



Ministério da Educação
UNIVERSIDADE FEDERAL DE ITAJUBÁ
Criada pela Lei nº 10435, de 24 de Abril de 2002

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM MATERIAIS PARA ENGENHARIA

Efeito de magnetorresistência linear em semicondutores de *gap* estreito

Thaís Soares Cata Preta

Itajubá
2019



Ministério da Educação
UNIVERSIDADE FEDERAL DE ITAJUBÁ
Criada pela Lei n° 10435, de 24 de Abril de 2002

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM MATERIAIS PARA ENGENHARIA

Thaís Soares Cata Preta

Efeito de magnetorresistência linear em semicondutores de *gap* estreito

Dissertação submetida ao Programa de Pós-Graduação em Materiais para Engenharia como parte dos requisitos para obtenção do Título de Mestre em Materiais para Engenharia

Orientador: Prof. Dr. Marcelos Lima Peres
Co-orientadora: Profa. Dra. Sandra Nakamatsu
Área de concentração: não metais
Linha de pesquisa: semicondutores e isolantes

Itajubá
2019

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente a Deus, que me deu forças para dar continuidade aos meus estudos, mesmo diante de situações adversas.

Aos meus orientadores, Marcelos Lima Peres e Sandra Nakamatsu, que foram presentes durante todo o processo de desenvolvimento da dissertação, dando o suporte necessário para que o trabalho fosse continuado, compartilhando conhecimentos essenciais e por fazerem parte da construção da minha formação;

À família, meu querido marido Diego que esteve solidário e compreensivo em toda a execução da pesquisa. Meus pais, Tadeu e Maisa, que sempre estiveram comigo, formaram meus valores e me deram força para vencer contratemplos comuns no processo de formação. Meu irmão Thiago, cunhada Susi e sobrinha Helena, pela compreensão da distância. A todos os familiares, pelo amor incondicional;

Aos professores Paulo Henrique O. Rappl e Eduardo Abramof, do INPE, pelo fornecimento das amostras e auxílio com medidas;

Aos amigos de laboratório e da pós-graduação Karine, Luiz, Daniel, Eliane, Fernando, Matheus, Carlos Eduardo, Larissa, Rosimara e Juliana pelo companheirismo e auxílios constantes;

Aos integrantes da banca, Suelen de Castro e Adhimar Oliveira, por aceitarem participar e contribuírem com conhecimentos para o aprimoramento do trabalho;

À CAPES e ao CNPq, que contribuíram com o apoio financeiro, mesmo diante de um quadro desfavorecido da pós-graduação brasileira. Diante dos acontecimentos governamentais, é necessário reconhecer que fui privilegiada de ter a oportunidade ao apoio financeiro que é essencial para o desenvolvimento da ciência e tecnologia do país.

“Quanto mais as massas populares desvelam a realidade objetiva e desafiadora sobre a qual elas devem incidir sua ação transformadora, tanto mais se ‘inserem’ nela criticamente.”

(Paulo Freire)

PRETA, T. S. C. *Magnetorresistência linear em semicondutores de gap estreito*. 82p. Dissertação (Mestrado em materiais para engenharia) – Universidade Federal de Itajubá, Itajubá, 2019.

RESUMO

Os isolantes topológicos são uma nova classe de materiais que vêm se destacando na Física da matéria condensada, pois possuem potencial para aplicação na spintrônica e computação quântica. Alguns desses materiais também apresentam potencial para a aplicação em sensores de campos magnéticos devido à resposta linear da resistência ao campo magnético aplicado. Nesta pesquisa analisou-se a presença do efeito de magnetorresistência linear fazendo uma comparação entre duas paredes quânticas formadas por $\text{Pb}_{0,54}\text{Sn}_{0,46}\text{Te}/\text{PbTe}$, que se diferenciam pela presença de um *buffer* de $\text{Pb}_{0,89}\text{Eu}_{0,11}\text{Te}$, para diminuir as ações de tensões de rede entre o substrato e a camada de PbTe . O objetivo foi fazer uma caracterização elétrica completa das paredes quânticas de $\text{PbSnTe}/\text{PbTe}$ e, como consequência, descrever a causa do efeito linear observado nas medidas de magnetorresistência em um intervalo de 1,8 K até 6 K para campos até 9 T. Também foram realizadas medidas de fotocondutividade com LED azul, com comprimento de onda de 460 nm, intensidade de $276 \mu\text{W}/\text{m}^2$. Foi observado transições entre a resposta positiva e negativa da fotocondutividade nas duas amostras, sendo que a amostra com *buffer* sinalizou fotocondutividade positiva e transição para negativa e a sem *buffer* o resultado foi contrário. Para a obtenção da concentração de portadores, resistividade e mobilidade, foram efetuadas medidas de efeito Hall. Todos os resultados foram analisados e comparados com as teorias de magnetorresistência linear quântica (QLMR), Parish and Littlewood (modelo PL), que mostra o efeito clássico causado pela flutuação das medidas de mobilidade e oscilações de Shubnikov-de Haas, que representam a presença de estados de superfície. Por fim, os resultados foram comparados com aspectos teóricos de estados de interface em paredes quânticas de $\text{PbSnTe}/\text{PbTe}$. Com o ajuste dos modelos, concluiu-se que a linearidade não foi consequência de estados de superfície e nem de interface e a variação da resistência em função do campo magnético não foi afetada pelos valores de mobilidade, o que também indica que a resposta não pode ser descrita pelo modelo PL clássico. Possivelmente, a linearidade foi consequência da junção de efeitos gerados pelo conjunto da amostra. As transições na fotocondutividade podem ser consequência do excesso de defeitos e para determinar se realmente essa é sua origem, foram propostos os cálculos de geração e recombinação de portadores, visto que já foi observado em trabalhos anteriores que a taxa de recombinação maior que a taxa de geração apresenta um resultado negativo na fotocondutividade, podendo gerar transições. Essas transições também podem ser associadas ao efeito de antilocalização fraca que foi observado durante as medidas de magnetorresistência ou ao conjunto das camadas da amostra.

PALAVRAS CHAVES: Isolantes topológicos. Paredes quânticas. Magnetorresistência linear.

PRETA, T. S. C. *Linear Magnetoresistance in narrow gap semiconductors*. 82p. Dissertation (Master Degree in Materials for Engineering) – Federal University of Itajubá, Itajubá, 2019.

ABSTRACT

Topological insulators are a class of materials that has been highlighted in condensed-matter physics due to its potential application in spintronics and quantum computation. Some of these materials present application in magnetic sensor devices, because of the linear response to applied magnetic field. This research analyzed the presence of linear magnetic effect doing a comparison between two quantum wells made of $\text{Pb}_{0,54}\text{Sn}_{0,46}\text{Te}/\text{PbTe}$ that differ from it other by the presence of a buffer made of $\text{Pb}_{0,89}\text{Eu}_{0,11}\text{Te}$ for reduce the action of strain between the substrate and PbTe layer. The aim of this work is doing a complete electric quantum well of $\text{PbSnTe}/\text{PbTe}$ description, hence; describe the cause of linear effect observed in magnetoresistance measurements in the range of 1,8 K to 6 K, up 9 T. Photoconductivity measurements with blue LED with a wavelength of 460 nm and $276 \mu\text{W}/\text{m}^2$ of intensity were performed. It was observed transitions between positive and negative response in the photoconductivity of the two samples, the buffer sample signaled positive photoconductivity and a transition to negative one, and the sample without buffer a contrary response. To obtain the carrier concentration, resistivity and mobility, it was made Hall Effect measurements. All the results were analyzed and compared with Quantum Linear Magnetoresistance, Parish and Littlewood model that explain the results based on the classic model of mobility fluctuations, Shubnikov-de Haas oscillations that represents the presence of surface states. Lastly, theoretical interface states aspects of $\text{PbSnTe}/\text{PbTe}$ quantum wells. Fitting the models, we conclude that linearity was not because of surface or interface states, describe the sample phenomena. Probably, the linearity was a consequence of the sample as a whole. The photoconductivity transitions can be consequence of excess defects and for a better conclusion, were proposed the calculation the rate of carrier generation and recombination, since was seen in previous work that with the recombination rate bigger than generation results in negative photoconductivity, leading to transitions. However, the behavior can be associated with weak anti-localization effect that was observed during magnetoresistance measurements or the complete set of layers.

KEY WORDS: Topological insulators. Quantum wells. Linear magnetoresistance.

LISTA DE FIGURAS:

- Figura 1.1 - Estrutura das amostras estudadas. A amostra ID17011 é formada por uma camada de $\text{Pb}_{0,54}\text{Sn}_{0,46}\text{Te}$, uma camada de $p\text{-PbTe}$, um *buffer* de $\text{Pb}_{0,89}\text{Eu}_{0,11}\text{Te}$ em um substrato de BaF_2 . A amostra ID17039 tem estrutura semelhante, porém não apresenta a camada de *buffer*. Nas amostras foram feitos contatos de In para a realização das caracterizações.....3
- Figura 1.2 – *Gap* de energia e estrutura de bandas das amostras. Em temperatura próxima à ambiente (300K) o *gap* do PbTe é superior ao do $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ para $x \sim 0,46$4
- Figura 1.3 - Fotocondutividade para as temperaturas de 1,9 K até 6,0 K. Na figura é possível observar que há uma resposta mais significativa na presença de luz para temperaturas até 4 K.5
- Figura 2.1.1 - Características estruturais $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$. (a) Estrutura Cristalina do tipo do NaCl e (b) Primeira Zona de Brillouin do material 8
- Figura 2.2.1 - Comparação da dispersão de energia dos vales [111] para a parede quântica $\text{Pb}_{0,54}\text{Sn}_{0,46}\text{Te}/\text{PbTe}$ com um degrau de potencial de $d = 100$ nm e $d = 12$ nm. As linhas sólidas são a dispersão da superfície, enquanto as pontilhadas são as dispersões do bulk. Em $d = 12$ nm temos a abertura de um *gap* de 10 meV. 11
- Figura 2.3.2.1 - Associação para o modelo de Parish e Littlewood. Para a referência de voltagem em um resistor, eles fizeram a medida de 4 terminais em apenas 1 disco. 14
- Figura 2.3.2.2 - Simulação do modelo PL para observação de sua aplicação para a interpretação dos resultados lineares em uma amostra de $p\text{-PbTe}$ dopada com BaF_2 15
- Figura 2.3.2.3 - Comportamento das inclinações das curvas de magnetorresistência em função da temperatura. Em (a) temos os dados experimentais para a amostra de $p\text{-PbTe}$ dopada com BaF_2 e independente da concentração, não temos uma grande variação em função da temperatura. Em (b) temos a simulação para o modelo PL onde observamos uma grande variação em função da temperatura e aumento da variação da inclinação em função da flutuação de mobilidade..... 16
- Figura 2.4.1.1 - Demonstração nas variações de topologias que resultam em estados metálicos de superfícies. A última figura (círculo da direita) é um isolante comum e o nó triplo da esquerda é um isolante topológico. Um não pode se transformar no outro a não ser que haja uma quebra da continuidade como definida pela figura do meio. 17
- Figura 2.4.1.2 - Ilustração de condução por *bulk* em comparação com os elétrons conduzidos por superfície. 18
- Figura 2.4.2.1.1 - (a) Apresenta um esquema simplificado de como são obtidas as imagens por meio do ARPES onde temos um equipamento que analisa os elétrons, a amostra, o fóton incidente e os ângulos Θ que indica a direção azimutal do elétron e ϕ que indica a direção no plano xy. Em (b) uma imagem de ARPES obtida para o Bi_2Te_3 onde é possível observar estados de superfície identificados como SSB (Surface State Band), BCB (Bulk conduction

<i>Band</i>), BVB (<i>Bulk Valence Band</i>) e DP (<i>Dirac point</i>) onde ocorre as inversões de banda dos cones de Dirac.	20
Figura 2.5.1 – Comparação entre os três regimes de transporte em materiais. Na primeira figura, o livre caminho médio l é muito maior que o tamanho da amostra, característica do movimento balístico. A figura do transporte difuso $l \ll L$. Na difusão quântica, $l \sim L \gg l$. Na figura, os círculos vazios são as impurezas.	23
Figura 2.6.1 - Esquema que demonstra a promoção de um elétron para a banda de condução e a criação de um buraco na banda de valência com um fóton de energia maior que o <i>gap</i> (E_g)	24
Figura 2.6.2 - Figura 2.6.2 - O gráfico foi obtido na literatura que observou a resposta da fotocondutividade em $Pb_{1-x}Eu_xTe$ para várias concentrações de Eu, tal transição foi justificada pela transição metal isolante que acontece no material pela inserção de átomos de Eu)	24
Figura 3.1.1 - MBE visto de cima para baixo. (a) Câmara de crescimento; (b) câmara de preparação; (c) câmara de carregamento e (d) seção reta transversal da câmara de crescimento	27
Figura 3.3.1 - PPMS modelo EverCool II utilizado para as medidas de magnetorresistência e para as medidas de fotocondução.	31
Figura 3.4.1 - Esquema de como são feitas as ligações no método Van Der Pauw	32
Figura 4.1.1 - Resistividade em função da temperatura evidenciando o comportamento metálico das amostras. Em (a) amostra ID17039 (<i>sb</i>) e em (b) amostra (<i>cb</i>), onde observamos um comportamento semelhante de variação na resistividade até para temperaturas abaixo de 100 K. Os <i>insets</i> trazem detalhes das temperaturas e valores de resistividade para a região próxima a 100 K, onde ocorre a inversão de banda. A figura (c) mostra uma comparação entre as duas resistividades.....	35
Figura 4.1.2 - Gráfico que apresenta a variação do <i>gap</i> do material em função da variação da temperatura para uma concentração de $x \sim 0,46$. Em azul, observa-se a curva de energia térmica representada por $k_b T$ que intercepta a curva de <i>gap</i> nas temperaturas de 61,5 K e 100 K para fins de comparação	36
Figura 4.1.3 - Comparação da concentração dos portadores na ID17011 (<i>cb</i>) com a presença do <i>buffer</i> e ID17039 (<i>sb</i>). Nas duas curvas é possível observar a região de transição.....	37
Figura 4.1.4 - Comparação entre o <i>gap</i> de energia em (a) e o número de portadores para a amostra ID17039 (<i>sb</i>). Na região onde há a inversão de banda também há um comportamento anômalo na curva apresentando que existe a ligação entre as duas variações	38
Figura 4.1.5 - Distribuição de Fermi – Dirac em função da temperatura para valores de <i>gap</i> com concentrações de $x = 0,2; 0,32; 0,33$ e $0,34$	39
Figura 4.1.6 - Gráficos de mobilidade em função da temperatura. Os pontos abertos em vermelho são os dados de mobilidade da amostra ID17039 (<i>sb</i>) com pequenas variações no comportamento em comparação com a curva de quadrados abertos pretos, que representam os	

dados de mobilidade da amostra ID17011 (<i>cb</i>), com uma variação bem mais significativa e maior intensidade.....	40
Figura 4.2.1 - Gráfico de magnetorresistência em (a) amostra ID17039 e em (b) amostra ID17011. A amostra ID17039 mostra medidas ruidosas, mas os efeitos ainda podem ser observados. A amostra ID17011 apresenta resultado mais limpo, porém uma linearidade não tão evidente, sendo possível um ajuste de um polinômio de segundo grau.	42
Figura 4.2.2 - Valor da concentração de centros de espalhamento em função da temperatura para as amostras ID17011 (<i>cb</i>) e ID 17039 (<i>sb</i>). A amostras <i>cb</i> apresentou um valor superior	44
Figura 4.2.3 - Gráficos dos valores de Energia de ativação de <i>traps</i> para as amostras ID17039 (<i>sb</i>) expressa pelos quadrados vermelhos e ID17011 (<i>cb</i>) pelos círculos pretos. A amostra <i>sb</i> teve seus valores de aproximadamente $(0,3900 \pm 0,0003)$ meV. Enquanto a amostra <i>cb</i> , teve um valor de aproximadamente $(0,5294 \pm 0,0005)$ meV	45
Figura 4.2.4 - Oscilações obtidas pelas derivadas segunda da resistência em função do inverso do campo magnético para a amostra ID17039 plotada pelo inverso do campo magnético. Para as temperaturas 2,0 K, 2,5 K e 4,2 K. É possível verificar um padrão de repetição nas oscilações.....	46
Figura 4.2.5 - Oscilações obtidas pelas derivadas segunda da resistência em função do campo magnético. Para as temperaturas acima, observamos que o padrão observado anteriormente não se repete para a amostra ID17011 (<i>cb</i>)	47
Figura 4.2.6 - Comparação dos dados de variação da magnetorresistência em função do campo magnético ambos em função do inverso da temperatura, com a mobilidade também em função do inverso da temperatura. Diferente do que foi apresentado na seção de fundamentação teórica, o comportamento das grandezas não seguem a mesma linha, apresentando um comportamento inverso	48
Figura 4.3.1- Comparação, com e sem luz, dos valores de resistência em função da temperatura para a amostra ID17039.....	49
Figura 4.3.2 - Fotocondutividade para a amostra ID17039 (<i>sb</i>). A amostra apresenta fotocondutividade negativa para temperaturas menores que 3,4 K. Para temperaturas acima de 4,0 K, não é possível verificar a resposta devido ao nível de ruído presente no sinal medido.	50
Figura 4.3.3 - Fotocondutividade para a amostra ID17011 (<i>cb</i>). A amostra apresenta efeito de fotocondutividade positiva pra $T < 3,9$ K e fotocondutividade negativa para $T > 2,9$ K.....	50
Figura 4.3.4 - Comparação da variação da resistência em função da temperatura com as amplitudes obtidas no experimento de fotocondutividade para a amostra ID17039 (<i>sb</i>).....	51
Figura 4.3.5 - Magnetorresistência com luz para a amostra ID17039 (<i>sb</i>). O <i>inset</i> mostra a antilocalização fraca que aparece para os valores abaixo de 3,0 K de temperatura.....	52
Figura 4.3.6 - Derivada segunda da resistência em função do campo magnético para medidas com LED para a amostra ID17039 (<i>sb</i>).....	53

Figura 4.3.7 -Transformada rápida de Fourier (FFT). Em (a) observamos a comparação do efeito da luz nas frequências com temperatura de 2,5 K. (b) e (c) traz a mesma comparação de (a) porém com a temperatura 3,0 K e 4,2 K respectivamente. Os picos de alta frequência ocorrem na presença e na ausência de luz. Porém, na presença de luz, os picos de frequência menor que não aparecem na ausência de luz, são mais marcados..... 54

4.3.8 - (a)Oscilações com e sem LED para a amostra ID17039 (*sb*) em temperatura de 1,9 K.(b) Diagrama N para a observação da presença de estados de superfície 55

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1.1 - Exemplos de valores da constante dielétrica estática para o $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ em diferentes temperaturas e concentrações de estanho.	9
Tabela 3.5.1 - Características estruturais das amostras investigadas neste trabalho	33

LISTA DE SÍMBOLOS E ABREVIATURAS

ARPES – *Angle-resolved photoemission spectroscopy*

BaF₂ – Fluoreto de bário

Bi - Bismuto

E_g – *gap* de energia

In - Índio

INPE – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais

LMR – *Linear Magnetoresistance*

MBE– *Molecular Beam-Epitaxy*

MR – Magnetorresistência

NaCl – Cloreto de sódio

Pb_{1-x}Sn_xTe – Telureto de chumbo e estanho

PbTe – Telureto de chumbo

PL – Parish e Littlewood

PPMS – *Physical Properties Measurement System*

QD – *Quantum Dot*

QLMR – *Quantum Linear Magnetoresistance*

QWa – *Quantum Wall*

QWe – Quantum Well

R_H – Constante Hall

Sb - Antimônio

SnTe – Telureto de estanho

TCI – *Topological Crystalline Insulator*

TI – *Topological Insulator*

UHV – *Ultra-high vacuum*

Unifei – Universidade Federal de Itajubá

WAL – *Weak antilocalization*

WL – *Weak localization*

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	1
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	7
2.1	Propriedades estruturais e elétricas do PbTe e $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$	7
2.2	Parede quântica (QWa – Quantum Wall)	9
2.3	Magnetorresistência linear	11
2.3.1	Modelo QLMR (Quantum Linear Magnetoresistance)	11
2.3.2	Modelo PL (Parish-Littlewood)	14
2.4	Isolantes Topológicos	16
2.4.1	Definição	16
2.4.2	Métodos de detecção	18
2.4.2.1	ARPES (Angle-resolved photoemission spectroscopy)	18
2.4.2.2	Magnetorresistência linear devido a estados de superfície: Oscilações de Shubnikov-de Haas	20
2.5	Localização de Anderson	22
2.6	Fotocondutividade	23
3	MATERIAIS E MÉTODOS	26
3.1	MBE – Molecular Beam-epitaxy	26
3.2	Efeito Hall	28
3.3	Physical Properties Measurement System (PPMS)	30
3.4	Método Van Der Pauw	31
3.5	Características das amostras	32

4	RESULTADOS E DISCUSSÕES	34
4.1	Caracterização elétrica	34
4.2	Medições de magnetorresistência	40
4.3	Fotocondutividade	48
5	CONCLUSÃO	57
6	REFERÊNCIAS	61

1 INTRODUÇÃO

Um dos desafios científicos atuais é a criação e investigação de materiais que possam dar suporte ao desenvolvimento e à inovação tecnológica. Mesmo que muito estudados, os semicondutores são candidatos promissores para o desenvolvimento de novos sensores e dispositivos, pois ainda não se esgotaram as possibilidades associadas a dispositivos com materiais dessa natureza. As propriedades elétricas destes materiais possuem características intermediárias aos materiais metálicos e isolantes, apresentando a possibilidade de manipulação de suas propriedades elétricas para uma aplicação específica. Além disso, a combinação entre semicondutores com propriedades diferentes, permite a criação de heteroestruturas que podem amplificar um determinado efeito ou dar origem a novos fenômenos. Nos últimos dez anos, trabalhos teóricos e experimentais têm revelado o grande potencial de aplicação de novos materiais conhecidos como isolantes topológicos. Estes novos materiais são baseados, em sua maioria, em semicondutores de *gap* estreito e têm sido considerados como a nova base da computação quântica e spintrônica.

Os semicondutores são conhecidos por apresentar uma região de energia proibida (*gap*) de valores que estão entre os metais e os isolantes. Nos semicondutores de *gap* estreito, o valor está abaixo de 300 meV, com algumas exceções que podem chegar até 330 meV [1]. Essa classe de materiais apresenta comportamentos diferenciados que desencadearam estudos visando novas aplicações. Alguns exemplos de aplicações são em dispositivos termoelétricos [2] [3] [4], sensores e memórias não voláteis para spintrônica [5], eletrônica [6] e lasers [7] [8]. Dentro do grupo de semicondutores de *gap* estreito, existem materiais que possuem características diferenciadas [9], denominados isolantes topológicos (TI's).

Os isolantes topológicos são materiais que, com a característica intrínseca de forte acoplamento *spin*-órbita, conseguem gerar uma inversão da estrutura de banda, apresentando estados de superfície que possuem um *bandgap* igual a zero e uma corrente de *spin* polarizada, enquanto o *bulk* apresenta comportamento isolante, ou seja, possui um *gap* de energia finito em $T = 0$ K. Esses estados de superfície, apresentam dispersão linear e são identificados como cones de Dirac. Nesses materiais, os estados de superfície apresentam funções de ondas topológicas de elétrons de valência e forte resistência a uma desordem não magnética [10]. Além disso, esses estados de superfície são protegidos pela simetria de inversão temporal [11]. Porém, atualmente, alguns trabalhos já evidenciam que em alguns

isolantes topológicos, denominados isolantes topológicos cristalinos (TCI's), esses estados de superfície não são protegidos pela simetria de inversão temporal, mas sim pela simetria de grupo da rede cristalina. Dentro do grupo dos semicondutores IV-VI, o telureto de chumbo e estanho ($\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$) é classificado como TCI [12]. Este material apresenta efeitos quânticos interessantes para aplicações tecnológicas como por exemplo em lasers [13] e em detectores de infravermelho [14].

Dentro do grupo de semicondutores da família IV-VI, diversas estruturas tem sido investigadas como, por exemplo, poços quânticos [15] [16], filmes [14] [6] [17] e pontos quânticos [18] [19]. Neste trabalho daremos foco às paredes quânticas, pois em trabalhos teóricos são previstos possíveis estados que poderiam confinar elétrons na região de interface entre o p -PbTe e o $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ [20] [21] [22]. Neste trabalho, foi realizada uma investigação experimental do transporte elétrico e efeito de fotocondução de paredes quânticas para entender como se manifestam as características elétricas desses materiais. A análise das medições possibilitaram a confirmação de previsões teóricas sobre a existência de cones de Dirac nos estados de interface.

Comportamentos inesperados nas caracterizações elétrica e fotocondutiva desses materiais colaboram para verificar a existência de interações quânticas no p -PbTe e no $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$, exemplos desses comportamentos são a magnetorresistência negativa e fotocondutividade negativa. Um dos efeitos observados em medidas prévias das amostras é a magnetorresistência linear, encontrada também em materiais como Bi_2Se_3 [23] e p -PbTe [24]. Além disso, existem outros comportamentos que são desencadeados pelo forte acoplamento spin-órbita, um exemplo disso pode ser o estudo de sua influência em transições de Berezinskii-Kosterlitz-Thouless [25], os efeitos da interação do acoplamento com o efeito Zeeman na antilocalização fraca e nas flutuações de condutância [26] e seus efeitos na superfície de Fermi de materiais como Sr_2RuO_4 e Sr_2RhO_4 [27].

O objetivo deste trabalho é realizar a caracterização elétrica, de magnetotransporte e de fotocondutividade em uma heteroestrutura formada por uma parede quântica de p -PbTe e $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$: $\text{Pb}_{0,54}\text{Sn}_{0,46}\text{Te}$ ($1\mu\text{m}$), uma fina camada de p -PbTe (20 nm) em um substrato de BaF_2 .

As amostras foram crescidas no Laboratório Associado de Sensores e Materiais localizado no Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE). Foram realizadas medidas para as duas amostras que se diferenciaram pela presença de um *buffer* de $\text{Pb}_{0,89}\text{Eu}_{0,11}\text{Te}$ entre

o substrato e a camada de p -PbTe, com o intuito de minimizar os efeitos de *strain*. O BaF_2 apresenta grande compatibilidade em relação ao parâmetro de rede do p -PbTe, porém existe uma diferença entre o coeficiente de expansão térmica dos dois materiais que é responsável por tensões na rede que podem ocasionar ruídos e instabilidades nas medidas de transporte elétrico do p -PbTe e $\text{Pb}_{0,54}\text{Sn}_{0,46}\text{Te}$ [28]. A Figura 1.1 apresenta o diagrama da estrutura de como as camadas são constituídas para formar a parede de potencial.

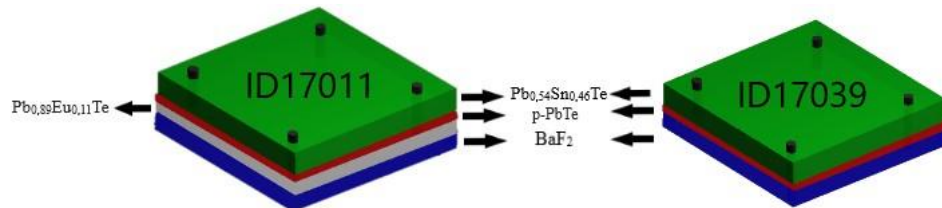


Figura 1.1 - Estrutura das amostras estudadas. A amostra ID17011 é formada por uma camada de $\text{Pb}_{0,54}\text{Sn}_{0,46}\text{Te}$, uma camada de p -PbTe, um *buffer* de $\text{Pb}_{0,89}\text{Eu}_{0,11}\text{Te}$ em um substrato de BaF_2 . A amostra ID17039 tem estrutura semelhante, porém não apresenta a camada de *buffer*. Nas amostras foram feitos contatos de In para a realização das caracterizações.

A magnetorresistência clássica deve apresentar um comportamento parabólico na região de baixos campos magnéticos e saturar em altos campos dependendo da mobilidade elétrica dos portadores na amostra. Na presença de desordem na estrutura de bandas do material, a magnetorresistência pode apresentar comportamento linear. Neste caso, o comportamento linear pode ser analisado levando em conta a flutuação da mobilidade interpretada pelo modelo de Parish-Littlewood [29] e pelo modelo de Abrikosov que interpreta a magnetorresistência linear como efeito do limite quântico (portadores no último nível de Landau) [24].

Neste trabalho será verificado se existe um confinamento gerado pela parede quântica representada pela presença do p -PbTe ou se existe mais de um canal de condução. Além disso, será descrito quais dos modelos teóricos conseguem descrever o comportamento linear da amostra na presença do campo magnético. Na Figura 1.2 podemos observar a estrutura de bandas e a diferença do *gap* que pode gerar um confinamento de portadores na interface de $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}/\text{PbTe}$ em temperatura próxima à ambiente, 300K.

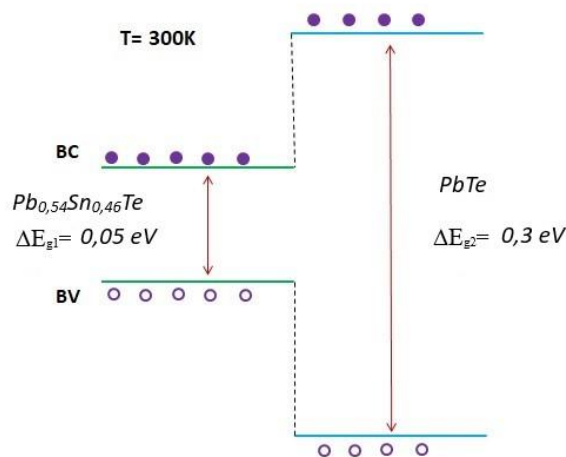


Figura 1.2 – *Gap* de energia e estrutura de bandas das amostras. Em temperatura próxima à ambiente (300K) o *gap* do PbTe é superior ao do $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ para $x \sim 0,46$.

Os resultados de fotocondutividade foram mais significativos para a análise em baixas temperaturas mostrando algumas respostas negativas, principalmente próximas de 3,4 K, sendo que em temperaturas acima de 5 K até a temperatura ambiente, não mostraram um comportamento com variações relevantes. A fotocondutividade negativa pode ser resultado de estados de superfície ou variações na razão das taxas de geração e recombinação devido aos estados de desordem, aspectos que também serão analisados nesse trabalho.

O gráfico de fotocondutividade que contemplou o maior intervalo de temperatura mostra claramente uma transição em baixas temperaturas e o desaparecimento do efeito em temperaturas mais altas como pode ser observado na figura 1.3. A transição pode estar associada às oscilações observadas, impulsionando maior interesse nas investigações da amostra. A magnetorresistência também apresentou efeitos de anti-localização fraca, que sumiram com a elevação do campo magnético aplicado, o que também pode estar associado a transição.

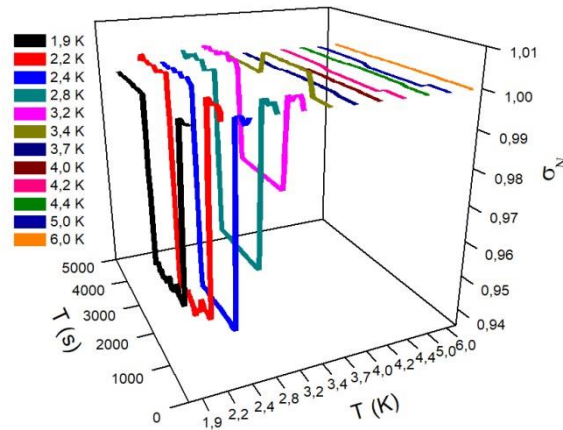


Figura 1.3 - Fotocondutividade para as temperaturas de 1,9 K até 6,0 K. Na figura é possível observar que há uma resposta mais significativa na presença de luz para temperaturas até 4,0 K.

O capítulo dois traz uma revisão bibliográfica sobre as características estruturais e de transporte de semicondutores de *gap* estreito incluindo o comportamento tanto do p -PbTe quanto do $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$. Para a resposta linear da magnetorresistência, apresentamos o modelo clássico e quântico para comparações com os resultados apresentados pela amostra. As características de isolantes topológicos e sua importância tecnológica também são apontados, acompanhados da descrição dos métodos de detecção dos estados de superfície. Conceitos de localização de Anderson e de fotocondução finalizam as bases teóricas.

O terceiro capítulo apresenta os materiais e os métodos experimentais do trabalho. Inicia pelo método de crescimento das amostras, Epitaxia por Feixe Molecular (MBE). Também são abordadas as configurações experimentais e características dos equipamentos utilizados para as medidas de fotocondução e magnetorresistência, incluindo alguns aspectos sobre o funcionamento do PPMS (Physical Properties Measurement System). São explicados o funcionamento do efeito Hall, que auxiliou na obtenção de algumas grandezas e do método Van der Pauw que foi o método utilizado na configuração dos contatos para todas as medidas. Concluimos com as características das duas amostras, abordando a sequência de camadas crescidas.

O capítulo quatro, análises e discussões, trará os resultados e a aplicação das ferramentas teóricas apresentadas no capítulo dois para a compreensão dos dados obtidos nas medidas realizadas no material. Assim, procurando identificar quais fenômenos podem estar

associados com os efeitos observados nos experimentos de magnetorresistência, efeito hall e fotocondução, será realizada uma análise minuciosa das variações anômalas para entender o comportamento de uma parede quântica.

Por fim, no capítulo cinco, iremos concluir as causas dos efeitos observados nas medidas de magnetorresistência (linearidade e anti-localização) e fotocondutividade (transição), quais os modelos do Capítulo 2 são mais apropriados para os resultados obtidos nessa amostra, quais as possíveis aplicações para esses efeitos e propostas de trabalhos futuros que podem ampliar efeitos como a magnetorresistência linear ou estados de interface.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Esta seção tem como objetivo contemplar os aspectos teóricos que são essenciais para a análise dos fenômenos que foram observados nos resultados experimentais. Assim, teremos os aspectos estruturais da amostra, o padrão de resposta que poderá ser observado em sua interação com a aplicação do campo magnético e os aspectos que caracterizam sua transição para o comportamento de isolante topológico. Também serão demonstrados os aspectos fotocondutivos da amostra e teorias que ajudaram nas análises experimentais dos dados desse conteúdo.

2.1 Propriedades estruturais e elétricas do PbTe e do $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$

Os materiais semicondutores mostram-se cada vez mais interessantes para aplicações elétricas e eletrônicas devido à possibilidade de maior controle do comportamento de transporte em dispositivos dessa natureza. Dentro deste grupo, existem os semicondutores de *gap* estreito que apresentam características ainda mais interessantes. Esses materiais costumam ter um *gap* de 0,3 eV ou menos, sua posição intermediária entre os sólidos ligados covalentemente e os metais os tornam estruturalmente intrigantes e esses materiais possuem uma banda de condução fortemente não parabólica com uma interação *spin*-órbita maior que as dos materiais com *gaps* fundamentais [30]. Devido a tais características, eles tornam-se promissores para novas aplicações na eletrônica, spintrônica e computação quântica.

Este trabalho traz a análise de duas heteroestruturas que apresentam dois materiais que estão nesse grupo: *p*-PbTe e o $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$. Esses materiais são semicondutores com elementos das famílias IV-VI da tabela periódica. O PbTe é um calcogênio de chumbo que tem estrutura cristalina cúbica de face centrada, semelhante a do NaCl, classe de simetria $\text{Fm}\bar{3}\text{m}$, número de coordenação igual a seis e, em relação às suas propriedades mecânicas em temperaturas relativamente baixas, é frágil e quebradiço ao longo dos planos (100) [31] [32]. Na figura 2.1.1 (b) podemos observar a primeira zona de Brillouin para o PbTe.

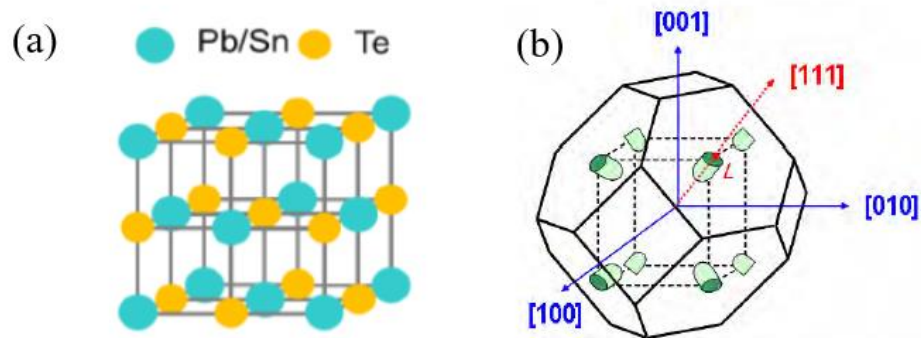


Figura 2.1.1 - Características estruturais $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$. (a) Estrutura Cristalina do tipo do NaCl (Fonte [28]) e (b) Primeira Zona de Brillouin do material (Fonte [33]).

Esse material apresenta sua superfície de Fermi como elipsoides de revolução localizados na direção $[111]$ da zona de Brillouin e estrutura cristalina semelhante a do NaCl composta por átomos de Pb/Sn e átomos de Te como demonstra a Figura 2.1.1(a). São quatro elipsoides ocupados por portadores e uma superfície de Fermi complexa formada por um vale longitudinal e três oblíquos (Figura 2.1.1b).

Os compostos PbTe e $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ possuem a mesma estrutura de banda, porém, conforme se acrescentam os átomos de estanho, existe uma alteração do *gap* que diminui com o aumento de estanho e com o aumento da temperatura.

Em uma temperatura fixa, com a inserção de átomos de estanho, o material terá uma diminuição progressiva de *gap* até atingir um valor nulo, ocorre uma inversão das bandas de condução e valência e posteriormente, o *gap* volta a aumentar. Este comportamento pode ser descrito pela Equação 2.1.1. Levando em conta possíveis erros na concentração de estanho, as duas amostras variaram o valor do *gap* de energia desde aproximadamente 175 meV para 300K até 60,21 meV para 4,0 K, tendo um mínimo e início de uma inversão de bandas, na concentração das amostras medidas, em uma temperatura de aproximadamente 40 K [34].

$$E_g(x, T) = 189,7 - 543x + \frac{0,45T^2}{T + 50} \quad (2.1.1)$$

Outra grandeza que varia bastante com a concentração e a temperatura é a constante dielétrica. Ela é dividida em constante dielétrica estática e de alta frequência, tendo valores

altos para a estática no caso do material $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ que compõe as amostras estudadas. Para o PbTe , por volta de 300 K, essa constante pode chegar a um valor $\epsilon_t \sim 412$, considerando o aumento do parâmetro de rede com o aumento da temperatura devido à dilatação térmica [35].

Para o $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$, foram utilizados alguns valores teóricos para a realização de interpolações, pois é esperado que a constante varie com o *gap* do material. A constante dielétrica estática terá um aumento proporcional a concentração de estanho e a temperatura, assim como acontece com o *gap*.

Tabela 2.1.1 - Exemplos de valores da constante dielétrica estática para o $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ em diferentes temperaturas e concentrações de estanho.

Concentração (x)	Temperatura (K)	Constante (ϵ_t)
0,091	1,6 K	1760
0,152	1,6K	2840
0,15	4,2 K	2900
0,25	4,2 K	5300
0,293	1,6 K	10800

Fonte: [36] [37]. Produção: Próprio autor.

Alguns materiais, incluindo o $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$, estão em um grupo conhecido como isolantes topológicos. Esses materiais, devido ao forte acoplamento *spin*-órbita que é resultado do acoplamento do spin com o momento orbital dos elétrons, apresentam superfície condutora, com correntes polarizadas em *spin*, *bulk* isolante e com os estados de superfície protegidos pela simetria de inversão temporal. Porém, o $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ faz parte de uma classe diferente, os isolantes topológicos cristalinos. Nestes, o comportamento de isolante topológico é protegido pela simetria de espelhos dos planos do cristal do $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$, originando-se da inversão de banda que ocorre em uma determinada concentração de estanho dependendo da temperatura (4,2 K – 0,35 e 300 K – 0,56) [28].

2.2 Parede quântica (QWa – Quantum Wall)

O trabalho experimental e teórico, na física da matéria condensada, para entender o comportamento de semicondutores de *gap* estreito é bastante difundido e a compreensão do desempenho de materiais dessa natureza como isolantes topológicos também vem sendo explorado devido à relevância desses materiais para a aplicação tecnológica. Porém, mesmo com diversas estruturas já exploradas teoricamente e experimentalmente como poços quânticos (QWe – Quantum Well) [15] [16], filmes [14] [6] [17] e pontos quânticos (QD – Quantum Dots) [18] [19], a presença de estados de interface na junção de dois materiais com a presença de um isolantes topológicos apresentando uma estrutura de QWa, foi prevista teoricamente [20] [21] [22], porém, ainda não explorada experimentalmente.

Os trabalhos apresentados na literatura mostram que, teoricamente, quando há a junção de dois materiais semicondutores da família IV-VI em uma heteroestrutura, formam-se estados de interface que teriam um comportamento semelhante a de um isolante topológico fraco (Weak Topological Insulator), tendo estados de superfície com um número par de cones de Dirac [20]. Porém, existe a possibilidade de manipular efeitos manifestados em isolantes topológicos pelo controle de algumas características estruturais, como a largura da parede, por exemplo [38]. Um estado de interface de PbTe/Pb_{1-x}Sn_xTe com quatro cones de Dirac tem o comportamento semelhante a um isolante topológico fraco mas, com as características certas, é possível manipular o comportamento de interface desse material para se aproximar a um isolante topológico forte [20].

Na Figura 2.2.1, é apresentada a comparação da influência *d* (largura da parede quântica) na obtenção dos estados de interface, ou seja, com uma concentração suficientemente grande de estanho, teremos um degrau suficientemente grande colaborando com o confinamento nos estados de interface, na figura observa-se o exemplo de um *d* = 12nm e *d* = 100 nm. Nesta perspectiva apresentada por Buczko e Cywinski [20], foi usado uma concentração em que o *gap* estivesse muito próximo a uma transição de banda, onde *x* = 0.46. Desta forma, esta seria a condição de maior degrau de potencial entre o PbTe e o Pb_{1-x}Sn_xTe, colaborando para o confinamento pela parede quântica.

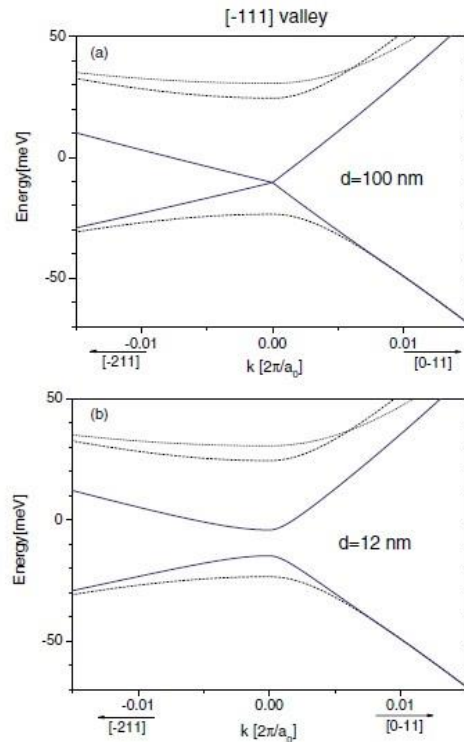


Figura 2.2.1 - Comparação da dispersão de energia dos vales [111] para a parede quântica $\text{Pb}_{0,54}\text{Sn}_{0,46}\text{Te}/\text{PbTe}$ com um degrau de potencial de $d = 100$ nm e $d = 12$ nm. As linhas sólidas são a dispersão da superfície, enquanto as pontilhadas são as dispersões do bulk. Em $d = 12$ nm temos a abertura de um gap de 10 meV. Fonte: [20].

Estudos mostram que o PbTe apresenta uma anisotropia entre os vales oblíquos e os vales longitudinais, o que poderia gerar comportamento diferente nas propriedades em cada um deles [39] [40]. Assim, a variação dos parâmetros da amostra como espessura, tensões de rede pela presença de um buffer, substrato adequado ou variações da concentração de Sn podem ser responsáveis por comportamentos diferenciados nos vales oblíquos e longitudinais. Teoricamente foi previsto que com a concentração de $x = 0,46$, em substrato de fluoreto de Bário (BaF_2) e tamanho grande suficiente de espessura, maior que 12 nm, é possível que haja a abertura de um gap nos vales oblíquos e um único estado de cone de Dirac na direção longitudinal deve se formar, o que resulta no comportamento semelhante a de um filme fino de um isolante topológico forte.

2.3 Magnetorresistência linear

2.3.1 Modelo QLMR (Quantum Linear Magnetoresistance)

Quando se aplica um campo magnético perpendicular a um material que está conduzindo corrente, existem dois efeitos que ocorrem no material. Um deles é o efeito Hall, devido a

uma alteração da resistividade transversal do material oriunda de um acúmulo de cargas que ocorre e será tratada nos próximos tópicos. Além disso, os efeitos transversais também afetam a resistividade do material, essa mudança na resistividade do material que ocorre pela aplicação de um campo magnético é chamada de magnetorresistência.

A magnetorresistência, segundo Abrikosov, em uma teoria clássica responde com o quadrado do campo magnético aplicado, gerando uma resposta parabólica [41]:

$$\Delta\rho \sim \begin{cases} \rho_0(\Omega\tau)^2, & \Omega\tau \ll 1 \\ \rho_0 & \Omega\tau \gg 1 \end{cases} \quad (2.3.1.1)$$

onde Ω é a frequência de Larmor dada por eH/m^*c e m^* é a massa de ciclotron, τ é o tempo de colisão e ρ_0 é a resistividade sem a aplicação do campo magnético. Entretanto, em 1929, Pyotr Kapitza realizou experimentos com Bi e, posteriormente repetiu os experimentos com outros materiais metálicos, percebendo que na presença de campos magnéticos de baixa intensidade a resposta era a clássica, porém em altos campos a resposta tornava-se linear [42]. Em 2000, Abrikosov chegou à conclusão que nos experimentos de Kapitza existiam dois fenômenos: a lei linear para materiais policristalinos com a superfície de Fermi aberta e a magnetorresistência quântica [43].

Quando submetido a campos magnéticos, os níveis de energia se dividem em níveis degenerados de Landau, que podem ser representados como superfícies cilíndricas divididas por uma distância proporcional ao campo magnético aplicado, dada por $\hbar\omega_c$, onde \hbar é a constante de Planck reduzida e ω_c é a frequência ciclotrônica. Como a distância entre dois níveis é proporcional ao campo magnético aplicado, conforme aumenta o campo, os níveis de Landau cruzam a energia de Fermi causando a dispersão dos elétrons. Com o aumento do campo, diminui a densidade de estados e com um campo magnético suficientemente grande, chegamos a presença de portadores em apenas um nível de Landau. Segundo o autor, a magnetorresistência linear quântica ocorre quando todos os portadores estão neste último nível de Landau, portanto a energia de Fermi é menor que a diferença entre dois níveis de energia [43]. Neste modelo, a magnetorresistência linear é independente da temperatura, entretanto, segundo Schneider et al [24] a dependência da temperatura é introduzida pela resistividade inicial, ou seja, sem a aplicação de campo magnético, dada por:

$$\rho_{xx}(B, T) = \rho_{xx}(0, T) + \frac{N_i B}{\pi + n^2 e} \quad (2.3.1.2)$$

A partir da Equação 2.3.1.2, os dados de magnetorresistência linear podem ser ajustados e com os valores do campo aplicado B , número de portadores n e carga do elétrons e pode-se obter o número de centros de espalhamento N_i da amostra e observar a interferência da temperatura nesse valor. Com o número de defeitos obtido por meio deste ajuste é possível obter um valor de uma barreira de potencial que está associado aos níveis de *trap* da amostra. Para isso, foi matematicamente obtido uma equação do modelo de potencial aleatório, dado por [44]:

$$E_t = \frac{e^2 N_i^{\frac{2}{3}}}{\varepsilon_s n_s^{\frac{1}{3}}} \quad (2.3.1.3)$$

Para que o limite quântico seja responsável pela linearidade dos dados de magnetorresistência, existem algumas condições dadas por Schneider et al [24]:

$$E_F < \hbar\omega_c \quad (2.3.1.4)$$

e

$$\omega_c = \frac{eB}{m^*} \quad (2.3.1.5)$$

Nessa relação, E_F é a energia de Fermi, \hbar é a constante de Planck reduzida, ω_c é a frequência de ciclotron e m^* é a massa reduzida do elétron. Essas relações são dadas para materiais com dispersão de banda parabólica. Porém, para materiais com dispersão de banda linear a relação torna-se:

$$E_F = v_F \sqrt{2e\hbar B} \quad (2.3.1.6)$$

Na Equação 2.3.1.6, v_F é a velocidade de Fermi. A relação de dispersão para materiais semicondutores não é linear, porém Abrikosov argumenta que em determinadas condições as bandas de energia podem ser alteradas, como acontece com o Bi com a adição de Sb, fazendo com que em determinada concentração e pressão, é possível obter um material em um estado sem *gap* [45]. Também foi discutido anteriormente que o material $Pb_{1-x}Sn_xTe$ pode ter sua variação de *gap* dependendo da concentração de estanho e da temperatura, apresentando um *gap* nulo em temperaturas próximas a 40 K para a concentração medida neste trabalho.

2.3.2 Modelo PL (Parish – Littlewood)

A magnetorresistência clássica, em semicondutores homogêneos, é caracterizada pela resposta quadrática da resistência a aplicação de um campo magnético, tendendo a saturação para campos magnéticos mais altos [29]. A resposta linear é sinal de que algo não condiz com as características do semicondutor clássico, podendo ser algum efeito quântico fruto de altas intensidades de acoplamento spin-órbita, ou a falta de homogeneidade na amostra, devido ao excesso de defeitos advindos do crescimento da amostra. A inserção de dopantes também pode interferir, o que faz com que exista um valor médio de resistividade transversal resultando em um comportamento linear. Observando que a resposta apresentou-se linear para calcogênios de prata dopados, Parish e Littlewood desenvolveram um modelo teórico para descrever razoavelmente o comportamento que estava sendo observado. Até então foi o modelo de Abrikosov, apresentado na seção anterior e que considera efeitos quânticos na amostra, foi o mais razoável. O modelo PL não leva em conta a ação quântica, mas considera efeitos de desordem que são de ordem macroscópicas.

Levando em consideração as flutuações de mobilidade que podem ocorrer em materiais que apresentam um excesso de defeitos, Parish e Littlewood apresentam um modelo simples, demonstrado por uma associação de resistores de quatro terminais, que considera a presença do efeito Hall [29]. A Figura 2.3.2.1 ilustra como funcionaria essa associação.

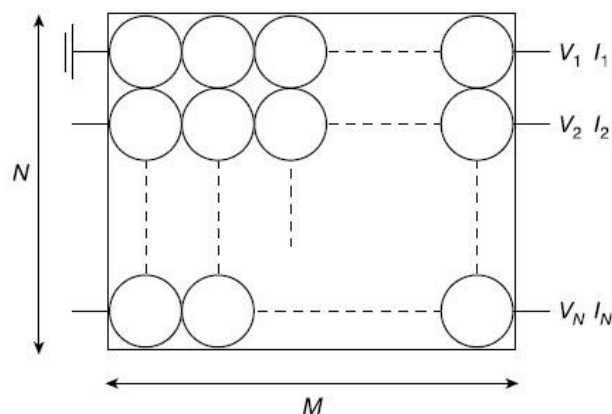


Figura 2.3.2.1 - Magnetorresistência linear - Associação para o modelo de Parish e Littlewood. Para a referência de voltagem em um resistor, eles fizeram a medida de 4 terminais em apenas 1 disco. Fonte: [30].

Esse modelo 2D de resistores, mais o campo magnético aplicado perpendicular à estrutura, foi o modelo usado por eles para estudar a flutuação na mobilidade que pode ser obtida por diferentes distribuições de íons de prata, o que resultou em uma

magnetorresistência linear e não saturada até altos campos magnéticos. Segundo o modelo, para um valor par de N resistores, é esperada uma resposta ascendente, enquanto para um número N ímpar, o comportamento seria próximo ao clássico, inicialmente quadrático e no final sofreria uma saturação. Para valores suficientemente altos de N , que depende do valor de resistividade inicial e da corrente aplicada, a resistência das curvas pares e ímpares se encontrariam em uma resposta próxima a linear para um número alto de $N \times N$, como pode ser visto na Figura 2.3.2.2, correspondendo ao comportamento linear que procuravam demonstrar [24].

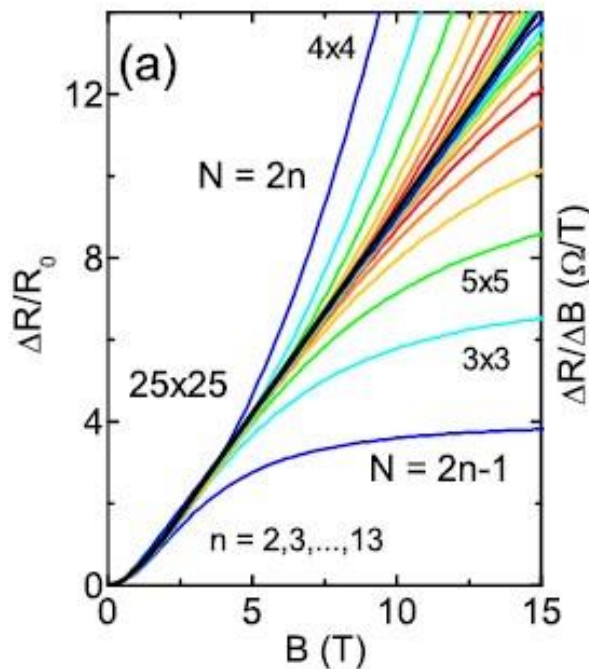


Figura 2.3.2.2 - Simulação do modelo PL para observação de sua aplicação para a interpretação dos resultados lineares em uma amostra de p-PbTe dopada com BaF_2 . Fonte: [24]

Para que a amostra se enquadre nesse modelo de linearidade, $\Delta R/R_0 \propto \langle \mu \rangle$ para $\delta\mu/\langle \mu \rangle < 1$. Na pesquisa realizada em [24], o modelo da simulação apresentada na figura 2.3.2.2, mostrou-se coerente com o que é apresentado por Parish e Littlewood, sendo o comportamento das curvas de magnetorresistência semelhantes às do trabalho fonte.

Dando continuidade, foram observadas as inclinações das curvas de magnetorresistência em função da temperatura e enquanto os dados do trabalho mostraram uma variação muito

pequena, independente da concentração de dopagem, o modelo de Parish e Littlewood considera uma variação significativa tanto com a alteração da mobilidade fruto de dopagem, quanto com a temperatura. A figura 2.3.2.3 mostra a comparação em (a) para o trabalho simulado de [24] e em (b), o que seria obtido em um modelo PL.

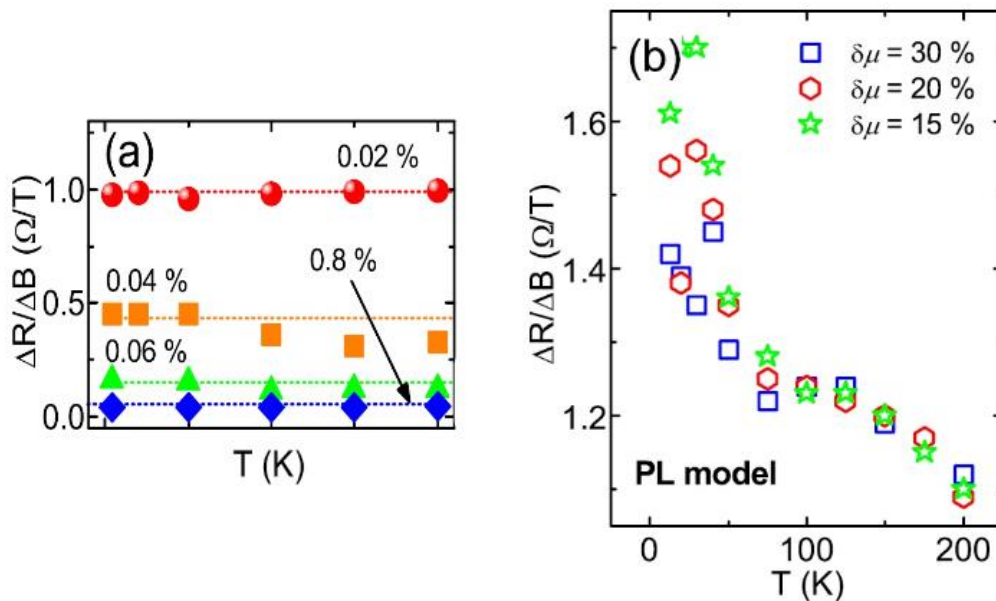


Figura 2.3.2.3 - Comportamento das inclinações das curvas de magnetorresistência em função da temperatura.

Em (a) temos os dados experimentais para a amostra de p -PbTe dopada com BaF₂ e independente da concentração, não temos uma grande variação em função da temperatura. Em (b) temos a simulação para o modelo PL onde observamos uma grande variação em função da temperatura e aumento da variação da inclinação em função da flutuação de mobilidade. Fonte: [24]

Além disso, como o modelo não considera efeitos quânticos, é interessante que a amostra não demonstre oscilações ou efeitos quânticos predominantes. Para amostras de PbTe, em trabalhos anteriores, o modelo mostrou-se inadequado, sendo predominante o modelo de limite quântico [24], enquanto que para o Pb_{1-x}Sn_xTe o modelo foi suficiente para descrever o comportamento da magnetorresistência [46]. O modelo PL geralmente descreve bem dados de sistemas não homogêneos [24].

2.4 Isolantes Topológicos

2.4.1 Definição

A topologia é uma área da matemática que estuda superfícies que não se modificam mesmo quando submetidas à distorções. Um exemplo que é muito usado para explicar a

topologia é uma folha de borracha, quando temos um padrão de superfície definido nesta folha, mesmo que submetido à forças externas, esse padrão não muda, isto é, curvas que se interceptam continuam interceptadas e círculos fechados continuam da mesma forma [47]. Utilizando esse conceito na área de física da matéria condensada, existem materiais que são denominados isolantes topológicos (TI – *Topological Insulators*). Esses materiais apresentam o *bulk* isolante enquanto na superfície existem estados condutivos ou metálicos. Na Figura 2.4.1.1 podemos observar um exemplo que nos mostra como se aplica a topologia nos materiais denominados como TIs :

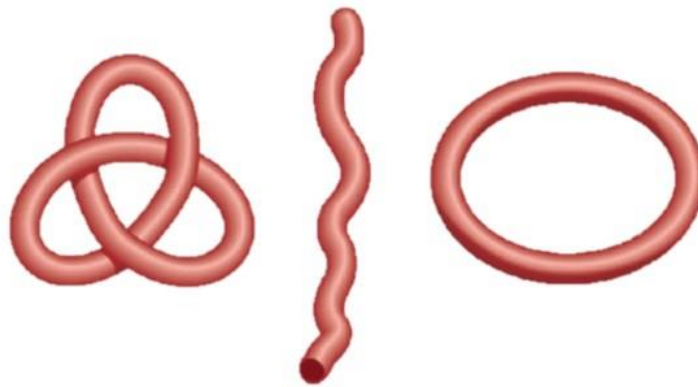


Figura 2.4.1.1 - Demonstração nas variações de topologias que resultam em estados metálicos de superfícies. A última figura (círculo da direita) é um isolante comum e o nó triplo da esquerda é um isolante topológico. Um não pode se transformar no outro a não ser que haja uma quebra da continuidade como definida pela figura do meio. Fonte [48].

Nesta proposta, nos TIs as funções de onda dos elétrons são como os nós da figura 2.4.1.1 e estão associados com invariantes topológicas que não mudam contanto que o material continue isolante [48]. Nesses materiais, esses estados de superfície são protegidos pela combinação entre as interações *spin*-órbita e simetria de inversão temporal, que faz com que esses estados sejam persistentes e não haja resistência nem espalhamento por impurezas não magnéticas [49] o que faz desse transporte um processo efetivo.

As deformações suaves descritas pelo modelo matemático de topologia são mudanças nas hamiltonianas que descrevem o sistema de partículas desses materiais e estas não seriam suficientes para fechar o *gap* de energia que torna o *bulk* do material isolante [50].

Na Figura 2.4.1.2, podemos observar um esquema que ilustra como é o comportamento dos elétrons em uma condução por *bulk*, onde a corrente se alinha pela diferença de potencial

aplicada, em comparação com uma condução por superfície, onde a corrente é alinhada unicamente pelo *spin* dos elétrons.

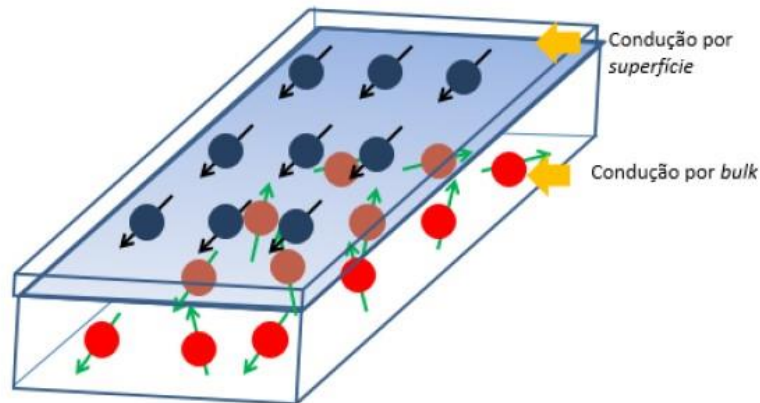


Figura 2.4.1.2 - Ilustração de condução por *bulk* em comparação com os elétrons conduzidos por superfície.

Fonte: [50].

Os TIs apresentam ainda uma outra forma de proteção dos estados topológicos de superfície. Alguns materiais dessa natureza possuem uma cristalinidade, ou seja, uma simetria cristalina que se repete periodicamente por longas distâncias. Nesses materiais, os estados de superfície também são protegidos por essa simetria cristalina, por esta razão, são denominados isolantes topológicos cristalinos (TCIs – *Topological Crystalline Insulators*). O SnTe apresenta esse tipo de proteção que foi apresentado pela observação de um número par de cones de Dirac nos planos (001), (110) ou (111) em 2012 [51].

Como as amostras estudadas neste trabalho são compostas por filmes que pertencem à classe de TCI vários efeitos quânticos podem estar associados a esse material, dentre eles os estados de superfície que são importantes para o desenvolvimento da computação quântica e da spintrônica. Porém, existe uma grande dificuldade de dissociar o transporte por superfície e por *bulk*. Nos tópicos a seguir é explicada algumas maneiras experimentais de detecção dos estados metálicos de superfície que podem auxiliar na interpretação do comportamento do material.

2.4.2 Métodos de detecção

2.4.2.1 ARPES (*Angle-resolved photoemission spectroscopy*)

Os isolantes topológicos são materiais que possuem características complexas e desafiam os métodos clássicos de detecção de fenômenos pois apresentam suas principais características devido à efeitos quânticos nos materiais. Porém, existem alguns experimentos que podem auxiliar na observação desses fenômenos e na sua caracterização.

O ARPES, que utiliza o efeito de fotoemissão, é um dos experimentos que possibilita a visualização de estados de superfície. Semelhante ao que foi descrito por Hertz e complementado pela natureza quântica descrita por Einstein, nos apresenta uma possibilidade de compreender a estrutura de banda nos materiais através dos momentos associados aos elétrons [52].

A técnica ARPES, como o próprio nome diz, espectroscopia de fotoemissão resolvida em ângulo, analisa a estrutura de banda dos elétrons da superfície e do bulk por meio de um fóton de alta energia que é direcionado ao material e resulta em um elétron ejetado do cristal, assim, pela análise do momento e da energia desse elétron, reconstroem-se as estruturas de banda do material [28].

Utiliza-se geralmente uma fonte de luz síncrotron que entra em contato com os elétrons do material. Ao absorver a energia e ser ejetado, o elétron é capturado por um analisador eletrostático que obtém sua energia cinética em relação a seu momento cristalino [53]. Na Figura 2.4.2.1.1 podemos observar um esquema simplificado de como a imagem é obtida e um exemplo de imagem que pode ser observada.

A Figura 2.4.2.1.1 (a) mostra um fóton incidente e um equipamento que capta o elétron para analisar sua energia e momento. Já a figura 2.4.2.1.1 (b) mostra uma fotografia obtida pelo ARPES, apresentando a região de banda de condução, o cone superior, a região de banda de valência, indicada pelo cone inferior e a região de encontro e desaparecimento do *gap* indicada pelo ponto de Dirac para uma amostra de Bi_2Te_3 .

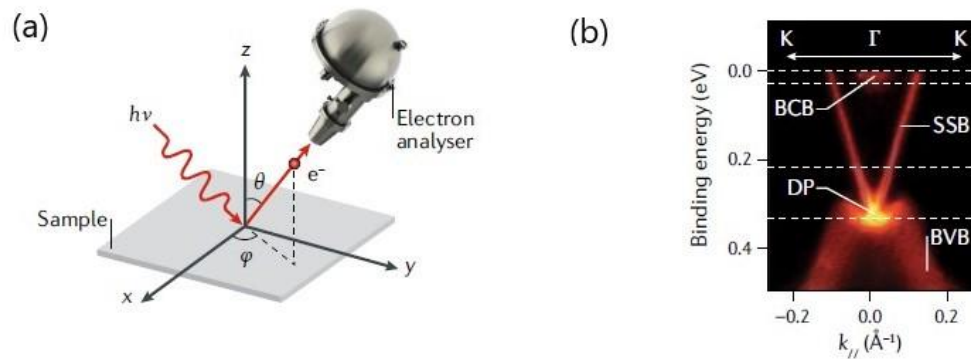


Figura 2.4.2.1.1 - (a) Apresenta um esquema simplificado de como são obtidas as imagens por meio do ARPES onde temos um equipamento que analisa os elétrons, a amostra, o fóton incidente e os ângulos θ que indica a direção azimutal do elétron e ϕ que indica a direção no plano xy. Em (b) uma imagem de ARPES obtida para o Bi_2Te_3 onde é possível observar estados de superfície identificados como SSB (*Surface State Band*), BCB (*Bulk conduction Band*), BVB (*Bulk Valence Band*) e DP (*Dirac point*) onde ocorre as inversões de banda dos cones de Dirac. Fonte: [54]

A análise por meio de ARPES já foi utilizada em materiais da família IV-VI, além de já ter sido aplicado em amostras de $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$, mostrando-se efetiva para identificar estados de superfície tanto em SnTe ($x=1$), quanto para outras concentrações de estanho [55] [56].

2.4.2.2 - Magnetorresistência linear devido a estados de superfície: Oscilações de Shubnikov-de Haas

Na seção 2.3 já foram tratados alguns aspectos da magnetorresistência. Porém, além da linearidade destas medidas nos auxiliar para a compreensão de quais as interações (clássicas ou quânticas) estão preominando na amostra, a magnetorresistência permite observar a existência de estados topológicos por um efeito físico: as oscilações de Shubnikov-de Haas. Neste tópico trataremos dos aspectos característicos deste efeito.

A aplicação em uma amostra de um forte campo magnético em baixas temperaturas (próximas a do hélio líquido) pode gerar oscilações nos valores de resistência em função desse campo magnético, essas oscilações são conhecidas por efeito de Shubnikov-de Haas. Elas são causadas pela alteração do nível de Fermi que, com o aumento do campo magnético, tem em sua fronteira o espalhamento dos elétrons e a diminuição da densidade de estados. Para valores significativos de campo magnético é possível alcançar a condição de limite, onde

$E_F < \hbar\omega_c$ [57]. Para classificar um campo magnético como significativo, considera-se as seguintes condições: $\omega_c\tau \gg 1$ ou $\mu B \gg 1$ [58]

Como abordado na seção 2.3.1, na presença de um campo magnético os elétrons passam a mover-se em órbitas ciclotrônicas, com frequência de ω_c e ficam quantizados nos níveis de Landau antes do espalhamento, ω_c é dado por eB/m_c^* sendo m_c^* a massa efetiva ciclotrônica, sendo que a degenerescência dos níveis aumenta com o aumento do campo magnético [28]. Essa variação da energia de Fermi e da resistividade do material dá origem às oscilações de Shubnikov-de Haas, que segundo Okazaki é dado por [28]:

$$\sigma_{xx} \propto \cos \left[2\pi \left(\frac{1}{B} + \frac{1}{2} + \beta \right) \right] \quad (2.4.2.2.1)$$

Também na seção 2.3.1 citamos que os níveis de Landau podem ser representados como tubos cilíndricos de energias quantizadas, a distância entre os níveis é dado por $\hbar\omega_c$ e como a frequência de ciclotron depende do campo aplicado, quanto maior for o campo, maior a distância entre os níveis, sendo que eles atravessam a energia de Fermi no processo. A passagem desses níveis pela superfície de Fermi ocorre com uma frequência de [59]:

$$F = \frac{\hbar}{2\pi e} A \quad (2.4.2.2.2)$$

Essa equação é dada como relação de Onsager e A é a área externa da seção transversal que é perpendicular ao campo magnético aplicado [59]. Para uma superfície esférica de raio k_F , a superfície é dada como a área de um círculo $A = \pi k_F^2$. O comportamento das oscilações magnéticas são descritas pela equação de Lifshitz-Kosevich [28]:

$$\frac{\Delta R_{xx}}{R_0} = \left(\frac{B}{2f} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\lambda}{\sinh \lambda} e^{-\lambda_D} \cos \left[2\pi \left(\frac{f}{B} + \frac{1}{2} + \beta - \delta \right) \right] \quad (2.4.2.2.3)$$

Nessa equação $\lambda = 2\pi^2 m^* k_B T / e\hbar B$ e $\lambda_D = 2\pi^2 m^* k_B T_D / e\hbar B$ onde T_D é a temperatura de Dingle, k_B é a constante de Boltzmann, β é relacionado à mudança de fase de Berry e δ é um parâmetro associado às dimensões da superfície de Fermi, para sistemas 3D, $\delta = \pm 1/8$ [28].

Uma forma muito usada para analisar oscilações magnéticas é utilizar-se da função de frequência em relação aos índices de Landau, pois em casos comuns as oscilações são

periódicas em $1/B$ e pelo ajuste podemos concluir se o sistema tem Férmions comuns ou Férmions de Dirac [60]:

$$n \approx \frac{F(\epsilon)}{B} - \gamma_0 \quad (2.4.2.2.4)$$

Por meio de um ajuste de n em função de $1/B$, podemos encontrar um valor de 0.5 para Férmions de Dirac ou 0 para Férmions normais (γ_0) e em casos mais complicados, onde não será periódico em $1/B$, nenhum dos dois valores [60].

2.5 Localização de Anderson

As medidas de magnetorresistência possibilitam a observação de outros fenômenos que podem definir características importantes das amostras.. Em sistemas metálicos a resistividade tende a diminuir conforme a temperatura diminui, porém em alguns materiais ao invés de diminuir, essa resistência aumenta devido às interferências que a rede causa nas funções de onda e isso é chamado de Localização Fraca (Weak Localization – WL) ou Localização de Anderson [33]. Quando as amostras possuem um número muito grande de desordem (uma presença considerável de defeitos) elas podem apresentar um efeito de localização nas medidas de magnetorresistência

Existem três grandezas que comandam o transporte elétrico em materiais sólidos: uma delas é o tamanho da amostra L , o livre caminho médio l e o caminho em que o elétron consegue manter sua coerência de fase l_ϕ que é determinado por espalhamentos inelásticos por fônons ou interações com outros elétrons [61]. No regime de difusão quântica $l \ll L \sim l_\phi$, ou seja, o elétron consegue manter sua fase coerente antes de ser espalhado muitas vezes por centros de espalhamento [62]. A figura 2.4.3.1 ilustra uma comparação entre os transportes no regime balístico, difuso e quântico.

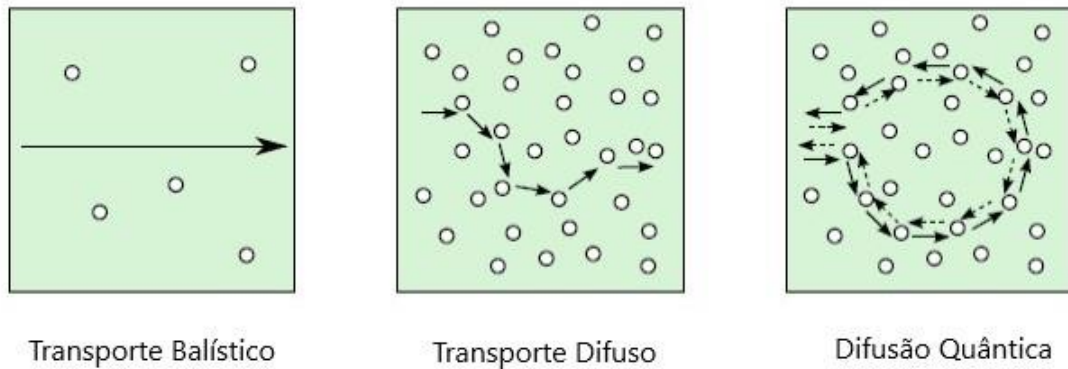


Figura 2.5.1 – Comparação entre os três regimes de transporte em materiais. Na primeira figura, o livre caminho médio l é muito maior que o tamanho da amostra, característica do movimento balístico. A figura do transporte difuso $l \ll L$. Na difusão quântica, $l_0 \sim L \gg l$. Na figura, os círculos vazios são as impurezas. Fonte: [61]

A magnetorresistência clássica é proporcional a $\mu^2 B^2$ [33] portanto, se há uma alteração na mobilidade do material, existirá uma alteração na magnetorresistência do material e a magnetorresistência será sempre positiva, já que com o aumento do campo e da mobilidade, aumenta-se a magnetorresistência. Porém, em alguns casos é possível observar uma diminuição da resistividade com a aplicação de um campo magnético, isso é denominado magnetorresistência negativa e esse é um sinal de que há o WL [33]. Nas condições de difusão quântica, também pode haver um efeito que aumente bruscamente a resistividade na presença de um campo magnético e que desaparece com o aumento deste campo, o que gera um efeito de magnetocondutividade positiva, ou seja, esse é o efeito da destruição do estado de localização e é denominado antilocalização fraca (Weak anti-localization - WAL) [62]. Esses dois efeitos podem ser ferramentas para identificar a presença de transporte por estados metálicos mesmo quando esse transporte ocorre simultaneamente em estados de *bulk* [63].

2.6 Fotocondutividade

A fotocondutividade, como podemos observar no nome, está relacionada à resposta da condutividade do material quando este é colocado na presença de luz. Ela pode ser positiva, quando existe um aumento da condutividade na presença de luz ou negativa, quando ela diminui. Podemos ter uma fotocondutividade persistente quando ela demora a voltar ao seu estado normal na retirada da iluminação, tanto na presença de fotocondutividade negativa como positiva. Ao absorver os fótons presentes na luz que está irradiando a amostra, os elétrons da banda de condução são enviados para estados mais energéticos da banda de condução e deixam espaços vazios na banda de valência [30]. Quando o material é tipo *n*, o

elétron promovido inicia o processo de condução na banda de condução e se for tipo p , o buraco inicia o processo na banda de valência (Figura 2.6.1) [64].

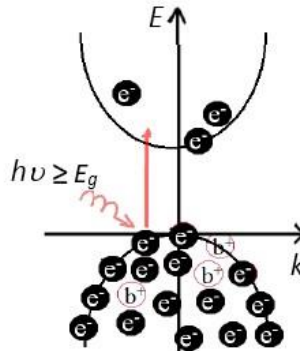


Figura 2.6.1 - Esquema que demonstra a promoção de um elétron para a banda de condução e a criação de um buraco na banda de valência com um fóton de energia maior que o gap (E_g).Fonte: [64].

Na Figura 2.6.2 é apresentado um gráfico onde podemos observar a diferença entre a fotocondutividade positiva e negativa em um trabalho que analisou essa diferença entre as resposta para diferentes concentrações de Eu, comportamentos que poderão ser observados nas amostras estudadas neste trabalho. Além disso, ainda pode ser esperado o comportamento persistente, caracterizado por um longo tempo na retomada da condutividade inicial quando a luz é retirada.

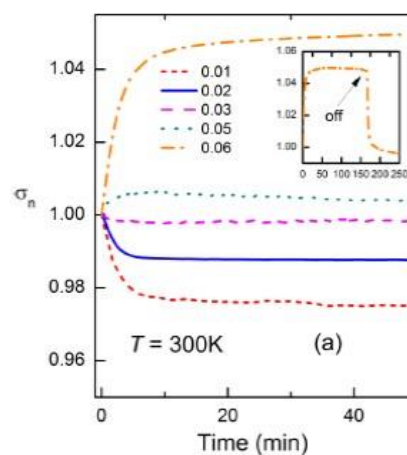


Figura 2.6.2 - O gráfico foi obtido por [17] que observou a resposta da fotocondutividade em $Pb_{1-x}Eu_xTe$ para várias concentrações de Eu, tal transição foi justificada pela transição metal isolante que acontece no material pela inserção de átomos de Eu.

O princípio da fotocondução é facilmente compreendido quando a resposta é positiva, já que na presença de energia disponibilizada pelos fótons da luz, há um processo de geração de portadores que aumenta a condutividade característica do material e uma recombinação de portadores com os buracos gerados na banda de valência. Porém a resposta negativa não é tão óbvia, podemos justificá-la por meio de uma queda no número de elétrons na banda de condução, causada pela recombinação com buracos na banda de valência, ou também às taxas de geração e recombinação que estão associadas aos níveis de defeito da banda proibida [64]. Sem iluminação, a condutividade da amostra pode ser dada por [50]:

$$\sigma_0 = q(n_0\mu_{n0} + p_0\mu_{p0}) \quad (2.6.1)$$

Nessa equação, q é a carga do portador, p_0 e n_0 os números de buracos e elétrons respectivamente e μ_{n0} e μ_{p0} as mobilidades dos elétrons e buracos no efeito positivo. Quando submetidos à radiação haverá um aumento de $\Delta\sigma$ na equação levando a $\sigma_L = \sigma_0 + \Delta\sigma$. Para facilitar a demonstração, podemos supor que o aumento da condutividade é gerado apenas por um tipo de portador, assim a equação 2.6.1 se reduz a $\sigma_0 = qn_0\mu_{n0}$ levando a equação [50]:

$$\sigma_0 + \Delta\sigma = (n_0 + \Delta n)q(\mu_0 + \Delta\mu) \quad (2.6.2)$$

A mudança no valor de portadores pode ser dada por $\Delta n = \tau_n G$, sendo G a taxa de geração e τ o tempo que os portadores estão livres antes de recombinar [50]. Desta forma a Equação 2.6.2 pode ser reescrita inserindo o novo valor de Δn e reorganizando com o valor da carga, chega-se à equação:

$$\sigma_0 = q\mu_0\tau_n G + nq\Delta\mu \quad (2.6.3)$$

Para uma análise mais completa da fotocondução é necessário observar mais detalhadamente o comportamento de τ_n . A condutividade pode se comportar das seguintes formas: Constante $\Delta\sigma = q\mu_0\tau_n G$ ou τ_n em função da taxa de geração $\Delta\sigma = q\mu_0\tau_n(G)G$ [50]. A equação que descreve o comportamento da condutividade logo depois que é retirada a iluminação que é dada por [50]:

$$\sigma(t) = \sigma_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (2.6.4)$$

Por meio dessa equação é possível extrair o tempo de recombinação com ajuste nas curvas de fotocondução quando se retira a luz, no caso de comportamento exponencial.

3 MATERIAIS E MÉTODOS

Neste capítulo são abordados os equipamentos utilizados para os experimentos de caracterização elétrica e todas as condições as quais foram submetidas as amostras para a obtenção dos resultados. Inicialmente, é tratado o método de crescimento da amostra, *Molecular Beam-epitaxy* (Epitaxia por feixe molecular) e em seguida são abordados os métodos de caracterização elétrica, detalhando as condições de aplicação do efeito Hall e por fim os métodos utilizados para as medidas de magnetorresistência e fotocondução no *Physical Property Measurement System* (PPMS).

3.1 MBE – Molecular Beam-epitaxy

As amostras utilizadas neste trabalho foram crescidas por meio de Epitaxia por feixe molecular (MBE). Para o processo de deposição dos filmes por MBE utilizou-se o equipamento da marca Riber, modelo 32P, que cresce amostras de materiais semicondutores de elementos da família IV-VI da tabela periódica. Portanto, nesta seção são apresentados conceitos breves sobre o seu funcionamento, levando em conta que é um equipamento com a possibilidade de uma maior administração do crescimento de amostras semicondutoras de alta pureza e com controle para a concentração de dopantes.

O sistema de MBE nasceu da demanda tecnológica do desenvolvimento de materiais de alta pureza e da necessidade de maior controle sobre determinadas propriedades. A técnica teve início entre o final dos anos 60 e começo dos 70, causando um impacto considerável para o crescimento de amostras com propriedades importantes para a aplicação na eletrônica. Em 1969, foi publicado um trabalho de grande importância demonstrando que o MBE era capaz de crescer planos atômicos de camadas ordenadas com potencial aplicação em dispositivos [65].

Para o controle na deposição dos filmes, é necessário que o feixe de átomos ou moléculas seja levado até a amostra sem que haja colisões e, portanto, o livre caminho médio tem que ser maior que a distância percorrida, impondo a necessidade de um controle muito preciso de todas as condições do crescimento, tais como, temperatura (controlado pela presença de

nitrogênio líquido), pressão e vácuo, sendo este último controlado pelo sistema conhecido como sistema UHV (*ultra high vacuum*) [66].

Pelo MBE, filmes finos são cristalizados por uma reação entre a energia térmica molecular ou um feixe de átomos dos elementos que constituirão a amostra desejada, com uma superfície de um substrato que é mantido em altas temperaturas e UHV, resultando em superfícies lisas que resultam de um controle preciso do fluxo do feixe e das condições de crescimento [67]. Esse método de crescimento possibilita o crescimento em uma determinada direção do cristal e alto controle na composição da amostra. A Figura 3.1.1 mostra um esquema de um equipamento MBE, onde é possível ver as câmaras responsáveis pelo crescimento da amostra (local de deposição epitaxial à pressão de 10^{-10} Torr), de preparação e de carregamento.

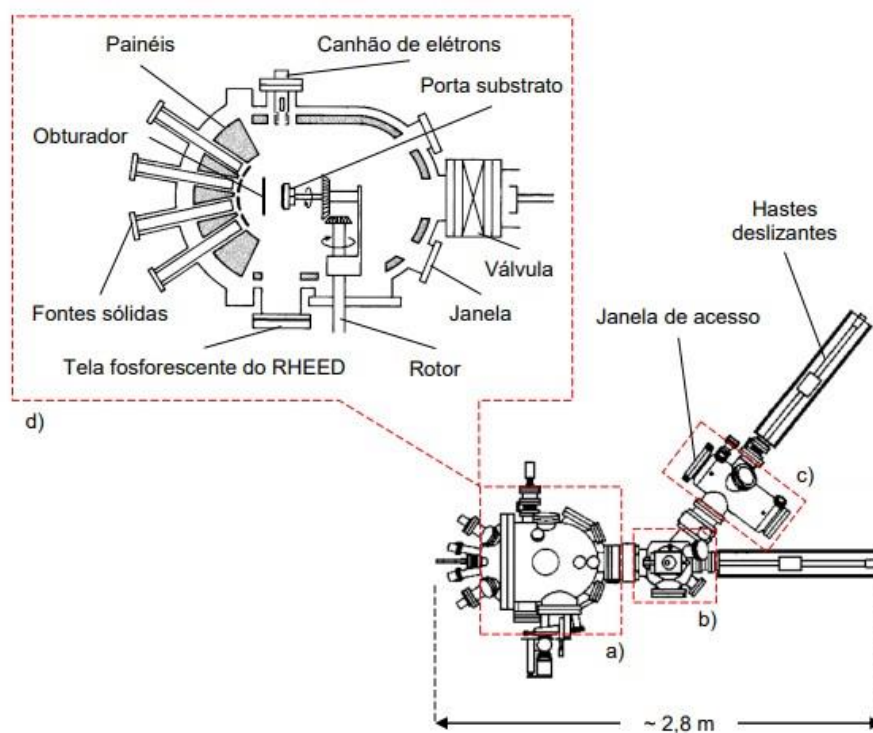


Figura 3.1.1 - MBE visto de cima para baixo. (a) Câmara de crescimento; (b) câmara de preparação; (c) câmara de carregamento e (d) seção reta transversal da câmara de crescimento. Fonte [28].

Atualmente, o MBE é uma das melhores técnicas para o crescimento de amostras, porém a qualidade do resultado depende das condições de crescimento. Durante o processo, a

existência de ruídos e instabilidade térmica, por exemplo, podem ocasionar um crescimento aleatório que pode gerar uma estrutura sem os resultados experimentais desejados [68].

Neste trabalho, foram crescidas paredes quânticas por meio do MBE com estrutura de $Pb_{1-x}Sn_xTe$ com PbTe em substrato de BaF_2 . A amostra ID17039 possui em sua constituição apenas o substrato, a camada de PbTe e a camada de $Pb_{1-x}Sn_xTe$, porém, a amostra ID17011 apresenta ainda uma camada de buffer para diminuir os efeitos de tensão na rede, entre a camada de PbTe e o substrato.

3.2 Efeito Hall

As paredes quânticas crescidas por MBE foram caracterizadas por efeito Hall no Laboratório Associado de Sensores e Materiais do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), em São José dos Campos. Este equipamento foi responsável pela obtenção dos valores da variação da temperatura, resistividade, número de portadores e mobilidade. Esse efeito caracteriza-se pela presença de uma diferença de potencial perpendicular ao fluxo de cargas que percorre o eixo \mathbf{x} , quando aplica-se um campo magnético na direção \mathbf{k} . Se aplicamos um campo magnético na direção \mathbf{k} ($\mathbf{B} = B_0\mathbf{k}$) perpendicular ao plano xy e um campo elétrico da direção \mathbf{i} ($\mathbf{E} = E_x\mathbf{i}$) o campo magnético irá exercer um torque nos elétrons, gerando uma corrente na transversal à direção inicial do fluxo, resultando em uma diferença de potencial pelo acúmulo de cargas negativas em uma extremidade.

Temos que o movimento em três dimensões para uma partícula com momento \mathbf{p} , na qual se aplica uma força \mathbf{F} [69], é:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -\frac{\mathbf{p}}{\tau} + \mathbf{F} \quad (3.2.1)$$

Nesta equação, \mathbf{p} é o momento e τ o tempo médio entre as colisões sucessivas de um elétron. O elétron, portanto, quando submetido à um campo magnético perpendicular à corrente elétrica, terá seu movimento descrito pela força de Lorentz, dada por:

$$m_0 \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -e[\mathbf{E} + (\mathbf{v} \times \mathbf{B})] - \frac{\mathbf{p}}{\tau} \quad (3.2.2)$$

Considerando as aplicações dos campos citados no início do texto, teremos campo elétrico no plano xy e magnético na direção \mathbf{k} , portanto:

$$\mathbf{E} = E_x \mathbf{i} + E_y \mathbf{j} \quad (3.2.3)$$

$$\mathbf{B} = B_z \mathbf{k} \quad (3.2.4)$$

Utilizando-se as equações 3.2.1, 3.2.2, 3.2.3 e 3.2.4, temos:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_0 / -e\tau & -B \\ B & m_0 / -e\tau \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_x \\ v_y \end{pmatrix} \quad (3.2.5)$$

Considerando que a densidade de corrente pode ser dada com $\mathbf{J} = nev$, podemos modificar as coordenadas de velocidade da equação reescrevendo como:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho_0 & B/ne \\ -B/ne & \rho_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_x \\ J_y \end{pmatrix} \quad (3.2.6)$$

Nesses aspectos, $\rho_0 = m_0 / ne^2\tau$ e ρ é denominada resistividade elétrica. Sabemos que a condutividade elétrica é dada por $\sigma = \rho^{-1}$, portanto, para obter o valor da condutividade, devemos calcular a matriz inversa da resistividade, dada por:

$$\sigma = \frac{ne^2}{m_0} \begin{pmatrix} \tau/1 + \omega_c^2\tau^2 & -\omega_c\tau^2/1 + \omega_c^2\tau^2 \\ \omega_c\tau^2/1 + \omega_c^2\tau^2 & \tau/1 + \omega_c^2\tau^2 \end{pmatrix} \quad (3.2.7)$$

O valor de $\omega_c = eB/m_0$ e como já citamos no capítulo de revisão bibliográfica, é conhecido como frequência de ciclotron. Para um dado valor de campo magnético aplicado, as condutividades serão:

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (3.2.8)$$

$$\begin{pmatrix} J_x \\ J_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & -\sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \quad (3.2.9)$$

$$\sigma_{xx} = \frac{ne^2\tau/m^*}{1 + \omega_c^2\tau^2} \quad (3.2.10)$$

$$\sigma_{xy} = \frac{ne^2\omega_c\tau^2/m^*}{1 + \omega_c^2\tau^2} \quad (3.2.11)$$

Em $J_y = 0$ teremos que E_y :

$$E_y = -\frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}} E_x \quad (3.2.12)$$

$$J_x = \frac{E_x}{\sigma_{xx}} (\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2) \quad (3.2.13)$$

Temos que a constante Hall será definida como:

$$R_H = \frac{E_y}{BJ_x} \quad (3.2.14)$$

Ou substituindo com as equações anteriores (3.2.12) e (3.2.13):

$$R_H = -\frac{1}{ne} \quad (3.2.15)$$

Neste trabalho para a caracterização elétrica por efeito Hall, na amostra ID17039 foi utilizada uma corrente de 1 mA e na amostra ID17011, 2 mA. As duas foram submetidas a temperaturas variando desde 11 K até 300 K. O sistema possui um método de resfriamento por dedo frio e o equipamento é constituído de câmara de vácuo e, junto com a amostra, foram inseridas um controlador de temperatura da Lakeshore que controla a temperatura do ambiente interno da câmara e o sistema de obtenção das medidas .

3.3 Physical Properties Measurement System (PPMS)

As medições de fotocondução e resistividade elétrica com e sem aplicação de campo magnético foram realizadas no Laboratório de Magnetotransporte em Baixas Temperaturas da Unifei, em Itajubá, utilizando o equipamento PPMS (*Physical Property Measurement System*). O PPMS é da marca *Quantum Design*, modelo *EverCool II*, capaz de alcançar temperaturas mínimas de até 1,8 K e campos magnéticos de até 9 T (Figura 3.3.1).

Para os experimentos de magnetorresistência, em ambas as amostras a resposta teve maior amplitude em baixas temperaturas. Portanto, para a observação e comparação dos dados as medidas foram feitas em baixas temperaturas, em um intervalo de 1,8 K – 4,2 K para a amostra ID17039 e de 1,9 K – 6 K para a amostra ID17011.



Figura 3.3.1 - PPMS modelo EverCool II utilizado para as medidas de magnetorresistência e para as medidas de fotocondução. Fonte: Site Quantum Design USA

Além das medidas de magnetorresistência, foram feitas todas as medidas de fotocondução no mesmo equipamento, variando desde baixas temperaturas até valores de 300K, utilizando um LED azul com comprimento de onda de 460 nm e intensidade de $276 \mu\text{W}/\text{m}^2$. Esse equipamento tem a aplicação do campo magnético por meio de uma bobina feita de material supercondutor que, para manter suas propriedades, é resfriada por meio de hélio líquido.

3.4 Método Van Der Pauw

Medidas de resistividade e de efeito Hall, quando realizadas em amostras de formato arbitrário, são difíceis de obter devido ao fato de haver componentes longitudinais e transversais. Desta forma, foi elaborado um método por Van Der Pauw que seguindo algumas condições pode ser aplicado e obtém resultados razoáveis, as condições se resumem em [70]: que os contatos estejam próximos ao limite da amostra (sigam o limite circunscrito); a amostra seja homogênea; os contatos sejam suficientemente pequenos e, por fim, que sua superfície esteja toda conectada, sem espaços vazios. Seguindo essas condições, é possível medir uma amostra com um formato qualquer. O método foi aplicado para se obter as medidas de resistividade e efeito Hall. Na Figura 3.4.1 podemos observar um esquema físico de como são feitas as ligações pelo método de Van Der Pauw.



Figura 3.4.1 - Esquema de como são feitas as ligações no método Van Der Pauw

Nesse método, a resistência pode ser calculada pela seguinte equação [33]:

$$R_{ij,kl} = \frac{V_{kl}}{I_{ij}} \quad (3.4.1)$$

A corrente é aplicada nos terminais i e j e a diferença de potencial entre os terminais k e l é dada por $V_{kl} = V_k - V_l$. Para a obtenção dos valores de resistividade utilizamos a equação dada por:

$$\rho = \frac{\pi d}{\ln(2)} \frac{1}{8} [(R_{21,34} - R_{12,34} + R_{32,41} - R_{23,41})f_A + (R_{43,12} - R_{34,12} + R_{14,23} - R_{41,23})f_B] \quad (3.4.2)$$

Nessa equação os valores de R serão obtidos pela Equação 3.4.1 Na equação 3.4.2, os valores de f_A e f_B são fatores geométricos e se os contatos forem ôhmicos, seu valor se aproxima de 1 [33]. Já para os cálculos de resistividade Hall, a equação é modificada tornando-se:

$$R_H = \frac{d}{8} [R_{31,42}(+B) - R_{13,42}(+B) + R_{42,13}(+B) - R_{24,13}(+B) + R_{13,42}(-B) - R_{31,42}(-B) - R_{42,13}(-B)] \quad (3.4.3)$$

Todas as medidas foram realizadas na configuração de Van Der Pauw, com contatos soldados em In, e fios de ouro que foram ligados aos contatos do porta amostras. O LED para as medidas de fotocondução foi instalado próximo à superfície superior da amostra também soldado no porta-amostra porém em outro canal.

3.5 Características das amostras

As duas amostras são definidas como paredes quânticas compostas por materiais semicondutores da família IV-VI da tabela periódica. Abaixo seguem algumas características específicas:

Tabela 3.5.1 - Características estruturais das amostras investigadas neste trabalho

Amostras	ID17011 (<i>cb</i>)	ID17039 (<i>sb</i>)
Substrato	BaF ₂	BaF ₂
<i>Buffer</i>	Pb _(0,89) Eu _(0,11) Te (2 μm)	-
1° camada	<i>p</i> -PbTe (20 nm)	<i>p</i> -PbTe (20nm)
2° camada	Pb _(0,54) Sn _(0,46) Te (1 μm)	Pb _(0,54) Sn _(0,46) Te (1 μm)

As amostras são duas paredes quânticas que se diferenciam pela presença de um *buffer* cujo objetivo é minimizar os efeitos de *strain* nos resultados. Além disso, o *buffer* apresenta caráter magnético devido à presença de Európio, que pode ser capaz de quebrar possíveis efeitos originados de estados topológicos de superfície. O estudo comparativo das duas amostras é interessante para evidenciar quais características podem estar gerando os efeitos que são apresentados nos resultados, já que as amostras são muito parecidas em alguns fenômenos e em outros, apresentam efeitos contrários. Na tabela 3.5.1 podemos observar que as amostras podem ser identificadas também como *cb* (com *buffer*) e *sb* (sem *buffer*), portanto para facilitar a identificação das amostras nos resultados, serão acrescentadas essas siglas à identificação.

4 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Nesta seção são apresentados os resultados da caracterização elétrica das amostras investigadas neste trabalho identificadas como ID17011 (*cb*) e ID17039 (*sb*).

Os resultados a seguir mostram que a presença do *buffer* foi suficiente para gerar um comportamento diferente nas amostras, principalmente em relação ao comportamento contrário nos dados de fotocondutividade. Entretanto, os dados de magnetorresistência também foram diferenciados, a amostra *cb* apresentou resultados com menos interferência de ruídos. Os dados de efeito Hall evidenciaram diferença entre todos os valores, em cada dado será apresentado uma justificativa durante a seção.

A partir dos dados obtidos, o trabalho realiza não apenas uma comparação entre as duas amostras, mas também um confronto com trabalhos experimentais anteriores e com a literatura de amostras que apresentam características semelhantes. Assim, é possível investigar a quais efeitos podem ser gerados por amostras que possuem uma parede quântica e materiais da família IV - VI. Os modelos teóricos utilizados são referentes aos resultados da linearidade da magnetorresistência e possíveis oscilações quânticas.

As análises a seguir serão divididas em três partes e se iniciam pelos resultados do efeito Hall, seguido pelos dados de magnetorresistência e finalizam com a amostra na presença de luz, incluindo as medidas de fotocondução e magnetorresistência.

4.1 Caracterização elétrica

A Figura 4.1.1 mostra a variação da resistividade em função da temperatura para as amostras **ID17039** (*sb*), com a sequência de crescimento $\text{BaF}_2/p\text{-PbTe}$ (20nm)/ $\text{Pb}_{(0,54)}\text{Sn}_{(0,46)}\text{Te}$ (1 μm) (Fig. 4.1.1 (a)) e **ID17011** (*cb*), com a sequência de crescimento $\text{BaF}_2/\text{Pb}_{(0,89)}\text{Eu}_{(0,11)}\text{Te}$ (2 μm)/ $p\text{-PbTe}$ (20 nm)/ $\text{Pb}_{(0,54)}\text{Sn}_{(0,46)}\text{Te}$ (1 μm) (Fig. 4.1.1 (b)), *sb* e com *cb*, respectivamente. Nesta figura, é possível perceber que o transporte elétrico pela camada de PbSnTe é mais efetivo, uma vez que o perfil da curva mostra claramente a inversão de bandas que não ocorre para o PbTe . Os *insets* indicam as regiões onde a inclinação das curvas de resistividade mudam de sinal correspondendo ao ponto onde ocorrem a inversão de banda.

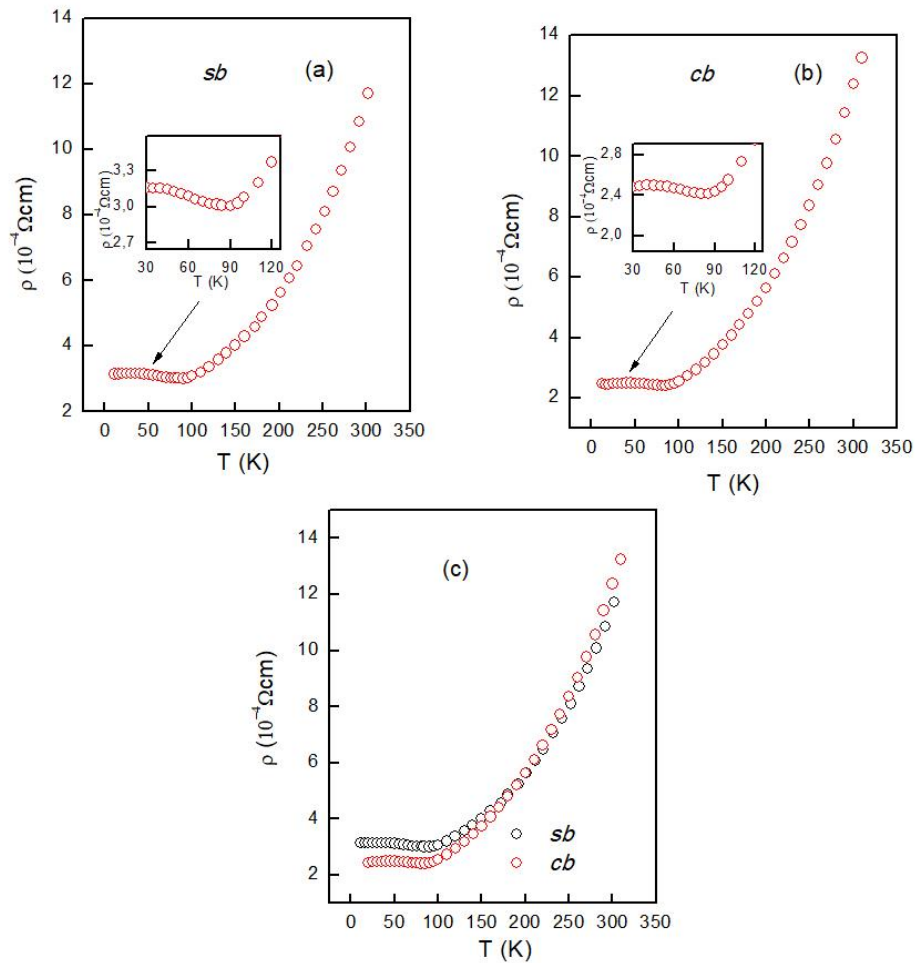


Figura 4.1.1 - Resistividade em função da temperatura evidenciando o comportamento metálico das amostras. Em (a) amostra ID17039 (*sb*) e em (b) amostra (*cb*), onde observamos um comportamento semelhante de variação na resistividade até para temperaturas abaixo de 100 K. Os *insets* trazem detalhes das temperaturas e valores de resistividade para a região próxima a 100 K, onde ocorre a inversão de banda. A figura (c) mostra uma comparação entre as duas resistividades.

A Figura 4.1.1 mostra, em temperaturas abaixo de 100 K, uma variação crescente com a diminuição da temperatura, porém, depois da inversão de banda (próximo a 50 K) a curva retoma seu comportamento de queda com a temperatura. Em materiais com comportamento metálico, conforme a temperatura diminui, a resistividade também diminui devido a queda nos espalhamentos que ocorrem por agitações térmicas.

Para o cálculo do *gap* de energia das amostras, foi utilizada a equação (2.1.1) apresentada abaixo [6]:

$$E_g(x, T) = 0,19 - 0,543x + 4,5 \times 10^{-4} \frac{T^2}{(T + 50)}$$

onde $E_g(x,T)$ é o valor de *gap*, x é a concentração de estanho e T a temperatura. Utilizando essa equação, podemos observar o comportamento da curva do *gap* de energia em função da temperatura e identificar em que ponto há a inversão de banda. A Figura 4.1.2 mostra a curva de *gap* teórica, ilustrando as regiões onde devem existir transições e uma simulação da curva que indica a variação da energia térmica em função da temperatura. Os pontos que estão no intervalo onde a curva azul ($k_B T$) cruza a curva vermelha (*gap*) estão no intervalo de temperatura onde a energia térmica é maior que o *gap*, ou seja, nesse intervalo a energia térmica é suficiente para levar os portadores da banda de valência para a banda de condução, diminuindo o valor da resistividade.

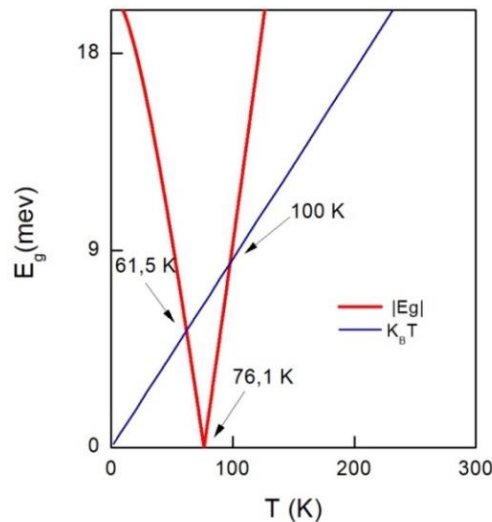


Figura 4.1.2 - Gráfico que apresenta a variação do *gap* do material em função da variação da temperatura para uma concentração de $x \sim 0,46$. Em azul, observa-se a curva de energia térmica representada por $k_B T$ que intercepta a curva de *gap* nas temperaturas de 61,5 K e 100 K para fins de comparação.

De acordo com o gráfico 4.1.2, a inversão de banda ocorre em uma temperatura de ~ 76 K. Com os dados apresentados na figura 4.1.1, a inversão ocorre no intervalo entre 60 e 90 K. Porém, simulações referentes ao *gap* em relação à concentração de Sn mostra que uma pequena variação na concentração é suficiente para impactar nos resultados obtidos. Desta forma, os erros associados ao crescimento da amostra devem ser considerados, a amostra não necessariamente apresenta uma concentração de $x \sim 0,46$ e, portanto, flutuações em x podem levar a diferentes temperaturas para inversão de bandas. A Figura 4.1.3 apresenta a concentração de portadores em função da temperatura para as duas amostras.

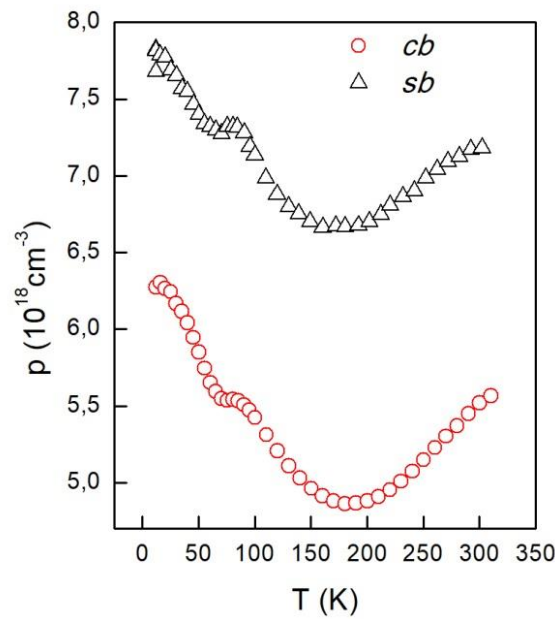


Figura 4.1.3 - Comparação da concentração dos portadores na ID17011 (*cb*) com a presença do *buffer* e ID17039 (*sb*). Nas duas curvas é possível observar a região de transição.

As duas amostras, mesmo que com a mesma concentração de estanho, apresentaram diferentes números de portadores, indicando que o *buffer* exerce influência neste parâmetro. A amostra *cb*, é a estrutura com menor tensão de rede e apresentou seu valor máximo da concentração de portadores de $6,305 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. A amostra *sb*, com maior influência do *strain* apresentou seu valor máximo na concentração de portadores em $7,822 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Observando esses dados é possível perceber que a inserção do *buffer* de $\text{Pb}_{(0,89)}\text{Eu}_{(0,11)}\text{Te}$ influenciou na diminuição do número de portadores. Isso ocorre porque uma estrutura com maiores tensões na rede cristalina possibilita uma liberação maior de portadores, entretanto também aumenta a desordem o que também acaba influenciando na mobilidade do material. Nesta figura, também é possível observar um aumento da concentração de portadores (abaixo de 150 K) conforme a temperatura diminui, porém para $T = 70 \text{ K}$ na amostra *cb* e $T = 60 \text{ K}$ na amostra *sb*, o valor apresenta uma leve queda e volta a subir tendo o seu valor máximo em temperaturas próximas à 11 K, o menor valor de temperatura medido. Este comportamento anômalo na concentração de portadores que ocorre no intervalo de 50 a 100 K pode estar associado ao comportamento do *gap* de energia com a variação de temperatura.

A Figura 4.1.5 mostra o cálculo teórico da distribuição de Fermi – Dirac levando em conta a variação do *gap* de energia para diferentes valores de concentração de Sn. É possível

verificar que, para baixos valores de x (0,20 e 0,30), a probabilidade de geração de portadores nas bandas diminui com a queda de temperatura. Para os demais valores de x , a diminuição do *gap* com a queda de temperatura ocorre com uma taxa maior, de forma que a ativação por energia térmica se torna possível mesmo para baixas temperaturas. Essa competição entre a ativação por energia térmica e a diminuição do *gap* fica bastante clara para $x=0,34$. Para o *gap* nulo, ocorre a máxima probabilidade de ocupação dos estados nas bandas. Após a inversão, o *gap* volta a aumentar e então a probabilidade de ocupação das bandas por portadores volta a diminuir. Além disso, é possível observar nas curvas de concentração de portadores que existe uma região onde a curva é praticamente constante (50 – 100 K). Essa região corresponde a faixa de temperaturas onde a inversão de bandas ocorre e onde a energia térmica se iguala à energia do *gap* exatamente nos pontos onde $T= 50$ K e 100 K. Isso pode ser verificado na Figura 4.1.4.

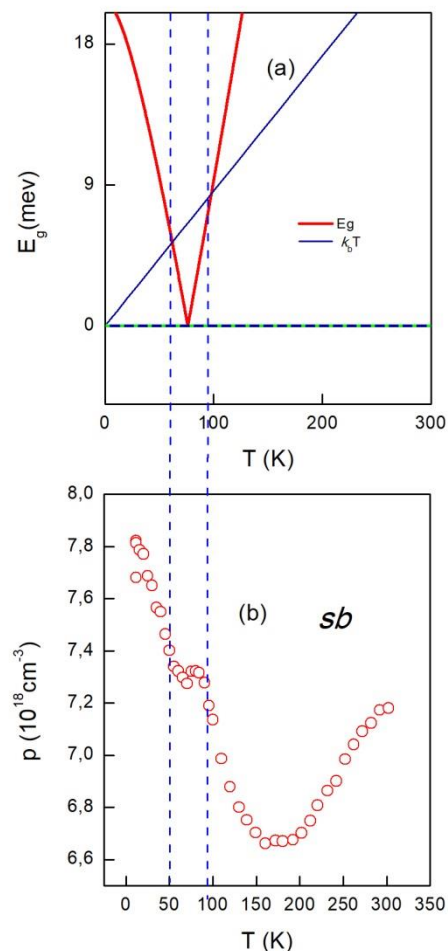


Figura 4.1.4 - Comparação entre o *gap* de energia em (a) e o número de portadores para a amostra ID17039 (sb). Na região onde há a inversão de banda também há um comportamento anômalo na curva apresentando que existe a ligação entre as duas variações.

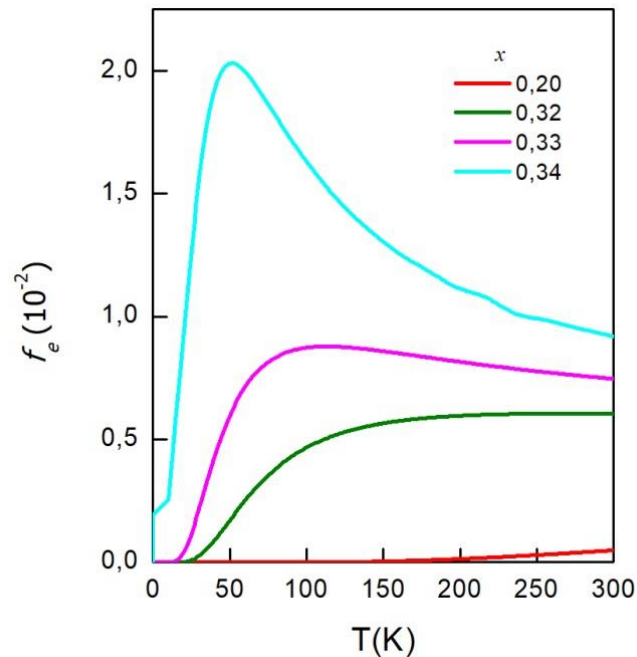


Figura 4.1.5 - Distribuição de Fermi – Dirac em função da temperatura para valores de gap com concentrações de $x = 0,2$; $0,32$; $0,33$ e $0,34$. Para a amostra de concentração $x = 0,46$ o resultado fica fora da escala gráfica e a comparação torna-se inviável.

O efeito da variação do *gap* também pode ser observado nas curvas de mobilidade elétrica em função da temperatura. Na figura 4.1.6, é possível ver o comportamento da mobilidade na faixa de 100 – 300 K, onde a mobilidade aumenta com a diminuição de temperatura devido a redução do espalhamento por fônons. Entretanto, na região de inversão de bandas, ocorre a queda de mobilidade. A mobilidade eletrônica não está diretamente relacionada com o gap de energia, dependendo diretamente da massa efetiva e do tempo de espalhamento. Porém, é claro que na região de em que o gap é anulado existe uma interferência na curva.

Ainda em relação a mobilidade, podemos observar o efeito que é causado pela presença do *buffer*. Na amostra *cb*, a curva de mobilidade apresenta valores mais altos, enquanto que para a *sb* os dados são menores. A presença do *buffer* age diretamente na organização estrutural da amostra, diminuindo as tensões e a desordem. Assim, como a mobilidade depende da massa efetiva e do tempo de espalhamento, com a diminuição da desordem é possível aumentar o tempo de espalhamento e assim, aumenta a mobilidade do material. Na figura 4.1.6 podemos observar essas considerações diante das medidas experimentais realizadas.

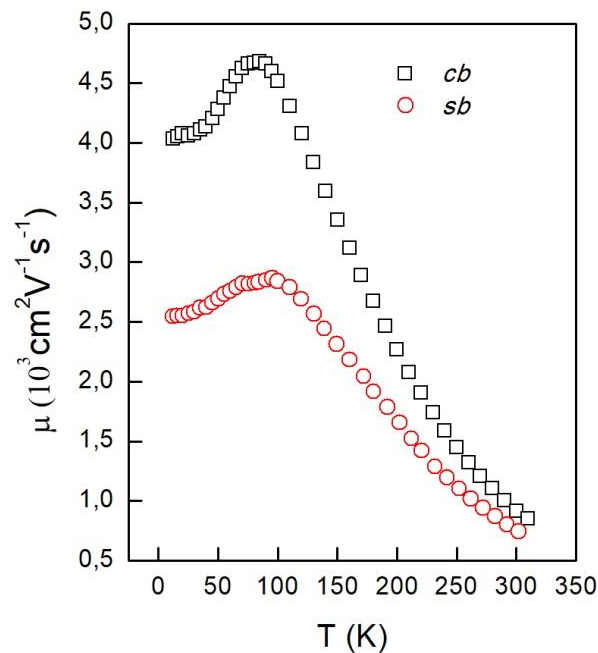


Figura 4.1.6 - Gráficos de mobilidade em função da temperatura. Os pontos abertos em vermelho são os dados de mobilidade da amostra ID17039 (*sb*) com pequenas variações no comportamento em comparação com a curva de quadrados abertos pretos, que representam os dados de mobilidade da amostra ID17011 (*cb*), com uma variação bem mais significativa e maior intensidade.

A interpretação dos fenômenos que estão sendo responsáveis pelos efeitos observados nas amostras exige dados e cálculos complementares. Existem outras grandezas que podem ser medidas como forma de adicionar informações à análise. Uma delas é a magnetorresistência que, com a observação da variação da resistividade na presença do campo magnético, pode complementar os dados obtidos por meio dos experimentos de efeito Hall e será o assunto tratado na próxima seção. Um exemplo disso é a observação da inclinação da magnetorresistência em função da temperatura que em confronto com dados de mobilidade complementam as análises obtidas por efeito Hall que auxiliam na interpretação da presença de efeitos que são explicados pelo do modelo de Parish e Littlewood descrito na seção 2.3.1.

4.2 Medições de magnetorresistência

Medições de magnetorresistência são uma poderosa ferramenta para identificar efeitos quânticos, como oscilações Shubnikov-de Haas e magnetorresistência quântica (ver capítulo 2). Além disso, pode ser parâmetro para a identificação do modelo clássico PL. Assim, as amostras foram medidas em baixas temperaturas e altos campos a fim de verificar a presença de possíveis efeitos e identificar se existe a presença de estados topológicos de superfície ou

de interface, conforme a previsão teórica existente para paredes quânticas compostas de materiais IV-VI [20,21,22].

A Figura 4.2.1 mostra as medições de magnetorresistência para as duas amostras, onde é possível observar que ambas apresentam forte efeito de magnetorresistência linear. Como visto no capítulo de revisão bibliográfica, este efeito pode ser originado da desordem presente no sistema relacionada a flutuação de mobilidade, localização do nível de Fermi no limite quântico ou efeito de estados topológicos de superfície.

Localização do nível de Fermi no limite quântico exige altos campos magnéticos ou baixo valor de concentração de portadores. Ou seja, quando aplicamos o campo magnético na amostra, ele vai espalhando os portadores dos orbitais até chegar em apenas um nível de Landau. Assim, na seção 2 foi apresentado um caso de *p*-PbTe com diferentes dopagens de BaF₂ [24], no qual o modelo de Magnetorresistência Linear Quântica se aplica, mesmo não apresentando os resultados exatos de campo magnético crítico (início de linearidade). Desta forma, o autor justifica que, segundo Abrikosov, existem regiões do material onde há maior concentração de íons e o limite quântico é alcançado, portanto o modelo se aplica apresentando linearidade na resposta [24]. Já em regiões onde existe maior concentração de defeitos, haveria uma transição entre semicondutor de *gap* estreito para semicondutor sem *gap* e a dispersão também seria linear. As previsões do modelo exigem que $E_f < \hbar\omega_c$, sendo $\hbar\omega_c$ a diferença de energia entre dois níveis de Landau, garantindo que os portadores estejam apenas no último nível, onde E_f é a energia de Fermi, \hbar é a constante de Planck reduzida e ω_c é a frequência de ciclotron, dada por $\omega_c = eB/m^*$. No caso de situações onde há dispersões lineares utilizamos a equação (Eq. 2.3.1.6) apresentada na teoria.

$$E_F = v_F \sqrt{2e\hbar B} \quad (2.3.1.6)$$

Nessa equação, v_F é a velocidade de Fermi. Considerando o valor da frequência de ciclotron dada por $\omega_c = eB/m^*$ e substituindo na condição de $E_f < \hbar\omega_c$ com um valor de massa efetiva de $0,01759m_e$, obtida da relação de massa efetiva para um sistema 3D de $(m_t^2 m_l)^{1/3}$ [28], com valores de $0,005m_e$ para m_t e $0,011m_e$ [71] foi obtido um valor de energia de Fermi 673 meV e um campo crítico, que seria o campo onde ocorre o limite quântico e a linearidade, de aproximadamente 48 T. Porém, pelos resultados experimentais, percebemos que a linearidade ocorre em campos muito baixos, abaixo de 1 T. Assim, foi calculada uma

Energia de Fermi e um campo crítico para a segunda condição ($E_F = v_F \sqrt{2e\hbar B}$), considerando a dispersão de banda linear e com a velocidade de Fermi obtida por meio de $v_F = \hbar(3\pi^2 n)^{1/3}$. Essa possibilidade também foi considerado no trabalho de referência, e para a amostra desta pesquisa foi obtido um valor de campo crítico de aproximadamente 12 T, ainda longe do que foi obtido. Nos dados de p-PbTe dopado [24], o valor obtido também não foi exatamente o mesmo observado experimentalmente, sendo a justificativa associada à desordem.

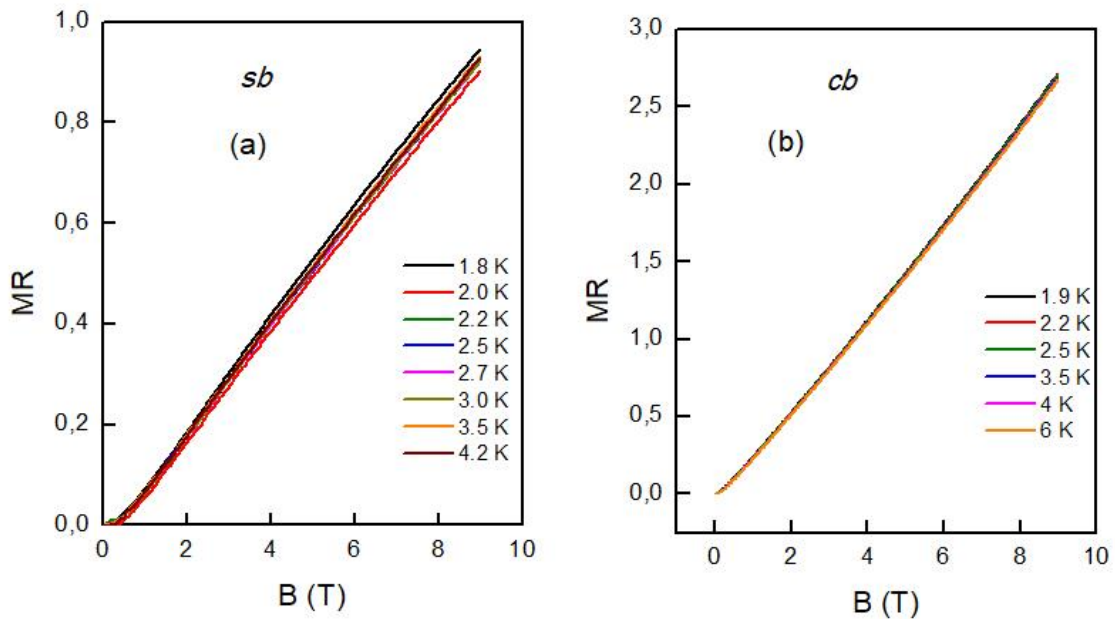


Figura 4.2.1 - Gráfico de magnetorresistência em (a) amostra ID17039 (*sb*) e em (b) amostra ID17011 (*cb*). A amostra *sb* mostra medidas ruidosas, mas os efeitos ainda podem ser observados. A amostra *cb* apresenta resultado mais limpo, porém uma linearidade não tão evidente, sendo possível um ajuste de um polinômio de segundo grau.

Como explicado anteriormente, o modelo de magnetorresistência linear quântica ocorre principalmente em sistemas com um pequeno número de portadores já que o espalhamento dos portadores pelo aumento do campo magnético mantém a quantidade restante no último nível de Landau em campos não tão altos. Assim, em conjunto com os valores obtidos e apresentados, concluímos que o modelo não consegue descrever os dados das amostras *sb* e *cb* que foram obtidos nesta pesquisa. É possível que o modelo não corresponda diretamente devido à presença de desordem mas, em regiões com a maior presença de íons do material, talvez o limite quântico se aplique.

Considerando que o efeito linear é causado por desordem no sistema, é possível extrair a quantidade de centros de espalhamento por meio das curvas experimentais utilizando o modelo de magnetorresistência linear. Neste modelo foi apresentada a equação (2.3.1.2) de magnetorresistência linear na seção 2.3.1 que permite obter a concentração de centros de espalhamentos. A equação é dada por:

$$\rho(B, T) = \rho_0(T) + \frac{N_i B}{\pi n^2 e}$$

onde N_i é concentração de centros de espalhamento presentes na amostra, n é a concentração de portadores e $\rho_0(T)$ é a resistividade elétrica em campo nulo que também foi obtida por dados de efeito Hall. Com o ajuste linear foram obtidos valores de centros de espalhamento para as duas amostras. Para a amostra ID17039 foi obtido um valor médio de $(1,074 \pm 0,001)10^{25}m^{-3}$ enquanto a amostra ID17011 apresentou um valor médio de $(1,510 \pm 0,003)10^{25}m^{-3}$.

Os defeitos alteram de maneira significativa as propriedades do material, porém espera-se que as amostras não tenham variação expressiva do valor de defeitos em relação à temperatura, considerado que essa característica é inerente ao material dependendo de fatores como o crescimento da amostra, variação de temperatura no processo e circunstâncias sob as quais o material foi processado. Assim, na Figura 4.2.2, podemos observar os valores encontrados experimentalmente para a concentração de defeitos em função da temperatura tanto para a ID17039 quanto para ID17011. É visível que para ambas as amostras não existe grandes alterações nos valores obtidos em relação às temperaturas medidas.

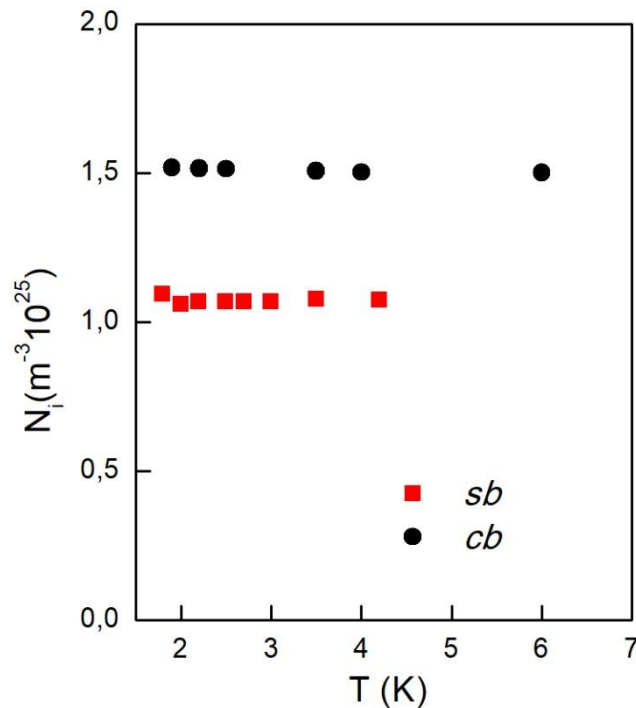


Figura 4.2.2 - Valor da concentração de centros de espalhamento em função da temperatura para as amostras ID17011 (*cb*) e ID 17039 (*sb*). A amostras *cb* apresentou um valor superior.

O número superior na concentração de defeitos para a amostra *cb* indica que o *buffer*, mesmo diminuindo o efeito de *strain*, pode aumentar o número de centros de espalhamento. Já o número de portadores, como visto na seção de efeito Hall, é maior para a amostra sem *buffer*, ou seja, ele está liberando um número maior de portadores e diminuindo os defeitos. Com os valores de N_i é possível, por meio do modelo de potencial aleatório, calcular a energia de ativação de *traps*, que são os níveis de energia originados da desordem e capazes de capturar portadores de carga. Para isso, foi utilizada a equação apresentada no modelo teórico de potencial aleatório dada pela equação (2.3.1.3):

$$E_t = \frac{e^2 N_i^{\frac{2}{3}}}{\epsilon_s n_s^{\frac{1}{3}}}$$

Na equação (2.3.1.3), e é a carga do elétron, ϵ_s é a constante dielétrica estática do material e n o número de portadores. Para a constante dielétrica estática, foi necessário interpolações para a apresentação de valores mais próximos das temperaturas medidas, considerando que ele depende tanto da concentração de estanho do material, como da temperatura. Assim, foram encontrados valores diferentes da constante para cada medida de temperatura realizada,

porém, podemos expressar em um valor médio de 11441,63. Os valores das energias de ativação calculados a partir das curvas apresentadas na Figura 4.2.1 são apresentados na Figura 4.2.3.

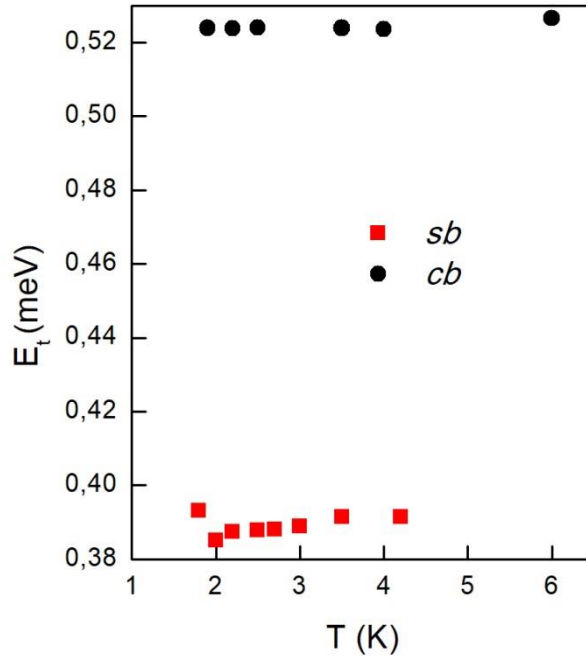


Figura 4.2.3 - Gráficos dos valores de Energia de ativação de *traps* para as amostras ID17039 (*sb*) expressa pelos quadrados vermelhos e ID17011 (*cb*) pelos círculos pretos. A amostra *sb* teve seus valores de aproximadamente $(0,3900 \pm 0,0003)$ meV. Enquanto a amostra *cb*, teve um valor de aproximadamente $(0,5294 \pm 0,0005)$ meV.

Para as temperaturas 1,8; 2,0; 2,2; 2,5; 2,7; 3,0; 3,5 e 4,2 K, na amostra *sb*, a média de energia encontrada foi de $(0,3900 \pm 0,0003)$ meV o que equivale, aproximadamente, a uma energia térmica de temperatura de 4,5 K. Para as temperaturas de 1,9; 2,2; 2,5; 3,5; 4,0; 6,0 K, na amostra *cb*, a média da energia de ativação encontrada foi de $(0,5294 \pm 0,0005)$ meV, o que corresponderia a uma energia térmica aproximada obtida por uma temperatura de 6,1 K, também próxima aos valores medidos de temperatura.

A possibilidade de transporte por estados de superfície ou por estados de interface apresentariam oscilações nas medidas de magnetorresistência, como apresentado nos modelos teóricos pelas ideias de linearidade devido à presença de estados de superfície e oscilações de Shubnikov-de Haas. A Figura 4.2.4, apresenta a derivada segunda da resistência em função do inverso do campo magnético da amostra *sb*.

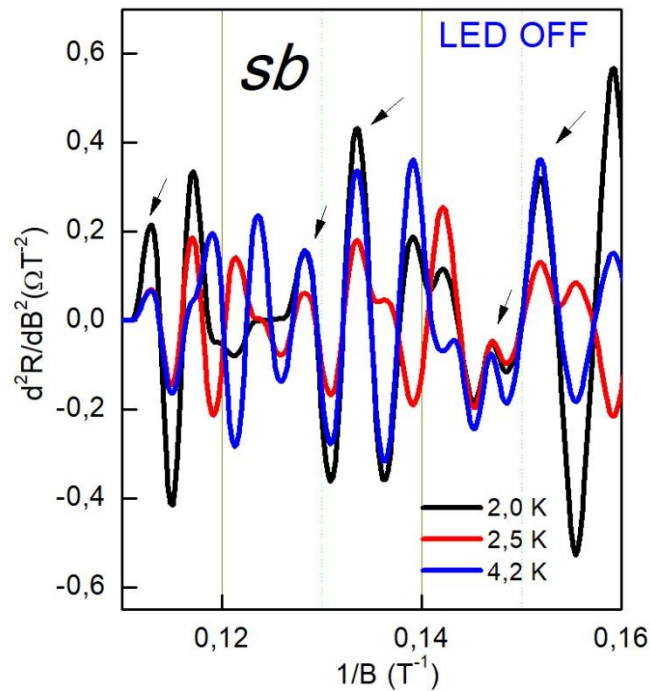


Figura 4.2.4 - Oscilações obtidas pelas derivadas segunda da resistência em função do inverso do campo magnético para a amostra ID17039 (*sb*) plotada pelo inverso do campo magnético. Para as temperaturas 2,0 K, 2,5 K e 4,2 K. É possível verificar um padrão de repetição nas oscilações.

É possível observar algumas oscilações que se repetiram para as temperaturas de 2,0 K, 2,5 K e 4,2 K que podem indicar a possível presença de estados de superfície ou interface e que serão confirmadas por outros métodos posteriormente. Nessas condições, uma das formas de auxiliar na confirmação é verificar se os férmions do sistema são normais ou de Dirac, esta verificação que mostrada na próxima seção.

A Figura 4.2.5 indica as derivadas segundas das resistências em função do inverso do campo magnético para a amostra *cb*. Nesta amostra, diferente do que foi observado no gráfico 4.2.4 para a amostra *sb*, não é possível verificar um padrão nas oscilações e nem repetições marcadas, portanto não indicando a presença de nenhuma fenômeno.

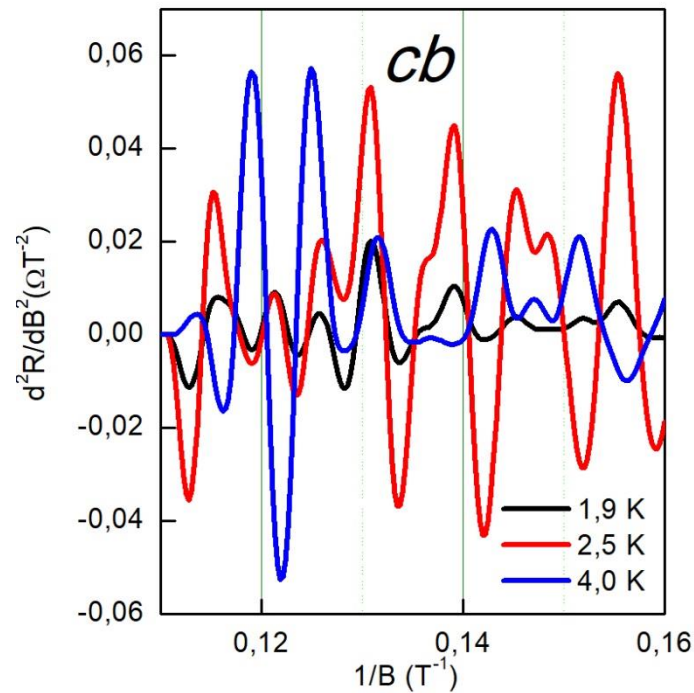


Figura 4.2.5 - Oscilações obtidas pelas derivadas segunda da resistência em função do campo magnético. Para as temperaturas acima, observamos que o padrão observado anteriormente não se repete para a amostra ID17011 (*cb*).

Como apresentado na seção 2.3.2, o modelo PL considera as flutuações de mobilidade, ou seja, o quanto a mobilidade irá variar no material e o quanto ela afeta os valores obtidos experimentalmente de magnetorresistência. Assim, o modelo propõe algumas maneiras de observar se os dados se enquadram no modelo. Uma das maneiras apresentadas está ilustrada na Figura 2.3.2.3, onde observamos uma dependência muito marcada da inclinação da magnetorresistência da temperatura, comparado com a variação da mobilidade em função da temperatura mostrando que existe uma variação grande em amostras não homogêneas e apresenta uma variação maior com a flutuação de mobilidade. Assim, foi obtido a partir da mesma interpretação as inclinações da magnetorresistência em função da temperatura para a amostra *sb* apresentado na figura 4.2.6:

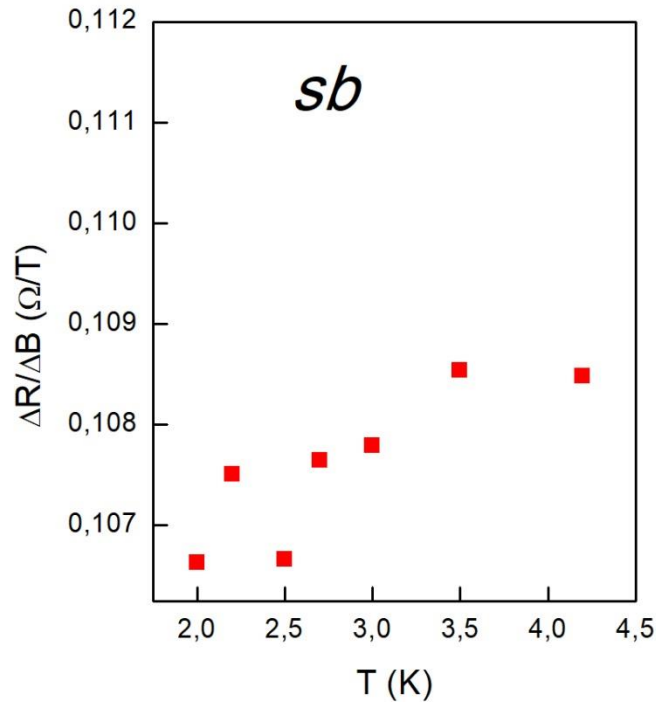


Figura 4.2.6 – Inclinações da magnetorresistência em função da temperatura para a amostra ID17039 (*sb*). Como observado para a amostra de *p*-PbTe dopada não apresentam uma grande variação com a temperatura, apresentando sua alteração na terceira casa decimal.

De acordo com a Figura 4.2.6, observa-se que a linearidade das medidas também não são explicadas pelo modelo de Parish e Littlewood já que não existe uma variação considerável da inclinação da magnetorresistência em função da temperatura. Além disso o modelo considera que isso acontecerá para amostra altamente não homogêneas, o que não é o caso da amostra trabalhada. Tanto a amostra *sb* como a *cb* são cristalinas que com homogeneidade, mesmo com presença de defeitos e tensões de rede. Para auxiliar na análise dos dados de magnetorresistência, propõe-se a visualização de medidas de fotocondução, como forma de observar se existem efeitos também gerados por defeitos com a presença de luz, que pode modificar o comportamento da resistividade do material e corroborar para a análise de quais efeitos são responsáveis pela linearidade

4.3 Fotocondutividade

As medidas de fotocondução foram realizadas nas amostras *cb* e *sb* utilizando LED azul, para temperaturas variando desde 1,8 K, até 300 K. Porém, ao realizar as primeiras medidas, observou-se que em temperaturas mais altas a resposta das amostras eram muito baixas comparando com as respostas apresentadas em baixas temperaturas. A Figura 4.3.1

mostra uma comparação da medida de resistência em função da temperatura na ausência e na presença de luz.

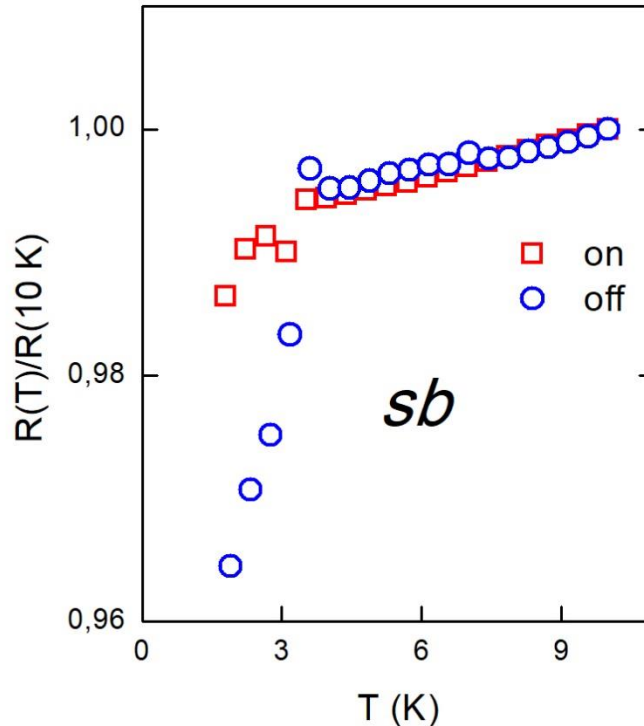


Figura 4.3.1- Comparação, com e sem luz, dos valores de resistência em função da temperatura para a amostra ID17039 (*sb*).

Para temperaturas menores que 3,5 K, uma queda acentuada de R é evidente quando a amostra não está iluminada (círculos abertos na Figura 4.3.1). Essa queda observada em R pode indicar a participação de um canal de condução adicional que é mais efetivo em baixas temperaturas. Sob iluminação (quadrados abertos na Figura 4.3.1), esse efeito é suprimido. Esse comportamento será discutido mais adiante no texto.

As Figuras 4.3.2 e 4.3.3 são os resultados de fotocondução para as amostras *sb* e *cb* respectivamente. Para baixas temperaturas, $T < 6$ K, foi observado um comportamento anômalo da resistência elétrica (R) da amostra *sb* em torno de $T \sim 3,4$ K. Em baixas temperaturas, percebe-se uma transição nas duas amostras. Na região onde há transição (entre 3,2 e 3,4 K para *sb* e 2,9 e 3,9 para a *cb*), as duas apresentam respostas opostas à presença de luz, sendo a *sb* com uma resposta negativa e uma transição para positiva enquanto e na *cb* o comportamento é contrário.

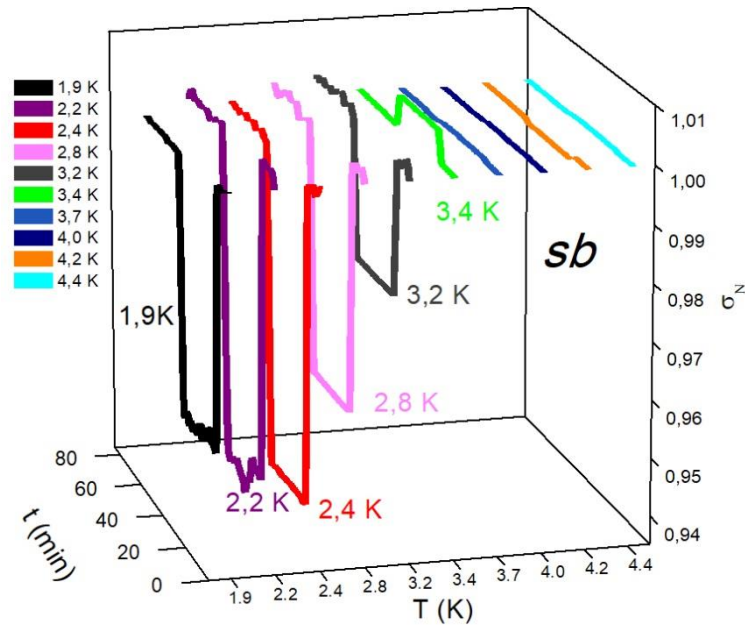


Figura 4.3.2 - Fotocondutividade para a amostra ID17039 (*sb*). A amostra apresenta fotocondutividade negativa para temperaturas menores que 3,4 K. Para temperaturas acima de 4,0 K, não é possível verificar a resposta devido ao nível de ruído presente no sinal medido.

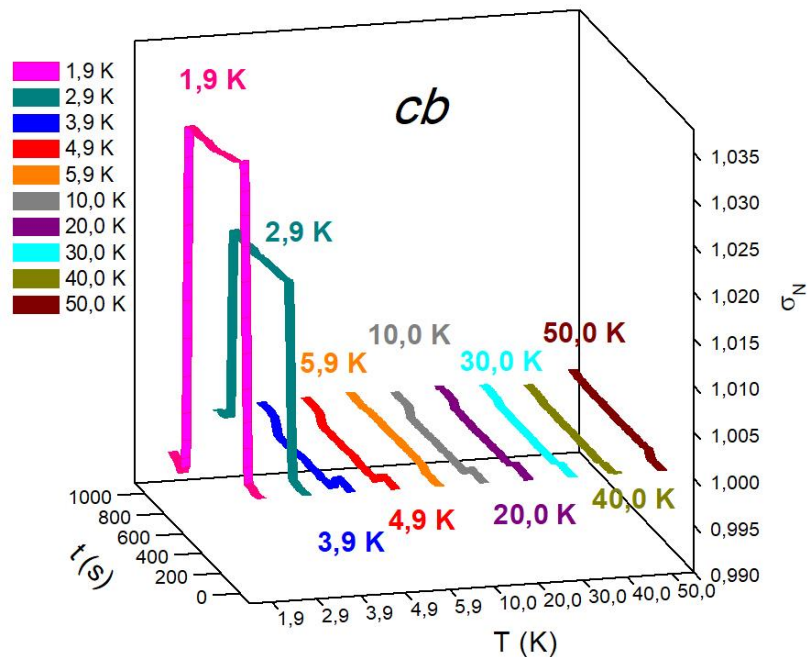


Figura 4.3.3 - Fotocondutividade para a amostra ID17011 (*cb*). A amostra apresenta efeito de fotocondutividade positiva pra $T < 3,9$ K e fotocondutividade negativa para $T > 2,9$ K

Os comportamentos opostos das duas amostras em baixas temperaturas indica que o buffer tem efeito significativo nas propriedades de fotocondução da amostra *cb*. Ela não

apresenta oscilações nas curvas de magnetorresistência. Além disso, o efeito de fotocondutividade positiva, nas regiões onde é negativa para a amostra *sb*, indica que o *buffer* com európio poderia causar uma supressão do efeito observado na Figura 4.2.4. É sabido que íons magnéticos podem destruir os estados topológicos de superfície, de forma que se o efeito de fotocondutividade negativa na amostra *sb* for devido a esses estados, então este efeito não deveria estar presente na amostra *cb*, o que de fato ocorre, conforme visto na Figura 4.3.3.

O comportamento de fotocondutividade negativa e a transição na amostra *sb* é observado também no comportamento de $R \times T$, como mostra a Figura 4.3.1, podendo ser originado de algum canal de condução que é ativo em baixas temperaturas. Como o comportamento da amostra *cb* nas medidas de fotocondução é oposto ao comportamento da amostra *sb*, provavelmente o efeito de fotocondutividade negativa pode estar sendo quebrado pela presença do *buffer* de európio, além da interferência no efeito de oscilações da Figura 4.2.4. Para a amostra *cb* não foram realizadas medidas de $R \times T$ com luz.

A Figura 4.3.4 mostra o perfil de R em (a), e a amplitude máxima da fotocondutividade, em (b) da amostra *sb*, onde é possível verificar que os perfis das curvas são muito semelhantes, indicando que o efeito de queda de R e o efeito de fotocondutividade negativa estão relacionados.

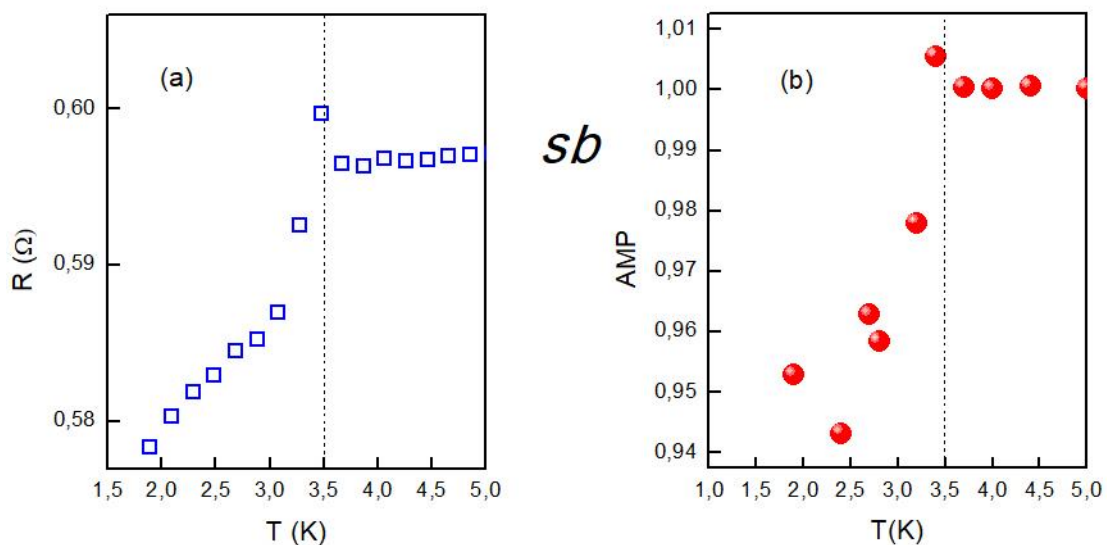


Figura 4.3.4 - Comparação da variação da resistência em função da temperatura com as amplitudes obtidas no experimento de fotocondutividade para a amostra ID17039 (*sb*).

Colaborando com os dados de resistividade, foram realizadas medidas de magnetorresistência na presença de luz, para verificar a existência de oscilações que colaborassem para a interpretação da existência de canais 2D de condução. Na Figura 4.3.5, podemos observar os dados de MR com luz obtidos experimentalmente para a amostra *sb*.

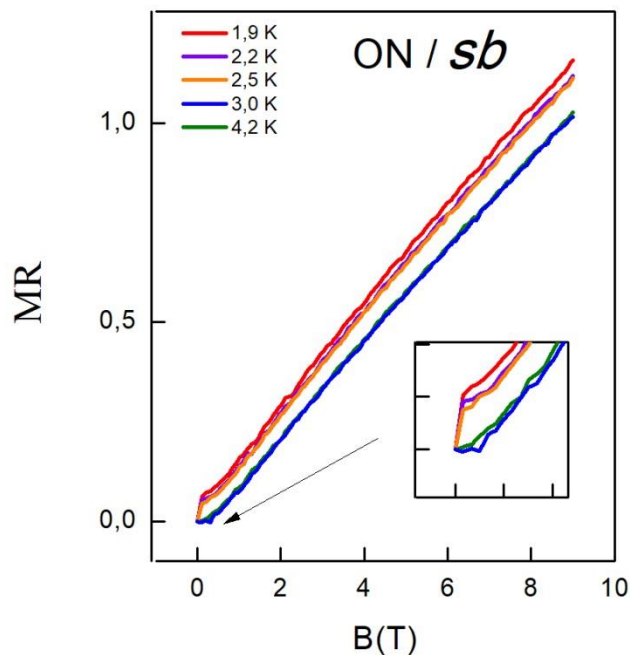


Figura 4.3.5 - Magnetorresistência com luz para a amostra ID17039 (*sb*). O *inset* mostra a antilocalização fraca que aparece para os valores abaixo de 3,0 K de temperatura.

Na Figura 4.3.5, no *inset* podemos observar alguns efeitos de antilocalização fraca e para suprimir o efeito não é necessário altos valores de campo, pois para valores menores que 1T não existe mais o efeito. As oscilações são dificilmente visualizadas, devido à forte presença de ruídos nas medidas da amostra, porém, com a realização das derivadas da resistência em função do campo magnético, é possível observar se os dados de resistividade oscilam com a aplicação de campos magnéticos fortes (Figura 4.3.6). Neste caso foi possível observar o padrão de oscilação que se repete para várias temperaturas, podendo ser um efeito causado por estados de superfície.

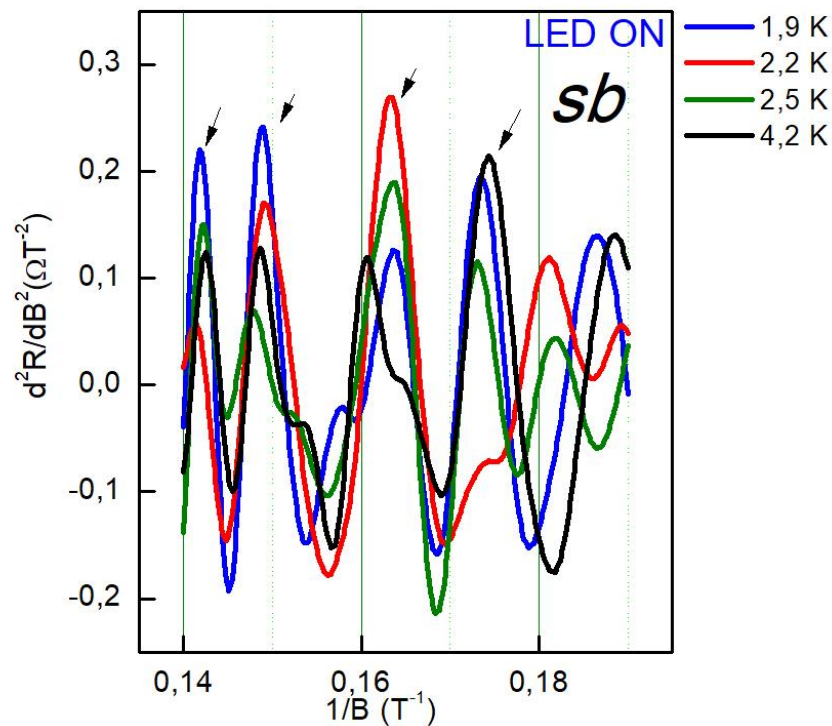


Figura 4.3.6 - Derivada segunda da resistência em função do campo magnético para medidas com LED para a amostra ID17039 (*sb*).

A derivada segunda da resistência em função do inverso do campo magnético para a amostra *sb* das medidas de MR com luz mostrou também um padrão de repetição, assim como as medidas sem luz. Ainda como complemento para as análises de influência de efeitos quânticos nos dados observados nas medidas de fotocondutividade, foi realizada a transformada rápida de Fourier para obter os valores de frequência das oscilações. A Figura 4.3.7 apresenta a transformada de Fourier para as curvas apresentadas na figura 4.3.6. para as temperaturas de 2,5; 3,0 e 4,2 K, com e sem aplicação de luz. Desta forma é possível observar se a presença da luz causa algum efeito nas frequências presentes nas oscilações observadas na amostra.

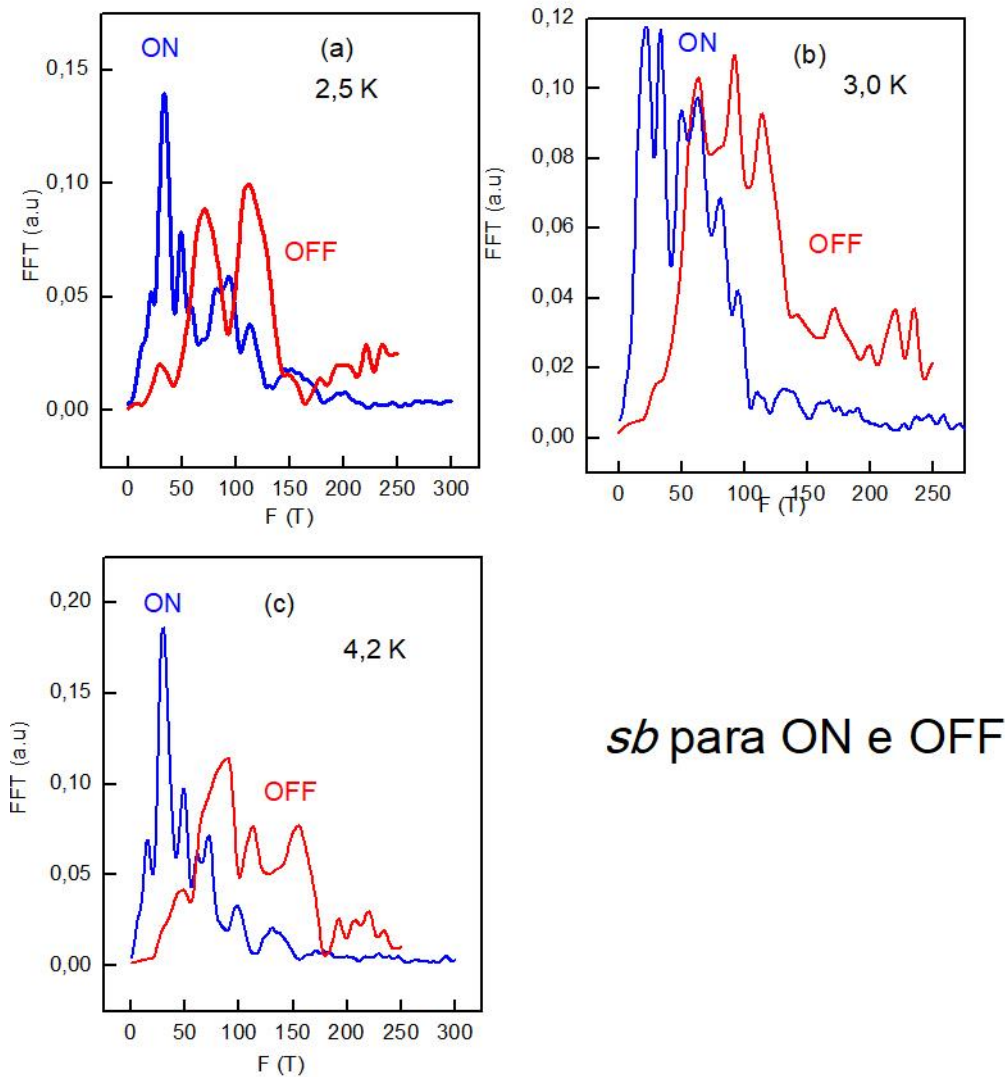
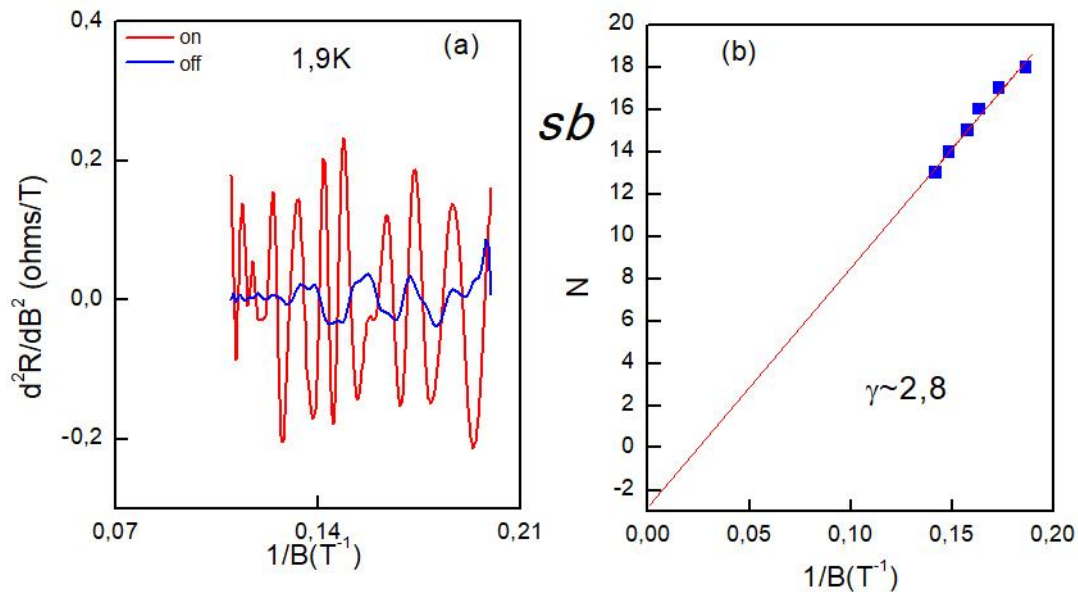


Figura 4.3.7 - Transformada rápida de Fourier (FFT). Em (a) observamos a comparação do efeito da luz nas frequências com temperatura de 2,5 K. (b) e (c) traz a mesma comparação de (a) porém com a temperatura 3,0 K e 4,2 K respectivamente. Os picos de alta frequência ocorrem na presença e na ausência de luz. Porém, na presença de luz, os picos de frequência menor que não aparecem na ausência de luz, são mais marcados.

Para verificar se as frequências observadas podem ser indícios de contribuição de estados topológicos de superfície para o transporte elétrico como foi comentado na fundamentação teórica. As frequências mais altas observadas no FFT podem estar associadas a esses estados já que a luz não destruiria o efeito de estado de superfície. A Figura 4.3.6 apresentou possíveis oscilações que poderiam estar associadas a estados topológicos, também fortalecendo a hipótese que poderiam existir condução de superfície ou interface. Para complementar a hipótese da existência desses estados, é possível usar a equação 2.4.2.2.4 do modelo teóricos $n \approx \frac{F(\epsilon)}{B} - \gamma_0$ que também pode ser definida por $N = (S_F \hbar / B 2\pi e) - \gamma$, onde

S_F é a área da superfície de Fermi e γ é um parâmetro que deve ser 0 para Férmons de bulk e 0,5 para Férmons de Dirac (associados a estados de superfície). Assim, se estivermos lidando com estados de superfície, por um ajuste linear, deveríamos obter o valor de 0,5.

A Figura 4.3.8 (a) mostra a derivada de segunda ordem da magnetorresistência da amostra ID17039 (*sb*) em função do inverso do campo magnético. Sob iluminação, existe um padrão de oscilações quânticas. A Figura 4.3.8 (b) mostra os índices de Landau obtidos das oscilações com luz mostrados em (a) em função do inverso do campo magnético. Foi encontrado o valor $\gamma \sim 2,8 \pm 0,8$, que é um valor muito acima do previsto. Dessa forma, por meio do diagrama de N , não é possível verificar a contribuição de estados topológicos de superfície.



Figura

4.3.8 - (a) Oscilações com e sem LED para a amostra ID17039 (*sb*) em temperatura de 1,9 K. (b) Diagrama N para a observação da presença de estados de superfície.

Recentemente, foi verificado que o efeito de fotocondutividade negativa em um filme de Bi_2Te_3 não tinha relação com estados topológicos de superfície [72]. O trabalho [72] mostra que a transição de fotocondutividade negativa para positiva está presente próxima a temperatura de 150 K, longe das temperaturas que foram observadas na amostra ID17039 (*sb*). Além disso, os dados do trabalho corroboraram para a conclusão de que a transição observada estava associada à razão entre as taxas de geração e recombinação de portadores. No caso da amostra *sb*, o efeito é observado em baixas temperaturas, próximos de 3.5 K. Conforme calculado a partir das curvas de magnetorresistência e do potencial aleatório, foi

encontrado um nível de defeito com valor aproximado de 0,35 meV. Este valor indica que este nível de defeito deixa de ser ativado termicamente para temperaturas menores que ~4,0 K, que é um valor muito próximo da temperatura onde o efeito de fotocondutividade negativa ocorre (~3,5 K). Também é possível que a transição esteja associada com os efeitos de antilocalização que também estão ativos em temperaturas próximas a transição.

Após comparação entre as duas amostras, observou-se a necessidade de refazer as medidas no intervalo de até 6 K, principalmente na amostra *cb* que não teve um número significativo de temperaturas no intervalo estabelecido para análise. Além disso, é interessante repetir as medidas da amostra ID17039 (*sb*) para observar se existe uma repetição do efeito e posteriormente realizar uma análise da razão das taxas de geração e recombinação para observar se o efeito de transição está associado às taxas.

5 CONCLUSÃO

A proposta inicial do trabalho foi fazer uma caracterização elétrica completa das amostras ID17039 (*sb*) e ID17011 (*cb*) que são duas paredes quânticas formadas por uma heteroestrutura $\text{Pb}_{0,46}\text{Sn}_{0,54}\text{Te}/\text{PbTe}$ e conseqüentemente entender como é o comportamento dessas estruturas e quais os efeitos responsáveis por respostas lineares que foram obtidas nas medidas experimentais de magnetorresistência. O estudo dessas propriedades lineares na magnetorresistência é importante para o desenvolvimento de sensores para campos magnéticos. Seguindo essa linha, o trabalho realizou medidas de efeito Hall, magnetorresistência e fotocondutividade que foram analisadas com modelos teóricos que poderiam fazer referência aos efeitos de magnetorresistência linear, fotocondutividade negativa e algumas variações anômalas nas medidas de mobilidade e concentração de portadores.

A curva de resistividade em função da temperatura, que em materiais de comportamento metálico é crescente devido ao aumento de espalhamento por fônons e colisões, apresenta uma leve queda e volta ao seu comportamento crescente no intervalo de temperatura de 60 a 90 K. Tal variação está associada à inversão de banda que ocorre no $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$. Os valores das resistividades que estão associados ao comportamento decrescente no intervalo de 60 a 90 K estão próximos aos valores de temperatura onde ocorre uma inversão de banda para a concentração de $x \sim 0,46$ da amostra de acordo com equação teórica 2.1.1. Os números de portadores encontrados para as duas amostras concordam com o esperado pela presença do *buffer*, ou seja, a amostra que tinha a presença da camada de $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$ (ID17011) apresentou um número menor de portadores e um número ligeiramente maior de defeitos. Embora era esperado um número menor de defeitos no $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ devido ao *buffer* que tem a proposta de minimizar os efeitos de tensões de rede que influenciam na organização estrutural, minimizando defeitos. Não sabemos exatamente onde estão sendo medidos os defeitos em uma amostra formada por três camadas e se considerarmos o comportamento do $\text{Pb}_{0,89}\text{Eu}_{0,11}\text{Te}$ devemos esperar um número maior de defeitos que são fruto da desordem que ocasiona um comportamento isolante ao material, além de grandes tensões que acrescentam defeitos.

Os valores de mobilidade comportaram-se como esperado, a amostra com menor tensões obteve uma maior mobilidade, ou seja, uma amostra com *buffer* tem uma estrutura mais organizada o que causa uma diminuição do espalhamento da amostra. A curva da mobilidade

teve um valor maior para a amostra *cb* e um aumento com a diminuição da temperatura, ou seja, menor ação dos espalhamentos por fônons.

O comportamento da curva de concentração de portadores apresentada pela Figura 4.1.3 também corresponde ao que mostra a curva de distribuição de Fermi-Dirac apresentada na Figura 4.1.5 para diferentes valores de concentração de estanho. Na distribuição ocorre uma competição de ativação por energia térmica e diminuição do *gap*, sendo que um é proporcionado pelo aumento da temperatura e o segundo é consequência da variação da concentração de estanho na amostra. Para concentrações de estanho maiores que 0,30, a energia térmica é mais ativa e consegue interferir de maneira mais significativa no número de portadores, causando seu máximo próximo às regiões de inversão de banda. Em concentrações menores, a Figura 4.1.5 mostra que diminui a influência devido a concentração e permanece a ação da temperatura, porém ela não é suficiente para alcançar altos valores de geração de portadores.

Nas medidas de MR foram obtidos alguns parâmetros para o efeito de Shubnikov-de Haas e para os modelos de QLMR e PL. Foram obtidas medidas em baixas temperaturas até o máximo de 6 K com campos que chegaram a 9 T. Para o modelo de QLMR, foram realizados os cálculos para os valores associados ao limite quântico. Foram encontrados uma Energia de Fermi de 673 meV e um campo crítico (início da linearidade) para 48 T para um modelo de dispersão não linear. Já para uma dispersão linear, o valor obtido foi de 12 T, portanto nenhum dos dois modelos conseguem descrever os valores obtidos pela QLMR, fazendo com que o modelo não pudesse ser diretamente associado a linearidade da magnetorresistência. Este modelo é eficaz quando a amostra apresenta uma concentração de portadores baixa, o que não é o caso das amostras deste trabalho.

O modelo de magnetorresistência linear foi utilizado também para obter o número de defeitos das amostras que foram calculados para cada amostra em função da temperatura. Foram encontrados um valor médio de $(1,079 \pm 0,001)10^{25} \text{m}^{-3}$ para a amostra ID17039 (*sb*) e $(3,900 \pm 0,003)10^{25} \text{m}^{-3}$ para a amostra ID17011 (*cb*), ou seja, ao contrário do que se espera já que o *buffer* deveria diminuir o número de defeitos. Nos resultados foi justificado que se considerarmos que as medidas consideram o *buffer* realmente os valores obtidos deveriam ser maiores. Desta forma, através das equações 2.3.1.2 e 2.3.1.3 para a magnetorresistência linear e modelo de potencial aleatório, respectivamente, foram obtidos valores de energia de *trap* próximos às energias térmicas dos valores nos quais foram realizadas as medidas,

chegando aos valores de ID17039 ($0,3900 \pm 0,0003$)meV (associada a uma energia térmica de 4,5 K) e para a amostra ID17011 ($0,5294 \pm 0,0005$)meV (associada a uma energia térmica de 6.1 K).

As oscilações observadas na amostra ID17039 não estavam associadas a Férmions de Dirac. Para amostra ID17011 não foram observadas oscilações. O valor obtido pelo ajuste no diagrama N associado aos estados de Landau um valor de $\gamma=2,8$ que não está ligado à nenhum tipo de Férmions. Isso pode ocorrer pela complexidade da amostra que dificulta que o modelo consiga descrever o conjunto de camadas como um todo.

O modelo PL também não foi capaz de explicar os dados obtidos, observando as inclinações da magnetorresistência em função da temperatura na Figura 4.2.6 percebemos que não existe um aumento significativo como demonstra o modelo da figura 2.3.2.3. Para sistemas com o comportamento linear previsto por Parish e Littlewood, além do aumento das inclinações, existe uma dependência com a flutuação de mobilidade e se aplica principalmente a estruturas que não são homogêneas, o que também não é o caso das paredes quânticas que apresentam alto nível de cristalinidade e homogeneidade.

O efeito de fotocondutividade foi investigado nas duas amostras para verificar qual o efeito do *buffer* nesta propriedade. Nas medidas de fotocondução as amostras apresentaram comportamento oposto em baixas temperaturas. Na amostra *sb* a fotocondução foi negativa, apresentando uma transição para positiva em temperaturas próximas a 3.0 K, ou seja, o mesmo valor do pico de $R_x T$. Para a amostra *cb* a resposta foi positiva com uma transição para negativa entre 2,9 e 3,9 K. A transição na amostra *sb* pode estar associada aos resultados de magnetorresistência que apresentaram antilocalização fraca que ocorre em intervalos próximos de temperatura.

Como a fotocondutividade negativa pode estar associada a estados de superfície, foram realizadas derivadas da MR em função do campo magnético e foram observadas leves oscilações que poderiam ser indício da presença de estados de superfície, o que foi negado pelo diagrama N. As transformadas rápidas de Fourier das derivadas da Resistência pelo campo magnético também mostraram picos de frequências, porém apenas os picos de maiores frequências foram repetidos na presença e ausência de luz, indicando que essas frequências estão associadas as oscilações obtidas das medidas com e sem luz.

A linearidade da magnetorresistência não pôde ser explicada com os modelos de PL e de desordem. Entretanto, a complexidade da estrutura da parede quântica pode inviabilizar a utilização direta destes modelos. Em outras palavras, o efeito de magnetorresistência linear deve ser um efeito coletivo, originado das camadas constituintes da heteroestrutura, inclusive, a desordem presentes nestas camadas.

Para trabalhos futuros, seria interessante o crescimento de amostras com espessuras maiores de PbTe, que teoricamente foi visto que interfere na presença dos estados de interface e em nosso trabalho existe a possibilidade de não ter formado um filme por completo, devido a espessura muito fina o que também iria interferir nos estados de superfície. Também seria interessante variar as concentrações de estanho, propondo também uma análise da interferência desse aspecto na presença e na intensidade dos estados de interface observados em paredes quânticas de p -PbTe e $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$.

6 REFERÊNCIAS

1. REZENDE, S. M. **Materiais e dispositivos Eletrônicos**. 4. ed. ed. São Paulo: Editora Livraria da Física, 2015.
2. NIMTZ, G. Recombination in narrow-gap semiconductors. **Physics Reports**, 63, n. 300, 1980.
3. ARACHCHIGE, I. U.; KANATZIDIS, M. G. Anomalous Band Gap evolution from band inversion in $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ nanocrystals. **Nano Letters**, 9, n. 1587, 2009.
4. MAMUR, H. et al. A review on bismuth telluride nanostructure for thermoelectric applications. **Renewable and Sustainable Energy Reviews**, 82, n. 4169, 2018.
5. PEI, Y. L.; LIU, Y. Electrical and thermal transport properties of Pb-based chalcogenides: PbTe, PbSe, and PbS. **Journal of Alloys and Compounds**, 514, n. 44, 2012.
6. TAVARES, M. A. B. et al. Investigation of negative photoconductivity in p-type $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ film. **Applied Physics Letters**, 110, n. 042102, 2017.
7. SINGH, A. et al. Tuning of carrier type, enhancement of linear magnetoresistance and inducing ferromagnetism at room temperature with Cu doping in Bi_2Te_3 Topological Insulators. **Material Research Bulletin**, 98, n. 7, 2018.
8. SPRINGHOLZ, G. et al. 4.8 μm vertical emitting PbTe quantum-well lasers based on high-finesse $\text{EuTe}/\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$ Microcavities. **Applied Physics Letters**, v.76, n. 1809, 2000.
9. MAJUNDAR, A. et al. High power light emission of IV–VI lead salt multiple-quantum-well structure grown by molecular-beam epitaxy on $\langle 111 \rangle$ BaF2 substrate. **Applied Physics Letters**, v.82, n. 495, 2003.
10. DZIAWA, P. et al. Topological crystalline insulator states in $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$. **Nature Materials**, v.11, n. 1027, 2012.
11. LI, C. H. et al. Electrical detection of charge-current-induced spin polarization due to

- spin-momentum locking in Bi_2Se_3 . **Nature Nanotechnology**, 9, n. 224, 2014.
12. THANYANAN, P. et al. Dirac Landau level Spectroscopy in $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ and $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ across the topological Phase Transition: A Review. **Crystals**, v.7, n. 29, 2017.
 13. PREIER, H. Physics and applications of IV-VI compound semiconductor lasers. **Semicond. Sci. Technol.**, v.5, n. 20, 1990.
 14. FAZIO, M. V.; JRT, W. L. W. Sputtered thin films of $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ for potential infrared detector applications. **Infrared Physics**, v.19, n. 609, 1979.
 15. PENA, F. S. et al. Fast photoresponse and high parallel transport in $\text{PbTe}/\text{PbEuTe}$ quantum wells. **Applied Physics Letters**, v.111, n. 192105, 2017.
 16. KHODR, M.; CHAKRABURTTY, M.; MACCANN, P. J. $\text{PbSnSe}/\text{PbSrSe}$ quantum well materials for thermophotovoltaic devices. **AIP Advances**, 9, n. 035303, 2019.
 17. PIRRALHO, M. J. P. et al. Transition from negative to positive photoconductivity in p-type $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$ films. **Physical Review B**, v.95, n. 075202, 2017.
 18. TUDURY, G. E. et al. Effect of band anisotropy on electronic structure of PbS , PbSe , and PbTe quantum dots. **Physical Review B**, v. 62, n. 11, 2000.
 19. WISE, F. W. Lead Salt Quantum Dots: the Limit of Strong Quantum Confinement. **ACCOUNTS OF CHEMICAL RESEARCH**, v. 33, n. 11, 2000.
 20. BUCZKO, R.; CYWINSKI, L. $\text{PbTe}/\text{PbSnTe}$ heterostructures as analogs of topological insulators. **Physical Review B**, p. 205319-1 - 205319-6, 2012.
 21. VOLKOV, B. A.; PANKRATOV, O. A. Two Dimensional massless electrons in an inverted contact. **JETP Letters**, p. 178-181, 1985.
 22. PANKRATOV, O. A. Electronic properties of band-inverted heterojunctions: supersymmetry in narrow-gap semiconductors. **Semicond. Sci. Technol.** p.S205 - S209, 1990.

23. ZHANG, H. et al. Topological insulators in Bi_2Se_3 , Bi_2Te_3 and Sb_2Te_3 with a single Dirac cone on the surface. **Nature Physics**, v.5, n. 438, 2009.
24. SCHNEIDER, J. M. et al. Systematic study of doping dependence on linear magnetoresistance in p-PbTe. **Applied Physics Letters**, v. 105, n. 162108, 2014.
25. DEVREESE, J. P. A.; TEMPERE, J.; MELO, C. A. R. S. Effects of Spin-Orbit Coupling on the Berezinskii-Kosterlitz-Thouless Transition and the Vortex-Antivortex Structure in Two-Dimensional Fermi Gases. **Physical Review Letters**, v. 113, n. 165304, 2014.
26. ALEINER, I. L.; FAL'KO, V. I. Spin-orbit coupling effects on quantum transport in lateral semiconductor dots. **Physical Review Letters**, v. 87, n. 256801, 2002.
27. HAVERKORT, M. W. et al. Strong Spin-Orbit coupling effects on the Fermi Surface of Sr_2RuO_4 and Sr_2RhO_4 . **Physical Review Letters**, v. 101, n. 026406, 2008.
28. OKAZAKI, A. K. **Investigação das propriedades de magnetotransporte no isolante topológico cristalino telureto de chumbo e estanho**. Tese (Doutorado). Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2019.
29. PARISH, M. M.; LITTLEWOOD, P. B. Non-saturating magnetoresistance in heavily disordered semiconductors. **Nature**, v. 426, n. 162, 2003.
30. TAVARES, M. **Estudo das propriedades de transporte elétrico em nanoestruturas de $\text{Pb}_{(1-x)}\text{Sn}_{(x)}\text{Te}$** . 97p. Dissertação (Mestrado), Universidade Federal de Itajubá, Itajubá, 2016.
31. CHU, J.; SHER, A. **Physics and Properties of Narrow Gap Semiconductors**. New York: Springer, 2008.
32. KHOKHLOV, D. **Lead Chalcogenides: Physics and Applications**. New York - London: Taylor and Francis, 2003.
33. PERES, M. L. **Localização de Anderson e transição metal-isolante em filmes de $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$ tipo p**. 150p. Tese (Doutorado), Universidade de São Paulo, 2008.

34. SILVA, E. A. A. Optical Transition energies for lead-salt semiconductor quantum well. **Physical Review B**, v. 60, n. 12, 1999.
35. SCOLFARO, L. M. R. et al. Lattice contribution to the high dielectric constant of PbTe. **Physical Review B**, v. 87, n. 115204, 2013.
36. TAKANO, S. et al. Study of dielectric properties and band parameters of n-Pb_{1-x}Sn_xTe by magnetoplasma waves. **Journal of Physical Society of Japan**, v. 37, n. 4, 1974.
37. NISHI, S.; KAAWAMURA, H.; MURASE, K. Study of Lattice Instability by mm- Wave Magnetoplasma Reflection in PbTe-SnTe Compound Semiconductors. **Phys. Stat. Sol.**, v. 97, n. 581, 1980.
38. LIU, C. X. et al. Oscillatory crossover from two dimensional to three dimensional topological insulators. **Physical Review B**, p. 041307-1 - 041307-4, 2010.
39. BURKE, J. R.; HOUSTON, B.; SAVAGE, H. T. Anisotropy of the Fermi Surface of p-type of PbTe. **Physical Review B**, 15 set. 1970, p.1977 - 1988.
40. JENSSEN, J. D.; HOUSTON, B.; BURKE, J. R. Fermi-surface parameters of p-type PbTe as a function of carriers density. **Physical Review B**, 15 nov. 1978, p. 5567 - 5572.
41. ABRIKOSOV, A. A. Quantum magnetoresistance. **Physical Review B**, 58, n. 5, 1998.
42. KAPTIZA, P. The change of electrical conductivity in strong magnetic fields. Part 1 - Experimental results. **Roy. Soc. Proc.**, v. 119, n. 358, 1929.
43. ABRIKOSOV, A. A. Quantum linear magnetoresistance. **Europhys. Lett.**, v. 49, n. 6, 2000.
44. SHIK, A. Y. Photoconductivity of randomly- inhomogeneous semiconductors. **Sov. Phys. JETP**, 1976, p. 932 - 936.
45. ABRIKOSOV, A. A. Gapless state of bismuth-type metals. **Journal of low temperature physics**, 8, n. 3/4, 1972, p. 315-338.

46. ROYCHOWDHURY, S. et al. Large Linear magnetoresistance in topological crystalline insulator $\text{Pb}_{0.6}\text{Sn}_{0.4}\text{Te}$. **Journal of Solid State of Chemistry**, 2016, p.199-204.
47. FIRBY, P. A.; GARDINER, C. F. **Surface Topology**. England: Ellis Horwood Limited, 1991.
48. MOORE, J. E. The birth of topological insulators. **Nature**, v. 464, n. 11, 2010.
49. HAZAN, M. Z.; KANE, C. L. Colloquium: Topological insulators. **Reviews of modern Physics**, v. 82, n. 4, 2010.
50. CASTRO, S. **Medidas de transporte elétrico em semicondutores de gap estreito**. 112p. Tese (Doutorado), Universidade Federal de Itajubá, Itajubá, 2015.
51. HSIEH, T. H. et al. Topological Crystalline insulator in the SnTe material Class. **Nature Communications**, v. 3, n. 982, 2012.
52. COMIN, R.; DAMASCELLI, A. ARPES: A probe of Electronic Correlations. In: AVELA, A.; MANCINI, F. **Strongly Correlated Systems**. Berlin: Springer, 2014.
53. SILVA, W. S. **Estudo das propriedades morfológicas e eletrônicas em: interfaces grafeno/metal e isolantes topológicos**. 129p. Tese (Doutorado). Universidade Federal de Minas Gerais, Belo Horizonte, 2014.
54. YANG, H. et al. Visualizing electronic structures of quantum materials by angle- resolved photoemission spectroscopy. **Nature Reviews**, v.3, p. 341-353, 2018.
55. TANAKA, Y. et al. Tunability of the k-space location of the Dirac cones in the topological Crystalline insulator $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$, Sendai, v. 87, n. 155105, 2013.
56. XU, S. Y. et al. Observation of a topological crystalline insulator phase and topological phase transition in $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$, New Jersey, v. 3, n. 1192, 2012.
57. SEILER, D. G. The Shubnikov-de Haas Effect: A Powerful Tool for Characterizing Semiconductors. In: LANDWEHR, G. **High Magnetic Fields in Semiconductor Physics II**. Berlin: Springer, 1989.

58. RAVICH, Y. I. **Semiconducting Lead Chalcogenides**. Leningrado: Springer, 1970.
59. SHOENBERG, F. R. S. D. **Magnetic oscilations in metals**. Cambridge: University of Cambridge, 1984.
60. FUCHS, J. N.; PIÉCHON, F.; MONTANBAUX, G. Landau levels, response functions and magnetic oscillations from a generalized Onsager relation. **Scipost Phys**, v.4, n. 024, 2018.
61. LU, H. Z.; SHEN, S. Q. **Weak localization and weak anti-localization in topological insulators**. San Diego: Spi Nano Sience. 2014.
62. LU, H. Z.; SHI, J.; SHEN, S. Q. Competition between Weak Localization and Antilocalization in Topological Surface States. **Physical Review Letters**, v. 107, n. 076801, 2011.
63. CASTRO, S. et al. Systematic study of transport via surface and bulk states in Bi_2Te_3 topological insulator. **Materials Research Express**, v. 3, n. 075905, 2016.
64. PIRRALHO, M. J. P. **Propriedades de fotocondutividade e transporte elétrico em filmes de $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$ e Bi_2Te_3** . 139p. Tese (Doutorado). Universidade Federal de Itajubá, Itajubá, 2017.
65. ARTHUR, J. R. Molecular beam epitaxy. **Surface Science**, 2002. p.189-287.
66. OKAZAKI, A. K. **Estudo de filmes finos de PbTe: CaF_2 crescidas por Epitaxia por feixe molecular**. Dissertação (mestrado). Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2015.
67. HERMAN, M. A.; SITTE, H. **Molecular Beam Epitaxy: Fundamentals and Current Status**. 1nd. ed. Berlim: Springer, 1996.
68. JOHNSON, M. D. et al. Stable and Unstable Growth in Molecular Beam Epitaxy. **Physical Review Letters**, 3 jan. 1994. p. 116-119.
69. OLIVEIRA, I. S.; JESUS, V. L. B. **Introdução à Física do Estado Sólido**. 3nd. ed. São

Paulo: LF-Editorial, 2017.

70. VAN DER PAUW, L. J. A method of measuring specific resistivity and Hall effect of discs of arbitrary shape. **Philips Research Reports**, Eindhoven, v.13, n. 1, 1958.
71. ASSAF, B. A. E. A. Massive and Massless Dirac fermions in $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ topological crystalline insulator probed by magneto-optical absorption. **Scientific Reports**, v.6, p.20323, fev. 2016.
72. PIRRALHO, M. J. P. et al. Investigation of photoconductive effect on Bi_2Te_3 epitaxial film. **Appl. Phys. Lett.**, 2019. p. 112101-1 - 112101-5.