



UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO
INSTITUTO DE FÍSICA

**Aparato experimental para espectroscopia da
transição 1S-2S do hidrogênio via sublimação de
matriz de isolamento**

Patrick da Silva Lemos

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Instituto de Física da Universidade Federal do Rio de Janeiro - UFRJ, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Ciências (Física).

Orientador: Rodrigo Lage Sacramento

Coorientador: Cláudio Lenz Cesar

Rio de Janeiro

Agosto de 2025

Aparato experimental para espectroscopia da transição 1S–2S do hidrogênio via sublimação de matriz de isolamento

Patrick da Silva Lemos

Rodrigo Lage Sacramento

Dissertação de Mestrado submetida ao Programa de Pós-Graduação em Física, Instituto de Física, da Universidade Federal do Rio de Janeiro – UFRJ, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Ciências (Física).

Aprovada por:

.....
Prof. Dr. Rodrigo Lage Sacramento, IF-UFRJ
(Presidente e Orientador)

.....
Prof. Dr. Mauricio Pamplona Pires, IF-UFRJ

.....
Prof. Dra. Carla Brenda Bonifazi, CBPF

Rio de Janeiro, RJ – Brasil

Agosto de 2025

CIP - Catalogação na Publicação

d557a da Silva Lemos, Patrick
Aparato experimental para espectroscopia da
transição 1S-2S do hidrogênio via sublimação de
matriz de isolamento / Patrick da Silva Lemos. --
Rio de Janeiro, 2025.
102 f.

Orientador: Rodrigo Lage Sacramento.
Coorientador: Cláudio Lenz Cesar.
Dissertação (mestrado) - Universidade Federal do
Rio de Janeiro, Instituto de Física, Programa de Pós
Graduação em Física, 2025.

1. Sublimação de matriz de isolamento. 2. Átomos
frios. 3. Espectroscopia do hidrogênio atômico. 4.
Transição 1S-2S do hidrogênio. 5. Espectroscopia do
lítio atômico. I. Lage Sacramento, Rodrigo, orient.
II. Lenz Cesar, Cláudio, coorient. III. Título.

Dedico este trabalho à minha mãe, Maria,
ao meu pai de criação, João, ao meu irmão Douglas,
à minha irmã Veronique e à minha irmã Thaina.

Resumo

Aparato experimental para espectroscopia da transição 1S-2S do hidrogênio via sublimação de matriz de isolamento

Patrick da Silva Lemos

Orientador: Rodrigo Lage Sacramento

Coorientador: Cláudio Lenz Cesar

Resumo da Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Instituto de Física da Universidade Federal do Rio de Janeiro - UFRJ, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Ciências (Física).

Este trabalho apresenta o projeto e a instalação de um aparato experimental para espectroscopia 1S-2S do átomo de hidrogênio através da técnica da Sublimação da Matriz de Isolamento (MISu). Nesta técnica, um feixe atômico é produzido com crescimento de uma matriz de neônio sobre um substrato frio, a implantação de átomos de lítio e hidrogênio na matriz via ablação a laser de um sólido de LiH e a subsequente sublimação da matriz por meio da aplicação de um pulso de calor no substrato.

O processo espectroscópico consiste em excitar os átomos de hidrogênio do estado 1S para o 2S em uma cavidade óptica, em seguida, levá-los à uma mistura com o estado 2P por meio de um campo elétrico. O decaimento para o estado 1S produz fótons Lyman- α , que ejetam elétrons da superfície da célula de detecção. Esses elétrons são capturados por um Channel Electron Multiplier (CEM), gerando um sinal elétrico detectável.

Os feixes atômicos produzidos foram caracterizados por espectroscopia óptica de lítio,

apresentando temperaturas próximas de 1 K e velocidades de cerca de 125 m/s, resultados competitivos internacionalmente. Um “toy model” foi desenvolvido para simular a emissão dos fótons Lyman- α e a detecção dos elétrons, considerando a distribuição espacial dos átomos excitados. As simulações indicam eficiência entre 15% e 30%.

Os resultados obtidos com o aparato experimental mostraram que elétrons liberados durante a sublimação geram ruído acima do sinal esperado, apontando a necessidade de aprimoramentos no aparato para futura observação do espectro 1S-2S do hidrogênio.

Palavras-chave: Sublimação de matriz de isolamento. Átomos frios. Espectroscopia do hidrogênio atômico. Transição 1S-2S do hidrogênio. Espectroscopia do lítio atômico.

Abstract

Experimental apparatus for spectroscopy of the 1S-2S transition of hydrogen via matrix isolation sublimation

Patrick da Silva Lemos

Orientador: Rodrigo Lage Sacramento

Coorientador: Cláudio Lenz Cesar

Abstract da Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Instituto de Física da Universidade Federal do Rio de Janeiro - UFRJ, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Ciências (Física).

This work presents the design and installation of an experimental apparatus for 1S-2S spectroscopy of the hydrogen atom using the Matrix Isolation Sublimation (MISu) technique. In this technique, an atomic beam is produced by growing a neon matrix on a cold substrate, implanting lithium and hydrogen atoms into the matrix via laser ablation of a LiH solid, and subsequently sublimating the matrix by applying a heat pulse to the substrate.

The spectroscopic process consists of exciting the hydrogen atoms from the 1S state to the 2S state in an optical cavity, then bringing them into a mixture with the 2P state by means of an electric field. The decay to the 1S state produces Lyman- α photons, which eject electrons from the surface of the detection cell. These electrons are captured by a Channel Electron Multiplier (CEM), generating a detectable electrical signal.

The atomic beams produced were characterized by lithium optical spectroscopy, presenting temperatures close to 1 K and velocities of about 125 m/s, results that are competitive internationally. A toy model was developed to simulate the emission of Lyman- α photons and the detection of electrons, considering the spatial distribution of the excited atoms. The simulations indicate efficiency between 15% and 30%.

The results obtained with the experimental apparatus showed that electrons released during sublimation generate noise above the expected signal, pointing to the need for improvements in the apparatus for future observation of the 1S-2S spectrum of hydrogen.

Keywords: Matrix isolation sublimation . Cold atoms. Hydrogen Doppler free spectroscopy. Transition 1S-2S of hydrogen. Atomic lithium spectroscopy.

Agradecimentos

Gostaria de agradecer a todos que contribuíram, direta ou indiretamente, para realização deste trabalho.

Especialmente:

- Ao professor Rodrigo Lage Sacramento pela orientação, pelas conselhos e pelas conversas que me ajudaram a determinar meu papel como pesquisador. Sua liderança foi essencial para este trabalho.
- Ao professor Cláudio Lenz Cesar pelas discussões e pelas oportunidades ao longo deste trabalho.
- Ao doutorando Levi Azevedo pelos ensinamentos no dia a dia do laboratório e por ser um modelo de um aluno de pós graduação.
- Ao mestrando Ozzy Ferreira por lutar comigo lado a lado contra os desafios do mestrado e pela sua paciência com meus devaneios.
- Aos demais amigos do laboratório Laser pelas conversas divertidas e discussões interessantes. Em especial ao Francisco Nery pelo seu senso afiado de moda, à Maria Clara de Azevedo pela suas frases motivadoras, ao Miguel Goldman pelo seus dons musicais.
- À professora Wania Wolff por sua incrível boa vontade em ajudar e acrescentar a prática diária do laboratório.
- Aos funcionários da secretaria da pós graduação por serem sempre prestativos.

- À minha família pelo apoio, em especial minha mãe pela confiança inabalável em mim.
- Aos meus amigos da UFRJ feitos ao longo da graduação e do mestrado, pelas discussões de ideias e visões de mundo.
- Aos meus amigos de fora da UFRJ pelas fantásticas horas de diversão que ajudaram a suportar as pressões da vida acadêmica.
- À minha namorada Vanessa, que me acompanhou ao longo desta jornada.
- À CAPES pelo apoio financeiro.

Sumário

Sumário	xi
Lista de Figuras	xiii
Lista de Tabelas	xxiii
1 Introdução	1
2 Fundamentos teóricos e experimentais	6
2.1 Espectroscopia por dois fótons	6
2.2 Produção do feixe atômico	12
2.3 Espectroscopia dos átomos de Hidrogênio liberados pela matriz	18
3 Montagem do sistema experimental	21
3.1 Criostato	21
3.2 Montagem da MISu	23
3.3 Excitação e detecção do hidrogênio	26
3.4 Sistema ótico	39
3.4.1 Ablação	39
3.4.2 Laser da espectroscopia do lítio	40
3.5 Laser de espectroscopia do hidrogênio	42
4 Resultados	48

4.1	Simulação	48
4.2	Análise dos sinais de espectroscopia do lítio	54
4.3	Análise dos feixes produzidos	64
5	Conclusão e Perspectiva	74
	Referências Bibliográficas	76

Lista de Figuras

- 2.1 Esquema da transição entre os níveis $|i\rangle$ e $|f\rangle$. Em a) temos um exemplo de transição de um único fóton. Em b) temos o exemplo de transição de dois fótons através de um nível virtual $|v\rangle$ 7
- 2.2 Em a) temos o perfil de linha obtido apenas com termo C_a da equação 2.11. Em b) temos o perfil considerando unicamente o termo C_b da equação 2.11 referente ao background Doppler. 11
- 2.3 Esquema da produção do feixe atômico via MISu. Em a) apresentamos o crescimento da matriz e o feixe de laser longitudinal. Em b) mostramos a implantação de átomos via ablação. Em c) exibimos a sublimação da matriz via pulso de calor e os lasers espectroscopia dos átomos de lítio. . . 12
- 2.4 A figura expõe dados obtidos durante o crescimento de uma matriz de Ne sobre a safira. Em a) podemos ver o aumento da temperatura da safira com a chegada do gás, os picos representam a chegada de material ablacionado na safira. Em b) observamos o sinal do laser longitudinal no qual é possível ver as franjas de interferência causadas pelo crescimento da matriz. . . . 13
- 2.5 Imagem de uma pluma de ablação através de uma das janelas do criostato. 14
- 2.6 Distribuições de velocidade considerando as funções f_{MB} e F_{MB} para T=20 K 18

- 2.7 Esquema da espectroscopia do hidrogênio. Em a) os átomos de hidrogênio são excitados dentro da cavidade ressonante. Em b) o campo elétrico faz uma mistura dos estados 2S e 2P dos átomos. As partículas neste segundo estado decaem emitindo um fóton que ejeta, da paredes do cone de detecção, um elétron que por sua vez é detectado em um channeltron. . . . 19
- 2.8 Imagem retirada da referencia [18]. Figura representa um átomo de hidrogênio (ou anti-hidrogênio) com velocidade v_L atravessando o feixe de laser de cintura local w_0 a uma distancia ρ_L do seu centro. 19
- 3.1 Vista da célula experimental na região que ocorre o experimento. 22
- 3.2 Em (1) temos a safira, na qual podemos ver os dois terminais de aplicação da tensão do pulso de calor presos por parafusos. Em (2) é visível a haste de cobre que é sustentada pela peça de alumínio em (3). Em (4), apresento o “chip resistor” colado na safira como uso da cola StyCast em preto. . . . 23
- 3.3 A figura à esquerda mostra o tubo de gás com seus três segmentos: aquele feito de inox (1), a luva de teflon (2), e a parte feita de cobre (3). Na figura à direita, temos expostos o aquecedor (4) e o sensor de temperatura (5) além da haste de sustentação do tubo (6) que também serve de “link” térmico. 24
- 3.4 Pedra de hidreto de lítio posicionada próxima a safira pelo suporte de cobre. A cor branca da pedra é causada por uma camada superficial de oxidação do LiH e os pontos pretos são as regiões nas quais ocorreram as ablações. . 25
- 3.5 Vista frontal do criostato com foco na cavidade de excitação e na câmara de detecção. 26

- 3.6 Barras roscadas mantêm a cavidade de excitação e a câmara de detecção alinhadas com o centro da safira. Em a) apresentamos as montagens, cujos os modelos 3D foram mostrado na figura 3.5, instaladas no criostato sem os “links” térmicos que fazem a conexão térmica dos componentes com a cabeça fria do criostato. Em b) todos os “links” térmicos já haviam sido instalados. 27
- 3.7 Cavida de excitação já instalada. Podemos ver na figura suas principais dimensões de construção e as abas laterias que sustentam a cavidade. . . . 28
- 3.8 Modelo 3D da cavidade de excitação. Em a) Podemos ver a face da cavidade virada para safira e as dimensões de sua abertura, região de entrada dos átomos. Em b) apresentamos a face oposta com as dimensões da abertura de saída dos átomos. 28
- 3.9 Exemplo de montagem “finger mounts” com um altura de 24.5 mm e uma base de diâmetro 22.5 mm com um furo para passagem do laser de diâmetro 7.85 mm. Em a) um piezoelétrico instalado na sua parte inferior, onde podemos ver os furos de fixação da peça. Em b) a montagem “finger mounts” instalada em uma das tapas da cavidade de excitação com o espelho e o piezoelétrico instalados. Em ambas imagens podemos ver as molas flexíveis que permitem a expansão da região abaixo da coroa para a instalação do piezoelétrico. 29
- 3.10 Câmara de detecção. As suas quatro parte principais instaladas, bem como as arruelas de FR4, um material isolante, e cerâmica para evitar o contato elétrico entre as quatro partes e o “chip resistor” sensor de temperatura . . . 30
- 3.11 Modelo 3D do centro da câmara de detecção. O centro possui 3 pares de aberturas laterais idênticos, que foram é legendados com A, B ou C. Na face das aberturas A temos os furos para os parafusos M3 que sustentam essa peça da câmara de detecção. 31

- 3.12 Uma das montagens das telas de potencial. Em (1) temos a placa de circuito impresso mais próxima ao cone de detecção. Em (2) temos a placa mais próxima do centro da câmara. Em (3) temos os pontos de cola StyCast em preto. Em (4) indicamos os furos para o parafuso de sustentação. Em (5) apresentamos os fios de aplicação do potencial. 32
- 3.13 Esquema da montagem da câmara de detecção fora de escala. Podemos observar que o centro da câmara, as telas de potencial e os cones de detecção estão isolados eletricamente por meio das placas de circuito impresso. . . . 33
- 3.14 Em a) temos modelo 3D do cone de detecção no qual, se nota o furo externo do cone (1), os furos dos parafusos de sustentação do centro da câmara (2) e os furos para os parafusos da placa de sustentação (3). Em b) temos um esquema de sustentação do centro, no qual apresentamos o parafuso de sustentação (4), as arruelas de FR4 (5) e a luvas de teflon (6). 34
- 3.15 Em a) apresentamos um corte do cone de detecção com as distâncias do seu furo interno. Em b) temos uma foto da superfície do furo internado coberta com a camada de carbono com uso de um pincel. 35
- 3.16 Placa de sustentação da câmara de detecção. Em (1) apresentamos as arruelas de cerâmica que evitam o contato elétrico entre a placa e o cone de detecção. Em (2) temos o parafuso que une as duas peças. Em (3) podemos observar a safira. Podemos perceber o alinhamentos entre as aberturas da cavidade e da câmara em relação a safira 36
- 3.17 Em a) mostramos os fios, responsáveis pela leitura de temperatura e envio de potencial para montagem do hidrogênio, presos ao copo de 40 k. Em b) temos a saída “feedthrough”, conectada ao fios, presa ao copo de 300 K . . . 36
- 3.18 Exemplo de um channeltron. Na figura apresentamos em (1) a abertura de entrada para as partículas, também é possível observar em (2) as fitas de alumínio e em (3) a conexão do ânodo. 37

- 3.19 Em a) temos a foto de um dos CEM instalados(1), se nota o anel de cobre do “cone” (2), o anel de cobre do “tail” (3) e o copo de alumínio com borda roscada (4).Em b) temos uma visão do copo do channeltrons rosqueado na copo de 40K, através de um copo de alumínio preso na saída ótica de 300K. 38
- 3.20 Diagrama da ótica utilizada na espectroscopia do Li. Em vermelho os lasers de espectroscopia e em verde o laser de ablação. Por meio do feixe de laser L_L podemos monitorar o crescimento da matriz e obter a temperatura e velocidade do feixe atômico . Enquanto que a partir dos feixes de lasers transversais obtemos a temperatura do átomos antes e dentro da cavidade de excitação. Na figura também estão presentes o isolador óptico, o interferômetro de Fabry-Pérot, um medidor de onda e os fotodiodos utilizados para fazer a leitura do sinal dos lasers. 40
- 3.21 Esquema do sistema ótico do laser TA-FHG da Toptica: (1) laser mestre, (2) isolador ótico, (3) Saída do feixe de 972 nm com potência medida de 2.5 mW, (4) Tapered Amplifier, (5) Primeira cavidade de dobramento de frequência, (6) Saída do feixe de 486 nm com potência medida de 2.3 mW, (7) segunda cavidade de dobramento de frequência, (8) saída do feixe de 243 nm com potência de 41.8 mW 42
- 3.22 Esquema ótico da estabilização do feixe de 972 nm.(1) Modulador Acústico Ótico.(2) sistema de lentes.(3)Placa de onda $\lambda/2$. (4)Placa de onda $\lambda/4$.(5) Divisor de feixe polarizado.(6) Fotodiodo para leitura do sinal de retorno.(7) Câmara de vácuo.(8) Tubo de alumínio.(9) Interferômetro de Fabry-Perot.(10) Espelhos de alta refletividade.(11) Fotodiodo do sinal saída 43
- 3.23 Em a) Foto do tubo de alumínio com o interferômetro de Fabry-Perot já instalado dentro da câmara de vácuo. (1) Tubo de alumínio. (2) Haste radial sustentação. (3) Câmara de vácuo.(4) Suporte da câmara feito por meio de impressão 3D. Em b) imagem de corpo inteiro do tubo de alumínio 45

- 3.24 Esquema do caminho ótico do feixe de laser 243 nm da sala na qual está o laser da Toptica (Sala dos lasers) até o criostato. O feixe adentra o criostato por uma das janelas óticas e sendo acoplado dentro da cavidade de excitação. Em (1) apresentamos os periscópio que eleva o feixe de 243 nm para altura da mesa ótica no criostato. Em (2) mostramos a montagem que alinha o feixe com a entrada da cavidade de excitação mostrada em (3). 46
- 4.1 Representação da simulação no plano XZ. Em a) um fóton (1) é gerado na região dos átomos (2) com um ângulo azimutal de 45° e polar de 0° e segue uma trajetória retilínea, em verde, atravessando a tela de potencial (3) até o cone de detecção (4). Um elétron (5) é gerado e é atraído até o channeltron (6). Em b) apresentamos as três possibilidades para o fóton emitido do decaimento $2P \rightarrow 1S$ do H. 49
- 4.2 Em a) apresentamos a montagem simplificada construída no COMSOL. Em b) expomos o caso para essa montagem em que foi calculado o campo elétrico (setas normalizadas em preto) e o potencial elétrico (gradiente de cores) na região para $V_{tela} = -1V$, $V_{chan} = V_{cone} = 0V$ 50
- 4.3 Em a) mostramos o caso em que a distância do channeltron é de $d_{chan} = 2mm$, o cone possui um furo externo de $r_{cone} = 5mm$ e os potenciais elétricos são $V_{tela} = 0V$, $V_{chan} = 500V$, $V_{cone} = 0V$. Em b) expomos o caso no qual $d_{chan} = 6mm$ para um furo de $r_{cone} = 5mm$ e os potenciais elétricos são $V_{tela} = 0V$, $V_{chan} = 0V$, $V_{cone} = -1V$ 52
- 4.4 Resultados para simulações considerando $V_{cone} = V_{tela}$. Na legenda (a, b) representa uma $d_{chan} = a\text{ mm}$ e $r_{corte} = b\text{ mm}$. As linhas apresentam apenas um guia visual. 53

- 4.5 Resultados para simulações considerando $V_{cone} = 0V$. Como esperado, quanto maior a abertura do cone e quanto mais próximo o channeltron, maior a porcentagem de elétrons capturados. As linhas apresentam apenas um guia visual. 53
- 4.6 Sinal típico (fora de escala) obtido após a aplicação do pulso de calor que ocorre no tempo $t = 0$ na imagem. O sinal do feixe de laser transversal antes da cavidade de excitação é L_T (em roxo). O sinal L_{TC} (em verde) é referente ao feixe transversal dentro da cavidade. A seta vermelha indica o primeiro sinal atômico de Li nesse laser. O sinal do feixe longitudinal é L_L (em azul). 55
- 4.7 Recorte dos sinais apresentados na figura 4.6 ente $t = 5$ ms e $t=5.5$ ms, acrescentado do sinal do interferômetro de Fabry- Perot em vermelho e seu ajuste em preto. Os picos de absorção do laser L_L , indicados por (i) apresentam quatro contribuições em comparação aos picos de absorção do laser L_T , indicador por (ii), e do laser L_T , indicado por (iii) que apresentam apenas duas contribuições. Isto ocorre porque o feixe laser L_L se propaga na mesma direção que o feixe atômico, portanto sua absorção pelos átomos está sujeito ao deslocamento Doppler. O sinal FPI apresenta ruído, ainda assim é trabalhável de modo que somos capazes de notar que o sinal de absorção do lítio se encontram no intervalo de varredura do interferômetro. 56
- 4.8 Recorte dos sinais apresentados na figura 4.6 ente $t = 20$ ms e $t=20.5$ ms. Com a passagem do tempo, os picos de absorção indicados por (iv), (v) e (vi) expõe que ocorre uma diminuição da amplitude dos sinais atômicos. Ainda, os quatro picos (iv) apresentam uma maior resolução, indicando um diminuição da temperatura dos átomos com o tempo. 56

4.9	Sinal do laser transversal antes da cavidade apresentado em 4.7 destacando o pico de absorção (ii). Em a), apresentamos o sinal sem modificações. Em b) apresentamos o mesmo sinal após a retirada da modulação de potência do laser.	58
4.10	Picos de absorção (ii) do sinal do laser transversal antes da cavidade retirado da figura 4.9 e sua densidade ótica. Em a) observa-se o sinal do laser em preto e a curva de base (baseline) em vermelho. Na figura b) podemos observar a densidade ótica obtida.	58
4.11	Diagrama dos níveis de energia para os ^7Li retirando da referencia [22]. A transição utilizada nas medidas neste trabalho foi a D2.	59
4.12	Dados obtidos para densidade ótica e o ajuste realizado para os picos de absorção do laser longitudinal. A comparação entre os resultados para os picos (i) e (iv) demonstram que com a passagem do tempo corre uma redução do número de átomos no feixe e a velocidade dos átomos se aproxima de v_{CM} que aumenta.	60
4.13	Dados para velocidade do feixe atômico obtido por meio do laser longitudinal (L_L) no qual estão contidos os resultados dos picos (i) e (iv). A velocidade dos átomos no feixe no início e meio da sublimação se mantém por volta de 125 m/s entretendo ocorre um aumento ao final da sublimação.	61
4.14	Dados obtidos para densidade ótica e o ajuste realizado para os picos de absorção do laser transversal antes da cavidade. Os resultados apresentados pelos picos (ii) e (v) expõe que o número de átomos presentes no feixe diminuem com o decorrer do tempo.	62

- 4.15 Dados obtidos para densidade ótica e o ajuste realizado para os picos de absorção do laser transversal dentro da cavidade. Os dados apresentados revelam que com a passagem do tempo o número de átomos dentro da cavidade diminui enquanto que a temperatura é aproximadamente igual para os dois conjuntos de átomos investigados. 62
- 4.16 Resultados de temperatura e densidade ótica para os feixes transversais da RUN 5963. Em a) apresentamos a comparação entre a temperatura do feixe atômico antes e dentro da cavidade de excitação. A temperatura dentro da cavidade se mantém cerca de 1 K. Em b) mostramos a comparação entre os dados de amplitude de densidade ótica antes e dentro da cavidade. O sinal atômico dentro da cavidade é da ordem de dez vezes menor que o sinal antes da cavidade. 65
- 4.17 Dados de densidade ótica dentro da cavidade de excitação para os feixes produzidos (ver tabela 4.3). A linha ligando os pontos não é um ajuste, apenas um guia visual. 67
- 4.18 Captura de tela do osciloscópio durante a RUN 6077 na qual não ocorreu implantação dos átomos. O sinal amarelo é o sinal TTL do pulso de calor. Em azul apresentamos o sinal do channeltron. Em ciano, apresentemos o sinal do potencial aplicado nas telas. 68
- 4.19 Captura de tela do osciloscópio durante a RUN 6081 na qual ocorreu a implantação dos átomos. A seta branca indica a saturação do channeltrons devido a um alto número de contagens de elétrons. 70
- 4.20 Captura de tela do osciloscópio durante a RUN 6084 na qual ocorreu a implantação dos átomos. A posição (i) ocorre logo após a aplicação do pulso de calor. A posição (ii) ocorre no momento do aparecimento do primeiro sinal atômico dos dados desta RUN mostrados nas figura 4.21. . . 70

- 4.21 Sinal (fora de escala) obtido para run 6084 após a aplicação do pulso de calor que ocorre no tempo $t = 0$. O sinal do feixe de laser transversal antes da cavidade de excitação é L_T (em roxo). O sinal L_{TC} (em verde) é referente ao feixe transversal dentro da cavidade. O sinal do feixe longitudinal é L_L (em azul). A seta vermelha e a seta preta indicam o primeiro sinal atômico no laser longitudinal e no laser transversal respectivamente. 71
- 4.22 Em a) apresentamos uma visão do novo copo de 4 K , na imagem é possível notar a instalação de um novo modelo da cavidade de excitação (1), com as placas de repulsão (2) coladas na sua entrada enquanto foi mantido o antigo modelo da câmara de detecção (3). Em b) apresentamos: a janela de entrada de um dos channeltrons (5), as proteções da entrada deste detector (4). 72

Lista de Tabelas

- 4.1 Porcentagem de fótons no channeltron considerando as diferentes configurações de abertura do cone e distância da boca do channeltron ao cone. 51
- 4.2 Os parâmetros e suas incertezas obtidos por meio dos ajustes apresentados na figura 4.12 para os dados dos picos (i) e (iv). 61
- 4.3 O código RUN representa o código do experimento em questão. O tempo total de gás sobre a safira é t_{gas} e em todas as rodas a pressão do gás foi acerca de 90 mbar. O número total de pulsos de ablações é dado por n_{abla} e sua frequência por f_{abla} . Os parâmetros t_{pc} e V_{pc} são respectivamente a duração do pulso de calor e a tensão aplicada durante o pulso. 65
- 4.4 O código RUN representa o código do experimento em questão. O tempo total de gás sobre a safira é t_{gas} e em todas as rodas a pressão do gás de por volta de 90 mbar. O número total de pulsos de ablações é dado por n_{abla} sua frequência por f_{abla} . os parâmetros t_{pc} e V_{pc} são respectivamente a duração do pulso de calor e a voltagem aplicada. 69

Capítulo 1

Introdução

O estudo do átomo de hidrogênio tem sido o ponto de partida para diversos avanços na física. A estrutura atômica do hidrogênio, um elétron ligado a um próton, torna este átomo um sistema quântico simples que possui uma solução analítica em contraposto com sistemas de três corpos, por exemplo. Deste modo, diversas previsões teóricas podem ser analisadas a partir deste átomo [1]. O estudo das suas linhas espectrais iniciou o desenvolvimento da mecânica quântica, com exemplos como o modelo atômico proposto por Niels Bohr, as formulações de mecânica quântica concebidas por Schrodinger e Heisenberg e a teoria quântica relativística desenvolvida por Dirac [1]. A discrepância entre este modelo proposto por Dirac e medidas mais precisas das linhas espectrais, por sua vez, levaram ao desenvolvimento da eletrodinâmica quântica (QED).

Por meio da descrição da QED, as linhas espectrais do hidrogênio estão relacionadas a diversas constantes físicas, como por exemplo a constante de Rydberg (R_∞), raio do próton (r_p), a constante de estrutura fina (α) e a razão entre as massas do elétron e do próton m_e/m_p . Atualmente a medição destas linhas espectrais está entre os métodos mais precisos para determinação de R_∞ e r_p [2]. Entretanto, a necessidade de medidas ainda mais precisas se faz presente para elucidar debates recentes sobre as constantes físicas. Por exemplo, foi observada uma discrepância da medição de r_p considerando hidrogênio e deutério e as medidas obtidas via hidrogênio muônico [3] que possui níveis energéticos mais sensíveis à estrutura do núcleo em vista que a massa do múon é cerca de 200 vezes

maior que a massa do elétron [1]. Um espectro mais preciso para o átomo de hidrogênio poderia solucionar este desacordo.

O estudo das linhas espectrais do hidrogênio além de uma ferramenta para determinação das constantes físicas, desempenham um papel central na comparação de matéria e antimatéria. No experimento ALPHA (Antihydrogen Laser Physics Apparatus), átomos aprisionados de anti-hidrogênio, um pósitron ligado a um anti-próton, tem suas linhas espectrais investigadas em buscas de desacordos com as linhas espectrais obtidas para os átomos de hidrogênio. O teorema de simetria carga-paridade-reversão temporal (CPT) implica que o espectros desses dois átomos são idênticos, de modo que uma discrepância entre essas grandezas sugeria teorias além do modelo padrão [4]. O experimento ALPHA encontrou resultados para transição 1S-2S do anti-hidrogênio que estão de acordo com o esperado para o hidrogênio e consistentes com uma invariância da CPT com uma incerteza relativa da ordem de 10^{-12} [5]. Uma complicação para atingir uma maior precisão na comparação entre hidrogênio e anti hidrogênio é que as medidas das linhas espectrais desses átomos são realizadas em aparato diferentes, portanto estão sujeitas a erros sistemáticos diferentes. Deste modo, o experimento ALPHA tem buscado meios de aprisionar anti-hidrogênio e hidrogênio no mesmo aparato experimental [6].

Desta forma, uma medição mais precisa das linhas espectrais do hidrogênio apresenta um avanço em diversas áreas de física. A linha espectral mais medida atualmente é a transição 1S-2S do hidrogênio, uma das razões é que as suas medições experimentais são muito mais precisas que outras transições deste átomo em vista da sua pequena largura de linha natural 1.3 Hz [3]. Atualmente, medidas experimentais dessa transição têm encontrado resultados com incerteza da ordem de partes em 4×10^{-15} , com uma correspondência teórica em relação a QED com doze algarismos significativos [7].

A determinação das linhas espectrais 1S-2S, pode ser obtida via espectroscopia a laser. Entretanto, um ponto limitante para a medição por meio deste método é que os átomos estão sempre em movimento, deste modo, sua interação com a luz está sujeita ao efeito

Doppler, que causa o alargamento da linha medida [8]. Ademais, a transição 1S-2S é uma transição proibida pela aproximação de dipolo, pois os estados inicial e final tem a mesma paridade [9]. Essas dificuldades podem ser superados em parte por meio da espectroscopia via dois fótons que elimina o efeito Doppler em primeira ordem e permite transição entre estados de mesma paridade [8]. Não obstante, para alcançar uma medida ainda mais precisas para essa transição é desejável que os átomos estudados possuam baixas velocidades com o objetivo de diminuir o efeito Doppler em segunda ordem.

A espectroscopia por dois fótons foi utilizado pelo grupo da referência [7] para obtenção da medida mais precisa para a transição 1S-2S até o momento. No experimento realizado pelo grupo o H em temperaturas de ~ 6 K, proveniente da dissociação do gás H_2 , é excitado via transição de dois fótons do estado 1S para o estado 2S. Em seguida por meio da aplicação de um campo elétrico, os átomos no estados 2S são misturados ao estado 2P. Deste estado os átomos decaem emitindo um fóton Lyman- α que é detectado por uma fotomultiplicadora. Em trabalhos mais recentes do grupo, a detecção do Lyman- α é realizada por um método diferente, no qual a região de incidência desses fótons é coberta por uma camada de grafite que, ao ser atingida pelos fótons, emite elétrons, denominados fóton-elétrons, que são coletados e detectados por um channeltron [10].

Além da transição 1S-2S, o grupo tem focado sua atenção em outras duas transições do átomo de hidrogênio, como as transições 2S-4P e 1S-3S. Os objetivos do grupo para essas duas transições é o teste da QED frente um número maior de medidas e a obtenção mais precisa da constante de Rydberg e do raio do próton. Os resultados encontrados pelo grupo para r_p estão de acordo com o observado para o hidrogênio muônico [3].

Neste trabalho apresentamos uma proposta alternativa para realização da medição da linha espectral 1S-2S do hidrogênio, por meio de feixes atômicos produzido pela técnica da MISu. Uma abordagem alternativa para obter essa medida é interessante porque sistemas experimentais diferentes estão sujeitos a incertezas sistemáticas diferente, de modo que a medição em outro sistema de uma mesma grandeza permite a comparação de resultado, e

identificação destas incertezas. Além disso, os feixes atômicos obtidos pelo MISu podem atingir temperatura de cerca de 1 K [11], o que permitiria em tese medidas mais precisas para esta transição. Obtida a linha espectral 1S-2S do hidrogênio, esta nova abordagem de espectroscopia também poderia ser utilizada para o estudo de outras transição do átomo de hidrogênio como as transições 2S-4P e 1S-3S.

A técnica da MISu já foi utilizada pelo grupo para o estudo da espectroscopia de lítio atômico, do lítio molecular, do cromo, do cálcio e do cério atômicos [12], além de estudos de espectroscopia de voo e de lítio hidrogenado [13]. Ademais, esta técnica também já foi utilizada para realizar o carregamento de uma armadilha de Penning [6] com os íons de baixa energia, como por exemplo ânions de H^- . Deste modo, a técnica MISu associada à uma armadilha de Penning é uma forte candidata a fonte de H^- para a produção de H atômico aprisionado nas armadilhas de anti-hidrogênio do experimento ALPHA. Os feixes atômicos produzidos pela MISu também poderiam ser utilizados para o carregamento de armadilha magnéticas de átomos neutros em vista das suas baixas temperaturas e velocidades. Neste caso, a partir de hidrogênio aprisionado, a referência [14] propõe ser possível o estudo das suas linhas espectrais em largura de linha natural. Assim, a técnica MISu se apresenta como uma fonte de átomos, ânions, cátions e moléculas de grande potencial espectroscópico.

A espectroscopia proposta pelo grupo se inicia com a liberação de hidrogênio atômico preso em uma matriz de isolamento. O hidrogênio segue em direção de uma cavidade ótica, na qual é excitado para o estado 2S por meio da absorção de dois fótons de 243 nm. Desta região, o átomo segue para uma câmara na qual ocorre uma mistura dos estados 2S e 2P induzida por meio de um campo elétrico aplicado por duas telas. O átomo no estado 2P decai emitindo um fóton Lyman- α . Este fóton colide em uma superfície recoberta de carbono, ejetando um elétron que é detectado com o uso um channeltron.

A distribuição deste trabalho será a seguinte: No capítulo 2, abordaremos as bases da espectroscopia por dois fótons. O processo proposto pelo grupo de espectroscopia do

átomo de hidrogênio também é discutido neste capítulo abordando brevemente os feixes atômicos produzidos pela MISu . No capítulo 3, descrevemos o aparato experimental para realização da MISu e para espectroscopia do hidrogênio. Além disso, o capítulo 3 também aborda os sistemas ópticos que serão utilizados para tomada de dados. No capítulo 4 apresentamos os resultados de um conjunto de simulações sobre a relação de fótons Lyman- α emitidos e o número de elétrons detectados nos channeltrons. Ainda neste capítulo, os resultados para caracterização dos feixes atômicos no interior do aparato de espectroscopia serão expostos e discutidos. As conclusões obtidas com a montagem experimental e as perspectivas futuras do experimento serão abordadas no capítulo 5.

Capítulo 2

Fundamentos teóricos e experimentais

Neste Capítulo, discorreremos sobre os princípios teóricos da espectroscopia por dois fótons na primeira seção. A discussão é realizada com foco nas vantagens dessas espectroscopia para transição 1S-2S do hidrogênio em relação a espectroscopia por um único fóton. Em seguida, na próxima seção, apresentamos os fundamentos da técnica MISu, responsável pela produção dos feixes atômicos, como o crescimento da matriz, a implantação do átomos de interesse e a liberação da matriz de isolamento. Nesta mesma seção discutimos a distribuição de velocidades dos átomos do feixe produzido. Na última seção, abordaremos a metodologia desenvolvida para espectroscopia dos átomos de hidrogênio presentes no feixe atômico. Apresentamos a probabilidade esperada de excitação dos átomos e o método de detecção do sinal dos átomos excitados.

2.1 Espectroscopia por dois fótons

A espectroscopia atômica é a área da física que estuda as transições eletrônicas nos átomos. Neste trabalho a nossa transição de interesse é a 1S-2S do átomo de hidrogênio. O estado 2S é metaestável, isto é, possui um longo tempo de decaimento, da ordem de 120 ms [15]. Contudo acessar a transição 1S-2S é proibida por um único fóton como vemos pela

aproximação de dipolo, o que torna a espectroscopia desta transição desafiadora.

Toda transição eletrônica possui uma largura de linha natural, que em última análise é devido ao princípio de incerteza de Heisenberg. No caso da transição 1S-2S do hidrogênio essa largura é da ordem de 1.3 Hz devido ao fato do estado 2S ser metaestável [1]. Quando realizamos a medição de uma linha qualquer de uma transição atômica, o valor encontrado é maior que o valor da largura de linha natural. Isso ocorre por muitos fatores, mas para uma distribuição de átomos o fator principal é o alargamento Doppler, causado pela movimento dos átomos.

Considere um átomo que possui frequência de absorção ω_0 para uma transição, movendo-se com uma velocidade $\vec{v}$ através de uma onda eletromagnética com número de onda $\vec{k}$, tem sua frequência de absorção deslocada para $\omega = \omega_0 + \vec{k} \cdot \vec{v}$. Desta forma, considerando uma amostra atômica seguindo uma distribuição de Maxwell-Boltzmann de velocidades e que os átomos se movem propagantes a onda eletromagnética, encontramos que, devido ao efeito Doppler, o perfil de intensidade obtido possui uma largura de linha de [8]:

$$\Delta\omega_D = 2\sqrt{\ln(2)}\frac{\omega_0 v_p}{c} \quad (2.1)$$

Na qual $v_p = \sqrt{2k_b T/m}$ é a velocidade mais provável da distribuição de velocidades desta amostra atômica. Considerando um átomo de hidrogênio em uma distribuição com temperatura de 5 K, a largura causada pelo efeito Doppler é da ordem de 10 GHz, 10^{10} de vezes maior que a largura de linha natural da transição 1S-2S.

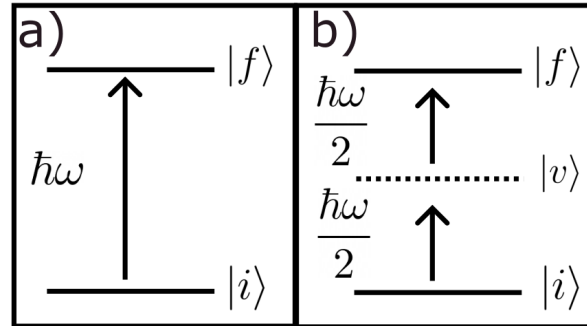


Figura 2.1: Esquema da transição entre os níveis $|i\rangle$ e $|f\rangle$. Em a) temos um exemplo de transição de um único fóton. Em b) temos o exemplo de transição de dois fótons através de um nível virtual $|v\rangle$.

A espectroscopia por dois fótons, ou espectroscopia “Doppler Free” pode ser usada para realizar transições proibidas por um fóton, além de eliminar o alargamento da linha observada causado pelo efeito Doppler de primeira ordem. Essa técnica pode ser tratada considerando a excitação do átomo do seu estado inicial $|i\rangle$, que em nosso caso é o estado fundamental, para um estado virtual $|v\rangle$ e, em seguida, do estado virtual para o estado final $|f\rangle$ pretendido (estado 2S), como ilustrado na figura 2.1.b). A excitação deste estado virtual representa a excitação de todos os outros estados reais do átomo fora da ressonância [8].

A probabilidade de excitação do estado E_i para o estado E_f , com uma largura natural de linha de γ_{if} , por meio da absorção de dois fótons, um com energia $\hbar\omega_1$, polarização $\hat{e}_1$, vetor de onda $\vec{k}_1$ e intensidade I_1 , e outro com energia $\hbar\omega_2$, polarização $\hat{e}_2$, vetor de onda $\vec{k}_2$ e intensidade I_2 , considerando, é dada por [8]:

$$A_{if} \propto \frac{\gamma_{if} I_1 I_2}{[\omega_{if} - \omega_1 - \omega_2 - \vec{v} \cdot (\vec{k}_1 + \vec{k}_2)]^2 + (\gamma_{if}/2)^2} \times \left| \sum_k \left(\frac{\vec{R}_{ik} \cdot \hat{e}_1 \cdot \vec{R}_{kf} \cdot \hat{e}_2}{\omega_{ik} - \omega_1 - \vec{v} \cdot \vec{k}_1} + \frac{\vec{R}_{ik} \cdot \hat{e}_2 \cdot \vec{R}_{kf} \cdot \hat{e}_1}{\omega_{ik} - \omega_2 - \vec{v} \cdot \vec{k}_2} \right) \right| \quad (2.2)$$

Na qual $\omega_{if} = \omega_1 + \omega_2 - \vec{v} \cdot (\vec{k}_1 + \vec{k}_2)$ é a frequência vista pelo átomo e os termos R_{ik} R_{kf} representam os elementos de matrizes de transição de dipolo entre os níveis $i \rightarrow k$, e $k \rightarrow f$ respectivamente.

Desta equação, duas informações são retiradas: a primeira é que a probabilidade de excitação cresce com a potência dos feixes de lasers, como vemos no produto $I_1 I_2$. A segunda informação é que, por meio desse processo, é possível atingir níveis de mesma paridade. No segundo termo de 2.2, os elementos de matrizes das transições entre i, f e os níveis intermediários k (R_{ik} e R_{kf}) precisam ser não nulos, ou seja, os níveis i e k , e k e f precisam ser conectados por uma transição de um único fóton. Portanto, precisam ter paridades opostas, o que leva a i e f terem a mesma paridade. A transição 1S–2S do átomo de hidrogênio é exatamente este caso.

No caso dos fótons serem oriundos do mesmo laser, imaginando um feixe que foi

refletido, temos três opções de absorção. Vamos organizá-las usando a seguinte notação: a representa o fóton recebido do laser incidente e b representa o fóton recebido do laser refletido. O primeiro caso é a absorção de dois fótons vindos do laser incidente, vamos chamar de caso (a, a) . A probabilidade neste caso é dada por:

$$A_{if}^{aa} \propto \frac{\gamma_{if} I^2}{[\omega_{if} - \omega_1 - \omega_2 - 2\vec{v} \cdot \vec{k}]^2 + (\gamma_{if}/2)^2} \quad (2.3)$$

$$\times \left| \sum_k \frac{\vec{R}_{ik} \cdot \hat{e}_1 \cdot \vec{R}_{kf} \cdot \hat{e}_2}{\omega_{ik} - \omega_1 - \vec{v} \cdot \vec{k}_1} + \frac{\vec{R}_{ik} \cdot \hat{e}_2 \cdot \vec{R}_{kf} \cdot \hat{e}_1}{\omega_{ik} - \omega_2 - \vec{v} \cdot \vec{k}_2} \right| \quad (2.4)$$

Outro caso é a absorção de dois fótons do laser refletido (b, b) , que possui a seguinte probabilidade de:

$$A_{if}^{bb} \propto \frac{\gamma_{if} I^2}{[\omega_{if} - \omega_1 - \omega_2 + 2\vec{v} \cdot \vec{k}]^2 + (\gamma_{if}/2)^2} \left| \sum_k \left(\frac{\vec{R}_{ik} \cdot \hat{e}_1 \cdot \vec{R}_{kf} \cdot \hat{e}_2}{\omega_{ik} - \omega_1 - \vec{v} \cdot \vec{k}_1} + \frac{\vec{R}_{ik} \cdot \hat{e}_2 \cdot \vec{R}_{kf} \cdot \hat{e}_1}{\omega_{ik} - \omega_2 - \vec{v} \cdot \vec{k}_2} \right) \right| \quad (2.5)$$

No último caso, temos a possibilidade de dois eventos indistinguíveis: um fóton tem origem no laser incidente e o outro fóton tem origem laser refletido. Pode ser o caso (a, b) , onde ele recebe primeiro o fóton do laser incidente e depois o fóton do laser refletido, ou o oposto (b, a) . A probabilidade total nesse caso é $|(a, b) + (b, a)|^2$. Vamos obter essa probabilidade, mas primeiro vale ressaltar que a parte envolvendo os coeficientes de transição são iguais para ambos, deste modo vamos omitir o termo em módulo na equação 2.2:

$$(a, b) \rightarrow \sqrt{\frac{\gamma_{if} I^2}{[\omega_{if} - \omega_1 - \omega_2]^2 + (\gamma_{if}/2)^2}} \quad (2.6)$$

$$(b, a) \rightarrow \sqrt{\frac{\gamma_{if} I^2}{[\omega_{if} - \omega_1 - \omega_2]^2 + (\gamma_{if}/2)^2}} \quad (2.7)$$

Assim:

$$|(a, b) + (b, a)|^2 \rightarrow \left(\sqrt{\frac{\gamma_{if} I_1 I_2}{[\omega_{if} - \omega_1 - \omega_2]^2 + (\gamma_{if}/2)^2}} + \sqrt{\frac{\gamma_{if} I_1 I_2}{[\omega_{if} - \omega_1 - \omega_2]^2 + (\gamma_{if}/2)^2}} \right)^2 \quad (2.8)$$

$$|(a, b) + (b, a)|^2 \rightarrow \frac{4\gamma_{if} I^2}{[\omega_{if} - \omega_1 - \omega_2]^2 + (\gamma_{if}/2)^2} \quad (2.9)$$

Portanto, comparando os resultados das equações 2.3, 2.5 e 2.9 percebemos que a probabilidade de absorção de um fóton de cada um dos feixes é da ordem do dobro da probabilidade de absorção de dois fótons do mesmo feixe. Além disso, como o átomo em questão absorve dois fótons contra-propagante de mesma energia, o momento linear e a energia cinética do átomo são conservados, levando ao nome de absorção “Doppler-free”.

Somando todas as probabilidades, temos que a probabilidade de absorção de dois fótons considerando o mesmo feixe refletido é dado por:

$$\begin{aligned} W_{if} \propto & \left| \sum_k \left(\frac{\vec{R}_{ik} \cdot \hat{e}_1 \cdot \vec{R}_{kf} \cdot \hat{e}_2}{\omega_{ik} - \omega_1 - \vec{v} \cdot \vec{k}_1} + \frac{\vec{R}_{ik} \cdot \hat{e}_2 \cdot \vec{R}_{kf} \cdot \hat{e}_1}{\omega_{ik} - \omega_2 - \vec{v} \cdot \vec{k}_2} \right) \right|^2 \\ & \times \left[\frac{4\gamma_{if} I^2}{(\omega_{if} - \omega_1 - \omega_2)^2 + (\gamma_{if}/2)^2} + \frac{\gamma_{if} I^2}{(\omega_{if} - \omega_1 - \omega_2 + 2\vec{v} \cdot \vec{k})^2 + (\gamma_{if}/2)^2} \right. \\ & \left. + \frac{\gamma_{if} I^2}{(\omega_{if} - \omega_1 - \omega_2 - 2\vec{v} \cdot \vec{k})^2 + (\gamma_{if}/2)^2} \right] \end{aligned} \quad (2.10)$$

Integrando essa equação sobre uma distribuição de Maxwell-Boltzmann podemos determinar o perfil de absorção esperado, mostrado na figura 2.2, que é dado pela equação [8]:

$$\alpha(\omega) = A(N, \vec{R}_{ik}, R_{nf}) \times I^2 \times (C_a + C_b) \quad (2.11a)$$

$$C_a = \frac{kv_p}{\sqrt{\pi}} \frac{\gamma_{if}/2}{(\omega_{if} - 2\omega)^2 + (\gamma_{if}/2)^2} \quad (2.11b)$$

$$C_b = \exp \left[- \left(\frac{\omega_{if} - 2\omega}{2kv_p} \right)^2 \right] \quad (2.11c)$$

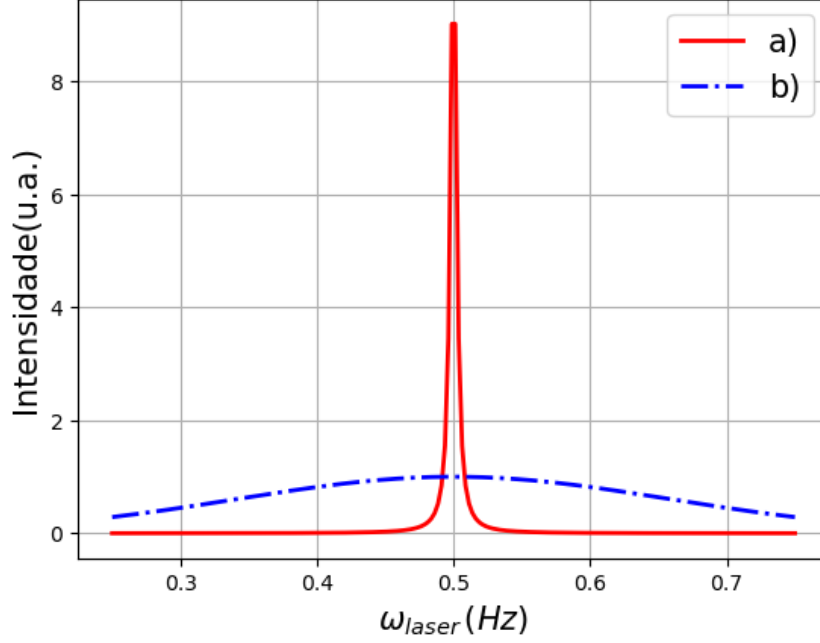


Figura 2.2: Em a) temos o perfil de linha obtido apenas com termo C_a da equação 2.11. Em b) temos o perfil considerando unicamente o termo C_b da equação 2.11 referente ao background Doppler.

Na equação 2.11, as informações sobre a população em cada estado e os elementos de matriz de transição estão contidas em $A(N, \vec{R}_{ik}, R_{nf})$. Esse perfil de linha é a sobreposição de dois perfis como pode ser visto na figura 2.2: um deles é Lorentziano dado com uma largura de γ_{if} (C_a), e um perfil Doppler que atua como um background (C_b). Podemos comparar essas duas contribuições, C_a e C_b , no valor de ressonância pela razão entre seus picos r , que dá:

$$r = \frac{1}{\frac{2kv_p}{\gamma_{if}\sqrt{\pi}}} = \frac{\gamma_{if}\sqrt{\pi}}{2kv_p} \quad (2.12)$$

Utilizando os resultados encontramos para linha Doppler:

$$r = \frac{\gamma_{if}}{\Delta\omega_D} \sqrt{\pi \ln(2)} \approx \frac{\gamma_{if}}{2\Delta\omega_D} = \frac{1Hz}{2 \times 10^{10}Hz} = 0.5 \times 10^{-11} \quad (2.13)$$

Como a largura Doppler é geralmente muito maior que a largura natural de linha é

esperado que o sinal sem o efeito Doppler de primeira ordem seja muito maior que o background como pode ser visto na figura 2.2.

2.2 Produção do feixe atômico

O processo de espectroscopia do átomo de hidrogênio desenvolvido no laboratório pode ser dividido em 3 partes: produção do feixe atômico, que será abordado nesta seção; excitação dos átomos de hidrogênio e a detecção dos átomos excitados.

Como podemos ver na figura 2.3.a), o processo inicia com a deposição de um gás inerte sobre uma superfície fria em temperaturas criogênicas (temperatura da ordem de 4 K) . Este gás formara uma estrutura cristalina, a matriz, na qual serão implantados os átomos de interesse. É utilizado um gás inerte para evitar a reação entre o constituinte da matriz e os elementos implantados, nosso caso, o gás inerte é Ne.

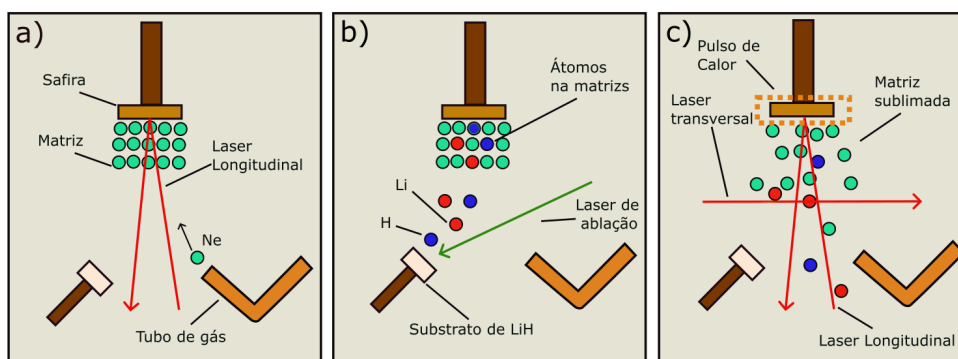


Figura 2.3: Esquema da produção do feixe atômico via MISu. Em a) apresentamos o crescimento da matriz e o feixe de laser longitudinal. Em b) mostramos a implantação de átomos via ablação. Em c) exibimos a sublimação da matriz via pulso de calor e os lasers espectroscopia dos átomos de lítio.

A superfície de crescimento da matriz é um disco de safira com um filme resistivo de NiCr (níquel cromo) depositada sobre ele. A espessura da matriz crescida é proporcional ao tempo de injeção, à temperatura e à pressão deste gás inerte.

Nesta etapa, o controle da temperatura da safira é essencial, em vista que, dependendo da sua temperatura, não ocorre a deposição de neônio sobre a safira. Deste modo, o experimento se inicia com a temperatura da safira apresentando uma temperatura abaixo

de 7 K, em vista que foi observado por trabalhos anteriores que ocorre uma melhor deposição de matriz nesta faixa de temperaturas [12]. Ademais, também é necessário um baixo fluxo de gás, caso isto não ocorra, teremos a deposição de um sólido amorfo, não cristalino, de Ne que não apresenta as mesmas respostas térmicas e óticas que a matriz cristalina [12], impossibilitando assim a produção do feixe atômico.

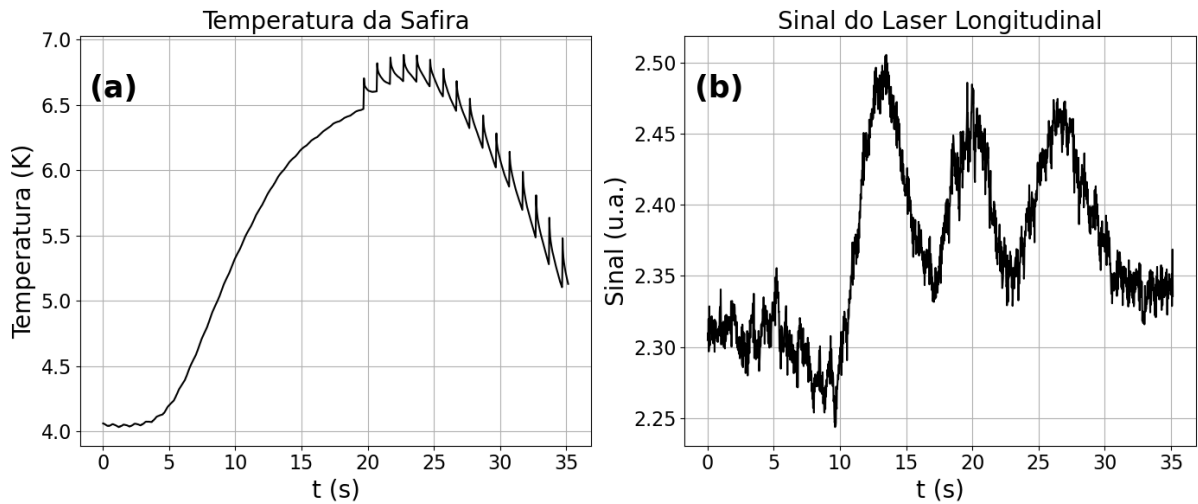


Figura 2.4: A figura expõe dados obtidos durante o crescimento de uma matriz de Ne sobre a safira. Em a) podemos ver o aumento da temperatura da safira com a chegada do gás, os picos representam a chegada de material ablacionado na safira. Em b) observamos o sinal do laser longitudinal no qual é possível ver as franjas de interferência causadas pelo crescimento da matriz.

O crescimento da matriz pode ser monitorado por dois sinais diferente (ver figura 2.4). Um dos sinais de deposição é o aumento da temperatura da safira, que pode sofrer um acréscimo de 1 K a 2 K como pode ser visto na figura 2.4.a). Outro monitoramento é realizado pelo feixe de laser que incide na superfície de NiCr da safira e é refletido aproximadamente sobre ele mesmo (ver figura 2.3.a)). O sinal deste laser, denominado laser longitudinal, é lido em um fotodiodo. Uma discussão mais detalhada desse sistema ótico será feita no capítulo 3. No sinal do laser, é possível ver as franjas de interferência causadas pela deposição do sólido cristalino, deste modo é possível acompanhar o crescimento da matriz em tempo real como podemos observar na figura 2.4.b), e assim estimarmos sua espessura.



Figura 2.5: Imagem de uma pluma de ablação através de uma das janelas do criostato.

A técnica utilizada no laboratório para a implantação de átomos na matriz é a ablação a laser (ver figura 2.3.b). Nesse processo, um percussor sólido é atingido por um laser de alta potência. Deste modo, átomos, moléculas e íons do percussor são liberadas devido ao rápido aquecimento da área ablacionada, que pode chegar a temperaturas de milhares de Kelvin [16]. Por exemplo, no caso da ablação de uma pedra de LiH, elementos como lítio atômico, lítio molecular, L^+ , H^- , H^+ e até pedaços de hidreto de lítio podem ser implantados na matriz. O interessante desta forma de implantação é sua versatilidade, em vista que, mudando apenas o alvo ablacionado, é possível a implantação de outros átomos, moléculas e íons na matriz de Ne.

O posicionamento do alvo em relação à safira desempenha um importante papel para a implantação de átomos via ablação. Os elementos de interesse saem do alvo ablacionado em uma rápida expansão em formato cônico conhecida como pluma de ablação, como pode ser visto na figura 2.5. O vértice deste cone tem origem na posição ablacionada e possui direção perpendicular à superfície do alvo. Desta forma, é necessário um alinhamento entre o substrato de ablação e a safira, de modo que os elementos expelidos pela ablação

sigam em direção ao local de formação da matriz de isolamento. Um fator importante é a fluência do laser de ablação, isto é, sua energia sobre a área, que é diretamente relacionada ao número de átomos retirados do sólido, e conseqüentemente ao número de átomos na matriz no caso de um bom alinhamento, de modo que utilizamos uma lente a fim de focalizar o laser de ablação na área desejada no alvo.

Algumas dificuldades podem surgir durante o processo de ablação. Por exemplo quando uma área foi ablacionada diversas vezes, sulcos são criados na superfície do alvo, mudando o ângulo de ejeção da pluma, sendo assim necessário mudar a região de ablação. Ademais, outro agravante neste processo é a oxidação do alvo, que pode acontecer com os precursores sólidos de hidreto de lítio. Este processo leva à criação de uma camada de óxido de lítio sobre a superfície do alvo, sendo necessário realizar uma limpeza por meio de ablações sucessivas da mesma área. No aparato, outro problema acontece quando a ablação ocorre sem a deposição de uma matriz de Ne na safira. Neste caso, o material em alta temperatura ablacionado pode se depositar na superfície da safira, o que degrada o filme de NiCr que a recobre, reduzindo sua refletividade e sua capacidade de sustentar a matriz.

O processo de implementação dos átomos de interesse pode ser feito durante a injeção do gás ou após. Durante esse processo, podemos escolher a frequência dos pulsos de laser de ablação e o tempo de duração. A quantidade átomos implantados depende, entre outros fatores, do tamanho da matriz e também do número e frequência dos pulso de ablação. O processo ainda pode ser feito em ciclos de crescimento de matriz e ablações consecutivas. Na figura 2.4.a), podemos observar alguns picos no sinal da temperatura da safira indicando o aquecimento da safira decorrente da implantação dos átomos. Pode ocorrer a sublimação parcial ou total do sólido cristalizado, devido à este aquecimento da safira causado pela chegada do material ablacionado, o que também pode ser monitorado em tempo real pelo sinal do laser longitudinal.

A sublimação da matriz ocorre por meio de um rápido aquecimento da safira pela

aplicação de um pulso de tensão (V_{pc}) sobre o filme de NiCr, que possui uma resistência elétrica da ordem de $\sim 10 \Omega$. O tempo de aplicação deste pulso de calor tem sua duração (t_{pc}) variável, controlada pelo usuário. Durante a sublimação, as amostras atômicas, no caso o lítio e o hidrogênio, termalizam via colisões com o gás Ne da matriz, devido à sua alta densidade quando comparada com a quantidade de Li e H. Portanto, para criação de feixes frios, buscamos utilizar gases com uma baixa temperatura de sublimação, que é o caso do Ne.

A temperatura do feixe atômico produzido é uma informação importante. Por meio do modelo descrito na referência [17] podemos relacionar a temperatura da safira (T_s) com a temperatura do feixe atômico após a terminalização (T') dos átomos em colisões com o Ne. Para obter essa relação, consideremos que toda a energia térmica do aquecimento da safira (E_{T_s}) é entregue à matriz durante a sublimação. Além disso, também assumimos que após a sublimação, a energia do feixe produzido pode ser dividida entre a energia cinética referente à velocidade do seu centro de massa (K_{cm}) e a energia térmica em torno dessa velocidade ($E_{T'}$). Levando em consideração a conservação de energia durante a produção do feixe temos que :

$$E_{T_s} = E_{T'} + K_{CM} \quad (2.14)$$

Portanto para relacionar as temperatura T_s e T' devemos determinar os termos da equação 2.14. Para obter E_{T_s} precisamos analisar a distribuição inicial de velocidades do feixe atômico após o pulso de calor. Essa distribuição, apresentada na equação 2.15, é dada por uma metade de uma Maxwell-Boltzmann, considerando uma velocidade preferencial na direção de propagação do feixe (v_x), considerada a direção “x”.

$$f_{MB}(v_x) = \frac{mv_x}{k_B T} \exp\left(\frac{-mv_x^2}{2k_B T}\right) \quad (2.15)$$

Por meio dessa distribuição, podemos obter a velocidade do centro de massa do gás

que é dada por $v_{CM} = \sqrt{\pi k_B T / 2m}$, onde m é a massa do elemento da matriz. Com este valor, podemos determinar a energia cinética média dos átomos na direção “x” decorrente do aquecimento da matriz, que é $K_x = k_B T_S$.

Como as direções z e y não são privilegiadas, cada uma das direções contribui para o balanço energético com uma energia média, devido ao pulso de calor, de $k_B T_S / 2$. Deste modo, a energia térmica total entregue pelo pulso de calor é $E_{T_S} = 2k_B T_S$ e a energia cinética decorrente da velocidade do centro de massa é $K_{cm} = mv_{CM}^2 / 2$. Assim, pelo balanço energético, encontramos que:

$$E_{T_S} = K_{cm} + E_{T'} \quad (2.16)$$

$$2k_B T_S = \frac{3}{2} k_B T' + \frac{1}{2} m v_{CM}^2 \quad (2.17)$$

$$T' = \frac{(8 - \pi)}{6} T_S \quad (2.18)$$

Em vista que durante a sublimação os átomos de lítio, hidrogênio e de neônio colidem frequentemente podemos considerar que a velocidade de centro de massa é igual para ambas as espécies de modo que os átomos do feixe termalizam com o Ne em todas as direções. Este processo leva a uma nova distribuição de velocidades caracterizada pela temperatura T' , dada por:

$$F_{MB}(\vec{v}) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T'} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(\frac{-m[(v_x - v_{cm})^2 + v_y^2 + v_z^2]}{2k_B T'} \right) \quad (2.19)$$

As distribuições de velocidade $f_{MB}(\vec{v})$ e $F_{MB}(\vec{v})$ podem ser vistas na figura 2.6. Para os átomos de lítio esta velocidade de centro de massa causa um deslocamento Doppler da frequência de ressonância ($\delta\omega$) do seguinte modo:

$$\delta\omega = \frac{v_{CM}}{\lambda}, \quad (2.20)$$

onde λ é o comprimento de onda do laser utilizado na espectroscopia [17]. Ademais, para átomos com uma distribuição de velocidades que segue uma Maxwell Boltzmann, os picos de absorção se tornam gaussianas com um desvio padrão, $\Delta\nu_\sigma$, relacionado com a

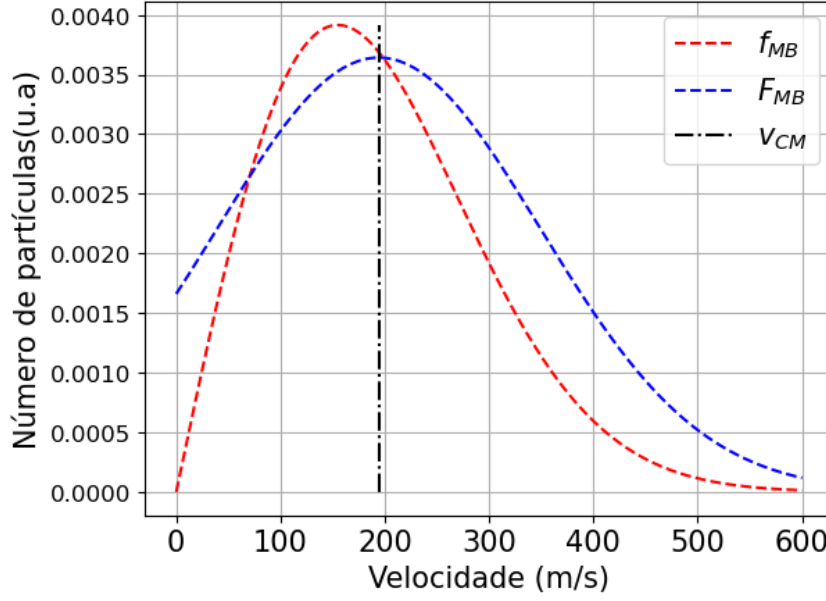


Figura 2.6: Distribuições de velocidade considerando as funções f_{MB} e F_{MB} para $T=20$ K temperatura, dado por [17]:

$$\Delta\nu_\sigma = \frac{1}{\lambda} \sqrt{\frac{k_B T'}{m_{Li}}}, \quad (2.21)$$

na qual m_{Li} é a massa dos átomos de lítio. Desta forma, o alargamento da frequência da linha para os átomos de lítio do feixe é dado por [8]:

$$\Delta\nu_D = 2\sqrt{2\ln(2)}\Delta\nu_\sigma, \quad (2.22)$$

Os feixes atômicos produzidos pela MISu apresentam velocidades entre 80 m/s e 300 m/s e temperaturas entre 300 mK a 40 K [12].

2.3 Espectroscopia dos átomos de Hidrogênio liberados pela matriz

O processo de espectroscopia do átomo de hidrogênio começa com a excitação destes átomos do feixe do estado 1S para o estado 2S via excitação por dois fótons de comprimento de onda 243 nm em uma cavidade ressonante como podemos ver na figura 2.7.a). A entrada do feixe atômico na cavidade é feita através de uma abertura que seleciona a velocidade das partículas no feixe.

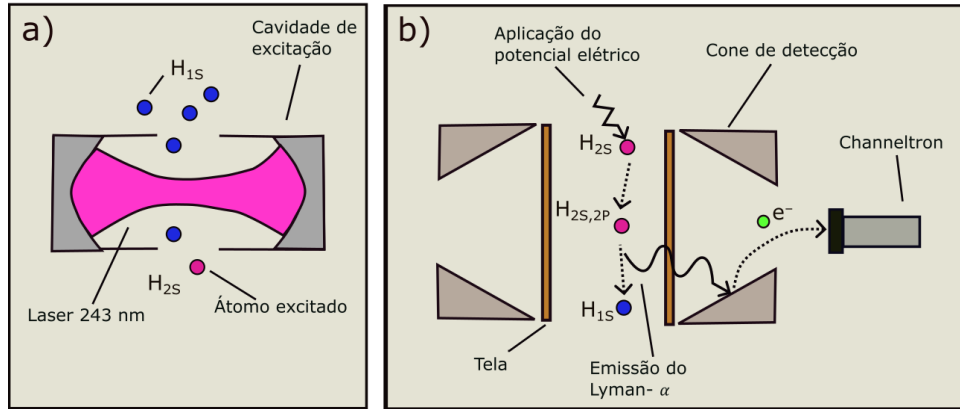


Figura 2.7: Esquema da espectroscopia do hidrogênio. Em a) os átomos de hidrogênio são excitados dentro da cavidade ressonante. Em b) o campo elétrico faz uma mistura dos estados 2S e 2P dos átomos. As partículas neste segundo estado decaem emitindo um fóton que ejeta, da paredes do cone de detecção, um elétron que por sua vez é detectado em um channeltron.

A vantagem da cavidade ressonante é o aumento da potência do feixe de laser de excitação na região de interesse. Por meio de [18] temos que a probabilidade de excitação de um átomo considerando dois feixes gaussianos contra propagantes em uma cavidade ótica é dado por:

$$Prob = \gamma^2 \frac{P^2}{v_L^2 w_0^2} \exp\left(-4 \frac{\rho_L^2}{w_0^2}\right) \exp\left(-\frac{w_0^2 \Delta\omega_{if}^2}{4v^2}\right) \quad (2.23)$$

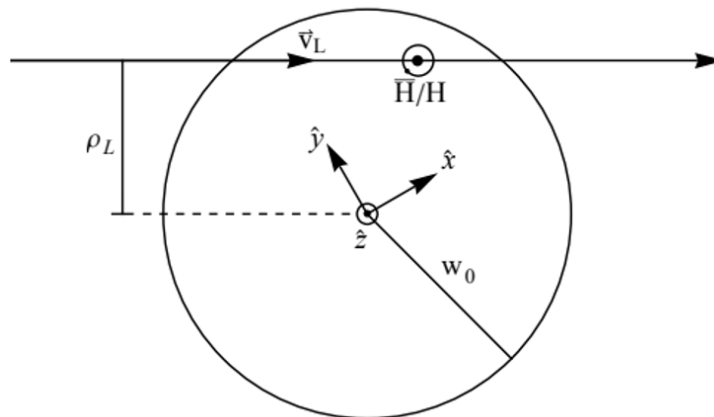


Figura 2.8: Imagem retirada da referencia [18]. Figura representa um átomo de hidrogênio (ou anti-hidrogênio) com velocidade v_L atravessando o feixe de laser de cintura local w_0 a uma distancia ρ_L do seu centro.

No qual $\gamma^2 = 1.362 \times 10^{-7} \text{ m}^4 \text{ s}^{-2} \text{ W}^{-2}$ é proveniente de constantes físicas e elementos de transição do tipo dipolo, v_L é a velocidade do átomo, ρ_L é o parâmetro impacto em relação ao centro do laser, P a potência do laser, w_0 a cintura do feixe. A potência típica do feixe laser 243 nm utilizado laboratório é da ordem de 40 mW e a cintura típica do laser é cerca de $100 \text{ }\mu\text{m}$. Deste modo considerando um átomo de hidrogênio com uma velocidade de 50 m/s atravessando o laser em seu centro, $\rho_L = 0$, a probabilidade de excitação deste único átomo é por volta de 0.0009% . Portanto, precisamos que o feixe atômico tenha uma grande quantidade de átomos de hidrogênio afim de obtermos um número significativo de átomos excitados.

O átomo após excitado segue para a câmara de detecção por meio de outra abertura na cavidade de excitação (ver figura 2.7.b). Como já discutido, o estado 2S é um estado metaestável, portanto, o que pretendemos é levar os átomos deste estado para uma mistura entre os estados 2S e 2P, logo a partir do decaimento destes átomos para o estado fundamental queremos detectar o fóton Lyman- α gerado.

A mistura dos estados 2S e 2P é feita por meio da aplicação de um campo elétrico da ordem de 300 V/m gerado por duas telas posicionadas lateralmente ao feixe atômico. O uso das telas é feito para permitir que o fóton emitido viaje para região atrás delas, na qual temos uma superfície cônica coberta de carbono, que possui uma função trabalho de $\phi \sim 5 \text{ eV}$ [19]. Nesta região o fóton Lyman- α , com energia de por volta 10 eV , pode colidir com esta superfície ejetando um elétron que teria uma energia inicial da ordem de 5 eV . No final da superfície cônica encontra-se um detector channeltron, como se observa na figura na figura 2.7.b). O channeltron consegue capturar o elétron através de um potencial de aproximadamente 500 V e a partir desta partícula gerar um sinal mensurável.

Capítulo 3

Montagem do sistema experimental

Neste capítulo abordaremos a construção e montagem do aparato experimental. A descrição será dividida do seguinte modo: primeiro será discutido o criostato juntamente com as etapas necessárias para a técnica da MISu. Em seguida, vamos descrever a montagem necessária para realizar a excitação do átomo de hidrogênio e sua detecção. Apresentaremos a preparação e instalação da cavidade de excitação, da câmara de detecção, e dos channeltrons dentro do criostato. Também abordaremos a localização dos sensores de temperaturas e os fios necessários para o envio e recebimento de sinais deste aparato.

Na segunda parte discutiremos a ótica utilizada, passando pelos lasers necessários para espectroscopia do lítio, essenciais para obter informações de temperatura e velocidade dos feixes atômicos, bem como o laser necessário para ablação da amostra de hidreto de lítio. Os lasers utilizados na espectroscopia do hidrogênio bem como o controle e estabilização da frequência do laser e da nossa cavidade de referência de frequência também serão discutidos nesta parte.

3.1 Criostato

Todo o experimento precisa ser mantido em temperaturas criogênicas, portanto a montagem da célula de espectroscopia do hidrogênio foi realizada dentro de um criostato de

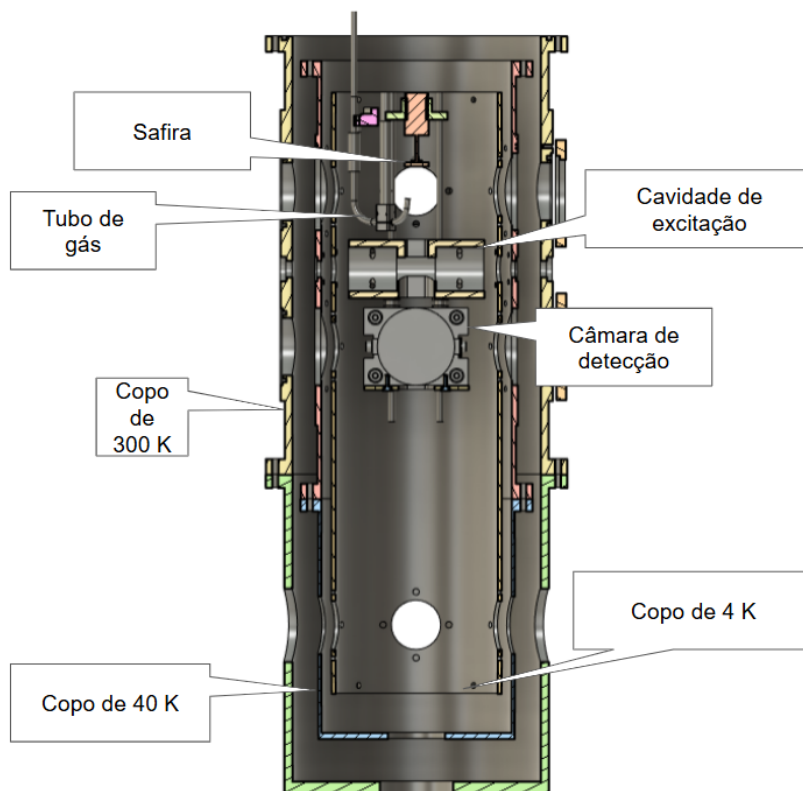


Figura 3.1: Vista da célula experimental na região que ocorre o experimento.

ciclo fechado (ver figura 3.1). O criostato em questão é um modelo da Cryo Industries e usa um refrigerador Sumitomo de modelo RDK 408D2. Neste modelo nos aproveitamos da facilidade de operação, em vista que para seu funcionamento apenas é necessário fornecimento de energia elétrica e água, para o seu resfriamento. É claro que existe a necessidade de manutenção como por exemplo a troca de gás hélio, mas ela apenas ocorre após longos períodos de uso. Por outro lado, uma desvantagem é a vibração induzida do compressor de refrigeração no criostato.

Este criostato possui dois estágios de resfriamento. O primeiro estágio de resfriamento atinge uma temperatura de $\sim 40\text{ K}$, onde está preso um dos copos do criostato denominado “copo de 40K” vide figura 3.1. O segundo estágio pode manter uma temperatura de $\sim 4\text{ K}$ desde que seja entregue sobre ele uma potência de no máximo de 1 W pelo compressor, onde está presa outro copo do criostato, denominado “copo de 4K” também apresentado na figura 3.1. No interior do copo de 4 K é que estão instalados todos os

componentes para o funcionamento da técnica de sublimação de matriz de isolamento (MISu) e as montagens para a espectroscopia do hidrogênio. O copo chamado de “copo de 300 K”, pois se mantém em temperatura ambiente, está instalado na parte externa do criostato, e faz a vedação para o vácuo como pode ser observado pela figura 3.1.

3.2 Montagem da MISu

O substrato para deposição do neônio é feito de safira devido às suas características de ser um bom condutor térmico, mas isolante elétrico. Ele possui o formato de um disco de diâmetro 12.7 mm e espessura 2 mm e sobre a sua superfície, na qual ocorre o crescimento da matriz, foi depositado um filme resistivo de níquel-cromo (NiCr) que atua como resistência para aplicação do pulso de calor (ver figura 3.2). Deste modo, o pulso de calor é aplicado diretamente sobre a superfície que sustenta a matriz de isolamento. Além disso, o disco possui dois furos próximos a sua borda onde estão localizados os terminais elétricos em contato com o filme.

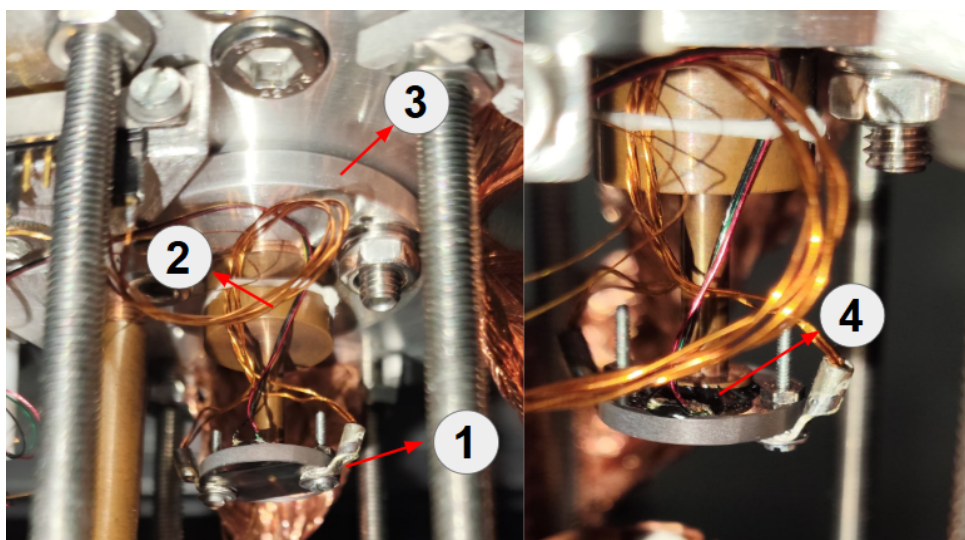


Figura 3.2: Em (1) temos a safira, na qual podemos ver os dois terminais de aplicação da tensão do pulso de calor presos por parafusos. Em (2) é visível a haste de cobre que é sustentada pela peça de alumínio em (3). Em (4), apresento o “chip resistor” colado na safira como uso da cola StyCast em preto.

A medida da temperatura da safira é essencial, deste modo um “chip resistor” com

resistência de $\sim 1 \text{ k}\Omega$ em temperatura ambiente foi colado na superfície oposta àquela com o filme de NiCr (ver figura 3.2). Este chip atua como termômetro, em vista que sua resistência aumenta a medida que a temperatura diminui. O chip foi calibrado anteriormente contra o sensor de temperatura da cabeça fria do criostato, que já veio calibrado de fabrica. Na figura 3.2 podemos ver que a safira é colada em uma haste de cobre, item

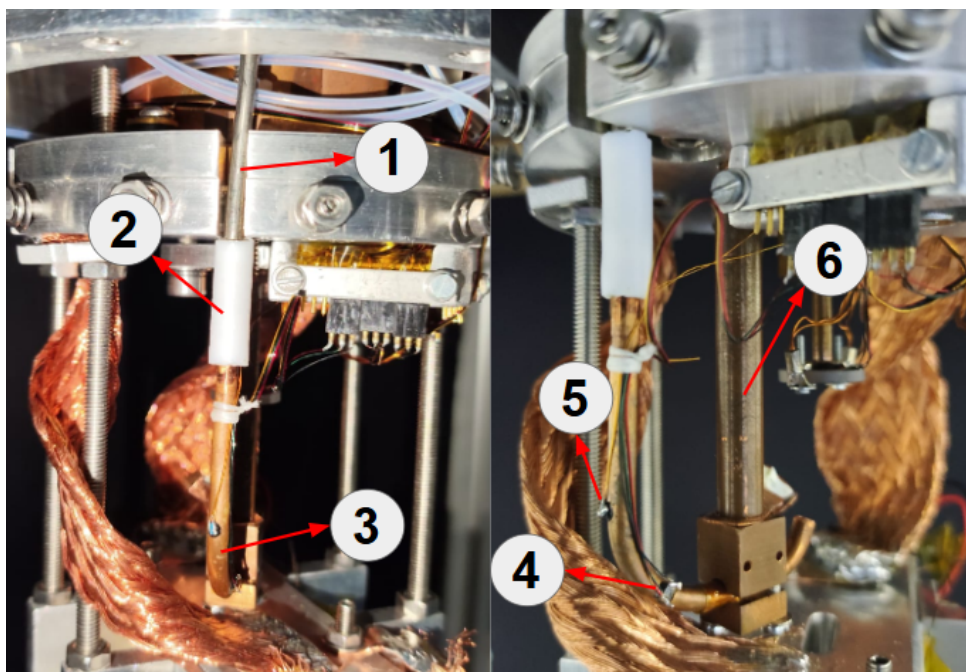


Figura 3.3: A figura à esquerda mostra o tubo de gás com seus três segmentos: aquele feito de inox (1), a luva de teflon (2), e a parte feita de cobre (3). Na figura à direita, temos expostos o aquecedor (4) e o sensor de temperatura (5) além da haste de sustentação do tubo (6) que também serve de “link” térmico.

(2) na figura 3.2, que, por sua vez, é mantida em contato com a cabeça fria do criostato por meio de uma peça de alumínio que a sustenta, (3) na figura 3.2. As dimensões da haste de cobre foram projetadas de modo que a temperatura da safira variasse apenas em torno de 1 K quando houvesse fluxo de gás sobre ela. Deste modo, a haste é dividida em três partes de diferentes diâmetros e comprimentos. Na extremidade da haste na qual a safira está colada, temos um diâmetro de 5 mm e 1 mm de espessura. A haste de cobre continua para uma seção que possui 3 mm de diâmetro e 15 mm de comprimento. A parte final desta peça possui um diâmetro de 12.7 mm e um comprimento de 23 mm, dos quais

15 mm são roscas de modo que a haste é rosqueada na peça de alumínio que sustenta o conjunto.



Figura 3.4: Pedra de hidreto de lítio posicionada próxima a safira pelo suporte de cobre. A cor branca da pedra é causada por uma camada superficial de oxidação do LiH e os pontos pretos são as regiões nas quais ocorreram as ablações.

O tubo de gás permite o fluxo do neônio da linha de gás sobre a safira. Ele é dividido em duas partes, uma feita de inox e outra feita de cobre, unidas por uma luva de teflon como podemos observar na figura 3.3. O tubo é feito de inox, marcado por (1) na figura 3.3, de 300 K até a luva de teflon, (2) na figura 3.3, em vista que esse material é um mal condutor térmico, assim evitamos o fluxo de calor para o copo de 4K. A seguir da luva, o tubo é feito de cobre (3).

Na parte de Cu foram fixados, por meio de cola StyCast, dois chips resistor, (4, 5) na figura 3.3, parecidos com aqueles colados na safira. Um deles funciona como sensor de temperatura e o outro como aquecedor. O aquecimento do tubo é necessário, visto que, em temperaturas da ordem de 9 K, o neônio congela dentro do tubo, impedindo fluxo de gás sobre a safira. Optou-se por cobre nesta parte do tubo devido a sua elevada condutividade térmica de modo que é possível aquecê-lo para temperaturas de ~ 15 K

por meio de uma voltagem da ordem de 8 V a 10 V, impedindo o congelamento do gás.

Após a deposição de neônio sobre a safira, precisamos implantar os átomos de interesse na matriz. Como discutido, esse processo ocorre por meio da ablação dos alvos. O sólido é mantido na posição correta para ablação, aproximadamente a 20 mm da safira, por um suporte de cobre, que é preso na haste de sustentação do tubo de gás, indicado por (6) na figura 3.3, como podemos observar na figura 3.4. O alvo é posicionado de modo a ser acessível por um laser por uma das janelas laterais do criostato. O alvo é um sólido de hidreto de lítio, acomodado de modo que sua superfície aponte em direção a safira. Os alvos atuais são fabricados por meio da compressão de pó de hidreto de lítio em uma prensa hidráulica.

3.3 Excitação e detecção do hidrogênio

Discutida a montagem da MISu, que permitirá a criação de feixes atômicos frios, podemos passar para a discussão detalhada da célula experimental instalada para realizar a espectroscopia do átomo de hidrogênio.

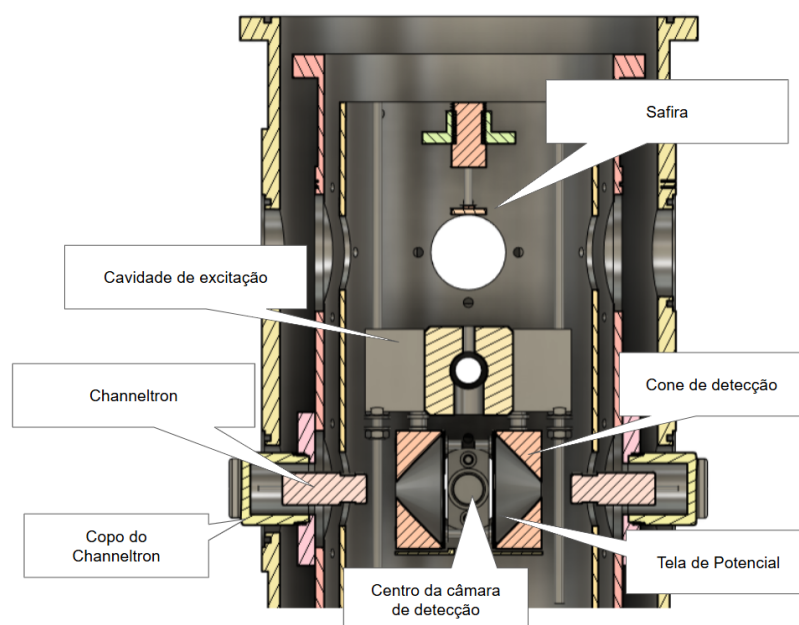


Figura 3.5: Vista frontal do criostato com foco na cavidade de excitação e na câmara de detecção.

A célula se encontra logo abaixo do tubo como pode ser visto na figura 3.1, mantida centralizada abaixo da safira por meio de um conjunto de quatro barras roscadas. A célula é composta pela cavidade de excitação e a câmara de detecção.

Na câmara de excitação, esperamos que parte dos átomos de hidrogênio do feixe atômico sejam excitados do estado 1S para o estado 2S. Logo abaixo, na câmara de detecção (ver figura 3.5), temos as telas de potencial que causam a mistura dos estados 2S e 2P. Nessa câmara também estão instalados os cones de detecção, com suas paredes revestidas de uma tinta de carbono, para a emissão dos elétrons gerados pelos fótons Lyman- α via efeito fotoelétrico.

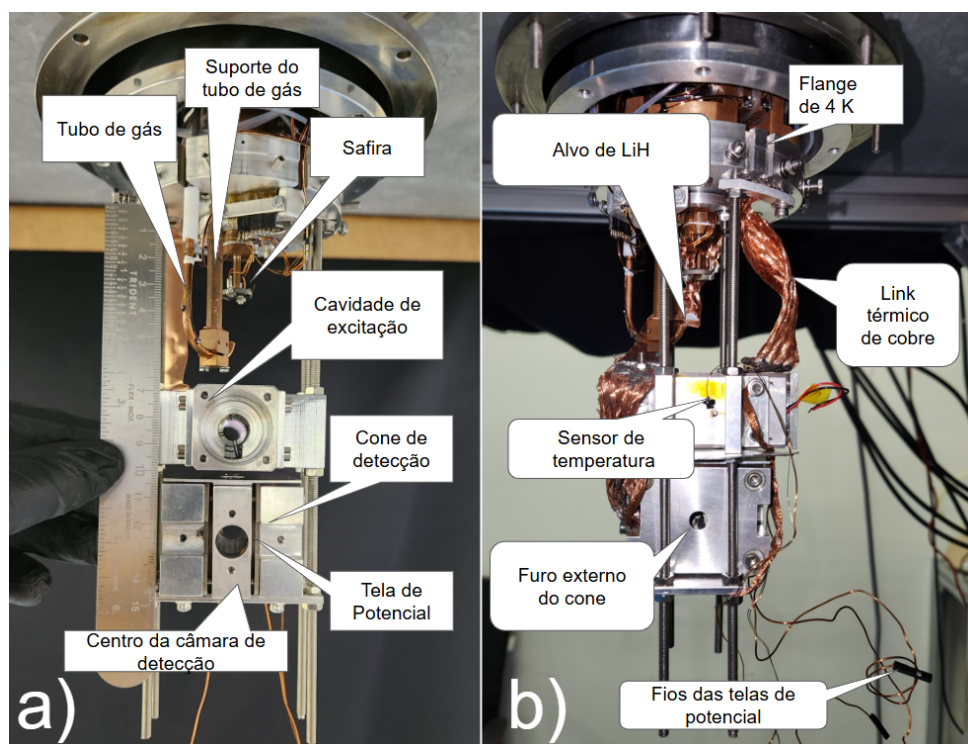


Figura 3.6: Barras roscadas mantêm a cavidade de excitação e a câmara de detecção alinhadas com o centro da safira. Em a) apresentamos as montagens, cujos os modelos 3D foram mostrado na figura 3.5, instaladas no criostato sem os “links” térmicos que fazem a conexão térmica dos componentes com a cabeça fria do criostato. Em b) todos os “links” térmicos já haviam sido instalados.

Os channeltrons estão fixos em copos de alumínio que por sua vez estão instalados nas janelas laterais do copo de 40 K. Cada channeltrons tem a sua abertura alinhada com

o furo externo do cone de detecção mais próximo como podemos ver no modelo 3D da figura 3.5, com intuito de capturar os elétrons ejetados pelo Lyman- α .

Na figura 3.6 temos uma visão geral dos componentes montados. Podemos observar abas laterais da cavidade de excitação e a placa inferior da câmara de detecção que sustentam as montagens por meio das barras roscadas. Ademais, nesta figura também temos visão da flange de 4K e do suporte do tubo de gás.

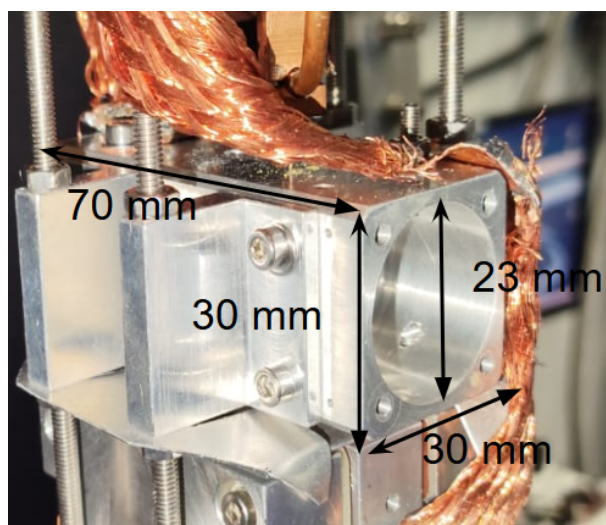


Figura 3.7: Cavidade de excitação já instalada. Podemos ver na figura suas principais dimensões de construção e as abas laterais que sustentam a cavidade.

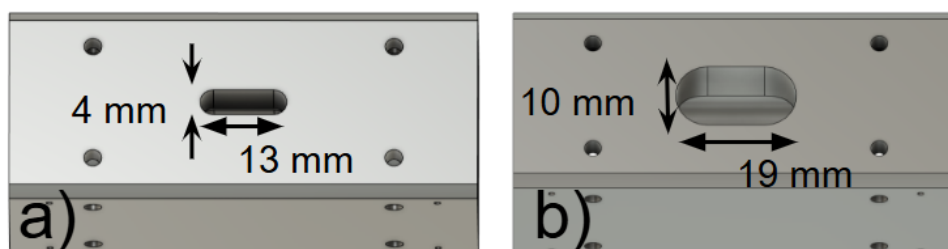


Figura 3.8: Modelo 3D da cavidade de excitação. Em a) Podemos ver a face da cavidade virada para safira e as dimensões de sua abertura, região de entrada dos átomos. Em b) apresentamos a face oposta com as dimensões da abertura de saída dos átomos.

A cavidade de excitação é fundamental para a espectroscopia do hidrogênio, pois nesta região os átomos sofrerão a excitação pela absorção de dois fótons. A cavidade pode ser dividida em três partes: o corpo central, quatro abas de sustentação e as tampas (ver figura 3.7). As abas de sustentação são presas no corpo central por meio de parafusos

M3. As abas, por sua vez, possuem furos com diâmetro de 4 mm que permitem seu posicionamento no centro do criostato por meio de barras roscadas.

O corpo central da cavidade possui dimensões externas de 70 mm por 30 mm por 30 mm e seu furo central possui o diâmetro interno de 23 mm (ver figura 3.7). Ademais, ele possui duas aberturas laterais, uma com dimensões de 4 mm x 13 mm e outra com 10 mm x 19 mm, como podemos observar na figura 3.8. Nas tampas, fixamos os espelhos necessários para construção de uma cavidade ressonante de Fabry Perot.

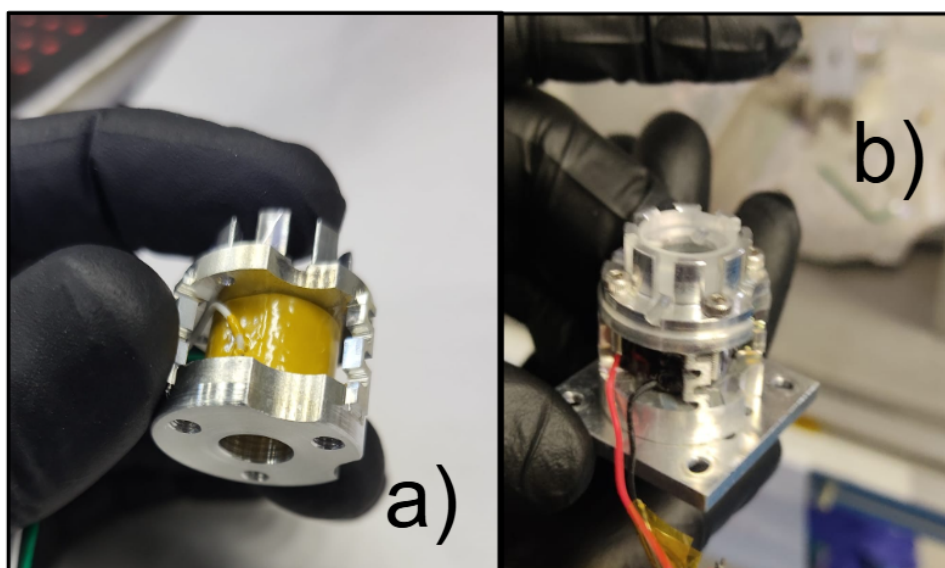


Figura 3.9: Exemplo de montagem “finger mounts” com um altura de 24.5 mm e uma base de diâmetro 22.5 mm com um furo para passagem do laser de diâmetro 7.85 mm. Em a) um piezoelétrico instalado na sua parte inferior, onde podemos ver os furos de fixação da peça. Em b) a montagem “finger mounts” instalada em uma das tampas da cavidade de excitação com o espelho e o piezoelétrico instalados. Em ambas imagens podemos ver as molas flexíveis que permitem a expansão da região abaixo da coroa para a instalação do piezoelétrico.

Durante o processo de espectroscopia do hidrogênio, a frequência do laser que adentra a cavidade de Fabry Perot será sintonizada na frequência central transição 1S-2S e faremos uma varredura em torno desta frequência. Desta forma, para que a cavidade permaneça ressonante com a frequência do laser utilizamos uma peça suporte chamada de “finger mounts” que acomodam piezoelétricos que permitem mudar a distância entre os espelhos

da cavidade a mantendo assim em ressonância. Os espelhos são presos nas tampas da cavidade por meio dessa peça suporte como mostra a figura 3.9.b).

A montagem “finger mounts” foi desenvolvida para realizar a união entre um piezoelétrico e um espelho. Um piezoelétrico é um material que sofre uma expansão ou contração mecânica ao ser aplicado sobre ele uma tensão elétrica. Deste modo, ao utilizar espelhos unidos à piezoelétricos na cavidade, podemos alterar a distancia entre os espelhos com a aplicação de uma tensão elétrica.

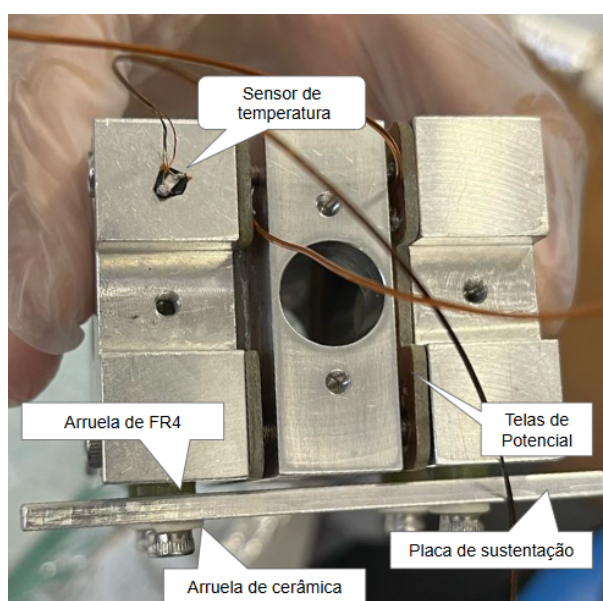


Figura 3.10: Câmara de detecção. As suas quatro parte principais instaladas, bem como as arruelas de FR4, um material isolante, e cerâmica para evitar o contato elétrico entre as quatro partes e o “chip resistor” sensor de temperatura

Nas montagens “finger mounts”, ao realizar o resfriamento, os finger pressionam os espelhos sem danificá-los. Assim a contração diferencial entre a montagem e o espelho é controlada [20]. Em métodos antigos, o espelho era colado diretamente no piezoelétrico com o uso de epóxi, de modo que ao realizar o resfriamento do conjunto poderia ocorrer a quebra do espelho [20]. Além disso, as montagens “finger mounts” possuem grande robustez de modo que podem passar por vários ciclos térmicos entre a temperatura ambiente e temperaturas criogênicos sem apresentar danos a sua estrutura ou as suas respostas mecânicas [20].

Na atual versão, apenas uma das montagens “finger mounts” foi instalada com um espelho com refletividade de 98% para o comprimento de onda de 243 nm e raio de curvatura de 500 mm mas sem conexão de voltagem para o piezoelétrico (ver figura 3.9.b). Deste modo, não temos uma cavidade de Fabry-Perot no experimento, temos dois feixes contra propagantes, o feixe de entrada e a sua reflexão no espelho instalado. Fixado a uma das paredes da cavidade, por meio da cola StyCast, temos um “chip resistor” como sensor de temperatura.

Abaixo da região de excitação está localizada a câmara de detecção, em destaque na figura 3.10. A câmara de detecção está instalada a 3 mm da cavidade de excitação como mostrado na figura 3.5.a). A câmara é dividida em 4 partes: o centro, as telas de potencial, os cones de detecção e a placa de sustentação. Todas essas partes foram montadas de modo a não haver contato elétrico entre elas, assim, seria possível aplicar potenciais elétricos diferentes nas telas e nos cones sem criar uma fuga de corrente.

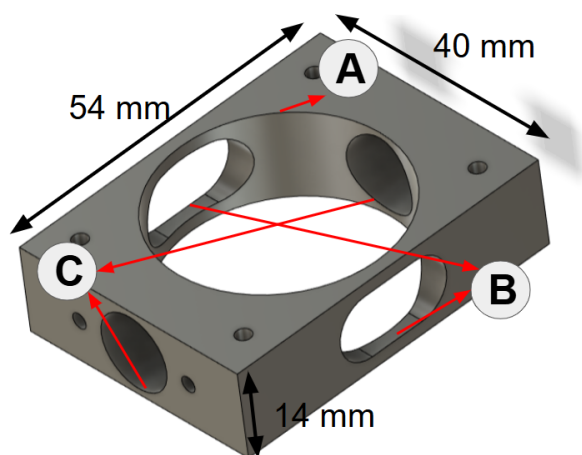


Figura 3.11: Modelo 3D do centro da câmara de detecção. O centro possui 3 pares de aberturas laterais idênticos, que foram legendados com A, B ou C. Na face das aberturas A temos os furos para os parafusos M3 que sustentam essa peça da câmara de detecção.

No centro da câmara de detecção ocorre a entrada de átomos na câmara. O centro possui dimensões de 54 mm por 40 mm por 14 mm com seis aberturas laterais, como se mostra na figura 3.11. Nesta figura, as aberturas A possuem um diâmetro de 36 mm e

são cada uma delas voltadas para uma das telas de potencial. Por sua vez as aberturas B são as aberturas de entrada e saída do feixe atômico, e possuem dimensões de 10 mm por 19 mm. Por último as aberturas C possuem diâmetro de 12 mm, e seu propósito original era para a instalação de um alvo de uma safira coberta com um filme de ouro. O objetivo era o teste dos channeltrons pelos elétrons emitidos por esse alvo de ouro quando atingido por um laser. Entretanto se verificou que a própria técnica MISu gera os elétrons necessários para esse teste de modo que não foi realizada a instalação desta safira coberta de ouro.

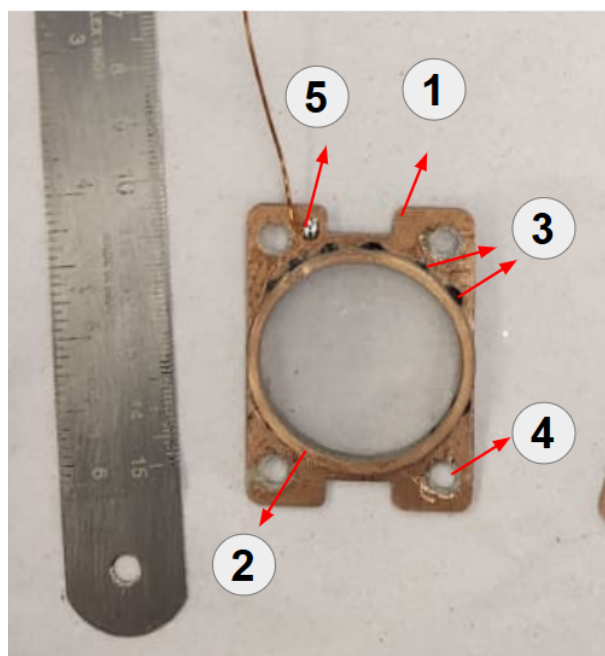


Figura 3.12: Uma das montagens das telas de potencial. Em (1) temos a placa de circuito impresso mais próxima ao cone de detecção. Em (2) temos a placa mais próxima do centro da câmara. Em (3) temos os pontos de cola StyCast em preto. Em (4) indicamos os furos para o parafuso de sustentação. Em (5) apresentamos os fios de aplicação do potencial.

As telas de potencial estão instaladas nas laterais do centro da camarada de detecção, como podemos ver na figura 3.10. Cada uma das estruturas das telas foi construída de uma camada de placa de circuito impresso, um pedaço de tela e outra camada de circuito impresso. As placas de circuito impresso utilizadas possuem uma espessura de 1.6 mm e são feitas uma mistura de resina epóxi e fibra de vidro denominada de FR4

(Flame Retardant nº 4) [21], com as superfícies das suas duas faces cobertas com uma fina camada cobre.

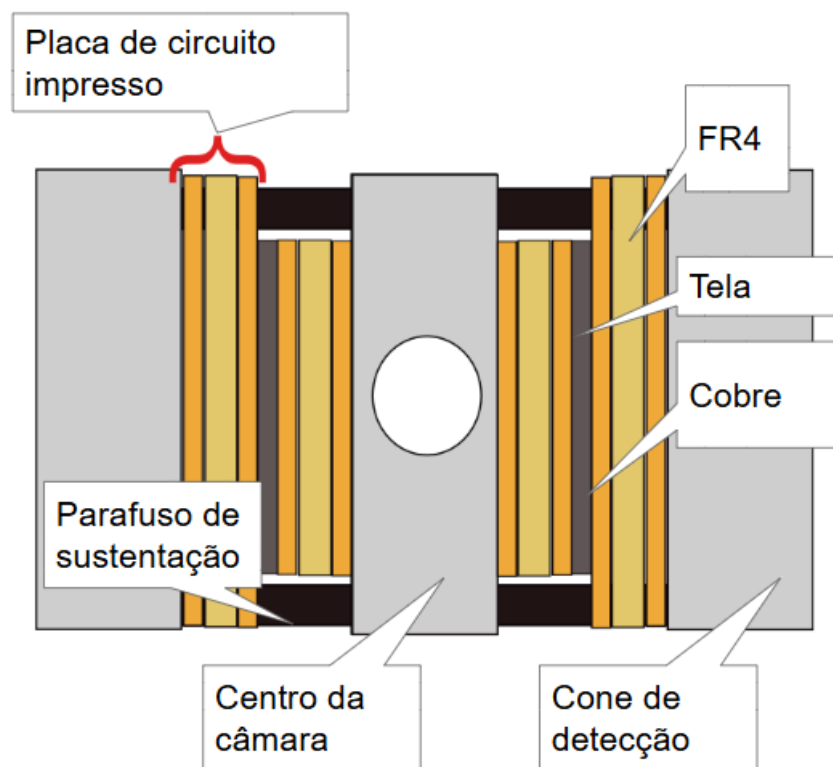


Figura 3.13: Esquema da montagem da câmara de detecção fora de escala. Podemos observar que o centro da câmara, as telas de potencial e os cones de detecção estão isolados eletricamente por meio das placas de circuito impresso.

Na figura 3.12 exibimos uma das montagens da tela de potencial. Uma das placas de circuito impresso foi recortada em formato de arco, item (2) na figura 3.12, com raio interno 18 mm e raio externo de 20 mm, sendo está aquela mais próxima do centro da câmara de detecção. A outra placa, a mais próxima do cone de detecção, (1) na figura 3.12, foi recortada de modo espelhar uma das faces desta peça de modo que suas dimensões são 42 mm por 54 mm. Além disso, ela inclui 4 furos para a passagem dos parafusos de sustentação do centro da câmara. A superfície de cobre das regiões ao redor dos furos foram retiradas a fim que não houvesse contato elétrico entre as placas e os parafusos de sustentação.

A tela foi colada, como uso de StyCast, e esticada entre as duas camadas de circuito

impresso, de modo que exista contato elétrico entre a tela e as faces de cobre vizinhas das placas (ver figura 3.13). Desta forma, embora exista em contato mecânico entre a montagem da tela, o cone de detecção e centro da câmara, não existe um contato elétrico com essas peças já que entre as faces condutoras das placas de circuito impresso existe o material isolante FR4. Foram soldados fios na superfície das placas de circuito impresso como pode ser visto na figura 3.12) em contato com as tela para a aplicação potencial elétrico que será responsável pela mistura de estados 2S e 2P.

Cada cone de detecção é um bloco de alumínio com dimensões 54 mm x 40 mm x 15.50 mm (ver figuras 3.14 e 3.15). Em cada um deles, existem 4 furos passantes para os parafusos M3 de sustentação do centro da câmara. Para evitar contato elétrico, em cada um desses furos foi colocado uma luva de teflon, (6) na figura 3.15.b), assim os parafusos de sustentação são roscados por dentro das luvas e realizam pressão na superfície dos cones por meio de arruelas de FR4, como esquematizado na figura 3.14.b), isolando assim os cones da parte central da câmara de detecção

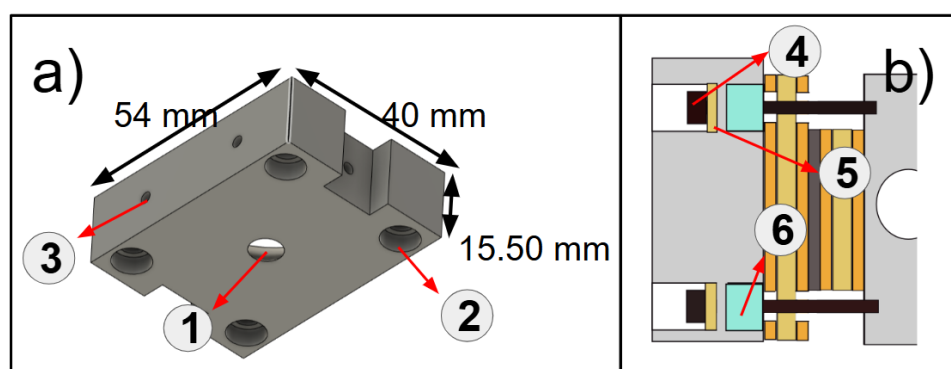


Figura 3.14: Em a) temos modelo 3D do cone de detecção no qual, se nota o furo externo do cone (1), os furos dos parafusos de sustentação do centro da câmara (2) e os furos para os parafusos da placa de sustentação (3). Em b) temos um esquema de sustentação do centro, no qual apresentamos o parafuso de sustentação (4), as arruelas de FR4 (5) e as luvas de teflon (6).

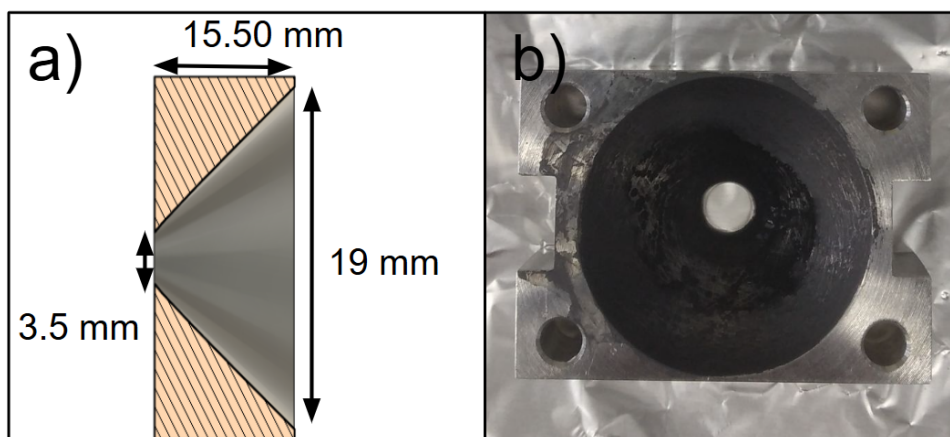


Figura 3.15: Em a) apresentamos um corte do cone de detecção com as distâncias do seu furo interno. Em b) temos uma foto da superfície do furo internado coberta com a camada de carbono com uso de um pincel.

Em cada um dos cones de detecção, existe um furo em formato de um tronco de cone de raio maior de 19 mm e raio menor 3.5 mm, e altura de 15 mm, como podemos ver figura 3.15.a). Na mesma imagem, podemos ver que a superfície desse furo foi coberta com uma camada de Aquadaq, uma substância rica em carbono. Deste modo, caso um fóton Lyman- α emitido pelo decaimento 2P-1S atinja essa superfície, ele é capaz de ejetar um elétron deste carbono. A face do cone com a abertura de raio 19 mm está voltada para o conjunto da tela, enquanto a face com abertura de raio 3.5 mm está direcionado para um dos channeltrons. Na lateral de um dos cone de detecção foi fixado um “chip resistor” para leitura da temperatura da câmara de detecção (ver figura 3.10).

A placa de sustentação é uma placa de alumínio com furos M3 passantes que permitem a fixação dos cone de detecção e com furos M4 passante que permitem sua instalação no centro do criostato por meio das barras roscadas. Ela possui de 70 mm de comprimento, 35 mm de largura e 3 mm de espessura, além de possuir uma abertura central de 19 mm por 10 mm. Para impedir o contato elétrico entre a placa e os cones de detecção, estes são fixados na placa por meio de parafusos M3 e o uso de arruelas de cerâmica ou FR4 como podemos ver nas figuras 3.10 e 3.16.

É necessário que toda a montagem instalada para detecção do hidrogênio atinja tempe-

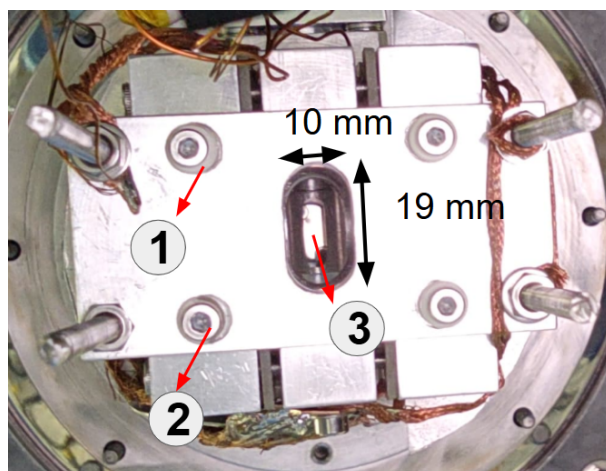


Figura 3.16: Placa de sustentação da câmara de detecção. Em (1) apresentamos as arruelas de cerâmica que evitam o contato elétrico entre a placa e o cone de detecção. Em (2) temos o parafuso que une as duas peças. Em (3) podemos observar a safira. Podemos perceber o alinhamentos entre as aberturas da cavidade e da câmara em relação a safira

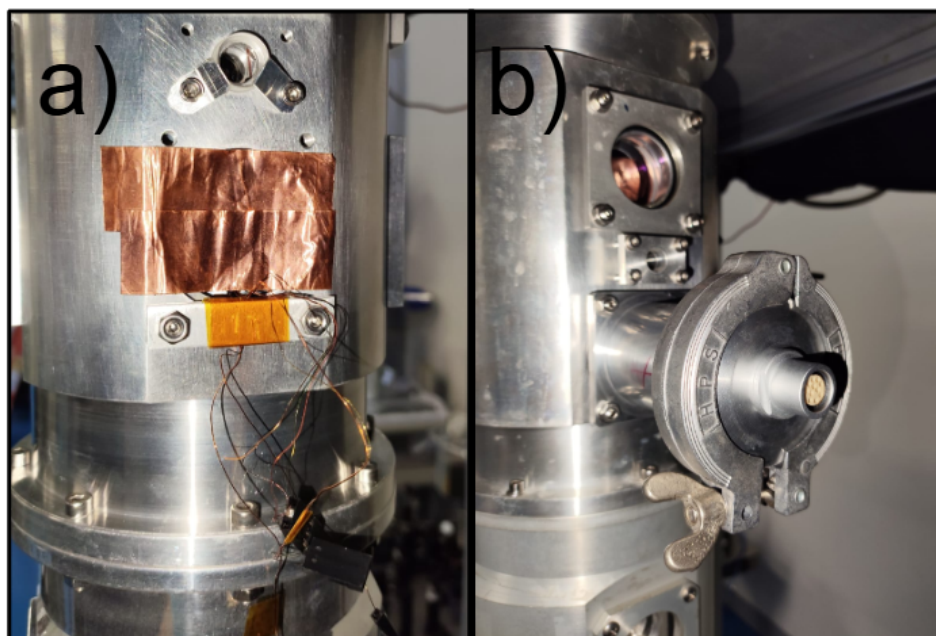


Figura 3.17: Em a) mostramos os fios, responsáveis pela leitura de temperatura e envio de potencial para montagem do hidrogênio, presos ao copo de 40 k. Em b) temos a saída “feedthrough”, conectada aos fios, presa ao copo de 300 K

raturas criogênicas. Embora as barras roscas estejam termicamente conectadas à cabeça fria elas não são eficientes na retirada de calor sobre as peças instaladas em vista que são feitas de inox e possuem uma área de contato muito pequena. Deste modo, é necessário a instalação de “links” térmicos para que as montagens sejam levadas para temperaturas abaixo de 10 K. Os “links” térmicos são feitos de malhas de cobre presas na flange de 4 K de alumínio, que está em contato com a cabeça fria do criostato. Essas malhas então seguem para diferentes partes do sistemas onde são presas com o uso de parafusos e arruelas M3, como mostra a figura 3.6.b).

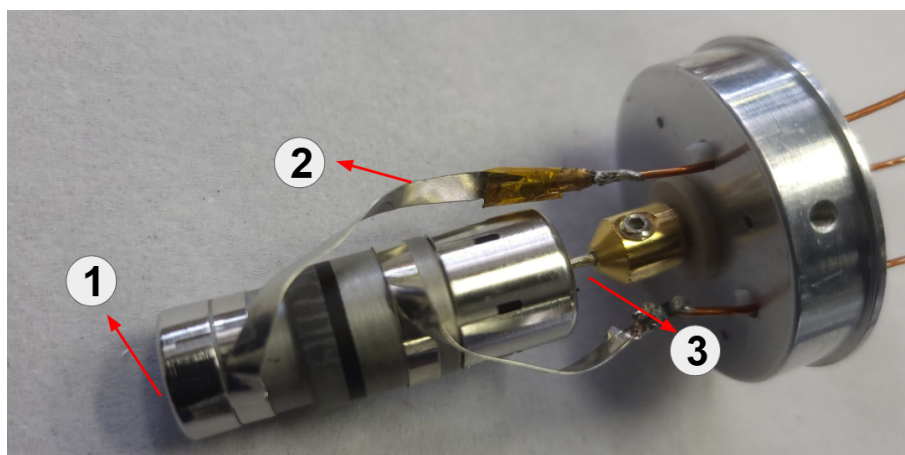


Figura 3.18: Exemplo de um channeltron. Na figura apresentamos em (1) a abertura de entrada para as partículas, também é possível observar em (2) as fitas de alumínio e em (3) a conexão do ânodo.

Os sinais elétrico para leitura de temperatura da cavidade, da câmara e os fios de aplicação de potencial das telas seguem através do copo de 4 K por meio de uma das janelas para o copo de 40 K, onde são fixadas como mostrado na figura 3.17. Deste ponto, os fios seguem para um “feedthrough” preso a um copo de alumínio instalado em uma das janelas do copo de 300 K, exibido na figura 3.17.b). A partir dessa conexão é feita a leitura dos sinais e o envio do potencial.

Em outras duas saídas ópticas laterais da conexão de 300 K estão instalados dois channeltrons, responsáveis pela detecção do fóton-elétron ejetado pelas paredes do cone de detecção. Estes dispositivos, também chamado de CEM (Channeltron elétron multi-

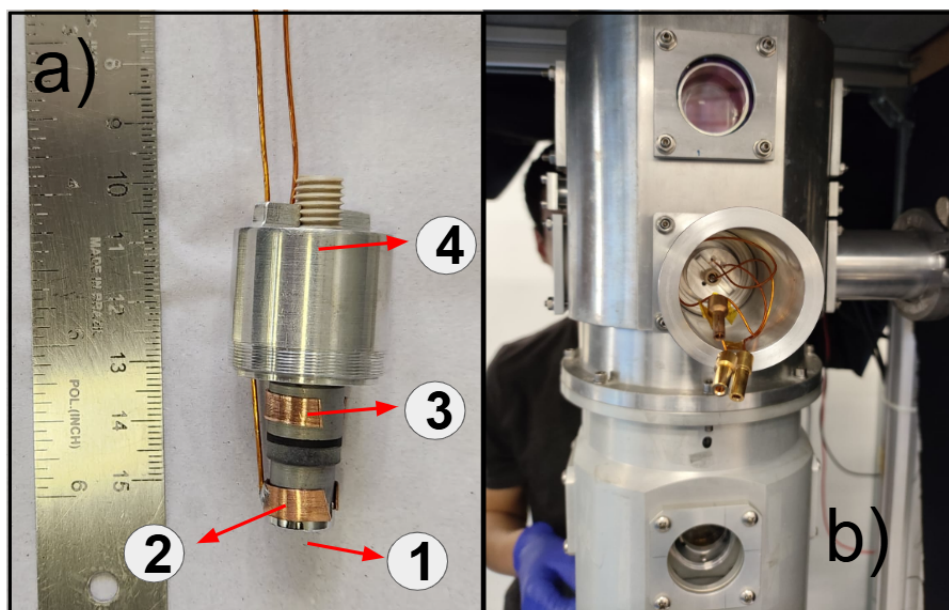


Figura 3.19: Em a) temos a foto de um dos CEM instalados(1), se nota o anel de cobre do “cone” (2), o anel de cobre do “tail” (3) e o copo de alumínio com borda roscada (4). Em b) temos uma visão do copo do channeltrons rosqueado na copo de 40K, através de um copo de alumínio preso na saída ótica de 300K.

plicar), detectam sinais de íons positivos, negativos e até átomos neutros quando estas partículas colidem com a parte interna da sua abertura (ver figura 3.18), denominada “cone”. Essa colisão gera elétrons, denominados elétrons primários que são então acelerados para uma região no interior do channeltron denominada “tail”, devido à diferença de potencial elétrico entre essa região e o “cone”. Os elétrons acertam as paredes do “tail” gerando elétrons secundários em um processo de avalanche, deste modo o sinal de um único íon consegue ser amplificado para uma corrente mensurável.

Os channeltrons utilizados nessa montagem não vieram com as conexões de alumínio no “cone” e no “tail” que permitem a aplicação de potencial nessas partes (ver figura 3.18). Deste modo, foi feito no laboratório anéis de cobre para essa função expostos na figura 3.19.a). Os channeltrons foram instalados dentro de copos de alumínio de borda roscada, como pode ser observado na figura 3.19.a). Deste modo, por meio do rosqueamento destes copos em uma placa presa em uma das janelas do copo de 40 K, seria possível aproximar os channeltrons do cone de detecção, alterando a configuração do campo elétrico na região

entre o furo e as telas de potencial. Como nosso objetivo é a detecção de elétrons, ao cone é aplicado uma tensão 0.4 kV enquanto aplicamos uma tensão 2.4 kV sobre o anodo do channeltron.

3.4 Sistema ótico

Para realização do experimento é necessário operar diversos sistemas lasers, os quais podem ser divididos em três grupos: o sistema de ablação, o sistema de espectroscopia do lítio e o sistema de espectroscopia do hidrogênio.

3.4.1 Ablação

O laser de ablação permite a implantação de átomos de Li e H na matriz de Ne. O laser utilizado foi o modelo Sol da companhia Bright Solutions. Este laser é DPSS (Diode Pumped Solid State), ou seja, utiliza um diodo para excitar um material sólido e, a partir da emissão estimulada deste material, gerar o feixe de laser. Deste modo, ele é capaz de produzir um laser com uma potência máxima de 45 W e energia máxima por pulso de 2.5 mJ para o comprimento de onda de 1064 nm, com uma cintura de aproximadamente 3 mm. Sua frequência de disparo pode variar entre 1 Hz até 200 kHz com cada disparo possuindo uma duração de 5 ns. Uma alta frequência de disparos é vantajoso tendo em vista que permite uma deposição mais uniforme dos átomos de interesse ao longo do crescimento da matriz.

O laser é focalizado sobre o substrato de LiH por meio de uma lente com distância focal de 125 mm, deste modo temos uma fluência de $4.0 \times 10^{10} \text{ J/cm}^2$ por pulso sobre a amostra, com base na energia liberada a cada pulso. Nos experimentos realizados neste trabalho, sempre utilizamos o laser em sua potência máxima, pois energias abaixo deste valor não mostravam implantação satisfatória de átomos na matriz.

3.4.2 Laser da espectroscopia do lítio

O sistema laser para espectroscopia do lítio é um laser de diodo em cavidade estendida. O feixe passa por um isolador óptico, a fim de evitar o retorno de luz indesejada pelo caminho óptico, o que pode gerar instabilidades na frequência do laser. A seguir, o feixe

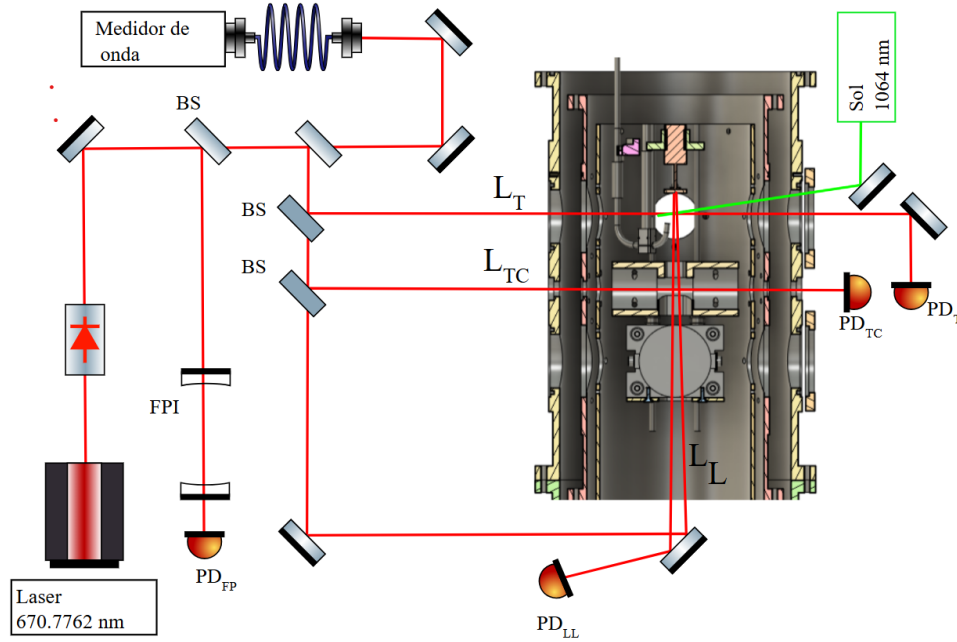


Figura 3.20: Diagrama da ótica utilizada na espectroscopia do Li. Em vermelho os lasers de espectroscopia e em verde o laser de ablação. Por meio do feixe de laser L_L podemos monitorar o crescimento da matriz e obter a temperatura e velocidade do feixe atômico. Enquanto que a partir dos feixes de lasers transversais obtemos a temperatura dos átomos antes e dentro da cavidade de excitação. Na figura também estão presentes o isolador óptico, o interferômetro de Fabry-Pérot, um medidor de onda e os fotodiodos utilizados para fazer a leitura do sinal dos lasers.

é dividido em três caminhos como indicado na figura 3.20:

- Um feixe é enviado por uma fibra para um medidor de onda, para o acompanhamento da frequência do laser.
- O segundo feixe é enviado para uma cavidade Fabry-Pérot, para monitorar a estabilidade do laser durante a varredura. O monitoramento é feito por meio da leitura do sinal de transmissão da cavidade Fabry-Pérot.

- A terceira parte do feixe laser é enviada para a ótica montada no mesa do criostato.

Para espectroscopia do Li o laser é sintonizado na frequência D2 em ~ 670.776 nm e realizado a varredura da frequência em torno dessa frequência central. Gera-se uma varredura na frequência do sinal do laser por meio de um piezoelétrico que movimenta uma rede de difração no sistema do laser. Um sinal senoidal é aplicado ao piezoelétrico, realizando o movimento da rede de difração e, conseqüentemente, variando a frequência do laser. O sinal senoidal é gerado por um gerador de sinais, com uma frequência de 2000 Hz e uma amplitude de aproximadamente $3 V_{pp}$. Desta forma, o sistema é capaz de varrer 3 GHz ao redor da frequência central. Está varredura é acompanhada pelo sinal observado na transmissão da cavidade de Fabry-Perrot. Ao chegar no rack do experimento por uma fibra ótica, o feixe laser é novamente dividido em três feixes denominados feixe Longitudinal (L_L), feixe Transversal (L_T) e feixe Transversal na Cavidade (L_{TC}), como indicado na figura 3.20. O feixe Longitudinal é enviado pelo acesso óptico inferior do criostato, sendo direcionado para safira onde é refletido pelo filme de NiCr e seu retorno é orientado para o fotodiodo PDL_T , um APD (fotodiodo por avalanche). A entrada do feixe transversal (L_T) ao criostato ocorre por meio de uma das suas janelas laterais. Este segundo feixe atravessa a região logo abaixo da safira, e seu sinal é lido no fotodiodo PDL_T . Por último, o terceiro, denominado de feixe transversal L_{TC} , também atravessa a região logo abaixo da safira mas passando pelo interior da cavidade de excitação, atravessando o espelho instalado, com seu sinal sendo lido pelo APD. PDL_T . Isso ocorre porque o coating do espelho foi feito para o comprimento de onda de 243 nm, refletindo praticamente nenhuma luz para o comprimento de onda de ~ 670 nm.

Deste modo, o feixe atômico interage com os três feixes de laser, de modo que obtemos informações importantes de cada um deles. O feixe longitudinal segue a direção do feixe atômico, portanto, é sensível velocidade da nuvem atômica. A partir dos feixes transversais podemos obter a informação sobre a temperatura dos átomos antes e dentro

da cavidade de excitação.

3.5 Laser de espectroscopia do hidrogênio

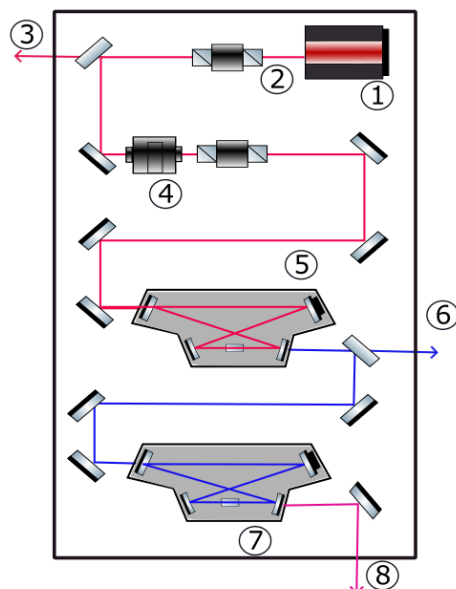


Figura 3.21: Esquema do sistema óptico do laser TA-FHG da Toptica: (1) laser mestre, (2) isolador óptico, (3) Saída do feixe de 972 nm com potência medida de 2.5 mW, (4) Tapered Amplifier, (5) Primeira cavidade de dobramento de frequência, (6) Saída do feixe de 486 nm com potência medida de 2.3 mW, (7) segunda cavidade de dobramento de frequência, (8) saída do feixe de 243 nm com potência de 41.8 mW

O laser utilizado para espectroscopia do hidrogênio é um laser modelo TA-FHG fornecido pela Toptica que mantido em uma sala distinta da que está instalado o crisotato. O laser mestre dele é um laser de diodo no comprimento de onda de $\lambda = 972$ nm. Como pode ser visto na figura 3.21, após ser gerado, o feixe do laser mestre segue para um isolador óptico, e depois para um divisor de feixe. Um dos feixes de 972 nm segue para uma das saídas laterais do laser enquanto o outro feixe é direcionado para um TA (Tapered Amplifier) com o objetivo de manter o feixe do laser na mesma frequência e amplificar a potência do mesmo.

Depois desse componente, o feixe do laser segue até outro isolador óptico e depois ele entra na primeira cavidade de dobramento, indicado por (5) na figura 3.21, na qual existe

um cristal de geração de segundo harmônico. Quando um feixe de laser atravessa um cristal de geração de segundo harmônico, cada dois fótons do feixe são combinados para gerar um terceiro fóton com o dobro de energia e portanto o dobro de frequência. Deste modo a frequência do feixe de laser de 972 nm é dobrada, e assim o comprimento de onda do feixe após o cristal é de 486 nm .

Após a saída desse feixe da cavidade, ele é direcionado a outro divisor de feixe. Um dos feixes gerados segue para uma outra saída lateral do laser enquanto o outro feixe é orientando para para a segunda cavidade de dobramento, item (7) na figura 3.21. Nesta cavidade, a frequência de 486 nm é dobrada, deste modo gerando um feixe de 243 nm que é direcionado para uma das saídas do corpo do laser como indicado por (8) na figura 3.21. Este feixe é então enviado para o experimento.

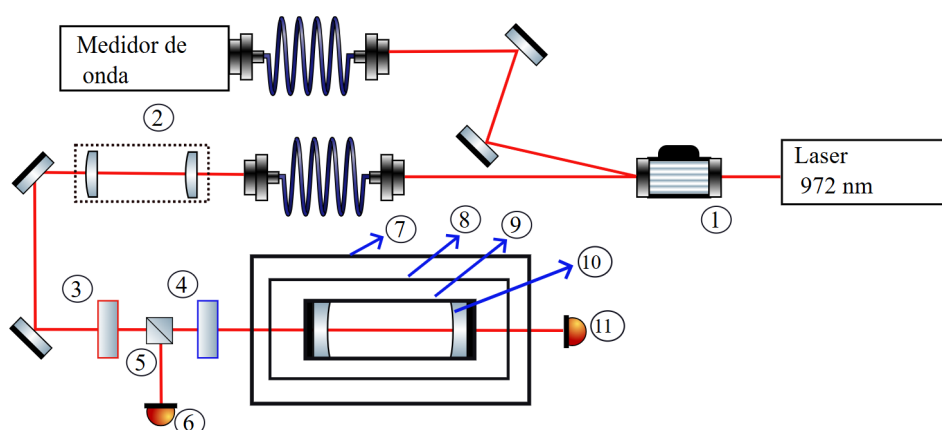


Figura 3.22: Esquema óptico da estabilização do feixe de 972 nm.(1) Modulador Acústico Ótico.(2) sistema de lentes.(3)Placa de onda $\lambda/2$. (4)Placa de onda $\lambda/4$.(5) Divisor de feixe polarizado.(6) Fotodiodo para leitura do sinal de retorno.(7) Câmara de vácuo.(8) Tubo de alumínio.(9) Interferômetro de Fabry-Perot.(10) Espelhos de alta refletividade.(11) Fotodiodo do sinal saída

Cada um dos feixes gerados possui uma função na espectroscopia da amostra. O feixe de 972 nm (ver figura 3.22) é usado para estabilizar a frequência do sistema laser em relação a uma cavidade ultra estável do tipo Fabry-Perot.

Um interferômetro de Fabry Perot possui uma frequência de ressonância determinada por diversos parâmetros como por exemplo, a distância entre seus espelhos. Quando um

feixe de laser com essa frequência é acoplado neste interferômetro, o sinal de retorno da cavidade é nulo. Deste modo, o desvio da frequência do laser em relação à frequência de ressonância do Fabry Perot pode ser acompanhado pela análise do sinal de retorno. Portanto, nosso objetivo é acoplar o feixe de 972 nm do laser em um interferômetro de Fabry-Perot de frequência de ressonância conhecida. Assim, por meio do sinal de retorno, iremos travar a frequência do laser 972 nm a estar em ressonância com a cavidade.

Este processo será útil para estabilizar a frequência do laser da Toptica se a frequência de ressonância da cavidade for estável. A variação da frequência de ressonância de um interferômetro de Fabry- Perot tem como principal causa a variação da distância entre os seus espelhos, que no caso de um montagem física tem como origem a dilatação térmica dos materiais que compõe o interferômetro. Deste modo, o interferômetro utilizado foi construído em uma cavidade, feita de vidro ULE (Ultra Low Expansion) que o estabiliza mecanicamente e termicamente denominada cavidade ultra estável.

Assim vamos discutir o caminho óptico que o feixe de 972 nm percorre ao sair do laser da Toptica até essa cavidade, O feixe é enviado para um modulador acústico ótico (AOM), item (1) da figura 3.22, onde é separado em dois feixes. Um dos feixes segue para medição do seu comprimento de onda por meio de medidor de onda da High Finesse modelo WS-7. O outro feixe segue via fibra para uma montagem com duas lentes, de raios de curvatura 150 mm e 200 mm. Essa montagem é construída com o objetivo de que o feixe de laser saído da fibra tenha a cintura correta para ser acoplado no interferômetro de Fabry-Perot. Após as lentes, o feixe segue para uma placa de onda $\lambda/2$, depois para um divisor de feixe por polarização e em seguida para uma placa de onda $\lambda/4$, indicados por (3),(5) e (4) respectivamente na figura 3.22, antes de entrar na cavidade ultra estável.

Uma placa de onda é um componente óptico que altera a polarização do feixe que o atravessa. Uma placa de onda de $\lambda/2$ rotaciona em 90° a polarização linear do feixe enquanto uma placa de onda de $\lambda/4$ altera de polarização linear para polarização circular.

Assim a placa de $\lambda/2$ define uma polarização para o feixe de 972 nm saído da fibra

óptica. Orientamos o divisor de feixe de modo que todo o feixe em direção a cavidade passe para o placa de onda $\lambda/4$, na qual o feixe muda para polarização circular e adentra a cavidade ultra estável. O feixe de retorno da cavidade ultra estável se mantém na mesma polarização circular que o feixe de entrada, mas possui direção oposta, de modo que ao atravessar a placa de onda $\lambda/4$ retorna para polarização linear, porém com uma orientação de 90° em relação ao feixe de entrada. Desta forma, o feixe de retorno é desviado pelo divisor de feixe em direção a um fotodiodo. O feixe de saída da cavidade ultra estável também é lido por outro fotodiodo como indicado por (11) na figura 3.22.

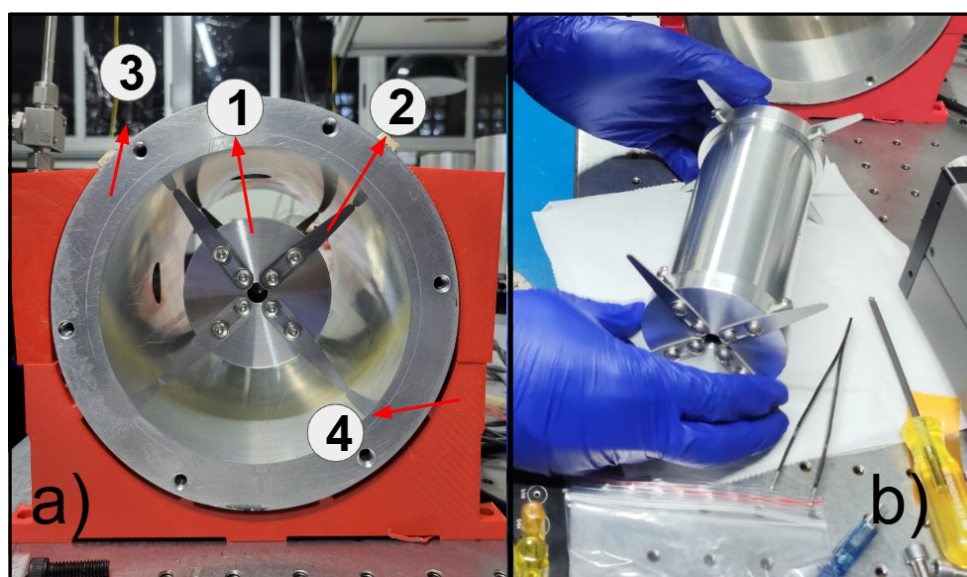


Figura 3.23: Em a) Foto do tubo de alumínio com o interferômetro de Fabry-Perot já instalado dentro da câmara de vácuo. (1) Tubo de alumínio. (2) Haste radial sustentação. (3) Câmara de vácuo. (4) Suporte da câmara feito por meio de impressão 3D. Em b) imagem de corpo inteiro do tubo de alumínio

O interferômetro de Fabry-Perot é composto de dois espelhos de alta refletividade para o comprimento de onda 972 nm. Os espelhos estão presos em um tubo de vidro ULE que estão separados por uma distância de 99.1 mm. O vidro ULE possui um coeficiente de expansão térmica muito pequeno. Esse interferômetro é posicionado por meio de O-rings dentro de um tubo de alumínio de 15 cm de comprimento. Esse segundo tubo, apresenta duas tampas nas quais podem ser instalados suportes radiais como podemos

observar na figura 3.23 indicado por (2). A montagem dos espelhos presos ao vidro ULE dentro do tubo de alumínio é posicionada dentro de uma câmara de vácuo cilíndrica de raio externo 16.5 cm e comprimento 28 cm com o uso dos suportes radiais. Como estes suportes apresentam uma pequena superfície de contato com a câmara, eles minimizam o transporte de calor entre essa peça e o tubo de alumínio. Para evitar o transporte de calor pelo ar, a câmara é bombeada com o uso de uma bomba mecânica e uma bomba turbo. Em seguida utilizamos apenas uma bomba iônica para manter o vácuo da câmara. Além disso, será feito o controle de temperatura da superfície externa da câmara de vácuo.

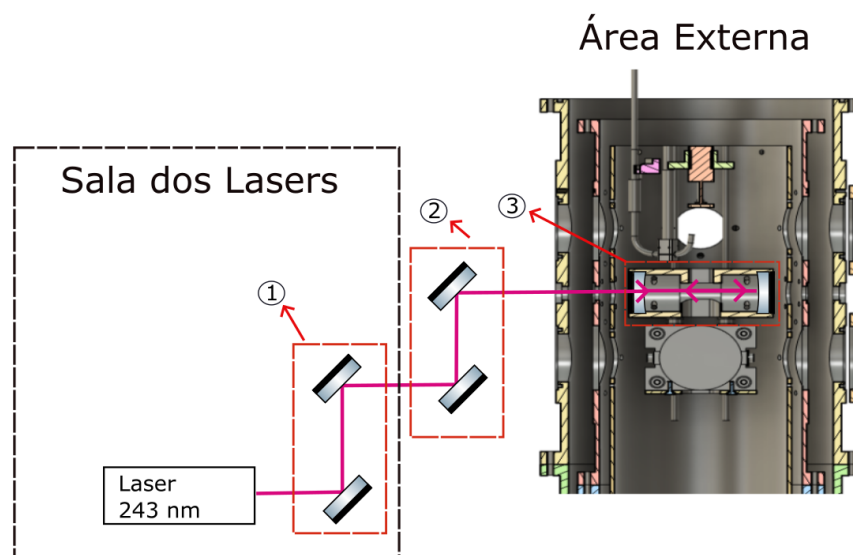


Figura 3.24: Esquema do caminho óptico do feixe de laser 243 nm da sala na qual está o laser da Toptica (Sala dos lasers) até o criostato. O feixe adentra o criostato por uma das janelas óticas e sendo acoplado dentro da cavidade de excitação. Em (1) apresentamos os periscópio que eleva o feixe de 243 nm para altura da mesa ótica no criostato. Em (2) mostramos a montagem que alinha o feixe com a entrada da cavidade de excitação mostrada em (3).

O feixe de laser de comprimento 486 nm será utilizado para espectroscopia de saturação do $^{130}\text{Te}_2$. Diversas linhas espectrais desta amostra na região do comprimento de onda de 486 nm foram determinadas com uma acurácia da ordem de 1 MHz [15]. Deste modo, a frequência do feixe de laser 486 nm pode ser obtido com precisão por meio da análise do sinal de absorção do telúrio, por conseguinte, também obtemos com precisão a frequência

do feixe de laser de 243 nm.

O feixe de laser de comprimento 243 nm é enviado da sala na qual é mantido o laser da Toptica para mesa ótica do criostato pelo o ar com o uso de um periscópio como indicado por (1) na figura 3.24. No criostato, uma montagem óptica é instalada, indicada por (2) na figura 3.24, de modo que o laser entre pelas janelas dos copos de 300K, 40K e 4 K na altura da cavidade de excitação e seja retro refletido.

Capítulo 4

Resultados

Neste capítulo abordaremos os resultados para o uso da MISu como fonte de átomos para a espectroscopia do hidrogênio. Primeiro, iremos discutir a simulação desenvolvida para determinar a eficiência de detecção do aparato construído. Em seguida, abordaremos a caracterização dos feixes atômicos obtidos e as limitações encontradas na atual versão do aparato.

4.1 Simulação

Como abordado no capítulo 2, o sinal de espectroscopia dos átomos de hidrogênio ocorrerá pela coleta, nos channeltrons, dos elétrons ejetados da superfície coberta de carbono dos cones de detecção quando atingidas pelos fótons Lyman- α . Para obter uma eficiência esperada na detecção destes elétrons pelo channeltron, uma simulação foi desenvolvida. Buscamos, através dela, determinar qual configuração de potencial elétrico nas telas e nos cones de detecção maximiza o sinal de elétrons no channeltron.

A simulação é construída em três etapas. Na primeira etapa os potenciais elétricos nas telas e nos cones de detecção foram calculados por meio do software COMSOL. O software do COMSOL permite a resolução de equações diferenciais e análise de elementos finitos para o estudo de diversas áreas da física. A partir deste software, obtemos qual

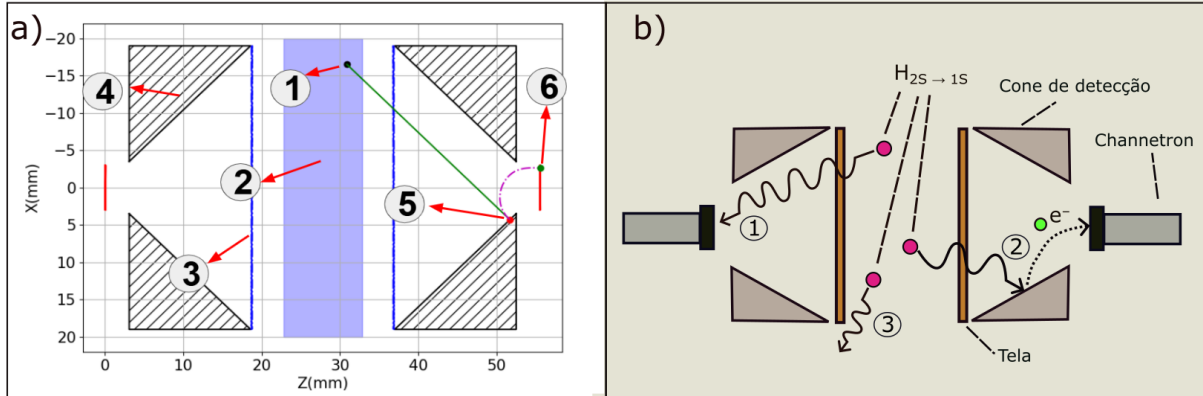


Figura 4.1: Representação da simulação no plano XZ. Em a) um fóton (1) é gerado na região dos átomos (2) com um ângulo azimutal de 45° e polar de 0° e segue uma trajetória retilínea, em verde, atravessando a tela de potencial (3) até o cone de detecção (4). Um elétron (5) é gerado e é atraído até o channeltron (6). Em b) apresentamos as três possibilidades para o fóton emitido do decaimento $2P \rightarrow 1S$ do H.

a distribuição espacial do potencial e do campo elétrico estático na região entre a tela, o cone de detecção e o channeltron.

As outras duas etapas da simulação foram desenvolvidas na linguagem de programação Python. Na segunda etapa, construímos a trajetória de um fóton Lyman- α partindo de uma posição no centro da câmara de detecção, indicado por (1) na figura 4.1a. Na última etapa, caso o fóton emitido atinja a parede do cone de detecção, marcação (4) na figura 4.1a, construímos a trajetória do elétron ejetado, considerando a configuração do potencial e do campo elétricos dentro dessa região obtidos na primeira etapa.

Para construção da trajetória de um Lyman- α , precisamos do ponto de partida do fóton e da direção de sua velocidade. O ponto de partida real é o átomo de hidrogênio excitado decaindo do estado $2P$ para o estado $1S$. Esperamos que os átomos do feixe estejam distribuídos logo abaixo das aberturas do centro da câmara de detecção. Aproximando essas aberturas para um retângulo de dimensões 19 mm x 10 mm e considerando o comprimento da câmara, podemos obter a região ocupada pelos átomos, indicada por (2) na figura 4.1a. Assim, a posição inicial do fóton é obtida com igual probabilidade dentro dessa região, um sólido de dimensões 19 mm, 40 mm e 10 mm, posicionado no centro da câmara de detecção. Com respeito à direção do fóton emitido, por generalidade optamos

por ela ser anisotrópica, isto é, igual probabilidade de emissão em qualquer direção.

Existem três possibilidades para o fóton emitido: i) ele pode atingir o channeltron, caso indicado por (1) na figura 4.1b, o que esperamos que gere um sinal; ii) ele também pode atingir as paredes do cone de detecção, e neste caso consideramos a ejeção de um elétron, caso representando por (2) na figura 4.1b ; iii) em último caso, como está representando por (3) na figura 4.1b, o fóton pode apenas se perder, o que não geraria sinal. Considerando a segunda possibilidade, a próxima etapa da simulação começa.

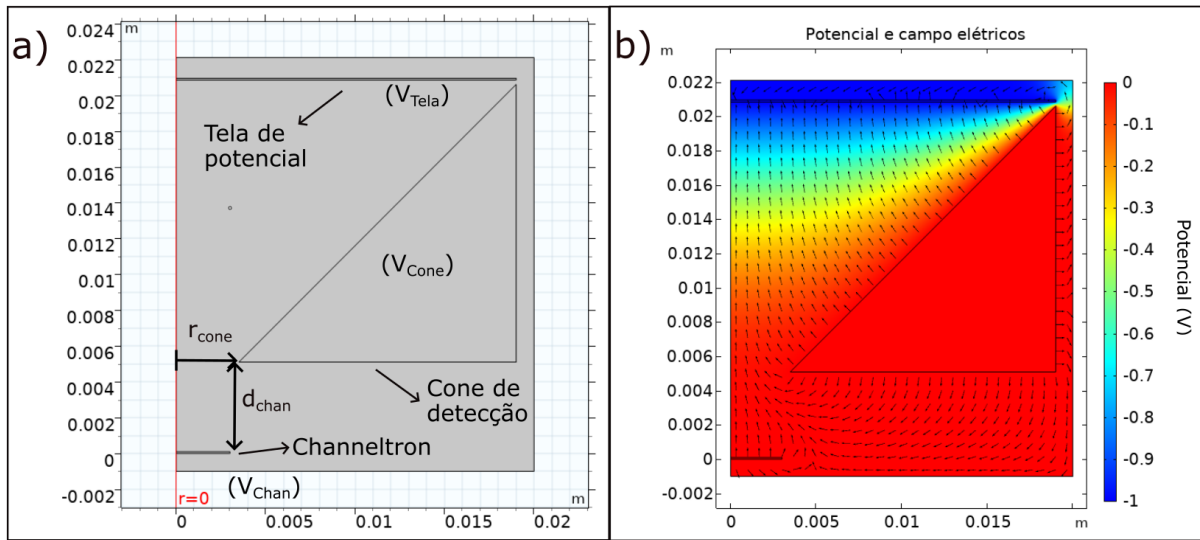


Figura 4.2: Em a) apresentamos a montagem simplificada construída no COMSOL. Em b) expomos o caso para essa montagem em que foi calculado o campo elétrico (setas normalizadas em preto) e o potencial elétrico (gradiente de cores) na região para $V_{tela} = -1V$, $V_{chan} = V_{cone} = 0V$.

Nesta etapa, na posição de colisão do fóton com a parede do cone, marcação (5) na figura 4.1a, simulamos a ejeção de um elétron com velocidade perpendicular à superfície e com uma energia cinética de aproximadamente 5 eV devido ao fato que a função trabalho do carbono (principal componente do Aguadaq) é de 5 eV e a energia do fóton Lyman- α é da ordem ~ 10 eV. A partir da configuração de campo elétrico obtida pelo COMSOL, utilizamos o método de Runge-Kutta de quarta ordem para desenvolver a trajetória do elétron. Para este elétron ejetado, ele possui apenas duas possibilidades: ou ele é detectado pelo channeltron gerando um sinal, ou atinge a parede do cone e sua trajetória é congelada.

Para o cálculo do campo no COMSOL, a montagem tela, cone de detecção e channeltron foram simplificados para o modelo na figura 4.2a. O COMSOL permite a criação de geometrias azimutais, desta forma foi preciso apenas construir metade de um corte transversal das montagens.

Para a determinação do campo e do potencial elétricos, trabalhamos com parâmetros geométricos e elétricos. O primeiro dos parâmetros geométricos é a distância do channeltron até a abertura do cone (d_{chan}), visto que podemos aproximar a boca do channeltron por meio do copo rosqueado (ver figura 3.19a). O outro parâmetro geométrico é o tamanho da abertura do cone (r_{cone}), que possui um raio de construção de 3.5 mm, mas pode ser aumentado por meio da modificação física desta peça. Para cada uma dessas configurações geométricas, são feitos 3 cálculos de potencial: primeiro com $V_{tela} = -1V$, $V_{chan} = V_{cone} = 0V$; em seguida $V_{tela} = -1V$, $V_{chan} = 0V$, $V_{cone} = 1V$; e por fim $V_{tela} = -1V$, $V_{chan} = 500V$, $V_{cone} = 0V$. Determinar o campo e potencial elétricos em nosso sistema constitui um problema de contorno da equação de Laplace, portanto é linear no campo e no potencial elétricos. Devido a esta linearidade, podemos chegar em qualquer configuração de campo e potencial apenas escalando os dados já obtidos. Exemplos de campo e potencial elétricos obtidos são exibidos na figura 4.3.

Foram realizadas uma série de simulações considerando 10 mil fótons emitidos a partir da região central da câmara de detecção. Este número de fótons foi escolhido pois minimiza o tempo de execução das simulações ao mesmo tempo que mantém um número satisfatório de fótons em cada uma das três possibilidades apresentadas na figura 4.1.b.

	Abertura do cone		
Distância do channeltron	3.5 mm	5 mm	6 mm
5 mm	0.34%	0.36%	0.38%
3 mm	0.39%	0.48%	0.41%
2 mm	0.47%	0.45%	0.52%

Tabela 4.1: Porcentagem de fótons no channeltron considerando as diferentes configurações de abertura do cone e distância da boca do channeltron ao cone.

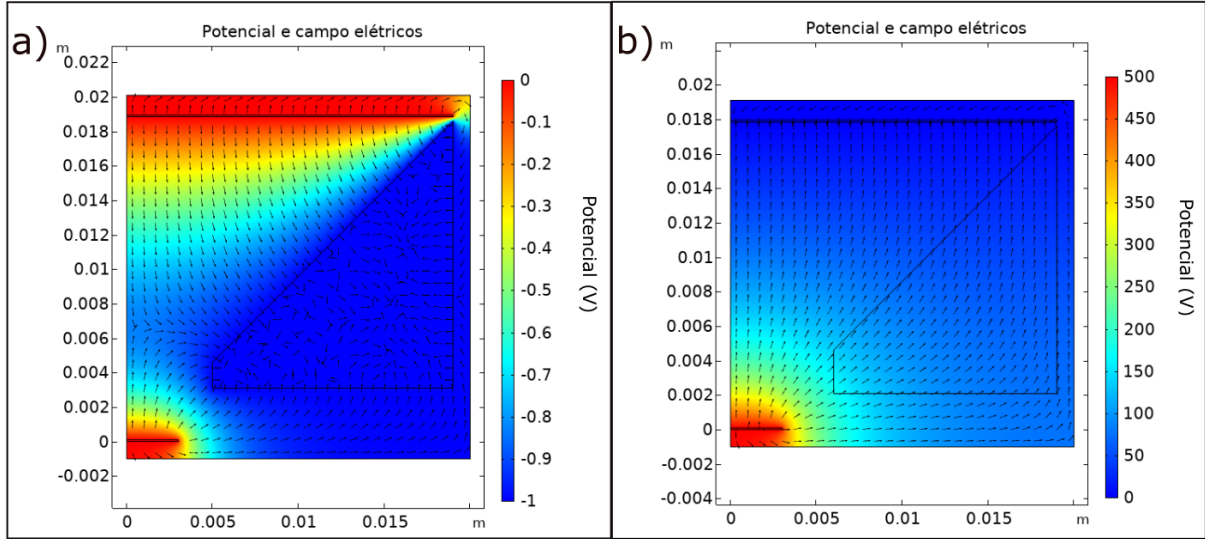


Figura 4.3: Em a) mostramos o caso em que a distância do channeltron é de $d_{chan} = 2mm$, o cone possui um furo externo de $r_{cone} = 5mm$ e os potenciais elétricos são $V_{tela} = 0V$, $V_{chan} = 500V$, $V_{cone} = 0V$. Em b) expomos o caso no qual $d_{chan} = 6mm$ para um furo de $r_{cone} = 5mm$ e os potenciais elétricos são $V_{tela} = 0V$, $V_{chan} = 0V$, $V_{cone} = -1V$.

Os resultados destas simulações mostram que os sinais obtidos via os fótons que atingem o channeltron diretamente não serão relevantes, em vista que apenas cerca de 0.5% deles seguem esse caso como podemos ver na tabela 4.1. Enquanto que os mesmos resultados mostraram que a porcentagem de fótons que atingem os cones de detecção é de por volta de 45%.

Pelos resultados observados, vamos nos concentrar na simulação das trajetórias dos elétrons. Neste estudo, vemos que a eficiência de elétrons capturados pelo channeltron está relacionada à diferença de potencial entre a tela e o cone. Por exemplo, considerando ambos com potenciais negativos e iguais, encontramos que a eficiência de elétrons capturados por elétrons gerados é inferior a 3% em relação aos fótons Lyman- α como podemos ver pela figura 4.4, na qual (a, b) significa uma $d_{chan} = a\text{ mm}$ e $r_{corte} = b\text{ mm}$. Além disso, considerando agora o cone sempre a zero volts e variando o potencial da tela, encontramos um pico em todas as configurações geométricas por volta de -5 volts na tela como pode ser observado na figura 4.5.

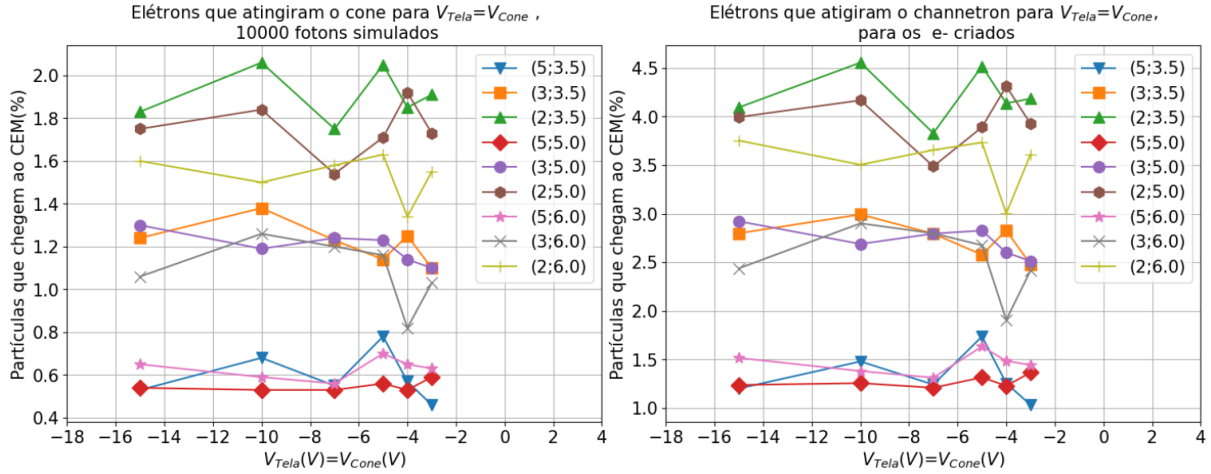


Figura 4.4: Resultados para simulações considerando $V_{cone} = V_{tela}$. Na legenda (a, b) representa uma $d_{chan} = a\text{ mm}$ e $r_{corte} = b\text{ mm}$. As linhas apresentam apenas um guia visual.

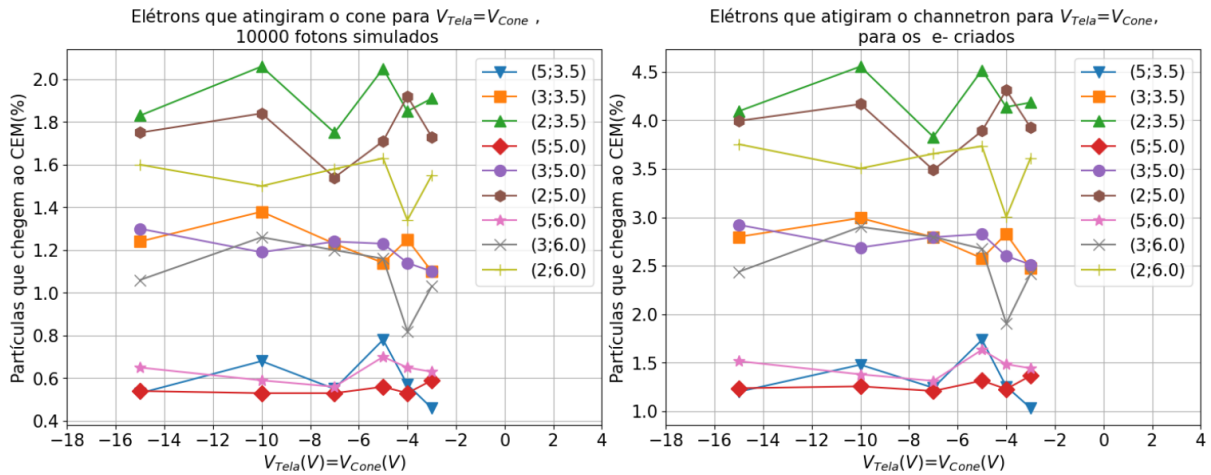


Figura 4.5: Resultados para simulações considerando $V_{cone} = 0\text{ V}$. Como esperado, quanto maior a abertura do cone e quanto mais próximo o channeltron, maior a porcentagem de elétrons capturados. As linhas apresentam apenas um guia visual.

A análise da simulação permite concluir que não é necessário aplicar uma tensão sobre o cone de detecção, deste modo o cone pode ser mantido aterrado. Além disso, os resultados encontrados indicam que o aumento da diferença de potencial entre a tela e o cone não representa um ganho de eficiência para uma diferença superior a $|\Delta V| = 5\text{ V}$. Deste modo, considerando o caso que mantemos o cone de detecção com a abertura original de 3.5 mm, à 3 mm do channeltron e aterrado enquanto um potencial de -5 V é aplicado

sobre a tela, curva laranja nos gráficos na figura 4.5, obtemos uma eficiência percentual média 20% considerando os fótons Lyman- α emitidos.

Optamos por manter os furos externos do cone de detecção com seu tamanho original de $r_{cone} = 3.5$ mm embora os resultados da simulação expõe que um furo de raio de 6 mm aumentaria a eficiência de ~ 20 para $\sim 35\%$. Foi feita essa escolha porque a atual versão da simulação não foi complementemente validada por resultados experimentais. Deste modo, não temos garantia que a mudança do furo, uma ação irreversível, aumentaria a eficiência de detecção real. No futuro, caso tenhamos resultados experimentais que validem os resultados obtidos com a simulação, iremos optar por fazer a alteração nos cones de detecção.

4.2 Análise dos sinais de espectroscopia do lítio

No feixe atômico produzido pela MISu, além do hidrogênio atômico, também está presente átomos de lítio. Como apresentado no seção 2.2, a partir da espectroscopia do lítio podemos obter a velocidade do feixe produzido e a temperatura dos átomos que o compõe. Deste modo, os sinais espectroscópico de Li possuem informações relevantes para a espectroscopia dos átomos de hidrogênio. Na figura 4.6, apresentamos os sinais típicos obtidos em nossas medidas para o estudo dos feixes atômicos gerados. Na figura podemos identificar o sinal do laser longitudinal L_L (azul), do laser transversal L_T (roxo), laser transversal que atravessa a cavidade de excitação L_{TC} (verde).

Todos os sinais apresentam uma oscilação decorrente da modulação da frequência do laser. No sinal do laser longitudinal podemos notar o padrão de interferência exibido pela sublimação da matriz que se estende por aproximadamente 20 ms. Ainda na figura 4.6, a partir da comparação dos sinais entre os laser longitudinal e os laser transversais, podemos observar que existe uma intervalo de tempo entre o início da sublimação e o aparecimento de sinal atômico de lítio.

Além disso, o sinal no laser transversal antes da cavidade aparece primeiro que no

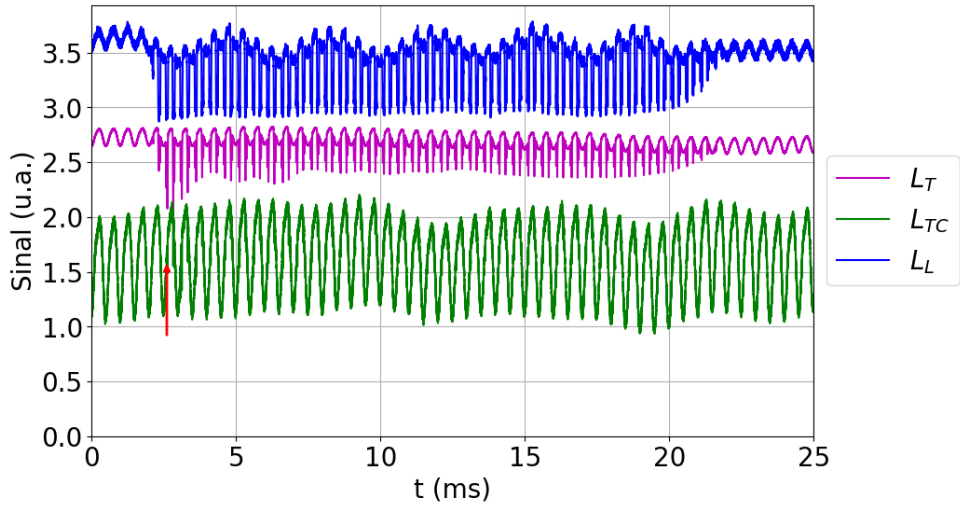


Figura 4.6: Sinal típico (fora de escala) obtido após a aplicação do pulso de calor que ocorre no tempo $t = 0$ na imagem. O sinal do feixe de laser transversal antes da cavidade de excitação é L_T (em roxo). O sinal L_{TC} (em verde) é referente ao feixe transversal dentro da cavidade. A seta vermelha indica o primeiro sinal atômico de Li nesse laser. O sinal do feixe longitudinal é L_L (em azul).

laser dentro da cavidade, o que era esperado em vista que o feixe atômico é investigado primeiro pelo laser L_T e em seguida pelo laser L_{TC} . No caso do sinal L_{TC} presente na figura 4.6, o sinal atômico é menor que a modulação do laser em comparação com o sinal L_T .

Nas figuras 4.7 e 4.8 apresentamos, com mais detalhes, alguns sinais apresentados na figura 4.6, respectivamente, no início e final da sublimação acrescentado do sinal do interferômetro de Fabry-Perot. No sinal dos lasers, fica evidente sincronia temporal entre os picos de absorção do lítio e o intervalo da varredura do interferômetro de Fabry-Perot. No sinal do laser longitudinal cada picos de absorção do lítio é dividido em duas contribuições decorrentes do deslocamento Doppler. Na figura 4.7, a resolução entre os quatro picos é menor devido à maior temperatura dos átomos em comparação ao sinal na figura 4.8, na qual é possível fazer a clara distinção entre os quatro picos de absorção. Ainda é indicado nas figura 4.7 e 4.8, o ajuste do sinal do interferômetro de Fabry-Perot essencial para conversão da escala de tempo em uma escala de frequência.

Os dados expostos na figura 4.6 são referentes à um feixe com um sinal atômico

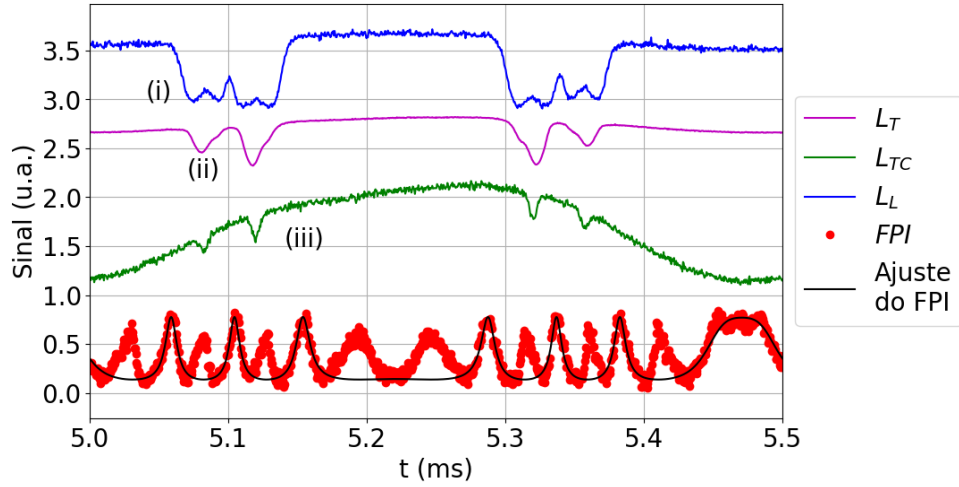


Figura 4.7: Recorte dos sinais apresentados na figura 4.6 ente $t = 5$ ms e $t=5.5$ ms, acrescentado do sinal do interferômetro de Fabry- Perot em vermelho e seu ajuste em preto. Os picos de absorção do laser L_L , indicados por (i) apresentam quatro contribuições em comparação aos picos de absorção do laser L_T , indicador por (ii), e do laser L_T , indicado por (iii) que apresentam apenas duas contribuições. Isto ocorre porque o feixe laser L_L se propaga na mesma direção que o feixe atômico, portanto sua absorção pelos átomos está sujeito ao deslocamento Doppler. O sinal FPI apresenta ruído, ainda assim é trabalhável de modo que somos capazes de notar que o sinal de absorção do lítio se encontram no intervalo de varredura do interferômetro.

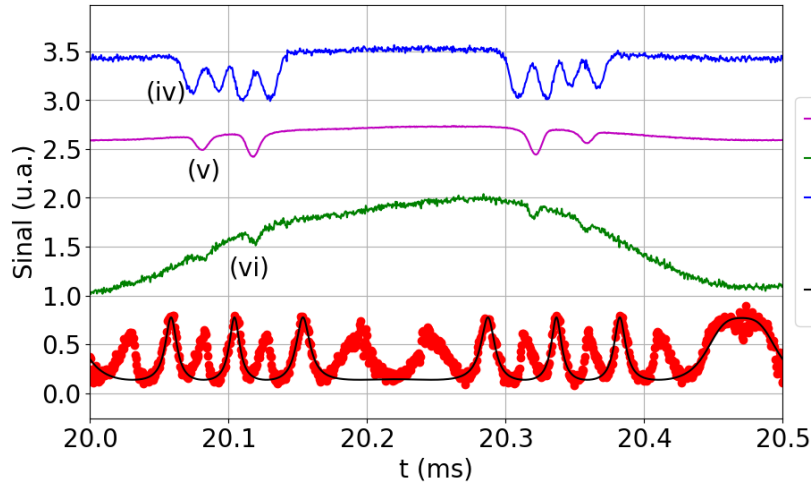


Figura 4.8: Recorte dos sinais apresentados na figura 4.6 ente $t = 20$ ms e $t=20.5$ ms. Com a passagem do tempo, os picos de absorção indicados por (iv), (v) e (vi) expõe que ocorre uma diminuição da amplitude dos sinais atômicos. Ainda, os quatro picos (iv) apresentam uma maior resolução, indicando um diminuição da temperatura dos átomos com o tempo.

uniforme, isto é, um feixe que apresenta um fluxo contínuo de átomos. Um feixe com essa característica pode ser usado em nosso processo de espectroscopia do H. Por meio do sinal L_L , presente na 4.6, é possível observar uma sublimação longa da matriz acompanhada de um sinal atômico praticamente uniforme no laser L_T e L_{TC} .

Podemos modificar as propriedades do feixe atômico por meio da alteração de parâmetros como o tempo de gás sobre a safira, o número de ablações e sua frequência, a voltagem e duração do pulso de calor. Por exemplo, para produção de um feixe com um fluxo contínuo de átomos podemos realizar crescimento de matriz espessa, espessura por volta de $1\ \mu\text{m}$, acompanhada de uma grande implantação de átomos por meio de alto número de ablações, entre 500-1000 pulsos. Para este tipo de feixe, a sublimação desta matriz deve ser lenta, o que é alcançado por um pulso de calor de longa duração, por volta de 50 ms, e baixa tensão, $\sim 3\ \text{V}$.

Para estudar os melhores parâmetros para produção de um feixe uniforme precisamos caracterizar o feixe atômico medindo o número de átomos no feixe, suas temperaturas e velocidade. Para acessar essas informações a partir dos nossos dados da espectroscopia precisamos aplicar um tratamento sobre eles.

O primeiro passo da análise destes dados é conversão da escala de tempo para uma escala em frequência em vista que a frequência do laser de espectroscopia do lítio está variando seguindo uma senoide:

$$\nu(t) = \text{Ganho} \times \text{sen}(2\pi ft + \phi_{pzt}) , \quad (4.1)$$

onde f é a frequência do sinal aplicado sobre o piezoelétrico, ϕ_{pzt} é a diferença de fase entre o sinal aplicado e o sinal gerado pelo laser e Ganho é o quanto o laser está varrendo em frequência considerando a voltagem aplicada. Por meio do ajuste do espectro do interferômetro de Fabry-Perot que o laser está acoplado (ver figura 3.20) obtemos os parâmetros da equação 4.1 e podemos rescrever os dados em termos de frequência. Este ajuste é feito seguindo os passos do apêndice C da referência [12]. Outra etapa a ser

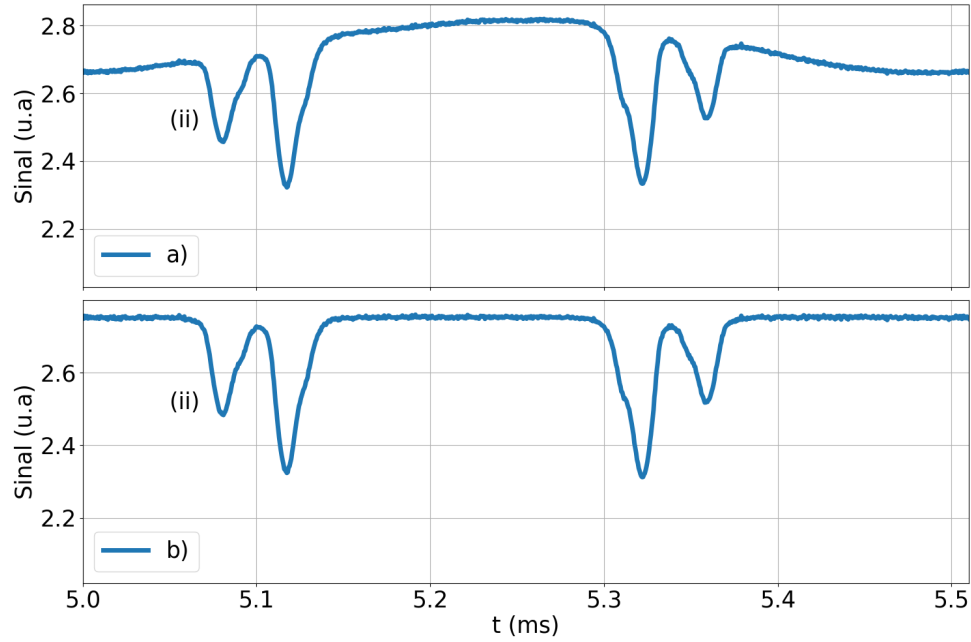


Figura 4.9: Sinal do laser transversal antes da cavidade apresentado em 4.7 destacando o pico de absorção (ii). Em a), apresentamos o sinal sem modificações. Em b) apresentamos o mesmo sinal após a retirada da modulação de potência do laser.

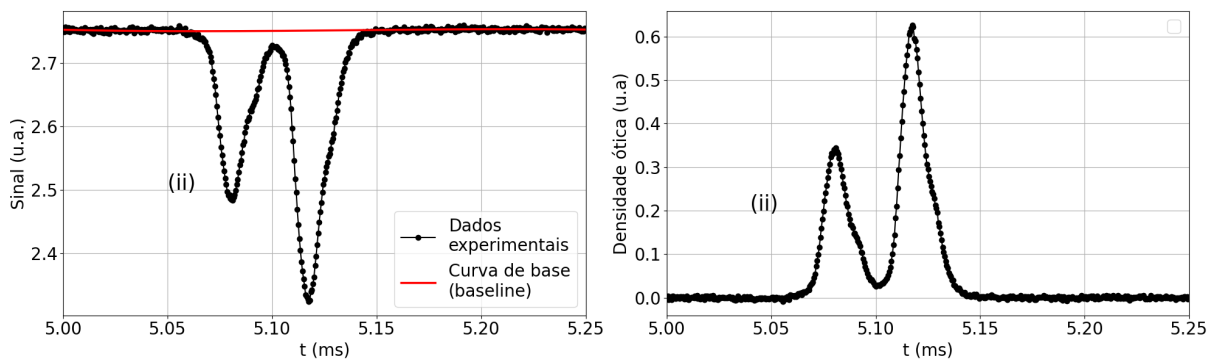


Figura 4.10: Picos de absorção (ii) do sinal do laser transversal antes da cavidade retirado da figura 4.9 e sua densidade ótica. Em a) observa-se o sinal do laser em preto e a curva de base (baseline) em vermelho. Na figura b) podemos observar a densidade ótica obtida.

realizada é a retirada da variação da modulação do laser do nosso sinal de interesse como foi feito na figura 4.9 para os dados presentes na figura 4.7. Em seguida precisamos obter a densidade ótica, grandeza que mede quantidade de luz absorvida pelos átomos ao atravessarem o laser de espectroscopia. A densidade ótica é dada por:

$$OD = -\ln\left(\frac{I_T}{I_0}\right), \quad (4.2)$$

na qual I_T é a intensidade do laser transmitido após a absorção pelos átomos e I_0 é a intensidade do laser na ausência da absorção. Desta forma, a densidade ótica pode ser obtida por meio do logaritmo natural da razão entre o sinal dos picos de absorção, curva preta na figura 4.10 e a curva de base do sinal (baseline), curva em vermelho na figura 4.10. Com o sinal de densidade ótica em frequência podemos seguir com o ajuste das linhas de absorção do lítio que seguem a expressão:

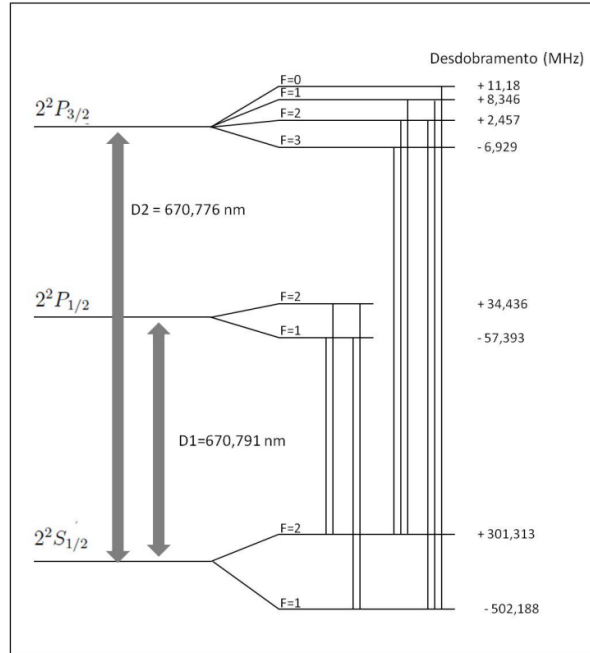


Figura 4.11: Diagrama dos níveis de energia para os ${}^7\text{Li}$ retirando da referencia [22]. A transição utilizada nas medidas neste trabalho foi a D2.

$$F(\nu) = A_{OD} \times \sum_{b_j}^6 b_j \left(\exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\nu - \nu_0 + \Delta\nu_j + \delta\omega}{\sigma_L} \right)^2 \right] + \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\nu - \nu_0 + \Delta\nu_j - \delta\omega}{\sigma_L} \right)^2 \right] \right), \quad (4.3)$$

Os parâmetros b_j e $\Delta\nu_j$ estão relacionados as forças de transição dos níveis de energia do lítio, apresentados na figura 4.11. Os valores desses parâmetros foram retirados da referência [22]. Deste modo são parâmetros fixos enquanto os parâmetros ajustáveis são $\delta\omega, \sigma_L, \nu_0$ e A_{OD} . O parâmetro $\delta\omega$ determina o desvio de frequência devido a velocidade do centro de massa do feixe do seguinte modo:

$$v_{cm} = \delta\omega \cdot \lambda, \quad (4.4)$$

na qual λ é comprimento de onda do laser utilizado para espectroscopia. Para análise do sinal transversal consideramos $\delta\omega = 0$ em vista que o feixe atômico se propaga em uma direção perpendicular ao feixe de laser transversal. O parâmetro ν_0 é a frequência central do espectro observado e A_{OD} é a amplitude do sinal. O desvio padrão é dado por σ_L que se relaciona com a temperatura do feixe do seguinte modo [12]:

$$T = (\sigma_L \lambda)^2 \frac{m_{Li}}{k_B}. \quad (4.5)$$

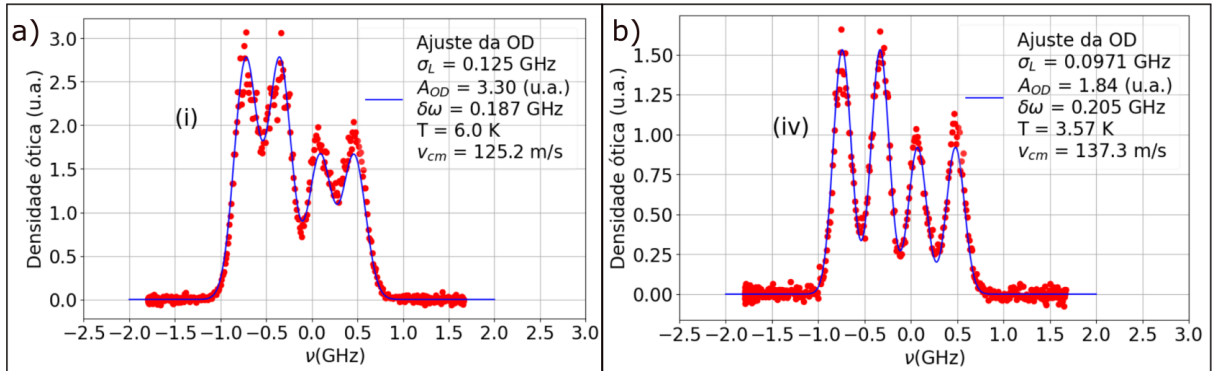


Figura 4.12: Dados obtidos para densidade ótica e o ajuste realizado para os picos de absorção do laser longitudinal. A comparação entre os resultados para os picos (i) e (iv) demonstram que com a passagem do tempo corre uma redução do número de átomos no feixe e a velocidade dos átomos se aproxima de v_{CM} que aumenta.

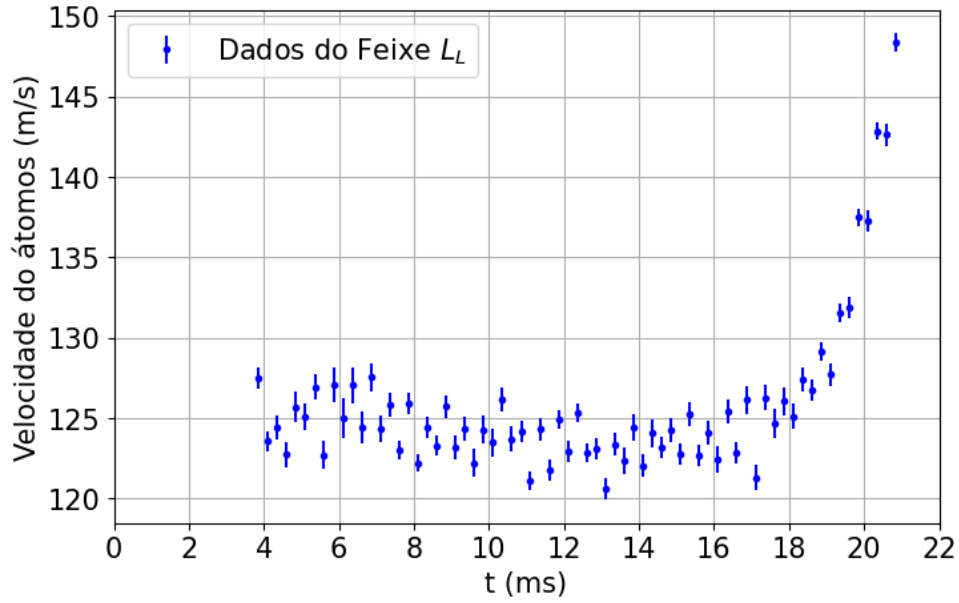


Figura 4.13: Dados para velocidade do feixe atômico obtido por meio do laser longitudinal (L_L) no qual estão contidos os resultados dos picos (i) e (iv). A velocidade dos átomos no feixe no início e meio da sublimação se mantém por volta de 125 m/s entretendo ocorre um aumento ao final da sublimação.

	Picos (i)		Picos (iv)	
Grandeza	Valor	Incerteza	Valor	Incerteza
σ_L (GHz)	0.125	0.001	0.0971	0.0009
A_{OD} (u.a.)	3.30	0.04	1.84	0.02
$\delta\omega$ (GHz)	0.187	0.001	0.205	0.001
T (K)	6.0	0.1	3.57	0.07
v_{cm} (m/s)	125.2	0.8	137.3	0.7

Tabela 4.2: Os parâmetros e suas incertezas obtidos por meio dos ajustes apresentados na figura 4.12 para os dados dos picos (i) e (iv).

Na figura 4.12, apresentamos o exemplo dos ajustes realizados para os dados do laser longitudinal considerando a equação 4.3. A figura 4.12 expõe que com a passagem do tempo, a temperatura longitudinal do feixe diminui, mas ocorre um aumento da velocidade dos átomos de Li, que pode ser notado também pela maior resolução dos picos entre as figuras 4.12.a e 4.12.b devido ao deslocamento Doppler. Na tabela 4.2, mostramos os parâmetros obtidos por meio do ajuste dos dados presentes na figura 4.12, as incertezas encontrados são obtidas diretamente do ajuste de mínimos quadrados. Os parâmetros

obtidos para os outros dados analisados possuem incertezas relativas parecidas.

Na figura 4.13, apresentamos os dados de velocidades obtidos por meio do sinal do laser L_L exposto na figura 4.6. As velocidade dos átomos no início e no meio do feixe estão na ordem de ~ 125 m/s, como já foi observado por trabalhos anteriores do grupo. Uma provável causa para o aumento da velocidade do átomos de lítio no final do feixe é expansão do Ne sublimado que empurra estes átomos.

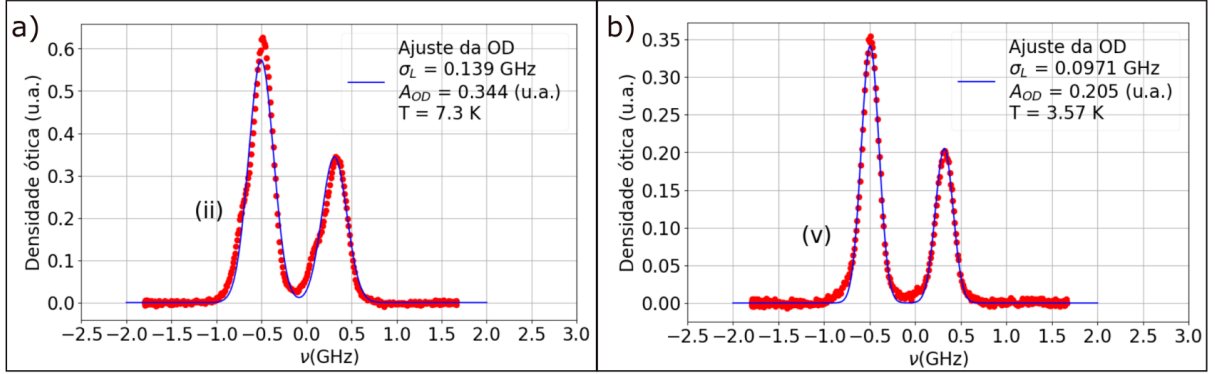


Figura 4.14: Dados obtidos para densidade ótica e o ajuste realizado para os picos de absorção do laser transversal antes da cavidade. Os resultados apresentados pelos picos (ii) e (v) expõe que o número de átomos presentes no feixe diminuem com o decorrer do tempo.

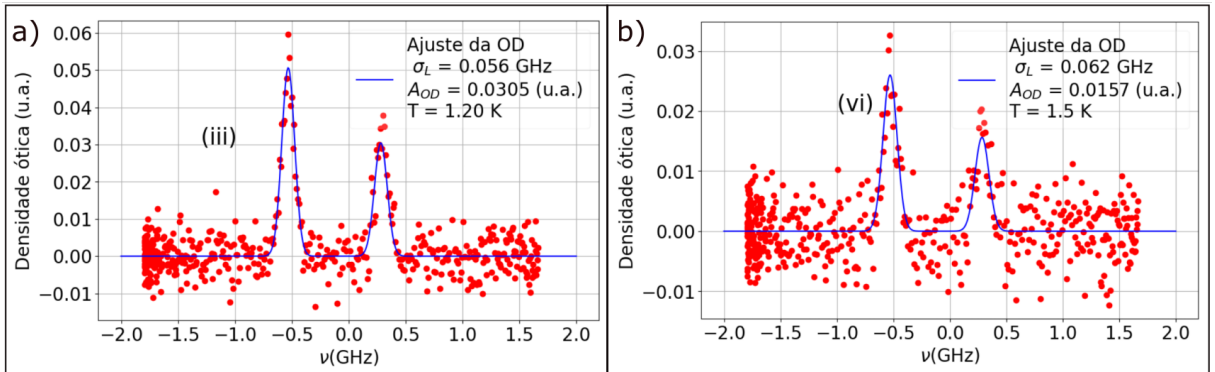


Figura 4.15: Dados obtidos para densidade ótica e o ajuste realizado para os picos de absorção do laser transversal dentro da cavidade. Os dados apresentados revelam que com a passagem do tempo o número de átomos dentro da cavidade diminui enquanto que a temperatura é aproximadamente igual para os dois conjuntos de átomos investigados.

Na análise do laser transversal antes e dentro da cavidade $\delta\omega$ é definido como zero na equação 4.3, em vista que essa configuração é insensível à velocidade do centro de massa

do feixe. Na figura 4.14, podemos observar o exemplo de ajuste para os dados do laser transversal antes da cavidade, a temperatura obtida com esse sinal também diminui. Os dados para o laser transversal dentro da cavidade, mostrado na figura 4.15 expõem que a temperatura dos átomos nessa região é por volta de 2 K.

A partir do desvio padrão obtido pelo ajuste da densidade ótica obtemos, a largura completa a meia altura do sinal que é:

$$\Delta\omega_D = 2\pi \times 2\sqrt{2\ln(2)}\sigma_L, \quad (4.6)$$

A partir da largura completa a meia altura do sinal, obtemos a seção de choque ótica de absorção de um átomo do feixe, considerando o caso para um átomo de dois níveis na ressonância (ver equação A.1 em [23]). Este parâmetro é dada por:

$$\sigma = \frac{2}{3\pi} \lambda^2 \frac{(\gamma/2)^2}{(\Delta\omega_D)^2 + (\gamma/2)^2}, \quad (4.7)$$

onde γ é a largura natural de linha para a transição, no caso da transição D2 temos que $\gamma = 2\pi \times 5.92$ MHz [24]. Portanto, considerando $\sigma_L = 0.139$ GHz (ver figura 4.14), obtemos uma seção de choque de $\sigma = 7.81 \times 10^{-18}$ m². Enquanto isso, para $\sigma_L = 0.056$ GHz (observar figura 4.15), encontramos uma seção de choque de $\sigma = 4.81 \times 10^{-17}$ m².

De posse da densidade ótica e da seção de choque ótica dos átomos, podemos calcular a densidade de átomos (n) que atravessaram o feixe por meio da equação de Beer que é dada por [8]:

$$I = I_0 e^{-\alpha \times x}, \quad (4.8)$$

onde I é a intensidade da luz transmitida através da amostra atômica, I_0 é intensidade da luz na ausência de absorção e α coeficiente de absorção de luz da amostra, e x é a distancia percorrida pela amostra enquanto interage com o feixe luminoso. O coeficiente α está relacionado com a densidade e seção de choque atômicas por $\alpha = n\sigma$ [8]. Deste modo, considerando que os átomos de lítio interagem por uma distância L com feixe de

laser, pela equação 4.9 encontramos que:

$$\ln\left(\frac{I}{I_0}\right) = -\alpha \times L. \quad (4.9)$$

Comparando as equações 4.9 e 4.2, encontramos que:

$$OD = n\sigma L \rightarrow n = \frac{OD}{\sigma L} \quad (4.10)$$

Utilizando o valor da amplitude da densidade ótica como aproximação para o valor total da densidade ótica, temos que:

$$n \approx \frac{A_{OD}}{\sigma L} \quad (4.11)$$

Assim, considerando que a cintura do feixe de laser utilizado na espectroscopia do lítio é da ordem de $100 \mu\text{m}$ e com base nos resultados obtidos nas figuras 4.14.a e 4.15.a encontramos uma densidade de átomos no início da sublimação de $n_T \approx 4.41 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ antes da cavidade e de $n_{TC} \approx 6.34 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ dentro da cavidade. Com base na largura da abertura de entrada da cavidade de excitação (ver figura 3.8) e na cintura do feixe de laser, podemos obter o volume do laser que pode interagir com os átomos dentro da cavidade que é de $V \approx 7.85 \times 10^{-11} \text{ m}^3$. A partir destes resultados, de posse do valor da densidade atômica, obtemos uma estimativa para o número de átomos de Li dentro da cavidade de cerca de $N_{TC} \approx 5.0 \times 10^8$.

4.3 Análise dos feixes produzidos

Após obter a temperatura e densidade atômica dos feixes, vamos abordar os resultados encontrados pelo experimento. Foram produzidos diversos feixes, mas aqui serão abordado alguns deles para discutir suas propriedades que representam o conjunto de dados obtidos.

A primeira tentativa do experimento foi buscar a criação de feixes atômicos com uma distribuição uniforme de átomos ao longo da sua extensão. Assim foi determinado a densidade atômica de lítio e sua temperatura antes da cavidade e dentro dela para os feixes produzidos. O tempo de gás Ne sobre a safira (t_{gas}), o número de pulsos de ablação

(n_{abla}) e sua frequência (f_{abla}), a tensão do pulso de calor (V_{pc}) e sua duração (t_{pc}) para os feixes analisados estão presentes na tabela 4.3 na qual cada feixe produzido é identificado pelo termo RUN e um código numérico.

RUN	$t_{gas}(ms)$	n_{abla}	$f_{abla}(Hz)$	$t_{pc}(ms)$	V_{pc}
5963	80	400	5	50	3
5971	160	1000	6	30	3.5
5973	160	2000	12	30	3.5
5985	320	4000	12	30	4

Tabela 4.3: O código RUN representa o código do experimento em questão. O tempo total de gás sobre a safira é t_{gas} e em todas as rodas a pressão do gás foi acerca de 90 mbar. O número total de pulsos de ablações é dado por n_{abla} e sua frequência por f_{abla} . Os parâmetros t_{pc} e V_{pc} são respectivamente a duração do pulso de calor e a tensão aplicada durante o pulso.

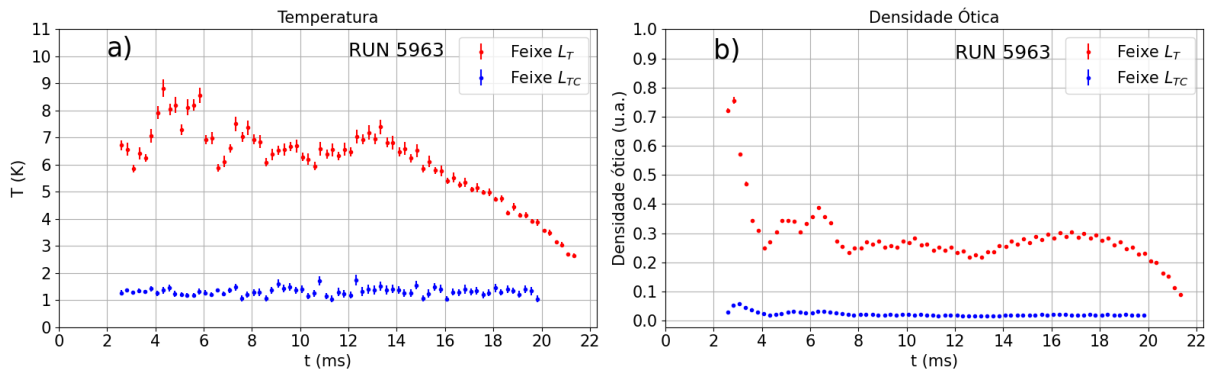


Figura 4.16: Resultados de temperatura e densidade ótica para os feixes transversais da RUN 5963. Em a) apresentamos a comparação entre a temperatura do feixe atômico antes e dentro da cavidade de excitação. A temperatura dentro da cavidade se mantém cerca de 1 K. Em b) mostramos a comparação entre os dados de amplitude de densidade ótica antes e dentro da cavidade. O sinal atômico dentro da cavidade é da ordem de dez vezes menor que o sinal antes da cavidade.

Os resultados encontrados para um dos feixes está apresentado na figura 4.16. Nesta figura apresentamos os dados de temperatura e densidade ótica ao longo da sublimação da matriz isolamento obtidos a partir dos picos de absorção presentes no sinal do laser transversal antes e dentro da cavidade de excitação. É importante salientar que a ausência de pontos nos dados referentes ao laser transversal antes da cavidade ocorre devido a saturação do sinal do laser, isto é, absorção completa da luz do laser pelos átomos o que

impede o ajuste dos picos de absorção. No caso do laser transversal dentro da cavidade, a ausência de pontos é causada pela falta de sinal atômico para analisar.

Na figura 4.16.a, apresentamos que a temperatura dos átomos de lítio no feixe atômico antes da cavidade é da ordem de 7 K no início e no meio da sublimação. Entretanto, ao final da sublimação, temperatura decaí de modo que os últimos sinais atômicos do feixe apresentam uma temperatura de ~ 3 K. Na mesma figura, podemos observar que a temperatura dos átomos de lítio dentro da cavidade se mantém constante e por volta de 1 K. Como supomos que o hidrogênio tenha o mesmo comportamento que o lítio, essa é a temperatura dos átomos a serem utilizados na espectroscopia 1S-2S. Encontramos essa temperatura mais fria para os átomos no interior da cavidade pois estes átomos possuem uma velocidade mais próxima da velocidade do centro de massa do feixe, que é ~ 130 m/s em vista que abertura de entrada dos átomos, visível na figura 3.8, seleciona suas velocidades. Essas abertura também selecionam apenas uma parte dos átomos vindos da safira, o que os dados de densidade ótica na figura 4.16.b corroboram em vista que o sinal atômico antes da cavidade é cerca de 10 vezes maior que o sinal dentro da cavidade. O comportamento dos dados de temperatura e densidade ótica expostos na figura 4.16 também são observados nos outros feixes atômicos apresentados na tabela 4.3 .

Uma comparação entre os dados de densidade ótica dentro da cavidade para os feixes atômicos apresentados na tabela 4.3 são exibidos na figura 4.17. Por esta figura, podemos perceber que a RUN 5963 apresenta um sinal uniforme de átomos mas o sinal é pequeno. Uma alternativa para o aumento do sinal, isto é, a implantação de mais átomos na matriz, a partir aumento do número de pulsos de ablação, em alguns casos, acompanhado do crescimento de uma matriz maior por meio de mais tempo de gás injetado na safira. Na RUN 5971 foi realizada essa escolha e o sinal atômico não é uniforme, ele é maior no início da sublimação mas diminui ao longo do tempo, como pode ser visto na figura 4.17. Na mesma figura mostramos o sinal da RUN 5973. Neste caso, buscamos aumentar o número de pulso e sua frequência em relação a RUN 5971 de modo que obtivemos um ganho no

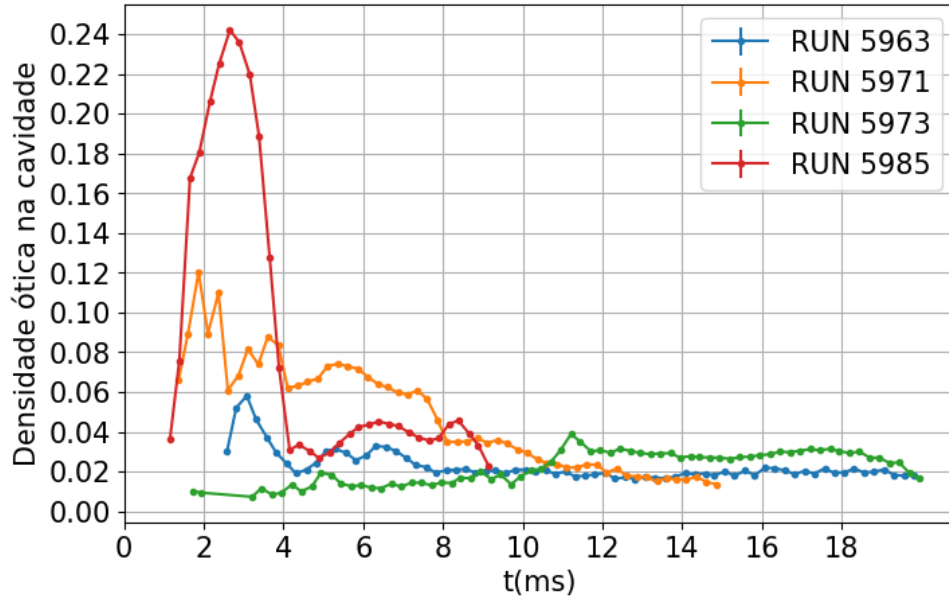


Figura 4.17: Dados de densidade ótica dentro da cavidade de excitação para os feixes produzidos (ver tabela 4.3). A linha ligando os pontos não é um ajuste, apenas um guia visual.

sinal atômico que se manteve uniforme.

No caso da RUN 5985 realizamos dez vezes mais pulsos de ablação que o caso da RUN 5963, como apresentado na tabela 4.3, e o feixe produzido teve o maior sinal atômico entre os feixes de exemplos mostrados na figura 4.17, mas ele apenas ocorre no início da sublimação da matriz e este sinal não é contínuo, com uma duração pequena em comparação com o sinal dos outros feixes. O sinal apresentado nesta RUN é interessante para um processo de espectroscopia no qual optamos por um grande número de átomos em uma região do feixe.

Estes resultados demonstram que maximizar o número de átomos implantados na matriz não é um processo simples que se resume em aumentar o número de pulsos de ablações. É necessário um trabalho sobre o tempo de sublimação e a forma como são realizados os pulsos de ablação. Além disso, os dados indicam que a produção de feixes uniformes com um grande sinal atômico dentro da cavidade é possível e reproduzível. O sinal apresentado pela RUN 5985 expõe que em um dado momento um grande número de

átomos do feixe, aqueles responsáveis pelo sinal atômico entre 2 ms e 4 ms na figura 4.17, estaria entre as duas telas de potencial. Portanto, neste instante seria desejável realizar a mistura dos estados 2S e 2P para os átomos de hidrogênio no feixe. Este seria o processo de espectroscopia a ser realizado para feixes com o sinal parecido ao da RUN 5985.

Por outro lado, no caso de um feixe atômico uniforme, existe um fluxo contínuo de átomos entre as telas de potencial. Deste modo, ao invés de realizar a aplicação de potencial das telas em um único momento, o mais interessante é aplicar sobre as telas um potencial no formato de pulsos periódicos e assim realizar o “quenching” de diferentes seções de um mesmo feixe atômico. Podemos investigar esse processo por meio do sinal nos channeltrons que como já havia sido comentado, são capazes de detectar os elétrons gerados pela sublimação da matriz de isolamento.



Figura 4.18: Captura de tela do osciloscópio durante a RUN 6077 na qual não ocorreu implantação dos átomos. O sinal amarelo é o sinal TTL do pulso de calor. Em azul apresentamos o sinal do channeltron. Em ciano, apresentamos o sinal do potencial aplicado nas telas.

Considerando que os elétrons gerados pela sublimação da matriz percorrem um caminho da safira até o centro da câmara de detecção, através da cavidade de excitação, um potencial aplicado na telas afastaria ou aproximaria essas partículas do channeltron. Deste modo, foi realizada a sublimação da matriz com aplicação do potencial periódico nas telas e o registro do sinal no channeltron. O “trigger” da aplicação do potencial pe-

RUN	$t_{gas}(ms)$	n_{abla}	$f_{abla}(Hz)$	$t_{pc}(ms)$	V_{pc}
6077	80	—	-	30	3
6081	160	300	5	30	3
6084	160	10	5	30	3

Tabela 4.4: O código RUN representa o código do experimento em questão. O tempo total de gás sobre a safira é t_{gas} e em todas as rodas a pressão do gás de por volta de 90 mbar. O número total de pulsos de ablações é dado por n_{abla} sua frequência por f_{abla} . os parâmetros t_{pc} e V_{pc} são respectivamente a duração do pulso de calor e a voltagem aplicada.

riódico nas placas vinha do sinal do pulso de calor, um sinal TTL. Este mesmo “trigger” foi utilizado para realizar o registro do sinal de um dos channeltron em um osciloscópio como pode ser visto na figura 4.18. Na tabela 4.4 mostramos os parâmetros dos feixes produzidos durante esse estudo.

Na figura 4.18 apresentados os resultado de uma sublimação da matriz na qual não ocorreu a implantação de átomos na matriz. Esta sublimação foi realizada para verificar o funcionamento da aplicação do potencial elétrico e a detecção de sinais pelo channeltron. Na imagem podemos identificar o sinal de leitura do channeltron em azul, o sinal do potencial aplicado nas telas em ciano e o sinal TTL de aplicação do pulso de calor em amarelo. Nesta figura, é possível perceber que existem poucas contagens no channeltron, o que é esperado para um sinal com poucos elétrons.

Na figura 4.19 apresentamos os dados de uma sublimação da matriz na qual ocorreu uma ablação com 300 pulsos de laser. O esperado para o esquema proposto é que no máximo de potencial das telas ocorresse um aumento no sinal de elétrons em vista que essas partículas seriam direcionadas ao channeltron pelo potencial. A imagem 4.19 expõe um alto número de contagem no CEM ao longo de todo o registro sem correlação com o sinal do potencial. A posição indicada pela seta na figura 4.19 representa diminuição de contagens decorrente da saturação do channeltron, indicando portanto um alto número de elétrons no detector.

Para confirmar que os resultados ilustrados na figura 4.19 são devidos à elétrons oriun-



Figura 4.19: Captura de tela do osciloscópio durante a RUN 6081 na qual ocorreu a implantação dos átomos. A seta branca indica a saturação do channeltrons devido a um alto número de contagens de elétrons.



Figura 4.20: Captura de tela do osciloscópio durante a RUN 6084 na qual ocorreu a implantação dos átomos. A posição (i) ocorre logo após a aplicação do pulso de calor. A posição (ii) ocorre no momento do aparecimento do primeiro sinal atômico dos dados desta RUN mostrados nas figura 4.21.

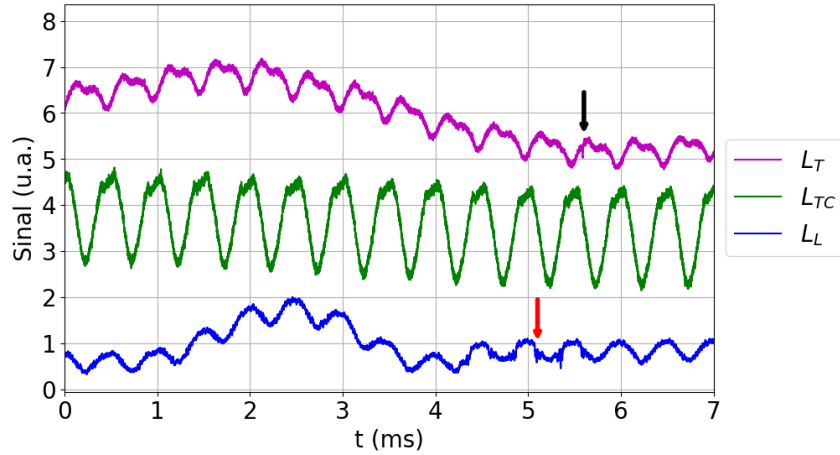


Figura 4.21: Sinal (fora de escala) obtido para run 6084 após a aplicação do pulso de calor que ocorre no tempo $t = 0$. O sinal do feixe de laser transversal antes da cavidade de excitação é L_T (em roxo). O sinal L_{TC} (em verde) é referente ao feixe transversal dentro da cavidade. O sinal do feixe longitudinal é L_L (em azul). A seta vermelha e a seta preta indicam o primeiro sinal atômico no laser longitudinal e no laser transversal respectivamente.

dos da safira, foi feito um teste com o mínimo de pulsos de ablação possível. O sinal exposto para um feixe produzido com apenas 10 ablações está presente figura 4.20. Os dados obtidos indicam que uma menor implantação de átomos gera um sinal de elétrons menor. Além disso, as posições indicadas (i) e (ii) na figura 4.20 estão sincronizadas com a aplicação do pulso de calor, (i), e o aparecimento dos primeiros sinais atômicos no laser e o final da sublimação, (ii), como pode ser visto na figura 4.21.

Os resultados encontrados permitem concluir que os elétrons detectados pelo channeltron são advindos da safira e não atravessaram a região entre as telas de potencial, pois não foram defletidos pelo potencial periódico aplicado. Desta forma, concluímos que a maior parte dos elétrons chegaram até o channeltron sem percorrer o interior da cavidade de excitação e o interior da câmara de detecção.

Em vista da quantidade de elétrons que atuam como ruído de fundo para o experimento, é interessante obter uma estimativa de quantos elétrons esperamos no channeltron devido a espectroscopia 1S-2S do hidrogênio. Com base no número de átomos de hidrogênio dentro da cavidade de excitação obtidos na seção 4.2, $N_{TC} \approx 4.982 \times 10^8$, e levando

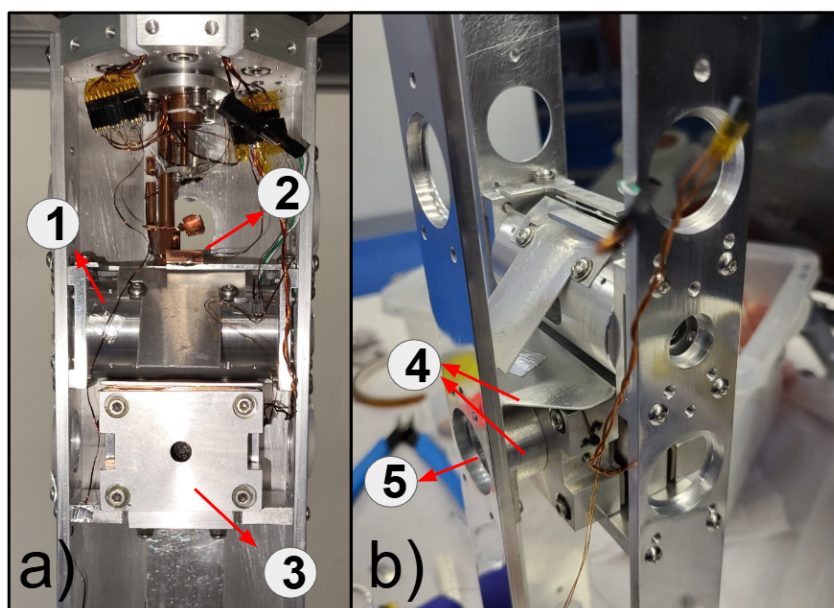


Figura 4.22: Em a) apresentamos uma visão do novo copo de 4 K , na imagem é possível notar a instalação de um novo modelo da cavidade de excitação (1), com as placas de repulsão (2) coladas na sua entrada enquanto foi mantido o antigo modelo da câmara de detecção (3). Em b) apresentamos: a janela de entrada de um dos channeltrons (5), as proteções da entrada deste detector (4).

em consideração a probabilidade calculada no capítulo 2 através da equação 2.23, temos da ordem de 4500 átomos de H excitados. Considerando que cada átomo excitado emite um fóton Lyman- α com base nas porcentagens de eficiência encontradas na seção 4.1 pela simulação, na ordem de 700 à 1300 elétrons seriam capturados pelo o channeltron por pulso de “quenching”. Os resultados atuais mostram que nossa relação sinal ruído é muito baixa e que não sejamos capazes de distinguir o sinal da transição 1S-2S, vindo da espectroscopia, do o ruído gerado pelos elétrons implantados na matriz na atual montagem do aparato.

A partir da experiência adquirida com este trabalho e os resultados aqui apresentados, foi proposto e instalado pelo grupo um novo modelo para célula experimental que pode ser visto na figura 4.22. O novo copo de 4 K instalado permite a instalação do aparato de espectroscopia 1S-2S do H diretamente na suas paredes, como indicado na figura 4.22, melhorando o alinhamento e o contato térmico entre o conjunto. Ainda, para resolver o

problema do ruído de fundo de elétrons nos detectores foram instaladas placas de repulsão destas partículas na entrada da cavidade de excitação e instaladas proteções ao redor da entrada dos channeltrons como pode ser observado nos itens (4) e (5) na figura 4.22. Uma tensão será aplicada nas placas de repulsão para defletir as partículas carregadas para longe da entrada da cavidade de excitação. As proteções ao redor do channeltron tem como objetivo impedir que partículas carregadas oriunda de fora da câmara de detecção cheguem ao detector.

Capítulo 5

Conclusão e Perspectiva

Neste trabalho discutimos as bases para o uso da técnica MISu como fonte de átomos frios para a espectroscopia 1S-2S do átomo de hidrogênio. Abordamos os desafios da espectroscopia “Doppler free” e suas vantagens em relação a espectroscopia por um único fóton. Ademais, apresentamos o processo de espectroscopia do hidrogênio elaborado pelo grupo.

Descrevemos em detalhe o aparato experimental desde àqueles utilizados para criação e sublimação da matriz de isolamento quanto àqueles a serem utilizados na espectroscopia do hidrogênio. Ainda, apresentamos os sistemas óticos usados na espectroscopia do Li. Também foram abordados o laser de excitação do hidrogênio atômico e os métodos para determinar com precisão a frequência deste laser e para estabilizar esta frequência.

Os dados obtidos pelas simulações evidenciam que não existe a necessidade de manter o isolamento elétrico entre o cone de detecção e o centro da câmara de detecção. Além disso, estes resultados indicam que com tensões da ordem de -5 V aplicada nas telas de potencial são suficientes para alcançarmos uma eficiência de detecção de elétrons da ordem de 25% em relação aos fótons Lyman- α emitidos. As perspectivas futuras para as simulações incluem a simulação da excitação dos átomos de hidrogênio e da liberação dos átomos da matriz de isolamento. Deste modo, teremos uma simulação “toy model” do experimento que permitirá ter uma intuição quantitativa dos processos envolvidos na

medida e assim permitir futuros aprimoramentos.

Os resultados encontrados para os feixes atômicos demonstram que somos capazes de obter feixes de hidrogênio e lítio em temperaturas da ordem de 1 K, o que torna a MISu uma fonte de átomos competitividade dentro do cenário da espectroscopia 1S-2S. Ademais, os resultados sugerem que com os feixes atômicos uniformes, seríamos capazes de obter em um único feixe produzido, diversos sinais de espectroscopia 1S-2S do hidrogênio.

Outro resultado importante é que os elétrons oriundos da sublimação da matriz de isolamento demonstram ser a atual maior causa de ruído para nossa medida. Para solucionar essa questão somada com a dificuldade da instalação das montagens de excitação e detecção do hidrogênio na atual versão do aparato, uma nova célula experimental foi projetada e instalada, como pode ser visto na figura 4.22. Essa nova montagem permitiu a instalação dos aparatos experimentais diretamente nas paredes do copo de 4 K, assim superando questões de alinhamento. Além disso, a nova montagem é acompanhada de uma proteção externa ao redor das aberturas dos CEM a fim de diminuir o ruído de fundo causado pelos elétrons.

O próximo passo natural deste trabalho é a instalação deste novo copo e uma nova realização dos estudos aqui apresentados para essa montagem. Com a superação dos atuais problemas pela nova montagem, acreditamos ser possível a obtenção de um espectro de hidrogênio de relevância internacional. Ainda, para o futuro próximo, o objetivo é o uso da técnica MISu para o estudo do hidrogênio atômico no mesmo aparato experimental no qual é estudado o anti-hidrogênio pela colaboração ALPHA, a qual o grupo faz parte.

Referências Bibliográficas

- [1] M. Inguscio, L. Fallani. “*Atomic Physics: Precise Measurements and Ultracold Matter.*” *Oxford University Press*, (2013). 1, 2, 7
- [2] E. Tiesinga, P. J. Mohr, D. B. Newell *et al.* “*CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants: 2018.*” *Reviews of Modern Physics*, (2021). 1
- [3] A. Beyer, L. Maisenbacher, A. Matveev, R. Pohl, K. Khabarova, A. Grinin, T. Lammour, D. C. Yost, T. W. Hänsch, T. Udem. “*The Rydberg constant and proton size from atomic hydrogen.*” *Science*, (2017). 1, 2, 3
- [4] C. J. Baker, W. Bertsche, A. Capra *et al.* “*Precision spectroscopy of the hyperfine components of the $1S$ – $2S$ transition in antihydrogen.*” *Nature Physics*, **21**, 201–207 (2025). 2
- [5] M. Ahmadi, B. X. R. Alves, C. J. Baker *et al.* “*Characterization of the $1S$ – $2S$ transition in antihydrogen.*” *Nature*, **557**, 71–75 (2018). 2
- [6] L. O. A. Azevedo, R. J. S. Costa, W. Wolff *et al.* “*Adaptable platform for trapped cold electrons, hydrogen and lithium anions and cations.*” *Communications Physics*, **6**, 112 (2023). 2, 4
- [7] C. G. Parthey *et al.* “*Improved Measurement of the Hydrogen $1S$ – $2S$ Transition Frequency.*” *Physical Review Letters*, **107** (2011). 2, 3

- [8] W. Demtröder. *Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation*. 3^a ed., Springer, (2003). 3, 7, 8, 10, 18, 63
- [9] B. H. Bransden, C. J. Joachain. *Physics of Atoms and Molecules*. 2^a ed., Pearson Education, (2003). 3
- [10] Arthur Matveev *et al.* “Precision Measurement of the Hydrogen 1S–2S Frequency via a 920-km Fiber Link.” *Physical Review Letters*, **110** (2013) 3
- [11] A. N. Oliveira, R. L. Sacramento, B. X. Alves, B. A. Silva, W. Wolff, C. L. Cesar. “Slow ground state molecules from matrix isolation sublimation.” *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, **47** (2014). 4
- [12] R. L. Sacramento. “Estado da Arte de Sublimação de Matriz de Isolamento: estudos de feixes atômicos e moleculares criogênicos”. Tese de Doutorado, Universidade Federal do Rio de Janeiro (2015). 4, 13, 18, 57, 60
- [13] A. N. de Oliveira. “Produção e Observação de Átomos e Moléculas Frios Usando Sublimação de Matriz de Isolamento.” Tese de Doutorado, Universidade Federal do Rio de Janeiro (2017). 4
- [14] C. L. Cesar, D. G. Fried, T. C. Killian, A. D. Polcyn, J. C. Sandberg, I. A. Yu, T. J. Greytak, D. Kleppner, J. M. Doyle. “Two-Photon Spectroscopy of Trapped Atomic Hydrogen.” *Physical Review Letters*, **77**(2), 255–258 (1996). 4
- [15] T. C. Killian. *Spectroscopy of Trapped Hydrogen: The Cold Collision Frequency Shift and Studies of BEC*. Tese de Doutorado, Massachusetts Institute of Technology (1998). 6, 46
- [16] R. L. Sacramento. “Estudo do lítio sublimado de matrizes de H_2 e Ne. Tese de Mestrado, Universidade Federal do Rio de Janeiro (2011).” 14

- [17] R. Lambo, C. C. Rodegheri, D. M. Silveira, C. L. Cesar. “*Spectroscopy of low-energy atoms released from a solid noble-gas matrix: Proposal for a trap-loading technique.*” *Physical Review A*, **76**, 061401(R) (2007). 16, 17, 18
- [18] L. O. A. Azevedo, C. L. Cesar. “*Quasi-analytical lineshape for the 1S–2S laser spectroscopy of antihydrogen and hydrogen.*” Preprint, arXiv:2409.04509v2 [physics.atom-ph], 23 Jan 2025. xiv, 19
- [19] W.Y. Li, A.A. Ibrahım, K. Goto, R. Shimizu. “*The Absolute AES is Coming; Work Functions and Transmission of CMA.*” *Journal of Surface Analysis*, Vol. 12, No. 2, (2005). 20
- [20] A. N. Oliveira, L. S. Moreira, R. L. Sacramento, L. Kosulic, V. B. Brasil, W. Wolff, C. L. Cesar. “*Cryogenic mount for mirror and piezoelectric actuator for an optical cavity.*” *Review of Scientific Instruments*, **88**, 063104 (2017). 30
- [21] Mipec – Copper Clads. Disponível em: <https://www.mipec.eu/copper-clads> 33
- [22] L. A. Scudeller.“ *Espectroscopia a laser de átomos de lítio sublimados de uma matriz de neônio* ”.Dissertação de Mestrado, Universidade Federal do Rio de Janeiro, (2011). xx, 59, 60
- [23] J. D. Weinstein. *Magnetic Trapping of Atomic Chromium and Molecular Calcium Monohydride*. PhD Thesis, Harvard University (2001). 63
- [24] H. J. Metcalf, P. van der Straten.*Laser Cooling and Trapping* .Springer, (1999). 63