentos de Magneto-Óptica (não enfocados no presente trabalho) não foram necessárias novas alterações no criostato uma vez que podemos contar com recursos da fibra óptica, hoje disponíveis comercialmente.

### 3.3 - OPERAÇÃO DO SISTEMA:

#### Vácuo e resfriamento

1-) A primeira operação a ser executada é fazer vácuo no cristato pela válvula de vácuo VVC (nº-5 fig. 3.1) através de um sistema de alto vácuo conforme o esquematizado na figura 3.3:

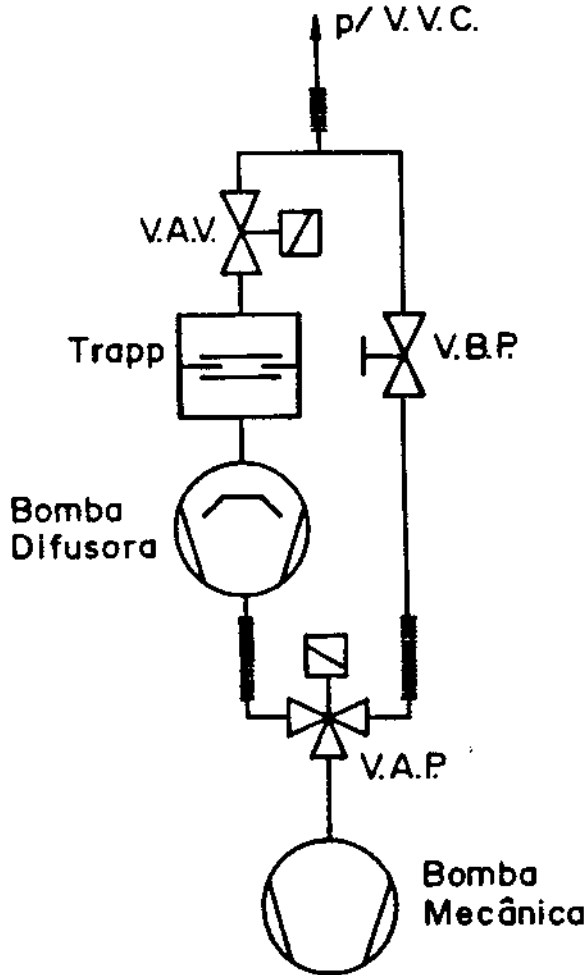


Figura 3.3 - Sistema de alto vácuo

Para melhor monitoração do vácuo no criostato, instalamos uma cabeça de vácuo Penning 505 Edwards diretamente no criostato, via válvula de vácuo. A seqüência de passos para fazer vácuo no sistema é o seguinte:

<b>Finalidade</b>	<b>BM</b>	<b>BD</b>	<b>VBP</b>	<b>VAP</b>	<b>VAV</b>	<b>Tempo (min.)</b>
Vácuo de Limpeza ( $10^{-2}$ torr) no criostato	Lig.	Deslig.	A	F	F	30
Vácuo na Bomba difusora e "trapp"	Lig.	Deslig.	A	A	F	15
Aquecimento da bomba difusora (abrir água gelada)	Lig.	Lig.	A	A	F	30
Atingir vácuo final medido no criostato (colocar LN <sub>2</sub> no trapp)	Lig.	Lig.	"F"	A	A	120

**notação:**

BM → Bomba mecânica  
 BV → Bomba difusora  
 VBP → válvula "by-pass"  
 VAP → válvula de apoio  
 VAV → válvula alto vácuo  
 Lig. → ligada  
 Deslig. → desligada  
 A → aberta  
 F → fechada

Deve-se observar que os tempos da tabela acima se referem à condição onde o criostato não foi aberto a atmosfera. No caso do equipamento ter sido aberto a atmosfera para algum tipo de manutenção, é necessário maior tempo de bombeamento devido a degaseificação, principalmente de vapor de água.

2-) O próximo passo é colocar LN<sub>2</sub> na câmara do criostato, ainda fazendo vácuo pelo sistema de alto vácuo. Tomamos o cuidado de nos primeiros segundos da transferência do líquido criogênico, fechamos a VVC, pois observamos uma forte queda no vácuo nos primeiros segundos da transferência, procurando evitar, assim, um possível contra fluxo de óleo da



bomba difusora. O vácuo medido no criostato cai então para aproximadamente  $10^{-5}$  Torr. A seguir, tornamos a abrir a válvula do criostato VVC, até iniciarmos a transferência de LHe, tomando sempre o cuidado de não deixar faltar  $LN_2$  no “trapp” da bomba difusora.

3-) A última etapa - a transferência de LHe - pode ser feita por dois processos:

a) - Com o pré-resfriamento do reservatório de LHe com  $LN_2$  que é feito via conexão da linha de transferência (n- 4 fig. 3.1). Este processo visa diminuir a carga térmica a ser resfriada com LHe. Para a transferência de LHe, o  $LN_2$  deve ser totalmente removido primeiramente pela linha de transferência (n- 4 fig. 3.1) com a pressurização do criostato com  $GN_2$  (gás nitrogênio) via válvula V10 fig.3.2, localizada na tubulação de recuperação de gás hélio (V6 aberta e V1 fechada, fig 3.2) e posteriormente com a evacuação do reservatório de LHe através da bomba mecânica, acoplada à tubulação de recuperação. Devemos quebrar o vácuo algumas vezes com gás hélio (GHe) e fazemos um contra fluxo de GHe pelo capilar de transferência de LHe do reservatório para o recipiente de medida.

b) - O segundo processo é pela transferência direta de LHe, que se por um lado é mais dispendioso em termos de LHe, por outro lado é mais seguro pois minimiza o risco de um possível entupimento, principalmente no capilar abastecedor.

Algumas observações são importantes:

i) - O processo de resfriamento deve ser feito com a válvula de abastecimento (nº-15 fig.3.1) aberta, pois caso contrário, esta se travará devido às contrações dos materiais.

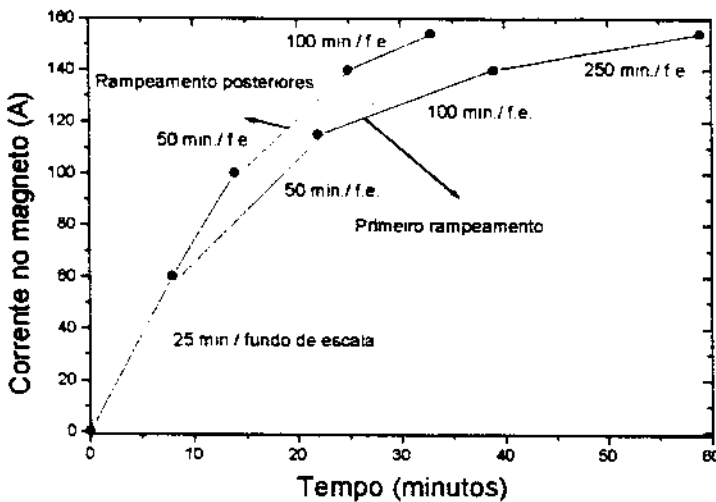
ii) - É interessante já deixar posicionada a primeira amostra a ser medida antes de se encher o criostato com LHe evitando-se assim riscos de contaminação e perdas do líquido .

iii) - Caso deseja-se fazer medidas a temperaturas inferiores a 4.2K, deve-se proceder o bombeamento do compartimento de medida. Para isto, fecha-se as válvulas V2 e V3 fig.3.2 e abre-se a válvula V4 fig.3.2 e liga-se a bomba de vácuo.

iv) - Após o enchimento com LHe, o vácuo no criostato mantém-se menor que  $10^{-6}$  torr.

## Rampeamento e medida do campo magnético

As medidas experimentais podem ser executadas tanto com o campo magnético aumentando quanto diminuindo, com orientação espacial vertical tanto no sentido para cima quanto no sentido para baixo, conforme a instalação dos cabos de corrente. O controle de subida, descida ou espera no rampeamento do campo é controlada no painel da fonte de corrente. Na subida ou na descida, a taxa de variação da corrente (do campo) é alterada manualmente, conforme as recomendações do fabricante especificadas na figura 3.4. Este controle é feito manualmente, também no painel da fonte de corrente. É importante observar que durante o processo de rampeamento do campo, a válvula principal de evaporação V6 fig.3.2 deve ser fechada de modo que toda evaporação seja escoada pelos dutos que circundam os cabos alimentadores de corrente do magneto, evitando-se assim seu aquecimento excessivo, e pelo duto que circunda o cabo de monitoração (cabo da sonda).



Escala (minutos para atingir o fundo de escala)	Taxa de crescimento (Amperes por minuto)
1	180,0
2,5	72,0
5	36,0
10	18,0
25	7,20
50	3,60
100	1,80
250	0,72
500	0,36
1000	0,18
5000	0,03

Figura 3.4 - Taxa de rampeamento do campo.

Nas primeiras medidas deste trabalho foi utilizado, para a monitoração do campo magnético, a própria sonda, tipo bobina, fornecida pelo fabricante do magneto. As medidas efetuadas com esta sonda não apresentavam repetitividade, o que supomos ser pelo fato de que a bobina lê uma média do campo gerado pelo magneto e não o valor local onde se encontra a amostra, sendo que os magnetos antigos não apresentavam homogeneidade e constância nas linhas de campo em cada subida e descida.

A solução encontrada para corrigir este problema foi utilizar uma sonda da Lake Shore Cryotronics modelo LHGA-321 baseada no Efeito Hall. Esta sonda possibilita a medição do campo na faixa de -15 a 15 T com uma linearidade de 2%. A vantagem desta sonda é que esta, com o seu diminuto tamanho - um cilindro de cerca de 4 mm de diâmetro por 4 mm de altura - posicionada bem próxima a amostra, determina com razoável precisão o valor local do campo na região onde se encontra a amostra. Para isto, foi confeccionado um suporte para as amostras, onde se alojam a sonda Hall e a amostra a ser medida. Neste dispositivo é possível medir apenas uma amostra de cada vez.

# CAPÍTULO 4 - MEDIDAS E RESULTADOS EXPERIMENTAIS

## 4.1 - DESCRIÇÃO E PREPARAÇÃO DAS AMOSTRAS

Na figura 4.1 apresentamos um esboço da estrutura física das três amostras utilizadas neste trabalho para o estudo de fenômenos de transporte em semicondutores com gás de elétrons bidimensional. Foram três as amostras estudadas: As amostras 009 e 044 são heterojunções simples de GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As$  e a amostra 6621 é uma heteroestrutura de GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As/In_yGa_{1-y}As$ . Alguns dados destas amostras são apresentados abaixo:

Amostra	009	044	6621
Local de crescimento	Japão	Japão	Telebras/Brasil
Resp. pelo crescimento	M. Saito <sup>(1)</sup>	M. Saito	M. A. Sacilotti <sup>(2)</sup>
Tipo de contato	Au-Ge	Au-Ge	In
Técnica de crescimento	MBE	MBE	MOCVD

(1) LME - POLI - USP

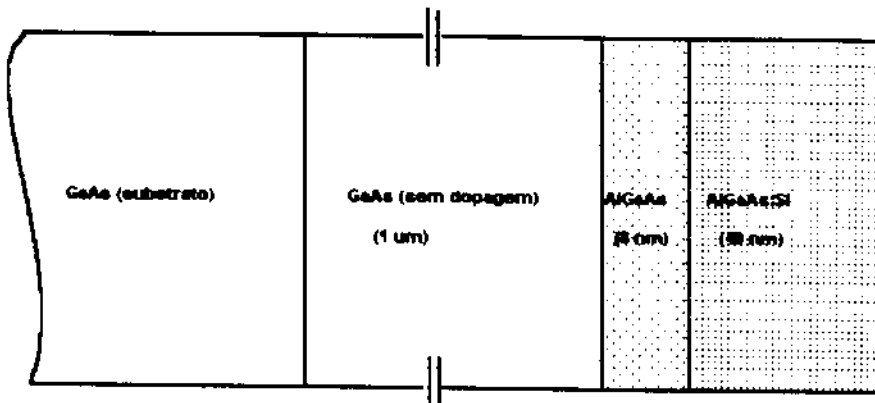
(2) CPQD - TELEBRAS

As amostras estudadas possuem um formato de lâminas quadradas com cerca de 0.5 mm de espessura (dimensão z que é a direção de crescimento do cristal) e cerca de 4 ou 5 mm nas laterais (dimensões x e y que determinam o plano do 2-DEG).

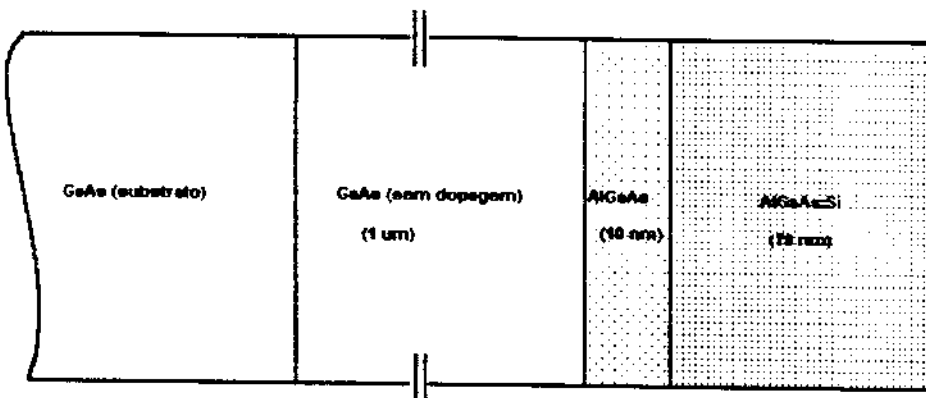
Em nosso estudo utilizamos para a obtenção de medidas das oscilações de Shubnikov-de Haas e do Efeito Hall Quântico a configuração mais simples possível, onde os contatos para aplicação de corrente e medidas de voltagem estão localizados nos vértices da amostra. Esta é a chamada configuração Van der Paw cujo esquema é apresentado na figura 4.2. Para se medir SdH, passamos corrente nos contatos AB e medimos a tensão nos contatos CD e para medirmos o QHE, passamos corrente nos contatos BD e medimos a tensão Hall nos contatos AC.

Figura 4.1 - Esquema da estrutura física das amostras

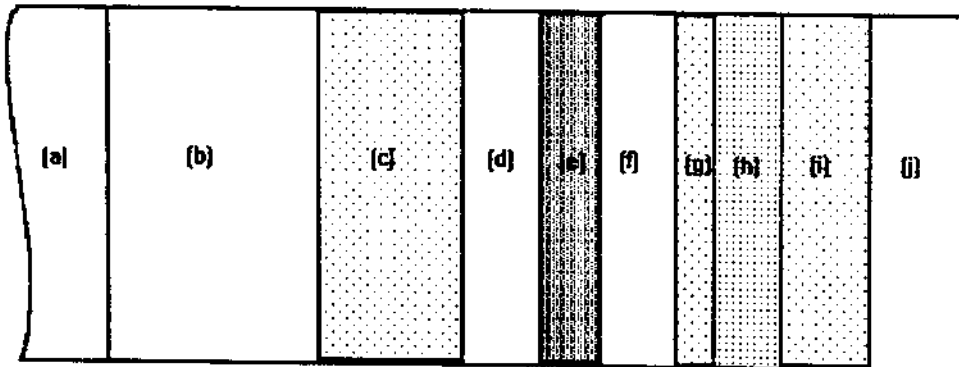
**Amostra 044**



**Amostra 009**



**Amostra 8621**



- (a) GaAs (substrato)
- (b) GaAs (54 nm)
- (c) AlGaAs (32 nm)
- (d) GaAs (15 nm)
- (e) InGaAs (12 nm)

- (f) GaAs (15 nm)
- (g) AlGaAs (4 nm)
- (h) AlGaAs:Si (10 nm)
- (i) AlGaAs (20 nm)
- (j) GaAs (25 nm)

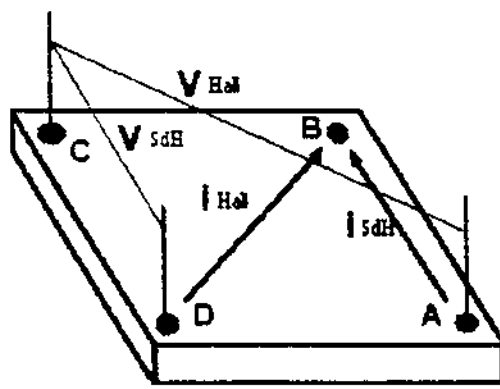
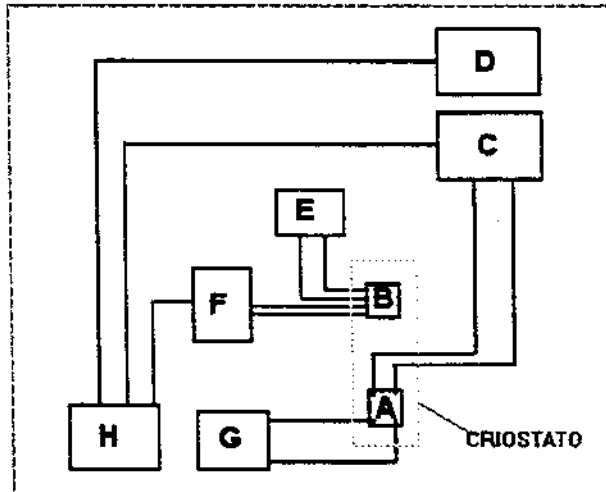


Figura 4.2 - Esquema Van de Paw para medidas SdH e QHE

## 4.2 - O PROCESSO DE MEDIDA DOS FENÔMENOS DE TRANSPORTE

O esquema da experimental utilizado para a execução das medidas SdH e QHE é mostrado na figura 4.3 (No caso, para medida SdH).



- A - Amostra
- B - Sonda para leitura do Campo Magnético (Lake Shore LHGA-321)
- C - Voltímetro para medida Shubnikov-de Haas (Keithley 175A)
- D - Voltímetro para medida Hall (Keithley 175A)
- E - Fonte de corrente da sonda de campo (Keithley 225)
- F - Plotter para leitura do campo (HP 7090)
- G - Fonte de corrente programável (Keithley 220)
- H - Microcomputador PC XT

Figura 4.3 - Esquema para medidas SdH e QHE

Uma fonte programável Keithley modelo 220 é utilizada para aplicar uma pequena corrente elétrica na amostra (cerca de 10  $\mu$ A). Dois voltímetros Keithley modelo 175A são utilizados para medidas das voltagens longitudinal e transversal ao fluxo de corrente. Estes aparelhos dispõem de saída GPIB que possibilita a aquisição de dados via um microcomputador PC. Para este fim, um programa de aquisição de dados foi desenvolvido<sup>[10]</sup>.

Através da fonte Keithley 225, aplica-se uma corrente de 100 mA na sonda de leitura de campo Lake Shore LHGA-321 cujo sinal é lido num plotter HP 7090 que também com saída GPIB e está interligado ao microcomputador.

O programa de aquisição de dados já tem embutido a curva de calibração fornecida pelo fabricante da sonda de leitura de campo e fornece diretamente um espectro  $V_{SdH} \times B$  ou  $V_{QHE} \times B$ .

### 4.3 - RESULTADOS DAS MEDIDAS SdH

Nas figuras 4.4, 4.5 e 4.6 estão expostos os espectros de medidas Shubnikov - de Haas das amostras 044 e 009 onde são comparados os efeitos de alguns parâmetros neste tipo de medida. Os parâmetros analisados são:

Efeito de Temperatura: Figura 4.4.

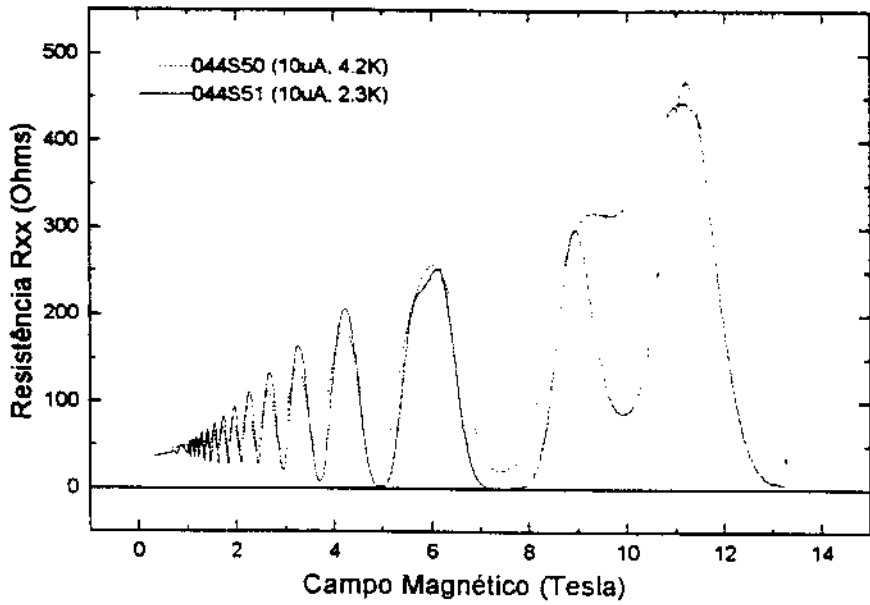
Efeito de Corrente: Figura 4.5.

Simetria em relação às direções x e y: Figura 4.6.

Na figura 4.7 é exposta uma medida SdH para a amostra 6621. Todos os espectros SdH acima citados dão diretamente a resistência longitudinal em função do campo magnético, fazendo-se a divisão da voltagem SdH medida experimentalmente, pelo valor da corrente aplicada à amostra. Na figura 4.8 expomos os espectros SdH 044S51, 009S51 e 6621S06, porém, mostrando  $R_{xx} \times 1/B$ .

### SHUBNIKOV-DE HAAS

#### Efeito da temperatura



### SHUBNIKOV-DE HAAS

#### Efeito da temperatura

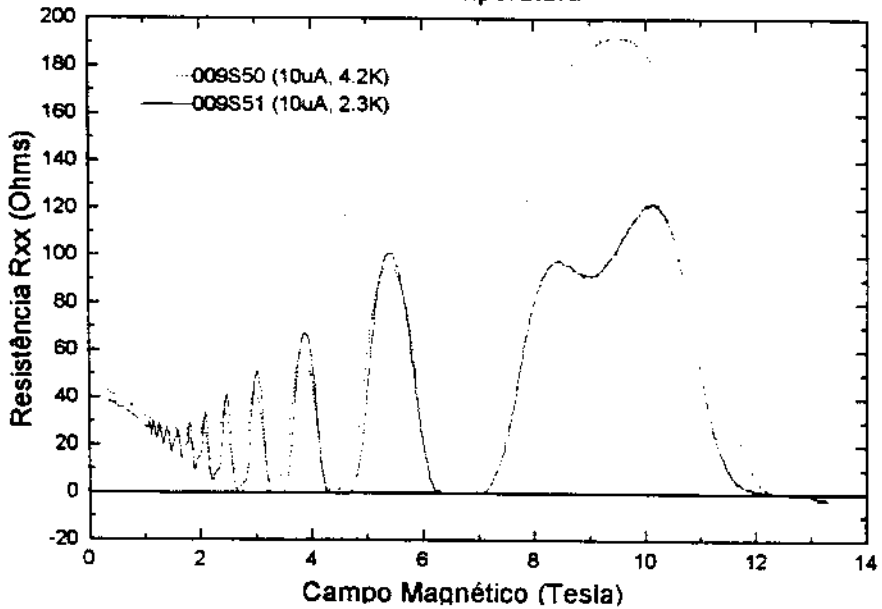


Figura 4.4 - Medida ShH das amostras 044 (em cima) e 009 variando a temperatura.



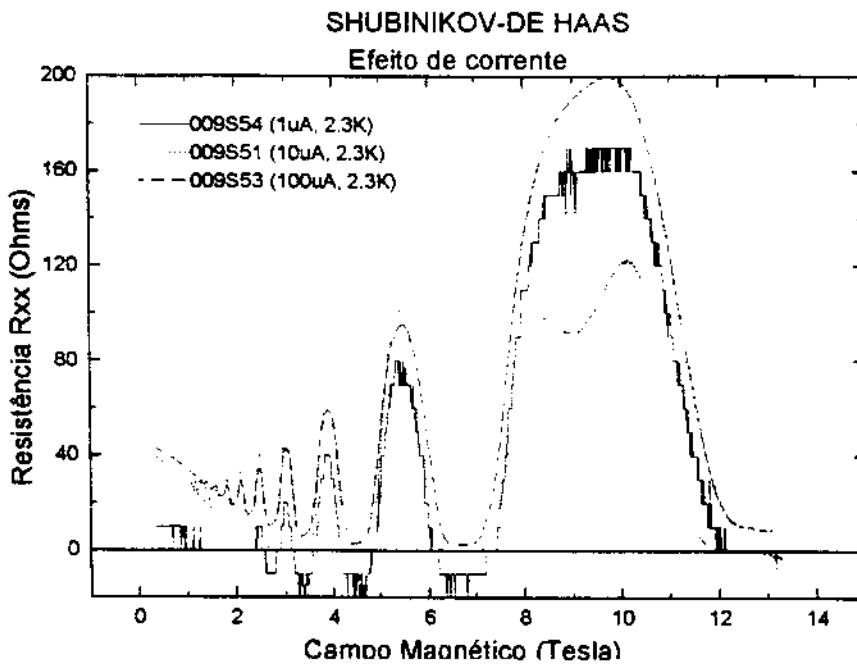
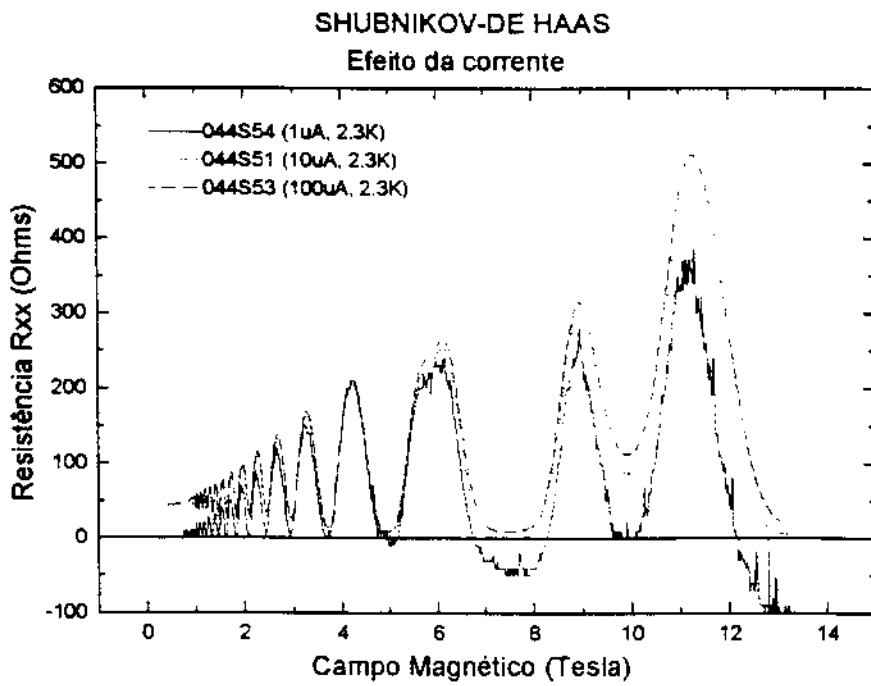
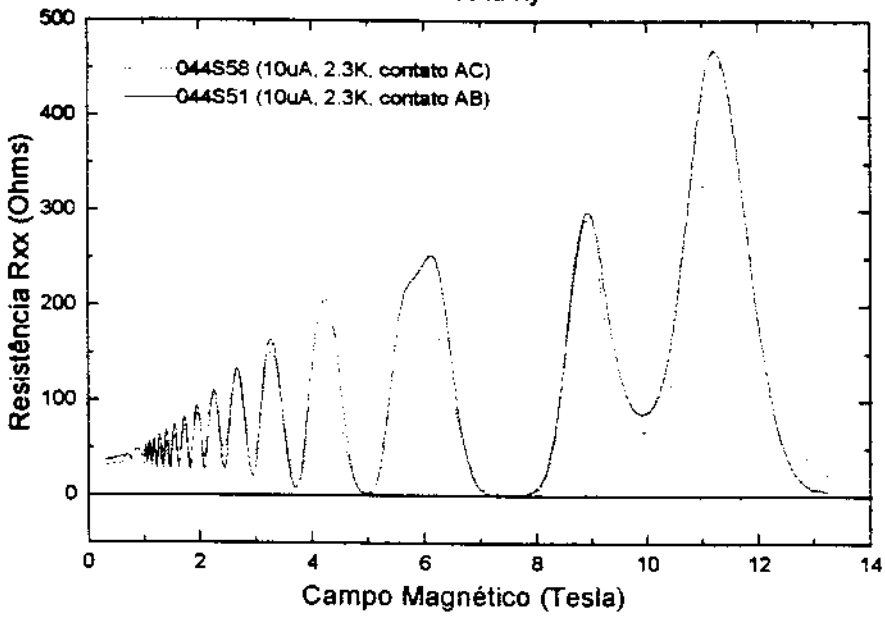


Figura 4.5 - Medidas SdH das amostras 044(em cima) e 009 variando a corrente aplicada.

### SHUBNIKOV-DE HAAS

Simetria xy



### SHUBNIKOV-DE HAAS

Simetria xy

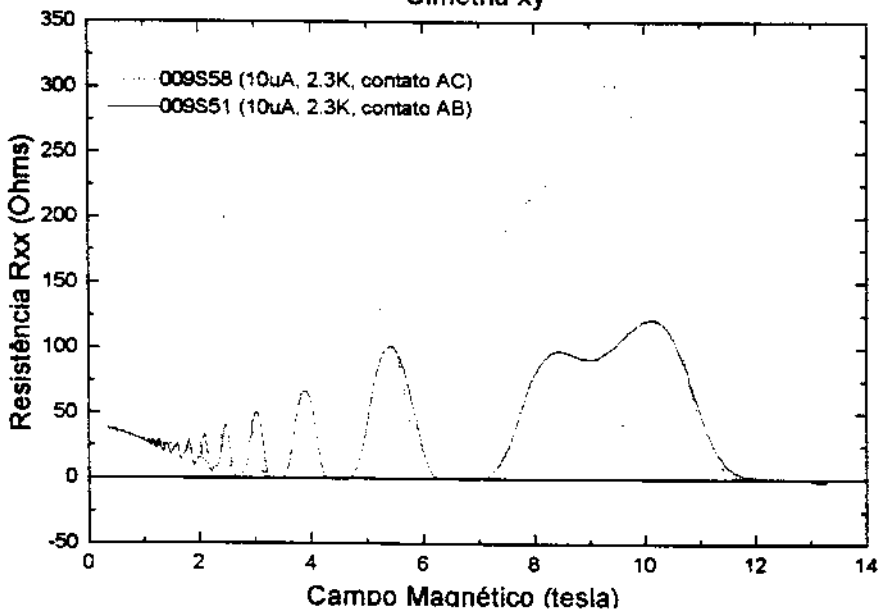
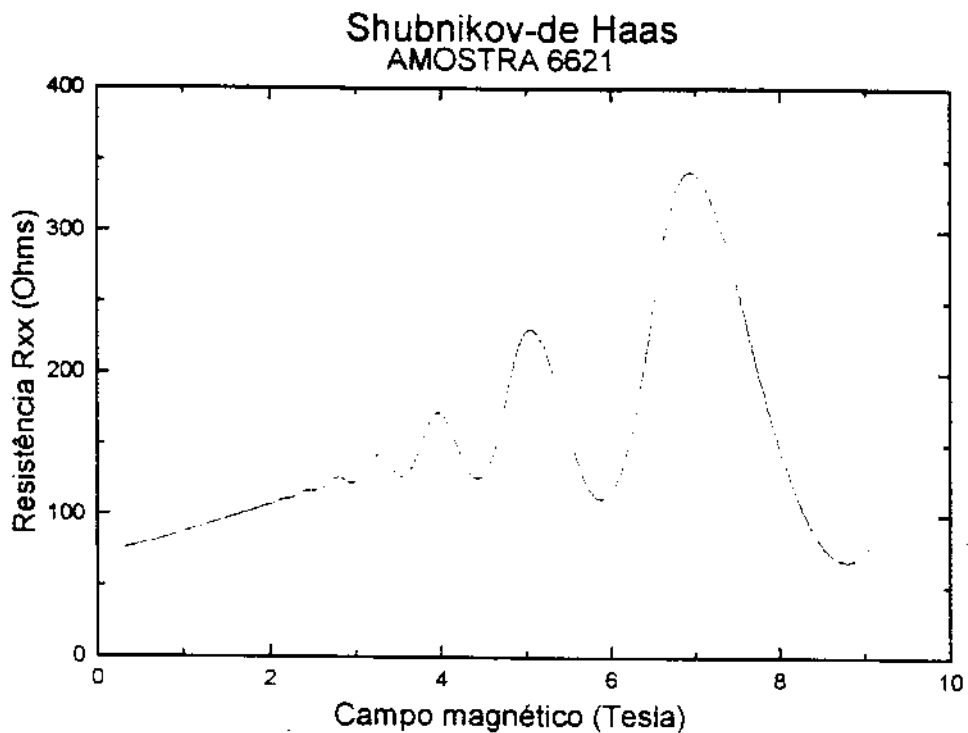
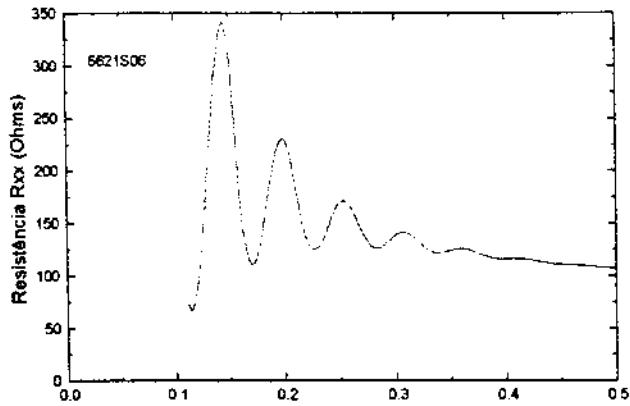
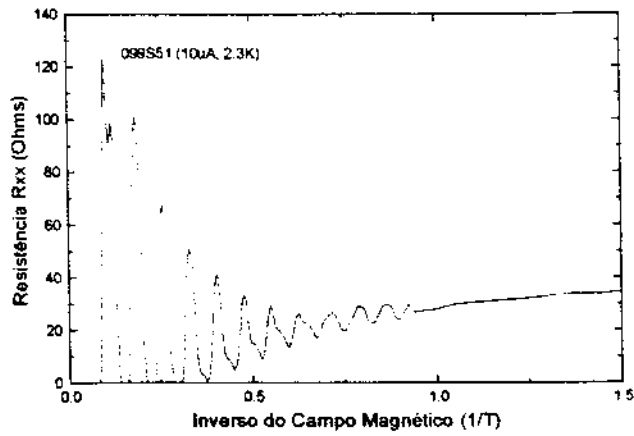
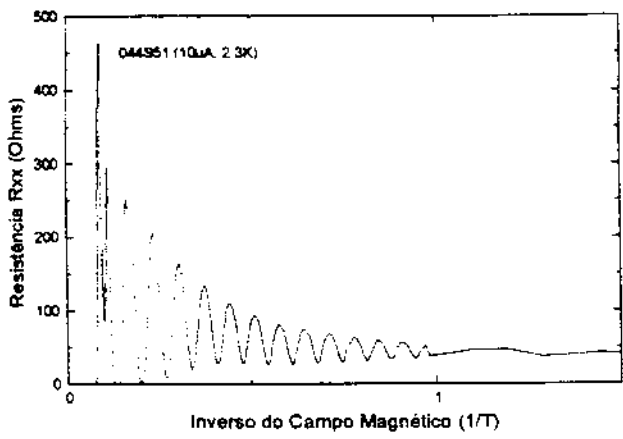


Figura 4.6 - Medidas SdH das amostras 044 (em cima) e 009 comparando a simetria da medida em relação ao eixos x e y.



**Figura 4.7** - Medida SdH da amostra 6621. Temperatura = 2 K, Corrente aplicada na amostra = 1  $\mu$ A.



**Figura 4.8** - Espectros SdH - 044S51, 009S51 e 6621S06 em função de  $1/B$

Podemos observar nestes espectros que a resistência das amostras oscila com o campo magnético. As amostras 044 e 009 apresentam, para valores elevados de campo, intervalos onde a resistência tende a zero. Além disso, notamos também que a amplitude das oscilações cresce com o campo magnético.

Este comportamento oscilatório da resistência longitudinal ao fluxo de corrente observado experimentalmente está de acordo com modelo teórico discutido no capítulo 2, baseado na quantização de Landau resultante da ação do campo magnético sobre o gás bidimensional, no alargamento dos níveis de energia, devido ao processo de espalhamento e na formação de estados localizados.

Os pontos de máximo correspondem à situação onde a energia de Fermi se localiza no centro de uma banda de Landau (estados estendidos), de modo que o processo de espalhamento dos elétrons ocorre de forma que a amostra apresenta resistência elétrica. Os pontos de mínimo, por sua vez, correspondem a situação onde a energia de Fermi se encontra entre duas bandas de Landau consecutivas (estados localizados) não havendo, portanto, estados disponíveis para ocorrer o processo de espalhamento e a amostra tem um comportamento semelhante a um supercondutor, pois sua resistência tende a zero.

Também o fato da amplitude das oscilações SdH aumentar com o campo é previsto neste modelo, pois à medida que o campo aumenta, temos um menor número de bandas de Landau preenchidas e a variação na porcentagem de elétrons que estão participando do processo de condução (estados estendidos) se torna mais significativa.

Observamos na figura 4.8 que os três espectros SdH das três amostras apresentam oscilações periódicas em  $1/B$  com apenas uma frequência característica, ou seja, as amostras apresentam apenas uma sub-banda eletrônica ocupada.

O principal interesse nestas medidas é, justamente, a partir das frequências características do espectro  $R_{xx} \times 1/B$ , conforme visto no capítulo 1, calcular a concentração das diversas sub-bandas eletrônicas do material. No caso onde não há o levantamento da degenerescência de spin, a concentração eletrônica de uma dada sub-banda é dada pela equação:

$$n = \frac{e}{h\Delta\left(\frac{1}{B}\right)} \quad (4.1)$$

Um modo mais prático para se determinar o período de  $R_{xx} \times 1/B$  e, conseqüentemente, a concentração de portadores é através da Transformada de Fourier desta função. Um método alternativo para este propósito é o periodograma descrito por Scargle<sup>[13 e 14]</sup>:

Dada uma coordenada  $x$  e uma série desta coordenada  $X(x_i)$ , onde  $i = 1, 2, 3, \dots, N$  o periodograma como uma função da frequência  $\Omega$  é definido por:

$$P_x(\Omega) = \left\{ \frac{\left[ \sum_{j=1}^N X(x_j) \cos \Omega(x_j - \tau) \right]^2}{\sum_{j=1}^N \cos^2 \Omega(x_j - \tau)} + \frac{\left[ \sum_{j=1}^N X(x_j) \sin \Omega(x_j - \tau) \right]^2}{\sum_{j=1}^N \sin^2 \Omega(x_j - \tau)} \right\} \quad (4.2)$$

onde  $\tau$  é o período característico desta série que é definido por:

$$\tan(2\Omega\tau) = \frac{\sum_{j=1}^N \sin 2\Omega x}{\sum_{j=1}^N \cos^2 \Omega x} \quad (4.3)$$

Para a aplicação do periodograma de Scargle, foi desenvolvido no grupo de pesquisa<sup>[10]</sup> um programa em Basic, chamado PGRAMA, que calcula o mesmo. Antes de ser processado por este programa os dados devem ser preparados por um programa, chamado PREPARAN, que executa a seguinte função:

$$R_{xx} \times B \rightarrow R_{xx} \times 1/B$$

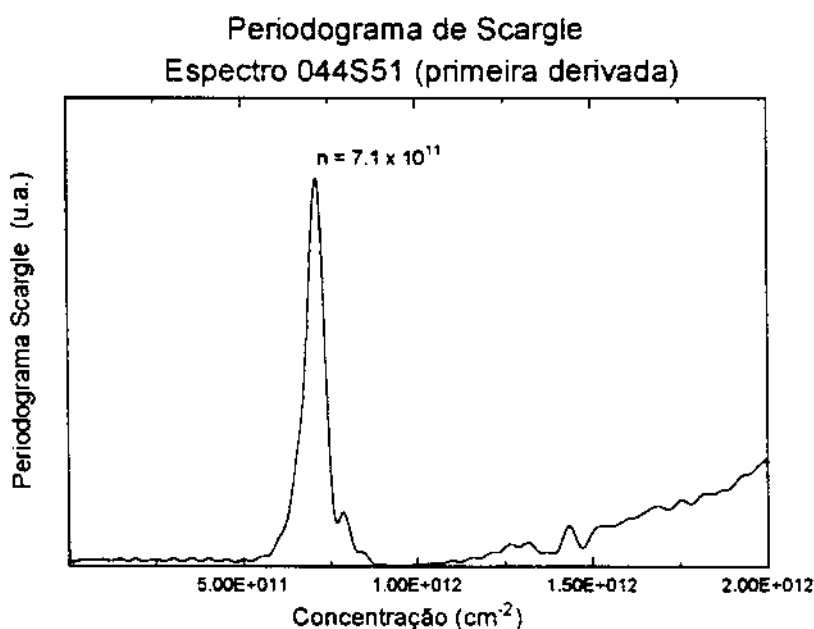
Este programa de preparação utiliza apenas valores de  $B$  acima de  $1T$  pois se verificou que desta forma se obtém maior definição no cálculo do periodograma. O programa PGRAMA calcula o periodograma da função  $\frac{dR_{xx}}{d(1/B)} \times 1/B$ . O objetivo de calcular-se periodograma da primeira derivada de

$R_{xx} \times 1/B$  é aumentar a definição das frequências características. Os

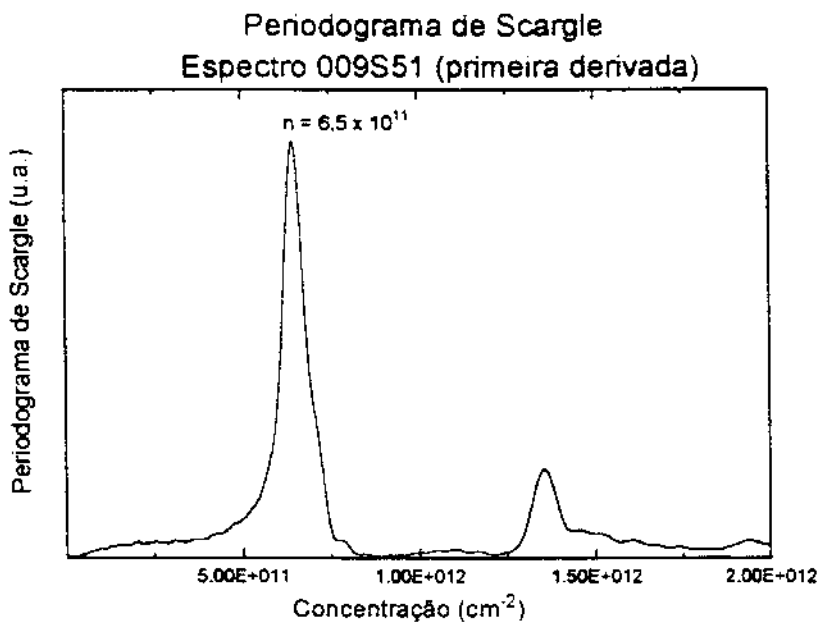
periodogramas mencionados já fornecem diretamente as concentrações das sub-bandas, através da equação 4.1.

Nas figuras de 4.9 a 4.11 são apresentados os periodogramas dos espectros Subnikov de Haas 044S51, 009S51 e 6621S06. O resultado encontrado é que as três amostras possuem apenas uma sub-banda eletrônica ocupada. No espectro 009S51, o que aparenta ser uma segunda banda eletrônica ocupada com concentração em torno de  $1,4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  é de fato um alarme falso que pode ocorrer neste tipo de tratamento estatístico<sup>[14]</sup>, não tendo nenhum significado físico. Uma discussão mais detalhada sobre estes periodogramas será feita no final deste capítulo. Os valores encontrados para a concentração eletrônica neste espectros foram:

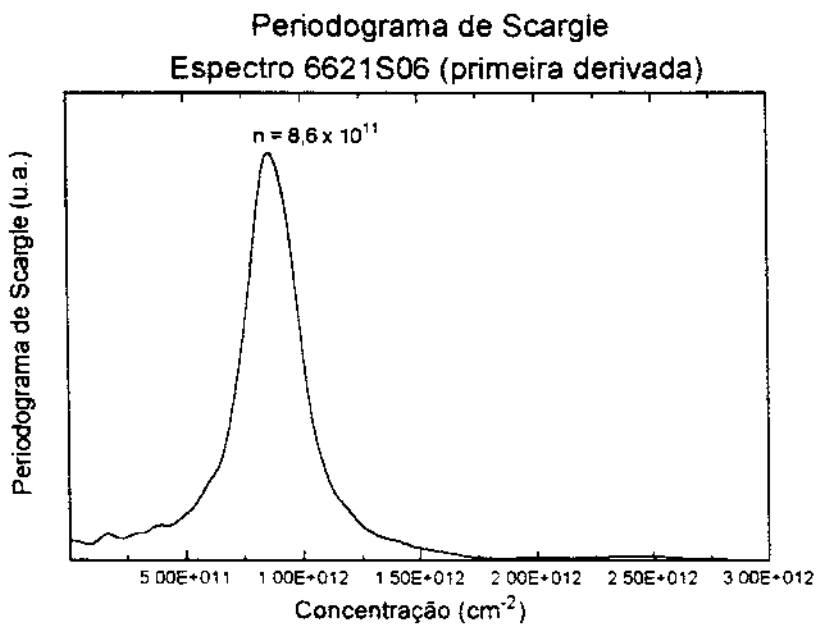
Espectro	Concentração eletrônica( $\text{cm}^{-2}$ )
044S51	$7,1 \times 10^{11}$
009S51	$6,5 \times 10^{11}$
6621S06	$8,5 \times 10^{11}$



**Figura 4.9** - Periodograma de Scargle do espectro 044S51



**Figura 4.10** - Periodograma de Scargle do espectro 009S51



**Figura 4.11** - Periodograma de Scargle do espectro 6621S06



## 4.4 - RESULTADOS DAS MEDIDAS QHE

Nas figuras 4.12 e 4.13 estão expostas medidas do QHE das amostras 044 e 009, variando-se, respectivamente, temperatura e corrente aplicada. Na figura 4.14 uma medida QHE da amostra 6621 é apresentada.

Notamos nestes espectros a ocorrência dos platôs na resistência Hall das amostras, que corresponde à situação na qual a energia de Fermi encontra-se entre duas bandas de Landau consecutivas, numa região de estados localizados. Como o experimento é feito a temperaturas inferiores a 4.2 K, as transições eletrônicas só ocorrem nas vizinhanças da energia de Fermi e, portanto, a porcentagem dos elétrons que participam efetivamente do processo de condução não altera, de modo que, a resistência Hall permanece constante. A seguir, faremos uma análise mais detalhada dos resultados experimentais.

Nas figuras 4.15, 4.16 e 4.17 são expostos num mesmo gráfico os espectros SdH e QHE das amostras 044, 009 e 6621. Observamos a ocorrência de platôs na resistência Hall em função do campo magnético para certos intervalos de campo. Estes platôs coincidem com vales na resistência normal do 2-DEG, inclusive, com a resistência tendendo a zero para valores maiores de campo. Os platôs na resistência Hall estão associados à formação de estados eletrônicos localizados que só ocorre quando há quantização total do espectro de energia do 2-DEG. Dos espectros SdH extraímos a concentração eletrônica ( $n$ ) do gás bidimensional presente nestas amostras, pois, as oscilações na resistência do 2-DEG são periódicas em  $1/B$  e o período está relacionado à concentração eletrônica.

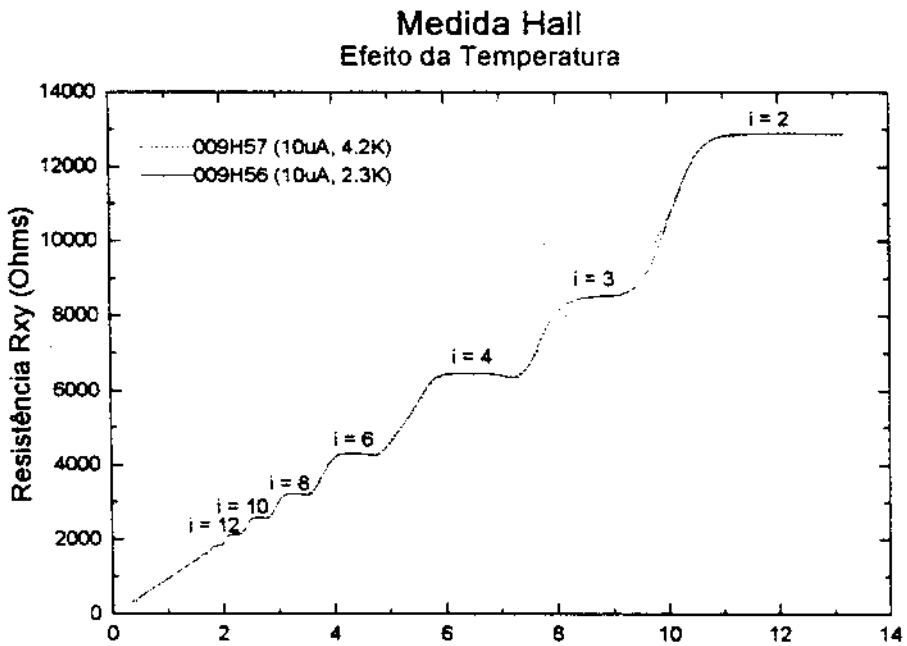
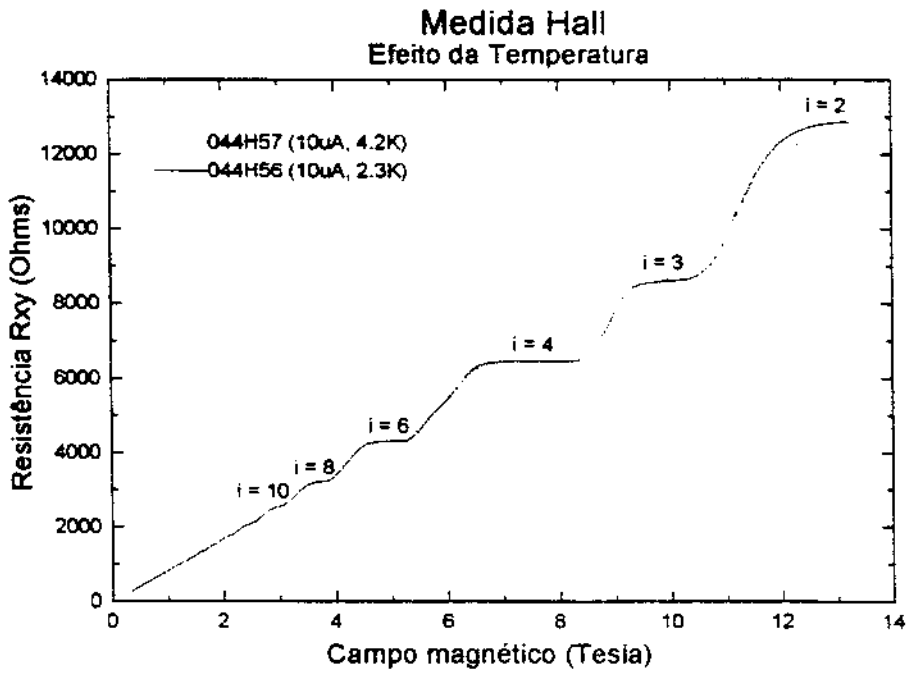
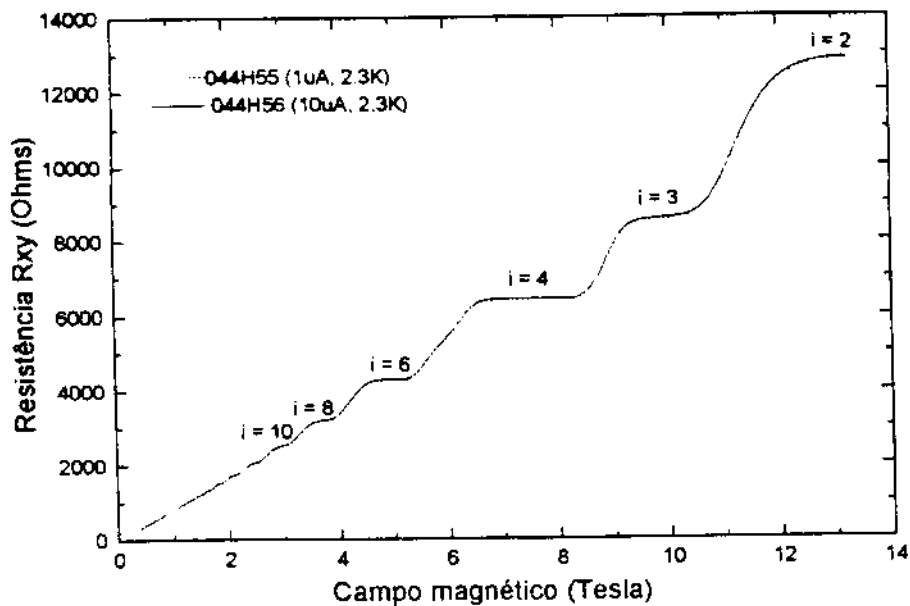


Figura 4.12 - Medidas Hall das amostra 044 (em cima) e 009 variando a temperatura

### Medida Hall Efeito da corrente



### Medida Hall Efeito da corrente

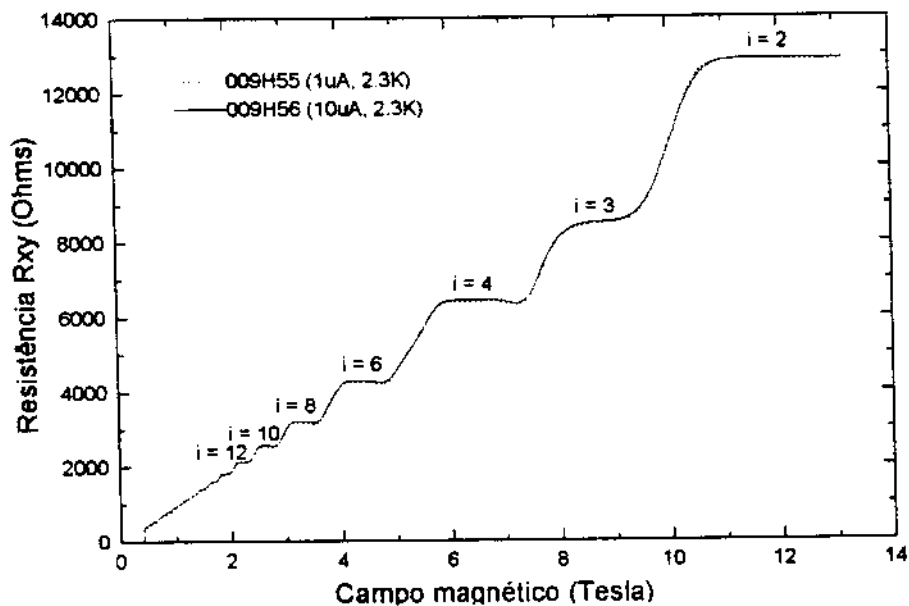


Figura 4.13 - Medidas Hall das amostras 044 (em cima) e 009 variando a corrente aplicada na amostra.

# Medida Hall

## Amostra 6621

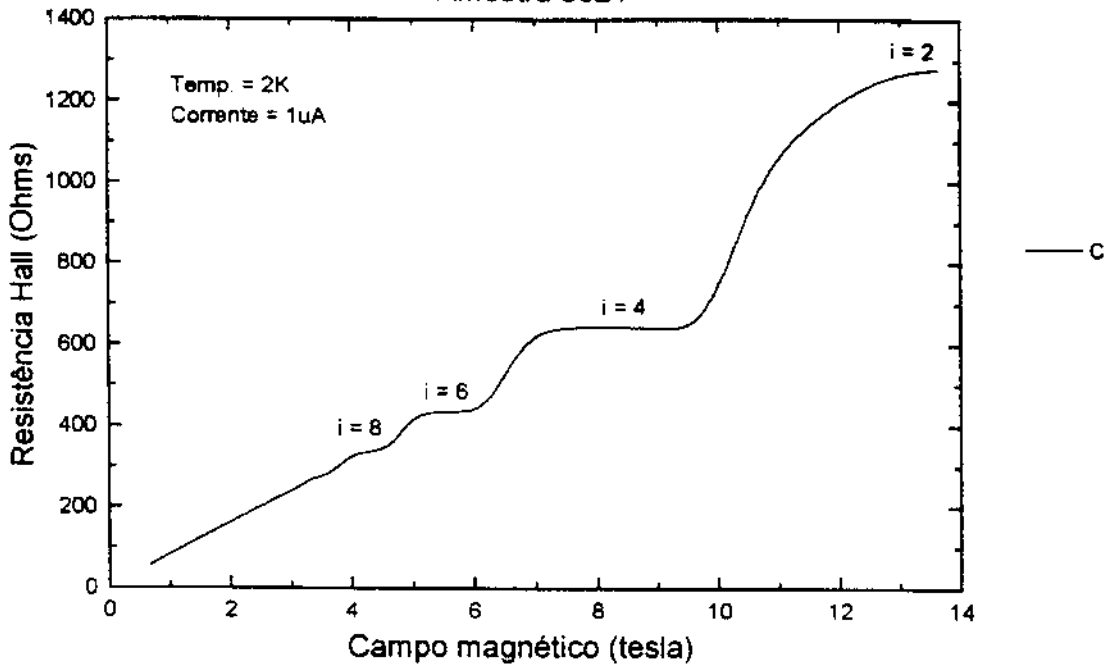


Figura 4.14 - Medida Hall da amostra 6621.

# Espectros SdH e QHE - Amostra 044

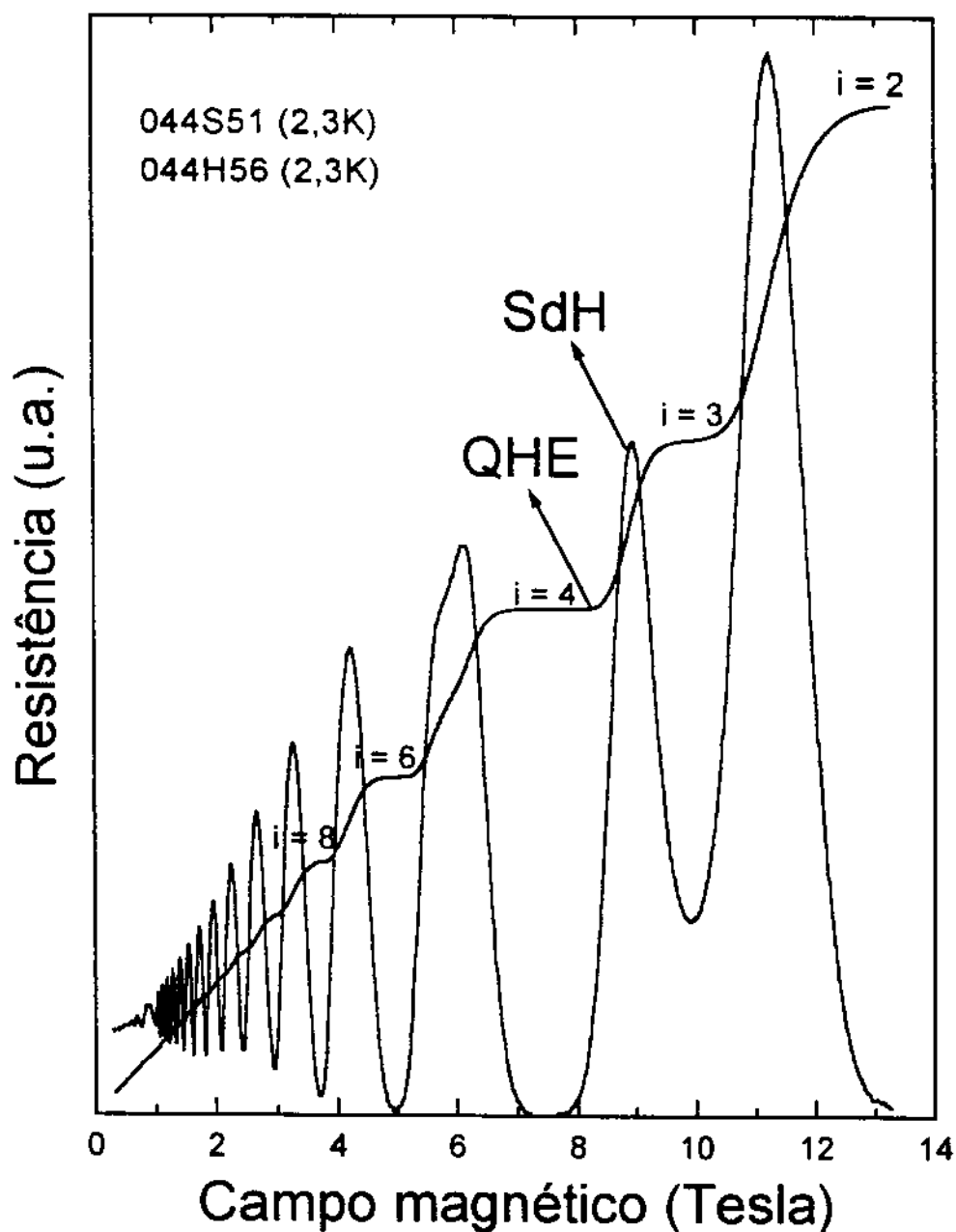


Figura 4.15 - Espectros SdH e QHE da amostra 044.

# Espectro SdH e QHE - Amostra 009

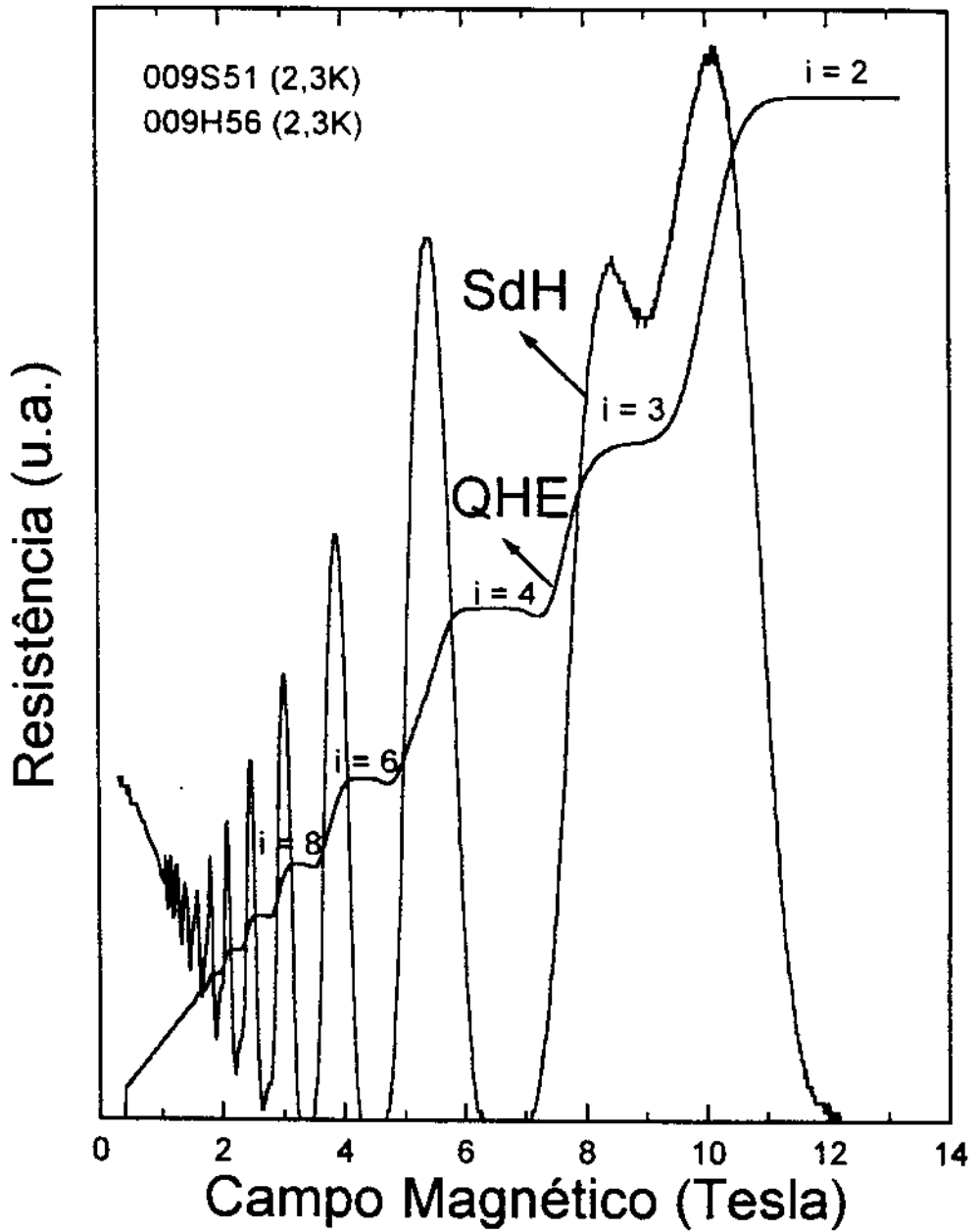


Figura 4.16 - Espectros SdH e QHE da amostra 009.

# Espectro SdH e QHE - Amostra 6621

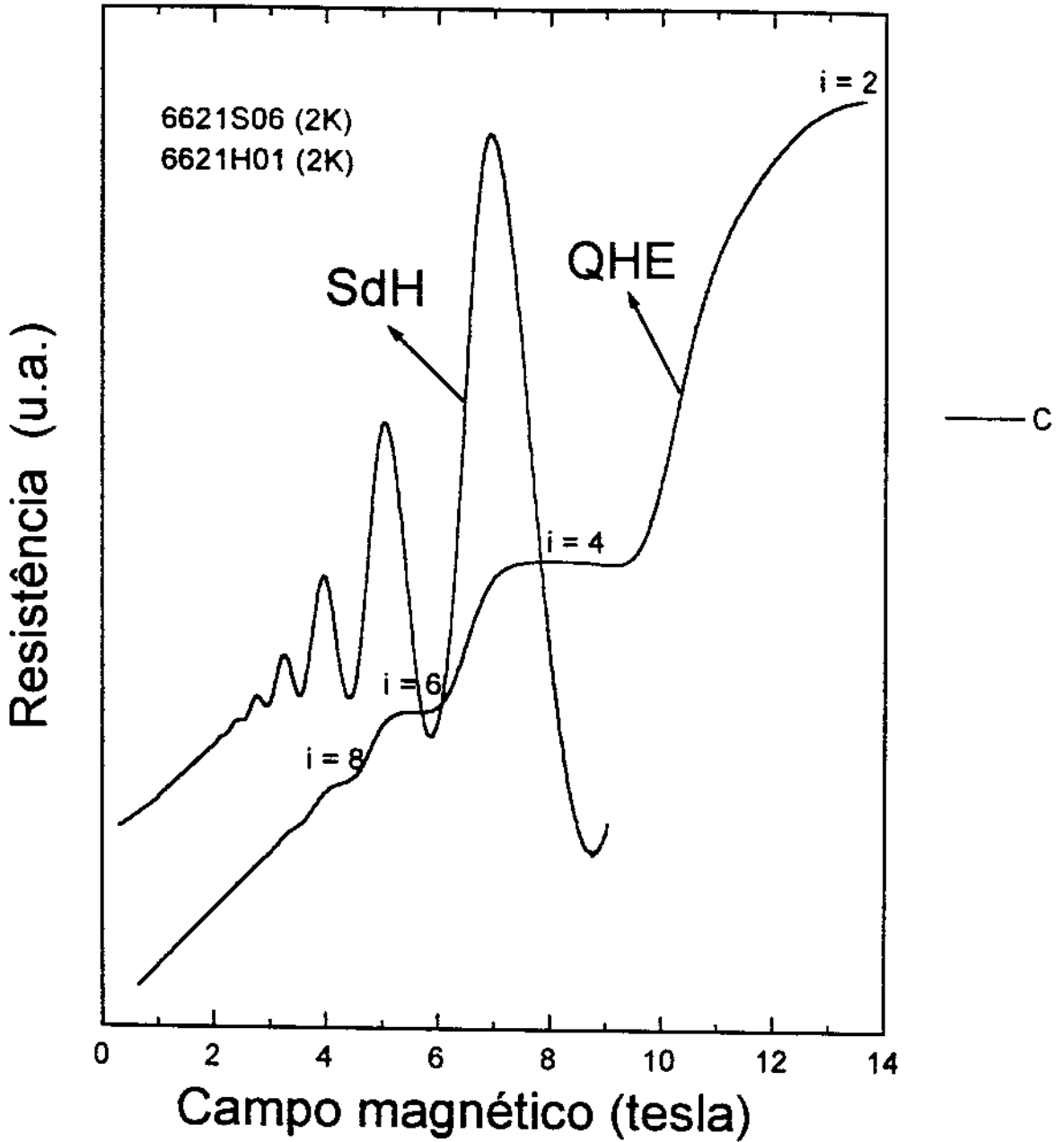


Figura 4.16 - Espectros SdH e QHE da amostra 6621.

## 4.5 - COMENTÁRIOS DAS MEDIDAS SdH E QHE

### A - MEDIDAS SdH:

- 1 - Na figura 4.4 notamos que os efeitos quânticos (oscilações SdH) são mais acentuados a 2.3 K do que a 4.2 K. Esta observação está de acordo com o modelo teórico que impõe a condição  $\hbar\omega_c \gg k_B T$  para a observação de efeitos quânticos.
- 2 - No espectros 4.5 notamos que a intensidade da corrente não é tão crítica para a observação dos efeitos quânticos quanto a temperatura. Na amostra 009, na região de 9T, observamos que na medida a 100mA não aparece uma oscilação nítida na medida a 10mA. Esta tendência é esperada, pois, valores maiores de corrente provocam maior dissipação de energia, causando desordenamento na ocupação dos estados, de modo a violar a condição discutida acima.
- 3 - Nos espectros da figura 4.6, notamos que é válida a idéia de simetria da amostra em relação ao eixos x e y. Na amostra 009 apesar de os espectros possuírem a mesma forma, eles apresentam intensidades diferentes na resistência que, talvez, possa estar ligada à condutividade dos contatos [17, 18, 19].
- 4 - Para verificarmos a funcionalidade do programa que calcula o periodograma de Scargle, tomamos os pontos de mínimo (tabela 4.1) de alguns espectros SdH e calculamos, a partir destes, a concentração associada a estes espectros. No caso, verificou-se apenas uma sub-banda para as três amostras. O que constatamos é que houve concordância entre o resultado da concentração obtida pelo periodograma de Scargle e o valor encontrado via extração de pontos mínimos diretamente dos gráficos, conforme mostrado abaixo:

Espectro	$(\Delta 1/B)$	n (calculado a partir da tabela 4.1) ( $\text{cm}^{-2}$ )	n (periodograma) ( $\text{cm}^{-2}$ )
044S51	0.0679	$7.1 \times 10^{11}$	$7.1 \times 10^{11}$
009S51	0.0746	$6.5 \times 10^{11}$	$6.5 \times 10^{11}$
6621S06	0.0566	$8.5 \times 10^{11}$	$8.6 \times 10^{11}$



6 - Notamos da tabela 4.1 que apenas para valores muito altos de campo magnético (cerca de 9 Tesla) se observa o levantamento da degenerescência de spin dos espectros da amostras 044 e 009 (gerando o platô Hall de fator de preenchimento  $i = 3$ ). Para o cálculo da concentração não consideramos este ponto de mínimo e acrescentamos o fator 2 na equação 4.1 para compensar o não levantamento da degenerescência de spin. Para a amostra 6621 não se observa o levantamento da degenerescência de spin.

7. - O resultado encontrado para a concentração eletrônica da amostra 6621 através da medida SdH ( $n = 8,6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ) teve boa concordância com o resultado encontrado por técnicas ópticas, mais especificamente, pelo cálculo da concentração através do deslocamento de Stokes entre o pico de luminescência e o espectro de foto-transmissão modulada ( $n = 9,4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ). A diferença encontrada foi atribuída ao fato de que no segundo experimento ocorre excitação óptica, aumentando a concentração eletrônica [16].

## B - MEDIDAS QHE:

1. Na tabela 4.2 são mostrados os valores de  $R_H$  nos platôs dos espectros 044H56, 009H56 e 6621H01 encontrados experimentalmente, que aparecem nas figuras 4.12 a 4.14, os quais são comparados aos valores previstos pela teoria, ou seja,  $R_H = \frac{h}{ie^2}$ .
2. Da tabela acima, verifica-se que o levantamento da degenerescência de spin ocorre apenas para altos valores de campo magnético (acima de 9 T) na faixa de temperatura (2 a 4 K) que este equipamento permite trabalhar.
3. Das medidas Hall que comparam o efeito da temperatura (fig.4.12), observamos que nas duas amostras o efeito do aumento da temperatura prejudica a quantização do sistema, pois tende a esconder a degenerescência de spin ( $i = 3$ ). O criostato não dispõe de um sistema de variação de temperatura para obtermos medidas acima de 4.2 K.
4. Para a medida Hall, a corrente aplicada não é crítica para a observação dos platôs (desde que esta corrente seja pequena o suficiente para não gerar

perturbação no sistema), conforme observamos nos espectros da figura 4.13.

**TABELA 4.1**

<b>AMOSTRA 044</b>			
<b>Espectro 044S51</b>			
<b>i</b> Fator de Preenchimento	<b>B<sub>min</sub></b> Campo Magnético	<b>1/B<sub>min</sub></b> Inverso do campo	<b>Δ(1/B<sub>min</sub>)</b>
3	9.92	0.101	0.033
4	7.48	0.134	0.068
6	4.96	0.202	0.068
8	3.70	0.270	0.068
10	2.96	0.338	0.070
12	2.45	0.408	0.068
14	2.10	0.476	0.070
16	1.83	0.546	0.067
18	1.63	0.613	0.067
20	1.47	0.680	0.066
22	1.34	0.746	0.067
24	1.23	0.813	

TABELA 4.1 (CONTINUAÇÃO)

<b>AMOSTRA</b>		<b>009</b>	
<b>Espectro</b>		<b>009S51</b>	
<b>i</b>	<b>B<sub>min</sub></b>	<b>1/B<sub>min</sub></b>	<b>Δ(1/B<sub>min</sub>)</b>
<b>Fator Preenchimento</b>	<b>Campo Magnético</b>	<b>Inverso do Campo</b>	
3	8.99	0.111	0.033
4	6.68	0.150	0.073
6	4.48	0.223	0.074
8	3.37	0.297	0.079
10	2.66	0.037	0.074
12	2.22	0.450	0.076
14	1.90	0.526	0.073
16	1.67	0.599	0.072
18	1.49	0.671	0.075
20	1.34	0.746	0.074
22	1.22	0.820	
24	1.12	0.893	0.073

<b>AMOSTRA</b>		<b>6621</b>	
<b>Espectro</b>		<b>6621S06</b>	
<b>i</b>	<b>B<sub>min</sub></b>	<b>1/B<sub>min</sub></b>	<b>Δ(1/B<sub>min</sub>)</b>
1			
4	8.78	0.114	0.056
6	5.88	0.170	0.056
8	4.42	0.226	0.056
10	3.55	0.282	0.057
12	2.95	0.339	
14	2.52	0.397	0.058

**TABELA 4.2**

<b>fator de preenchimento i</b>	<b>Valor de <math>R_H</math> teórico (ohms)</b>	<b>044H56 - valor de <math>R_H</math> (ohms)</b>	<b>009H56 - valor de <math>R_H</math> (ohms)</b>	<b>6621H01 - valor de <math>R_H</math> (ohms)</b>
1	25.813	-	-	-
2	12.906	12.865	12.885	12.700
3	8.604	8.612	8.529	-
4	6.453	6.447	6.446	6.420
5	5.162	-	-	-
6	4.302	4.298	4.296	4.350-
7	3.687	-	-	-
8	3.227	3.218	3.214	3.336
9	2.868	-	-	-
10	2.581	2.553	2.564	-
11	2.347	-	-	-
12	2.151	2.063	2.125	-

## CONCLUSÕES

A recuperação da bobina supercondutora (magneto e sistema de controle) descritos nesta dissertação, permitiu a implantação de técnicas de magneto-transporte (SdH e QHE) para a caracterização de estruturas semicondutoras com gás de elétrons bidimensional.

Apresentamos, neste trabalho, medidas SdH e QHE em heterojunções simples GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As e em uma heteroestrutura de GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/In<sub>y</sub>Ga<sub>1-y</sub>As. Os resultados encontrados estão de acordo com as previsões teóricas: observamos a ocorrência de platôs na resistência Hall em função do campo magnético para certos intervalos de campo. Estes platôs coincidem com vales na resistência normal do 2-DEG, inclusive, com a resistência tendendo a zero para valores maiores de campo.

Dos espectros QHE tivemos a comprovação do caráter bidimensional do gás de elétrons, uma vez que, os platôs na resistência Hall estão associados à formação de estados eletrônicos localizados que só ocorre quando há quantização total do espectro de energia do 2-DEG. Dos espectros SdH extraímos a concentração eletrônica ( $n$ ) do gás bidimensional presente nestas amostras, pois, as oscilações na resistência ao longo do fluxo de corrente da amostra é periódica em  $1/B$  e o período destas oscilações esta relacionado a densidade de elétrons.

## REFERÊNCIAS

- [01] Halperin, B.I., *Scientific American*, vol. 254, n° 4 pg. 52 - 60, 1986.
- [02] Landau, L., et Lifchitz, E., *Théorie du champ*, pg. 57 - 77, Editions Mir, 1966.
- [03] Blakemore, J.S., *Solid State Physics*, 2ª Ed., W.B. Saunder Company 1974.
- [04] Hadju J., and Landwehr G., *Strong and Ultrastong Magnetic Fields and Their Aplications*, vol. 57, pg 17 - 112, Spring-Verlag 1985.
- [05] Weisbuch, C., and Vinter, B., *Quantum Semiconductor Strutures Fundamental and Aplications*, pg.123 - 131, Quatum Transport.
- [06] Ando, T., *Journal of the Physical Society of Japan*, vol 51, n°-12, December, pg 3893 - 3899, 1982.
- [07] von Klitzing, K., *Reviews of Modern Physics*, vol. 58, n°-3 july, pg 519 - 531, 1986.
- [08] Nicholas, R.J., *Contemp. Physics*, vol. 21, n°- 5, pg. 501 - 521, 1980.
- [09] Laughlin, R.B., *Physics Review B*, vol. 23, pg. 5632, 1981.
- [10] Plentz, F. (a publicar)
- [11] Halperin, B. I., *Helvetica Physics Acta*, vol. 56, pg 75 - 102, 1983
- [12] Stormer, H. L., Tsui, D. C., *Science*, vol. 220, june, pg 1241 - 1246, 1983
- [13] Scargle, J.D., *Applied. Journal* , vol. 263, pg 835, 1982
- [14] Horne, J.H., Baliunas, S.L., *The Astrophysical Journal*, vol. 302, pg 757 - 763, march 1986
- [15] Stormer, H.L., *Nato ASI Series, serie B, Physics*, vol 179,
- [16] Iikawa, F., Bernussi, A.A., Soares, A.G., Plentz, F.O., Motisuke, P., Sacilotti, M.A., *Journal of Applied Physics* vol 75, n° 6, 1994
- [17] von Klitzing, K., Nieder, J, Haug, R.J., Muller, G., Weiss, D, Ploog, K., *Semicond. Sci. Technol.* vol. 7, pg. 82 - 85, 1992
- [18] Woltjer, R., Blank, M.J.M., Harris, J.J., Foxon, C.T., André, J.P., *Physics Review B*, vol.38, pg. 13.297 - 13.306, 1988
- [19] Komiyama, S., Hirai, H., Sasa, S., Fujii, T., *Solid State Communications*, vol. 73, n°-2, pg. 91 - 95, 1990.
- [20] Alphenaar, P.L., McEuen, P.L., Wheeler, R.G., *Physical Review Letters*, vol. 64, n°- 6, pg. 677 - 680, 1990