

JAQUELINE DOS SANTOS SOARES

O ACOPLAMENTO INDUTIVO COM BOBINAS “ON-CHIP”

Dissertação apresentada à
Universidade Federal de Viçosa, como
parte das exigências do programa de
Pós-Graduação em Física Aplicada,
para obtenção do título de *Magister
Scientiae*.

**VIÇOSA
MINAS GERAIS – BRASIL
2007**

**Ficha catalográfica preparada pela Seção de Catalogação e
Classificação da Biblioteca Central da UFV**

T

S676a
2007

Soares, Jaqueline dos Santos, 1980-

O acoplamento indutivo com bobinas “on-chip” /
Jaqueline dos Santos Soares. – Viçosa, MG , 2007.
x, 98f. : il. ; 29cm.

Orientador: Álvaro José Magalhães Neves.
Dissertação (mestrado) - Universidade Federal de
Viçosa.

Inclui bibliografia.

1. Correntes elétricas. 2. Bobinas elétricas.
3. Condutores elétricos. I. Universidade Federal de
Viçosa. II. Título.

CDD 22.ed. 537.62

JAQUELINE DOS SANTOS SOARES

O ACOPLAMENTO INDUTIVO COM BOBINAS “ON-CHIP”

Dissertação apresentada à
Universidade Federal de Viçosa, como
parte das exigências do Programa de
Pós-Graduação em Física Aplicada para
obtenção do título de *Magister Scientiae*.

APROVADA: 26 de fevereiro de 2007



Prof. Helder Soares Moreira
(Co-Orientador)



Prof. Marcelo Lobato Martins



Prof. Klaus W. H. Krambrock



Prof. Franklin Matinaga



Prof. Álvaro José Magalhães Neves
(Orientador)

*Dedico esta tese aos meus pais Hélio e Neusa
e à minha irmã Michele.*

AGRADECIMENTOS

Agradeço a Deus por ter me dado força, saúde e por ouvir sempre minhas preces. Agradeço aos meus pais, Hélio e Neusa pelo amor, amizade, incentivo e pelas orações, e à minha irmã e melhor amiga Mimi pelo amor, pelo apoio, por cuidar de mim e pela ótima convivência. Saindo do âmbito familiar, agradeço ao professor Álvaro por ter me recebido tão bem no seu grupo de pesquisa, pela excelente orientação, pela paciência e principalmente pela amizade durante esses anos de convivência. Não posso deixar de agradecer ao meu co-orientador Helder pelas idéias, pelos valiosos ensinamentos e por estar sempre disposto a me ajudar. Agradeço aos amigos do laboratório pela amizade, principalmente o Pablo, por ter me ensinado as técnicas de micro fabricação e pelas valiosas discussões sobre o nosso trabalho, e a Tati pelas ótimas dicas durante a preparação das amostras. Agradeço ao Cris pelo amor, pela confiança e pelo encorajamento não me deixando desanimar, apesar da distância seu apoio foi muito importante. Agradeço à Universidade Federal de Viçosa pela estrutura acadêmica e atividades culturais essenciais a nossa boa formação profissional e humanística. Agradeço aos professores e funcionários do Departamento de Física, pela colaboração e conhecimentos transmitidos. Agradeço a todos os amigos do curso de Física e do mestrado pelo companheirismo e bons momentos que vivemos durante esses anos. Agradeço a Paula, Fagner, Kenedy, Jefferson, Leandro, Luciano, Marcos Paulo, Júlio e Ney pelas longas horas de estudo. Agradeço à minha grande amiga Beth pelas horas de descontração e por sempre me ajudar nas horas de sufoco. Agradeço a todos meus amigos pois foram peças fundamentais para que eu pudesse chegar até aqui. Finalmente, agradeço a CAPES que financiou minha bolsa durante esses dois anos de mestrado.

BIOGRAFIA

JAQUELINE DOS SANTOS SOARES, filha de Hélio Ernesto Soares e Antônia Neuza dos Santos Soares, nasceu em São João del Rei, Minas Gerais, no dia 30 de abril de 1980.

Em março de 2000, iniciou o curso de Física na Universidade Federal de São João del Rei, colando grau em fevereiro de 2005. Iniciou, em março de 2005, o curso de Mestrado em Física Aplicada, na Universidade Federal de Viçosa.

Em fevereiro de 2007, submeteu-se à defesa de tese.

SUMÁRIO

RESUMO	vii
ABSTRACT	ix
1- O EFEITO HALL QUÂNTICO E HETEROJUNÇÕES SEMICONDUTORAS	1
1.1- Introdução	1
1.2- Efeito Hall quântico	1
1.3- Formalismo de Landauer-Büttikker e o efeito Hall	4
1.3.1- Modos de propagação em um condutor estreito	4
1.3.2- A fórmula de Landauer e o formalismo de Landauer-Büttikker	8
1.3.3- O formalismo de Landauer-Büttikker no contexto do efeito Hall quântico	13
1.4- Referências bibliográficas do capítulo 1	17
2- A DISTRIBUIÇÃO DE CORRENTE NO EFEITO HALL QUÂNTICO E A TÉCNICA DE ACOPLAMENTO INDUTIVO	18
2.1- Introdução	18
2.2- O experimento óptico	20
2.3- O experimento de acoplamento indutivo	21
2.4- Considerações sobre os experimentos óptico e de acoplamento indutivo	25
2.5- Motivação e objetivos deste trabalho	27
2.6- Cálculo do sinal induzido	32
2.7- Referências bibliográficas do capítulo 2	36
3- MÉTODOS EXPERIMENTAIS	38
3.1- Introdução	38

3.2- Substratos utilizados	38
3.3- Fabricação das máscaras litográficas	41
3.4- Fabricação das amostras	43
3.5- Lock-in e detecção síncrona	47
3.6- Referências bibliográficas do capítulo 3	51
4- O ACOPLAMENTO INDUTIVO: RESULTADOS E DISCUSSÃO	52
4.1- Introdução	52
4.2- Descrição das amostras	52
4.3- Revisão dos resultados anteriores	57
4.4- Otimização do circuito e técnicas de medida	63
4.4.1- Interferência do sinal de excitação	63
4.4.2- Dispersão das medidas de fase	64
4.4.3- A técnica de varredura de fase	64
4.4.4- Determinação da corrente de excitação	71
4.5- Estudo do sinal induzido em amostras semi-isolantes	71
4.6- Estudo do sinal induzido em amostras com gás de elétrons	85
4.7- Conclusões	96
4.8- Referências bibliográficas do capítulo 4	96
5- CONCLUSÕES	98

RESUMO

SOARES, Jaqueline dos Santos, M. Sc., Universidade Federal de Viçosa, fevereiro de 2007.
O acoplamento indutivo com bobinas “On-Chip”. Orientador: Álvaro José Magalhães Neves. Co-Orientadores: Helder Soares Moreira e Sukarno Olavo Ferreira.

O efeito Hall quântico (EHQ) permanece como foco de um imenso esforço de pesquisa vinte e seis anos após sua descoberta. De fato este fenômeno tem levantado uma série de questões fundamentais. Entre os problemas em aberto nesse campo está a distribuição espacial de corrente elétrica durante o efeito Hall quântico. Esta questão tem sido continuamente debatida desde a sua descoberta. Alguns experimentos e modelos teóricos indicam que a corrente se distribui uniformemente pela largura da ponte Hall. Contraditoriamente, outros resultados sugerem que a corrente flui predominantemente nas bordas do dispositivo. Trabalhos importantes de Yahel et al. [PRL **76**, 2149 (1996) e PRL **81**, 5201 (1998)] trouxeram novas pistas sobre o assunto usando a técnica experimental que ficou conhecida como “acoplamento indutivo”. O método é baseado na medida da tensão induzida (da ordem de dezenas de nanovolts) por uma corrente Hall alternada em uma bobina compacta, cuidadosamente posicionada acima de uma das bordas da ponte Hall. Ele é talvez o método menos invasivo disponível para estudar a distribuição de corrente no EHQ. Entretanto, trata-se de uma técnica experimentalmente desafiadora no que se refere ao posicionamento e a fabricação da bobina e a medida tênue da tensão induzida. Mostramos com cálculos que é possível simplificar grandemente a técnica mencionada e fazê-la mais sensível e útil fabricando a bobina no mesmo chip da ponte Hall. O conceito foi testado experimentalmente substituindo a ponte Hall semicondutora por uma tira metálica cuja distribuição de corrente é conhecida a priori da eletrodinâmica. Medimos a tensão induzida pela corrente na tira metálica na bobina vizinha. O resultado ajusta-se perfeitamente, em magnitude e fase, aos valores calculados. Como nossa contribuição mais importante, descobrimos que a presença de uma gás bidimensional de elétrons (2DEG), localizado a 200 nm abaixo da bobina, aumenta o sinal induzido por um fator de trinta. A magnitude e a

fase do sinal indicam que ele tem origem na corrente induzida no 2DEG pela corrente Hall alternada. O efeito de amplificação fornece um sinal mais forte em uma amostra contendo uma ponte Hall com dimensão milimétrica e com uma bobina com dez voltas, convenientemente fabricada por litografia óptica, do que o sinal medido por Yahel, usando uma ponte Hall dez vezes maior e uma bobina manufaturada com 3000 voltas. Especulamos que o efeito do 2DEG poderá permitir que a nossa técnica seja usada para mapear a distribuição de corrente no EHQ e também no estudo de sistemas magnéticos com dimensões nanométricas.

ABSTRACT

SOARES, Jaqueline dos Santos, M. Sc., Universidade Federal de Viçosa, February of 2007.
The inductive coupling with “On-Chip” coils. Adviser: Álvaro José Magalhães Neves.
Co-Advisers: Helder Soares Moreira and Sukarno Olavo Ferreira.

The quantum Hall effect (QHE) remains the target of an immense research effort twenty six years after its discovery. In fact this phenomenon has been a source of fundamental questions. Among the open problems in the field is the spatial distribution of the electric current in the quantum Hall effect. This question has been in debate since its discovery. Some experimental and theoretical results indicate the Hall current is distributed uniformly across the width of a Hall bar. Contradictorily, other results suggest the current flows mostly in a narrow region along the device’s edges. Prominent works by Yahel et al. [PRL **76**, 2149 (1996) and PRL **81**, 5201 (1998)] shed new lights on the subject by using an experimental technique that came to known as “inductive coupling”. This method is based on the measurement of the nanovoltage signal induced by an alternating Hall current in a compact coil, carefully positioned above one edge of a Hall bar. It is perhaps the least invasive method available to study the current distribution in the QHE. It remained nonetheless a challenging experiment, as regards the positioning and making of the coil and the measurement of the minute induced voltage. We showed with calculations that it is possible to greatly simplify the aforementioned technique and make it more sensitive and useful by fabricating the coil on the chip containing the Hall bar. The concept was tested experimentally replacing the semiconductor Hall bar with a metal strip whose current distribution is known to be uniform from the electrostatics. The voltage induced by the current in the metal strip in a nearby coil fits was measured. It fits in precisely, in magnitude and phase, with the values calculated. As our most important contribution, we found out that the presence of a two dimensional electron gas (2DEG), located 200 nm underneath the coil, increases the induced signal by thirty times. The magnitude and phase of the signal indicate it comes mostly from the current induced in the 2DEG by the alternating Hall current. This amplification effect renders a

stronger signal with a sample containing a milimetric size Hall bar and a coil with ten turns, conveniently fabricated by simple optical lithography, than the signal measured by Yehel, using a ten times larger Hall bar and a handcrafted coil with 3,000 turns. We speculate that the effect of the 2DEG shall allow the use of our technique to map the current distribution in the QHE and also to study nanoscopic magnetic systems.

Capítulo 1:

O Efeito Hall Quântico e Heterojunções Semicondutoras

1.1 Introdução

O efeito Hall quântico (EHQ) é um fenômeno extraordinário no campo da física do estado sólido. Neste capítulo faremos uma revisão desse fenômeno. Iniciaremos com uma descrição do efeito, em seguida abordaremos o formalismo de Landauer-Büttiker com uma explicação para o EHQ.

1.2 Efeito Hall Quântico

Em 1980, Klaus von Klitzing, Dorda e Pepper [1.1], estudando o gás bidimensional de elétrons (2DEG) formado num MOSFET de silício, descobriram o efeito Hall quântico (inteiro). Em baixa temperatura e na presença de um campo magnético elevado, normal ao gás, von Klitzing surpreendentemente observou que ao variar a densidade eletrônica do 2DEG, sua resistência Hall (R_H) exibe uma série de platôs nos quais o inverso da resistência Hall assume valores precisamente quantizados em unidades de h/e^2 , conforme a equação 1.1. Nesta equação “ h ” é a constante de Planck, “ e ” a carga do elétron e “ N ” é um número inteiro, denominado fator de preenchimento, associado com o platô medido. Ademais, a resistência longitudinal (R_L) se anula (equação 1.2), quando a resistência Hall assume esses valores quantizados.

$$R_H = \frac{h}{e^2} \frac{1}{N} \quad N=1, 2, 3 \dots \quad (1.1)$$

$$R_L = 0 \quad (1.2)$$

A geometria da chamada ponte Hall, bem como, as relações, $R_H = \frac{V_H}{i}$ e $R_L = \frac{V_L}{i}$, para os valores das resistências mencionadas podem ser observadas na figura 1.1.

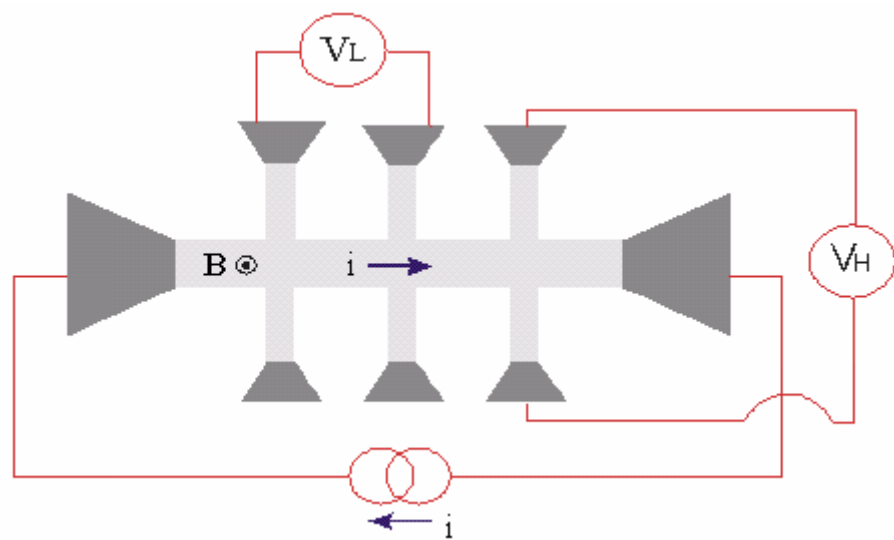


Figura 1.1: Esquema de uma ponte Hall por onde flui uma corrente i submetida a um campo magnético perpendicular. $R_L = V_L/i$ e $R_H = V_H/i$ são as resistências longitudinal e Hall, respectivamente.

O efeito Hall quântico acontece exclusivamente em sistemas bidimensionais. Apesar de ter sido observado pela primeira vez em MOSFETs de silício, onde o campo magnético é mantido constante e varia-se a concentração de elétrons no 2DEG, o efeito também pode ser observado, de forma mais conveniente, em vários outros tipos de sistemas bidimensionais de elétrons ou buracos, tais como heterojunções de dopagem modulada de GaAs-AlGaAs [1.2, 1.3] e GaInAs-InP [1.4], poços quânticos [1.5] e mais recentemente em grafeno [1.6]. Nestes sistemas, uma medida típica do EQH (figura 1.2), diferentemente da efetuada por von Klitzing, pode ser realizada mantendo-se constante a densidade eletrônica do gás e variando-se o campo magnético aplicado.

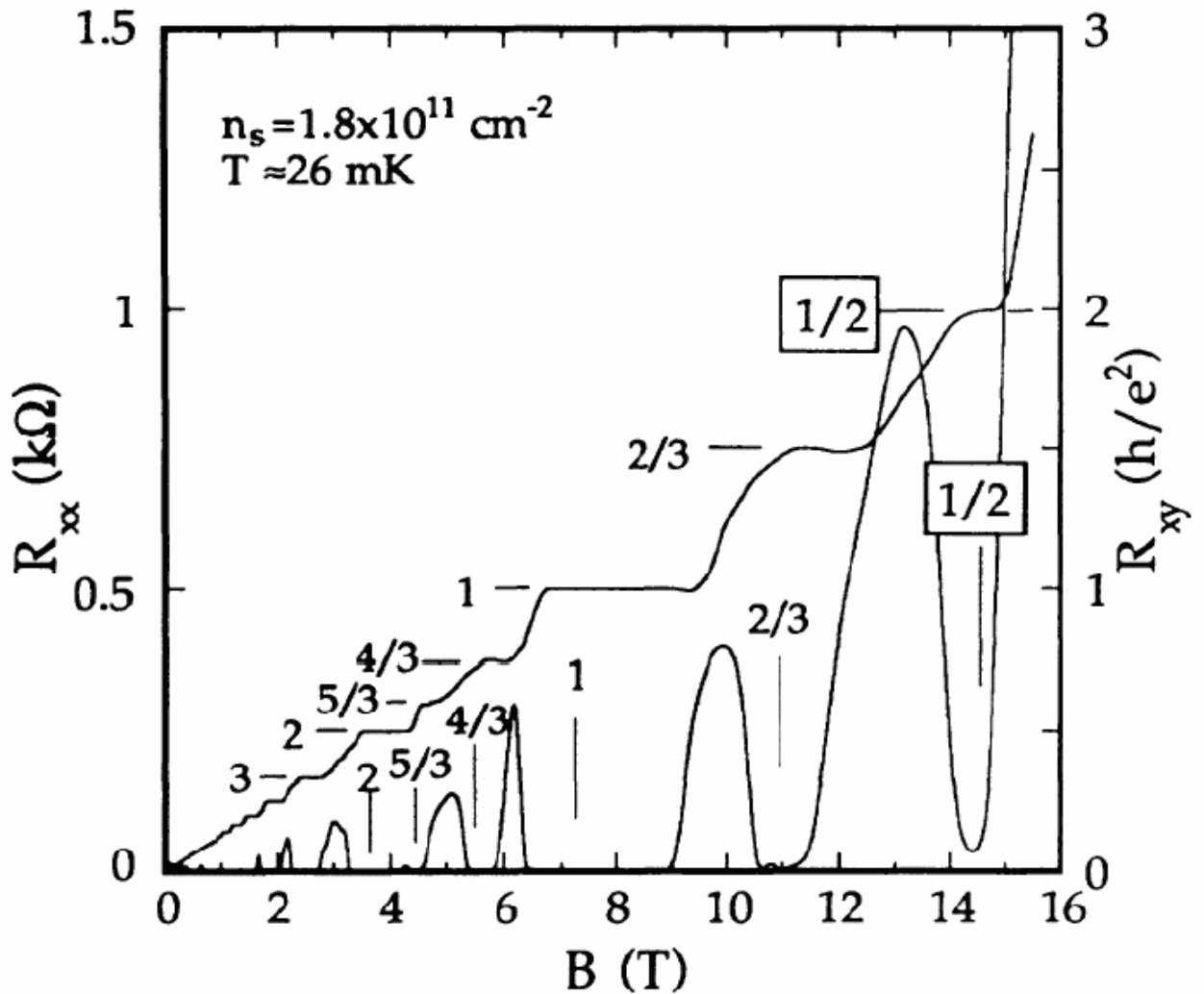


Figura 1.2: Medida do efeito Hall quântico em uma heterojunção de dopagem modulada de GaAs-AlGaAs mantida a 26 mK [1.7], varrendo-se o campo magnético de 0 a 16 T e medindo as resistências longitudinal, R_{xx} , e transversal, R_{xy} . A curva com degraus corresponde à R_{xy} . O número junto aos platôs correspondem aos fatores de preenchimento.

A resistência Hall nos platôs praticamente não se altera independentemente da temperatura, das dimensões, do tipo e da qualidade do material que compõe a amostra e sua precisão é de uma parte em 10^8 [1.8]. Por causa dessas qualidades, metrologistas começaram a adotar desde 1990 a R_H como padrão internacional para a resistência, com isso, um Klitzing equivale a aproximadamente 25813Ω , ou seja, a R_H para $n=1$. Um outro ponto igualmente importante é que o efeito Hall quântico é uma das poucas manifestações macroscópicas da mecânica quântica.

Uma variante do EHQ é o chamado Efeito Hall Quântico Fracionário (EHQF), descoberto em 1982 por Tsui, Stömer e Gossard [1.9], em sistemas bidimensionais de alta mobilidade em baixas temperaturas. A diferença entre esses efeitos está no fator de

preenchimento “ N ” que para o EHQF assume valores fracionários além dos números inteiros (vide figura 1.2). No entanto, aqui não discutiremos o efeito Hall quântico fracionário.

1.3 Formalismo de Landauer-Büttiker e o efeito Hall



O efeito Hall quântico é assunto de intensa pesquisa em várias frentes teóricas e experimentais. Este efeito apresenta diversas explicações interessantes. Uma delas veio na forma de uma função de onda de muitos corpos criada por Laughlin [1.10], enquanto uma outra argumentação foi apresentada pelos teóricos de campos [1.11].

Para os propósitos desta dissertação, a explicação proposta por Büttiker [1.12] é a mais relevante. Ela está fundamentada no formalismo de Landauer-Büttiker que se aplica a diversos efeitos observados em sistemas mesoscópicos [1.13]. Nessa seção apresentaremos uma introdução a esse poderoso método e sua explicação para o EHQ. A apresentação estará fundamentada nas explicações que são encontradas nas referências [1.14], [1.15] e [1.16].

1.3.1 Modos de propagação em um condutor estreito

Consideremos um estreito canal condutor, conforme ilustra a figura 1.3, definido em um 2DEG por um potencial de confinamento $V(y)$ e sujeito a um campo magnético perpendicular $\vec{B} = (0,0,B)$. Escolhendo convenientemente o potencial vetor como $\vec{A} = (-yB,0,0)$ e m sendo a massa efetiva do elétron, então, o Hamiltoniano desse sistema é [1.15]

$$H = \frac{1}{2m} (p_x - eBy)^2 + \frac{p_y^2}{2m} + V(y) \quad (1.3)$$

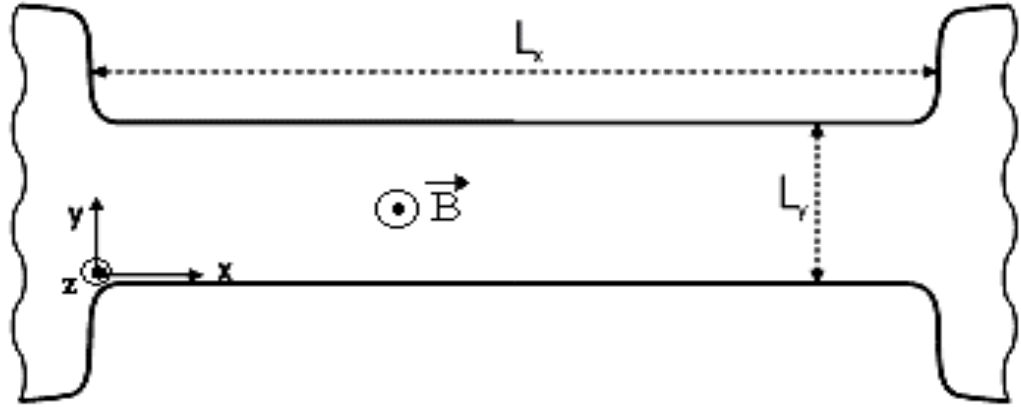


Figura 1.3: Estreito canal condutor em um 2DEG definido por um potencial de confinamento.

H e p_x são operadores que podem ser simultaneamente diagonalizados, ou seja, $[H, p_x] = 0$. Para cada autovalor $\hbar k$ de p_x , o Hamiltoniano tem um espectro discreto de energias $\varepsilon_n(k)$, com $n = 1, 2, 3 \dots$. Para este Hamiltoniano as autofunções $\Psi_{n,k}$ podem ser escolhidas na forma

$$\Psi_{n,k}(x, y) = f_{n,k}(y)e^{ikx} \quad (1.4)$$

$$k = \frac{2\pi}{L_x} q, \text{ onde } q \text{ é inteiro}$$

com f e ε abaixo sendo soluções da equação de autovalor

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dy^2} + \frac{1}{2} m \omega_c^2 (y - y_0)^2 + V(y) \right] f(y) = \varepsilon f(y) \quad (1.5)$$

Com

$$y_0 = -\frac{\hbar k}{m \omega_c} \text{ e } \omega_c = \frac{eB}{m} \quad (1.6)$$

sendo y_0 uma função de k e ω_c a frequência do movimento de ciclotron do elétron.

Um conjunto de estados $\Psi_{n,k}$ com o mesmo índice n constitui o que chamamos de um “modo de propagação”. A velocidade média $v_n(k)$ de uma partícula ao longo do canal em um estado $\Psi_{n,k}$ é o valor esperado da componente x do operador velocidade $(\mathbf{p}+e\mathbf{A})/m$, que é dado por

$$v_n(k) = \left\langle \Psi_{nk} \left| \frac{p_x + eA_x}{m} \right| \Psi_{nk} \right\rangle = \left\langle \Psi_{nk} \left| \frac{\partial \hat{H}}{\partial p_x} \right| \Psi_{nk} \right\rangle = \frac{1}{\hbar} \frac{d\varepsilon_n(k)}{dk} \quad (1.7)$$

Como pode ser visto das equações anteriores, na ausência de um campo magnético a velocidade média $v_n(k)$ é igual a conhecida expressão $\hbar k/m$. Incluindo a degenerescência devido ao spin eletrônico e utilizando a expressão para k na equação (1.4) temos que a densidade de estados (em energia por unidade de área) pode ser escrita como

$$\rho_n(k) = \frac{1}{\pi L_y} \left(\frac{d\varepsilon_n(k)}{dk} \right)^{-1} \quad (1.8)$$

Uma consideração razoável é esperar que o perfil de um potencial genérico de confinamento tenha duas regiões distintas com relação a sua forma: a região central, onde o potencial é aproximadamente constante, ou mesmo nulo, e a região das bordas, onde o potencial aumenta subitamente. Com isso, os autovalores de energia na região central de potencial constante apresentariam a seguinte forma

$$\varepsilon_n(k) = \left(n - \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c, \quad \text{com } n = 1, 2, 3 \dots \quad (1.9)$$

onde as energias são independentes de k . Portanto os elétrons nesses estados não transportam corrente. Mas o valor esperado de $v_n(k)$ na região das bordas da amostra em y_1 e y_2 , como sugerido na figura 1.4. De fato a velocidade média pode ser escrita como

$$v_n = \frac{1}{\hbar} \frac{d\varepsilon_n(k)}{dy_0} \frac{dy_0}{dk} \quad (1.10)$$

mostrando que a velocidade dos modos de propagação nessa região é diferente de zero, ou seja, eles podem transportar corrente elétrica. Essa característica que os modos de propagação apresentam, de estarem perto das bordas, faz com que eles sejam chamados de “estados de borda” e um conjunto desses estados forma um “canal de borda”. Já os modos cujas velocidades são nulas e não transportam corrente, isto é, os que estão presentes no interior da amostra, são denominados como “estados internos”.

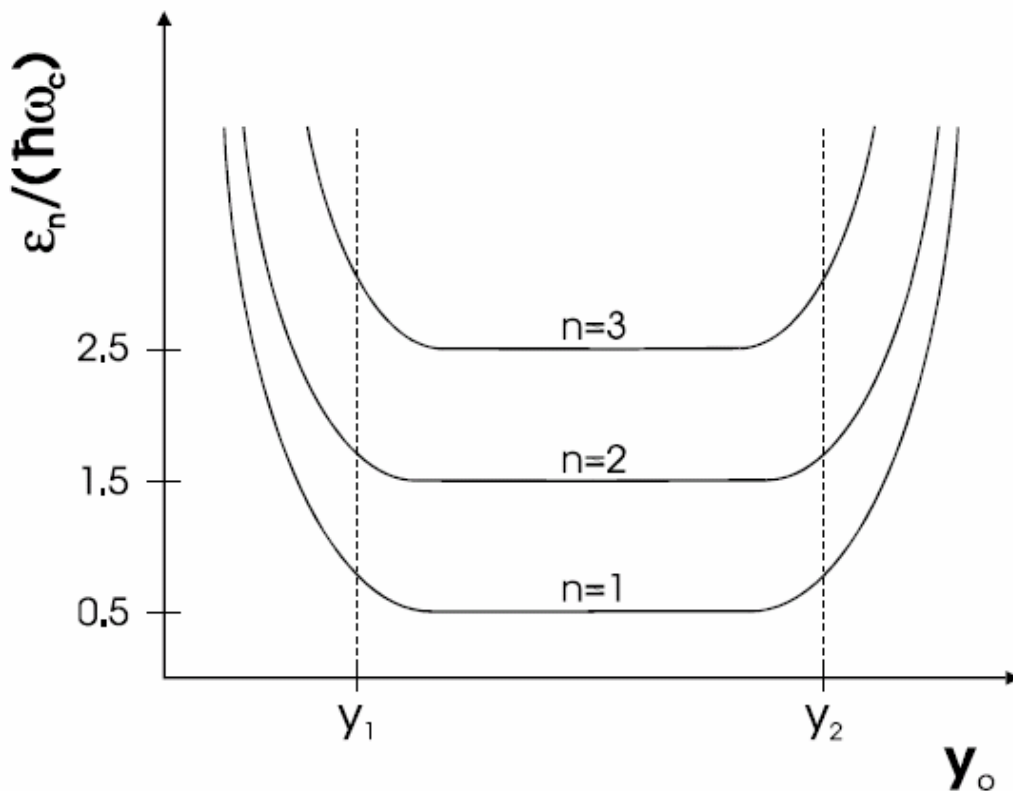


Figura 1.4: Espectro de energia de um canal condutor. Observe que a energia varia em função do comprimento magnético.

O fenômeno quântico discutido acima pode ser compreendido pelo movimento clássico de elétrons confinados em um canal condutor por um potencial de poço quadrado. O campo magnético perpendicular, conforme figura 1.5a, induz os elétrons se moverem em órbitas circulares com um raio ciclotrônico de $(2mv/eB)$. A trajetória dos elétrons quando interceptam uma borda do canal e se movem ao longo desta com uma dada velocidade é conhecido como “skipping orbit”. Esse movimento acontece quando o raio da órbita circular do elétron é menor que a separação elétron-borda. No entanto, esse comportamento não é observado para elétrons que estejam localizados na região interna do canal. Nessa região eles giram em torno de um ponto fixo, sendo nula sua velocidade ao longo do canal e recebem o

nome de órbitas ciclotrônicas. Um terceiro tipo de trajetória também é observado. Se o diâmetro ciclotrônico é maior que a largura do canal, então as trajetórias dos elétrons podem interceptar ambas as bordas produzindo o tipo de movimento que está representado na figura 1.5b, que são as trajetórias transversais. Em um contexto da mecânica quântica as trajetórias transversais dão origem ao que se conhece como sub-bandas magneto-elétricas.

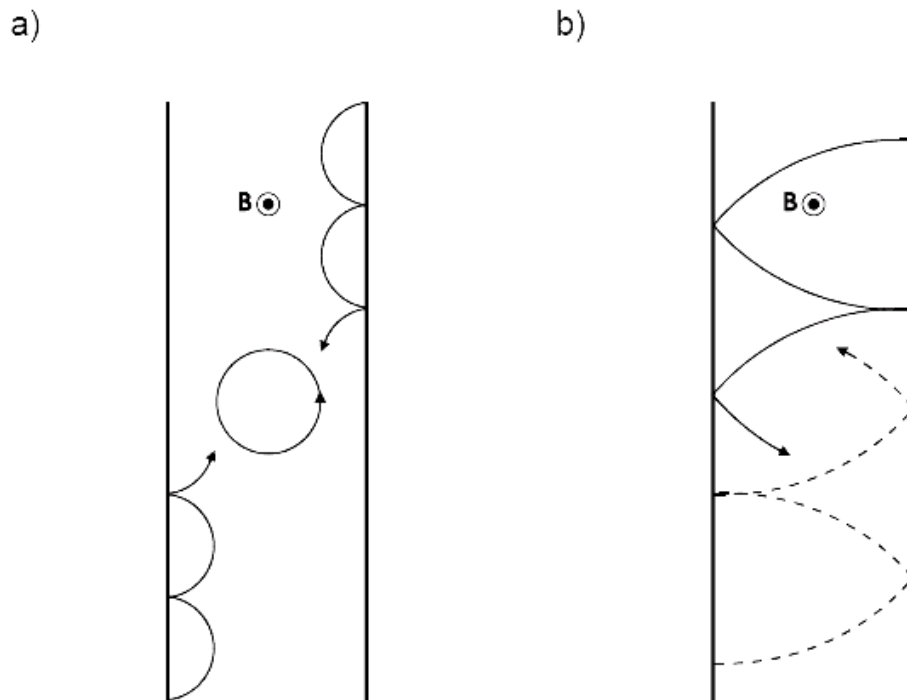


Figura 1.5: Representação esquemática das trajetórias clássicas descritas por elétrons sobre a ação de um campo magnético em um canal definido por um potencial de confinamento.

1.3.2 A fórmula de Landauer e o formalismo de Landauer-Büttiker

Para ajudar na discussão que será realizada a seguir faremos uma explicação do vocabulário que utilizaremos. A explicação de alguns termos tais como “energia de Fermi”, “potencial químico” e “potencial eletroquímico” [1.16] faz-se necessária devido a confusão e a multiplicidade de significados que os cercam.

Trataremos de sistema de férmions (elétrons) independentes, na aproximação de baixa temperatura. Já é conhecido que nesse tipo de sistema todos os estados de uma partícula com energia abaixo de certo valor estão ocupados e que todos os estados com energia maior estão desocupados. Sendo assim, chamamos esse limite energético entre os estados ocupados e desocupados de energia de Fermi. O potencial eletroquímico μ é o potencial termodinâmico

cuja igualdade em todos os pontos do sistema caracteriza um estado de equilíbrio termodinâmico. Essa grandeza é mais comumente denominada potencial químico. Mas em situações onde as interações eletrostáticas são relevantes, como na área de sistemas mesoscópicos e em alguns tratados de termodinâmica, a denominação “potencial eletroquímico” é empregada com mais frequência. A probabilidade de ocupação de um estado de uma partícula com energia ε , numa temperatura T , é dada pela função distribuição de Fermi-Dirac, onde k é a constante de Boltzmann

$$f(\varepsilon, T, z) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{\varepsilon - z}{kT}\right)} \quad (1.11)$$

Analisemos o sistema da figura 1.3. Acrescentando elétrons no reservatório da esquerda, por exemplo, aumenta-se ligeiramente de δn_s a sua densidade eletrônica. Logo a energia de Fermi (ou potencial eletroquímico) desse reservatório aumentará. Um dos motivos para esse aumento é que, em vista do princípio de exclusão, a energia de Fermi E_F aumenta porque os elétrons acrescentados devem ocupar níveis com energia maior que E_F . Esse acréscimo é dado por

$$\delta\mu = \frac{\delta n_s}{\rho(E_F)} \quad (1.12)$$

onde $\rho(E_F)$ é a densidade de estados (em energia) no nível de Fermi. A outra razão para aumentar o nível de Fermi é a diminuição do potencial eletrostático, pois o acréscimo de elétrons provoca um aumento dos níveis de energia do reservatório. Um mesmo potencial eletrostático nos dois reservatórios pode ser restabelecido através de uma fonte de tensão.

Devido à diferença de concentração δn_s surgirá uma corrente de difusão no canal condutor, proporcional a δn_s . Assumindo que não exista espalhamento inelástico no canal, então essa corrente será transportada por estados com energia entre E_F e $E_F + \delta\mu$. A “constante de difusão” D é definida pela equação 1.13, em que J_{dif} é a corrente de difusão dada em partículas por unidade de tempo,

$$J_{dif} = D\delta n_s. \quad (1.13)$$

Quando existe uma diferença de potencial eletrostático V entre os reservatórios, flui uma corrente de “drift” dada por $I = GV$, onde G é a condutância do sistema.

Agora supondo que as diferenças de densidade e de potencial eletrostático entre os reservatórios sejam, respectivamente, δn_s e V , em vista das observações anteriores, conclui-se que a diferença de potencial eletroquímico entre os reservatórios pode ser escrita como $\delta\mu + eV$. Se essa diferença for nula, os reservatórios estarão em equilíbrio e conseqüentemente a corrente total no canal, ou seja, a de difusão mais a de drift, deve ser nula. Resumindo, se

$$\delta\mu + eV = 0 \quad (1.14)$$

Então

$$J = J_{dif} + \frac{I}{e} = 0 \quad (1.15)$$

Fundamentado na discussão acima, podemos ver que a equação 1.15 pode ser reescrita da seguinte forma

$$D\delta n_s + \frac{GV}{e} = 0 \quad (1.16)$$

Através da relação mencionada entre δn_s e $\delta\mu$ (equação 1.12), e calculando V da equação 1.14, podemos reescrever a equação 1.16 como

$$G = e^2 \rho(E_F) D \quad (1.17)$$

Essa equação é uma generalização da relação de Einstein [1.14] entre a condutância e o coeficiente de difusão. Ela é a base do formalismo de Landauer-Büttiker e permite calcular a condutância de um sistema resolvendo-se um problema de difusão.

A corrente de difusão é transportada somente pelos elétrons numa estreita faixa de energia $\delta\mu$, acima da E_F . Mas isso não significa que a corrente de drift induzida por uma diferença de potencial eletrostático seja transportada exclusivamente por esses elétrons. Ao

contrário, todos os elétrons adquirem uma velocidade de drift não-nula na presença de um campo elétrico.

Com a relação generalizada de Einstein, essa grandeza é satisfatória para se calcular a condutância do canal. Nenhuma tentativa de calcular a corrente de drift que flui num sistema com densidade uniforme submetido a um campo elétrico será realizada nessa dissertação. Esse é um cálculo complicado que envolve resolver autoconsistentemente as equações de Boltzmann e de Poisson.

Calculemos a constante de difusão num condutor ideal. Nesse condutor os estados que se movimentam em direção a direita (na figura 1.3) estão ocupados até a energia $E_F + \delta\mu$, enquanto os estados que se propagam para a esquerda estão ocupados até a de E_F e vazios acima dessa energia. Tendo em vista as equações 1.7 e 1.8, a corrente de difusão carregada pelo elétron em um modo n pode ser escrita como

$$J_n = \int_{E_F}^{E_F + \delta\mu} L \mathcal{G}_n(E_F) v_n(k) dE = \frac{2}{h} \delta\mu \quad (1.18)$$

que é independente do índice n e da energia de Fermi.

Espalhamento no interior do condutor estreito pode refletir parte de seus elétrons de volta para o reservatório esquerdo (figura 1.3). Se uma fração T_n dos elétrons num modo n é transmitida para o reservatório da direita, então a corrente de difusão no canal toma a seguinte forma

$$J_{dif} = \frac{2}{h} \delta\mu \sum_{n=1}^N T_n \quad (1.19)$$

onde N é o número de modos com energia abaixo de E_F .

Com as equações 1.12, 1.13 e 1.17, podemos expressar a condutância entre os reservatórios como

$$G = \frac{2e^2}{h} \sum_{n=1}^N T_n \quad (1.20)$$

A relação entre a condutância e as probabilidades de transmissão dos modos de propagação entre dois reservatórios é conhecida como a fórmula de Landauer e está mostrada na equação 1.20. Note-se que essa relação é também obtida usando $G = \frac{eJ_{dif}}{(\delta\mu/e)}$, considerando como se toda a corrente fosse a de difusão e como se $\delta\mu/e$ fosse a diferença de potencial entre os reservatórios. Büttiker [1.17] generalizou essa equação para a transmissão de probabilidades entre um número qualquer de reservatórios, conforme a figura 1.6. Cada reservatório está ligado ao canal condutor por um canal ideal.

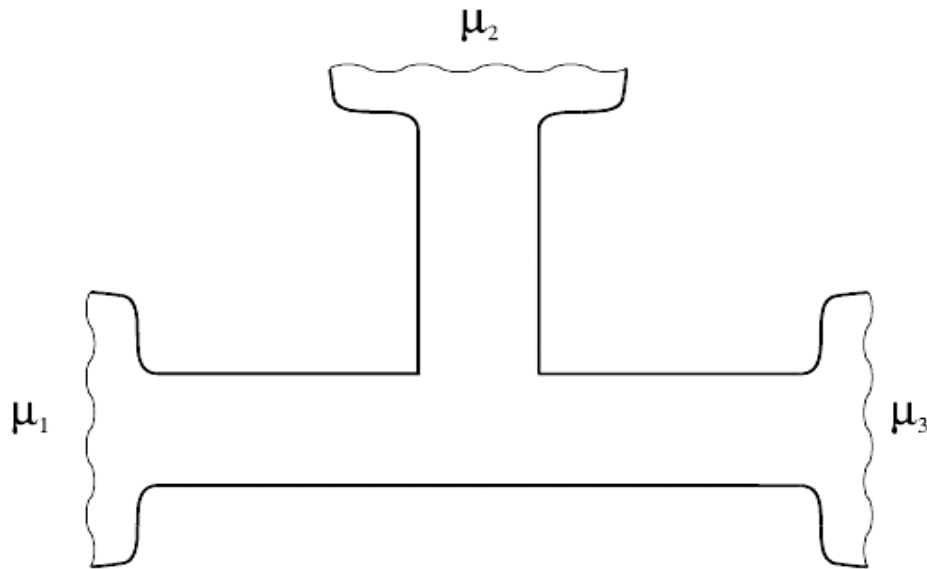


Figura 1.6: Exemplo de um sistema com múltiplos reservatórios.

A corrente injetada por um reservatório α é dada por

$$I_{\alpha} = \left(\frac{2e}{h}\right) N_{\alpha} \mu_{\alpha} \quad (1.21)$$

sendo que μ_{α} é o potencial químico do reservatório e N_{α} é o número de modos de propagação com energia abaixo da energia de Fermi que são injetados pelo reservatório α . Se uma fração $T_{\alpha\beta} / N_{\alpha}$ dessa corrente é transmitida ao reservatório β , e uma fração R_{α} / N_{α} é refletida para o reservatório β , antes de atingir algum outro reservatório, então a corrente total injetada por α é escrita como

$$\frac{\hbar}{2e} I_\alpha = (N_\alpha - R_\alpha) \mu_\alpha - \sum_{\beta \neq \alpha} T_{\beta\alpha} \mu_\beta \quad (1.22)$$

onde o segundo termo dessa expressão está relacionado à corrente transmitida do reservatório β para o reservatório α .

A exigência física que a corrente injetada por um reservatório seja conservada impõe a seguinte relação aos coeficientes de transmissão

$$N_\alpha - R_\alpha - \sum_{\beta \neq \alpha} T_{\alpha\beta} = 0 \quad (1.23)$$

Por sua vez, um aumento de todos os potenciais químicos pela mesma quantidade em todo o sistema não deve mudar a corrente. Isto requer

$$N_\alpha - R_\alpha - \sum_{\beta \neq \alpha} T_{\beta\alpha} = 0 \quad (1.24)$$

Do ponto de vista da equação 1.24 somente diferenças no potencial químico podem ser obtidas utilizando esse conjunto de equações em sistemas com múltiplos reservatórios. Alternativamente, pode-se fixar o potencial químico em um dos reservatórios como zero e então trabalhar com os outros potenciais restantes. Em sistemas com múltiplos reservatórios esse procedimento é conhecido como “formalismo de Landauer-Büttiker”.

1.3.3 O formalismo de Landauer-Büttiker no contexto do efeito Hall quântico

Nessa seção deduziremos as expressões da resistência Hall quantizada e da resistência longitudinal nula. Para determinarmos essas resistências, que são características do efeito Hall quântico, utilizaremos o formalismo de Landauer-Büttiker.

Algumas hipóteses possíveis sobre as probabilidades de transmissão são necessárias. Na presença de um campo magnético, espera-se a supressão do processo de retro-espalhamento, como sugere a figura 1.7. Em outras palavras, no regime do EHQ não haveria espalhamento de elétrons na direção contrária à direção de propagação dos estados de borda.

Essa propriedade se deve ao fato do comprimento magnético do movimento ciclotrônico (l_m) ser muito menor do que a separação entre as impurezas do canal condutor.

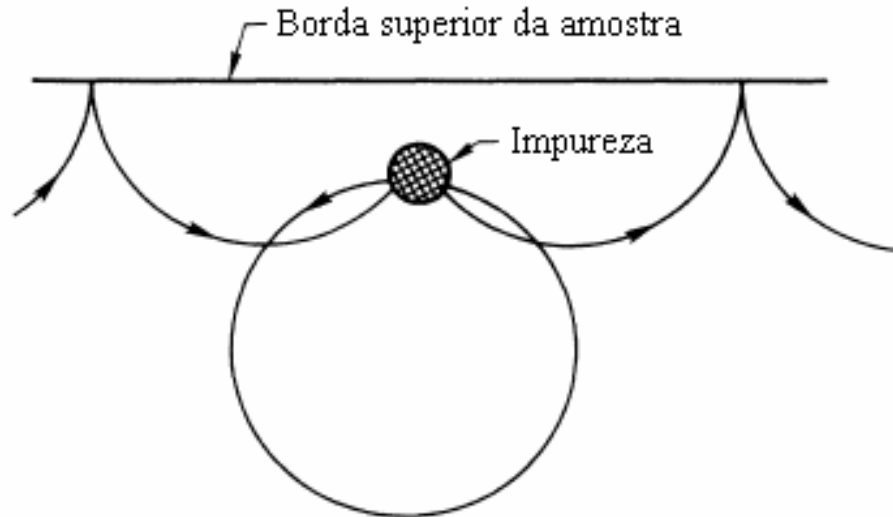


Figura 1.7: Mesmo que o estado de borda se choque com uma impureza, a alta intensidade do campo magnético impossibilita o seu espalhamento, seja para traz, ou para o interior da amostra.

Estabelecidas as características do EHQ pode-se, através da equação 1.22, e de acordo com a figura 1.8, calcular a resistência Hall R_H e a resistência longitudinal R_L que são definidas, respectivamente, como

$$R_H = \frac{V_2 - V_6}{I} \quad \text{e} \quad R_L = \frac{V_2 - V_3}{I}$$

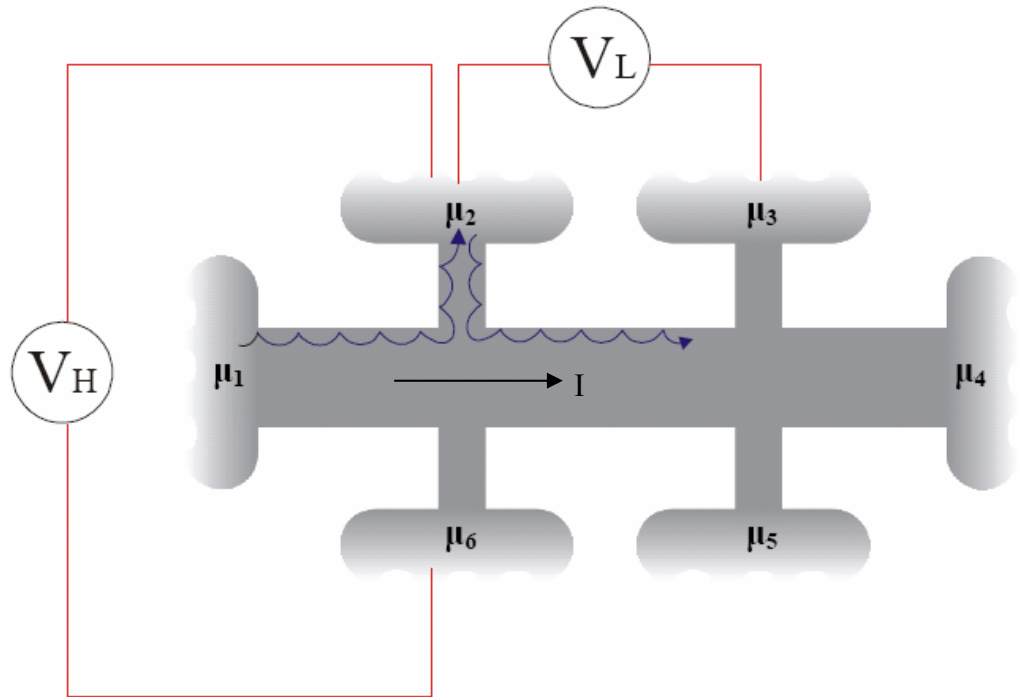


Figura 1.8: Representação esquemática de uma ponte Hall onde será aplicado o formalismo de Landauer-Büttiker. Não havendo retro-espalhamento a corrente injetada por um reservatório é integralmente guiada para o reservatório adjacente.

Nos campos magnéticos intensos onde se observa o EHQ, o número de modos de cada reservatório é igual ao número (N_L) de níveis de Landau com energia abaixo do potencial químico daquele reservatório. Lembrando que os contatos laterais da ponte Hall têm corrente nula ($I_2=I_3=I_5=I_6=0$), a figura 1.8 e a equação 1.22 conduzem a

$$\begin{aligned}
 N_L \mu_2 - N_L \mu_1 &= 0 \\
 \Rightarrow \mu_1 &= \mu_2 \\
 N_L \mu_3 - N_L \mu_2 &= 0 \\
 \Rightarrow \mu_1 &= \mu_2 = \mu_3
 \end{aligned}
 \tag{1.25}$$

Analogamente

$$\mu_4 = \mu_5 = \mu_6$$

A resistência longitudinal entre os reservatórios 2 e 3 pode, assim, ser escrita como

$$R_L = \frac{V_L}{I} = \frac{\mu_3 - \mu_2}{eI} = 0$$

$$R_L = 0$$

Em suma, a resistência longitudinal é nula, como pretendíamos mostrar.

A corrente injetada no reservatório 1 é igual à corrente na ponte Hall ($I_1=I$). Com essa consideração e com os coeficientes de transmissão sintetizados na figura 1.8, a equação 1.22 leva a

$$I = \frac{2e}{h}(\mu_1 - \mu_6)N_L = \frac{2e}{h}(\mu_2 - \mu_6)N_L \quad (1.26)$$

A resistividade Hall é dada por

$$R_H = \frac{V_H}{I} = \frac{\mu_2 - \mu_6}{eI}$$

Em vista da equação 1.26

$$R_H = \frac{h}{2e^2} \frac{1}{N_L}, \quad \text{onde } N_L=0, 1, 2, \dots \quad (1.27)$$

Mostrando que, de acordo com o que queríamos demonstrar, a R_H apresenta valores quantizados. O fator 2 que aparece na equação 1.27 vem da degenerescência de spin.

1.4 Referências bibliográficas do capítulo 1

- [1.1] K. von Klitzing, G. Dorda e M. Pepper, Phys. Rev. Lett. **45**, 494 (1980).
- [1.2] D. C. Tsui e A. C. Gossard, Appl. Phys. Lett. **38**, 550 (1981).
- [1.3] H. L. Strömer, Schlesinger, A. Chang, D. C. Tsui, A. C. Gossard and W. Wiegmann, Phys. Rev. Lett. **51**, 126 (1983).
- [1.4] Y. Guldner, J. P. Hirtz, J. P. Voisin, M. Voos e M. Razeghi, J. Phys. Lett. **43**, L613 (1982).

- [1.5] I. J. Gelfand, S. Amasha, D. M. Zumbühi, M. A. Kastner, C. Kadow, A. C. Gossard, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 252105 (2006).
- [1.6] K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, M. I. Katsnelson, I. V. Grigorieva, S. V. Dubonos and A. A. Firsov, *Nature Lett.* **438**, 197 (2005).
- [1.7] Y.W. Suen, L.W. Engel, M. B. Santos, M. Shayegan, D. C. Tsui. *Phys. Rev. Lett.* **68**, 9 (1992).
- [1.8] R. E. Prange e S. M. Girvin, *The Quantum Hall Effect*, Spriger-Verlag, New York, (1987).
- [1.9] D. C. Tsui, H. L. Störmer e A. C. Gossard, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1559 (1982).
- [1.10] R. B. Laughlin, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 1395 (1983).
- [1.11] J. Oswald e M. Oswald, *J. Phys.: Condensed Matter* **18**, R101 (2006).
- [1.12] M. Büttiker, *Phys. Rev. B* **38**, 9375 (1988).
- [1.13] Y. Imry, *Directions in Condensed Matter Physics*, World Scientific, Singapore (1986).
- [1.14] C. W. J. Beenakker e H. van Houten, *Quantum Transport in Semiconductor Nanostructures*, Academic Press, New York (1991).
- [1.15] **A. J. M. Neves**, Ballistic Transport in Semiconductors, tese de doutorado, Universidade de Nottingham, dezembro 1993.
- [1.16] N. W. Ashcroft e N. D. Mermin, *Solid State Physics*, Saunders College, Hong Kong, (1987).
- [1.17] M. Büttikker, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1761 (1986).

Capítulo 1:

A Distribuição de Corrente no Efeito Hall Quântico e a Técnica de Acoplamento Indutivo

1.5 Introdução

A distribuição de corrente em uma ponte Hall no efeito Hall Quântico é uma questão em discussão desde a descoberta desse efeito. Dois modelos contraditórios foram propostos para descrever a distribuição espacial da corrente Hall. Alguns experimentos e modelos teóricos indicam que a corrente se distribui uniformemente pela largura da ponte Hall [1.18 - 1.22] e outros sugerem que a corrente se concentra nas bordas do dispositivo [1.23 - 1.31].

Inicialmente acreditou-se que a teoria do efeito Hall quântico formulada em termos de estados de borda, explicado na subseção 1.3.1, implicaria que a corrente flui apenas próximo das bordas da ponte Hall. De fato, essa teoria foi criticada por contradizer o que se consideravam evidências experimentais da presença de corrente no interior de uma ponte Hall [1.8]. Atualmente, a interpretação de que o formalismo de estados de borda não prevê em geral onde flui a corrente é amplamente aceita. Acredita-se que ele apenas forneça os valores corretos para as resistências Hall e longitudinal. Esse resultado pode ser obtido através da solução de um problema de difusão e da utilização da relação de Einstein (subseção 1.3.2). O formalismo de estados de borda prevê qual será a distribuição de corrente no caso das diferenças de potencial eletroquímico serem produzidas unicamente por diferenças infinitesimais de concentração eletrônica. Mas a previsão não acontece para o caso das

diferenças de potencial serem de origem eletrostática, que é importante nos problemas de condução elétrica. Nessa situação contribuem para a corrente todos os estados com energia abaixo do nível de Fermi que adquirem velocidade de arraste não-nula, devido ao campo elétrico relacionado com a tensão.

Durante a década passada, experimentos para investigar a distribuição de corrente e o perfil do potencial eletrostático de um 2DEG no efeito Hall quântico utilizaram várias técnicas de medidas [1.22, 1.31, 1.33 - 1.43].

Os primeiros experimentos realizados com o objetivo de mapear a distribuição de corrente envolviam a fixação de contatos elétricos no interior da ponte Hall e a medição da tensão entre contatos adjacentes [1.33, 1.34, 1.44 - 1.46]. A expectativa era obter o campo elétrico em várias regiões no interior da amostra para calcular a velocidade de arraste dos elétrons e assim conseguir a densidade de corrente na região. Contudo, foi possível aprender que a presença de defeitos, como por exemplo, os associados à fabricação de contatos elétricos, têm um pronunciado efeito sobre as tensões entre contatos no regime do EHQ. Entre muitos problemas [1.31, 1.47], há uma dificuldade conceitual na interpretação dos resultados. As tensões medidas correspondem à diferença de potencial eletroquímico entre contatos, não à integral de linha do campo elétrico.

Nas próximas seções discutimos brevemente dois experimentos importantes e engenhosos, onde se evitou o uso de contatos no interior da ponte Hall. Como se verá, eles conduzem a conclusões diferentes a cerca da distribuição de corrente. Um é o experimento de Fontein et al. que utiliza uma técnica óptica baseada no efeito Pockels. Ele indica que a corrente está altamente concentrada nas bordas da ponte. O outro é o experimento de acoplamento indutivo de Yahel et al. onde a informação sobre a distribuição de corrente é obtida medindo-se, em uma bobina localizada próximo de uma das bordas da amostra, a tensão induzida por uma corrente Hall alternada. O trabalho sugere que a corrente se distribui uniformemente pela largura da ponte Hall. Também analisamos ambos os experimentos e sintetizamos as hipóteses sob as quais se apóiam as conclusões tiradas. Em outra seção, apresentamos uma proposta original, ainda não testada, que talvez permita mapear a distribuição de corrente de forma pouco invasiva e com grande resolução. Como se explicará, o exame da viabilidade dessa idéia envolve o uso da técnica de acoplamento indutivo. A necessidade desse teste é a motivação do presente trabalho, cujo objetivo é testar se é possível simplificar e aprimorar a delicada técnica de acoplamento indutivo. E por fim, discutiremos que teoricamente isso poderia ser feito fabricando-se num mesmo chip a ponte Hall e a bobina envolvida na técnica.

1.6 O experimento óptico

Em 1991, P. F. Fontein et al. realizaram um importante trabalho para medir a distribuição de potencial eletrostático ao longo da largura de uma ponte Hall. A técnica empregada por eles tem como base o efeito eletro-óptico, conhecido também como efeito Pockels [1.48], e utiliza o fato do GaAs tornar-se birrefringente quando é submetida a um campo elétrico [1.31]. Esse método não requer a utilização de contatos elétricos no 2DEG e por isso foi considerado pouco invasivo. Uma síntese desse experimento pode ser obtida em [1.49].

Nesse experimento óptico utilizou-se uma “ponte Hall” sem ramos laterais, produzida em uma heterojunção de dopagem modulada de GaAs-AlGaAs. Os únicos contatos elétricos estão situados nas extremidades do dispositivo e são usados para passar corrente elétrica através dele. No verso da amostra existia um fino “gate” de Au. Aplicando uma diferença de potencial entre o gate e o gás de elétrons, cria-se um campo elétrico normal ao 2DEG, responsável pela birrefringência. No experimento aplicou-se uma corrente na ponte Hall, mantendo um campo magnético normal ao 2DEG, com intensidade correspondente a um dos platôs do efeito Hall quântico e utilizou-se um feixe de laser polarizado focado sobre um ponto na superfície da amostra. O feixe de luz viajava perpendicularmente ao gás bidimensional de elétrons e atravessava o gate no verso da amostra. Aplicando uma diferença de potencial entre o 2DEG e o “gate”, mediu-se no feixe transmitido uma diferença de fase entre as componentes da luz polarizadas nas direções com índice de refração maior e menor. Então, a distribuição do potencial foi obtida medindo a diferença de fase em vários pontos da largura da ponte Hall.

Na figura 1.9, onde V_H é a tensão Hall e x representa a largura da amostra (2mm), podemos ver que o potencial varia rapidamente nas bordas, $x = \pm 1$ mm, e linearmente no interior da ponte Hall. A distribuição de potencial, dentro da precisão experimental, é a mesma para diferentes campos magnéticos na região do platô e medidas realizadas em outros platôs revelaram a mesma distribuição. A resolução espacial do experimento era de 70 μ m, limitada pelo diâmetro do laser usado para medir a diferença de fase causada pela birrefringência. É possível, portanto, que a distribuição de potencial seja ainda mais íngreme nas bordas, que a obtida. A curva contínua na figura corresponde a uma solução aproximada

de uma equação integral obtida [1.31] exigindo-se que a distribuição de carga e potencial satisfizessem simultaneamente às equações de Schrödinger e Poisson.

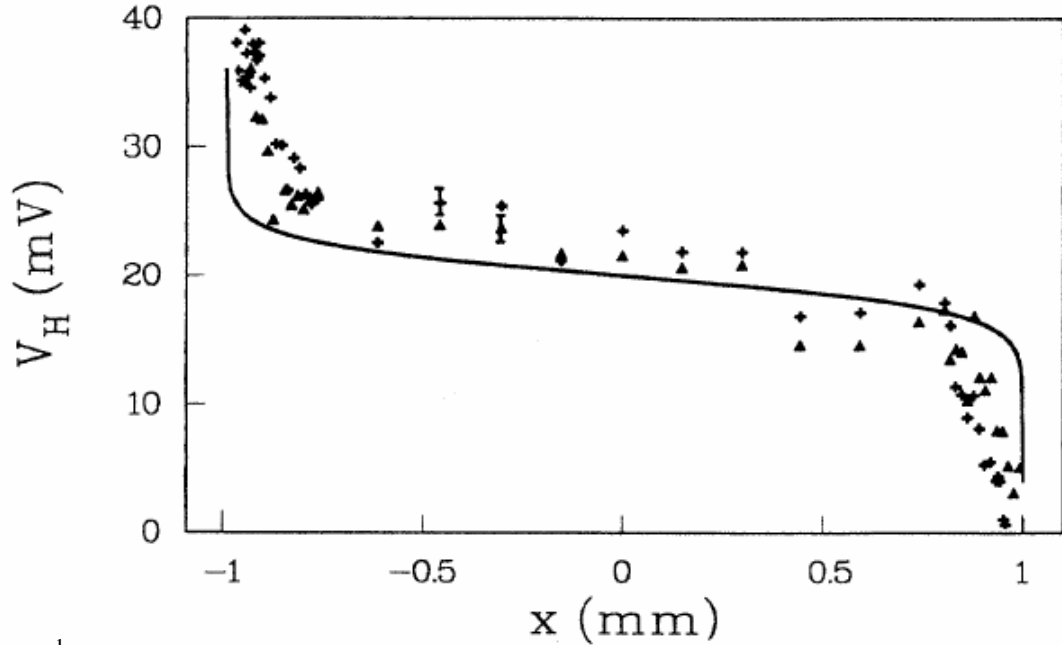


Figura 1.9: Resultado das varreduras do laser. As medidas foram realizadas em campo magnético de 5,0 T (▲) e 5,25 T (+).

A distribuição de corrente não foi diretamente medida no experimento, mas pode ser estimada [1.47], supondo que o campo elétrico não varie muito rapidamente na escala do comprimento magnético ($l_m = (\hbar / eB)^{1/2}$). Fontein et al. estimaram que aproximadamente 2/3 da corrente total (5 μ A) fluíam a menos de 70 μ m da borda, e o restante da corrente se distribuía uniformemente pelo interior da amostra. Para detalhes sobre o experimento óptico realizado por Fontein et al. pode-se consultar a referência [1.31].

1.7 O experimento de acoplamento indutivo

Em 1996 foi a vez de Yahel et al. [1.43] darem uma valiosa contribuição para a pesquisa sobre a distribuição de corrente. Eles desenvolveram uma técnica conhecida como “acoplamento indutivo” que foi primeiramente empregada para estudar a distribuição de corrente na geometria de Corbino [1.43] e mais tarde ela foi utilizada para estudar a distribuição de corrente na geometria da ponte Hall [1.22, 1.50].

Esse experimento utiliza uma ponte Hall que ocupa todo um chip de uma heterojunção com dimensão de $10 \times 5 \text{ mm}^2$. Uma bobina compacta com 3000 espiras, de fio de cobre tendo $50 \mu\text{m}$ de diâmetro, foi colocada a $0,4 \text{ mm}$ sobre uma das laterais da ponte Hall, conforme mostrada na figura 1.10. Os contatos ôhmicos para a injeção de corrente ao longo da dimensão da ponte Hall foram fabricados com Au/Ge/Ni, ao longo da borda oposta àquela onde se encontrava a bobina. Esse cuidado foi tomado visando diminuir a indução de sinais externos na bobina. O “gate” no verso do dispositivo, localizado a $350 \mu\text{m}$ abaixo do 2DEG, estava presente apenas em parte das amostras. Aplicou-se uma corrente Hall alternada e mediu-se na bobina a força eletromotriz induzida pelo fluxo magnético variável criado pela corrente na ponte. Além de depender da amplitude e da frequência da corrente, o sinal captado na bobina depende também da sua distribuição espacial.

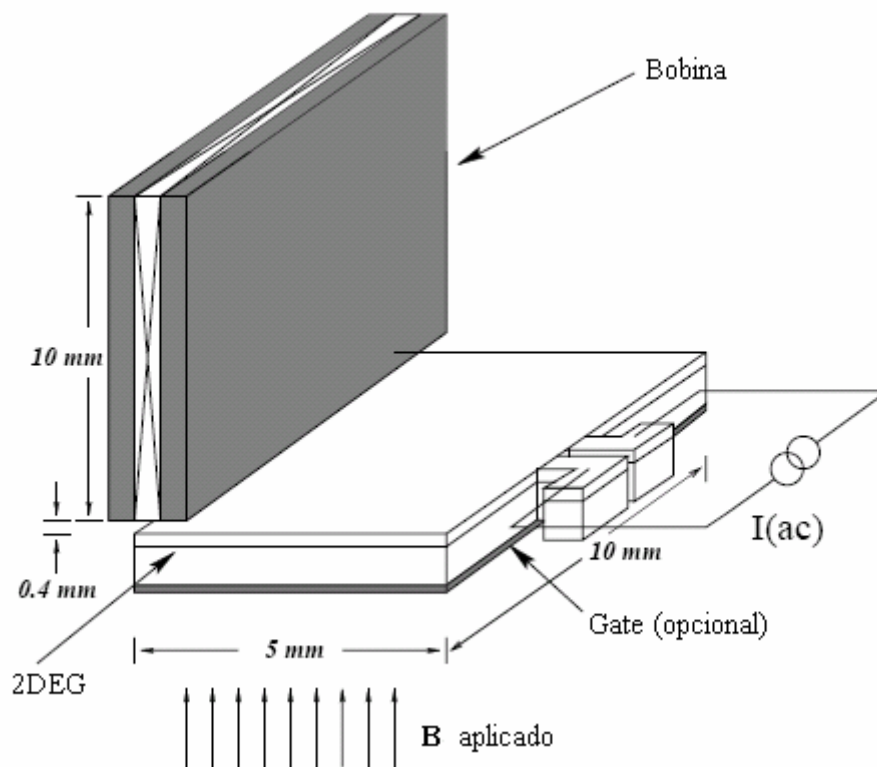


Figura 1.10: Arranjo experimental de Yahel et al. [1.50].

Uma corrente alternada aplicada entre os contatos ôhmicos, produziu um fluxo magnético alternado induzindo uma força eletromotriz (fem) na bobina. Utilizando a detecção síncrona, apresentada na seção 3.5, o sinal induzido na bobina foi medido em função do campo magnético aplicado perpendicularmente ao gás bidimensional de elétrons. Pelo teste de

calibração realizado, na temperatura de 4,2 K, um sinal induzido de $(180 \pm 10) \text{ nV} / \mu\text{A}$ é produzido por uma corrente de 26 kHz situada imediatamente abaixo da bobina. Na experiência utilizou-se uma corrente Hall com amplitude de $0,5 \mu\text{A}$ e frequência de 26 kHz.

Na figura 1.11, podemos visualizar a força eletromotriz induzida, no eixo da esquerda, e a resistência longitudinal do dispositivo, no eixo da direita, medidas em função do campo magnético aplicado. Como se vê nessa figura, dentro da precisão experimental a tensão induzida é independente do campo. Em particular, a parte b da figura deixa claro que não há mudança no sinal induzido quando se passa do regime do efeito Hall quântico para o regime dissipativo ($R_{xx} \neq 0$). Os autores concluem que a distribuição de corrente no efeito Hall quântico deve ser essencialmente aquela prevista pela eletrodinâmica em campo magnético nulo, ou seja, a corrente deve se distribuir uniformemente. Também concluem que não mais do que 5% da corrente total flui nas bordas do dispositivo.

As amostras com “gate” metálico no verso do substrato forneceram importantes informações. A medida apresentada na figura 1.12 foi realizada com o gate e com um dos contatos de corrente aterrados. Como antes, utilizou-se uma corrente com amplitude de $0,5 \mu\text{A}$ e frequência de 26 kHz. Essa figura mostra algumas dessas medidas, a linha sólida da tensão induzida corresponde a +H e +V e a linha tracejada corresponde a +H e -V. O sinal induzido foi medido em quatro configurações diferentes (H^+V^+ , H^+V^- , H^-V^+ e H^-V^-), correspondentes às duas possibilidades de orientação do campo e de contato aterrado. O resultado mostra que para duas das configurações o sinal sobe de aproximadamente 15 nV para 85 nV, quando se entra na região de campo correspondente ao regime do efeito Hall quântico. Em vista da calibração e da precisão do experimento, os autores concluem que, nesse regime, toda a corrente flui na borda sob a bobina. Simetricamente, nas outras configurações de medida o sinal praticamente se anula no efeito Hall quântico, sugerindo que toda a corrente flui na borda oposta à bobina.

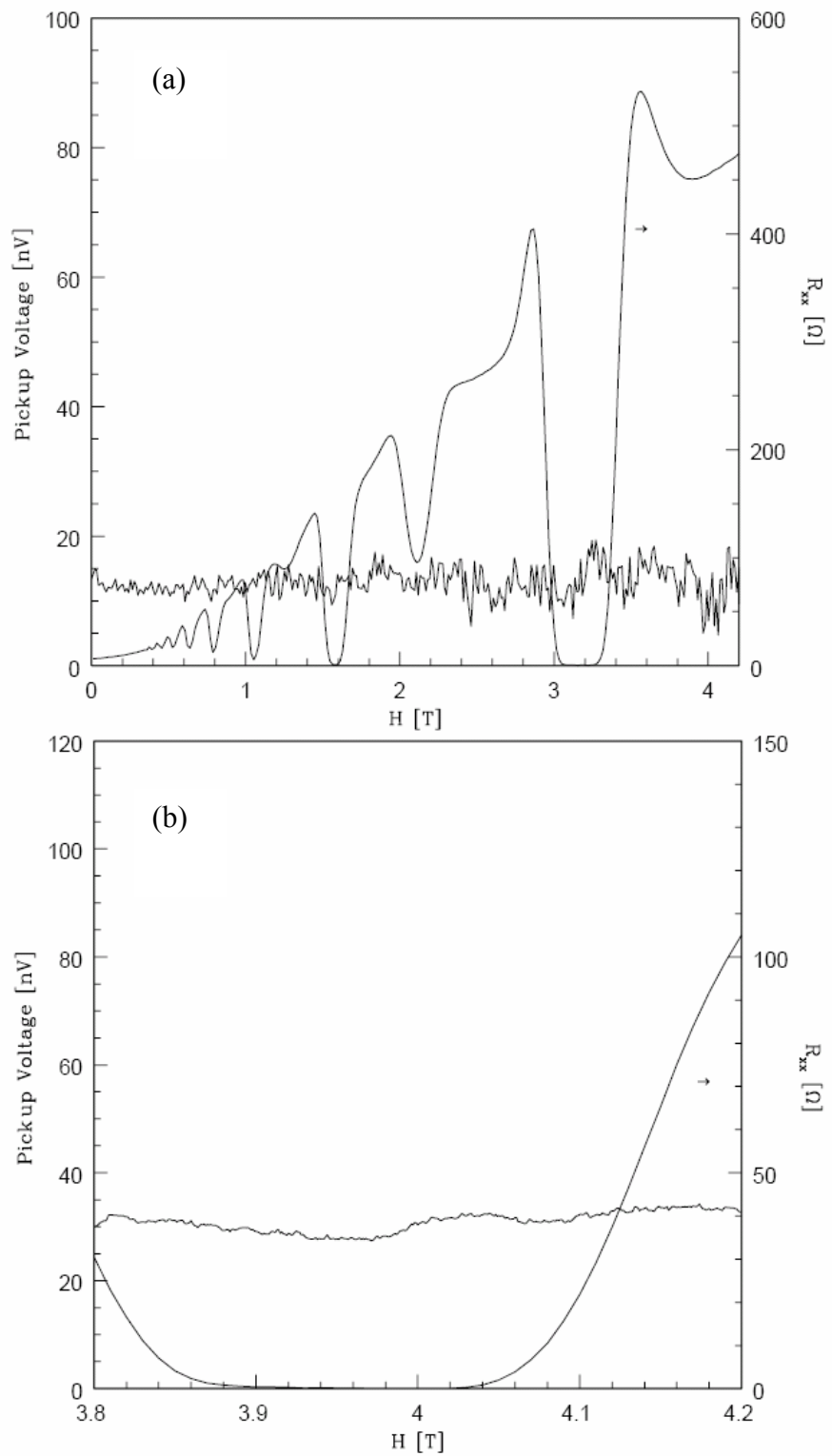


Figura 1.11: Amostras sem “gate”. a) Tensão induzida captada pela bobina (eixo esquerdo) comparada com a resistência longitudinal (R_{xx}) (eixo direito) em função do campo magnético. b) Note que o sinal induzido não muda mesmo quando R_{xx} vai a zero [1.50].

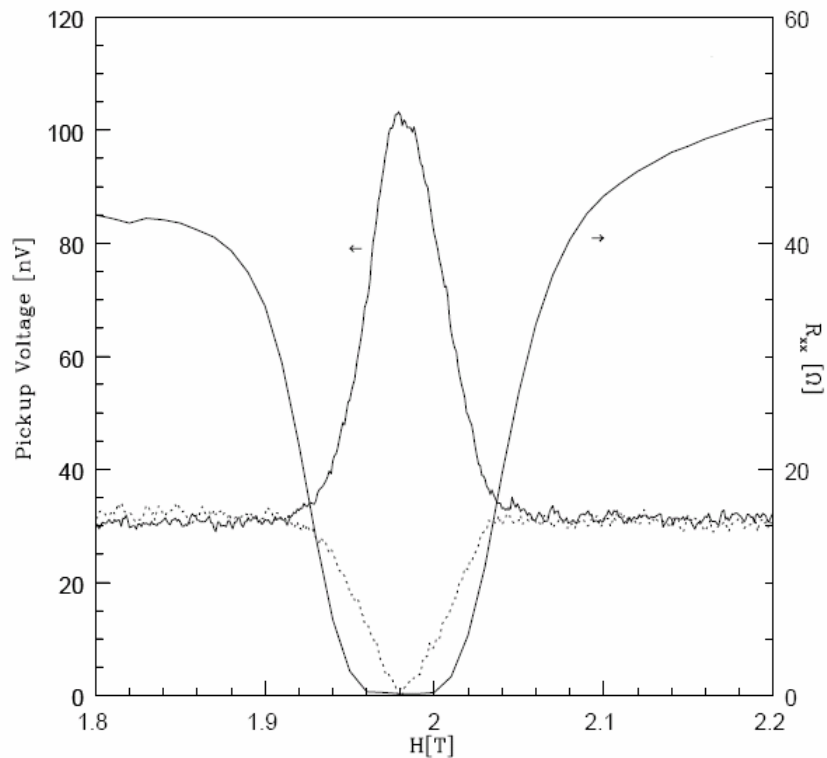


Figura 1.12: Amostra com gate. Força eletromotriz induzida (eixo da esquerda) e resistência longitudinal do dispositivo (eixo da direita) como função do campo magnético aplicado [1.50].

Com esse contraste entre os resultados com e sem gates, Yahel et al. [1.50], mostraram que os gates perturbam a distribuição de corrente que se deseja estudar. Trata-se de um resultado importante. Ele traz dúvida sobre a validade das conclusões sobre a distribuição de corrente provenientes de experimentos envolvendo gates. Naturalmente essa cautela aplica-se ao experimento de Fontein et al. (seção 1.2).

1.8 Considerações sobre os experimentos óptico e de acoplamento indutivo

Os experimentos óptico e de acoplamento indutivo são de difícil realização e envolvem o domínio de uma série de parâmetros delicados. Entretanto, eles foram executados com muita perícia e destreza pelos autores.

Tanto Fontein et al. quanto Yahel et al. não mediram a distribuição de corrente. Como já mencionado, os autores do experimento de acoplamento indutivo, observando que o sinal induzido era independente do campo magnético aplicado nas amostras sem gate, propuseram

que a distribuição de corrente no efeito Hall quântico seria a prevista pela eletrodinâmica em campo nulo, significando distribuição uniforme. Realmente, alguns livros-texto de eletrodinâmica [1.51] demonstram que um cilindro condutor com seção reta arbitrária, com as bases mantidas em potenciais constantes e diferentes, tem uma distribuição de corrente uniforme. Contudo, esse resultado aplica-se a um condutor tridimensional e parece-nos discutível que o gás de elétrons em uma heterojunção seja tratado assim. Parece-nos mais coerente considerá-lo como um sistema bidimensional. O tratamento quântico aproximado proposto por MacDonald [1.52] aponta que nesse caso deve haver uma concentração de carga e corrente nas bordas.

Outro ponto importante presente no experimento de Yahel et al. é que a ponte Hall foi submetida a uma tensão alternada, com isso inversões periódicas no sentido da corrente são esperadas. A tensão induzida medida seria uma média das distribuições de corrente, possivelmente diferentes, correspondentes às duas polaridades, dificultando a interpretação dos resultados experimentais. Acreditamos que essa incerteza poderia ser removida, a exemplo do que se fez no experimento de Fontein et al., utilizando uma tensão alternada superposta a um nível DC, suficientemente elevado para que não houvesse mudança na polaridade da ponte Hall.

A técnica de acoplamento indutivo utilizada por Yahel é experimentalmente bastante complexa. Além dos pequenos sinais que se obtém, é preciso manufaturar uma bobina muito delicada e compacta e posicioná-la precisamente a uma pequena distância de um chip, no interior de um criostato. Talvez o resultado mais importante do experimento de Yahel, seja a demonstração experimental de que a presença de gates metálicos na amostra altera substancialmente a distribuição de corrente no efeito Hall quântico. Como foi mencionado anteriormente, esse fato traz dúvidas sobre as conclusões de alguns experimentos importantes como o de Fontein. É importante compreender esse fenômeno, inclusive para que talvez se possa evitá-lo, preservando as boas idéias de experiências envolvendo dispositivos com gates.

É bem conhecido o fato de que a distribuição de corrente depende da distribuição do potencial elétrico. Por outro lado, sabe-se da eletrostática que, num condutor em equilíbrio, todo o excesso de carga se distribui na sua superfície externa, se concentrado nas suas partes mais angulosas (“poder das pontas”). As “pontes Hall sem braços laterais” utilizadas por Yahel e Fontein ocupavam a totalidade de um chip. Dessa forma, o eventual excesso de carga no gate estava imediatamente abaixo da borda do gás eletrônico, alterando o potencial dessa região mais do que o potencial no interior do 2DEG. Acreditamos que o problema possa ser evitado fabricando uma ponte com longos braços laterais numa pequena área do chip. A borda

do gate estaria a uma longa distância do 2DEG. Dessa maneira a alteração do potencial eletrostático devido a colocação do gate seria a mesma em todos os pontos do gás eletrônico. Conseqüentemente a presença do gate não deve provocar alterações na distribuição de corrente.

1.9 Motivação e objetivos deste trabalho

Conforme visto na seção 1.1, o estudo da distribuição de corrente no efeito Hall quântico envolve sutilezas, tanto no que toca o significado dos modelos teóricos, quanto no que se refere à interpretação de resultados experimentais. Na mesma linha, o experimento de Yahel et al. demonstra (seção 1.3) que a mera presença de um “gate” metálico numa ponte Hall pode alterar substancialmente a sua distribuição de corrente.

O efeito do gate representa uma “pequena tragédia” para o estudo da distribuição de corrente. Ele põe por terra idéias interessantes [1.31, 1.18] como a do experimento de Fontein (seção 1.2 e 1.4). A restrição ao uso de “gates” é também um obstáculo para o grupo da UFV. Como foi discutido num trabalho anterior [1.49], acreditamos que se possa mapear a distribuição de corrente durante o efeito Hall quântico utilizando-se gates supercondutores, depositados sobre uma ponte Hall. Naturalmente a viabilidade do experimento depende de ser possível evitar a perturbação desses gates na distribuição de corrente. Abaixo explicamos resumidamente essas propostas.

A idéia do grupo se baseia em criar nas bordas de uma ponte Hall um campo magnético diferente daquele presente no interior do dispositivo. Em princípio, isso pode ser realizado explorando o efeito Meissner [1.53], depositando gates supercondutores no meio da ponte Hall. A distância entre o gás eletrônico e a superfície de uma heterojunção é tipicamente de 100 nm. Assim, espera-se que um filme supercondutor na superfície, com dimensões micrométricas, blinde o gás de elétrons abaixo dele, do campo magnético aplicado. Esta idéia é ilustrada na figura 1.13.

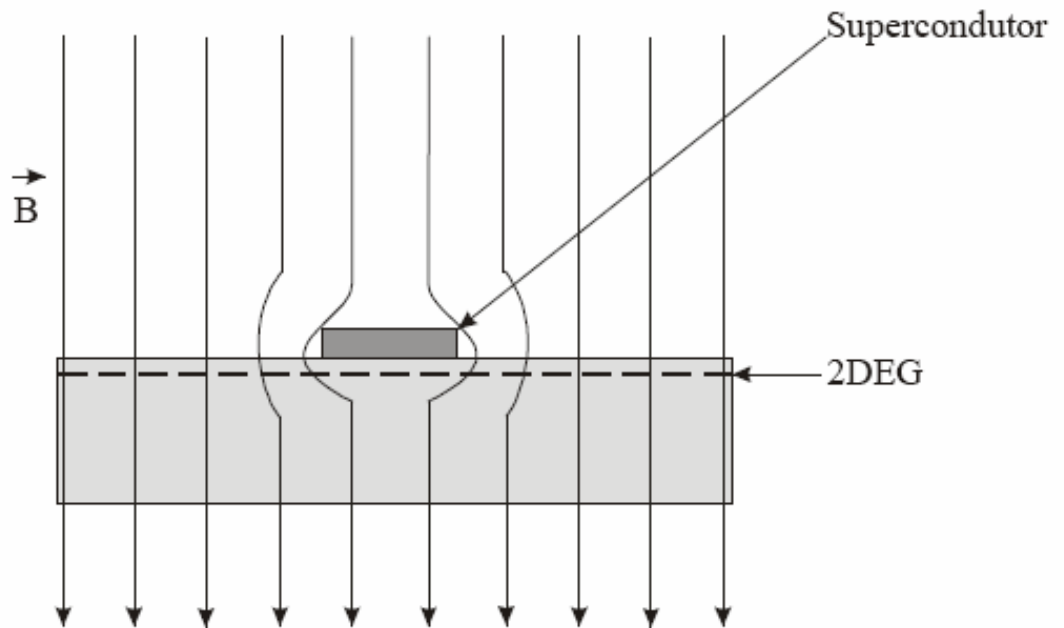


Figura 1.13: Ilustração do corte transversal de uma heterojunção, contendo um 2DEG, submetida a um campo magnético aplicado homogêneo. O supercondutor na superfície da estrutura blinda os elétrons livres abaixo dele do campo aplicado.

A figura 1.14 mostra esquematicamente uma ponte Hall fabricada numa heterojunção, contendo “gates” supercondutores na superfície. Caso a corrente esteja uniformemente distribuída pela largura da ponte, deveríamos esperar que a tensão Hall medida entre os contatos à esquerda da ponte fosse maior que aquela medida entre os contatos no centro, pois os elétrons viajando sob o “gate” não sofreriam deflexão pelo campo magnético. Por outro lado, caso a corrente se concentrasse nas bordas da ponte Hall, não passando na região sob os “gates”, a expectativa é que a tensão Hall medida entre os vários pares de contatos laterais fosse igual. Em geral, a diferença entre a tensão Hall medida entre dois pares de contatos deve estar relacionada com a corrente que flui na região correspondente à diferença de largura entre os “gates” (região indicada por setas na figura 1.14).

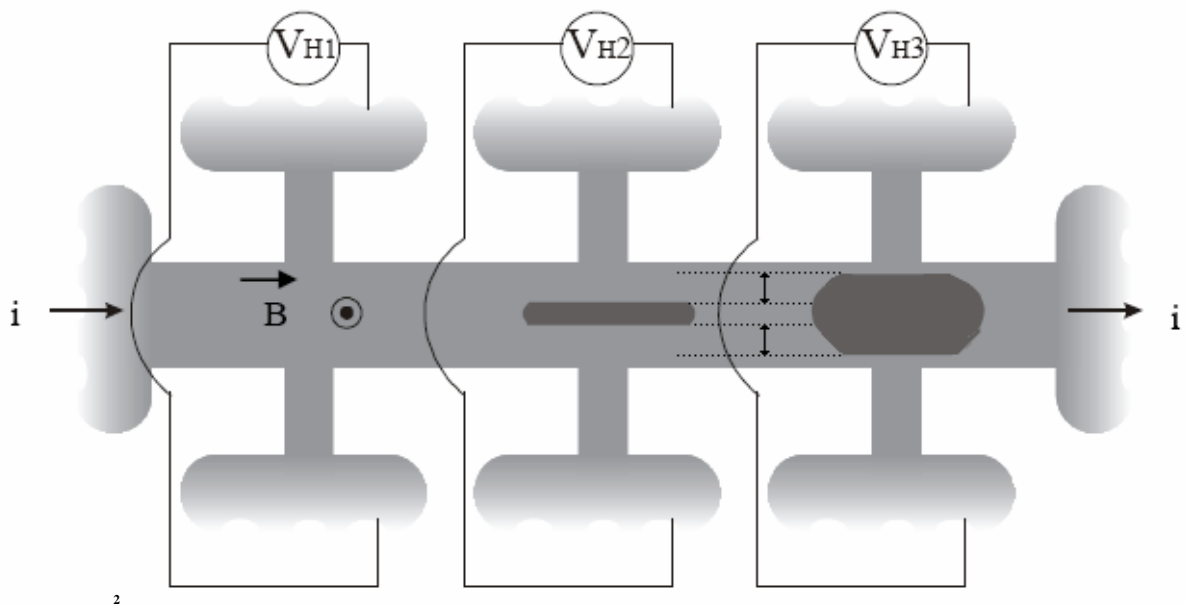


Figura 1.14: Vista superior de uma ponte Hall contendo dois gates supercondutores (áreas mais escuras) na superfície.

Essa discussão pode ser colocada em termos quantitativos, de modo que deve ser possível mapear a distribuição de corrente numa ponte, medindo-se a tensão Hall em uma série de contatos laterais, numa amostra semelhante à descrita acima. É possível antecipar algumas dificuldades deixadas à margem dessa análise simplificada. Em todo caso, o mapeamento da distribuição de corrente poderia ter, em princípio, uma resolução muito superior a obtida por Fontein. Como se mencionou, naquele experimento a resolução era limitada pelo diâmetro do feixe do laser, de $70\ \mu\text{m}$. Já a resolução do experimento com supercondutores seria limitada pela precisão com que se pode estabelecer a largura dos “gates”. Com técnicas de ponta, o “gate” poderia ser fabricado com precisão submicrométrica. Com os meios muito mais simples empregados neste trabalho, a largura do “gate” pode ser controlada com uma precisão de algumas dezenas de micrometros (vide seção 3.4).

O ponto crucial é que a proposta discutida acima, assim como em alguns outros experimentos na literatura, envolve a utilização de “gates”. Acreditamos, contudo, que é possível evitar a perturbação na distribuição de corrente causada pela presença de um “gate”. No experimento de Yahel e no de Fontein, tanto a ponte Hall utilizada, quanto o “gate” metálico no verso, compreendia toda a extensão de um chip. Assim, todo eventual excesso de carga nesse “gate” condutor estava na sua superfície externa, especialmente nas bordas e

quinas. Dessa forma a presença do “gate” alteraria significativamente a distribuição do potencial eletrostático no 2DEG, especialmente nas regiões próximas ao acúmulo de carga no metal. Como se sabe [1.14, 1.31], a distribuição de corrente é sensível à distribuição do potencial eletrostático. Esse efeito pode ser evitado, fabricando-se a ponte Hall numa pequena porção do chip e utilizando um “gate” suficientemente grande, cuidando para que as suas bordas estejam longe da ponte. Essa concepção é mostrada na figura 1.15, no contexto da experiência com “gates” supercondutores. Ali, um “gate” metálico suficientemente largo promove o mesmo potencial em todo o 2DEG, exceto pelas regiões nas extremidades esquerda e direita da ponte.

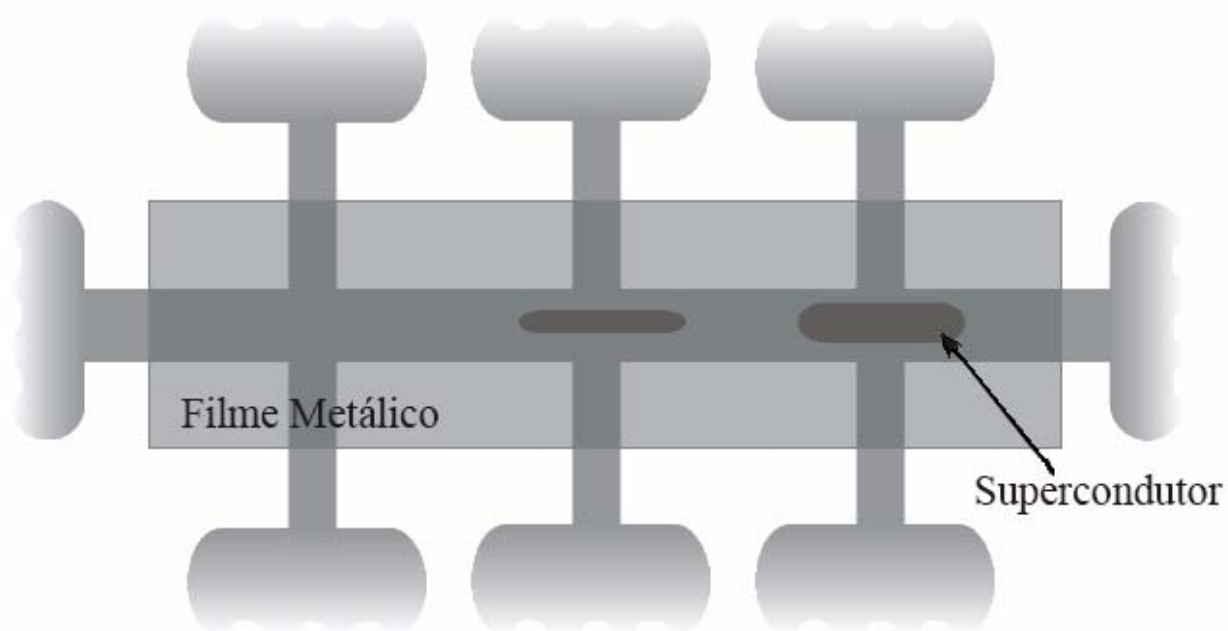


Figura 1.15: Gates supercondutores colocados sobre um filme metálico, depositado sobre uma ponte Hall.

A idéia acima parece simples e eficaz, mas evidentemente deve ser testada experimentalmente. Se ela estiver correta, poderá abrir o caminho para uma série de experimentos utilizando “gates”, destinados a estudar a distribuição de corrente no efeito Hall quântico. Esse teste poderia ser feito de forma direta, utilizando a técnica de acoplamento indutivo, comparando as medidas em amostra com “gate infinito” e sem “gate”. Esta é a motivação fundamental deste trabalho.

Como se mencionou antes, a técnica de acoplamento indutivo utilizada por Yahel é experimentalmente bastante complexa, especialmente no que se refere à fabricação e ao posicionamento da bobina. O objetivo primordial desta dissertação foi simplificar essa

técnica, visando empregá-la no teste da idéia de que o gate “infinito” não provoca distorções na distribuição de corrente. A simplificação consistiria de se fabricar a bobina no mesmo chip contendo a ponte Hall. Evidentemente não se imagina que seja possível fabricar uma bobina com 3.000 espiras, como a de Yahel. Entretanto, verificou-se por meio de cálculo (seção 1.10) ser factível produzir uma bobina, onde o número menor de espiras é compensado pela menor distância entre elas e a ponte Hall, resultando num sinal induzido da ordem daquele medido por Yahel. Esse problema foi tratado numa dissertação anterior por Pablo Valentim [1.49]. Ele produziu protótipos da amostra com a bobina “on chip”, onde a ponte Hall foi substituída por uma tira metálica (figura 1.16). Como foi mencionado na seção anterior, a eletrodinâmica prevê que a distribuição de corrente nesse condutor seja uniforme. Com a distribuição de corrente na tira conhecida a priori, é possível calcular qual deve ser o sinal induzido na bobina. Assim, as amostras com tira e bobina “on chip” proporcionam um teste acurado para a técnica que se pretende utilizar futuramente para estudar a distribuição de corrente numa ponte Hall semicondutora.

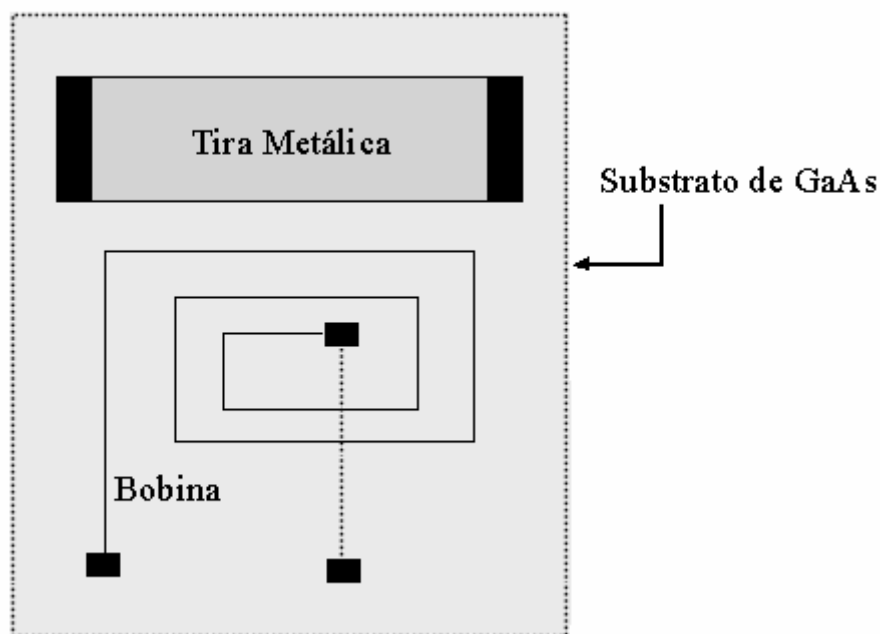


Figura 1.16: Representação esquemática do dispositivo proposto para teste da técnica de acoplamento indutivo com bobinas “on-chip”.

A tensão induzida medida por Valentim era algumas vezes maior que o valor calculado (vide seção 4.3). A proposta inicial desse trabalho foi descobrir a origem dessa discrepância e modificar o que fosse necessário para demonstrar que técnica de acoplamento

indutivo com bobina “on chip” funciona. Como se verá no capítulo 4, ao longo desse curso surgiram outras oportunidades e dificuldades que foram também investigadas.

1.10 Cálculo do sinal induzido

Nessa seção reproduziremos o cálculo realizado por Valentim [1.49] que sugere a viabilidade do uso do acoplamento indutivo com bobinas “on-chip”. Será calculada a força eletromotriz induzida em amostras com diferentes geometrias, possíveis de serem fabricadas por litografia óptica e eletrônica.

Fazendo uso de uma aproximação quase estática, ou seja, considerando que as dimensões do sistema são muito pequenas comparadas com os comprimentos de onda utilizados, podemos assumir que a densidade bidimensional de corrente varie lentamente ao fluir ao longo da tira metálica. Desta forma pode-se usar a lei de Biot-Savart [1.51] para calcular o campo magnético.

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{\text{Tira}} \frac{\vec{K}(\vec{r}', t) \times (\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} da' \quad (1.28)$$

O cálculo do sinal induzido por uma tira metálica foi realizado de acordo com o esquema da figura 1.17.

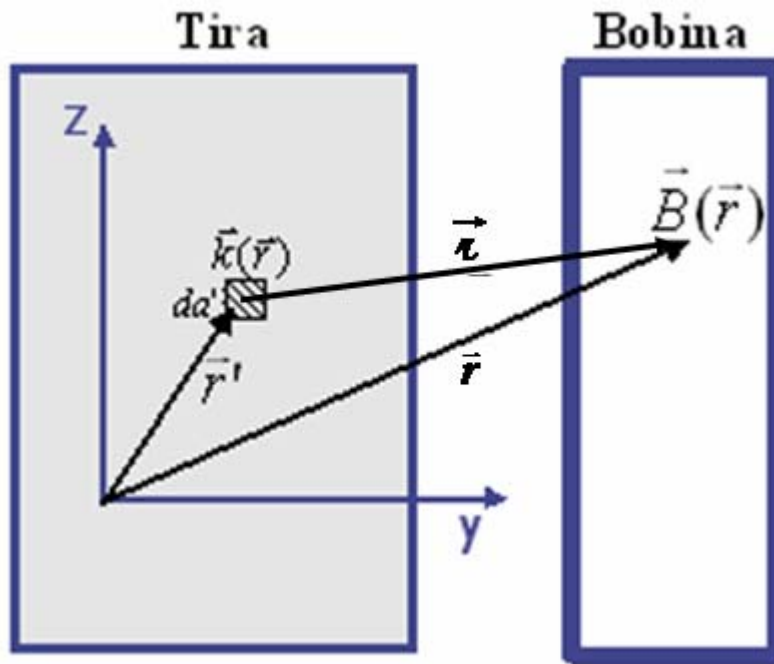


Figura 1.17: Esquema utilizado para realizar o cálculo do sinal induzido por uma tira metálica.

Utilizando o programa Mathematica 5.0, o campo primeiramente foi calculado de forma numérica para uma distribuição de corrente arbitrária. O cálculo foi realizado subdividindo-se a tira metálica em elementos de área da' e em seguida somando-se os campos produzidos por cada uma delas, utilizando para isso uma forma discreta (somatório) da Lei de Biot-Savart.

A corrente bidimensional que flui uniformemente distribuída pela tira metálica tem a forma $\vec{K}(\vec{r}') = K_0 \text{sen}(2\pi ft) \hat{z}$, sendo f a sua frequência. O campo magnético gerado por ela é dado por $\vec{B}(\vec{r}, t) = \vec{B}_0(\vec{r}) \text{sen}(2\pi ft)$ que é proporcional à corrente. Como o campo magnético varia com o tempo, o fluxo deste em todas as espiras que constituem a bobina também é variável. Este fluxo de campo é calculado da seguinte forma:

$$\phi(t) = \sum_{esp} \phi_{esp} = \text{sen}(2\pi ft) \sum_{esp} \int \vec{B}_0(\vec{r}) \cdot d\vec{a} \quad (1.29)$$

$$\phi = \phi_0 \text{sen}(2\pi ft), \quad \text{onde} \quad \phi_0 = \sum_{esp} \int \vec{B}_0(\vec{r}) \cdot d\vec{a}$$

Então, de acordo com a Lei de Faraday, a tensão induzida na bobina será

$$\varepsilon = -\frac{d\phi}{dt} = \varepsilon_0 \text{sen}(2\pi ft - 90^\circ) \quad (1.30)$$

com $\varepsilon_0 = 2\pi f\phi_0$ correspondendo ao valor da tensão induzida na bobina em Volts (rms). Através dessa equação 1.30 pode-se dizer que o sinal que se espera medir (sinal induzido) terá uma defasagem de -90° em relação à corrente injetada na tira.

Esse programa também foi utilizado para calcular o campo magnético nos casos limites do fio (finito e infinito) e no caso da chapa infinita, obtendo os valores bem conhecidos [1.51]. Os resultados podem ser consultados em Valentim [1.49].

Também, utilizando o Mathematica 5.0, foi realizado um cálculo analítico para o problema do campo gerado por uma corrente uniformemente distribuída em uma tira bidimensional. Inicialmente calculou-se o campo produzido em todo o espaço por uma linha de corrente.

$$\vec{B}(x=0, y, z) = \frac{\mu_0 i}{4\pi y} \left\{ \frac{z - l/2}{\left[(z - l/2)^2 + y^2 \right]^{3/2}} - \frac{l/2 + z}{\left[(z + l/2)^2 + y^2 \right]^{3/2}} \right\} \hat{x} \quad (1.31)$$

Fazendo $L \rightarrow \infty$, então a equação 1.31 resulta exatamente a expressão para o campo gerado por um fio infinito percorrido por uma corrente i e pode ser escrita da seguinte forma

$$\vec{B}(y, z) = \frac{\mu_0 i}{4\pi y} \lim_{l \rightarrow \infty} \left\{ \frac{-l/2}{l/2} - \frac{l/2}{l/2} \right\} \hat{x} = -\frac{\mu_0 i}{2\pi y} \hat{x} \quad (1.32)$$

Utilizando o princípio da superposição encontrou-se o campo magnético gerado por uma tira percorrida por uma densidade bidimensional de corrente $\vec{K}(y) = K_0 \hat{z}$, equação 1.33. Para isso integrou-se a equação 1.32 no intervalo de $-W/2$ até $W/2$, ou seja, na largura da tira metálica da figura 1.17. A expressão da solução dessa integral é muito extensa e por isso foi suprimida.

$$\vec{B}(x=0, y, z) = \frac{\mu_0 i}{4\pi} K_0 \int_{-\frac{w}{2}}^{\frac{w}{2}} \frac{1}{y-y'} \left\{ \frac{z-l/2}{\left[(z-l/2)^2 + (y-y')^2 \right]^{\frac{1}{2}}} - \frac{l/2+z}{\left[(z+l/2)^2 + (y-y')^2 \right]^{\frac{1}{2}}} \right\} dy' \quad (1.33)$$

Novamente, o resultado dos casos limites podem ser observados em Valentim [1.49]. Para os resultados, numérico e analítico, a concordância obtida é muito boa, o erro é da ordem de apenas 4%.

Para a amostra 3SI, conforme figura 4.1 que será apresentada no capítulo 4, por exemplo, o cálculo foi realizado considerando que uma corrente de 100 μA rms e 30 kHz fluía em uma tira de 2680 μm de comprimento e 590 μm de largura e a tensão induzida era gerada numa bobina de oito espiras localizada a 160 μm de distância da tira. O valor do sinal induzido calculado para essa amostra foi de 22 nV e, conforme já foi dito, esse sinal deveria estar defasado de -90° da corrente injetada na tira metálica. Mas, o sinal medido foi de aproximadamente 58 nV e apesar da fase estar em torno de -90° , de acordo com o esperado, havia uma imprecisão nessas medidas. Mais detalhes serão discutidos no capítulo 4.

Na seção 3.3, será visto que a largura das linhas da bobina (e do espaçamento entre elas) para as amostras acima citadas é de aproximadamente 40 μm e que a separação média entre a tira e a bobina é de aproximadamente 150 μm . Contudo utilizando-se técnicas de litografia eletrônica tanto a largura das linhas quanto a distância entre a tira e a bobina poderiam ser significativamente reduzidas. Com isto se aumentaria generosamente o número de espiras contidas na bobina (na mesma área), bem como o sinal induzido. De forma a ilustrar esta idéia, suponhamos uma amostra com uma geometria semelhante às exibidas na seção 3.3, que contenha uma tira metálica de 2700 μm de comprimento e 590 μm de largura, e uma bobina com 160 espiras, cujas as linhas (e espaçamentos) tenham 2,5 μm . Este também será o valor da separação entre tira e a bobina. Agora aplicando uma corrente de 100 μA rms e 30 kHz na tira, obtem-se um sinal induzido na bobina de 586 nV rms. Se ao invés de 100 μA rms, aplicássemos 10 μA rms, ou seja, uma corrente que poderia ser aplicada em uma ponte Hall com gás de elétrons, se obteria aproximadamente 58,6 nV. Extrapolando nossos cálculos para uma bobina que fosse fabricada quase que no limite da técnica de litografia por feixe de elétrons, ou seja, com a largura das linhas e a separação entre tira e bobina tendo 1 μm , obteríamos um sinal induzido de aproximadamente 2 μV rms para uma corrente na tira de 100 μA rms. Então em uma ponte Hall, reduzindo-se dez vezes a corrente aplicada, teríamos 200 nV rms.

Enfim, é factível utilizar uma bobina diminuta fabricada sobre GaAs para captar sinais induzidos por uma distribuição de corrente em suas proximidades. No entanto, isso é viável desde que a bobina seja fabricada por feixe de elétrons.

1.11 Referências bibliográficas do capítulo 2

- [1.18] J. Wakabayashi, A. Tamagawa, T. Nagashima, T. Mochiku e K. Hirata, *Phys. B* **249-251**, 102-106 (1998).
- [1.19] J. Avron e R. Seiler, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 259 (1985).
- [1.20] R. B. Laughling, *Phys. Rev. B* **23**, 5632 (1981).
- [1.21] R. F. Kazarinov e S. Luryi, *Phys. Rev. B* **25**, 7626 (1982).
- [1.22] E. Yahel, A. Tsurkernik, A. Palevsk e H. Shtrikman, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5201 (1998).
- [1.23] B. I. Halpering, *Phys. Rev. B* **25**, 2185 (1982).
- [1.24] A. H. MacDonald, *Phys. Rev. B* **29**, 6563 (1984).
- [1.25] K. Shizuka, *Phys. E* **6**, 148-151 (2000).
- [1.26] D. J. Thouless, *J. Phys. C* **18**, 6211 (1985).
- [1.27] J. K. Jain e S. A. Kivelson, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 1542 (1988).
- [1.28] M. Büttiker, *Phys. Rev. B* **38**, 9375 (1988).
- [1.29] D. B. Chklovskii, B. I. Shklovikii e L. I. Glazman, *Phys. Rev. B* **46**, 4026 (1992).
- [1.30] K. Shizuka, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2907 (1994).
- [1.31] P. F. Fontein, J. A. Kleinen, P. Hendriks, F. A. P. Blom, J. H. Wolter, H. G. M. Lochs, F. A. J. M. Driessen, L. J. Giling e C. W. J. Beenakker, *Phys. Rev. B* **43**, 12090 (1991).
- [1.32] R. E. Prange e S. M. Girvin, *The Quantum Hall Effect*, Springer-Verlag, New York, 1987.
- [1.33] G. Ebert, K. von Klitzing e G. Weimann, *J. Phys. C* **18**, L257 (1985).
- [1.34] H. Z. Zheng, D. C. Tsui e A. M. Chang, *Phys. Rev. B* **32**, 5506 (1985).
- [1.35] B. J. van Wees, E. M. M. Willems, C. J. P. M. Harmans, C. W. J. Beenakker, H. van Houten, J. G. Williamson, C. T. Foxon e J. J. Harris, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1181 (1989).
- [1.36] B. W. Alphenaar, P. L. McEuen, R. G. Wheeler e R. N. Sacks, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 677 (1990).
- [1.37] P. L. McEuen, A. Szafer, C. A. Richter, B. W. Alphenaar, J. K. Jain, A. D. Stone, R. G. Wheeler e R. N. Sacks, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2062 (1990).

- [1.38] P. F. Fontein, P. Hendriks, F. A. P. Blom, J. H. Wolter, L. J. Giling e C. W. J. Beenakker, *Surface Science* **263**, 91 (1992).
- [1.39] N. Q. Balaban, U. Meirav, H. Shtrikman e Y. Levinson, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1443 (1993).
- [1.40] S. Takaoka, K. Oto, K. Kurimoto, K. Murase, K. Gamo e S. Nishi, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3080 (1994).
- [1.41] R. J. F. van Haren, F. A. P. Blom e J. H. Wolter, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1198 (1995).
- [1.42] R. G. Mani, *Europhys. Lett.* **36**, 203 (1996).
- [1.43] E. Yahel, D. Orgad, A. Palevsk e H. Shtrikman, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2149 (1996).
- [1.44] B. E. Kane, D. C. Tsui e G. Weimann, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1353 (1987).
- [1.45] E. K. Sichel, H. H. Sample e J. P. Salerno, *Phys. Rev. B* **32**, 6975 (1987).
- [1.46] E. K. Sichel, M. L. Knowles e H. H. Sample, *J. Phys. C* **19**, 5695 (1986).
- [1.47] C. W. J. Beenakker e H. van Houten, *Quantum Transport in Semiconductor Nanostructures*, Academy Press, New York, (1991).
- [1.48] B. E. A. Saleh e M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, John Wiley & Sons, Inc., United States of America, (1991).
- [1.49] **P. T. Valentim**, Otimização do Acoplamento Indutivo para o Estudo da Distribuição de Corrente Durante o Efeito Hall Quântico, dissertação de mestrado, Universidade Federal de Viçosa, setembro 2006.
- [1.50] E. Yahel, A. Palevsk e H. Shtrikman, *Phys. B* **249**, 97 (1998).
- [1.51] D. J. Griffiths, *Introduction to Electrodynamics*, 3 ed., Prentice Hall, New Jersey, (1999).
- [1.52] A. H. MacDonald, T. M. Rice e W. F. Brinkman, *Phys. Rev. B* **28**, 3648 (1983).
- [1.53] C. Kittel, *Introduction to Solid States Physics*, 7th. ed., New York: John Wiley (1996).
- [1.54] S. J. Bending, K. von Klitzing e K. Ploog, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1060 (1990).
- [1.55] J. Rammer e A. L. Shelakov, *Phys. Rev. B* **36**, 3135 (1987).
- [1.56] A. K. Geim, S. J. Bending e I. V. Grigorieva, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2252 (1992)

Capítulo 1:

Métodos Experimentais

1.12 Introdução

O objetivo deste capítulo é sintetizar os aspectos gerais dos métodos experimentais utilizados para a produção das amostras desse estudo e para a obtenção dos resultados apresentados no capítulo 4. Em particular descrevemos os substratos nos quais as amostras foram fabricadas, os métodos de fabricação, os fundamentos da detecção síncrona, bem como os detalhes relevantes do amplificador lock-in empregado. Os detalhes específicos de cada medida, ou da fabricação de uma amostra particular estão no capítulo seguinte.

1.13 Substratos utilizados

Em nosso trabalho utilizamos amostras que foram fabricadas em três substratos diferentes, duas heterojunções de dopagem modulada de GaAs/AlGaAs, nomeadas Brazil-6 e NU1773, e em wafer semi-isolante de GaAs no plano (100).

Através dos processos de crescimento epitaxiais modernos, como epitaxia de feixe molecular (Molecular Beam Epitaxy - MBE), é possível criar uma junção formada por dois materiais intrinsecamente diferentes a qual é chamada de heterojunção [1.57, 1.58, 1.59]. Se além de produzir uma interface abrupta entre os dois materiais, fizermos também uma mudança abrupta na dopagem teremos, então, uma “heterojunção de dopagem modulada”.

A figura 1.18 mostra as camadas essenciais de uma heterojunção de GaAs/AlGaAs dopada com silício.

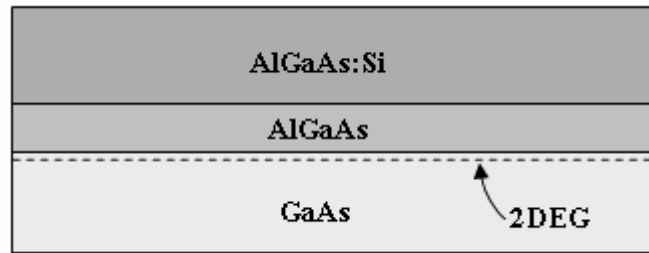


Figura 1.18: Camadas essenciais de uma heterojunção de dopagem modulada de GaAs/AlGaAs dopada com silício.

Nessa heterojunção, conforme figura 1.18, o gás bidimensional de elétrons (2DEG) está presente na camada de GaAs, junto à interface com a camada de AlGaAs [1.14]. Esse gás de elétrons bidimensional tem poucas dezenas de Angströms de espessura. Como mostra a figura 1.19, os elétrons estão confinados na interface GaAs/AlGaAs pelo poço de potencial formado pela barreira repulsiva devido a descontinuidade da banda de condução entre os dois semicondutores, e pelo potencial eletrostático atrativo devido aos doadores ionizados positivamente carregados na camada dopada de AlGaAs. Para reduzir o espalhamento eletrônico pelos doadores, a camada dopada é separada da interface por uma camada espaçadora de AlGaAs não dopada. A interface não interrompe a periodicidade do cristal. Isso é possível, pois o parâmetro de rede do GaAs e do AlGaAs são muito próximos.

É essencial que os materiais utilizados numa heterojunção tenham parâmetros de rede suficientemente próximos, para que seja possível crescê-los sem perda da ordem cristalina. A 300 K o parâmetro de rede do GaAs é 5,653 Å e o do AlAs é de 5,660 Å [1.61]. Devido a essa diferença tão pequena, é possível crescer com continuidade da ordem cristalina, camadas de $\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{As}$ com qualquer teor de alumínio, seja sobre GaAs ou sobre AlAs puros.

A alta qualidade dos materiais e das interfaces crescidos por MBE e a separação espacial entre os portadores e os doadores ionizados resulta em numa diminuição substancial do espalhamento dos portadores. Por esta razão, consegue-se em heterojunções mobilidades de portadores muito maiores que num semicondutor bulk dopado [1.59, 1.15].

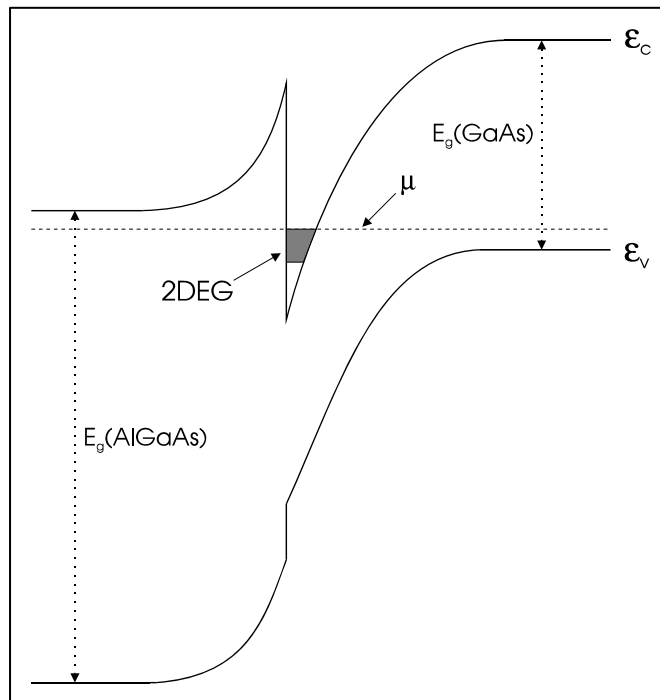


Figura 1.19: Posição das bandas de condução (ϵ_c) e de valência (ϵ_v) em uma heterojunção de dopagem modulada de GaAs-AlGaAs.

A heterojunção de dopagem modulada permitiu a descoberta e o estudo de novos fenômenos físicos [1.14] característicos de sistemas bidimensionais e do regime balístico de transporte. Este material tem também uma aplicação tecnológica importante. Ele é utilizado na fabricação dos transistores de alta frequência (HEMT) usados na telefonia celular.

O crescimento da heterojunção Brazil 6 foi realizado por MBE na Universidade de Cornell, EUA. Este material foi empregado na fabricação de transistores do tipo HEMT na Universidade Federal de Viçosa [1.64]. Os transistores produzidos têm o comportamento AC e DC característico dos HEMTs. Entretanto não se determinou a mobilidade e densidade eletrônica do material. Vários dispositivos foram fabricados nessa heterojunção, mas a baixa temperatura, aproximadamente 4 K, os contatos nunca funcionavam provavelmente devido ao aprisionamento dos elétrons de condução em defeitos. Esse fato sugere a baixa qualidade desse material. A estrutura desse material [1.49] pode ser vista na figura 1.20.

100 Å	GaAs
600 Å	Al(30%)Ga(70%)As:Si ($1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)
800 Å	Al(30%)Ga(70%)As
300 Å	GaAs
50 Å	Al(30%)Ga(70%)As
200 Å	GaAs
150 Å	Al(30%)Ga(70%)As
40 Å	GaAs x 50
100 Å	Al(30%)Ga(70%)As ... x 50
Substrato (100)	GaAs (100)

Figura 1.20: Estrutura da heterojunção de dopagem modulada Brazil 6.

Já a heterojunção NU1773 foi crescida por MBE e caracterizada eletricamente por Mohamed Henini e colaboradores na Universidade de Nottingham, Inglaterra. Esse material apresenta, a 4 K, uma mobilidade eletrônica (μ) de $1 \times 10^6 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ e densidade bidimensional de elétrons (n_s) de $1,5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. A estrutura desta heterojunção é mostrada na figura 1.21.

168 Å	GaAs
403 Å	Ga(66%)Al(33%)As:Si ($1,3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)
403 Å	Ga(66%)Al(33%)As
5000 Å	GaAs
25 Å	Ga(66%)Al(33%)As ... x 50
25 Å	GaAs x 50
Substrato (100)	GaAs (100)

Figura 1.21: Estrutura da heterojunção de dopagem modulada NU1773.

1.14 Fabricação de máscaras litográficas

A geometria das amostras desta dissertação demandou a fabricação de máscaras litográficas. Este trabalho foi realizado com uma técnica simples e efetiva desenvolvida no grupo. Ela consiste basicamente em fotografar o desenho ampliado dos padrões desejados

usando um filme fotográfico de alta resolução. Os negativos obtidos são empregados como máscaras num processo litográfico de transferência do padrão para uma placa de vidro plana (“mask blank”) recoberta com uma película de óxido ferroso e uma camada de resiste. Os desenhos utilizados foram elaborados com software “Corel Draw 10” e impressos em plotter profissional com resolução de 600 dpi. É imprescindível que as fotos sejam obtidas com alta resolução e contraste. A descrição detalhada do método de fabricação dessas máscaras encontra-se cuidadosamente registrado numa monografia de graduação [1.66] e numa dissertação de mestrado do nosso grupo [1.49]. Em nossos dispositivos utilizamos duas máscaras que têm padrões diferentes e que estão exemplificadas nas figuras 1.22 e 1.23. A diferença básica entre elas é que a máscara da figura 1.22 não apresenta o padrão destinado ao isolamento. A figura 1.23 mostra a máscara que foi utilizada para definir os padrões apenas da amostra 01Brazil 6. Nessa figura temos à esquerda o formato dos platôs, logo ao lado os contatos elétricos, em seguida a bobina e a tira metálica e à direita o isolamento (ainda não utilizado). Na próxima seção descreveremos o uso dos padrões de I a III para produzir os dispositivos.

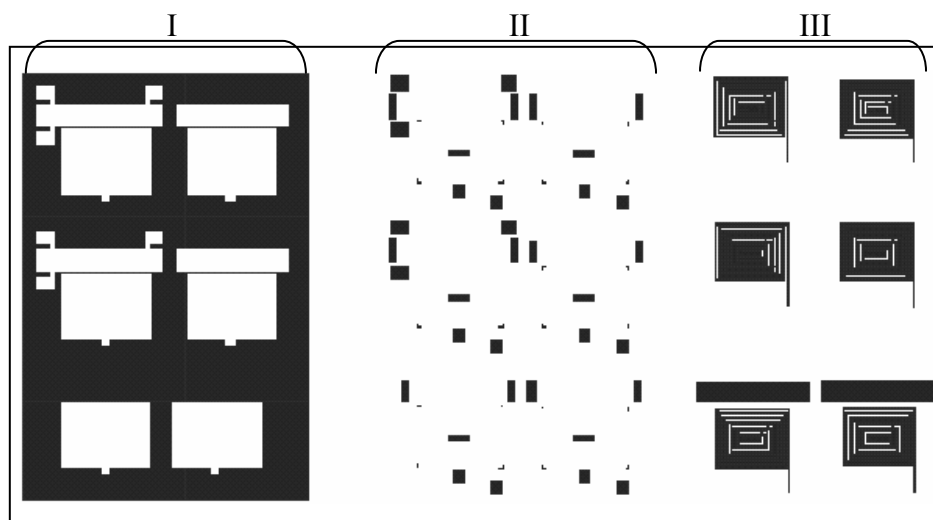


Figura 1.22: Máscara litográfica utilizada para definir os padrões das amostras, com exceção da amostra 01Brazil 6.

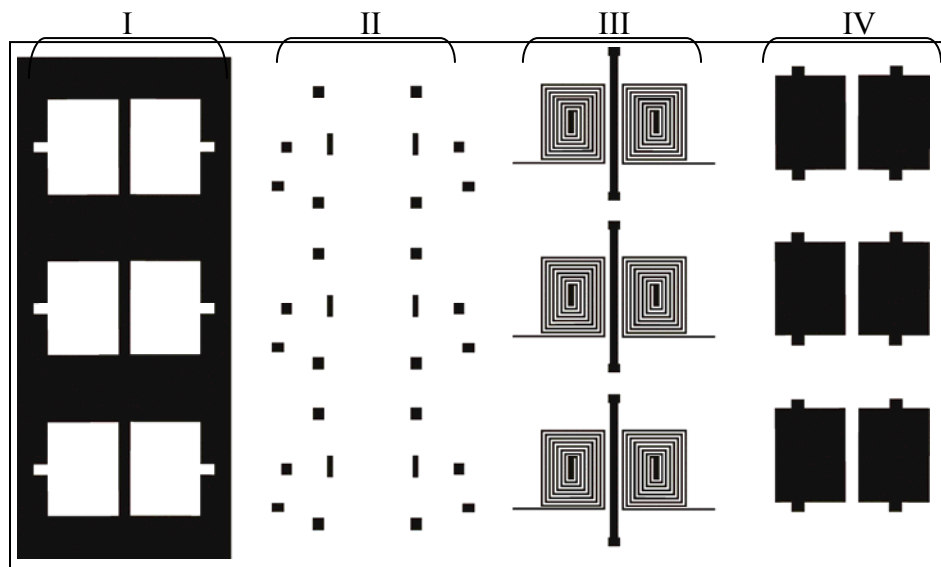


Figura 1.23: Máscara litográfica utilizada para definir os padrões da amostra 01Brazil 6.

1.15 Fabricação das amostras

As amostras presentes neste trabalho são compostas basicamente por um conjunto de tira e bobina, como exemplificadas na figura 1.24.

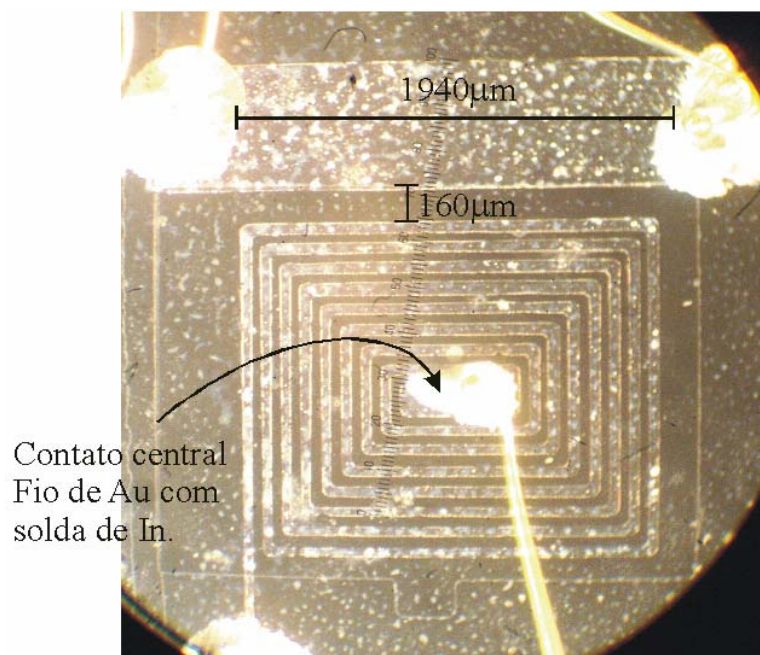


Figura 1.24: Amostra semi-isolante.

Para fabricarmos os dispositivos com os padrões descritos na seção 1.3 utilizamos a técnica de litografia óptica [1.67-1.68]. Nossas amostras têm dimensões típicas de aproximadamente 6mm x 4mm. O primeiro passo do processo é a limpeza do substrato que envolve o uso de tri-cloro etileno (TCE), acetona e álcool isopropílico, nessa ordem. A amostra é mergulhada em cada uma dessas substâncias e permanece por cinco minutos sob agitação no ultra-som. Depois usamos o fotorresiste positivo S1813 (Shipley), para cobrir a superfície com um filme fino e uniforme. Esse filme é obtido girando o substrato numa centrífuga (*spinner*) e depositando uma pequena quantidade de fotorresiste sobre a mesma. Com a rotação da amostra, o polímero é espalhado uniformemente. O spinner foi programado para girar com uma velocidade de 5500 rpm durante 30 segundos. Posteriormente à sua aplicação, a cura do resiste é feita colocando a amostra num prato quente, “*hot plate*”, numa temperatura de 100° C durante um minuto. Utilizando uma fotoalinhadora com lâmpada UV 250 V, protejemos as regiões em que não desejamos depositar nenhum material e expomos a amostra à radiação ultravioleta por 30s (tempo no integrador de luz), sensibilizando o polímero apenas nas áreas desejadas. Segue-se a revelação no revelador CD26. Neste processo a amostra é então mergulhada por aproximadamente 15 segundos no revelador, depois enxaguada em água deionizada e seca com jatos de nitrogênio. Obtém-se, assim, a remoção do resiste nas regiões sensibilizadas pela luz UV, expondo-se o substrato nessas áreas. Dessa forma é possível realizar seletivamente nessas áreas um processo particular, como uma corrosão, ou a deposição de um filme metálico. No nosso processo, a etapa de corrosão foi utilizada para remover o gás de elétrons em determinadas regiões da amostra. Esta operação foi realizada em uma solução composta por água deionizada, ácido fosfórico e água oxigenada na proporção de 50:3:1 [1.67], respectivamente, sem agitação.

Como se verá em seguida, as nossas amostras contêm tiras e bobinas metálicas. A forma dessas partes é definida por “*lift-off*” [1.67-1.68]. Esta é a etapa crítica que determina o rendimento no nosso processo de fabricação. Foi utilizado um segundo fotorresiste para se obter o perfil cônico desejável num processo de “*lift-off*”. O processo começa com a aplicação e cura do resiste S1813, conforme se descreveu acima. Em seguida, realizamos novamente a limpeza da amostra e a colocamos no spinner, aplicando LOR (MicroChem) sobre a sua superfície. A secagem é feita no hot plate a 150° C por quatro minutos. Aplicamos o fotorresiste novamente, seguindo o procedimento que já foi explicado, e realizamos a exposição do segundo padrão desejado, que chamamos de contatos (*pad's*). O próximo passo foi a deposição térmica de filmes finos dos metais desejados, no nosso caso ouro e germânio, para os contatos ôhmicos e alumínio para a tira e a bobina. A camada dos metais, ouro e

alumínio, tem uma espessura de aproximadamente 1200 Å e a pressão interna da evaporadora era de aproximadamente 4×10^{-6} Torr. Na seqüência, retiramos o polímero não sensibilizado com o removedor adequado que no nosso caso é o 1165. Assim, o que resta é o metal depositado diretamente no substrato. A figura 1.25 ilustra esse processo.

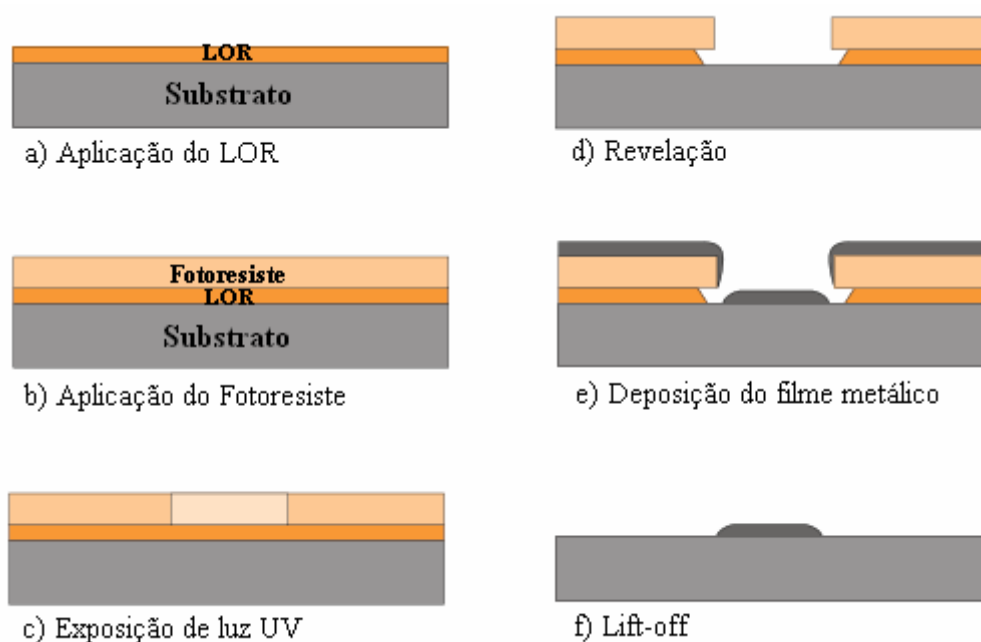


Figura 1.25: Representação básica do processo de lift-off.

Os contatos ôhmicos presentes nas amostras também foram produzidos pelos processos de “lift-off” e evaporação térmica descritos acima. Aqui o filme é composto de Au (88%) e Ge (12%). Após o “lift-off”, os contatos ôhmicos são formados pela difusão desse filme na matriz semicondutora. O processo realizado num forno apropriado a temperatura de aproximadamente 440° C, por três minutos, numa atmosfera levemente redutora (15 % de hidrogênio e 85 % de nitrogênio).

Em amostras semi-isolante, figura 1.24, o contato central foi produzido soldando-se o fio de ouro diretamente no centro da bobina. E em amostras com gás bidimensional de elétrons, figura 1.26, o contato central foi feito utilizando o próprio 2DEG. Antes da fabricação dos contatos elétricos foi realizada uma corrosão até o substrato. Essa corrosão define uma região, que denominaremos platô, onde o 2DEG é preservado. Então, o contato central foi produzido difundindo-se um pad de ouro no centro do platô previamente à deposição da bobina. Este contato funcionou muito bem, sendo sua resistência de 7 kΩ.

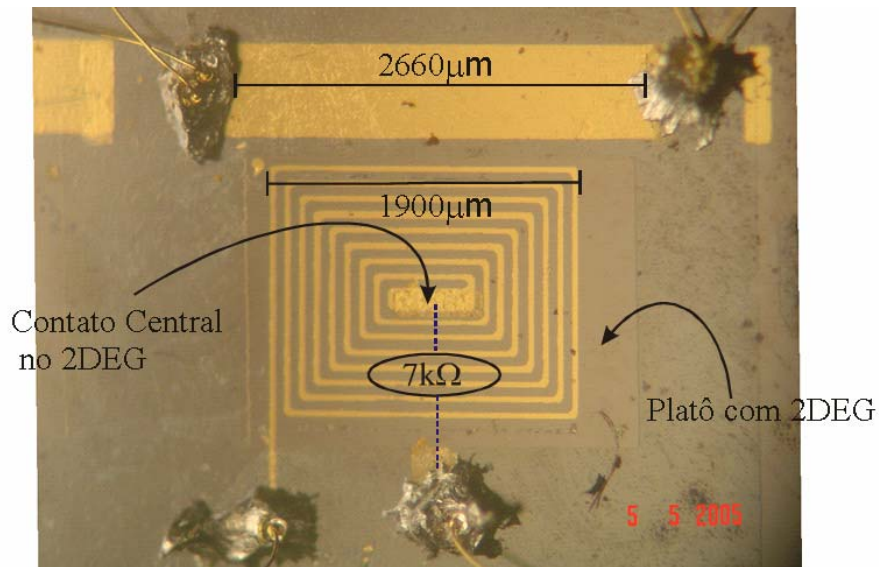


Figura 1.26: Amostra com gás bidimensional de elétrons.

Para terminar a preparação da amostra temos que conectar o dispositivo aos instrumentos de medida, para isso montamos a amostra num porta circuito-integrado (*header*), figura 1.27, o qual será encaixado, através da sua parte inferior, na nossa haste de medidas que por sua vez será ligada ao circuito. A amostra foi colada com selante de silicone na parte superior do header e os fios de ouro são fixados com um ball bonder. Para facilitar o processo de adesão do fio à superfície do contato metálico foi utilizado um metal, no nosso caso índio. A outra extremidade do fio é soldada aos terminais do header, também utilizando índio.

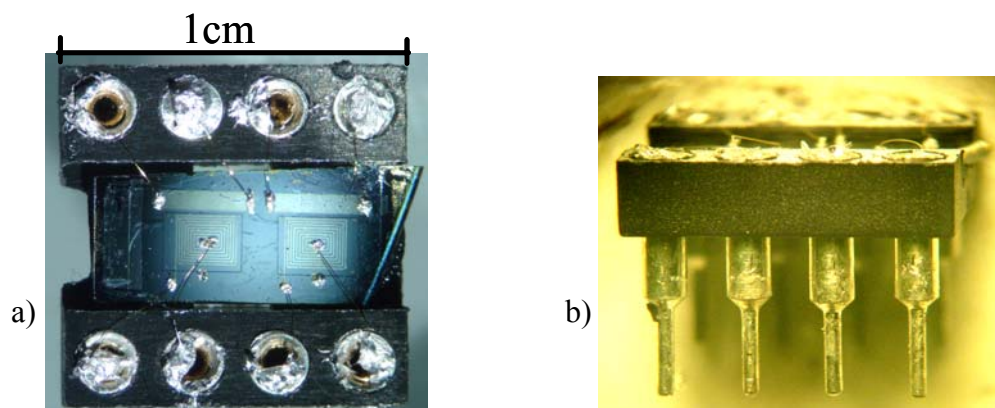


Figura 1.27: a) Vista superior do header contendo uma amostra semi-isolante com a tira, a bobina, os contatos de índio e os fios de ouro e b) vista lateral do mesmo header.

1.16 Lock-in e detecção síncrona

Como se viu em trabalhos anteriores [1.49, 1.69, 1.70] e nas discussões do capítulo do 2, a expectativa é que a tensão induzida no experimento de acoplamento indutivo seja da ordem de 10 nV. A medida de um sinal dessa magnitude representa um desafio considerável [1.49]. Basta dizer que na condição extremamente favorável, onde se faz um curto nos terminais de um voltímetro digital de boa qualidade, como o Keithley 2000, haverá uma flutuação na leitura do aparelho da ordem de 10 μ V, ou seja, três ordens de magnitude maior que os sinais que se espera medir com precisão neste trabalho. A técnica de detecção síncrona, utilizando um amplificador lock-in, é a escolha “clássica” para medidas elétricas como essa, onde a relação sinal-ruído é muito baixa. É também útil para este trabalho o fato do método permitir a determinação da fase do sinal medido. A presente seção discute a essência da detecção síncrona e do funcionamento de um lock-in. A apresentação limita-se aos aspectos que favorecem o entendimento dos procedimentos utilizados e dos resultados obtidos no capítulo 4.

Um lock-in funciona processando dois sinais elétricos que recebe. O primeiro deles, que designaremos como “sinal de entrada”, ou simplesmente como “sinal”, é o sinal elétrico que se deseja medir, inevitavelmente acompanhado de ruído. O outro tem uma frequência bem-definida e é denominado de “sinal de referência”, ou abreviadamente, “referência”. Como se explicará adiante, o instrumento essencialmente ignora as componentes do sinal com frequências diferentes da frequência da referência. Quando usado adequadamente, o lock-in fornece o valor quadrático médio (rms) da componente do sinal que, além de ter uma frequência igual à da referência, tem também uma relação de fase constante com esse sinal de referência. É possível também obter a diferença de fase entre essa componente e a referência.

Na detecção síncrona, o sistema a ser estudado é excitado com a frequência de referência. O sistema tipicamente produz uma resposta, traduzida por um sinal elétrico, com essa frequência de referência. Na prática o sinal de resposta está superposto a ruído, por vezes maior que o próprio sinal, envolvendo uma vasta gama de frequências. Este sinal ruidoso é fornecido ao lock-in como sinal de entrada. Como se explicou acima, o lock-in pode separar a resposta do sistema do “mar” de ruído onde ele se encontra. No nosso experimento a referência é a tensão usada para passar corrente na tira metálica da amostra e o sinal de entrada é a tensão originada na bobina.

A fonte que fornece a tensão de referência, também utilizada para excitar o sistema, está sujeita a “drifts” e flutuações de frequência, como qualquer fonte de tensão. Entretanto, mesmo nessa condição, o lock-in mede corretamente a resposta do sistema, pois ela tem intrinsecamente a frequência da referência. Essa relação automática entre o sinal detectado e aquele de referência é descrita em inglês dizendo-se que esses dois sinais estão “locked”. Deriva daí o nome dado ao instrumento.

A figura 1.28 ilustra o funcionamento do lock-in. O “detector sensível à fase” (DSF), ou demodulador é o “coração” do lock-in. Esse circuito realiza a multiplicação do sinal de entrada (depois de amplificado e filtrado) por um sinal senoidal, com uma frequência igual à de referência e com uma defasagem ajustável com relação a ela.

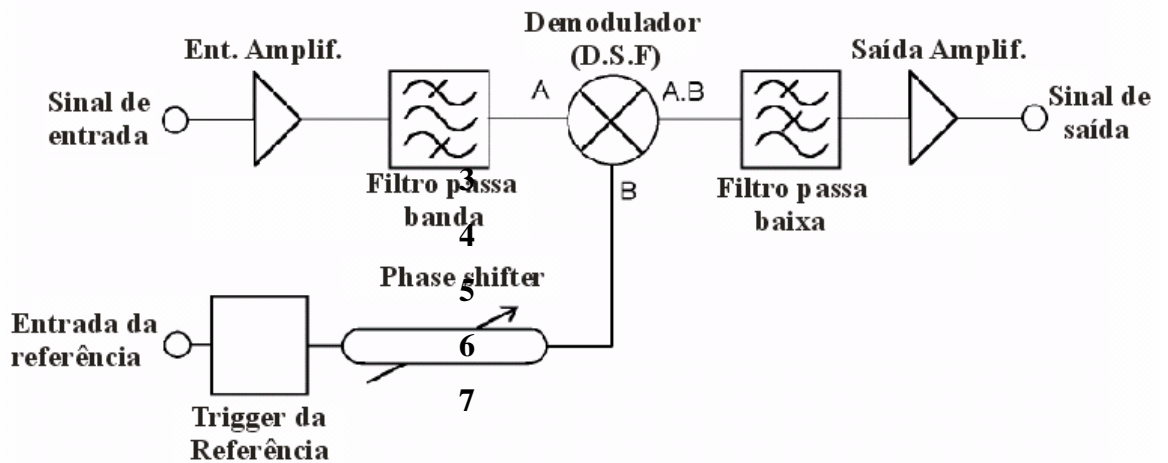


Figura 1.28: Representação esquemática do funcionamento do amplificador lock-in.

Consideremos o caso em que o sistema em estudo foi estimulado por um sinal senoidal, proporcional a $\text{sen}(\omega_r t)$, usado também como referência. A resposta do sistema é um sinal senoidal, com a frequência de referência, inevitavelmente superposto a um ruído que pode ser visto como uma superposição de sinais senoidais, com diferentes frequências, amplitudes e fases. Seja V_e uma das componentes senoidais do sinal de entrada

$$V_e = V_{oe} \text{sen}(\omega_e t + \theta_e) \quad (1.34)$$

O detector sensível à fase multiplica esse sinal por aquele gerado a partir da referência

$$V_r = V_{or} \text{sen}(\omega_r t + \phi_{ref}) \quad (1.35)$$

onde ϕ_{ref} é a defasagem com relação a referência, ajustada no phase shifter. Assim, a contribuição de V_e para o sinal na saída do detector é o produto dos sinais acima, ou seja,

$$V_{DSF} = V_{oe} V_{or} \text{sen}(\omega_e t + \theta_e) \text{sen}(\omega_r t + \phi_{ref}) \quad (1.36)$$

Desenvolvendo a expressão acima obtém-se:

$$V_{DSF} = \frac{1}{2} V_{oe} V_{or} \cos[(\omega_e - \omega_r)t + \theta_e - \phi_{ref}] - \frac{1}{2} V_{oe} V_{or} \cos[(\omega_e + \omega_r)t + \theta_e + \phi_{ref}] \quad (1.37)$$

Como se vê, a contribuição na saída do demodulador é a soma de um sinal de frequência mais elevada (frequência angular $|\omega_e + \omega_r|$) com um de frequência mais baixa (frequência angular $|\omega_e - \omega_r|$). A saída do detector sensível à fase (figura 1.28) é submetida a um filtro passa-baixa. Se for selecionada uma frequência de corte suficientemente baixa para esse filtro e $\omega_e \neq \omega_r$, os dois sinais são barrados no filtro e a saída do lock-in é nula. Por outro lado, no caso $\omega_e = \omega_r$, obtém-se um nível DC dado por

$$V_{DC} = \frac{1}{2} V_{oe} V_{or} \cos(\theta_e - \phi_{ref}) \quad (1.38)$$

Dessa forma, vemos que o lock-in rejeita as componentes do sinal com frequências diferentes da frequência de referência. Mantida constante a amplitude da referência (V_{or}), a saída filtrada do demodulador (equação 1.38) é proporcional à amplitude do sinal de entrada e ao cosseno da diferença de fase entre esse sinal e o sinal derivado da referência. No caso de ruído com a mesma frequência de referência, espera-se que essa diferença de fase varie aleatoriamente no tempo, resultando meramente numa flutuação no sinal de saída. Um lock-in permite que se ajuste o valor de ϕ_{ref} no phase shifter. Naturalmente o valor dessa grandeza que maximiza o nível DC é igual à diferença de fase θ_e entre o sinal e a referência. Conhecendo o valor máximo de V_{DC} e o valor de V_{or} , o aparelho pode fornecer a amplitude V_{oe} da resposta do sistema. O nosso lock-in (Recovery Signal 5210 - figura 1.29) fornece o valor rms desse sinal. Esse instrumento processa V_{DC} de modo que a saída do aparelho é

$$V_{LI} = V_{e,rms} \cos(\theta_e - \phi_{ref}) \quad (1.39)$$

onde $V_{e,rms}$ é o valor rms da componente do sinal de entrada com frequência igual à de referência e com uma relação de fase constante com essa referência.

O detector sensível à fase funciona melhor quando o sinal de entrada é colocado em determinados níveis e o seu espectro de frequências é reduzido. Por estas razões o sinal de entrada é amplificado e filtrado antes de ser injetado no demodulador, como foi mostrado no diagrama de blocos na figura 1.28.



Figura 1.29: Amplificador lock-in: “Signal Recovery model 5210 lock-in Amplifier”.

Como foi mencionado, utilizou-se neste trabalho o lock-in modelo 5210, fabricado pela Recovery Signal. No que se segue discutimos algumas particularidades desse instrumento relevantes na discussão dos resultados experimentais no capítulo 4.

O lock-in utilizado trabalha com dois tipos de entrada, a entrada “A” (*single-ended input*) e a entrada “A-B” (*differential input*), para medidas de sinais [1.71]. O modo “A” é a configuração na qual o amplificador lock-in amplifica a diferença entre o sinal nos condutores interno e externo (blindagem) do conector BNC de entrada. Esse por sua vez é colocado em contato direto com o terra do circuito. E o modo “A-B” tem dois conectores BNC e amplifica a diferença de tensão entre seus condutores internos ligados à entrada “A” e à entrada “B”.

Outras configurações podem ser ajustadas no próprio lock-in, por exemplo, o chassi desse aparelho pode ou não ser aterrado. Esses dois modos de operação são escolhidos através da seleção dos modos “Ground” ou “Float”. No modo ground, o chassi do lock-in encontra-se aterrado. Já no modo float existe um resistor de 1 k Ω entre o chassi do lock-in e o terra. O aparelho também conta com um conjunto de filtros de sinal, o passa baixa, “low pass”, e o passa banda “band pass”. O lock-in ainda disponibiliza um filtro que elimina os sinais com 60

Hz, ou seja, sinais com a frequência da rede elétrica, esse filtro é denominado “Line Reject” [1.71].

Quando operando de uma referência externa o amplificador lock-in precisa de tempo para estabilizar seus dados após uma mudança na referência aplicada. Isto é definido como tempo de aquisição de dados.

1.17 Referências bibliográficas do capítulo 3

- [1.57] S. M. Rezende, *Materiais e Dispositivos Eletrônicos*, Editora Livraria da Física, São Paulo, (2004).
- [1.58] R. Dingle, H. L. Störmer, A. C. Gossard and W. Wiegmann, *Appl. Phys. Lett.* **33**, 665 (1978).
- [1.59] H. L. Störmer, R. Dingle, A. C. Gossard and W. Wiegmann, *Inst. Phys. Conf. Ser.* **43**, 557 (1978).
- [1.60] C. W. J. Beenakker e H. van Houten, *Quantum Transport in Semiconductor Nanostructures*, Academy Press, New York, (1991).
- [1.61] Landolt-Bornstein, *Semiconductors: Physics of Group VI and III-V compounds*, Springer-Verlag, Berlin, (1982).
- [1.62] **A. J. M. Neves**, Ballistic Transport in Semiconductors, tese de doutorado, Universidade de Nottingham, dezembro 1993.
- [1.63] C. W. J. Beenakker e H. van Houten, *Quantum Transport in Semiconductor Nanostructures*, Academy Press, New York, 1991.
- [1.64] **Tatiana Pena Figueiredo**, “Produção e caracterização de heteroestruturas semicondutoras”, monografia de graduação, Universidade Federal de Viçosa, 2007.
- [1.65] **P. T. Valentim**, Otimização do Acoplamento Indutivo para o Estudo da Distribuição de Corrente Durante o Efeito Hall Quântico, dissertação de mestrado, Universidade Federal de Viçosa, setembro 2006.
- [1.66] **Douglas Rodrigues Miquita**, “Fabricação e teste de dispositivos semicondutores”, monografia de graduação, Universidade Federal de Viçosa, 2001.
- [1.67] S. K. Ghandhi, *VLSI Fabrication Principles*, John Wiley & Sons, New York, (1983).
- [1.68] R. E. Williams, *Gallium Arsenide Processing Techniques*, Artech House, Inc. Dedham, (1985).
- [1.69] E. Yehel, D. Orgad, A. Palevsk e H. Shtrikman, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2149 (1996).

- [1.70] E. Yahel, A. Tsurkernik, A. Palevsk e H. Shtrikman, Phys. Rev. Lett. 81, 5201 (1998).
- [1.71] Model 5210 Dual Phase Lock-in Amplifier, Instruction Manual, Ametec Advanced Measurement Technology, inc (2002).

Capítulo 1:

O Acoplamento Indutivo: Resultados e Discussão

1.18 Introdução

Neste capítulo serão apresentados e discutidos os resultados das nossas medidas elétricas em amostras onde convenientemente (vide seção 2.4) substituiu-se a ponte Hall por uma tira metálica. Primeiramente descreve-se a estrutura e as propriedades elétricas das principais amostras utilizadas. Em seguida, para facilitar a compreensão da nossa contribuição, sintetizamos as conclusões de uma dissertação do grupo [1.49] sobre o mesmo tema. Descrevemos, então, aperfeiçoamentos que introduzimos no circuito elétrico e nos procedimentos utilizados para a medição da tensão induzida nas bobinas. Em seqüência são apresentadas e discutidas as medidas realizadas da tensão induzida nas amostras.

1.19 Descrição das amostras

Os resultados que serão mostrados neste capítulo estão relacionados com as medidas realizadas em amostras preparadas em dois tipos de substrato. As amostras que nomeamos 3SI e 3SI-nova foram produzidas no plano (100) de um wafer semi-isolante de GaAs.

Nas figuras 1.19 e 1.31, podemos observar as fotos das amostras 3SI e 3SI-nova, respectivamente, com suas dimensões e com uma numeração que será utilizada nas discussões subseqüentes.

Como mostra a figura 1.19, nesse dispositivo há duas tiras de alumínio com espessura de aproximadamente 1200 \AA , dimensões $2680 \mu\text{m} \times 590 \mu\text{m}$, próxima de bobinas, também de alumínio, com oito espiras cada. Nesta amostra como em todas as outras o espaçamento médio entre as espiras é de $40 \mu\text{m}$.

Na amostra 3SI-nova, figura 1.31, a bobina que está à direita está interrompida e por isso não foi utilizada na realização das medidas elétricas. As dimensões desse dispositivo são bem semelhantes as da amostra 3SI, por exemplo, uma das tiras apresenta $2500 \mu\text{m} \times 580 \mu\text{m}$ e a distância entre tira e bobina é de $160 \mu\text{m}$. Note a presença de fios de ouro ligados às extremidades das tiras, contatos 6 e 3, e também aos contatos central, número 12, e externo, número 14. O contato central foi feito soldando-se o fio de ouro diretamente no centro da bobina usando-se índio.

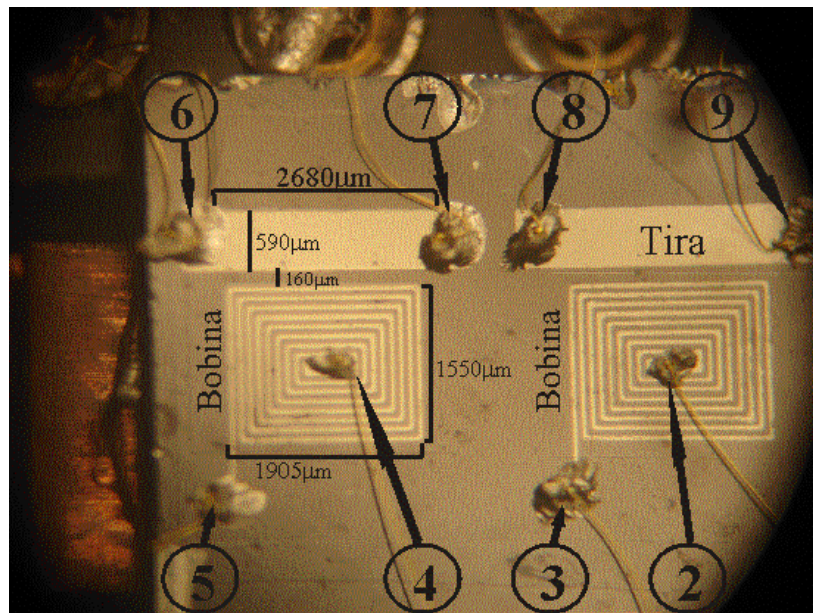


Figura 1.30: Foto da amostra 3SI com a numeração dos contatos.

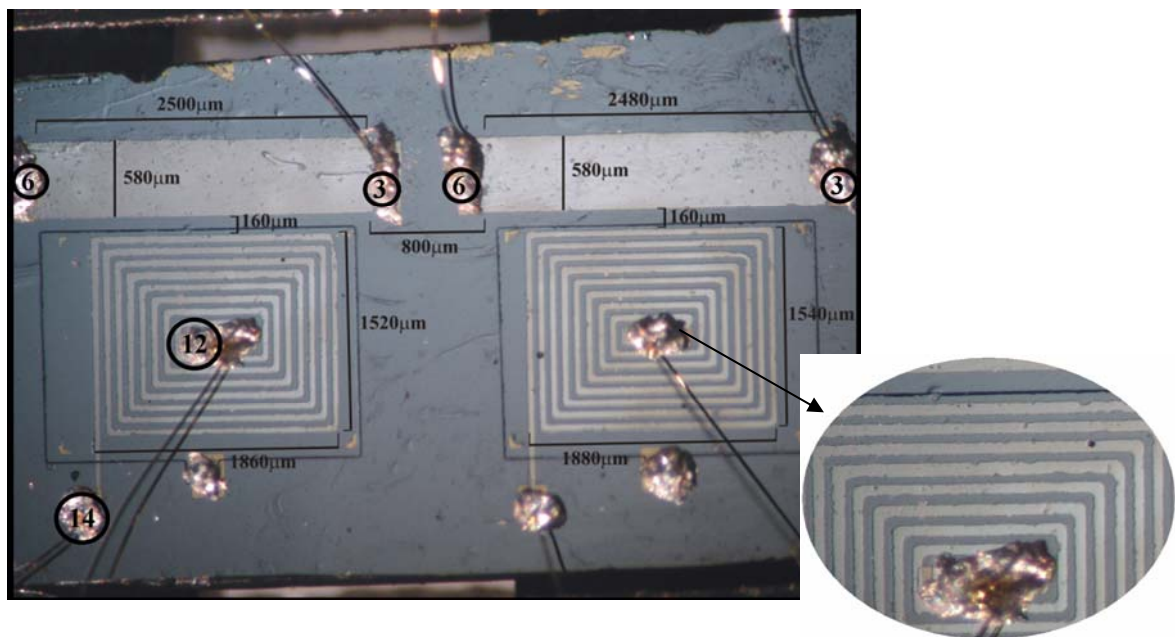


Figura 1.31: Foto da amostra 3SI-nova.

Já para as amostras que chamamos de 01Brazil 6, 01NU1773 e 02NU1773, cuja estrutura está na seção 3.2, o dispositivo foi fabricado sobre uma heterojunção de dopagem modulada de GaAs-AlGaAs. Como o material possui um gás bidimensional de elétrons (2DEG), utilizamos o próprio gás de elétrons para fazer o contato central da bobina.

Mostramos nas figuras 1.32, 1.33 e 1.34 as fotos das amostras 01Brazil 6, 01NU1773 e 02NU1773, respectivamente, com suas dimensões e também numeração que será utilizada nas medidas realizadas. As tiras e as bobinas são de alumínio com espessura de 1200 \AA e o espaçamento médio entre as espiras também é de aproximadamente 40 \mu m . As setas em azul escuro, que estão nas figuras 1.32 e 1.33, indicam os vértices da região onde o gás bidimensional de elétrons foi preservado.

Como mostra a foto da amostra 01Brazil 6, nesse dispositivo há uma tira de $3040 \text{ \mu m} \times 280 \text{ \mu m}$ que está a 160 \mu m da bobina com oito voltas. Na figura 1.33, da amostra 01NU1773, a tira tem $2500 \text{ \mu m} \times 580 \text{ \mu m}$ e a separação da bobina é de 140 \mu m . Para a amostra 02NU1773, figura 1.34, a espira mais externa tem $1920 \text{ \mu m} \times 1560 \text{ \mu m}$ e está a 160 \mu m da tira de $2500 \text{ \mu m} \times 580 \text{ \mu m}$.

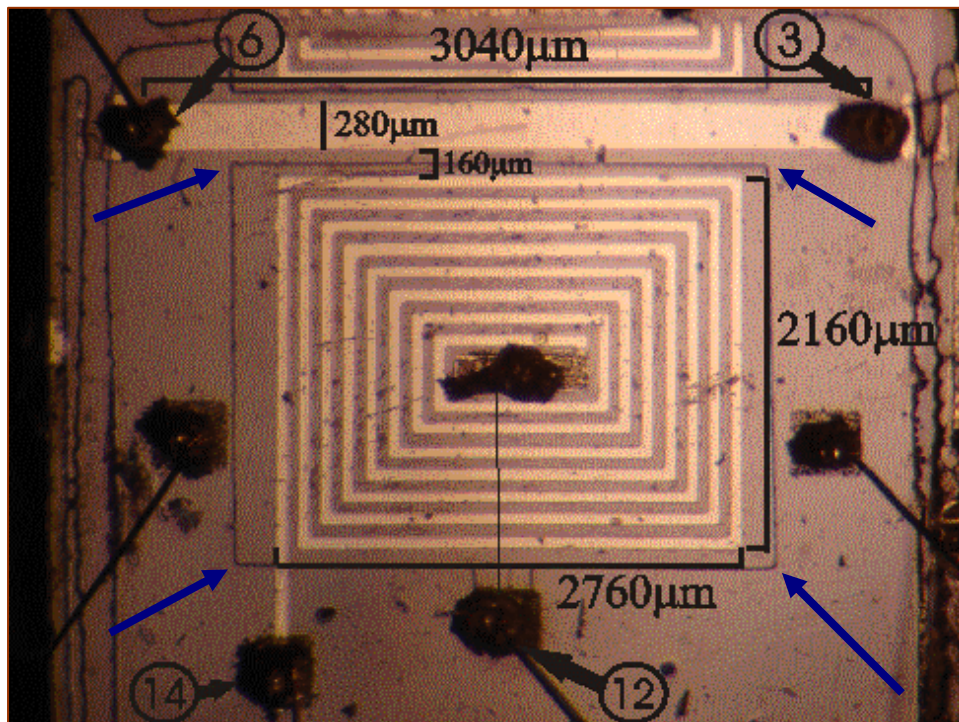


Figura 1.32: Foto da amostra 01Brazil 6. Observe-se o contato central de um dispositivo com 2DEG e a região onde esse gás foi preservado.

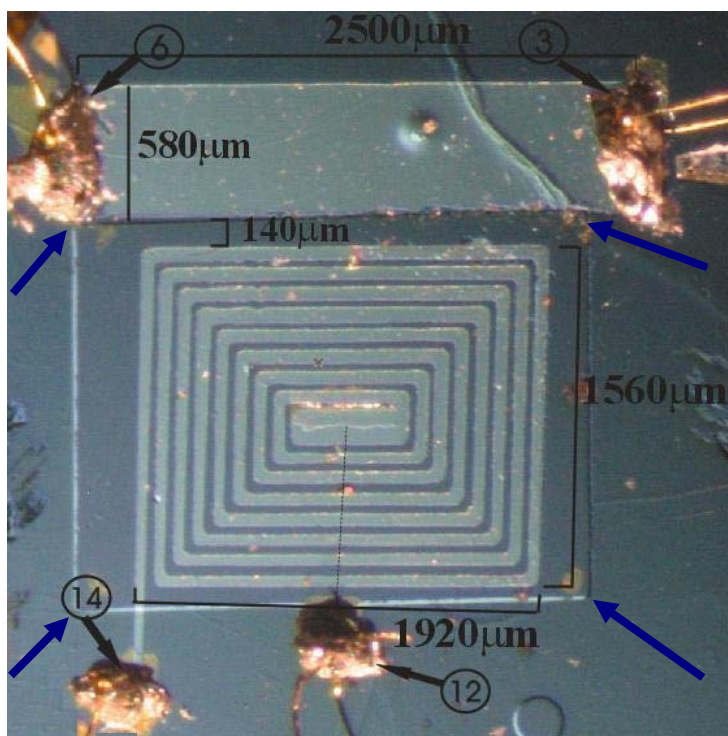


Figura 1.33: Foto da amostra 01NU1773.

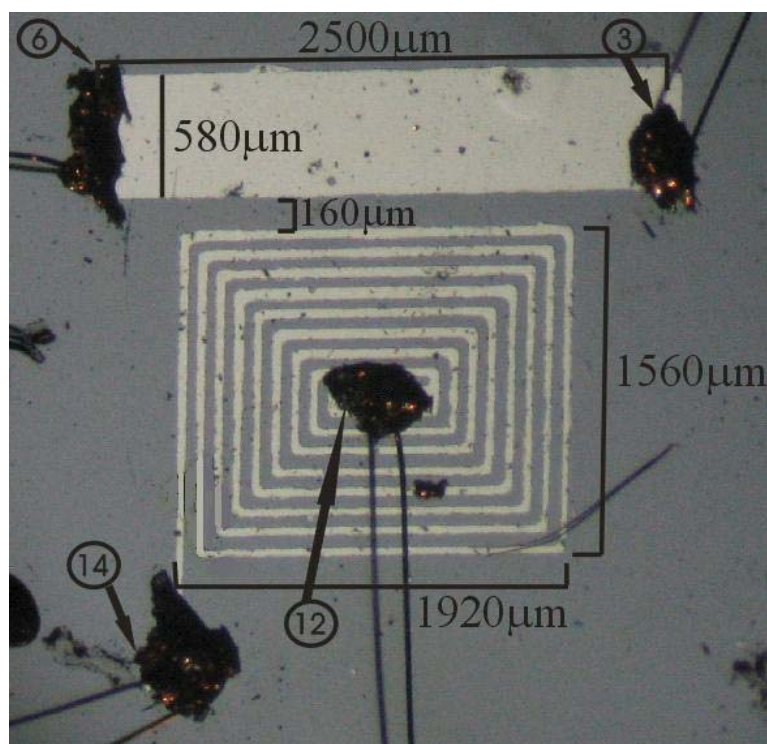


Figura 1.34: Foto da amostra 02NU1773.

As amostras 01NU1773 e 02NU1773 foram gentilmente fabricadas pela aluna de iniciação científica, Tatiana Pena Figueiredo, do Laboratório de Dispositivos Semicondutores da UFV.

A tabela 1.1 mostra os valores obtidos experimentalmente, à temperatura ambiente, para as resistências entre os contatos da amostra 3SI, figura 1.19. Nesse dispositivo as tiras condutoras e a bobina são ôhmicas. A resistência alta entre os contatos 3-4, 5-6 e 2-9 reflete o bom isolamento elétrico que existe entre as bobinas e entre o par tira-bobina. O valor elevado da resistência entre os contatos 4-5 confirma o que havíamos constatado visualmente, que esta bobina está rompida.

Tabela 1.1: Valores experimentais das resistências entre os contatos da amostra 3SI.

R (8-9)	R (6-7)	R (2-3)	R (3-4)	R (5-6)	R (2-9)
4,96Ω	4,23Ω	695,6Ω	>120MΩ	>120MΩ	>120MΩ

Na tabela 1.2 mostramos os valores das resistências medidos a temperatura ambiente nas amostras 3SI-nova, 01Brazil 6, 01NU1773 e 02NU1773, conforme figuras 1.31, 1.32, 1.33 e 1.34. As resistências altas mostram o bom isolamento elétrico de acordo com o que desejávamos. Nesses dispositivos as tiras condutoras e as bobinas também são ôhmicas.

Tabela 1.2: Valores experimentais, a temperatura ambiente, das resistências entre os contatos das amostras 3SI-nova (tira da esquerda (TP) e tira da direita (TL)), 01Brazil 6, 01NU1773 e 02NU1773.

Amostra	R (6-3)	R (14-12)	R (6-14)	R (3-14)	R (6-12)	R (3-12)
3SI-nova (TP)	6,4 Ω	488 Ω	>120M Ω	>120M Ω	>120M Ω	>120M Ω
3SI-nova (TL)	5,71 Ω	490 Ω	>120M Ω	>120M Ω	>120M Ω	>120M Ω
01Brazil 6	21,9 Ω	8,4k Ω	>120M Ω	>120M Ω	>120M Ω	>120M Ω
01NU1773	7,2 Ω	20,2k Ω	>120M Ω	>120M Ω	>120M Ω	>120M Ω
02NU1773	4,8 Ω	360 Ω	>120M Ω	>120M Ω	>120M Ω	>120M Ω

Apresentamos na tabela 1.3 os valores das resistências medidos a temperatura de 77K nas amostras 3SI-nova, 01Brazil 6 e 01NU1773. Para a temperatura de 77K, as amostras em substrato semi-isolante, as resistências das tiras e das bobinas diminuem com relação às medidas realizadas a temperatura ambiente. Já para as amostras que possuem 2DEG apenas a resistência da tira diminui.

Tabela 1.3: Valores experimentais, a temperatura de 77K, das resistências entre os contatos das amostras 3SI-nova (tira da esquerda (TP) e tira da direita (TL)), 01Brazil 6, 01NU1773.

Amostra	R (6-3)	R (14-12)	R (6-14)	R (3-14)	R (6-12)	R (3-12)
3SI-nova (TP)	4,4 Ω	292 Ω	>120M Ω	>120M Ω	>120M Ω	>120M Ω
3SI-nova (TL)	3,9 Ω	312 Ω	>120M Ω	>120M Ω	>120M Ω	>120M Ω
01Brazil 6	16,5 Ω	8,4k Ω	>120M Ω	>120M Ω	>120M Ω	>120M Ω
01NU1773	4,8 Ω	53,0k Ω	>120M Ω	>120M Ω	>120M Ω	>120M Ω

1.20 Revisão dos resultados anteriores

Este trabalho tem como precursor uma dissertação do grupo de Dispositivos Semicondutores da Universidade Federal de Viçosa [1.49]. Esta seção revê brevemente os métodos e resultados desse trabalho com o propósito de facilitar o entendimento da nossa própria contribuição.

Usualmente as medidas de transporte elétrico em semicondutores envolvem sinais da ordem de volt ou milivolt. No entanto, como nesse trabalho, medir a tensão induzida em bobinas *on chip* é uma tarefa muito delicada, pois os níveis de sinais que se deseja obter são muito pequenos. De acordo com as simulações esses sinais devem ser da ordem de algumas dezenas de nanovolts. Logo, alguns aspectos de circuitos elétricos como “loops de terra”, detalhes de aterramento, posicionamento de cabos, dentre outros, que normalmente são de pouca relevância, adquirem no contexto desse trabalho uma grande importância.

Como foi mencionado, há detalhes que devem ser considerados no projeto de montagem do circuito de medidas em questão. O circuito utilizado nas medidas está esquematizado figura 1.35. Esse circuito foi desenvolvido por [1.49] e utilizado nas medidas de nossos dispositivos também (seção 4.2). A fonte de tensão (EMG 12564/D) estabelece uma diferença de potencial entre o resistor de 10 kΩ e os terminais (8-9) da tira (ambos em série) e é responsável por fornecer o sinal de referência para o lock-in. Os terminais da bobina (2-3) estão conectados à entrada “A-B” do lock-in (seção 3.5) possibilitando medidas da tensão entre eles.

A figura 1.35 não emprega as normas de convenções para representação de circuitos, mas ela mostra de forma realística todos os detalhes importantes do circuito. As linhas tracejadas em preto representam as blindagens dos cabos coaxiais e a forma como estas se conectam aos demais aparelhos do circuito. As linhas tracejadas em vermelho representam a caixa de resistências e a haste metálica, respectivamente.

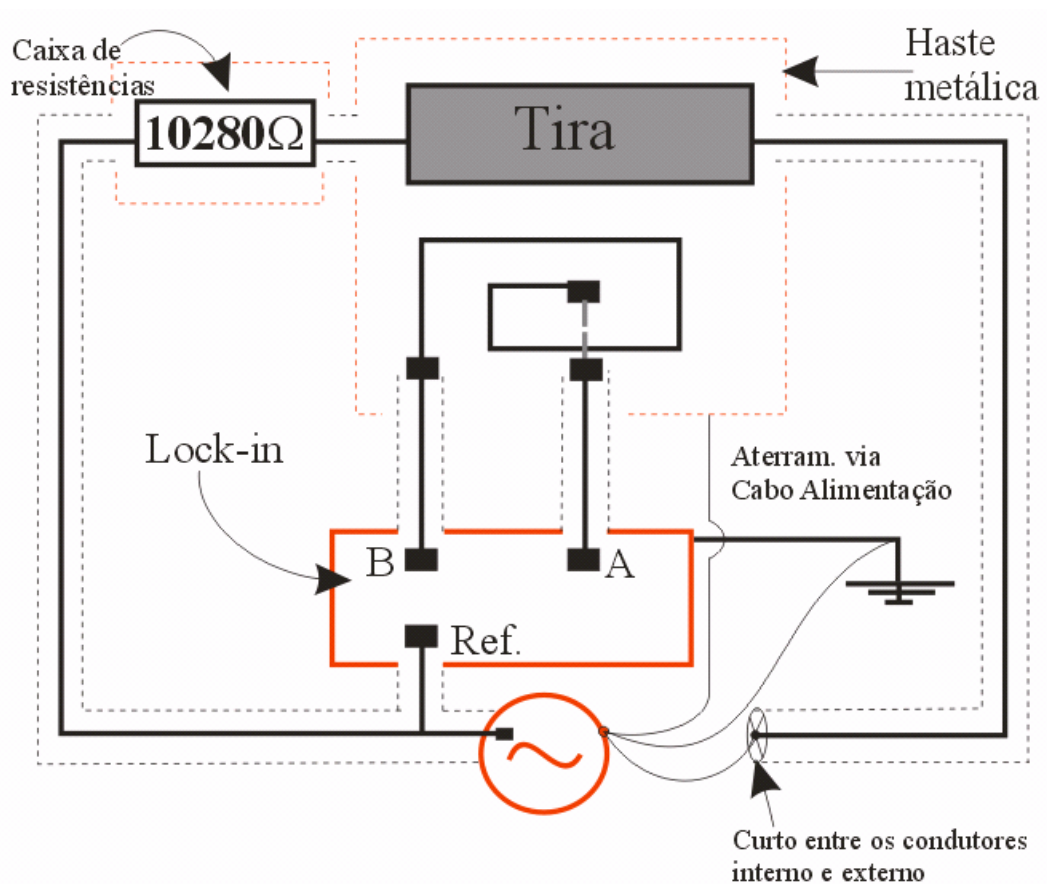


Figura 1.35: Montagem do circuito empregado na realização das medidas da amostra 3SI. O circuito foi esquematizado de forma a evidenciar a maneira com a qual todos os seus componentes estão conectados. Os componentes estão, cuidadosamente, aterrados no chassi da fonte de tensão para evitar o *loop* de terra [1.73].

Todos os cabos utilizados neste circuito são coaxiais, sendo a blindagem externa de cada um deles aterrada. Foi verificado experimentalmente que é importante manter os cabos de entrada do lock-in afastados dos demais para evitar que seja gerado algum sinal nos mesmos. Quanto maior a frequência de excitação maior são os sinais de input. A amostra foi inserida na haste metálica, a qual foi atenciosamente aterrada. No interior da haste metálica a amostra encontrava-se fixada em um porta-circuito integrado de plástico, ligado ao exterior por cabos coaxiais com aproximadamente 3 m de comprimento. O resistor usado no circuito estava em uma caixa de resistências de alumínio e conectado ao circuito através de cabos coaxiais. Esta caixa também foi aterrada.

O fechamento do circuito elétrico, figura 1.36, foi um fato de grande relevância para as nossas medidas. Existem duas possibilidades de fechamento do circuito: no chassi do lock-in ou no chassi do gerador. Conforme está cuidadosamente explicado em [1.49], que contou com a nossa participação no trabalho de desenvolvimento, realizando as medidas de sinal nas duas configurações percebemos que o circuito deveria ser fechado no chassi do gerador. Chegamos a essa conclusão pois nessa configuração o sinal medido está de acordo com o valor calculado.

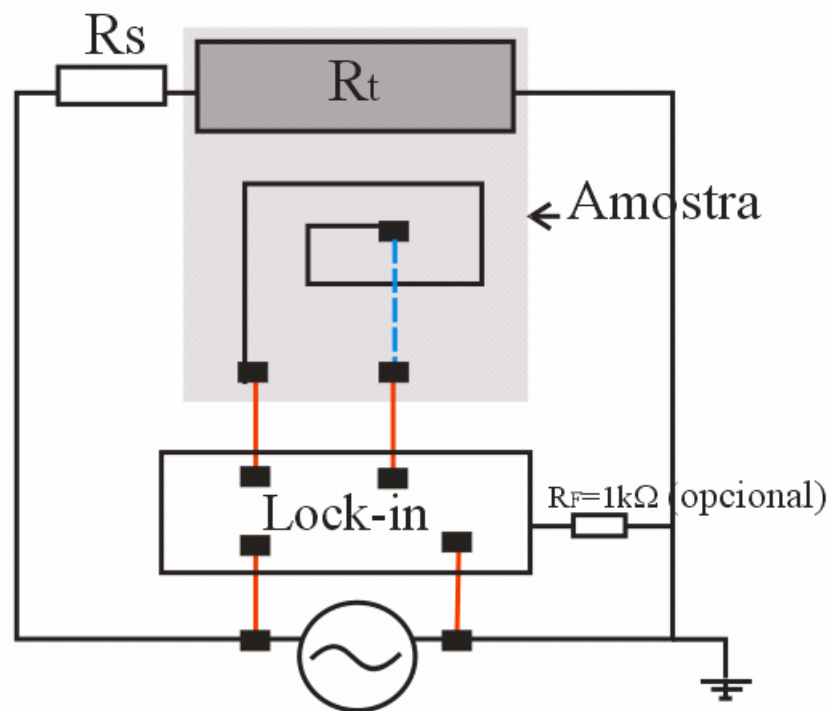


Figura 1.36: Fechamento do circuito elétrico utilizado para realizar as medidas.

Outro ponto importante que foi comprovado experimentalmente por [1.49] é a presença de um sinal extra que estava sendo adicionado às medidas. Esse sinal, mais comumente referido como “offset”, não é uma particularidade de nosso sistema, um sinal dessa forma é esperado em vários outros tipos de sistemas elétricos em que se utiliza o lock-in. Sua origem se dá devido ao acoplamento capacitivo entre o input da referência e os inputs de sinal.

Para explicar quantitativamente o efeito desse acoplamento capacitivo imaginemos um sistema de acordo com o que está representado na figura 1.37. O sinal medido pelo lock-in se origina da impedância de $1\text{ k}\Omega$, a frequência de referência é de 100 kHz e a excitação fornecida pela fonte é 1 V rms . Supusemos ainda que a capacitância parasita existente entre os inputs do lock-in e da referência seja muito pequena, por exemplo $0,001\text{ pF}$ (utilizou-se uma capacitância da ordem de grandeza de pico Faraday para considerar que toda a queda de potencial medida pelo lock-in entre os terminais da bobina fosse provocada única e exclusivamente por esse acoplamento). Então $I = 1V / X_C = 6,29 \times 10^{-10}\text{ A}$, onde $X_C = 1,59 \times 10^9\ \Omega$, assim o offset gerado nos inputs do lock-in será de $V_{\text{input}} = ZI = 629\text{ nV}$. Ou seja, o sinal gerado no lock-in devido a capacitância parasita é de 629 nV , esse valor é mais que o dobro do segundo menor fundo de escala do lock-in, 300 nV .

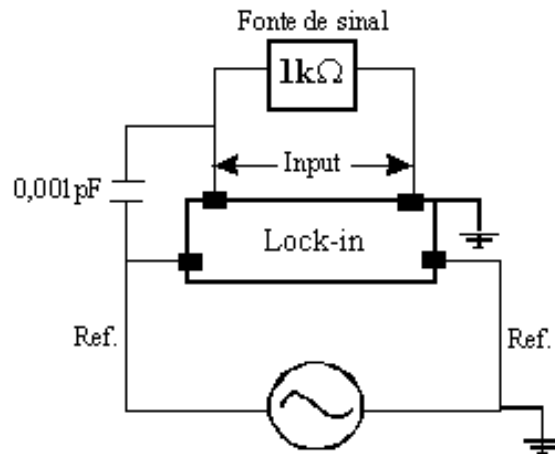


Figura 1.37: Acoplamento capacitivo entre os inputs de sinal e de referência.

A origem do offset em nossas medidas é devido ao acoplamento capacitivo. Ele não é captado pelos cabos de sinal, ou seja, por ruídos externos do circuito.

Previamente à fabricação do dispositivo, que pode ser observado na figura 1.19, foi realizado um estudo teórico do problema, onde a simulação do sistema físico em questão forneceu resultados que guiaram a sua produção.

Determinou-se, através de uma simulação para a geometria da amostra 3SI e com uma corrente senoidal de 100 μA (rms) e frequência de 30 kHz, uniformemente distribuída pela tira metálica, que o valor da força eletromotriz induzida na bobina deveria ser de 22 nV (rms) e sua fase relativa à corrente deveria ser de -90° (seção 2.4).

Passando para a parte experimental do trabalho, as condições de medidas utilizadas, na maioria das vezes, para obter os sinais foram as seguintes: gerador (EMG) fornecendo IV_{rms} , frequência de 30 kHz e onda senoidal; lock-in no modo diferencial “A-B” [1.75], filtro de sinal passa banda (30 kHz, track) e line reject de 60 Hz (elimina sinal da rede). Subtraindo-se fasorialmente o offset das medidas obteve-se sinais médios e fases médias que podem ser visualizados na tabela 1.4.

Tabela 1.4: Valores experimentais do sinal médio e fase média, para as tiras, próxima e longe, nas duas configurações possíveis. Frequência de 30 kHz e alimentadas por uma tensão de 1V.

Tira e configuração (amostra 3SI)	$V_{b,rms}$ (nV), $\phi_b = (^\circ)$
Próxima, A ligada ao contato 8 e B ao 9	(56 ± 8) e (-100 ± 4)
Próxima, A ligada ao contato 9 e B ao 8	(55 ± 3) e (90 ± 7)
Longe, A ligada ao contato 6 e B ao 7	(101 ± 3) e (90 ± 8)
Longe, A ligada ao contato 7 e B ao 6	(98 ± 7) e (-88 ± 16)

A fase do sinal captado na bobina está em ótima concordância com a teoria (seção 2.4). Entretanto, a magnitude do sinal, para a tira próxima (contatos 8 e 9), observada nos experimentos foi aproximadamente três vezes maior que a obtida nas simulações, o que fez surgir a hipótese de um possível acoplamento capacitivo entre a bobina e a tira metálica. A discrepância da magnitude do sinal para a tira longe, contatos 6 e 7, é ainda maior, pois o valor esperado é cerca de dez vezes menos que o valor esperado para a tira próxima.

Para proteger o sinal induzido desse acoplamento capacitivo foi desenvolvido uma blindagem para a bobina. A função dessa blindagem seria proteger a bobina do campo elétrico formado entre a tira e a bobina responsável pelo surgimento da capacitância parasita entre eles. A blindagem foi produzida por um filme de tinta prata aplicada sobre a bobina tendo como dielétrico entre eles uma camada de verniz (ColorGin, em spray). Os sinais observados

posteriormente a implementação da blindagem não apresentaram, dentro da margem de erro, nenhum tipo de alteração, isto é, continuou-se a obter sinais maiores que os esperados. Mas, por outro lado, a blindagem não acrescentou nenhum tipo de ruído ao sistema.

Esse tipo de isolamento apresenta uma falha, pois, como não foi possível controlar a espessura da camada de verniz, o gate metálico acabou ficando distante da bobina, o que talvez tenha prejudicado o efeito da blindagem.

Enfim, a magnitude do sinal nos experimentos foi aproximadamente três vezes maior que a obtida nas simulações. Explicações possíveis estão no fato da existência do acoplamento capacitivo entre a tira metálica e a bobina e também na interferência entre os cabos que alimentam a tira e os que medem a ddp entre os terminais da bobina. Ao que tudo indicou, essa interferência é causada pela blindagem insuficiente desses cabos e agravada pela proximidade entre eles no interior da haste metálicas de medidas.

1.21 Otimização do circuito e técnicas de medida

1.21.4 Interferência do sinal de excitação

Interessados em descobrir o motivo da discrepância por um fator de quase três entre a magnitude calculada e a medida para a tensão na bobina realizamos novas medidas na amostra 3SI.

Através dessas medidas suspeitamos que os cabos presentes na haste metálica utilizada para realizar as medidas estavam interferindo em nossos resultados. Essa haste era de alumínio e era composta por cabos coaxiais com aproximadamente 3 m de comprimento, sendo que em aproximadamente 15 cm dos cabos que estavam no interior da haste a blindagem havia sido retirada.

A comprovação de nossa suspeita veio quando utilizamos os outros cabos dessa haste para realizar as mesmas medidas. Por exemplo, a força eletromotriz induzida na bobina que era de aproximadamente 56 nV, conforme tabela 1.4, passou para 117 nV, ou seja, a magnitude do sinal dobrou de valor. Suspeitamos que uma falha na blindagem dos cabos coaxiais no interior da haste poderia estar causando esse aumento no sinal captado pelo lock-in.

Perante esses resultados construímos uma outra haste metálica de alumínio com menos cabos coaxiais, bem mais finos que os outros, com resistência de 50 Ω , e que apresentam uma

blindagem mais eficiente. Nessa nova haste metálica utilizamos apenas quatro cabos coaxiais miniatura, e ao contrário da haste que foi utilizada para fazer medidas na amostra 3SI, os cabos de excitação e de detecção estão separados, ou seja, eles saem por lados opostos na haste metálica.

Com essa nova haste realizamos medidas na amostra 3SI-nova, figura 1.31, pois a amostra 3SI havia sido danificada no curso dos experimentos. Passamos a utilizar o ajuste manual da fase que maximiza o output do canal X do lock-in e o valor obtido experimentalmente é de 38,5 nV com uma fase (θ) de -93° . Realizamos uma simulação do sinal induzido na bobina para essa amostra e verificamos que deveríamos medir 31,9 nV. E conforme a seção 2.6 a fase deveria ser de -90° , logo, nosso resultado apresenta uma excelente concordância com o valor calculado.

1.21.5 Dispersão das medidas de fase

Na tabela 1.4 podemos observar uma grande dispersão nas medidas da amostra 3SI. Podemos fazer essa afirmação com base nos valores de alguns erros presente nessa tabela. Verificamos experimentalmente que essa dispersão se deve a uma função do amplificador lock-in que foi utilizada na realização dessas medidas, a função “auto-phase”, a qual foi discutida na seção 3.5.

Conforme mencionado na seção 3.5, a função “auto-phase” procura a fase que maximiza o sinal. Mas ao que tudo indica essa função não está funcionando corretamente, pois quando a fase registrada no lock-in está longe do valor previsto teoricamente, o auto-phase falha com frequência, mesmo para sinais grandes, ou seja, da ordem de 1 V.

Por outro lado, o “auto-phase” parece funcionar bem, se a função é ativada quando a fase já está próxima do valor correto. Sendo assim, é importante verificar manualmente qual é o valor da fase que maximiza o output do demodulador X. Esse valor também pode ser confirmado fazendo uma varredura de fase, essa técnica será explicada na próxima seção.

A discrepância nas medidas da amostra 3SI foi entendida utilizando a opção de ajuste manual fornecida pelo lock-in. Outro benefício conseguido, ao ajustar o sinal manualmente, está relacionado com a diminuição da dispersão nas medidas de fase realizadas nas outras amostras (seção 4.2).

1.21.6 A técnica de varredura de fase

Para medir o sinal captado pela bobina, desenvolvemos um método que consiste em defasar manualmente a fase, no amplificador lock-in, com relação à referência, chamaremos essa técnica de varredura de fase. Esse procedimento é realizado utilizando o “fase shifter” (seção 3.5) que está presente dentro do lock-in.

Para exemplificar essa varredura de fase realizamos o estudo de um circuito RC série, que recebe esta denominação porque o resistor e o capacitor estão em série com a *fem*, a representação esquemática desse circuito pode ser observada na figura 1.38.

Utilizamos um gerador, EMG 12564/D, o qual fornece uma *fem* alternada que produz uma corrente alternada. Os parâmetros do circuito são os seguintes: capacitor, $C= 221,8 \text{ nF}$, medido com o multímetro Tektronics; resistor, $R= 150,9 \text{ } \Omega$, na configuração para dois terminais; sinal do gerador com corrente no circuito, $\varepsilon_{\text{rms}}= 1,002 \text{ Vrms}$, e frequência do sinal do gerador, $f= 30,1 \text{ kHz}$, medidos com o multímetro Keithley 2000.

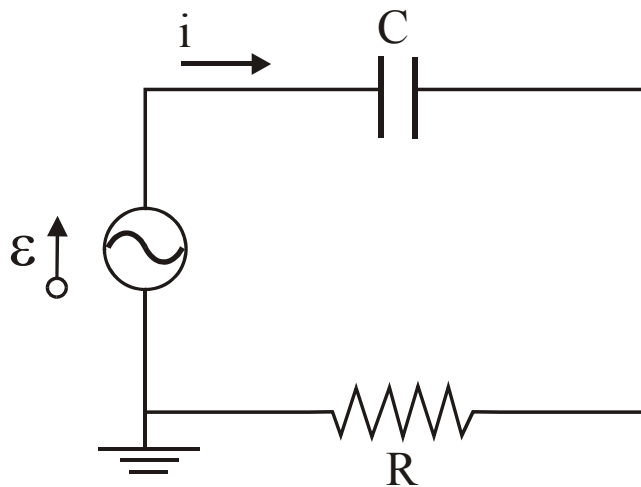


Figura 1.38: Representação esquemática de um circuito contendo um capacitor e um resistor, em série.

Com o intuito de conferir os valores medidos no circuito RC realizamos o cálculo das tensões medidas no capacitor e no resistor. A amplitude da tensão no resistor é dada por

$$V_R = RI = R \frac{\varepsilon_m}{Z}$$

onde I é a amplitude da corrente, ε_m é a amplitude da tensão do gerador e Z é a impedância do circuito. Naturalmente, o valor *rms* da tensão no resistor é

$$V_{R,rms} = Ri_{rms} = \varepsilon_{rms} \frac{R}{Z} \quad (1.40)$$

Já a amplitude de tensão no capacitor é dada pela expressão

$$V_C = X_C I = X_C \frac{\varepsilon_m}{Z}$$

e o seu valor *rms* é

$$V_{C,rms} = X_C i_{rms} = X_C \frac{\varepsilon_{rms}}{Z} \quad (1.41)$$

sendo, $X_C = \frac{1}{\omega C}$ e $Z = \sqrt{R^2 + X_C^2}$. Usando os parâmetros mencionados do circuito temos $X_C = 23,84 \Omega$, $Z = 152,8 \Omega$ e das equações (1.40) e (1.41), obtém-se

$$V_{R,rms} = 0,990 V \text{ e } V_{C,rms} = 0,156 V$$

Utilizamos no circuito o multímetro Keithley 2000 para medir a tensão no resistor e no capacitor e obtivemos

$$V_{R,rms} = 0,988 V \text{ e } V_{C,rms} = 0,161 V.$$

Como se vê os valores medidos com o multímetro, e os calculados diferem de 0,2% no caso do capacitor e 3% no caso do resistor.

Agora, com o lock-in no circuito, figura 1.39, medimos a tensão no capacitor ($V_A - V_B$). Foram utilizados os seguintes parâmetros no instrumento: Input (A-B), Sensitivity (300 mV), Filter (BP 30 kHz), Line reject (F), Time constant (100 ms) e $\varepsilon_{rms} = 1,17V$, medido com o lock-in. O sinal de referência utilizado para o amplificador foi a tensão do resistor.

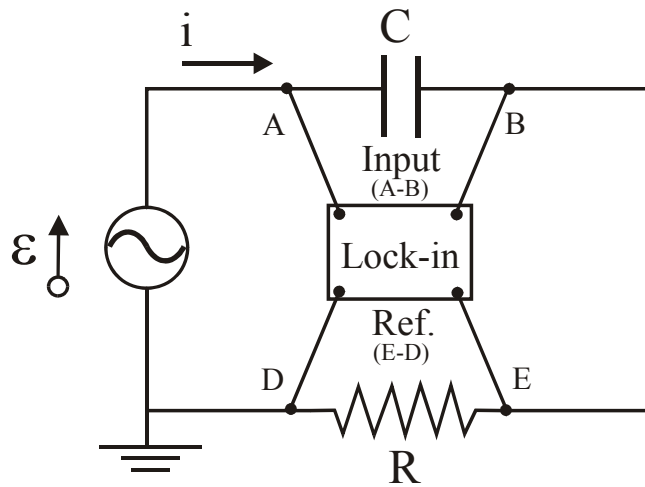


Figura 1.39: Representação esquemática do circuito RC com a presença do lock-in.

Nas medições utilizando o lock-in, o sinal de referência era proporcional à corrente no circuito. Tomando-se o input no capacitor, que pode ser observado na figura 1.39, espera-se um sinal atrasado de 90° com relação à referência, ou seja, se

$$V_{ref} = Ri = V_{0,ref} \text{sen}(wt),$$

então espera-se

$$V_{in} = V_{0,in} \text{sen}(wt - 90^\circ).$$

A figura 1.40, fundamentada no Halliday [1.74], comprova essa expectativa sobre a relação de fase desses sinais.

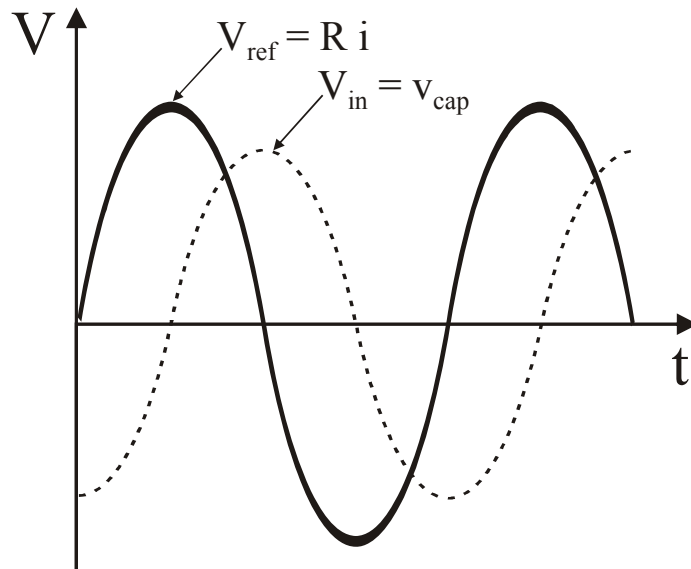


Figura 1.40: Representação esquemática da relação de fase entre os sinais de input e referência. Onde v_{cap} é o sinal no capacitor.

Ajustamos manualmente a fase (θ) para maximizar a saída do canal X (V_{LI}) e obtivemos:

$$\theta = -89,7^\circ \text{ e } V_{LI} = 187 \text{ mV}$$

O valor da fase está em perfeita concordância com a teoria, isto é, a defasagem entre o capacitor e o resistor, como já foi mencionado, deve ser de -90° . E o valor de V_{LI} é compatível com o cálculo e com as medidas anteriores com o multímetro. A discrepância de aproximadamente 10% é compatível com a diferença de funcionamento do lock-in e do multímetro.

Para confirmarmos a fase que maximiza o output do canal X fizemos uma varredura de fase utilizando o ajuste manual, figura 1.41. Utilizamos as seguintes configurações no aparelho: Input (A-B), Sensitivity (300 mV), Filter (BP 30 kHz), Line reject (F) e Time constant (100 ms).

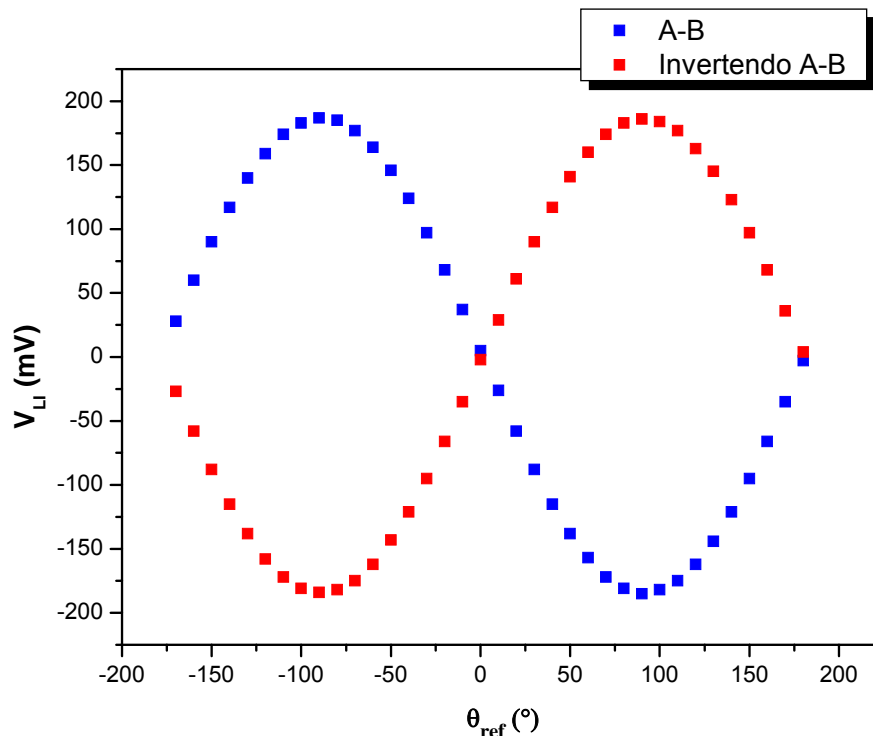


Figura 1.41: Dependência da saída do lock-in com a defasagem ajustada no “phase shifter” do instrumento. Realizamos medidas utilizando a entrada A-B do amplificador lock-in e depois invertendo os cabos nessa entrada.

Analisando a figura 1.41, e considerando a nomenclatura adotada na seção 3.5, vemos que θ é a fase que corresponde ao valor máximo captado (V_{LI}), ou seja, a fase para maximizar o output do canal X é de aproximadamente

$$\theta = -90^\circ \text{ e } V_{LI} = 187 \text{ mV}$$

de acordo com o que esperávamos. E invertendo os cabos na entrada A-B encontramos somente uma mudança de fase de 180° e sem alteração na magnitude, conforme previsto teoricamente

$$\theta = 89^\circ \text{ e } V_{LI} = 188,46 \text{ mV.}$$

Também medimos a tensão no resistor. Ligamos a entrada “A” do amplificador lock-in no ponto E do circuito, figura 1.39, e a entrada “B”, no ponto D e tomando a tensão no resistor como input para o aparelho. Em excelente concordância com um ajuste manual da

fase, a função “auto-phase” forneceu as medidas apresentadas na tabela 1.5, com os seguintes ajustes no instrumento: Input (A-B), Filter (BP 30 kHz), Sensitivity (3V), Line reject (F) e Time constant (1 ms).

Tabela 1.5: Medidas de tensão no resistor usando “auto phase”. “A” ligado em E e “B” em D.

V_R (V)	θ (°)
1,14	-0,1
1,14	0,0
1,14	0,5

Após fazer um ajuste manual, $\theta = 0^\circ$ e $V_{LI} = 1,14$ mV, a função “auto-phase” passou a funcionar sem falhas, como mostra a tabela 1.5. Os valores dessa tabela também confirmam que o resistor está em fase com a referência.

Como se observou, nas medições da tensão no capacitor com o lock-in, obtém-se o maior output do demodulador X, ajustando a fase para -90° . Em outras palavras, a fase ajustada é a constante de fase do sinal de input, com relação ao sinal de referência. As medidas da tensão no resistor, na fase ajustada para 0° , corroboram essa conclusão, figura 1.42.

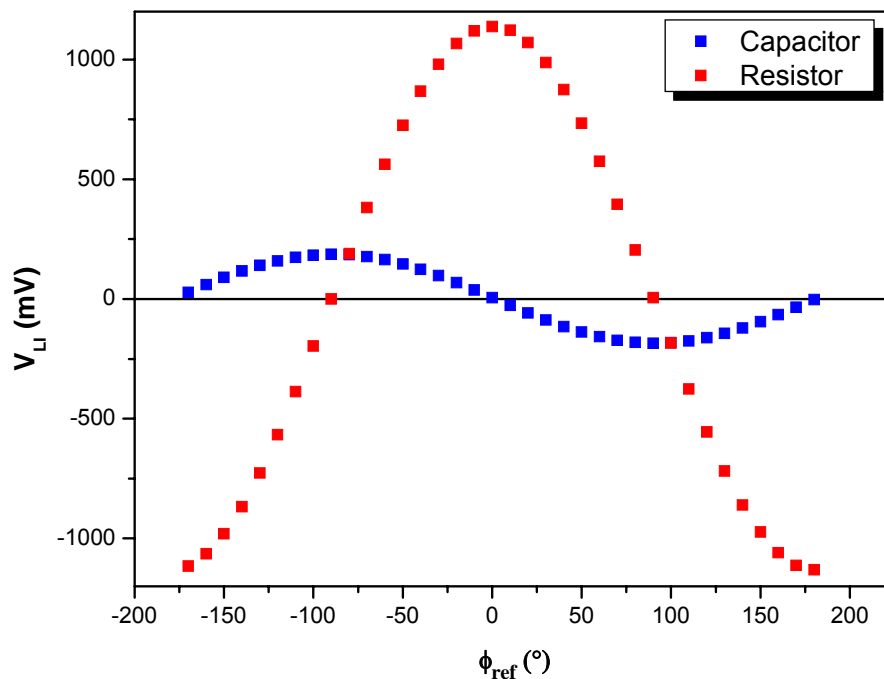


Figura 1.42: Representação esquemática da varredura de fase no capacitor e no resistor.

1.21.7 Determinação da corrente de excitação

Para determinarmos a corrente que flui pela tira metálica, fizemos uso de dois aparelhos, o lock-in e o multímetro Keithley 2000, para medir a tensão fornecida pelo gerador (EMG 12564/D).

Quando nos decidimos pelo lock-in para realizar essa experiência selecionamos como opção de medida a “entrada A” desse aparelho (seção 3.5) e utilizamos o próprio gerador para fornecer a tensão e como sinal de referência para o lock-in. Com isso constatamos que o gerador fornece 1,17 V_{rms} e sabendo a resistência do circuito (10285 Ω) calculamos a corrente induzida que flui pela tira (1,14 μA). Já com o multímetro encontramos que o gerador fornece 1 V_{rms}.

Essa diferença se deve ao fato de que enquanto o multímetro integra todos os sinais que estão presentes na medida independente da frequência, já o lock-in é capaz de selecionar apenas sinais que estão no intervalo da frequência de referência [1.75]. O sinal medido por ele não está sujeito a interferências externas, ou seja, através de seu circuito interno ele é capaz de eliminar os ruídos indesejáveis que afetariam nossas medidas.

No trabalho de [1.49] utilizou-se para os cálculos que o gerador estava fornecendo 1 V_{rms}. Mas como em nossa dissertação e também em [1.49], o sinal captado pela bobina é medido pelo lock-in, então esse aparelho é considerado o mais adequado para realizar a determinação da corrente de excitação. Enfim, a simulação realizada no presente trabalho utilizou o valor medido com o lock-in.

1.22 Estudo do sinal induzido em amostras semi-isolantes

Após as descobertas sobre a modelagem e ajuste do circuito elétrico e o funcionamento do amplificador lock-in realizamos outras medidas na amostra 3SI. O sinal induzido na bobina é de (67 ± 5) nV e sua fase relativa à corrente é de $(-84 \pm 4)^\circ$. Esses valores podem ser comparados com os obtidos por P. T. Valentim [1.49] que são de (56 ± 8) nV e $(-100 \pm 4)^\circ$ (seção 1.20). Também podemos compará-los com o valor calculado que é de 22 nV e fase -90° (seção 2.4).

Utilizando o ajuste manual em nossas medidas, reproduzimos dentro da precisão experimental, conforme [1.49], a dependência linear da magnitude do sinal na bobina com a tensão de excitação e com a frequência para valores menores que 40 kHz. Ainda reproduzimos a independência do sinal com relação à tensão de excitação e à frequência.

Em suma, utilizando o mesmo equipamento e amostra que P. T. Valentim [1.49], mas um método mais acurado para a determinação da magnitude e fase do sinal na bobina (varredura de fase), obtivemos essencialmente os mesmos resultados daquele trabalho. Assim, algumas diferenças marcantes nos resultados apresentados nas próximas seções são fruto da nova haste de medidas (subseção 1.21.4) e da própria natureza das amostras, contento um gás bidimensional de elétrons.

Quando se percebeu a necessidade de se aprimorar a haste de medida, a amostra 3SI, conforme mencionado na subseção 1.21.4, já havia sido inutilizada no curso dos experimentos. Em seqüência preparou-se a amostra 3SI-nova, no mesmo tipo de substrato, utilizando-se as mesmas máscaras litográficas.

As condições de medidas empregadas para obter os sinais foram as seguintes: gerador (EMG) fornecendo 1,17 Vrms, frequência de 30 kHz e onda senoidal; lock-in com Input (A-B), ou seja, o contato com o número 12 ligado na entrada A e o contato com o número 14 ligado na entrada B, Sensitivity (100 nV), Filter (BP 30 kHz), Line reject F (60 Hz) e Time constant (3 s). Essas são as condições utilizadas em todos os resultados que serão apresentados a partir deste ponto, a menos que se avise que houve alguma alteração. A figura 1.43 mostra o sinal induzido na tira próxima em função do deslocamento de fase na tira próxima (tira da direita – figura 1.31) da amostra 3SI-nova. A notação empregada nessa figura (I:6-3 / V:12-14), e nas demais figuras de varredura de fase, significa que o contato de número 3 está conectado ao ponto aterrado do circuito e que o contato de número 12 está ligado no input A e o 14 no input B, do lock-in.

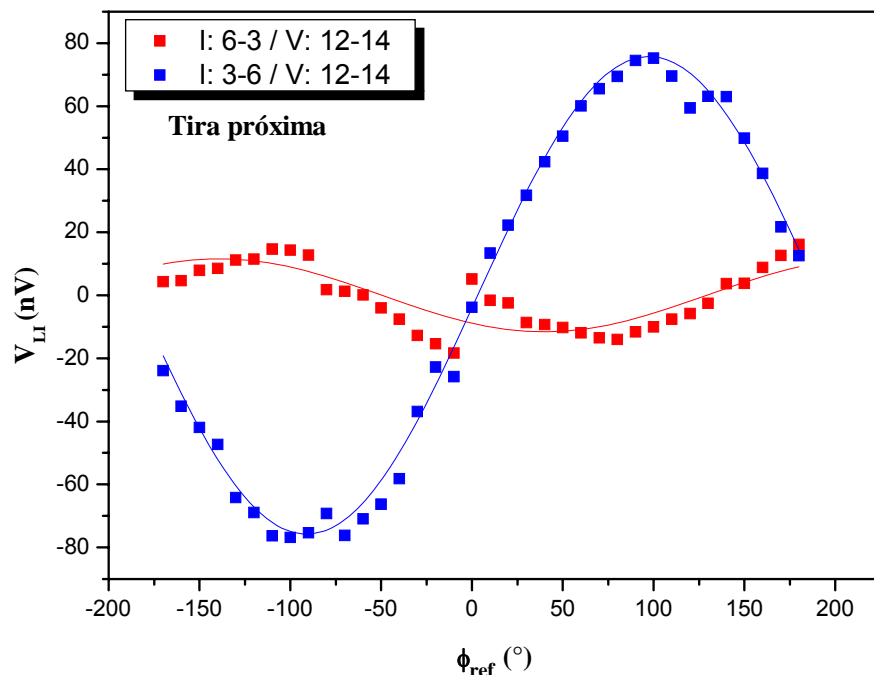


Figura 1.43: Dependência do sinal na bobina com a fase na tira próxima da amostra 3SI-nova. Mostramos também a senóide ajustada para os dados experimentais. Valores obtidos a 300 K.

Na figura 1.43 vemos que os dados experimentais se ajustam perfeitamente a uma senóide, o que já era esperado pois utilizamos como referência uma onda senoidal. A magnitude do sinal induzido na polaridade 6-3 é de (11 ± 1) nV e fase $(-127 \pm 3)^\circ$, invertendo a polaridade (3-6) temos (75 ± 1) nV e fase $(99 \pm 2)^\circ$. Observamos que esses sinais tem a magnitude e fase diferentes do esperado (seção 2.4). Essa discrepância nos resultados é devido ao aterramento estar em pontos diferentes da tira, ou seja, ora aterramos o contato 6 e depois o contato 3. Outro ponto importante a ser considerado é a necessidade de fazer a correção do offset. Essa questão foi levantada por [1.49] e sua origem está no acoplamento capacitivo (seção 1.20) e nas correntes que estão presentes dentro do lock-in [1.75].

Na figura 1.44 podemos observar a varredura de fase realizada para o offset. As condições de medidas utilizadas foram as que citamos anteriormente. A diferença é que abrimos o circuito entre a fonte e o resistor (figura 1.36), ou seja, a tira metálica não foi alimentada ($I=0$).

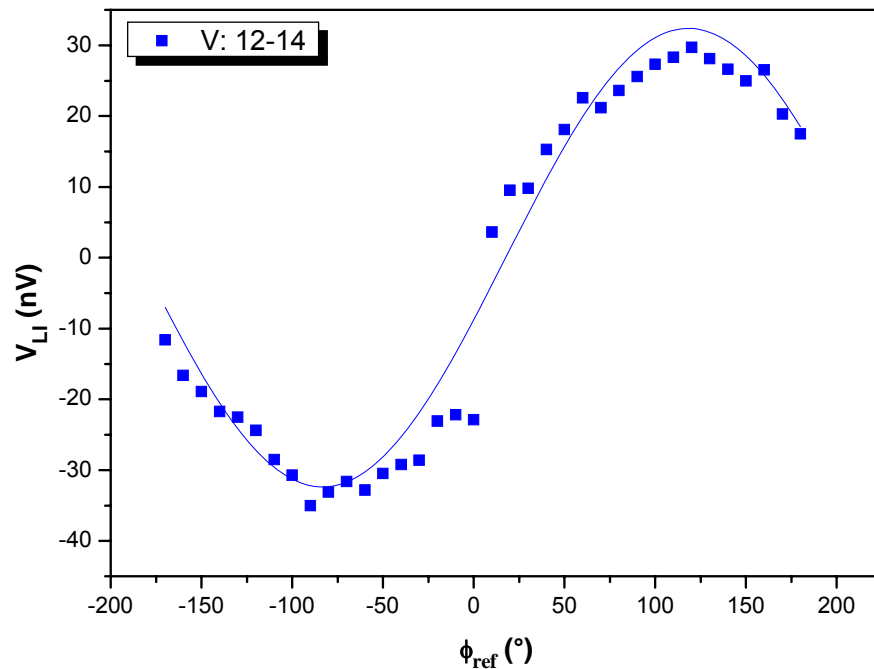


Figura 1.44: Dependência do offset na bobina com a fase na amostra 3SI-nova. Mostramos também a senóide ajustada para os dados experimentais. Valores obtidos a 300 K.

Existem duas maneiras possíveis de efetuar a correção de offset. Uma delas é a subtração fasorial, que foi utilizada por [1.49], e a outra é a correção “ponto-a-ponto”. Nessa última, para cada fase de -170° até 180° , variando de dez em dez graus, primeiramente medimos o sinal induzido na bobina aplicando uma diferença de potencial na tira, em seguida abrimos o circuito (figura 1.36) ($I=0$) e medimos para a mesma fase, o sinal na bobina. Depois de realizada toda a varredura de fase, então se subtrai o offset do sinal para cada ponto da fase. O resultado para essas duas correções de offset é bem parecido. Com a subtração fasorial o sinal encontrado na polaridade 6-3 é de (37 ± 2) nV e fase $(-77 \pm 4)^\circ$ e com a correção ponto a ponto: (39 ± 1) nV e fase $(-93 \pm 1)^\circ$, invertendo a polaridade, ou seja, de 3-6, temos um sinal de (46 ± 3) nV e fase $(85 \pm 5)^\circ$ (subtração fasorial) e (44 ± 1) nV e fase $(87 \pm 2)^\circ$ (ponto-a-ponto). Mas a correção ponto-a-ponto parece mais apropriada do ponto de vista lógico, pois nessa correção, ao contrário do que acontece na correção fasorial, não se considera que o resultado seja senoidal. Sendo assim, utilizaremos esse tipo de correção nos próximos resultados que serão apresentados.

O sinal corrigido do offset pode ser visualizado na figura 1.45. Agora, os resultados das duas polaridades são parecidos, como esperado, mas não idêntico, polaridade 6-3: (39 ± 1)

nV e fase $(-93 \pm 1)^\circ$ e na polaridade 3-6: (44 ± 1) nV e fase $(87 \pm 2)^\circ$, esse assunto será retomado mais adiante.

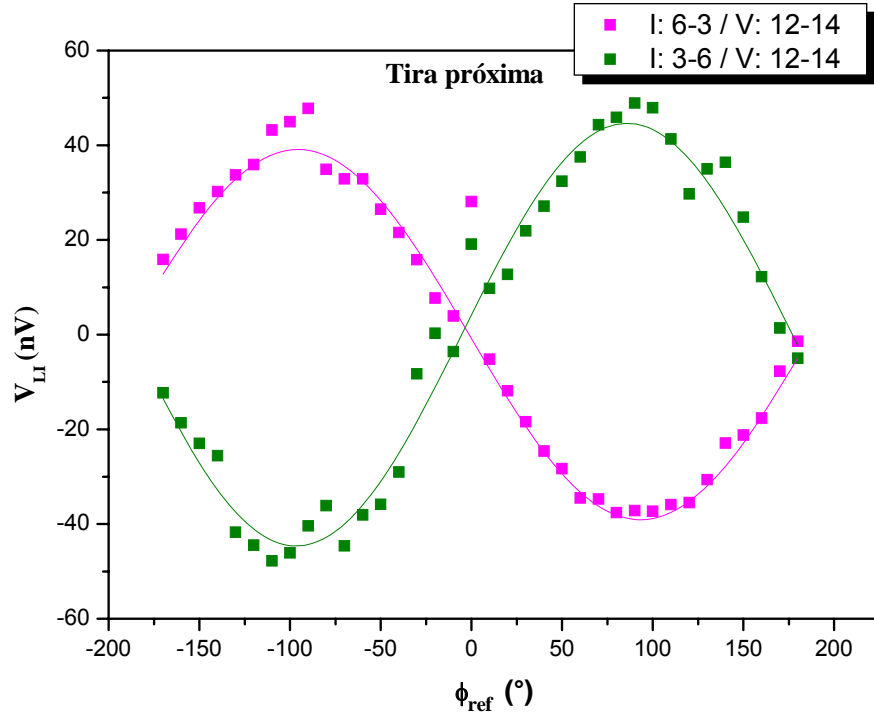


Figura 1.45: Dependência do sinal corrigido na bobina com a fase na tira próxima da amostra 3SI-nova. Mostramos também a senóide ajustada para os dados experimentais. Valores obtidos a 300 K.

O offset é razoavelmente reprodutível, como se verá em breve, porém esse sinal elétrico sofre ocasionalmente mudanças súbitas e acentuadas de fase e magnitude. Acreditamos que essas mudanças se devam a alterações nas condições da rede elétrica do prédio. Entretanto, é reconfortante verificar que, mesmo nesses eventos, o sinal corrigido permanece inalterado, a despeito das mudanças consideráveis no sinal não-corrigido e no offset.

A experiência relatada acima foi repetida em um grande número de vezes com o propósito de verificar a reprodutibilidade e precisão do sinal medido. As figuras 1.46, 1.47 e 1.48 exemplificam os resultados obtidos. A primeira delas mostra o sinal médio com a fase, o valor encontrado experimentalmente é de (11 ± 2) nV com uma fase (θ) de $(-121 \pm 3)^\circ$, e medindo na outra polaridade, ou seja, I: 3-6, temos um sinal de (75 ± 1) nV com um θ de $(99 \pm 2)^\circ$. A segunda apresenta o offset médio com a fase, que tem um sinal de (32 ± 1) nV com um θ de $(199 \pm 3)^\circ$. A terceira, por sua vez, mostra o sinal corrigido com a fase, esse sinal é de (38 ± 1) nV com uma fase (θ) de $(-93 \pm 2)^\circ$, e medindo na outra polaridade, ou seja, I: 3-6, temos um sinal de (46 ± 1) nV com um θ de $(87 \pm 4)^\circ$. Pelas barras de erro observamos a

excelente reprodutibilidade de nossas medidas que foram realizadas utilizando a técnica de varredura de fase. Para apresentar as barras de erro realizamos as medidas cinco vezes. Essas barras foram calculadas fazendo uma média das cinco medidas, em seguida, calculando o valor absoluto do desvio de cada medida com relação ao valor médio e depois fazendo uma média desses desvios.

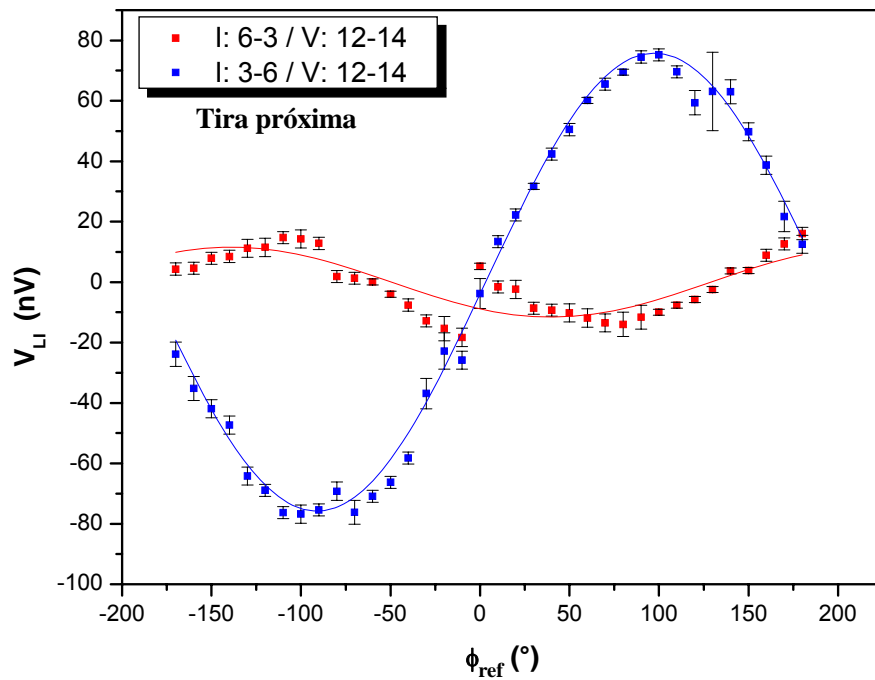


Figura 1.46: Dependência do sinal médio na bobina com a fase na tira próxima da amostra 3SI-nova. Valores obtidos a 300 K.

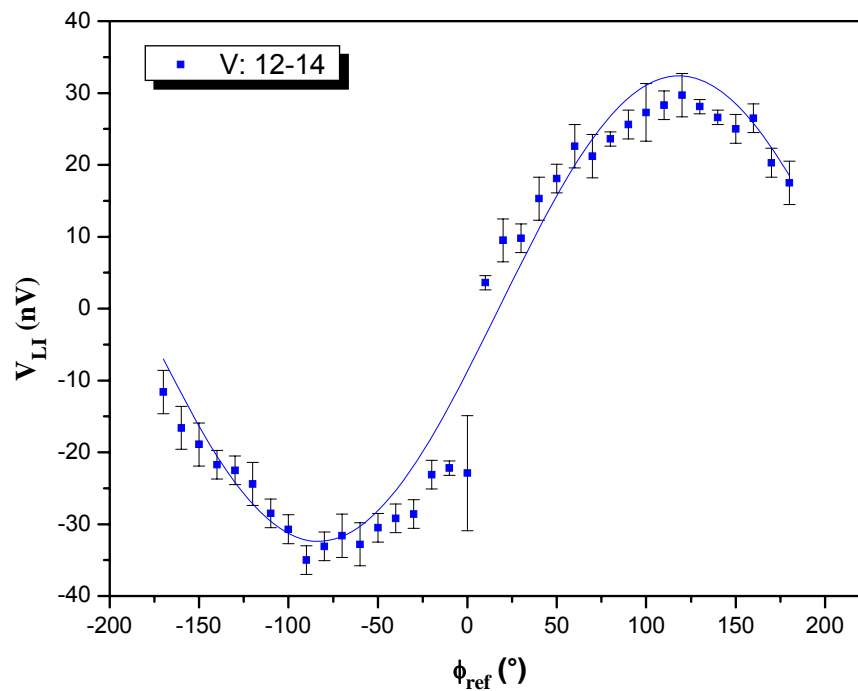


Figura 1.47: Dependência do offset médio na bobina com a fase na tira próxima da amostra 3SI-nova. Valores obtidos a 300 K.

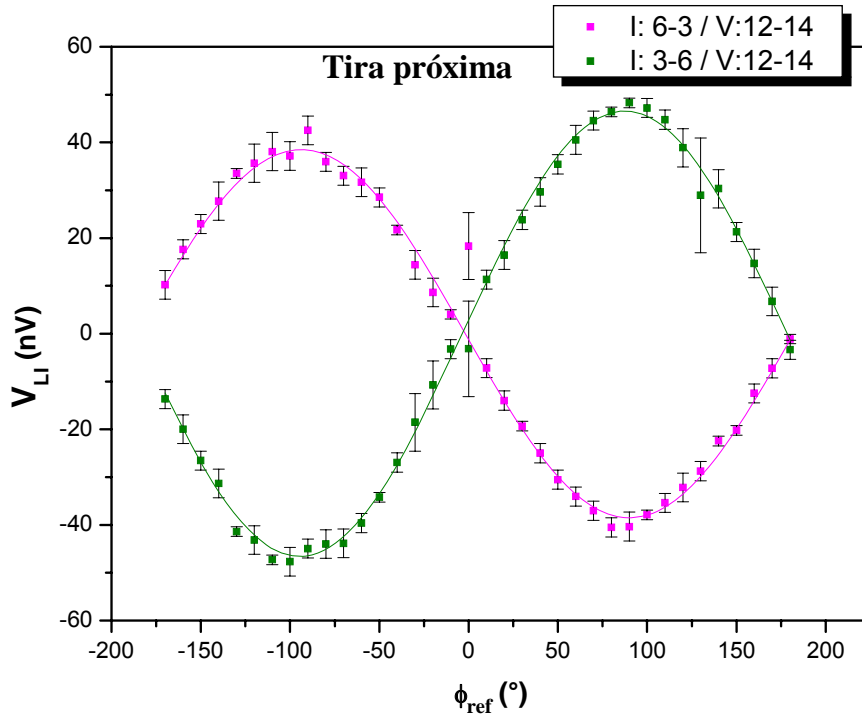


Figura 1.48: Dependência do sinal corrigido na bobina com a fase na tira próxima da amostra 3SI-nova. Valores obtidos a 300 K.

A magnitude do sinal está bem mais próxima do valor calculado (31,9 nV), diferindo em apenas 19%, quando comparado com os valores obtidos por [1.49]. A fase também apresenta uma boa concordância com o valor esperado de -90° (seção 2.4). Os resultados são ligeiramente diferentes para as duas possibilidades de aterramento da tira metálica (esse fenômeno se repete nos resultados que se seguem), mas, acredita-se que uma possível explicação qualitativa para esse resultado está na existência de correntes e cargas elétricas induzidas na outra tira e bobina. No entanto, mais adiante, discutiremos um contraponto, que está diretamente relacionado com a remoção da tira próxima.

Acredita-se que os resultados a baixa temperatura sejam melhores, pois existem menos pares elétron-buraco no material e a constante dielétrica desse material diminui. Essas características fazem com que o acoplamento capacitivo seja menor e o isolamento elétrico seja maior, o que contribui para que tenhamos bons resultados. Sendo assim, realizamos também medidas a baixa temperatura, 77 K. Os resultados obtidos estão exemplificados nas figuras 1.49, 1.50 e 1.51.

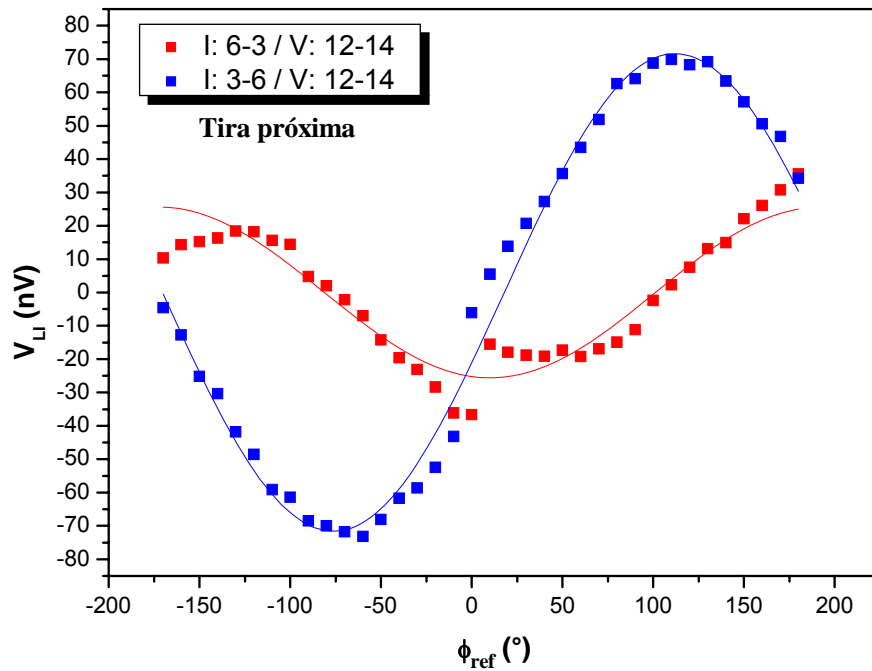


Figura 1.49: Dependência do sinal na bobina com a fase na tira próxima da amostra 3SI-nova. Valores obtidos a 77 K.

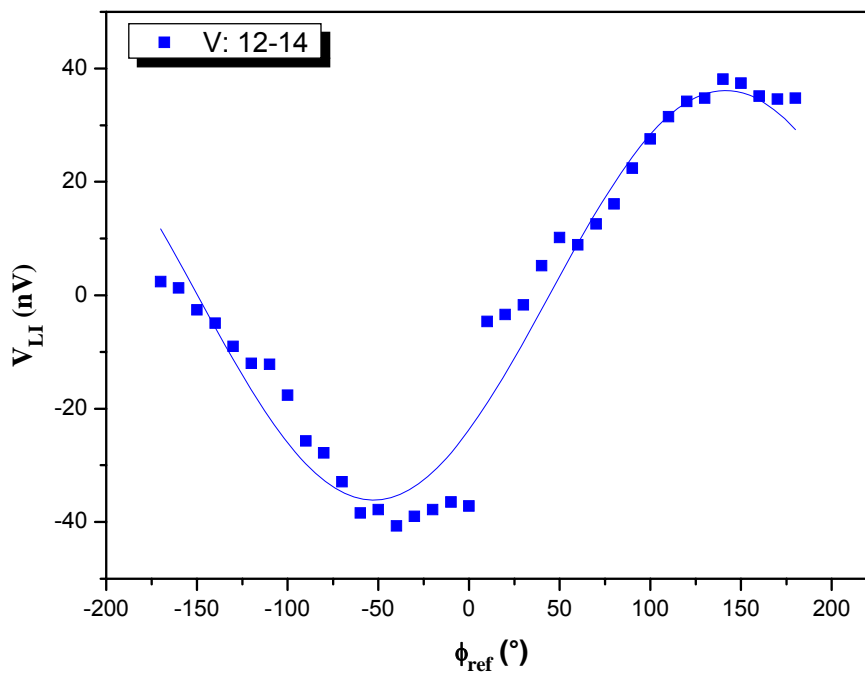


Figura 1.50: Dependência do offset na bobina com a fase na tira próxima da amostra 3SI-nova. Valores obtidos a 77 K.

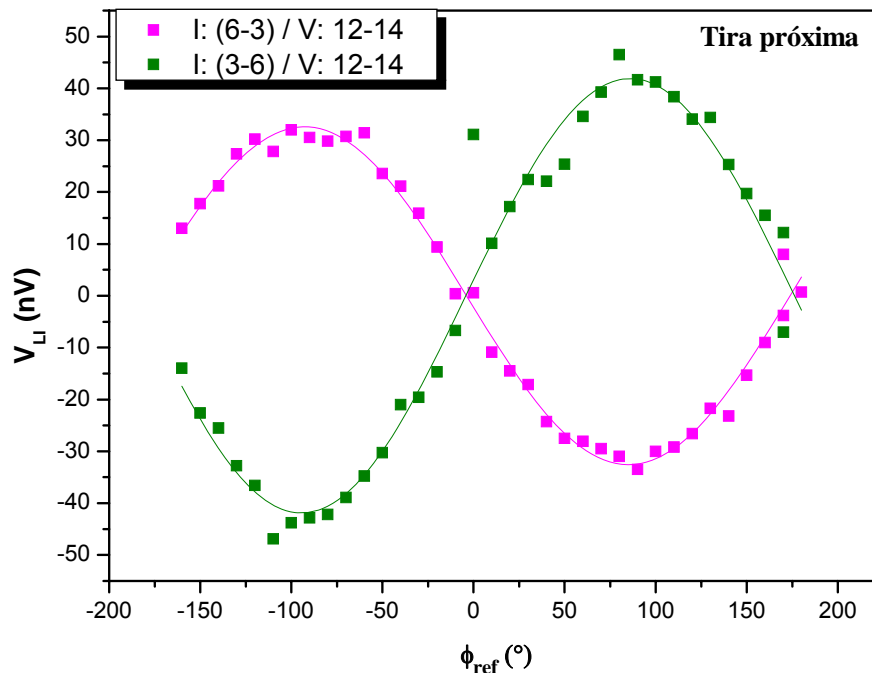


Figura 1.51: Dependência do sinal corrigido na bobina com a fase na tira próxima da amostra 3SI-nova. Valores obtidos a 77 K.

Conforme havia sido observado para a amostra 3SI-nova na temperatura de 300 K, os resultados para essa mesma amostra a 77 K, apresentam uma pequena diferença para as duas possibilidades de aterramento da tira metálica. No entanto, a magnitude do sinal e a fase estão em excelente concordância com o calculado (31,9 nV e -90°), especialmente na polaridade 6-3, que dentro da estreita margem de erro do experimento, concorda perfeitamente com a teoria.

Não obstante a comparação positiva entre os resultados de baixa temperatura e a teoria, investigou-se ainda a consistência da dependência do sinal na bobina com a corrente na tira metálica. A figura 1.52 mostra a magnitude do sinal na bobina, medida como função da tensão de excitação fornecida pela fonte que, como se sabe, é proporcional à corrente na tira. O valor da tensão de excitação, quando realizamos medidas no intervalo de 0 a 5 V, foi obtido com o aparelho digital Keithley 2000. Analogamente, a figura 1.53 ilustra a dependência da fase do sinal na bobina como função da tensão da fonte. Nessas medidas não utilizamos a técnica de varredura de fase. Elas foram realizadas através do ajuste manual, ou seja, procura-se manualmente no lock-in qual é a fase que maximiza o sinal [1.75]. Uma vez mais, os valores nesses gráficos representam a média de cinco medidas e as barras de erro foram obtidas da forma explicada anteriormente.

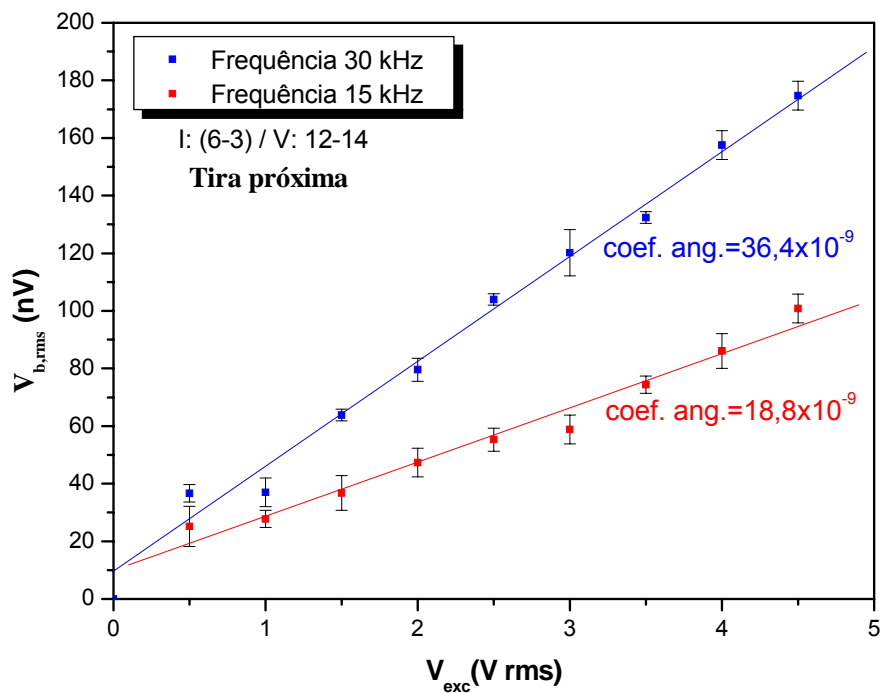


Figura 1.52: Magnitude do sinal na bobina como função da tensão de excitação fornecida pela fonte na amostra 3SI-nova.

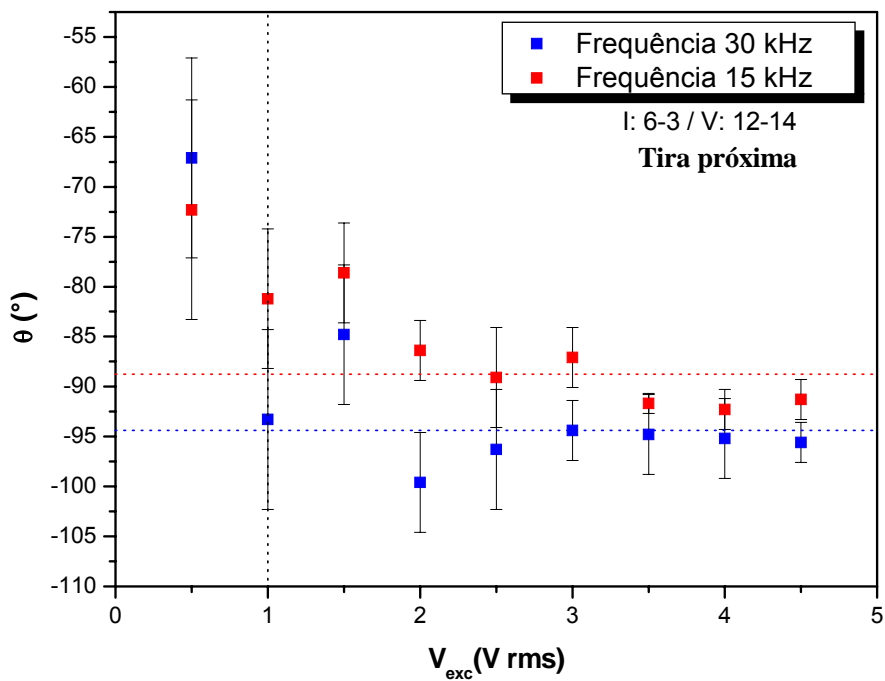


Figura 1.53: Dependência da fase do sinal na bobina como função da tensão da fonte na amostra 3SI-nova.

O comportamento linear do sinal em função da excitação na tira próxima da amostra 3SI-nova (V_{exc}) é esperado do fato do fluxo de campo magnético em cada ponto do espaço ser proporcional à corrente na tira. Na figura 1.52, podemos observar que esta expectativa foi confirmada. O coeficiente angular da reta com frequência de 30 kHz ($36,4 \times 10^{-9}$) é quase exatamente duas vezes maior que o coeficiente da reta com frequência de 15 kHz ($18,8 \times 10^{-9}$) consistentemente com a expectativa da Lei de Faraday de que o sinal seja proporcional à frequência. A reprodutibilidade das medidas também é ilustrada, através das barras de erro, nessa mesma figura, e foram calculadas conforme já explicado anteriormente.

Medidas da fase (θ) em função da magnitude da tensão da fonte na tira também foram realizadas utilizando dois valores de frequência, 30 kHz e 15 kHz. Na figura 1.53 pode ser observado que a defasagem prevista de muito aproximadamente -90° (seção 2.4) do sinal medido em relação ao sinal de excitação na tira foi confirmada. A dispersão comparativamente grande das medidas para um tensão de excitação menor que 1V se deve ao fato de nessas condições o lock-in operar com um nível de referência aquém do recomendado pelo manual de operação [1.75]. As linhas pontilhadas nessa figura servem como guias para a leitura. As linhas pontilhadas em preto marcam a referência que é recomendada pelo manual de operação do lock-in, e as linhas pontilhadas em vermelho e em azul, ajudam na leitura da fase para as frequências de 15 kHz e 30 kHz, respectivamente. Novamente realizamos cinco medidas e as barras de erro foram calculadas conforme já foi explicado.

Ainda com o intuito de verificar a consistência dos nossos resultados, realizou-se uma experiência onde mediu-se o sinal na bobina (terminais 12 e 14 da figura 1.31), enquanto se aplicava uma corrente na tira mais distante dessa bobina (terminais 6 e 3 (da direita) da figura 1.31). As figuras 1.54 e 1.55 mostram as varreduras de fase obtidas nessas condições, tanto à temperatura ambiente, quanto a 77 K. As figuras 1.56 e 1.57 trazem, respectivamente, as medidas da magnitude e da fase do sinal como função da tensão de excitação. Esses resultados foram obtidos com as mesmas condições e métodos das medidas correspondentes onde se aplicava corrente na tira mais próxima da bobina.

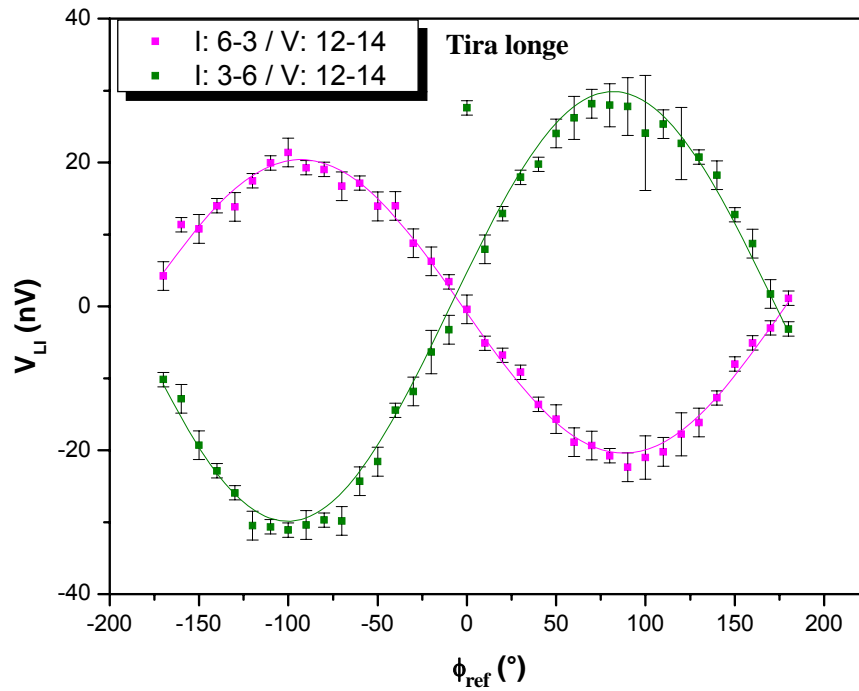


Figura 1.54: Dependência do sinal corrigido na bobina com a fase na tira longa da amostra 3SI-nova. Valores obtidos a 300 K.

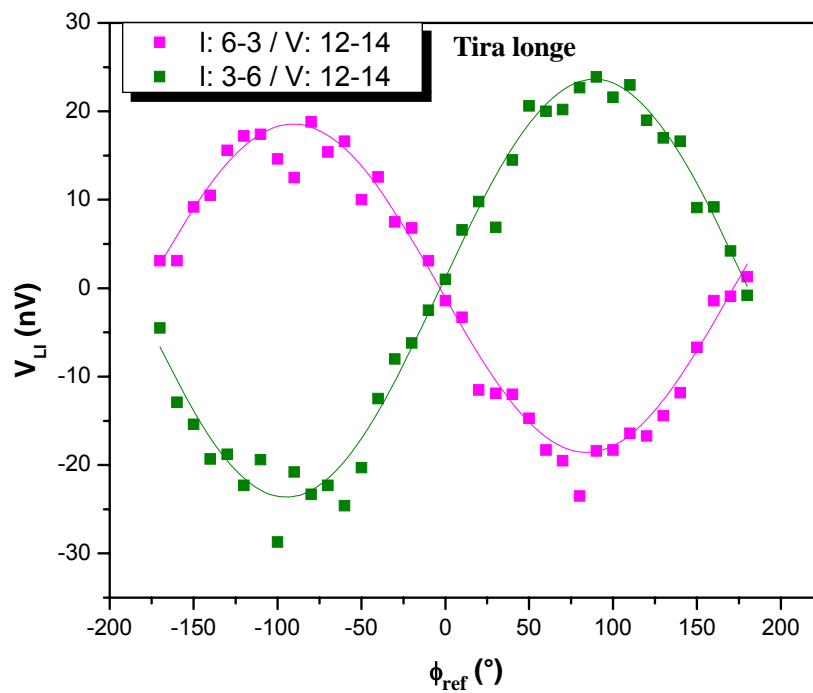


Figura 1.55: Dependência do sinal corrigido na bobina com a fase na tira longa da amostra 3SI-nova. Valores obtidos a 77 K.

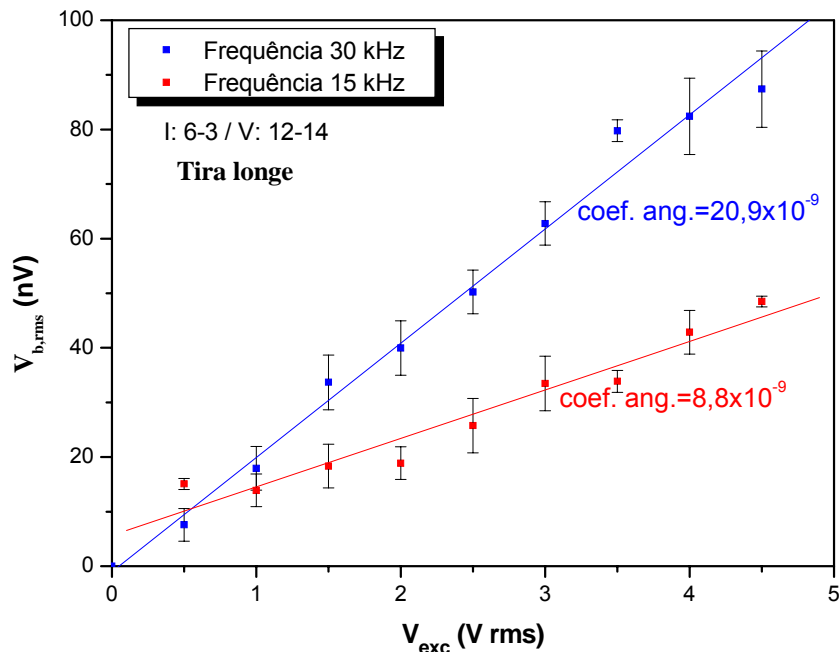


Figura 1.56: Magnitude do sinal na bobina como função da tensão de excitação fornecida pela fonte na amostra 3SI-nova.

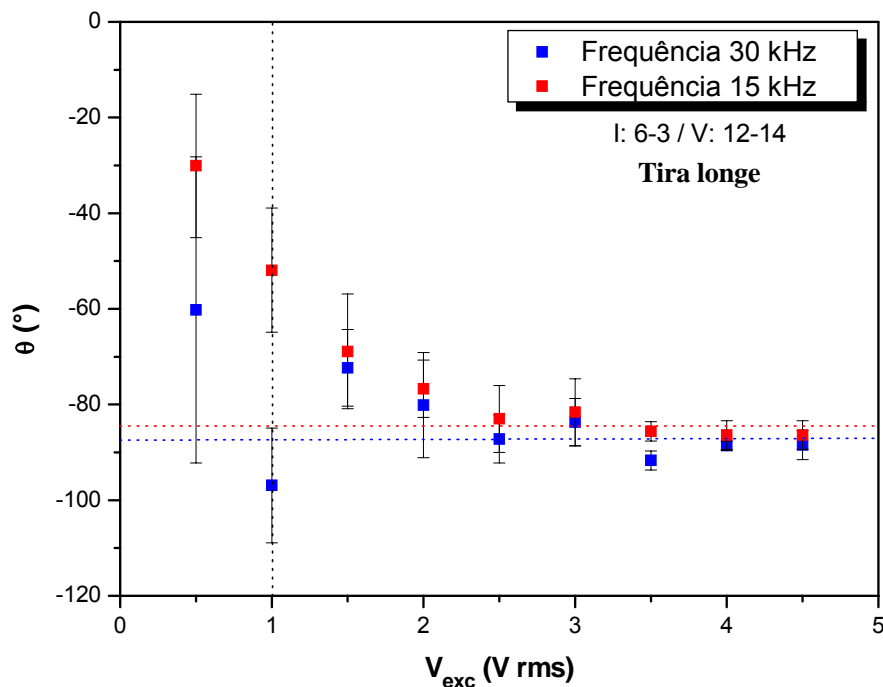


Figura 1.57: Dependência da fase do sinal na bobina como função da tensão da fonte na amostra 3SI-nova.

A magnitude do sinal obtido na varredura de fase a 77K (figura 1.55) é de (19 ± 1) nV numa polaridade e de (23 ± 1) nV na outra. Diferentemente do observado por P. T. Valentim (seção 4.3) esses valores são significativamente menores que os sinais obtidos com a corrente

na tira próxima ((32 ± 2) nV numa polaridade e (42 ± 1) nV na outra). Entretanto, apesar desse aspecto positivo, o sinal é ainda bem maior que o valor calculado (seção 2.4) que é da ordem de 1 nV. A fase do sinal (figura 1.57) tem o valor esperado e a sua magnitude é proporcional ao sinal de excitação e à frequência (figura 1.56), como se observara anteriormente com a corrente na tira mais próxima.

Com a intenção de investigar a discrepância entre cálculo e experimento no caso da tira longe fabricamos outra amostra no mesmo tipo de substrato e com as mesmas características da amostra 3SI-nova. Utilizou-se a técnica de varredura de fase, a mesma numeração dos contatos e as mesmas condições de medida da amostra 3SI-nova para encontrar o sinal induzido na bobina. Em uma polaridade encontramos um sinal de (27 ± 4) nV e sua fase relativa a corrente é de $(-93 \pm 2)^\circ$, e na outra, (27 ± 2) nV e sua fase de $(91 \pm 2)^\circ$. Acreditava-se que a tira próxima e a outra bobina estivessem induzindo corrente na tira longe. Então, essa tira e essa bobina foram retiradas do nosso dispositivo para testar se nossa hipótese estava correta. Os resultados são: (19 ± 3) nV e sua fase relativa a corrente é de $(-92 \pm 1)^\circ$, em uma polaridade, e (34 ± 7) nV e sua fase de $(87 \pm 5)^\circ$ na outra polaridade. Dentro do erro do experimento podemos dizer que a diferença entre os sinais, antes e depois da retirada da tira e da bobina, é expressivamente pequena, ou seja, a nossa hipótese, aparentemente, não está correta. Entretanto, não é garantido que o metal foi retirado completamente.

Resumindo, o aprimoramento da haste de medidas mostrou que a magnitude e fase do sinal na bobina estão em ótimo acordo com a teoria, especialmente na condição de baixa temperatura que se espera empregar futuramente no experimento acerca do efeito Hall quântico.

Persiste, entretanto, sem uma explicação razoável a discrepância observada entre a magnitude do sinal medido e o calculado, com corrente na tira distante. Permanece, também, sem explicação a diferença discreta entre os sinais medidos com a tira metálica aterrada em pontos distintos. O assunto será retomado na próxima seção.

1.23 Estudo do sinal induzido em amostras com gás de elétrons

Até este ponto, tratou-se dos resultados obtidos com amostras fabricadas em substratos semi-isolantes, onde a tira metálica e a bobina estão sobre uma matriz isolante, isto é, praticamente sem cargas livres. Como se discutiu na seção 2.6 e em um trabalho anterior [1.49], um experimento destinado a estudar o efeito Hall quântico, substituindo a tira metálica

por uma ponte Hall semicondutora, deve usar correntes no máximo da ordem de $10 \mu\text{A}$, ou seja, uma ordem de grandeza menor que as empregadas aqui. Como foi discutido, para se obter um nível de sinal induzido mensurável (aproximadamente 10 nV), tal experimento demandaria uma bobina dezenas de vezes mais densa que as deste trabalho e/ou bem mais próxima da corrente elétrica. Por esta razão é importante o uso do “contato subterrâneo” descrito nas seções 3.4 e 4.2. Esse contato requer que se mantenha sob a bobina uma camada condutora, como o gás bidimensional de elétrons (2DEG) de uma heterojunção. Como um passo adicional na direção do estudo do efeito Hall quântico por acoplamento indutivo, a presente seção trata de amostras fabricadas sobre heterojunções de dopagem modulada, nas quais o 2DEG foi preservado em áreas abaixo das bobinas. Como se verá em seguida, para a surpresa desta autora, a presença dessas cargas livres tem um efeito importante sobre o sinal induzido nas bobinas.

Nas figuras 1.58 e 1.59 apresentamos nossos resultados utilizando a técnica de varredura de fase para a amostra 01Brazil 6. Essas figuras trazem o sinal corrigido, para medidas realizadas a 300 K e 77 K , respectivamente. As condições experimentais adotadas nessas medidas foram: gerador (EMG) fornecendo $1,17 \text{ V}_{\text{rms}}$, frequência de 30 kHz e onda senoidal; lock-in com Input (A-B), tomado entre os contatos 12 e 14, Sensitivity (3 mV), Filter (BP 30 kHz), Line reject F (60 Hz) e Time constant (3 s).

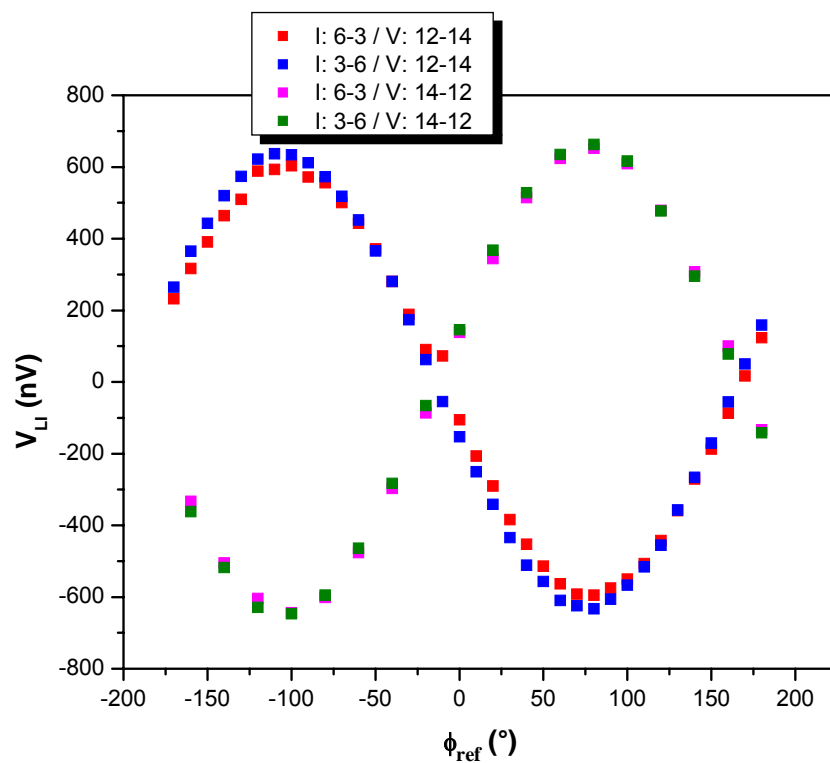


Figura 1.58: Dependência do sinal corrigido na bobina com a fase na amostra 01Brazil 6. Valores obtidos a 300 K.

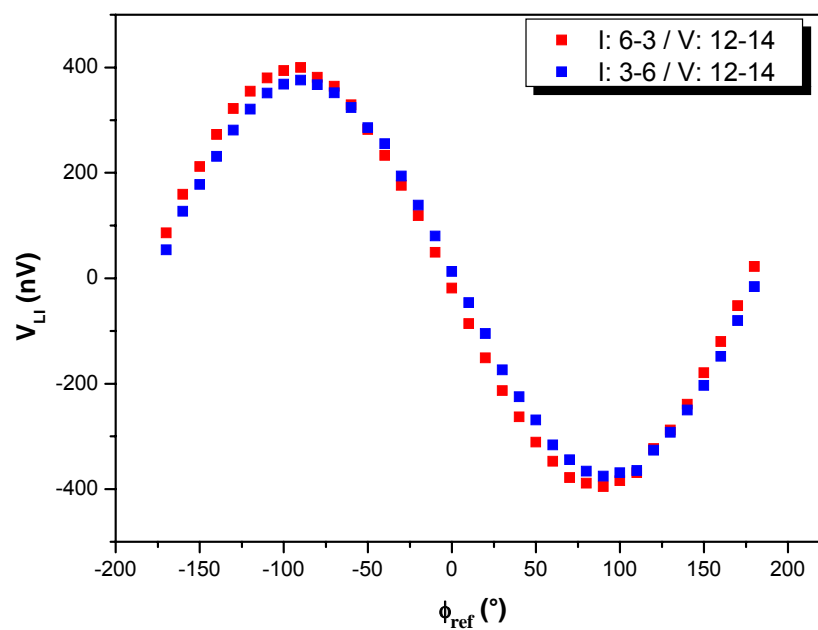


Figura 1.59: Dependência do sinal corrigido na bobina com a fase na amostra 01Brazil 6. Valores obtidos a 77 K.

O sinal medido na amostra 01Brazil 6 pode ser observado na tabela 1.6. Nessa tabela mostramos a temperatura, a configuração de medida, a magnitude e a fase do sinal.

Tabela 1.6: Amostra 01Brazil 6.

T (K)	Configuração	Magnitude (nV)	Fase (°)
300	I: 6-3 / V: 12-14	592	-99
300	I: 3-6 / V: 12-14	578	-98
300	I: 6-3 / V: 14-12	592	84
300	I: 3-6 / V: 14-12	591	84
77	I: 6-3 / V: 12-14	394	-91
77	I: 3-6 / V: 12-14	392	-91

A invariância da fase, quando se muda o ponto de aterramento, é um resultado insólito. Esse assunto será retomado adiante. Entretanto, em cada ponto de aterramento, a troca dos cabos de 12 com 14, ou seja, dos terminais A e B do lock-in, resulta, como esperado, em mudança de fase de 180°. Outra observação importante, é que como se havia observado nas amostras semi-isolantes de GaAs, é a redução do sinal à temperatura de 77 K.

A magnitude do sinal na bobina e a dependência da fase do sinal na bobina, como função da tensão de excitação da fonte, são exemplificadas nas figuras 1.60 e 1.61. As medidas foram realizadas para dois valores de frequência, 30 kHz e 15 kHz.

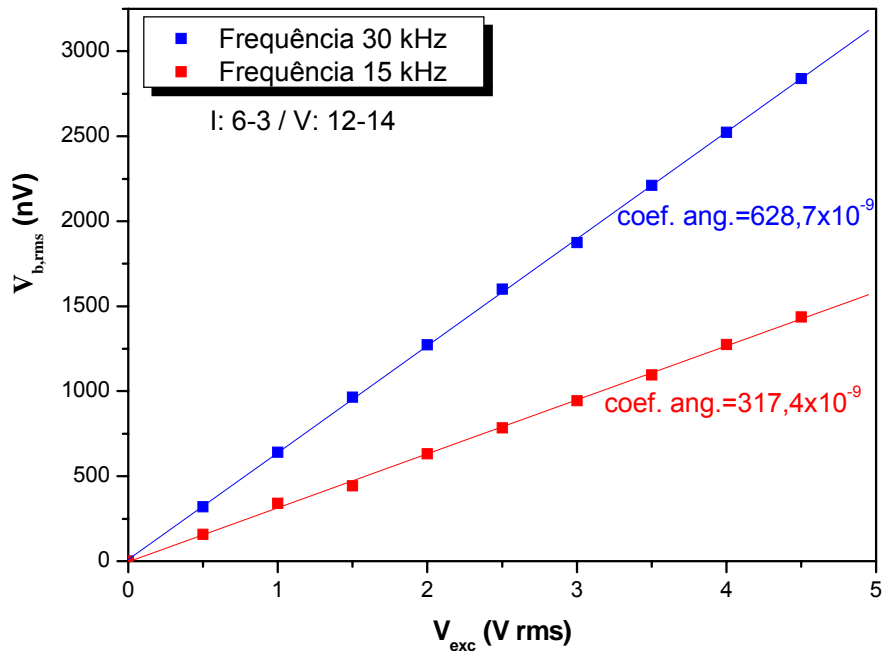


Figura 1.60: Magnitude do sinal corrigido na bobina como função da tensão de excitação fornecida pela fonte na amostra 01Brazil 6. Medidas realizadas a 300 K.

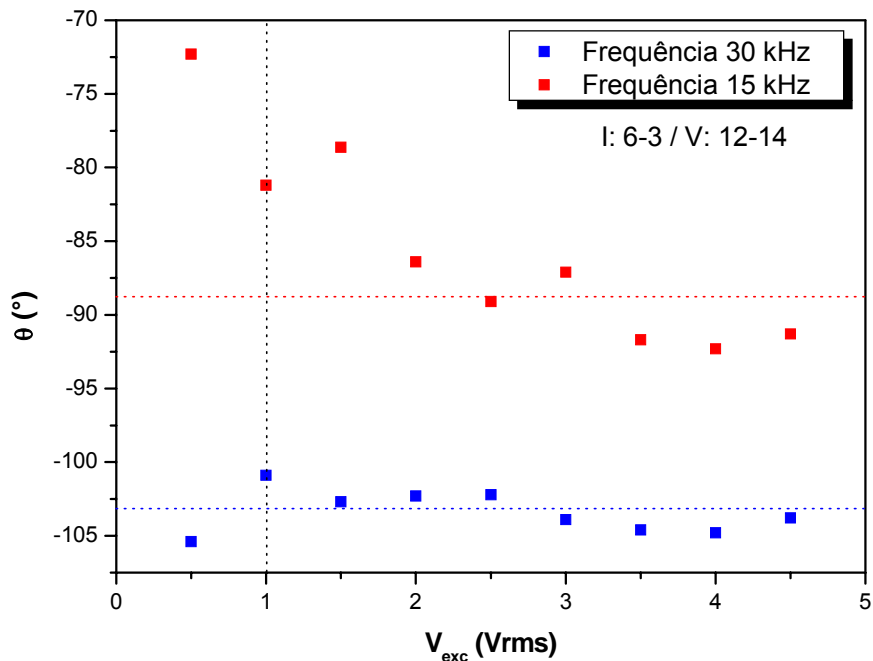


Figura 1.61: Dependência da fase do sinal corrigido na bobina como função da tensão da fonte na amostra 01Brazil 6. Medidas realizadas a 300 K. Cada linha pontilhada horizontal representa o valor médio de θ para cada frequência. A linha vertical demarca o limite abaixo do qual o lock-in recebe um nível de referência abaixo do ideal.

A magnitude do sinal corrigido é proporcional ao sinal de excitação e à frequência (figura 1.60), como se observara anteriormente na amostra 3SI-nova. A fase do sinal para a frequência de 15 kHz é de -88° , em concordância com o esperado (seção 2.4), e para a frequência de 30 kHz a fase é aproximadamente -103° , que está próximo do valor esperado, mas a diferença está significativamente acima da precisão do experimento.

O substrato Brazil 6 é uma heterojunção que apresenta muitos defeitos em sua estrutura, sendo portanto, considerado um material de baixa qualidade. Na Universidade Federal de Viçosa já foram fabricados vários dispositivos, transistores e ponte Hall neste material. A baixa temperatura, 4 K, os transistores apresentam elevada resistência. Com isso não foi possível observar o efeito Hall quântico, então não se sabe ao certo se esse material contém um gás bidimensional de elétrons. Entretanto, de acordo com estudos realizados com transistores do tipo HEMT [1.76], acredita-se que essa heterojunção apresenta elétrons livres, ou seja, o HEMT funciona muito bem sugerindo que existe gás de elétrons no material. Diante disto, optamos em repetir as medidas realizadas na amostra 01Brazil 6, mas agora, com um material de melhor qualidade. Utilizamos, então, a heterojunção NU1773 que foi crescida na Universidade de Nottingham por Mohamed Henini e colaboradores. Segundo informações fornecidas por Mohamed Henini, esse material apresenta, a 4 K, uma mobilidade eletrônica de $1 \times 10^6 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ e densidade bidimensional de elétrons de $1,5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Utilizando a técnica de preparação de amostras discutida na seção 3.4, foram fabricadas duas amostras idênticas, exceto por ter removido o 2DEG em uma delas (amostra 02NU1773 - figura 1.34).

Os resultados para a amostra 01NU1773, que tem gás de elétrons, podem ser vistos nas figuras 1.62, 1.63 e na tabela 1.7. As condições de medidas foram as mesmas utilizadas para a amostra 01Brazil 6.

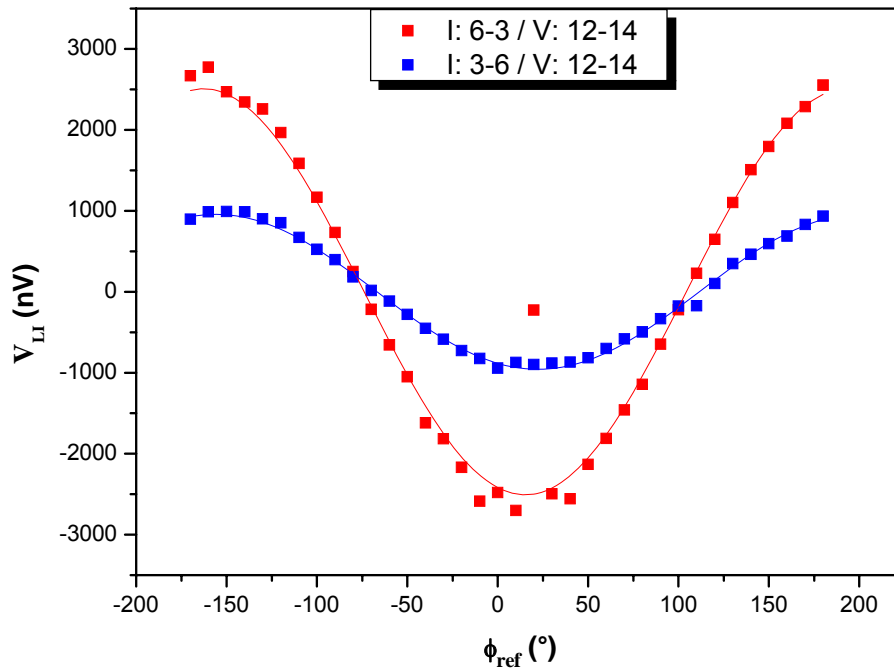


Figura 1.62: Dependência do sinal corrigido na bobina com a fase na amostra 01NU1773. Valores obtidos a 300 K.

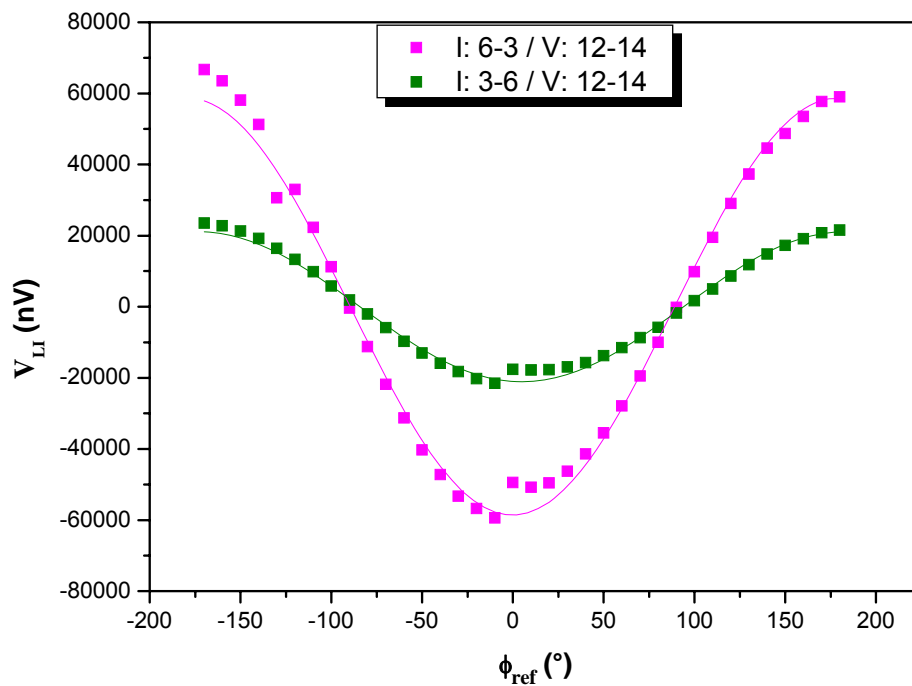


Figura 1.63: Dependência do sinal corrigido na bobina com a fase na amostra 01NU1773. Valores obtidos a 77 K.

Tabela 1.7: Amostra 01NU1773.

T (K)	Configuração	Magnitude (nV)	Fase (°)
300	I: 6-3 / V: 12-14	2509	-162
300	I: 3-6 / V: 12-14	956	-151
77	I: 6-3 / V: 12-14	58584	178
77	I: 3-6 / V: 12-14	21093	178

A magnitude do sinal apresenta-se maior que na amostra 01Brazil 6. Com relação a fase, elas são semelhantes para os dois pontos de aterramento. Na referida inversão de corrente, percebe-se que a magnitude do sinal diminui, sugerindo que uma parte do sinal mudou de fase e que a outra parte, dominante, manteve a sua fase. Esse fenômeno é comparativamente discreto na amostra 01Brazil 6 e pronunciado no caso da amostra 01NU1773. O próprio valor da fase so sinal na amostra 01NU1773 é um tanto peculiar. Uma possível hipótese é o efeito elétrico da tira. Essas medidas foram realizadas com o 2DEG não aterrado. Os resultados são bem reprodutivos, com a precisão implícita nas flutuações nas figuras 1.62 e 1.63.

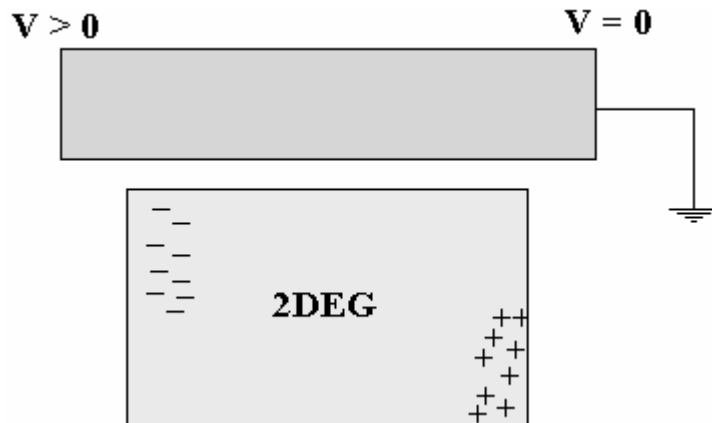


Figura 1.64: Influência de uma corrente alternada numa tira metálica.

O drástico aumento observado na magnitude do sinal nas amostras contendo um gás de elétrons sob a bobina foi uma surpresa para esta autora. Entretanto, temos uma explicação razoável para esse fenômeno. Nos experimentos uma extremidade da tira metálica é aterrada, sendo, portanto, constante seu potencial. Já o potencial da outra extremidade oscila periodicamente em torno desse valor. Então, parece factível que o 2DEG seja periodicamente atraído e repellido pelo potencial oscilante. Ou seja, de acordo com a figura 1.64, imagine-se a

situação quando se tem uma corrente alternada na tira onde uma extremidade da tira está aterrada ($V=0$) e a outra extremidade esteja na fase do ciclo onde o potencial é positivo ($V>0$). Então, as cargas negativas são atraídas para a esquerda e as cargas positivas para a direita e quando passamos para a outra fase do ciclo essa situação se inverte. Logo, parece perfeitamente possível que essa distribuição de cargas no 2DEG altere o potencial elétrico na sua vizinhança, contribuindo para a diferença de potencial entre os terminais da bobina. Dessa forma, o sinal na bobina seria criado por esta interação elétrica entre a tira e a bobina e também pela corrente na tira, seja pelo fluxo magnético produzido diretamente na bobina, ou pela corrente induzida no 2DEG. Com isso acreditamos que o gás bidimensional de elétrons deva ser aterrado.

É sempre possível levantar uma hipótese que explique um conjunto de fatos observados. O mérito da hipótese deveria, então, estar nas previsões que nascem dela. No caso da presente discussão, fica evidente que se o gás de elétrons fosse aterrado, a parcela do sinal devido à interação elétrica seria substancialmente diminuída. Este experimento foi realizado utilizando o modo A do lock-in (vide seção 3.5). Com essa configuração, o sinal de input para o instrumento foi tomado entre o terminal externo da bobina e terminal no central (ligado ao 2DEG), que foi mantido aterrado. As figuras 1.65, 1.66 e a tabela 1.8 mostram os resultados, para a amostra 01NU1773, obtidos a 300 K e a 77 K, respectivamente.

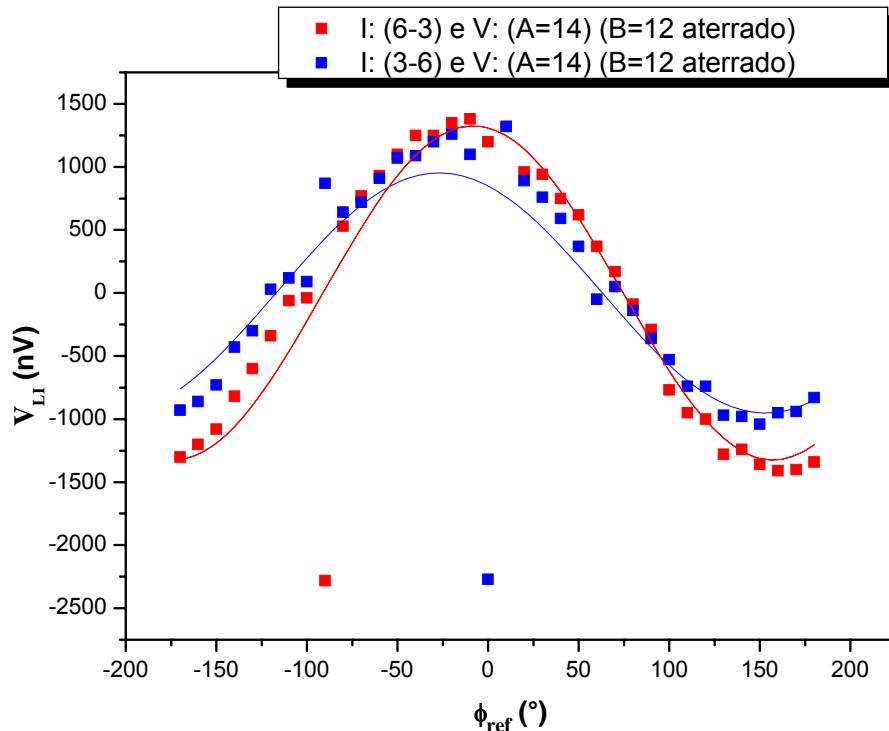


Figura 1.65: Dependência do sinal corrigido na bobina com a fase na amostra 01NU1773. Valores obtidos a 300 K e o lock-in no modo A.

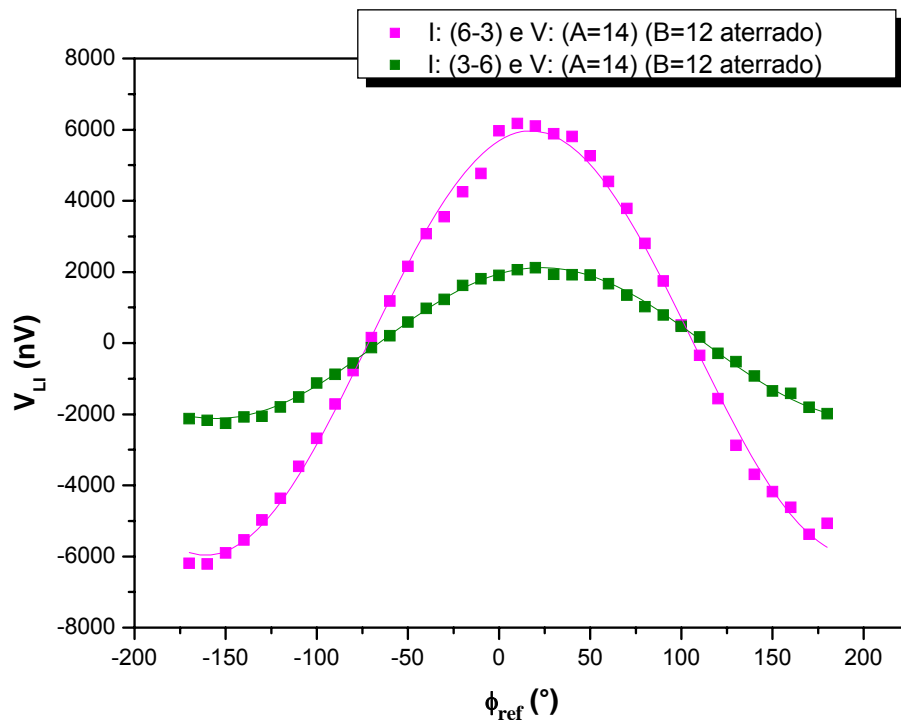


Figura 1.66: Dependência do sinal corrigido na bobina com a fase na amostra 01NU1773. Valores obtidos a 77 K e o lock-in no modo A.

Tabela 1.8: Amostra 01NU1773 com lock-in no modo A.

T (K)	Configuração	Magnitude (nV)	Fase (°)
300	I: 6-3 / V: 12-14	1325	-7
300	I: 3-6 / V: 12-14	952	-26
77	I: 6-3 / V: 12-14	5967	17
77	I: 3-6 / V: 12-14	2123	19

Para o caso exemplificado pelas figuras 1.65 e 1.66, o sinal ainda é grande mas não tanto como antes. Outra vez encontramos um comportamento incomum da fase, graus, mas que pode ser explicada. Mais uma vez a fase não inverte, mas caminha no sentido para inverter. Acreditamos que diminuindo a frequência que estamos utilizando, seja possível verificar a inversão da magnitude esperada.

A fase zero obtida pode ser explicada utilizando a figura 1.67.

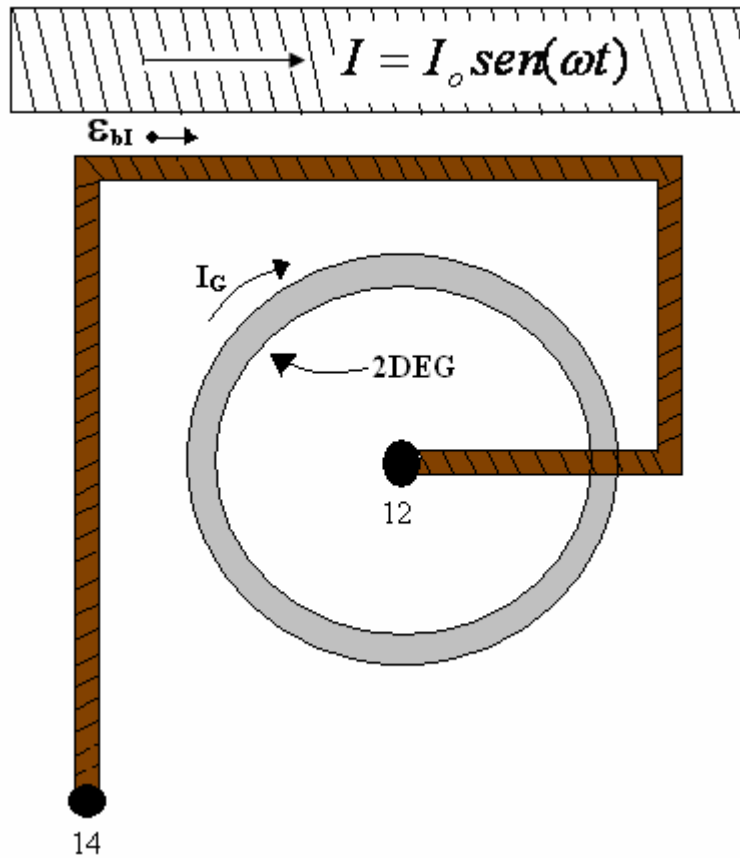


Figura 1.67: Explicação para fase zero.

Analogamente a explicação do capítulo 2, a força eletromotriz (fem) induzida pela corrente na bobina de detecção pode ser dada por:

$$\epsilon_G = \epsilon_{0G} \text{sen}(\omega t - 90^\circ)$$

Para o caso da corrente no 2DEG ser limitada pela sua resistência, não pela sua reatância indutiva, temos que $I_G = \frac{\epsilon_G}{R}$, onde I_G é a corrente induzida no gás bidimensional de elétrons. Então, qual é a força eletromotriz induzida por I_G na bobina acima do 2DEG.

De acordo com a Lei de Faraday, a fem induzida na bobina pode ser escrita da seguinte forma:

$$V_b = V_{14} - V_{12} = \epsilon_{obl} \text{sen}(\omega t) \quad \text{sendo} \quad \epsilon_{obl} = M_{Gb} \omega \frac{\epsilon_{oG}}{R}$$

onde, M_{Gb} é o coeficiente de indutância mútua entre a bobina e o 2DEG. Ou seja, defasagem de zero grau com relação à corrente (sinal de referência).

Enfim, foi possível verificar que é necessário aterrar o 2DEG para se obter resultados sensatos, possivelmente devido a diminuição do acoplamento elétrico entre a tira e o gás. Esse acontecimento faz do modo que aterriza o 2DEG, o modo de medida mais adequado para amostras com gás bidimensional de elétrons.

Interessados em conhecer o real motivo do aumento desse sinal induzido na bobina construímos outro dispositivo no mesmo substrato, porém retiramos o gás de elétrons presente na heterojunção de GaAs-AlGaAs, figura 1.34. Sendo assim, esse foi o primeiro passo na preparação da amostra (seção 3.4). Através do processo de corrosão retiramos o gás de elétrons presente em nosso substrato. Na figura 1.68 mostramos o resultado, a 300 K, para a amostra 02NU1773. O sinal induzido na bobina é de apenas (50 ± 1) nV em 6-3 e com a sua fase relativa a corrente de $(-99 \pm 1)^\circ$ e, (40 ± 2) nV em 3-6 e com a fase de $(94 \pm 1)^\circ$.

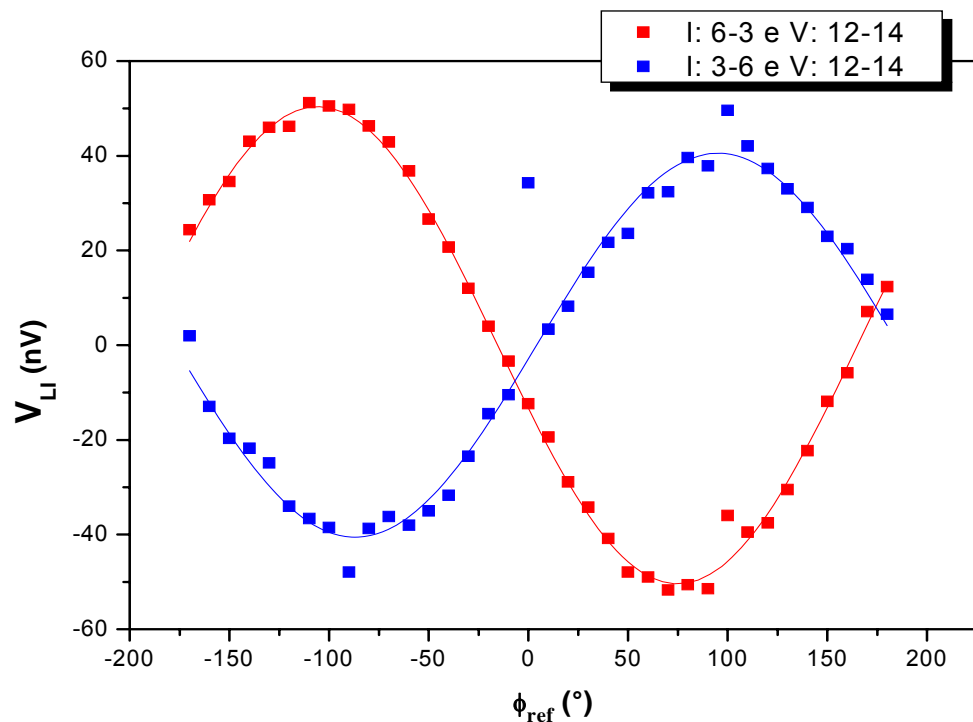


Figura 1.68: Dependência do sinal corrigido na bobina com a fase na amostra 02NU1773. Valores obtidos a 300 K.

A presença de um gás de elétrons próximo da bobina aumenta acentuadamente o sinal captado pela bobina e altera a sua fase, ou seja, o aumento do sinal induzido na bobina deve-se realmente ao 2DEG. Esse fato deve possibilitar a realização do estudo da distribuição de corrente no efeito Hall quântico com amostras produzidas por litografia óptica. E acredita-se

que esse aumento no sinal se deva às correntes induzidas no gás de elétrons situado a cerca de 250 nm da bobina.

O aumento do sinal induzido observado nas amostras 01Brazil 6 e 01NU1773 deve-se inequivocamente à presença do 2DEG, uma vez que esse efeito não foi observado na amostra 02NU1773. Conforme se argumentou, o modo de medida mais adequado para amostras com gás de elétrons é aterrando 2DEG (modo A).

1.24 Conclusões

Em suma, o primeiro passo deste trabalho foi repetir o experimento de acoplamento indutivo realizado por Pablo Valentim [1.49], com uma tira metálica e uma bobina fabricadas num substrato semi-isolante de GaAs. Utilizando a mesma amostra e aparato experimental, porém métodos de medida mais aprimorados (varredura e ajuste manual de fase), obtivemos essencialmente os mesmos resultados que o referido autor. Foi demonstrado que havia nessas medidas uma interferência significativa dos cabos que transportavam a corrente de excitação naqueles cabos destinados à medida do sinal induzido na bobina. Esse problema foi suplantado fabricando-se uma nova haste porta-amostra, onde os dois conjuntos de cabos estão a uma distância maior, sendo também possível manter a blindagem de cada cabo por toda a sua extensão. Com essa nova haste, a magnitude e a fase do sinal medido na bobina são, dentro da precisão experimental, idênticos aos valores previstos.

Provavelmente o resultado mais importante e surpreendente desta dissertação foi a descoberta de que a presença de um gás bidimensional de elétrons (2DEG) a uma distância nanométrica da bobina de detecção aumenta grandemente o sinal induzido nesta. Constatou-se que a presença de um 2DEG, localizado a cerca de 200 nm da bobina aumenta dezenas de vezes o sinal induzido. O fenômeno ainda não foi estudado quantitativamente. Entretanto foi possível verificar e explicar que é necessário aterrar o gás de elétrons para se obter resultados sensatos, possivelmente devido a diminuição do acoplamento elétrico entre a tira e o gás. Nesta condição, parece razoável supor que o aumento do sinal tenha origem na corrente induzida no 2DEG pelo campo magnético alternado produzido pela corrente na tira. Se confirmada essa origem, o estudo pretendido da distribuição de corrente no efeito Hall quântico poderá ser realizado com amostras fabricadas com fotolitografia simples, como as utilizadas neste trabalho. Ademais, a técnica de acoplamento indutivo poderá ser utilizada como um método bastante sensível no estudo de sistemas magnéticos.

1.25 Referências bibliográficas do capítulo 4

- [1.72] **P. T. Valentim**, Otimização do Acoplamento Indutivo para o Estudo da Distribuição de Corrente Durante o Efeito Hall Quântico, dissertação de mestrado, Universidade Federal de Viçosa, setembro 2006.
- [1.73] Keithley Low level Measurements, Test and Measurement, Instruction Manual (1995-1996).
- [1.74] D. Halliday, R. Resnick, *Fundamentos de Física*, Vol. 3, Livros Técnicos e Científicos Editora S.A., Rio de Janeiro, (1994).
- [1.75] Model 5210 Dual Phase Lock-in Amplifier, Instruction Manual, Ametek Advanced Measurement Technology, inc (2002).
- [1.76] **Tatiana Pena Figueiredo**, “Produção e caracterização de heteroestruturas semicondutoras”, monografia de graduação, Universidade Federal de Viçosa, 2007.

Capítulo 1:

Conclusões

Mostramos neste trabalho que é possível simplificar e tornar mais sensível a técnica de acoplamento indutivo, fabricando a bobina de detecção no próprio chip contendo a tira condutora. Primeiramente fabricamos o dispositivo num substrato semi-isolante de GaAs e obtivemos que a fase e a magnitude do sinal medido na bobina estão, dentro da precisão experimental, em boa concordância com os valores calculados, especialmente em baixa temperatura (77 K). Observamos, também, que a magnitude do sinal na bobina aumenta linearmente com a frequência e com a corrente, como esperado.

Como um passo adicional na direção do estudo do efeito Hall quântico por acoplamento indutivo, o experimento também foi testado em amostras fabricadas sobre heterojunções de dopagem modulada, nas quais o gás bidimensional de elétrons (2DEG) foi preservado em áreas abaixo das bobinas. A magnitude do sinal medido é proporcional ao sinal de excitação e à frequência, como se observara anteriormente em amostras semi-isolantes de GaAs. O resultado mais importante foi a constatação de que a presença desse gás de elétrons a uma distância nanométrica da bobina de detecção aumenta acentuadamente o sinal induzido pela corrente e altera sua fase. Apesar desse fenômeno ainda não ter sido estudado quantitativamente, parece razoável supor que o aumento do sinal tenha origem na corrente induzida no 2DEG pelo campo magnético alternado produzido pela corrente na tira. O efeito do gás de elétrons deve possibilitar a realização do estudo da distribuição de corrente no efeito Hall quântico com amostras produzidas por litografia óptica, como as utilizadas neste trabalho. Ademais, acreditamos que a técnica de acoplamento indutivo desenvolvida nesse trabalho possa ser útil no estudo de sistemas magnéticos.