



**UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO  
DEPARTAMENTO DE FÍSICA – CCEN  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA**

**AYANNE FRANCIELY GOMES TIÉCO**

**CANCELAMENTO DO CAMPO MAGNÉTICO NA REGIÃO DE UMA  
ARMADILHA MAGNETO-ÓPTICA**

Recife  
2019

**AYANNE FRANCIELY GOMES TIÉCO**

**CANCELAMENTO DO CAMPO MAGNÉTICO NA REGIÃO DE UMA ARMADILHA  
MAGNETO-ÓPTICA**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Pernambuco, como requisito parcial para a obtenção do título de Mestra em Física.

Área de Concentração: Óptica

Orientador: Prof. Daniel Felinto Pires Barbosa

Recife  
2019

Catálogo na fonte  
Bibliotecária Arabelly Ascoli CRB4-2068

T559c Tiéco, Ayanne Franciely Gomes  
Cancelamento do campo magnético na região de uma armadilha magneto-óptica / Ayanne Franciely Gomes Tiéco. – 2019.  
70 f.: il., fig.

Orientador: Daniel Felinto Pires Barbosa  
Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal de Pernambuco. CCEN. Física. Recife, 2019.  
Inclui referências e apêndices.

1. Óptica. 2. Armadilha magneto-óptica. 3. Átomos frios. 4. Campo magnético. I. Barbosa, Daniel Felinto Pires (orientador). II. Título.

535.2                    CDD (22. ed.)                    UFPE-FQ 2019-71

**AYANNE FRANCIELY GOMES TIÉCO**

**CANCELAMENTO DO CAMPO MAGNÉTICO NA REGIÃO DE UMA  
ARMADILHA MAGNETO-ÓPTICA**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Pernambuco, como requisito parcial para a obtenção do título de Mestra em Física.

Aprovada em: 11/09/2019.

**BANCA EXAMINADORA**

---

Prof. Daniel Felinto Pires Barbosa  
Orientador  
Universidade Federal de Pernambuco

---

Prof. Marcio Heraclito Gonçalves de Miranda  
Examinador Interno  
Universidade Federal de Pernambuco

---

Prof. José Ferraz de Moura Nunes Filho  
Examinador Externo  
Universidade Federal Rural de Pernambuco

*Aos Meus Pais*

## AGRADECIMENTOS

Gostaria de agradecer aos meus pais por acreditarem em mim e me apoiarem sempre.

À Natália ,amiga de curso de laboratório, por sempre me instigar a crescer mais, pessoalmente e profissionalmente. Ao meu amigo Esdras que mesmo depois de 11 anos de amizade ainda tem paciência para me escutar e aconselhar.

Aos meus colegas de Laboratório, Alyson, Raoni, Luis Ortiz, Luiz Munhoz, Paulo, Leandro e Johan por criarem um ótimo ambiente de trabalho e cooperação.

Ao técnico do laboratório de eletrônica, Daniel, por sempre me ajudar com as montagens dos aparatos e tirar minhas dúvidas sempre com muita paciência

Aos funcionários da Pós-Graduação Alexandra e Ailton, por serem sempre solícitos.

Aos membros da banca Márcio Heraclito e José Ferraz .

Ao professor Daniel Felinto, por ter acreditado em mim desde o começo e por ser um exemplo de profissional.

À FACEPE, pelo apoio financeiro.

*From childhood's hour I have not been As others were; I have not seen As others saw; I could not bring My passions from a common spring. From the same source I have not taken My sorrow; I could not awaken My heart to joy at the same tone; And all I loved, I loved alone.*

*(Edgar Allan Poe, 1874, p. 622)(1)*

## RESUMO

Neste trabalho serão apresentadas as minhas contribuições na montagem de uma armadilha magneto-óptica (AMO), focadas no cancelamento de campos magnéticos espúrios na região da armadilha. Para que os átomos sejam armadilhados usamos um campo magnético inhomogêneo que, junto com três feixes de laser contrapropagantes de polarizações circulares opostas, resfriam e aprisionam os átomos graças a uma força viscosa e restauradora. Para gerar esse campo inhomogêneo contruímos um par de bobinas circulares que gera um campo nulo em sua região central e um circuito de chaveamento de vários ampéres, que garante que ao ser desligado o campo magnético gerado por essas bobinas decaia rapidamente e não interfira nos níveis de energia dos átomos. Para prevenir descoerência precisamos cancelar os campos magnéticos espúrios na região da armadilha e para isso utilizamos três pares de bobinas quadradas e um circuito de corrente que as alimenta. Esse circuito muda a corrente em cada par de bobinas compensando campos DC. Conseguimos cancelar campos magnéticos indesejáveis com esse circuito até o nível de 23 mG, mas os resultados de medidas de espectroscopia de micro-ondas no sistema nos sugeriu uma melhora para esse circuito. Então montamos um novo modelo de fonte que agora muda a corrente em cada bobina de um par de forma independente.

**Palavras-chave:** Armadilha Magneto-Ótica. Átomos Frios. Campo Magnético.

## ABSTRACT

This work will present my contributions for the building of a magneto-optical trap (MOT), focused on the annulment of the spurious magnetic fields in the region of the trap. For atoms to be trapped we use an inhomogeneous magnetic field, together with three counter-propagating beams of opposing circular polarizations, that cool and trap atoms through a viscous and restorative force. In this work my contributions will be presented in the assembly of a magneto-optical trap (AMO). For atoms to be trapped we use an inhomogeneous magnetic field which, together with three counterpropagating laser beams of opposing circular polarizations, cool and trap atoms through a viscous and restoring force. To generate this inhomogeneous field we construct a pair of circular coils which generates a null field in its central region and a switching circuit of several amperes, which guarantees that when the magnetic field generated by these coils is switched off it decays rapidly and does not interfere with the levels of energy of the atoms. To prevent decoherence we need to cancel the spurious magnetic fields in the trap region and for this we use three pairs of square coils and a current circuit that feeds them. This circuit changes the current in each pair of coils compensating DC fields. We were able to cancel undesirable magnetic fields with this circuit until the level of 23 mG, but the result of the microwave spectroscopy measures suggested us an improvement for this circuit and then we set up a new model of source that now changes the current in each coil of a pair in an independent way.

**Keywords:** Magneto-Optical trap. Cold Atoms. Magnetic Field

# SUMÁRIO

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b> . . . . .	<b>11</b>
<b>2</b>	<b>CONCEITOS BÁSICOS</b> . . . . .	<b>14</b>
<b>2.1</b>	<b>Armadilha Magneto-Óptica</b> . . . . .	<b>14</b>
<b>2.1.1</b>	Armadilha com átomos de Rubídio . . . . .	<b>19</b>
<b>2.2</b>	<b>Campo Magnético</b> . . . . .	<b>22</b>
<b>2.2.1</b>	Campo magnético produzido por um par de bobinas quadradas . . . . .	<b>22</b>
<b>2.2.2</b>	Campo magnético produzido por um par de bobinas circulares . . . . .	<b>24</b>
<b>2.3</b>	<b>Espectroscopia de Microondas</b> . . . . .	<b>25</b>
<b>3</b>	<b>ARMADILHA MAGNETO-ÓPTICA</b> . . . . .	<b>29</b>
<b>3.1</b>	<b>Controle da Sintonia dos Lasers</b> . . . . .	<b>29</b>
<b>3.1.1</b>	Absorção Saturada . . . . .	<b>29</b>
<b>3.1.2</b>	Feixe de Armadilha . . . . .	<b>32</b>
<b>3.1.3</b>	Feixe de Rebombeio . . . . .	<b>34</b>
<b>3.1.4</b>	Feixe de Prova . . . . .	<b>35</b>
<b>3.2</b>	<b>Campo Magnético</b> . . . . .	<b>36</b>
<b>3.2.1</b>	Bobinas de Armadilhamento . . . . .	<b>36</b>
<b>3.2.2</b>	Bobinas de Compensação . . . . .	<b>37</b>
<b>3.3</b>	<b>Aparato da Armadilha</b> . . . . .	<b>38</b>
<b>4</b>	<b>PRIMEIRO CANCELAMENTO DO CAMPO MAGNÉTICO</b> . . . . .	<b>40</b>
<b>4.1</b>	<b>Chaveamento</b> . . . . .	<b>40</b>
<b>4.2</b>	<b>Cancelamento de campos uniformes</b> . . . . .	<b>42</b>
<b>4.3</b>	<b>Procedimento para Cancelamento do Campo</b> . . . . .	<b>45</b>
<b>4.3.1</b>	Medidas . . . . .	<b>45</b>
<b>5</b>	<b>SISTEMA PARA SEGUNDO MÉTODO DE CANCELAMENTO DE CAMPOS MAGNÉTICOS ESPÚRIOS</b> . . . . .	<b>50</b>
<b>5.1</b>	<b>Segunda Fonte</b> . . . . .	<b>50</b>
<b>5.2</b>	<b>Medidas preliminares</b> . . . . .	<b>56</b>
<b>6</b>	<b>CONCLUSÕES</b> . . . . .	<b>58</b>
	<b>REFERÊNCIAS</b> . . . . .	<b>59</b>

<b>APÊNDICE A – CÓDIGO QUE CONTROLA OS PULSOS EM ARDUINO</b>	<b>62</b>
<b>APÊNDICE B – LISTA DE COMPONENTES DA PRIMEIRA FONTE . .</b>	<b>63</b>
<b>APÊNDICE C – CIRCUITO DE CHAVEAMENTO . . . . .</b>	<b>64</b>
<b>APÊNDICE D – LISTA DE COMPONENTES PARA CADA MÓDULO DA SEGUNDA FONTE . . . . .</b>	<b>65</b>
<b>APÊNDICE E – CODIGO DA FONTE DE CORRENTE . . . . .</b>	<b>66</b>
<b>APÊNDICE F – PROGRAMA EM LABVIEW PARA O CANCELAMENTO DO CAMPO . . . . .</b>	<b>68</b>
<b>APÊNDICE G – CIRCUITO ESQUEMÁTICO DO ADC . . . . .</b>	<b>69</b>
<b>APÊNDICE H – ESQUEMÁTICO DO BASEBOARD . . . . .</b>	<b>70</b>

# 1 INTRODUÇÃO

Johannes Kepler, em 1619, surgiu com um novo conceito para explicar porque a cauda de um cometa sempre aponta na direção oposta ao sol: a pressão de radiação. A idéia de que a luz, como radiação eletromagnética, tem momento e exerce pressão sobre a superfície na qual está sendo aplicada foi desenvolvida em 1862 por James Clerk Maxwell e provada experimentalmente 30 anos depois por Nicholls e Hull(2), que mediram a pressão de radiação em um espelho suspenso usando uma balança de torção.

Em 1916, Einstein[(3),(4)] postulou a natureza quântica dessa radiação. No regime de excitação baixa, se um átomo absorve um fóton ele ganha um momento  $p_a$  na direção de propagação do fóton e se ele emite um fóton espontaneamente, ele perde um momento  $p_e$  e sofre um recuo no sentido contrário. A variação de momento é dada por  $\Delta P = p_a - p_e$ . Como os fótons podem ser emitidos em qualquer direção, pois este é considerado um processo espontâneo, temos uma média  $\langle p_e \rangle = 0$  e o momento total do átomo será devido aos processos de absorção.

Otto Frisch, em 1933(5), mostrou experimentalmente que um feixe de luz é capaz de desviar um feixe de átomos, ou seja, que essa troca de momento gera uma força na direção ortogonal à de propagação do átomo. Seu experimento usou a pressão de radiação para defletir um feixe de átomos de sódio. Ele preparou os átomos vaporizando sódio num reservatório. Para formar o feixe ele permitiu a passagem dos fotos por uma série de aberturas e em seguida incidiu sobre esse feixe a luz de uma lâmpada de sódio. Embora em média cada átomo de sódio absorva apenas um fóton, Frisch conseguiu detectar uma pequena deflexão no feixe.

Em 1960, o primeiro laser foi implementado por Theodore H. Maiman (6) no "Hughes Research Laboratories" e então o estudo da interação entre matéria e radiação se desenvolveu rapidamente, pois agora se dispunha de uma fonte de luz coerente. Dez anos mais tarde, Ashkin (7) apresentou a idéia de usar lasers para aprisionar átomos, depois de mostrar que a luz de um laser pode exercer força de espalhamento sobre os átomos.

A partir daí os lasers começaram a ser usados na manipulação de átomos e várias idéias para aprisionar os átomos surgiram, dentre elas a de Hänsch e Schawlow (8), e a de Wineland e Dehmmelt(9), ambas em 1975, que tinham uma proposta parecida: resfriar os átomos usando um par de feixes contrapropagantes com mesma intensidade e frequência, sintonizados abaixo da ressonância. Em uma dimensão, ao considerarmos um átomo se movendo, a frequência aparente dos dois lasers será modificada. Se o átomo estiver se movendo na mesma direção do laser, ele terá uma frequência menor que

a de ressonância e terá uma seção de choque de espalhamento também menor, portanto a probabilidade de absorver o fóton será menor. Se o átomo estiver se movendo na direção contrária à do laser, terá sua frequência deslocada mais próxima da ressonância. Sua seção de choque de espalhamento será maior e conseqüentemente a probabilidade de absorver um fóton também. Se, ao invés de se movendo, considerarmos o átomo em repouso, as forças de pressão de radiação se equilibram e a resultante é nula.

Se a frequência do laser está abaixo da ressonância e tivermos dois feixes contrapropagantes, os átomos vão perdendo energia e momento. Considerando três feixes incidindo nos eixos  $x$ ,  $y$  e  $z$ , os átomos perderão energia e momento nas três direções e serão resfriados até o ponto no qual a largura de linha Doppler é tão pequena quanto a largura de linha natural. A primeira implementação desse mecanismo foi apresentada por Wineland, Drullinger e Waals(10), em 1978, que conseguiram resfriar átomos de Magnésio em uma armadilha eletromagnética de Penning até temperaturas menores que 40K.

Sete anos depois, Steven Chu e seus colaboradores(11), nos laboratórios Bell conseguiram confinar átomos de Sódio com três pares de feixes contrapropagantes em direções ortogonais conseguindo atingir temperaturas de  $240\mu\text{K}$ . Na região de interceptação dos feixes os átomos experimentam uma força similar ao de uma partícula em um fluido viscoso. Essa técnica ficou conhecida como melaço óptico.

Apesar de termos uma técnica de resfriamento dos átomos, faltava algo que os confinasse espacialmente. Em 1986, Jean Dalibard sugeriu usar um campo magnético para produzir um deslocamento Zeeman dos níveis de energia dos átomos, gerando uma dependência com a posição na força de pressão de radiação. Em 1987, essa técnica foi implementada, resultando no que hoje é conhecido por Armadilha Magneto-óptica (AMO) ou em inglês Magneto optical-trap(MOT). Steven Chu e seu grupo (12) conseguiram armadilhar  $10^7$  átomos durante 2 minutos e atingiram temperaturas menores que 1mK. Em 1997, Steven Chu (13), Claude Cohen Tannoudji (14) e William Daniel Phillips(15) ganharam o prêmio Nobel devido aos seus trabalhos com resfriamento e aprisionamento de átomos usando lasers. A partir daí, muitas aplicações da AMO apareceram, como por exemplo a condensação de Bose-Einstein, desenvolvida pelo grupo de C. E. Wieman e E. A. Cornell em 1995(16), que fizeram o primeiro condensado em um vapor de átomos de Rubídio 87.

AMO é fonte de átomos frios com largura de linha Doppler de cerca de 1.6 MHz, para o átomo de Rubídio no limite Doppler. No entanto, o campo magnético da terra desloca os níveis Zeeman de cerca de 0.35 MHz. Para diversas aplicações é importante cancelar esse campo, particularmente para medidas que precisam de longos tempos de coerência, como em metrologia ou informação quântica(17, 18, 19).

Além do campo da terra, vários outros dispositivos e materiais podem gerar

campos magnéticos na região da armadilha levando a campos espúrios constantes ou até mesmo gradientes de campo.

A AMO apresenta ainda a complicação de depender de um forte campo magnético inhomogêneo para funcionar, que precisa ser desligado apropriadamente. Esse desligamento pode gerar reações no meio em volta e induzir correntes de reação, com campos magnéticos transientes relacionados(20).

Desligar o campo magnético na região da armadilha para realizar medidas de precisão é, portanto, um problema central desde o início da utilização da AMO.

A presente dissertação contém todo o esforço do Laboratório de Redes Quânticas do DF-UFPE até o momento para cancelar apropriadamente os campos magnéticos na região de sua AMO: indo da montagem das diversas bobinas de campo magnético, passando pelo circuito de chaveamento do campo, até duas versões de circuito de controle das bobinas de compensação para cancelar campos espúrios. Esse esforço está por trás dos primeiros trabalhos publicados pelo laboratório.[(20),(21)]

Esta dissertação contém seis capítulos, incluindo esta introdução. No capítulo 2 apresentamos os conceitos básicos necessários para a compreensão da dissertação. Explicamos o funcionamento da armadilha magneto-óptica com seus seis lasers contra-propagantes e campo magnético inhomogêneo. Demonstramos o cálculo de um campo magnético gerado por um par de bobinas quadradas na configuração Helmholtz, usado para cancelar campos magnéticos espúrios, e o campo gerado por um par de bobinas circulares em configuração anti-Helmholtz, usadas para aprisionar o átomo. Apresentamos também a espectroscopia de micro-ondas, que é a técnica utilizada para cancelarmos os campos magnéticos indezejados na região da armadilha.

No capítulo 3 discutimos a AMO utilizada, a técnica de absorção saturada utilizada para travar os lasers nas transições desejadas e a montagem das bobinas de armadilhamento e compensação. Explicamos também a obtenção dos feixes de armadilhamento, rebombeio e leitura, observando como ficou o aparato global da armadilha. No capítulo 4 explicamos a necessidade e o processo de chaveamento do campo magnético gerado pelo par de bobinas redondas e apresentamos o programa utilizado para obter os dados do cancelamento.

Nos capítulos 4 e 5 apresentamos dois modelos de fontes utilizadas para alimentar as bobinas de compensação e os resultados obtidos com cada uma. O primeiro modelo, que não nos fornecia muita precisão, e o segundo, cuja necessidade foi sentida após análise dos dados de cancelamento obtidos da primeira fonte, que agora está conectada a cada bobina independentemente e tem um Arduino lendo a corrente enviada para cada bobina. No capítulo 6 apresentamos as conclusões do nosso trabalho.

## 2 CONCEITOS BÁSICOS

Neste capítulo apresentamos os conceitos básicos para a compreensão dos experimentos realizados. Primeiramente, discutimos a armadilha magneto-óptica ressaltando a importância do controle do campo magnético na região da armadilha. Encontramos então as equações dos campos gerados pelas bobinas de compensação e armadilhamento. Por fim, explicamos a técnica utilizada para o cancelamento do campo.

### 2.1 Armadilha Magneto-Óptica

Em 1975, T. W. Hansch e A. L. Schawlow propuseram uma técnica que ficou conhecida como esfriamento Doppler, na qual os átomos são resfriados pela radiação de dois feixes contrapropagantes de um laser. Para átomos com velocidade diferente de zero, o efeito Doppler gera uma diferença na força de pressão de radiação que cada feixe exerce sobre eles. Se os átomos tiverem velocidade zero, a força resultante sobre eles será nula.

Sabemos que se um fóton atingir um átomo pode haver uma troca de momento  $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$ , onde  $\mathbf{k}$  é vetor de onda da luz, de módulo  $|\mathbf{k}| = 2\pi/\lambda$ . A interação entre o átomo e o fóton é governada pela dessintonia  $\Delta = \omega - \omega_0$ , onde  $\omega$  é a frequência da luz e  $\omega_0$  é a frequência de ressonância do átomo. Levando em conta o efeito Doppler, percebemos que uma alteração da velocidade desse átomo resulta na alteração da frequência do mesmo, assim a força transmitida pela luz vai depender da velocidade. Quando o átomo absorve um fóton ele é excitado e, ao decair, pode emitir um fóton com momento oposto ao absorvido. Esse segundo processo é conhecido como emissão estimulada. No entanto, tal decaimento também pode ocorrer espontaneamente. Nesse caso, o fóton emitido terá direção aleatoriamente distribuída.

Se um átomo com velocidade  $\mathbf{v}$  interage com um feixe de luz de vetor de onda  $\mathbf{k}$ , podemos expressar a força da pressão de radiação por conta da emissão espontânea como:

$$\mathbf{F} = \frac{\hbar\Gamma}{2} \left[ \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + \left[ \frac{2(\Delta - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v})}{\Gamma} \right]^2} \right] \mathbf{k}, \quad (2.1)$$

onde  $\Gamma$  é a taxa de decaimento do estado excitado,  $I$  é a intensidade do feixe de luz e  $I_{sat}$  é a intensidade de saturação da transição.

Note que, na Equação 2.1, a força  $\mathbf{F}$  está na direção do vetor de onda  $\mathbf{k}$ . Nesse caso, o campo de radiação e o movimento do átomo são tratados como variáveis contínuas e a interação átomo-luz é tratada quanticamente. Esse tratamento só é válido quando

trabalhamos no limite de grande fluxo de fótons do laser e velocidade dos átomos quando comparada com o momento de recuo induzido por um fóton. A força  $\mathbf{F}$  tem um valor máximo quando a dessintonia  $\Delta$  é nula e tem um comportamento linear com a intensidade para baixas intensidades.

Vamos analisar o caso do átomo de dois níveis se movendo em uma direção  $+z$  com velocidade  $v_z$ . Se incidirmos sobre esse átomo dois feixes de lasers dessintonizados abaixo da linha de absorção e contrapropagantes, os átomos perceberão os fótons com frequência deslocada (Ver Figura 1). Se o átomo se move no sentido do feixe ( $\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} = +kv_z$ ), ele verá a sua frequência menor e mais distante da transição e vai sentir uma força  $F_+$ . Caso o átomo se mova na direção contrária à do feixe ( $\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} = -kv_z$ ), ele verá sua frequência aumentada e mais próxima da frequência de transição, sentindo uma força  $F_-$ . Isso ocorre devido ao efeito Doppler e desta forma a energia cinética do átomo vai diminuindo e ele vai sendo resfriado.

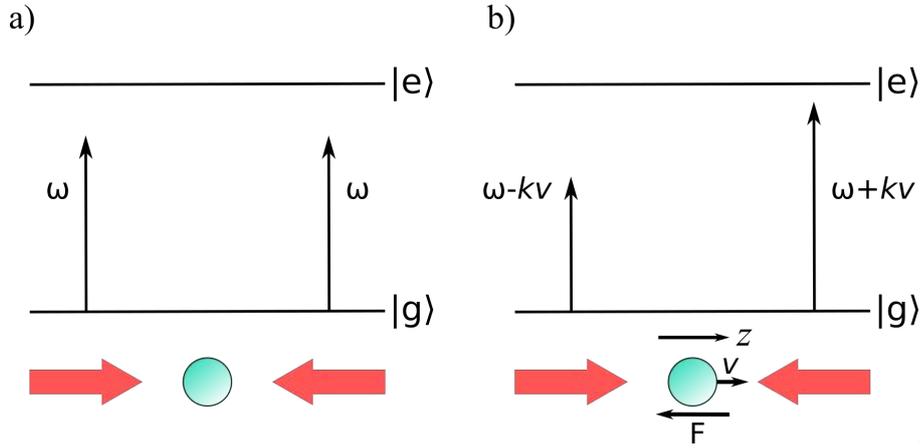


Figura 1 – Frequência do laser observada pelo átomo com (a)  $v=0$  e (b)  $v \neq 0$ , caso no qual o efeito Doppler ocorre.

A força total sobre o átomo será a soma das contribuições dos dois feixes:  $\mathbf{F} = F_+ + F_-$ .

$$\mathbf{F} = \frac{\hbar\Gamma}{2} \left[ \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + \left(\frac{2(\Delta - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v})}{\Gamma}\right)^2} \right] \mathbf{k} - \frac{\hbar\Gamma}{2} \left[ \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + \left(\frac{2(\Delta + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v})}{\Gamma}\right)^2} \right] \mathbf{k}. \quad (2.2)$$

Se considerarmos que  $kv_z$  é muito menor que  $\Gamma$  e  $\Delta$ , vamos obter uma expressão do tipo:

$$\mathbf{F} = 4\hbar \frac{I}{I_{sat}} \frac{k^2(2\Delta/\Gamma)}{[1 + I/I_{sat} + (2\Delta/\Gamma)^2]^2} v_z \vec{z} = -\alpha v_z \vec{z}, \quad (2.3)$$

onde  $\alpha = -4\hbar \frac{I}{I_{sat}} \frac{k^2(2\Delta/\Gamma)}{[1 + I/I_{sat} + (2\Delta/\Gamma)^2]^2}$  é um coeficiente de viscosidade efetivo.

Como podemos ver, a força de pressão de radiação age como uma força de viscosidade. Logo, se considerarmos que temos feixes contrapropagantes nos eixos  $x, y$  e  $z$ , a troca de momento vai se repetir até as forças atingirem um equilíbrio, com a difusão

de momento a partir da emissão espontânea, e a temperatura do átomo ser reduzida. É criada uma região de atrito viscoso para os átomos na região de encontro dos feixes, gerando um acúmulo de átomos frios conhecido como *melaço óptico* (*Optical Molasses*).

Como a pressão de radiação é independente da posição, átomos com velocidade sofrem a mesma força independente de onde estiverem dentro do melaço. Para aprisionarmos átomos em uma determinada região do espaço, precisamos de um confinamento espacial. Para contornar o *Teorema de Earnshaw* precisamos de uma não-homogeneidade no sistema, uma força restauradora tridimensional proporcional à posição dos átomos, nula na origem e negativa em relação à posição dos eixos. Se essa força restauradora vier de um campo magnético inhomogêneo, teremos o que hoje é conhecido como *armadilha magneto-óptica* (AMO).

No caso da armadilha, essa força restauradora é obtida com a combinação de um campo magnético quadrupolar e um conjunto específico de polarizações dos três pares de feixes de lasers atuando em cada eixo coordenado. É preciso, portanto, atuar sobre graus de liberdade externos e internos do átomo para gerar a forma necessária para essa força.

A expressão para o campo próximo à origem é:

$$\vec{B} = b\vec{z} - \frac{b}{2}(\vec{x} + \vec{y}). \quad (2.4)$$

Podemos ver na equação 2.4 que o plano  $xy$  tem um campo com sinal negativo, isso porque  $\nabla \cdot B = 0$ , o que corresponde à inexistência de monopolos magnéticos. Por isso, a mesma quantidade de linhas de campo magnético que entram em uma região saem da mesma região.

Para criarmos esse campo magnético quadrupolar podemos utilizar duas bobinas circulares idênticas na configuração anti-Helmholtz, com as suas correntes  $I$  opostas entre si e a distância entre elas igual ao seu raio. O campo gerado será nulo na origem com gradiente  $\frac{\partial B}{\partial z} = b$  constante nessa região. Uma imagem das linhas de campo de um campo magnético quadrupolar é mostrada na figura 2.

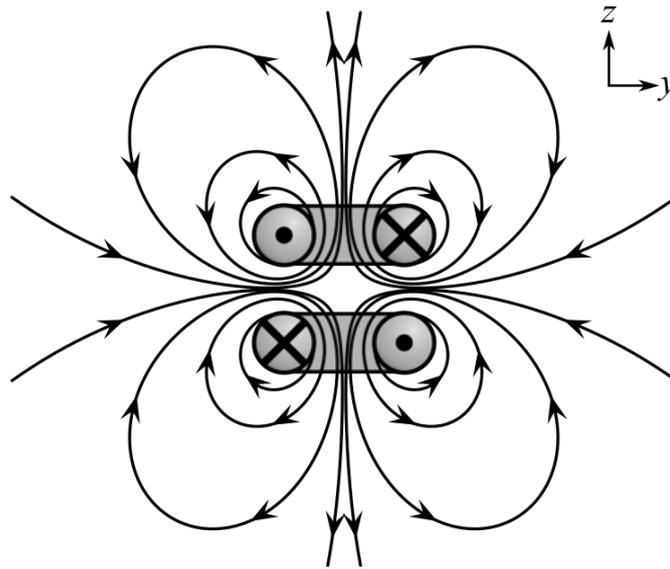


Figura 2 – Linhas de campo magnético quadrupolar produzidas por duas bobinas circulares na configuração anti-Helmholtz

Para explicar de forma simples o efeito do campo magnético quadrupolar sobre os átomos, vamos considerar um átomo hipotético com estado fundamental com  $F = 0$ , para o número quântico do momento angular total, e estado excitado com  $F' = 1$ . Os graus de liberdade internos do átomo serão acessados de forma seletiva pela escolha da polarização dos feixes de armadilha, podendo essas serem circular à direita  $\sigma_+$  ou à esquerda  $\sigma_-$ .

A conservação de momento angular nos diz que um átomo, inicialmente no estado fundamental  $|F = 0, m_f = 0\rangle$ , ao absorver um fóton com polarização circular a direita  $\sigma_+$  vai para o nível  $|F = 1, m_f = +1\rangle$ . Caso a luz tenha polarização  $\sigma_-$  o estado final do átomo será  $|F = 1, m_f = -1\rangle$ .

Na ausência de campo magnético as probabilidades de absorver fótons de um feixe  $\sigma_+$  ou  $\sigma_-$  são idênticas. Caso apliquemos um campo magnético, ocorrerá um desdobramento Zeeman dos níveis excitados dependente da posição, onde o nível  $F=0$  não será afetado.

Se considerarmos os feixes dessintonizados abaixo da linha de ressonância atômica  $F = 0 \rightarrow F' = 1$  e a aplicação do campo magnético quadrupolar sobre o átomo, as polarizações circulares  $\sigma$  tem que ser opostas para maximizar a absorção por uma direção ou outra, como podemos ver na figura 3.

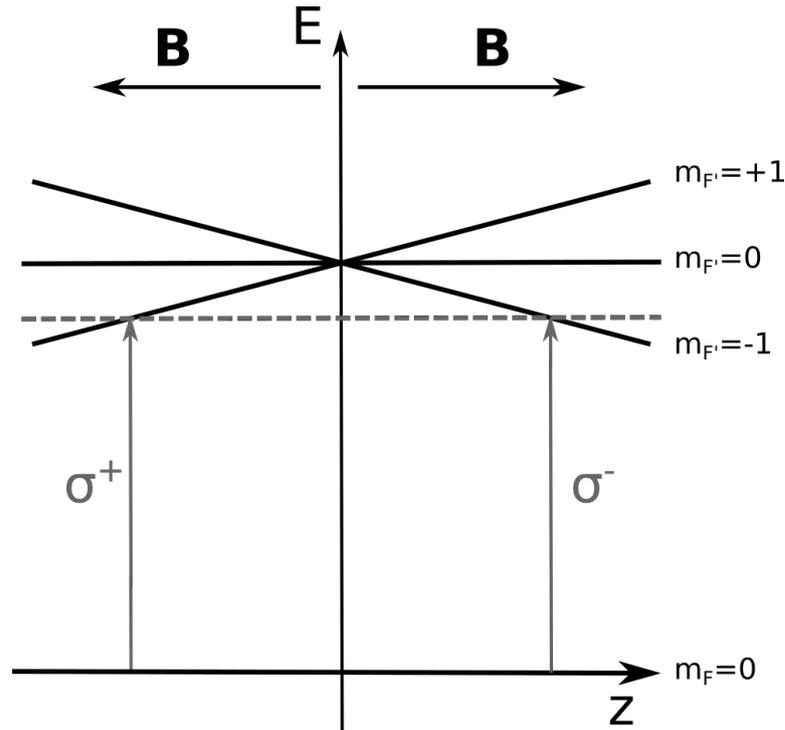


Figura 3 – Níveis de energia do átomo na presença de um campo magnético constante de gradiente  $b$ . A interação do momento angular  $F$  com o campo magnético faz com que os níveis de energia do átomo sofram um shift linear com a posição de acordo o número magnético que caracteriza o subnível Zeeman  $m_F$ . Para  $B < 0$  o nível  $m_F = -1$  sofre um deslocamento positivo e o nível  $m_F = +1$  um deslocamento negativo. As polarizações circulares levam a uma transição de mesmo nível de energia, indicada pela linha tracejada

Ao combinarmos os feixes contrapropagantes com polarizações opostas, desintonizados abaixo da linha de ressonância, com o campo magnético inhomogêneo, a força resultante atuando sobre o átomo que se move com  $v > 0$ , para o limite de baixas intensidades  $I/I_{sat} \ll 1$ , é

$$\mathbf{F} \simeq \hbar \mathbf{k} \left[ \frac{I/I_{sat}}{1 + \frac{4(\omega - \omega_0 - kv - g_F \mu_B b z / \hbar)^2}{\Gamma^2}} - \frac{I/I_{sat}}{1 + \frac{4(\omega - \omega_0 + kv + g_F \mu_B b z / \hbar)^2}{\Gamma^2}} \right], \quad (2.5)$$

onde  $g_F$  é o fator de Landé para o estado  $F'$  e  $\mu_B$  é o magneton de Bohr.

Se expandirmos a equação 2.5 em torno de  $z=0$  e  $v=0$  para  $z$  e  $v$  pequenos, vamos obter a equação de um oscilador harmônico amortecido:

$$\mathbf{F} \simeq -\beta z - \alpha v, \quad (2.6)$$

onde  $\alpha$  é o mesmo da equação 2.3 e continua agindo como um coeficiente de atrito e  $\beta = \mu' \alpha \frac{\Delta B}{\hbar k}$ , que funciona como constante restauradora devido à introdução do campo magnético.

A equação 2.6 pode ser generalizada para o caso tridimensional, onde seis feixes contra-propagantes, dois para cada direção, incidem sobre a nuvem de átomos na região onde o campo magnético é nulo, ou seja, na origem. Devido a forma geral para o campo magnético na região da origem que temos na equação 2.4, as polarizações nos eixos  $x$  e  $y$  devem ser invertidas com relação ao eixo  $z$ . Finalmente, chegamos ao esquema que hoje é conhecido como Armadilha Magneto-Óptica, que podemos ver na figura 4.

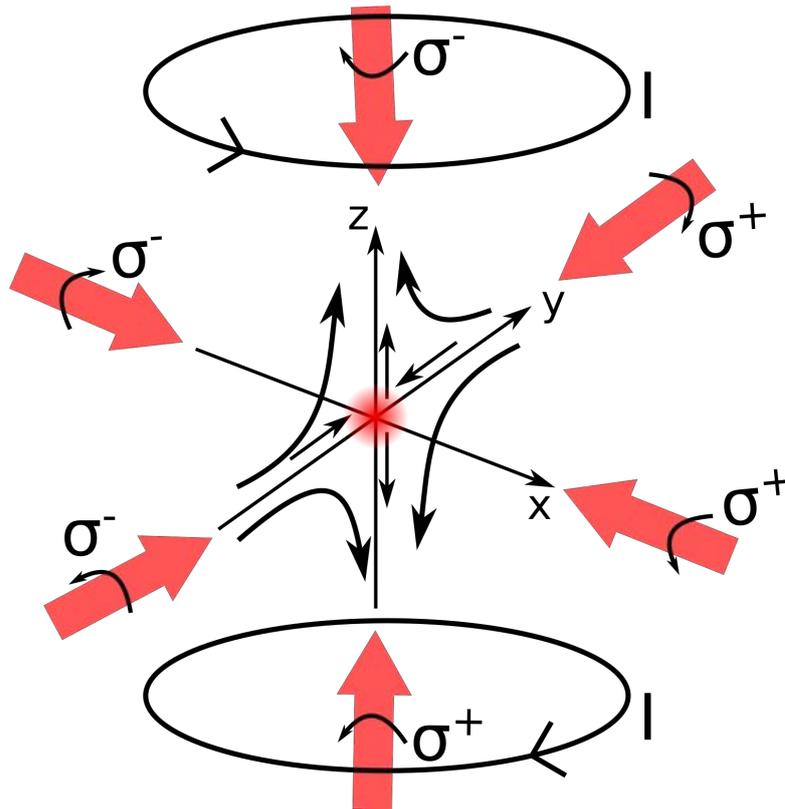


Figura 4 – AMO tridimensional. Devido à inversão de sinal do campo magnético nos eixos  $x$  e  $y$ , as polarizações desses eixos devem ser invertidas com relação ao eixo  $z$

### 2.1.1 Armadilha com átomos de Rubídio

Sabemos que no mundo real não existem átomos de dois níveis perfeitos e muitos detalhes da armadilha vão depender do átomo específico escolhido. Usamos no nosso sistema o Rubídio, que é um átomo alcalino com um único elétron opticamente ativo.

Ele possui uma transição cíclica, na qual o átomo sempre decai para o mesmo estado fundamental inicial, em um comprimento de onda de 780 nm, disponível facilmente a partir de lasers de diodo comerciais de baixo custo. Essas transições cíclicas são uma boa aproximação para o sistema de dois níveis com degenerescência Zeeman que precisamos para a AMO.

Naturalmente o Rubídio é encontrado em dois isótopos  $^{85}\text{Rb}$  e  $^{87}\text{Rb}$ . Nossa fonte

de Rubídio da armadilha é um dispenser (Alvatec AS-Rb-60-S) que contém uma liga de  $^{85}\text{Rb}$  e  $^{87}\text{Rb}$  e outros metais. Ao ser esquentado por uma corrente elétrica de alguns ampéres ( $\leq 10\text{A}$ ), ele libera um vapor bastante puro de átomos de Rubídio. O dispenser que utilizamos contém 60 mg de rubídio e pode ser visto na figura 5.



Figura 5 – Dispenser de Rubídio

Podemos especificar os níveis de energia de um átomo pelas suas estruturas fina e hiperfina. A estrutura fina é causada pela interação entre o spin do elétron  $\mathbf{S}$  e o momento angular  $\mathbf{L}$ . O momento angular total e seu módulo são dados por:

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}, \quad (2.7)$$

com

$$|\mathbf{L} - \mathbf{S}| < J < |\mathbf{L} + \mathbf{S}|. \quad (2.8)$$

A estrutura hiperfina é causada pela interação do momento angular resultante  $\mathbf{J}$  com o spin nuclear  $\mathbf{I}$ . O momento angular resultante e seu módulo são dados então por:

$$\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I}, \quad (2.9)$$

com

$$|\mathbf{J} - \mathbf{I}| < F < |\mathbf{J} + \mathbf{I}|. \quad (2.10)$$

Mais especificamente, usamos o  $^{87}\text{Rb}$  em todos os nossos experimentos, que tem spin nuclear de módulo  $3/2$ . O desdobramento de níveis devido às interações fina e hiperfina e seus subníveis Zeeman são mostrados na figura 6.

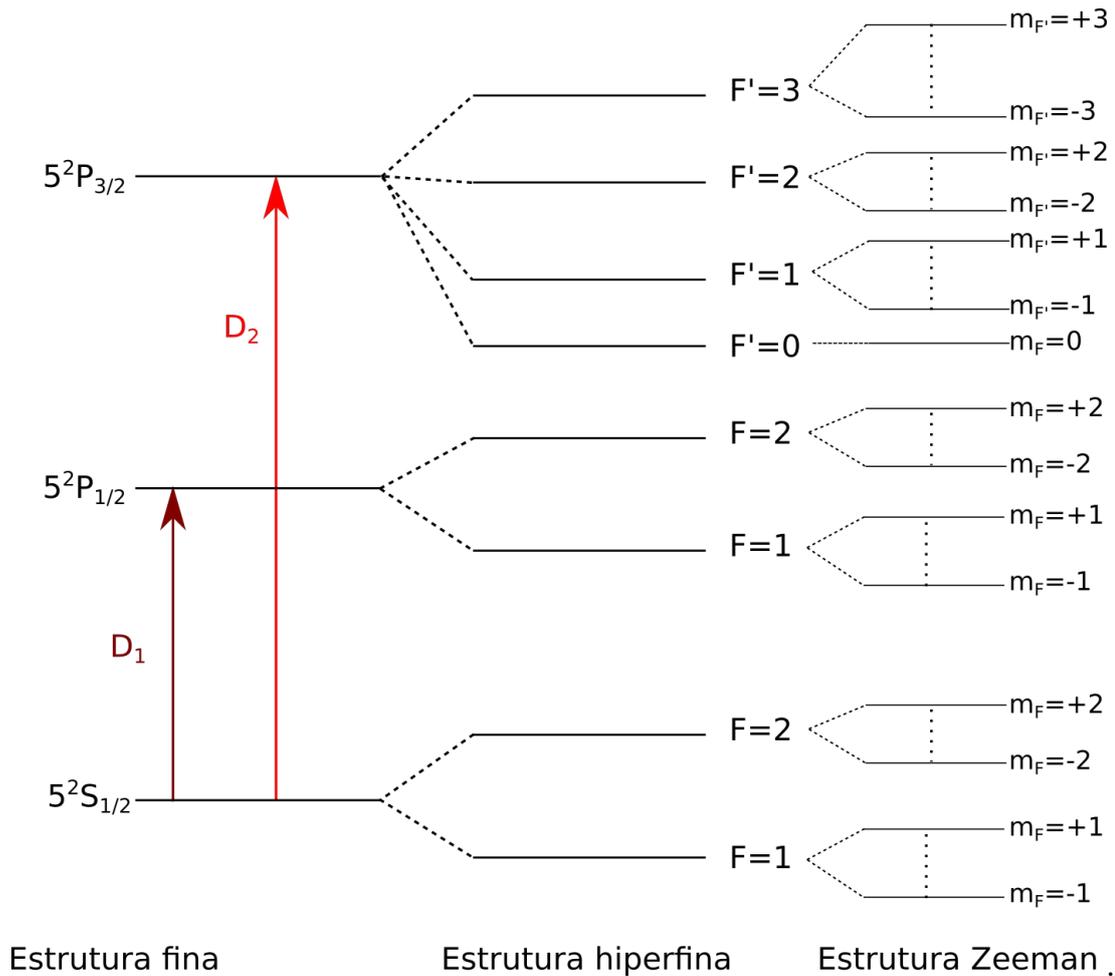


Figura 6 – Estrutura Fina e Hiperfina do  $^{87}\text{Rb}$

Graças à estrutura de níveis de energia do Rubídio e à regra de seleção  $\Delta F=0,\pm 1$ , podemos escolher uma transição cíclica na qual o átomo quando excitado de um estado  $|1\rangle$  para um estado  $|2\rangle$  só possa decair para o estado  $|1\rangle$ . No caso, usamos a transição  $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 3\rangle$  do  $^{87}\text{Rb}$ . Escolher essa transição não é suficiente, temos que garantir que os átomos irão se manter nela e que não serão perdidos para um estado fora desse ciclo. Existe uma probabilidade de excitação de outros níveis hiperfinos próximos que retira o átomo desse ciclo pelo decaimento para o estado  $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$ . Para reverter essa situação usamos um feixe de rebombeio na transição  $|5S_{1/2}, F = 1\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 2\rangle$  que recoloca rapidamente o átomo no ciclo de armadilhamento.

O nosso feixe principal, o de armadilhamento, é sintonizado então perto da frequência da transição  $F = 2 \rightarrow F' = 3$ , que é a transição cíclica e forte na qual esperamos que os átomos se mantenham. Como existe a probabilidade dos átomos serem excitados para o nível  $F'=2$  e depois decaírem para o nível  $F=1$ , o feixe de rebombeio é sintonizado ressonante com a transição  $F = 1 \rightarrow F' = 2$ .

Mais detalhes da armadilha em funcionamento no Laboratório de Redes Quânticas serão fornecidos no próximo capítulo.

## 2.2 Campo Magnético

Nessa seção repassamos o cálculo dos campos magnéticos produzidos por bobinas quadradas e circulares, que serão usados para os desenhos das bobinas do campo quadrupolar da armadilha e das bobinas de compensação para cancelar campos magnéticos espúrios. Os desenhos específicos para as bobinas do nosso aparato são introduzidos no próximo capítulo.

### 2.2.1 Campo magnético produzido por um par de bobinas quadradas

Para calcularmos o campo magnético produzido por uma bobina quadrada vamos começar calculando o campo magnético produzido por um fio retilíneo percorrido por uma corrente  $i$ . Usaremos a lei de Biot-Savart:

$$dB = \frac{\mu}{4\pi} \frac{i d\vec{l} \times \hat{r}}{|r|^2}, \quad (2.11)$$

na qual  $dB$  é o elemento infinitesimal de campo magnético,  $\mu$  é a permeabilidade magnética do meio,  $d\vec{l}$  é o vetor diferencial do elemento de corrente,  $\hat{r}$  é o vetor que liga o elemento de corrente até o ponto onde se quer calcular o campo. A direção do campo magnético em um ponto específico é definida pelo produto vetorial ( $i d\vec{l} \times \hat{r}$ ) através da regra da mão direita.

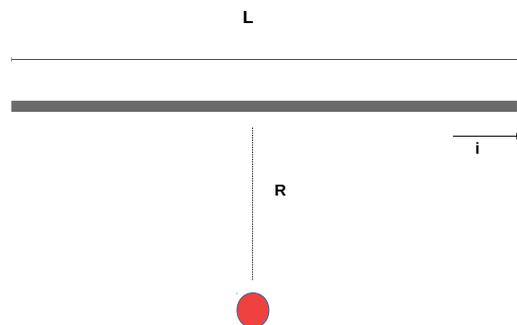


Figura 7 – Fio retilíneo de tamanho  $L$  percorrido por uma corrente  $i$

Para o caso de fio fio retilíneo percorrido por uma corrente  $i$  de comprimento  $L$  a

uma distância perpendicular  $R$  à metade do fio, ver figura 7, o campo será dado por:

$$B = \frac{\mu i}{4\pi R} \frac{L}{\sqrt{(R^2 + \frac{L^2}{4})}}. \quad (2.12)$$

Para o campo gerado por uma espira quadrada consideramos a contribuição dos quatro fios que compoem a espira. Para cada bobina o campo será diretamente proporcional ao número  $N$  de espiras e será igual a soma vetorial das contribuições de cada lado. Para o campo gerado por um par de bobinas de lado  $a$ , que pode ser vista na figura 8, conduzindo correntes na mesma direção, o campo na direção  $z$  será dado por:

$$B = \frac{2\mu_0 N I a^2}{\pi} \left[ \frac{1}{(a^2 + (z + \frac{h}{2})^2) \sqrt{2a^2 + (z + \frac{h}{2})^2}} + \frac{1}{(a^2 + (z - \frac{h}{2})^2) \sqrt{2a^2 + (z - \frac{h}{2})^2}} \right], \quad (2.13)$$

onde  $\frac{h}{2}$  é a distância entre a bobina e o centro,  $a$  é o lado da bobina e  $z$  é a distância entre o centro e o ponto no qual queremos calcular o campo.

A equação 2.13 é uma função par, ou seja, suas derivadas ímpares são nulas na origem. Para obtermos um campo magnético uniforme ótimo, a segunda derivada tem que ser nula e isso ocorre quando  $\frac{h}{2} = 0,5445a$ . Essa é a condição de Helmholtz que devemos obedecer.

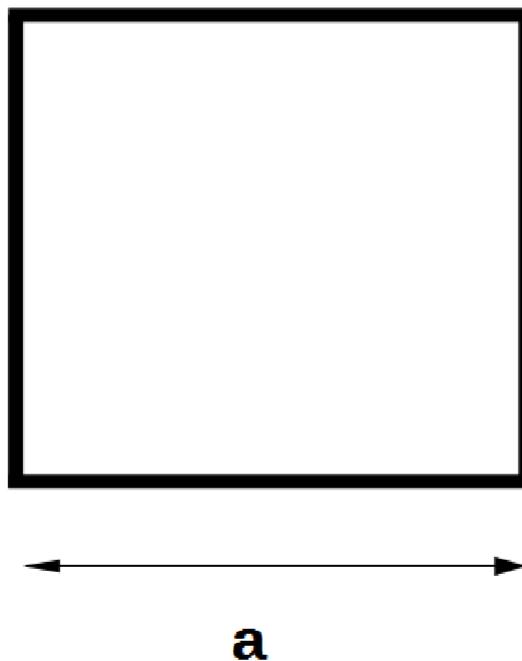


Figura 8 – Bobina Quadrada

### 2.2.2 Campo magnético produzido por um par de bobinas circulares

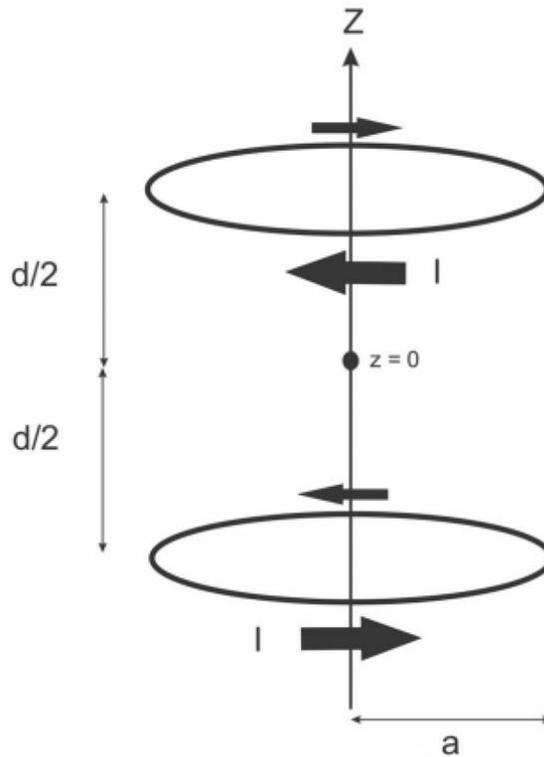


Figura 9 – Bobinas Circulares

Para o cálculo do campo magnético produzido por uma bobina circular vamos considerar inicialmente uma espira circular de raio  $R$  percorrida por uma corrente  $i$ . Usando a lei de Biot-Savart novamente, obtemos para o campo calculado no eixo  $z$ :

$$dB = \frac{\mu}{4\pi} \frac{idl}{r^2} \cos\alpha, \quad (2.14)$$

na qual  $dB$  é o elemento infinitesimal de campo magnético,  $\mu$  é a permeabilidade magnética do meio,  $dl$  é o vetor diferencial do elemento de corrente,  $r$  é a distância entre a espira e o ponto no qual queremos calcular o campo e  $\alpha$  é o ângulo entre eles.

Escrevendo  $r$  em função do raio da espira  $a$ , a distância entre as bobinas  $d$  e da distância entre ponto no qual queremos calcular o campo e o centro das espiras  $z$ , e integrando a equação 2.14, e se considerarmos que agora temos uma par de bobinas redondas com  $N$  voltas cada uma, obtemos:

$$B = \frac{N\mu ia^2}{2} \left[ \frac{1}{[a^2 + (z - d/2)^2]^{3/2}} - \frac{1}{[a^2 + (z + d/2)^2]^{3/2}} \right]. \quad (2.15)$$

Podemos ver que o campo em  $z=0$  será nulo. O gradiente(26), no entanto, será dado por:

$$\frac{dB}{dz} = \frac{48a^2 d\mu i}{(4a^2 + d^2)^{5/2}}. \quad (2.16)$$

Vamos analisar a uniformidade do campo, se expandirmos a equação 2.15 em torno de  $z=0$  teremos que as derivadas de ordem par serão nulas. A terceira derivada será dada por:

$$\frac{\partial^3 B}{\partial z^3}(0) = \frac{-27648}{625\sqrt{5}a^5}. \quad (2.17)$$

Substituindo o gradiente e a terceira derivada na expansão veremos que o campo será uniforme se  $z \simeq 0,96a$  e essa é a condição anti-Helmholtz que devemos obedecer.

## 2.3 Espectroscopia de Microondas

Se algum campo magnético atuar sobre os átomos, eles sofrerão um desdobramento das linhas espectrais ou, mais especificamente, quebra de degenerescência dos subníveis Zeeman. Para cancelarmos campos magnéticos espúrios na região da armadilha, tanto o campo magnético da terra quanto campos gerados por outros aparelhos e componentes da montagem, utilizamos três pares de bobinas quadradas próximas da configuração de Helmholtz. Cada par de bobinas carrega a mesma corrente na mesma direção e pode gerar até 1G em cada direção, como será discutido no próximo capítulo.

Para otimizar e verificar se o cancelamento está sendo efetivo utilizamos a técnica de espectroscopia de micro-ondas entre os dois estados hiperfinos fundamentais do átomo.

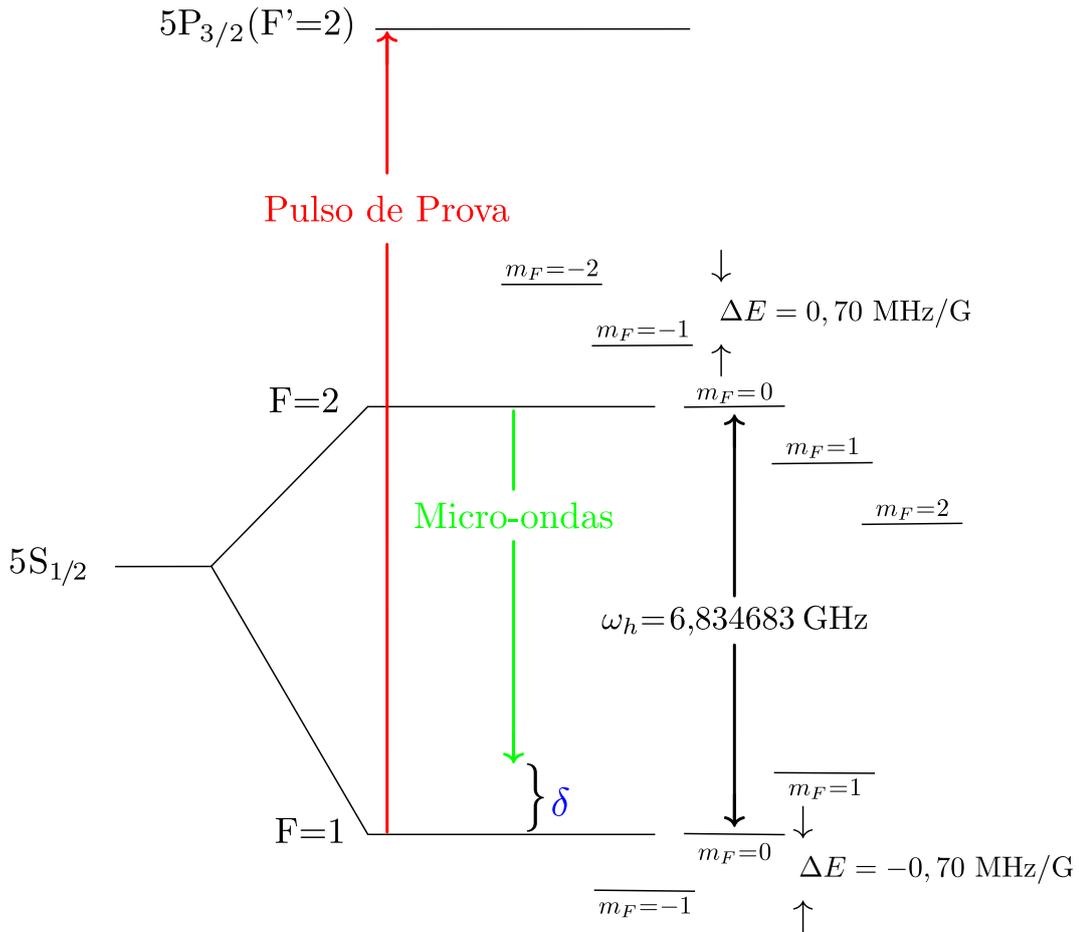


Figura 10 – Esquema de níveis do  $^{87}\text{Rb}$  na presença do pulso de prova, micro-ondas e campo magnético.

Inicialmente, bombeamos os átomos para o estado  $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ . Depois, um pulso de prova linearmente polarizado com duração de  $1\mu\text{s}$  ressonante com a transição  $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$  para  $|5P_{3/2}, F' = 2\rangle$  (ver figura 10) é enviado para medirmos a intensidade inicial  $I_0$  do pulso de prova, em um fotodetector sensível a potências entre  $1 \text{ nW}$  e  $1 \mu\text{W}$  (Thorlabs – modelo APD120A/M). Com um gerador de radiofrequência fabricado pela Agilent Technologies (modelo E8257D), configurado em uma potência de  $18 \text{ dBm}$  ( $63\text{mW}$ ), enviamos um pulso de micro-ondas através de uma antena de meia onda com duração de  $150\mu\text{s}$ . Através de interação dipolar magnética, esse segundo pulso excita transições entre os átomos de  $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$  para  $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$ , especificamente induzindo transições entre os subníveis Zeeman  $|F = 2, m_F\rangle$  e  $|F = 1, m_F\rangle$ . Então, enviamos novamente o pulso de prova com a mesma duração do primeiro e medimos sua intensidade  $I$  após a ação do pulso de microondas, como podemos ver na figura 11. Tudo isso é realizado em apenas um ciclo da AMO, então cada ciclo gera uma medida de absorção para um valor de dessintonia  $\delta$  do pulso de micro-ondas(ver figura 10).



Figura 11 – Sequência temporal de pulsos utilizados para cancelar o campo.

Um esquema simplificado do aparato experimental global para o cancelamento do campo magnético pode ser visto na figura 12.

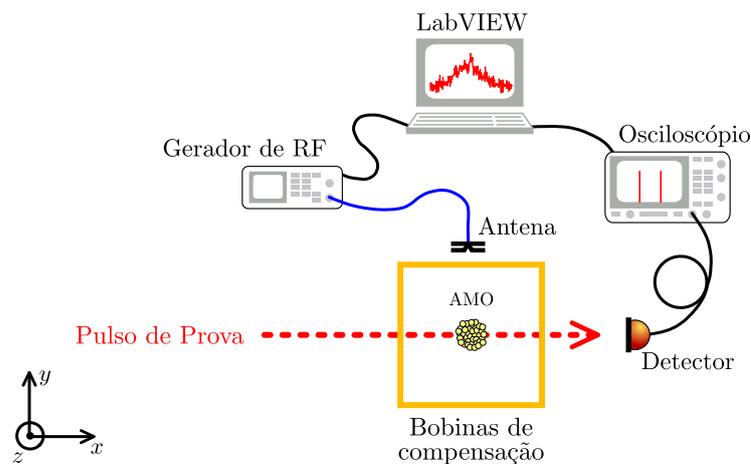


Figura 12 – Esquema experimental simplificado para cancelar o campo magnético.

O experimento é controlado por um programa em Labview que muda a frequência do gerador de microondas fazendo uma varredura na frequência. Ele nos permite escolher o intervalo de frequências a ser varrido, o passo que será dado na varredura e a quantidade de médias realizadas em cada medida. Então ele coleta os dados para cada valor de  $I$  e  $I_0$  do osciloscópio para cada valor de RF fornecido pelo gerador de micro-ondas e gera um gráfico de  $\log \frac{I}{I_0}$  em função da dessintonia  $\delta$ . Os pulsos são gerados por uma placa ARDUINO DUO e o programa utilizado para isso pode ser visto no Apêndice A. Podemos ver na figura 13 o painel de controle do programa.

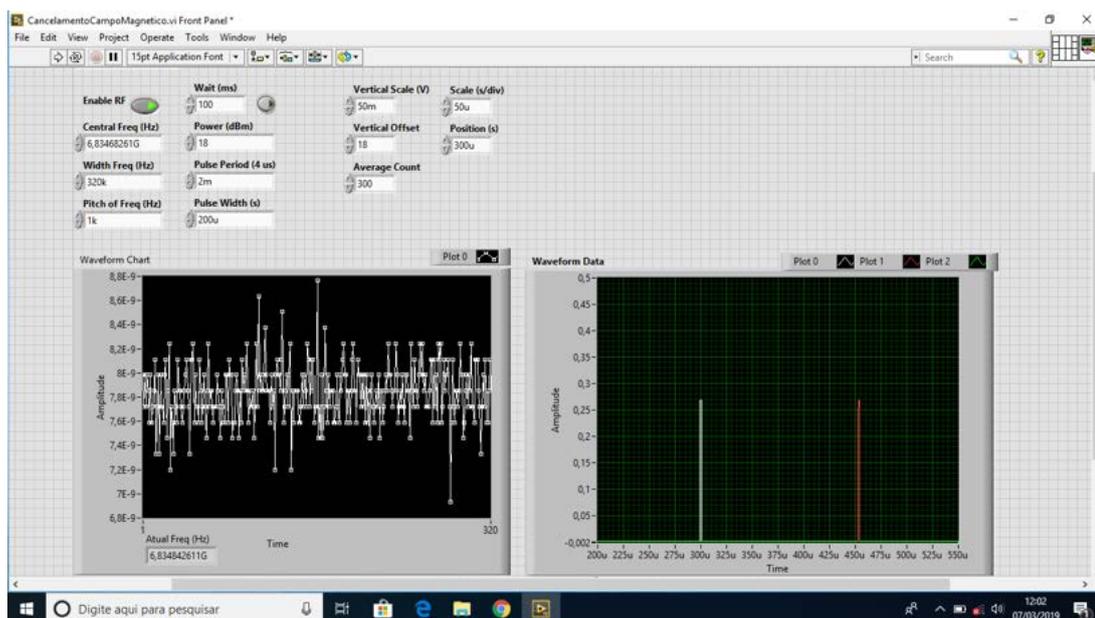


Figura 13 – Interface do Labview

Ao final de todas as medidas teremos o espectro completo de absorção do pulso de prova e veremos a separação entre subníveis Zeeman do ensemble de átomos.

### 3 ARMADILHA MAGNETO-ÓPTICA

Neste capítulo apresentamos os detalhes da armadilha magneto óptica para a qual estamos cancelando o campo magnético, a montagem das bobinas responsáveis pelo armadilhamento dos átomos e compensação dos campos magnéticos espúrios da sala e o experimento de absorção saturada utilizado para travar os lasers de resfriamento e rebombeio.

#### 3.1 Controle da Sintonia dos Lasers

Nessa seção apresentamos a montagem da absorção saturada utilizada em cada laser do experimento para controlar suas frequências.

##### 3.1.1 Absorção Saturada

Para utilizarmos a absorção saturada precisamos de dois feixes: um feixe de prova e um feixe de bombeio. Geralmente, a intensidade do feixe de bombeio é maior que a do feixe de prova (cerca de dez vezes maior). Os dois feixes passam por uma célula de vapor que contém  $^{87}\text{Rb}$  e  $^{85}\text{Rb}$ . Podemos ver um esquema simplificado na figura 14.

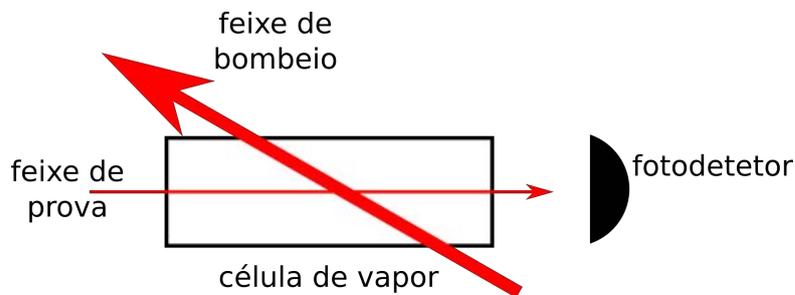


Figura 14 – Esquema simplificado da absorção saturada.

Se considerarmos átomos de dois níveis obtemos um sinal do tipo mostrado na figura 15. Quando o feixe de bombeio é bloqueado vemos apenas uma linha de absorção gaussiana com um alargamento Doppler. Quando o feixe de bombeio está desbloqueado vemos que surge um pico em  $\omega = 0$ . Isso ocorre quando há interação entre átomos com velocidade de propagação nula, na direção de propagação do feixe, e os dois feixes. Como o feixe de prova encontra menos átomos no estado fundamental, por conta da saturação pelo feixe forte, ele é menos absorvido resultando no pico da figura 16.

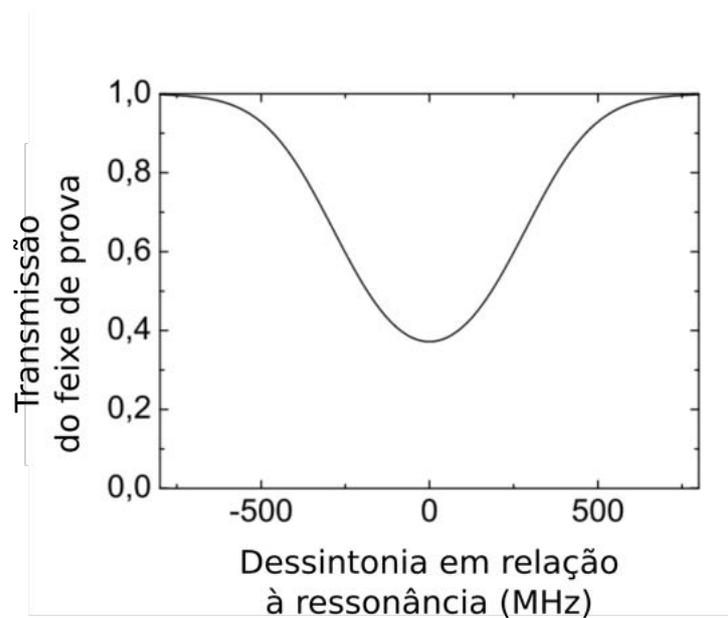


Figura 15 – Sinal visto quando o feixe de bombeio é bloqueado.

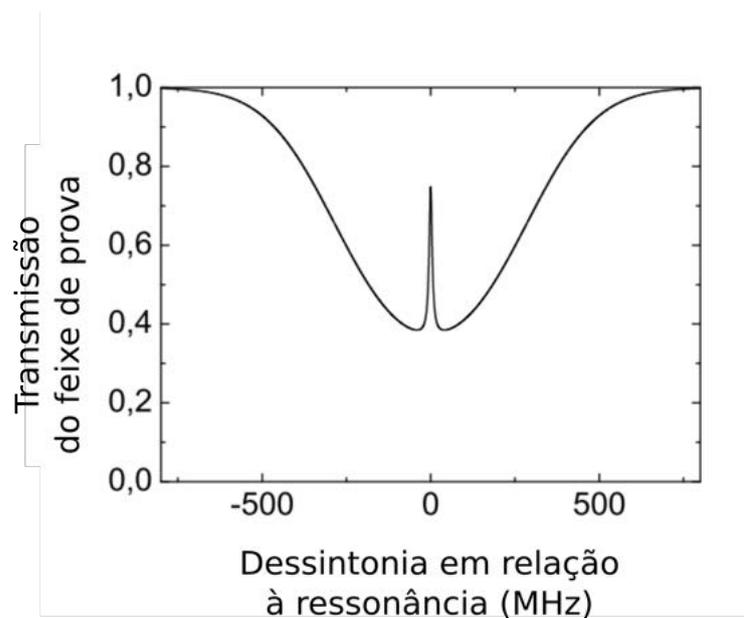


Figura 16 – Sinal visto quando o bombeio está presente.

O sinal do feixe de prova incide em um fotodetector e é enviado para um osciloscópio.

O sinal espectroscópico completo visto em uma célula de vapor de rubídio está na figura 17. Esse sinal é bem mais complexo que o de um átomo de dois níveis, pois contamos com a presença de dois isótopos e várias transições, algumas bem separadas e outras compartilhando a mesma largura Doppler.

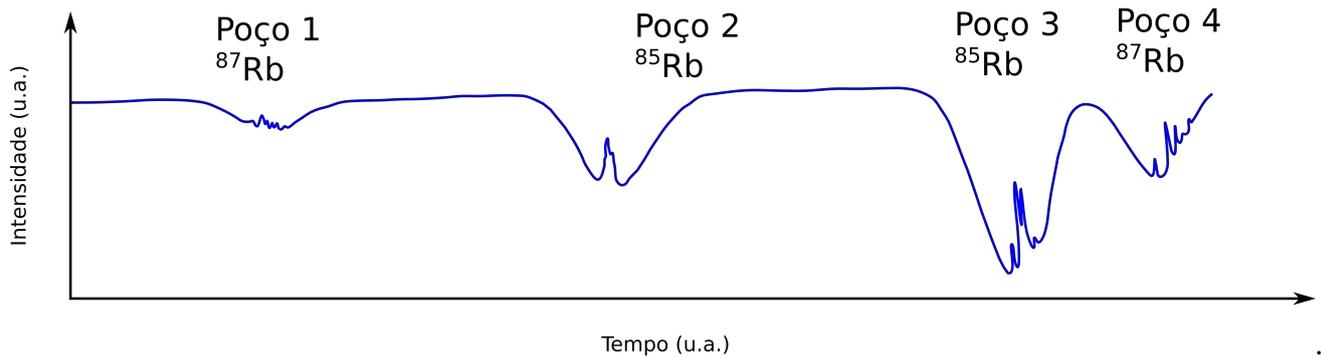


Figura 17 – Sinal espectroscópico da célula de vapor de rubídio

Podemos notar que na figura 17 temos 4 vales, dois deles correspondem ao  $^{87}\text{Rb}$  e os outros dois ao  $^{85}\text{Rb}$ . O  $^{87}\text{Rb}$  tem duas possíveis transições a partir do estado fundamental:  $F=1$  e  $F=2$ . Cada transição é responsável por um vale do  $^{87}\text{Rb}$  no sinal espectroscópico.

Como queremos travar o laser de bombeio próximo da transição  $F = 2 \rightarrow F' = 3$ , vamos analisar a linha  $D_2$  do  $^{87}\text{Rb}$  na figura 18, o poço 4 da figura 17.

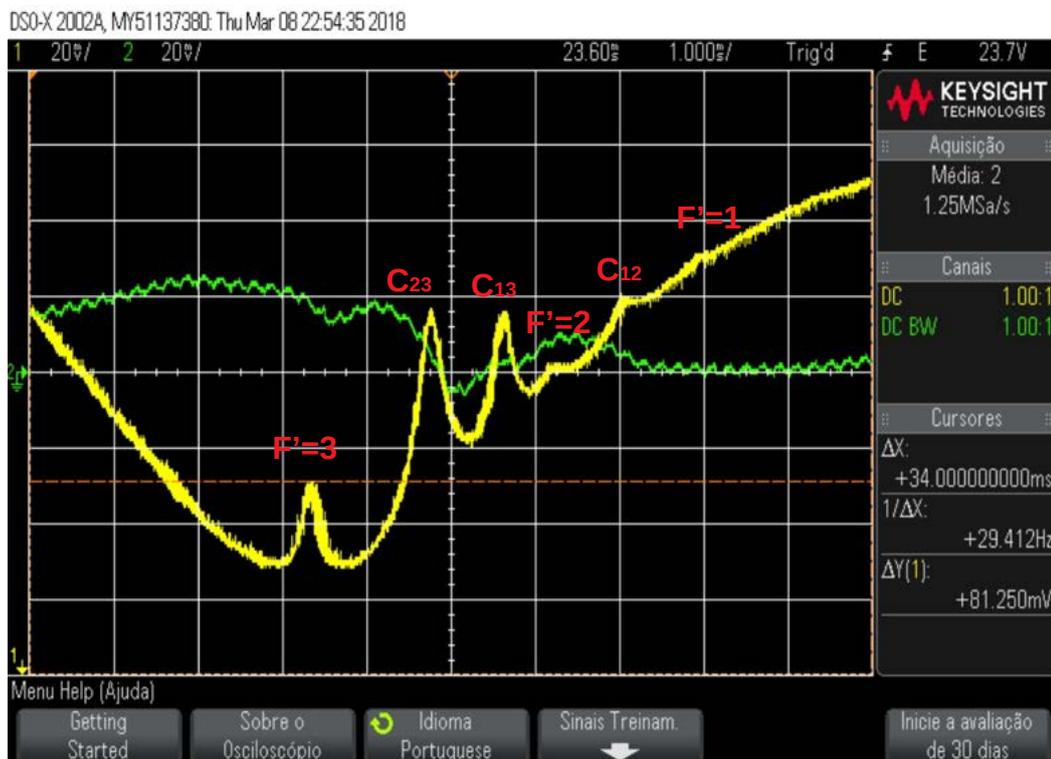


Figura 18 – Sinal espectroscópico da célula de vapor de rubídio

Naturalmente, esperamos que existam apenas três picos, mas na realidade observamos seis. Os três picos extras são conhecidos como *cross-overs* e aparecem

quando um átomo se movendo com velocidade  $v \neq 0$  interage com os dois feixes ao mesmo tempo, o que ocorre quando a frequência do laser está deslocada exatamente da metade da diferença de frequência entre as duas transições, dessa forma o átomo percebe os feixes em diferentes ressonâncias. O feixe de bombeio satura a transição e o feixe de prova é menos absorvido, resultando no pico. Na figura 18, podemos ver todos os picos das transições possíveis para  $5^2S_{1/2}F = 2$  do  $^{87}\text{Rb}$  e sempre um *cross-over* entre dois deles:  $F'=2$  e  $F'=3, F'=1$  e  $F'=3$  e  $F'=1$  e  $F'=2$ . Na figura 19, podemos ver especificamente o esquema de nível para os *cross-overs* dessa linha.

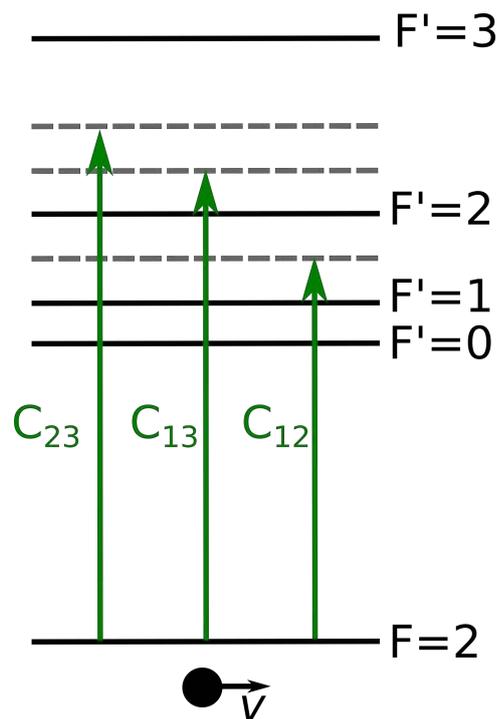


Figura 19 – Esquema de níveis dos *cross-overs* da linha  $D_2$  do  $^{87}\text{Rb}$ .

### 3.1.2 Feixe de Armadilha

Na figura 20 podemos ver o esquema experimental típico dos lasers usados no Laboratório de Redes Quânticas da UFPE. Na cabeça do laser temos um peltier, um diodo, lentes para colimação do feixe e alguns sensores de temperatura. O laser incide em um isolador óptico de 60 dB e passa por um divisor de feixe, no qual uma parte do feixe segue se propagando em direção a armadilha e a outra está ligada a uma absorção saturada que vai nos ajudar a travar o laser. Diretamente ligada à cabeça do laser está um controle de corrente e ligado à ele está uma eletrônica de travamento que, com a ajuda da absorção saturada, nos permite travar o laser na transição desejada. Podemos ver um esquema experimental simplificado na figura 19.

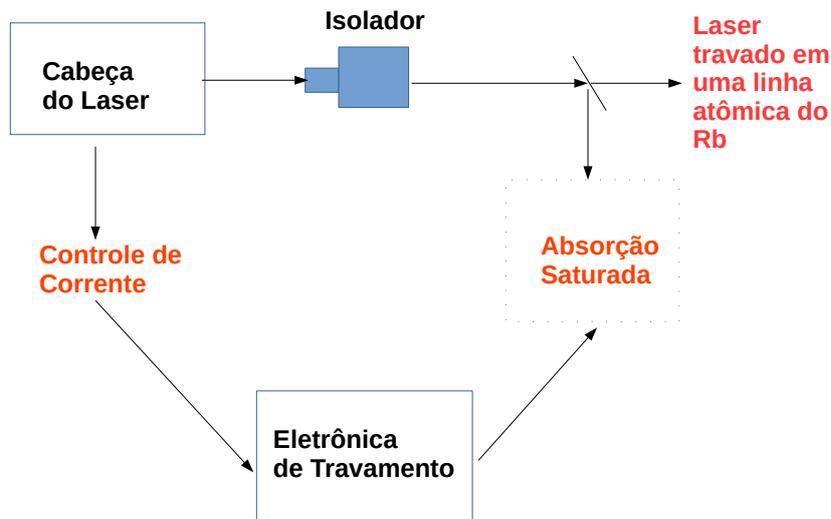


Figura 20 – Esquema experimental típico dos lasers.

O laser de bombeio, responsável pelo feixe de armadilhamento, é travado na ressonância de *cross-over*  $C_{13}$ , representado pelo terceiro pico na figura 19. Isso significa que ele está dessintonizado negativamente de 211,8 MHz do estado  $F'=3$ . Como está muito distante da transição  $F = 2 \rightarrow F' = 3$  precisamos deslocar essa frequência para o processo de resfriamento. Para isso utilizamos um modulador acusto óptico (AOM, do inglês *Acousto-Optic Modulator*), fabricado pela empresa Gooch Housego. Ao passar pelo AOM o feixe sofre difração e gera dois novos feixes: um de ordem 0, que não é alterado, e outro de ordem +1, que tem sua frequência e direção deslocadas. Alimentamos então o driver do modulador, que é quem gera tensão para o AOM e nos permite alterar a frequência que o feixe será deslocado. Com uma tensão de 6.7 V, fazemos com que a frequência do feixe aumente em 200 MHz, ficando assim com uma dessintonia negativa de 11,8MHz, que é exatamente o necessário para produzir os feixes de resfriamento.

Podemos ver na figura 20 que, após sair do isolador óptico, o feixe passa por um divisor de feixe e uma parte dele vai passar por uma absorção saturada, e nos ajudar a travar o laser na transição desejada, e a outra parte vai gerar os feixes de armadilhamento.

Podemos também ver na figura 20 que após passar pelo AOM, que vai deslocar sua frequência, o feixe passa por um amplificador que fornece uma potência de saída de 412.5 mW para uma entrada de 20.3 mW. As placas de onda  $\frac{\lambda}{2}$  controlam a polarização e a potência do feixe transmitido pelos cubos PBS (do inglês *Polarized Beam Splitter*). O PBS divide o feixe em dois gerando um feixe de armadilhamento no eixo z, e um feixe que vai pros eixos x e y. Após saírem do PBS os feixes são guiados por espelhos e passam por uma nova placa de onda que ajusta a polarização que vai entrar na fibra

Mantenedora de polarização (PM). Na seção 3.3, veremos o caminho percorrido quando os feixes saem das fibras.

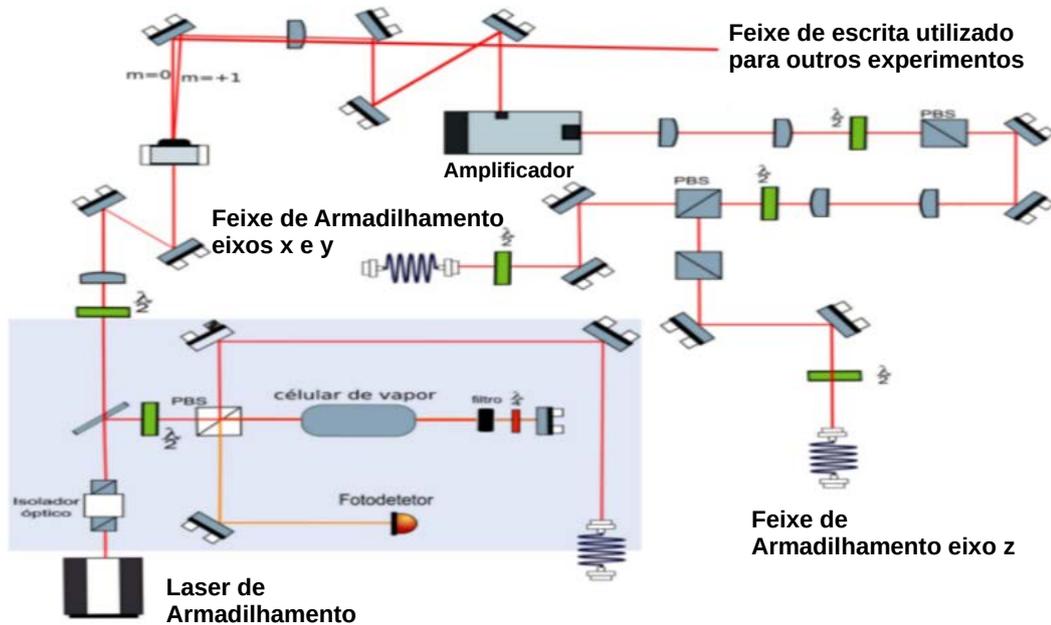


Figura 21 – Esquema experimental para obtenção dos feixes de armadilhamento nos três eixos.

### 3.1.3 Feixe de Rebombeio

Por mais que a transição na qual o feixe de armadilhamento esteja travado seja cíclica, existe uma pequena probabilidade que o átomo caia para o estado  $F=1$  e fique fora desse ciclo, pois do estado  $F'=3$  o átomo, de acordo com as regras de seleção, só pode decair para  $F=2$ . No entanto, o feixe de armadilhamento tem uma probabilidade finita de excitar átomos de  $F=2$  para  $F'=2$ , e desse estado o átomo pode ir para  $F=2$ , continuando no ciclo, ou  $F=1$ , indo para um estado escuro e saindo desse ciclo.

Para reverter essa situação usamos um feixe de rebombeio para garantir que o átomo volte para a transição cíclica. Esse feixe será travado no *crossover* entre  $F'=1$  e  $F'=2$ . Queremos que ocorra transição entre  $F=1$  e  $F'=2$ , para isso usamos um AOM com frequência central de 100 Mhz que, alimentado com 2.3 V, desloca a frequência de 78.5 MHz para cima.

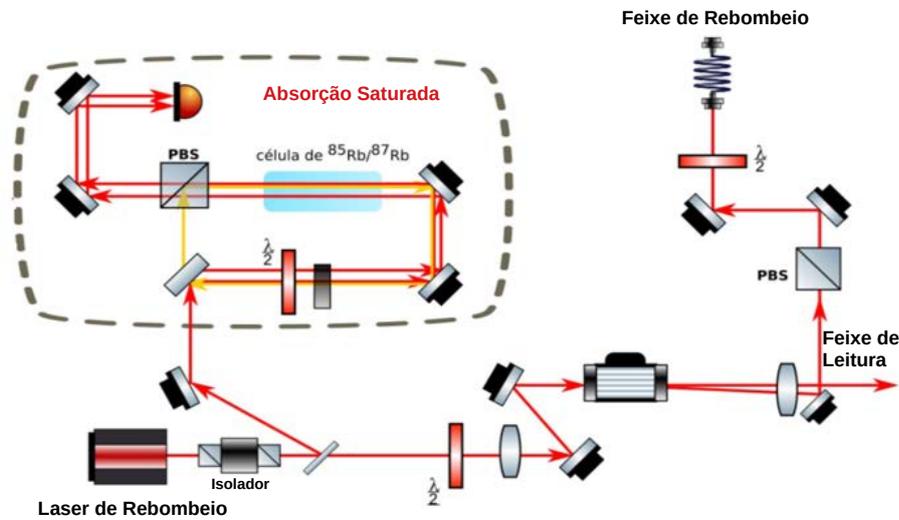


Figura 22 – Esquema experimental para a obtenção do feixe de bombeio

Podemos ver na figura 22 que ao sair do isolador óptico o feixe é dividido e, assim como no feixe de armadilhamento, uma parte vai para uma absorção saturada que vai nos permitir travar o laser na transição desejada e a outra passa pelo AOM que desloca sua frequência. A ordem 0 que sai do AOM vai dar origem ao feixe de leitura, como veremos na próxima seção, e a ordem +1 vai passar por um PBS para limpar sua polarização. Novamente usamos uma placa  $\frac{\lambda}{2}$  para ajustar sua polarização antes de entrar na fibra PM, que é mantenedora de polarização.

### 3.1.4 Feixe de Prova

O feixe de prova será utilizado para o cancelamento de campos magnéticos espúrios e é travado na mesma transição do bombeio. Para isso, usamos um AOM igual ao utilizado no bombeio para que a frequência seja deslocada do mesmo valor. A ordem 0 que sai do AOM é bloqueada e a ordem +1 segue passa por um PBS e vai para a fibra mantenedora de polarização. Podemos ver na Figura 23 o caminho do feixe até a fibra mantenedora.



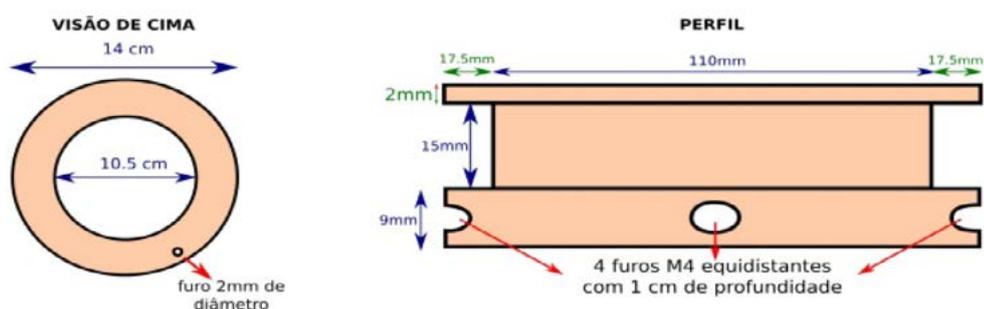


Figura 24 – Desenho das bobinas de Armadilhamento

### 3.2.2 Bobinas de Compensação

Cancelar os campos magnéticos espúrios é crucial para aumentarmos o tempo de coerência em vários experimentos. Somente o campo da terra já daria cerca de 0.5 G, mas esperamos outras contribuições.

Como o nosso sistema é bastante sensível a campos magnéticos residuais, foi criado um sistema de compensação. Nele, temos um campo magnético aproximadamente uniforme dentro da armadilha, criado por um cubo formado por três pares de bobinas quadradas. O design das bobinas foi feito considerando-se o tamanho da câmara de vácuo (5 cm de altura e 14 cm de diâmetro). Utilizamos a configuração de Helmholtz para obter um campo uniforme de até 1 G em torno de sua origem para uma corrente de 1 A.

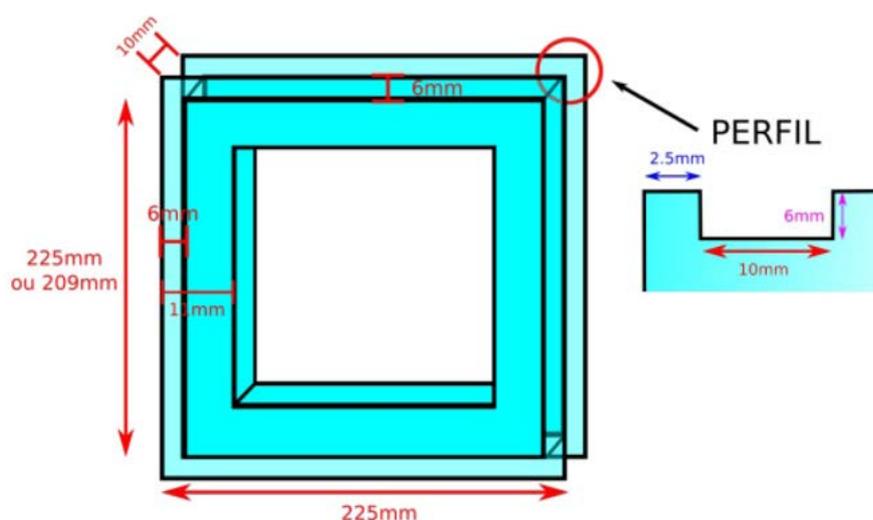


Figura 25 – Desenho do suporte das bobinas de compensação.

Os suportes das bobinas são feitos em acrílico e foram produzidos na oficina

mecânica do Departamento de Física da UFPE. Como podemos ver nas figuras 25 e 26 são dois suportes de 225 mm por 225 mm e dois de 225 mm por 209 mm. Calculamos o número de voltas de fio de cobre que teríamos que dar para que as bobinas gerassem até 1 G com uma alimentação de até 1 A e o resultado foi 52 voltas de fio de cobre de 0.8mm.<sup>§</sup>

Como vimos na seção 2.2.1, a condição de Helmholtz a ser obedecida aqui é  $\frac{h}{2} = 0.5445a$ , onde  $\frac{h}{2}$  é a distância entre as bobinas e a região central entre elas. Então, essa distância, para um lado de 22,5 cm é 12,25 cm. Medimos essa distância na configuração atual com as bobinas na armadilha, e o valor real é de  $\frac{h}{2} \approx 11\text{cm}$ , mais de um centímetro longe da condição de Helmholtz mas ainda próximo (um desvio de mais ou menos 10 por cento). Podemos ver na figura 26 uma foto das bobinas instaladas na mesa em sua configuração atual.

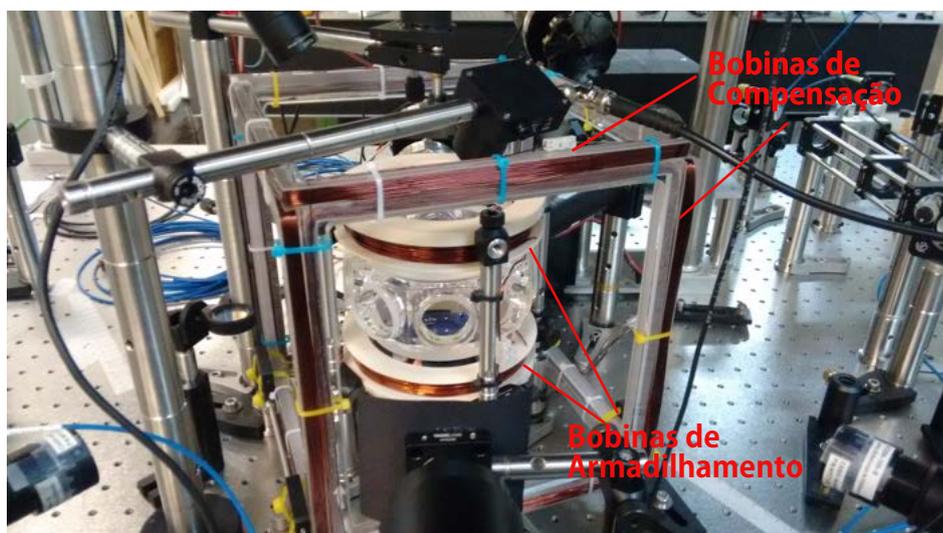


Figura 26 – Configuração atual das bobinas no experimento.

### 3.3 Aparato da Armadilha

Vimos nas seções acima a derivação dos feixes de armadilhamento e de rebombeio, agora vamos ver como eles chegam na armadilha.

Ao saírem das fibras, os feixes passam por uma lente com foco  $f=10$  cm para serem colimados e depois passam por um cubo PBS para limpar a polarização. A partir daí

<sup>§</sup> Depois de observarmos alguns problemas nas medidas resolvemos analisar melhor as bobinas e descobrimos que três das bobinas quadradas tinham 62 voltas e as outras três tinham 52. Depois disso montamos novamente as bobinas com a quantidade correta de voltas em cada uma.

eles são guiados por espelhos até uma placa de onda  $\lambda/4$  que vai preparar as polarizações dos feixes. Vimos no capítulo 2 que precisamos ter polarizações opostas para cada par de placas de onda do eixo. Se uma é polarizada circularmente à esquerda, a outra, necessariamente, deverá ser circularmente polarizada à direita. Podemos ver na figura 27 a distribuição espacial dos feixes na armadilha.

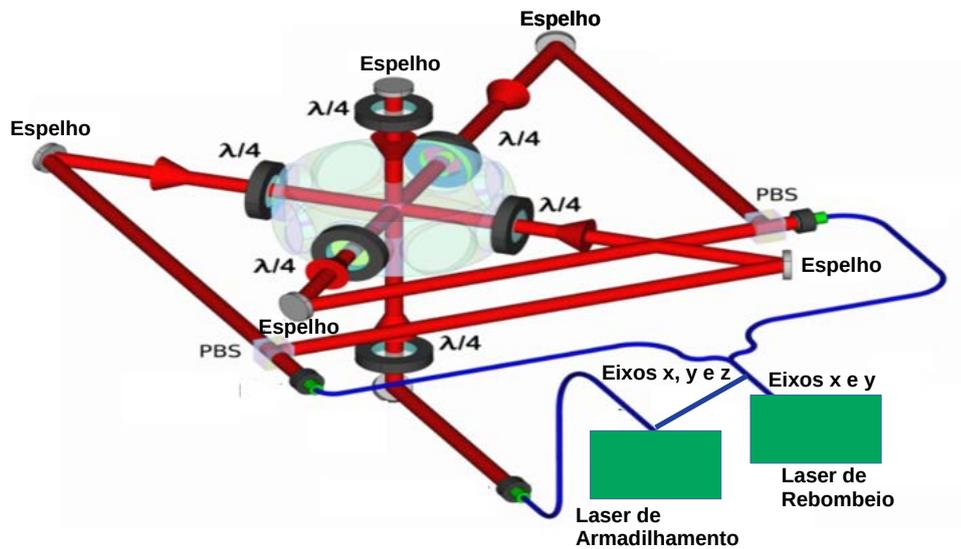


Figura 27 – Aparato Global da Armadilha

## 4 PRIMEIRO CANCELAMENTO DO CAMPO MAGNÉTICO

Para cancelarmos o campo durante os experimentos precisamos primeiro desligar o campo quadrupolar da armadilha. Com o campo desligado, o sistema atômico passa a interagir apenas com os campos residuais espúrios na região da armadilha. Neste capítulo apresentamos a primeira forma de cancelamento utilizada, os resultados obtidos e a técnica de chaveamento do campo utilizada.

### 4.1 Chaveamento

Ao trabalharmos com átomos frios na AMO é importante que o campo magnético seja rapidamente chaveado, caso contrário os níveis de energia do átomo podem ser seriamente perturbados. No nosso experimento, necessitamos realizar medidas sem que haja a presença de campos magnéticos residuais. Para isso precisamos que o campo quadrupolar se anule suficientemente rápido a ponto de conseguirmos medidas seguras. Vemos na figura 28 que a corrente decai mais rápido que o campo magnético, nós queremos diminuir essa diferença entre eles.



Figura 28 – Gráficos do decaimento da corrente e do campo magnético

Para esse chaveamento utilizamos um circuito simples, descrito na figura 29. Nele temos uma entrada de fonte de corrente DC (de +5 a 25 V), uma entrada de modulação BNC que permite o chaveamento eletrônico através de um TTL, uma chave que nos permite alternar entre campo contínuo e campo chaveado e um transistor rápido de alta corrente AP9915H.

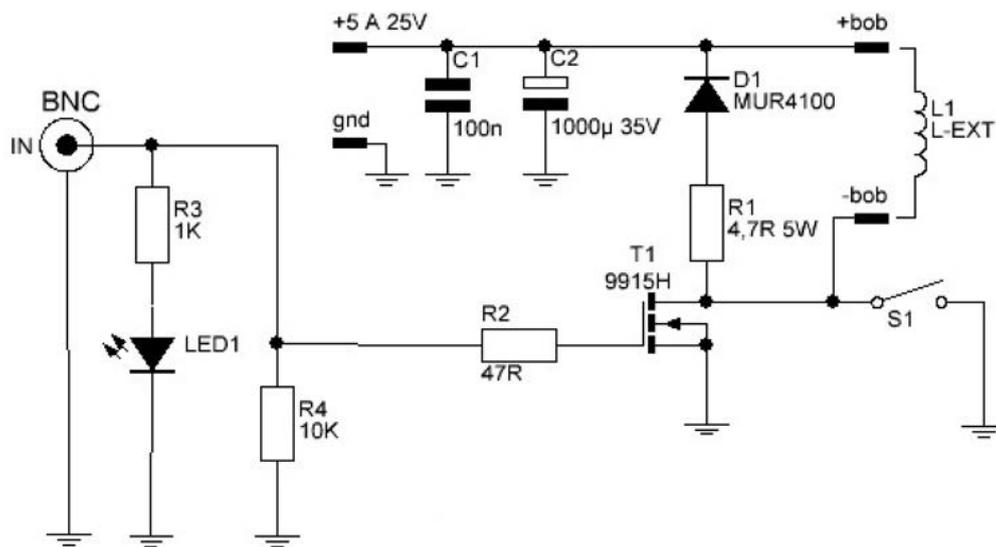


Figura 29 – Circuito de Chaveamento, onde L-EXT é a bobina da AMO.

Esse circuito apresenta um problema na drenagem de corrente, se ela se der pelo terra do chaveamento observamos um levantamento do nível de terra quando a corrente na bobina é desligada. Isso perturba muito o desligamento dos campos da armadilha pelos seus respectivos AOMs. Essa sensibilidade afeta as medidas de fótons individuais do laboratório, pois geram ruído extra devido ao não desligamento ótimo do campo de armadilha e rebombeio. O terra que drena a corrente precisa então ser isolado do terra com o sinal de chaveamento.

Essa parte do sistema é bem crítica e precisa de manutenção de tempos em tempos devido ao desgaste de seus componentes com o chaveamento recorrente de uma corrente relativamente alta. Nas figuras 30 e 31 podemos ver como ficou a caixa de chaveamento depois de montada.

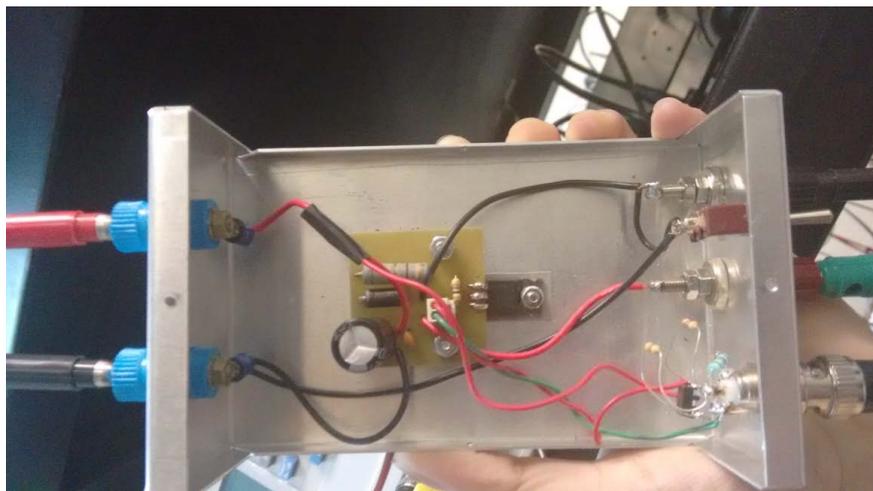


Figura 30 – Parte interna da caixa de chaveamento.



Figura 31 – Parte externa da caixa de chaveamento.

## 4.2 Cancelamento de campos uniformes

As bobinas de compensação são colocadas de forma que a AMO se encontre no centro do volume delimitado por elas e os três pares de bobina são controlados independentemente por fontes de corrente distintas montadas na mesma caixa, o que torna possível aplicar campos magnéticos estáticos e aproximadamente homogêneos nas três direções  $x$ ,  $y$  e  $z$ . Para controlarmos essa corrente usamos então uma fonte de corrente tripla que pode nos dar correntes independentes de até 1 A.

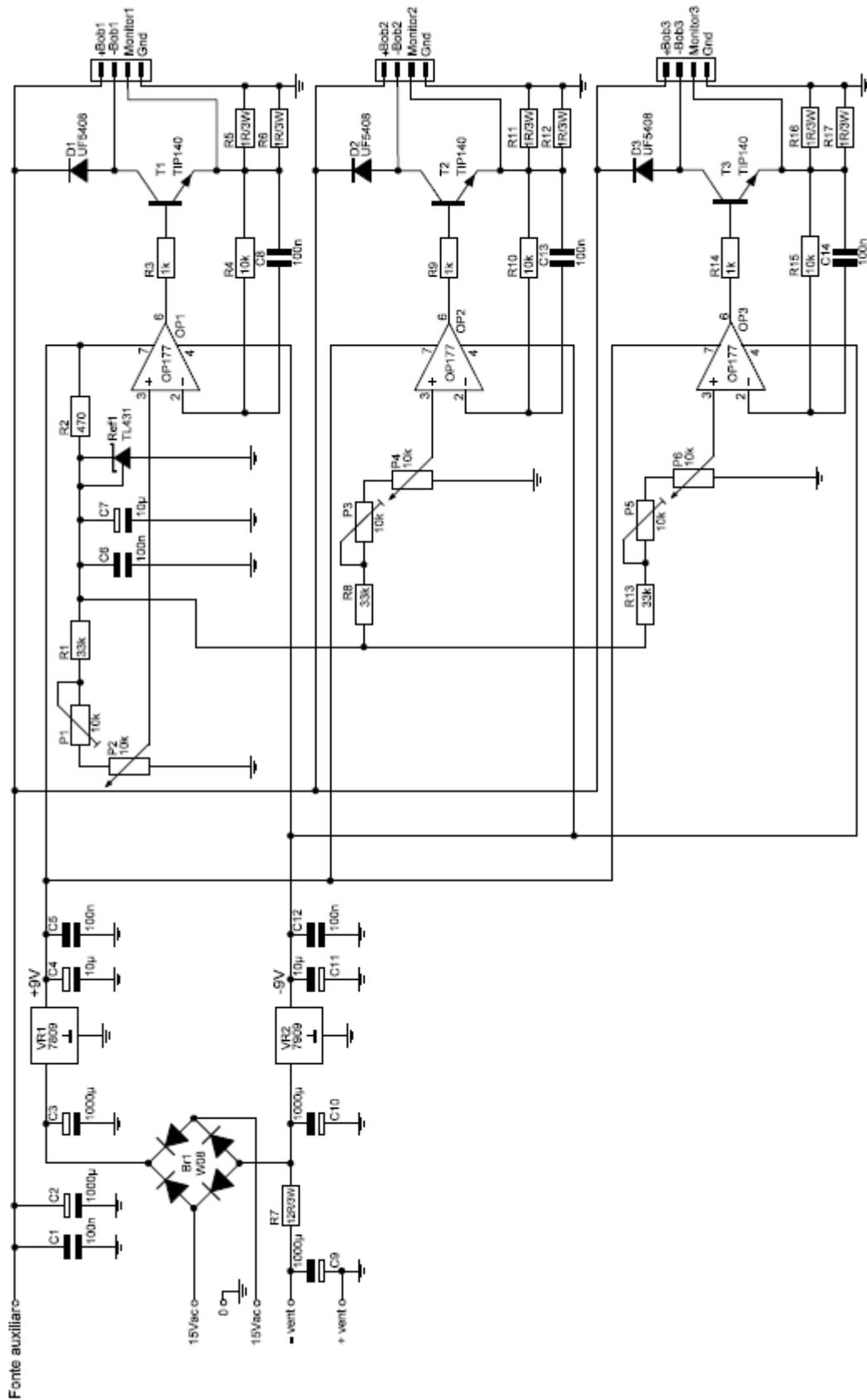


Figura 32 – Circuito da Fonte Tripla

Podemos ver na figura 32 que o circuito apresenta três módulos principais, cada um responsável por alimentar uma par de bobinas, ou seja, cada módulo funciona como uma fonte de corrente independente. No apêndice B encontramos uma lista com os componentes eletrônicos necessários para a montagem do circuito.

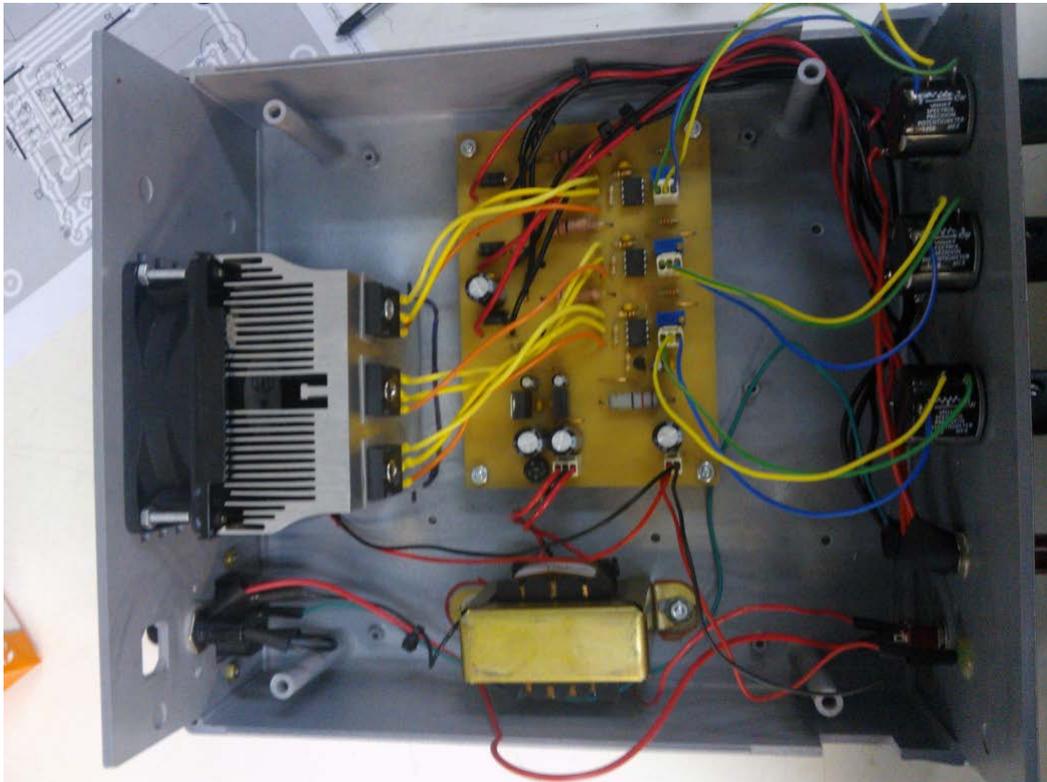


Figura 33 – Parte interna da fonte.

Na figura 33, vemos que dentro da fonte é feito um sistema para evitar superaquecimento, os reguladores estão conectados a um dissipador de calor e temos também um pequeno ventilador. Também temos na parte interna um transformador de 15 V.



Figura 34 – Painel Frontal da Fonte

No painel da fonte temos a entrada para a fonte auxiliar de 6 V, temos os três botões de ajuste que controlam a corrente e três saídas do tipo BNC, que são conectadas a multímetros nos quais leremos as correntes, que podemos ver na figura 34. O esquema completo da ligação entre circuito e os pares de bobinas pode ser visto na figura 35.

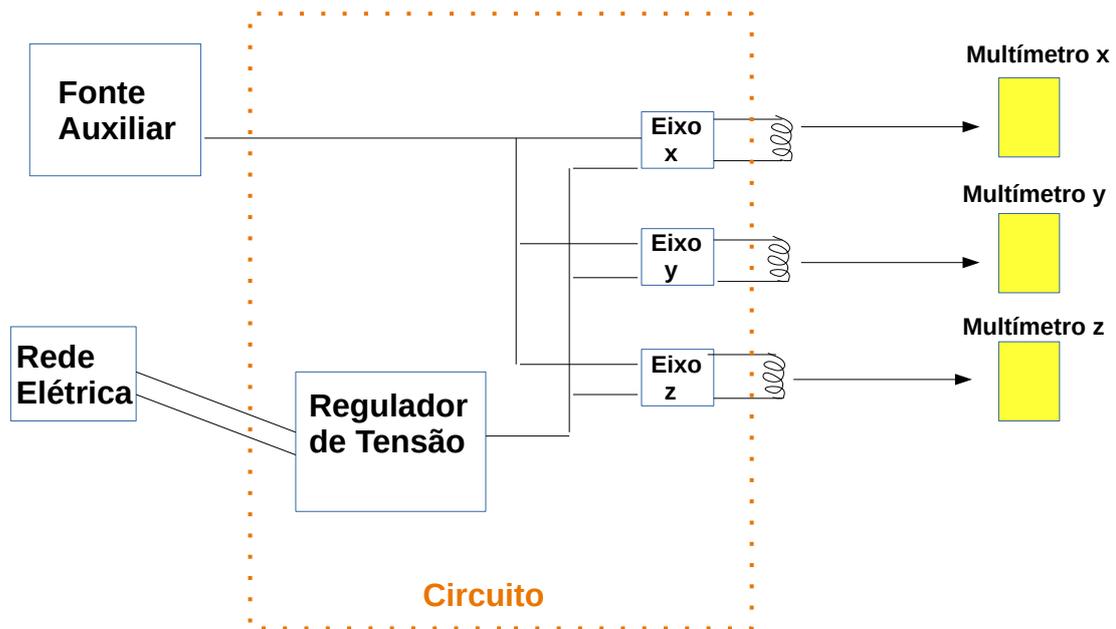


Figura 35 – Esquema de ligação entre o circuito e os pares de bobinas

## 4.3 Procedimento para Cancelamento do Campo

### 4.3.1 Medidas

Para cancelar os campos magnéticos não desejados utilizaremos o método de espectroscopia de microondas descrito no capítulo 2 e adquirimos os dados com o programa em LABVIEW que pode ser conferido no apêndice F.

Podemos ver na figura 36 a sequência de pulsos utilizada. Inicialmente, a armadilha é desligada e o rebombeio fica ligado por 1 ms a mais para garantir que não teremos átomos em  $F=1$ . Então enviamos um pulso de prova que mede  $I_0$ , seguido do pulso de microondas, e enviamos novamente um pulso de prova que medirá  $I$ .

Para enviarmos o pulso de microondas, utilizamos uma antena de meia onda, que pode ser vista na figura 37, que transforma energia elétrica em ondas eletromagnéticas e vice-versa. O seu nome vem do fato que o seu comprimento é igual a metade do comprimento de onda a ser irradiado.

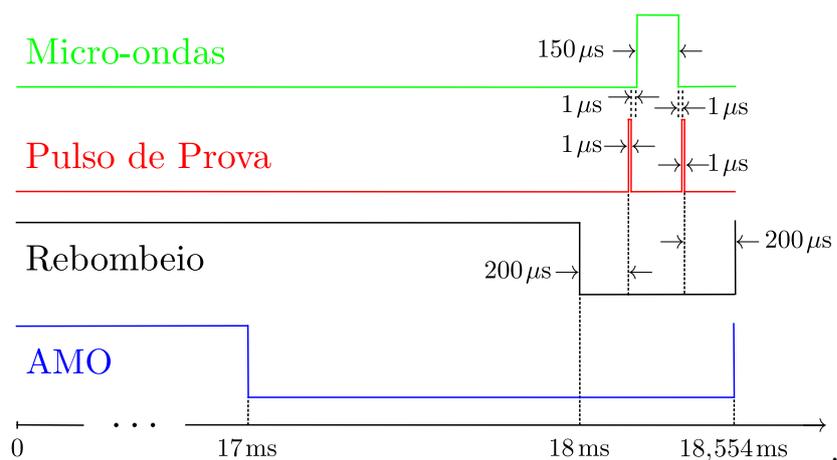


Figura 36 – Esquema de pulsos utilizados.



Figura 37 – Antena de meia onda.

Na presença de um campo magnético existe absorção nas transições Zeeman do nível  $5^2S_{1/2}$ . Sabemos que nesse caso a regra de seleção que rege essa transição é  $\Delta m = 0, \pm 1$ .

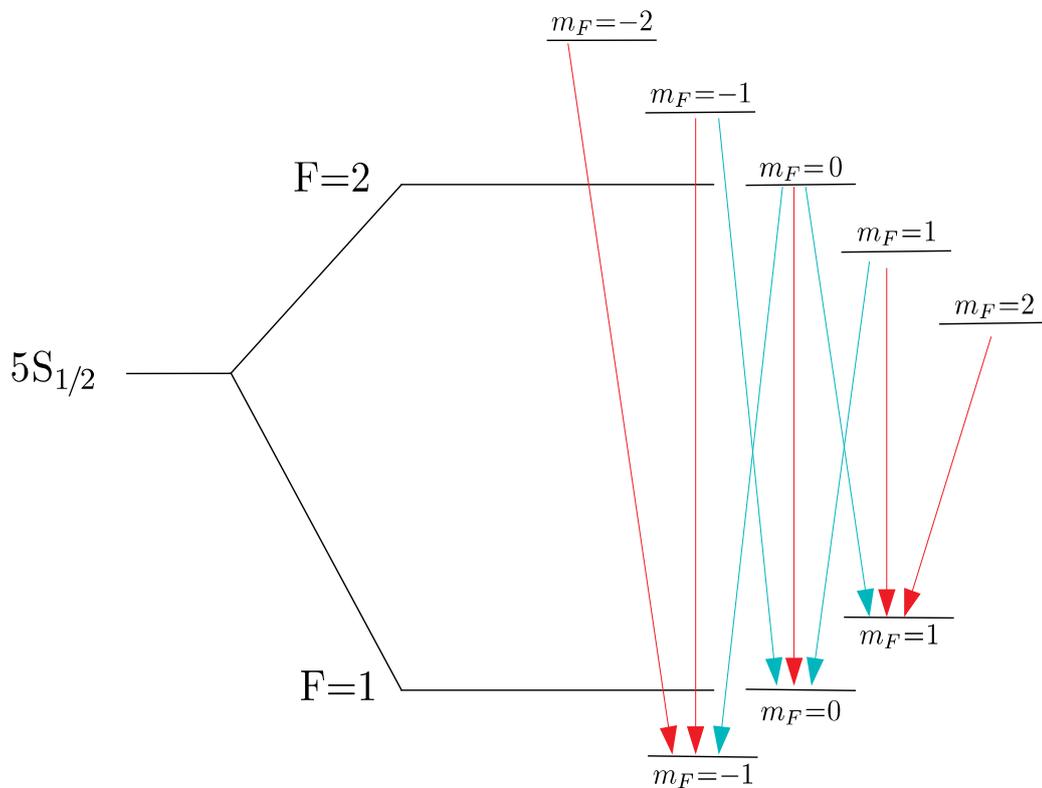


Figura 38 – Possíveis transições entre  $F=1$  e  $F=2$ .

Na figura 38 podemos ver todas as transições possíveis induzidas pela micro-ondas. As duas transições indicadas em cor azul são degeneradas e por causa disso vemos apenas 7 picos no espectro de absorção, como podemos observar na figura 39.

Para conseguirmos ver os sete picos no espectro de absorção é necessário aplicar um campo suficientemente forte na direção  $x$ . Para obter o gráfico da figura 39, preparamos as correntes das bobinas de compensação na seguinte configuração:  $I_x = 40mA$ ,  $I_y = 0mA$  e  $I_z = 0mA$ .

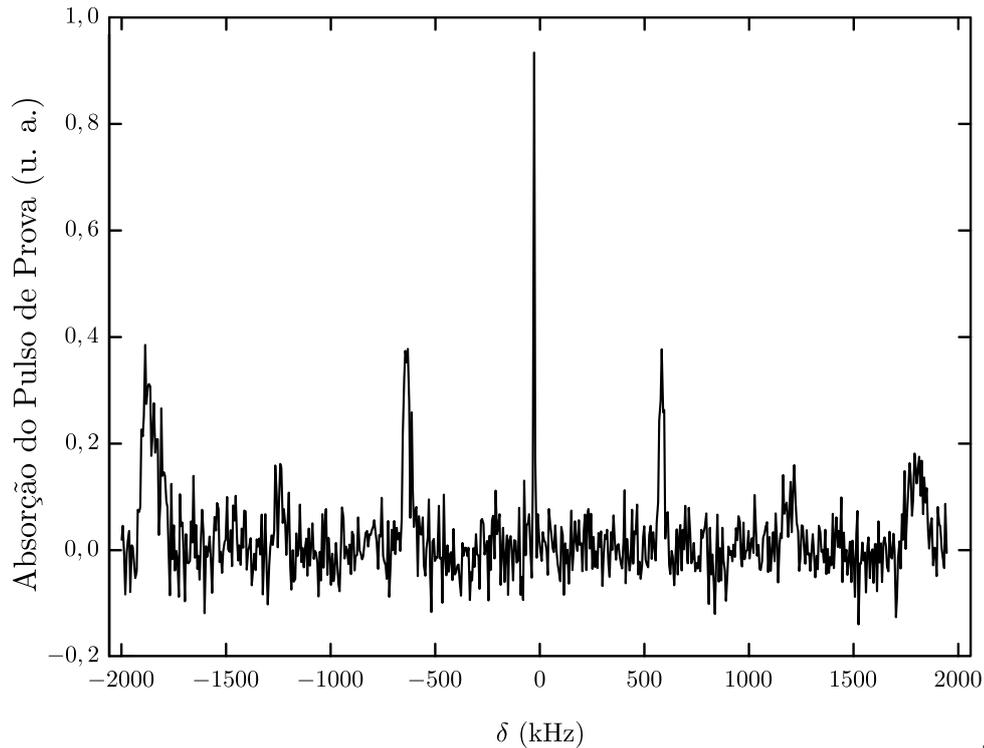


Figura 39 – Espectro de absorção do pulso de prova como função da dessintonia  $\delta$  do pulso de micro-ondas

Podemos ver na figura 39 os sete picos. O pico central corresponde à transição com  $\Delta m_f = 0$  entre os níveis com  $m_f = 0$ , que é insensível ao campo magnético. Também é possível ver que a distância entre dois picos adjacentes é de 600 kHz, o que nos diz que temos um campo magnético residual de aproximadamente 0,86 G. Nesse espectro pode ser observado que a largura de linha dos picos vai aumentando junto com o aumento do  $m_f$ , o que nos leva a crer que temos a presença de um gradiente de campo magnético na região da armadilha.

Conforme vamos modificando a corrente das bobinas vamos observando que a distância entre os picos vai diminuindo, ou seja, estamos minimizando a influência de campos magnéticos espúrios. Podemos modificar a corrente de alimentação das bobinas até que os picos se unam formando apenas um pico central, como podemos ver na figura 40, que foi obtida com a seguinte configuração de corrente:  $I_x = 53,2mA$ ,  $I_y = 10,6mA$  e  $I_z = 318,1mA$ .

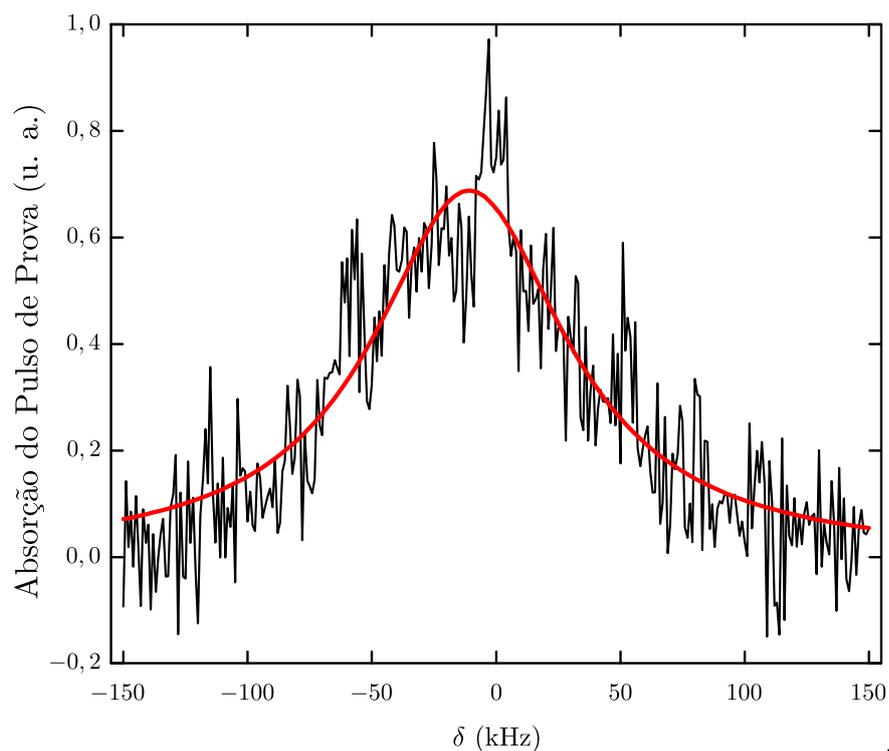


Figura 40 – Espectro de absorção do pulso de prova como função da dessintonia  $\delta$  do pulso de micro-ondas após o cancelamento do campo

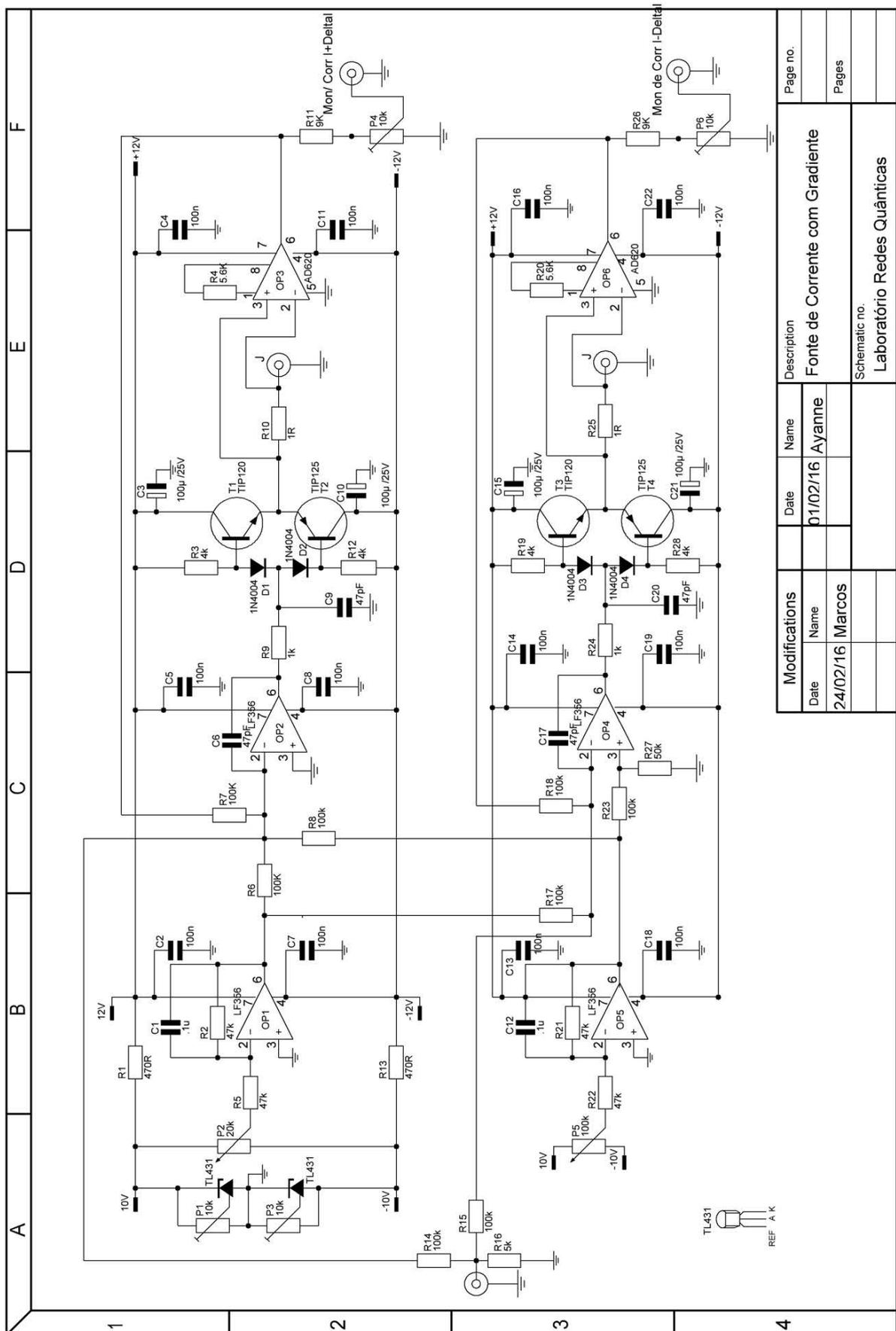
Podemos ver na figura 40 que a largura do espectro de absorção é de 95 KHZz, o que nos diz que temos ainda um campo residual da ordem de 23 mG.

## 5 SISTEMA PARA SEGUNDO MÉTODO DE CANCELAMENTO DE CAMPOS MAGNÉTICOS ESPÚRIOS

Como vimos no capítulo 4, conseguimos cancelar o campo magnético, mas a abordagem anterior apresentava algumas limitações, como a presença de gradiente de campo e limitação de resolução para variação de campo magnético. Surgiu então a idéia de fazermos um melhoramento na fonte de corrente e, ao invés de fornecer a mesma corrente para cada par de bobinas, nós vamos fazer cada bobina ter uma corrente diferente. A diferença entre a corrente de um mesmo par de bobinas será pequena e será dada por  $2\Delta I$ . Ou seja, em cada par teremos uma bobina com corrente  $I + \Delta I$  e uma com corrente de  $I - \Delta I$ . Nessa nova abordagem a corrente fornecida para as bobinas é lida e mostrada por um Arduino MEGA, para termos uma maior precisão. Neste capítulo apresentamos a montagem desse novo modelo de fonte e as medidas preliminares do seu cancelamento.

### 5.1 Segunda Fonte

Para instalarmos a nova fonte, a posição das bobinas de compensação permaneceu a mesma, mas as conexões entre os pares de bobinas foram refeitas. A partir de agora, todas as bobinas estão independentemente ligadas à fonte de corrente.



Modifications		Date	Name	Description
Date	24/02/16	24/02/16	Ayanne	Fonte de Corrente com Gradiente
Date				
Schematic no.				Page no.
Laboratório Redes Quânticas				Pages

Figura 41 – Circuito da Nova Fonte

Podemos ver na figura 41 o circuito de um dos três módulos da corrente. No apêndice D se encontra a lista de componentes eletrônicos necessária para a montagem do circuito. Cada módulo é responsável por um par de bobinas e as alimenta com uma corrente e um gradiente entre elas. A montagem final da fonte conta com três módulos, um para cada eixo.

Na primeira fonte medíamos as correntes enviadas às bobinas com multímetros mas agora queremos um pouco mais de resolução. Para isso utilizamos um Arduino MEGA, que é uma plataforma eletrônica *open-source* baseada em *easy-to-use* hardware e software. Podemos controlar o Arduino programando seu microcontrolador usando um computador que tenha instalada a sua interface de programação. Para programarmos nessa interface, baseada em Java, é necessário utilizar linguagem C/C++.

Para atingirmos a precisão desejada é necessário utilizar junto com o Arduino um conversor analógico-digital, o Nanoshield ADC, que pode ser visto na Figura 42 e que tem 16 bits e 860 amostras por segundo. Para conectar o Nanoshield ADC ao Arduino utilizamos um Baseboard, que pode ser visto na figura 43, que é compatível com até 4 conversores. No nosso caso, como precisamos ler seis entradas, utilizamos dois conversores no Baseboard.

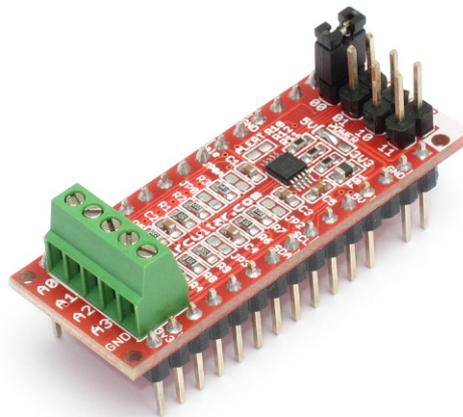


Figura 42 – Conversor Analógico Digital.

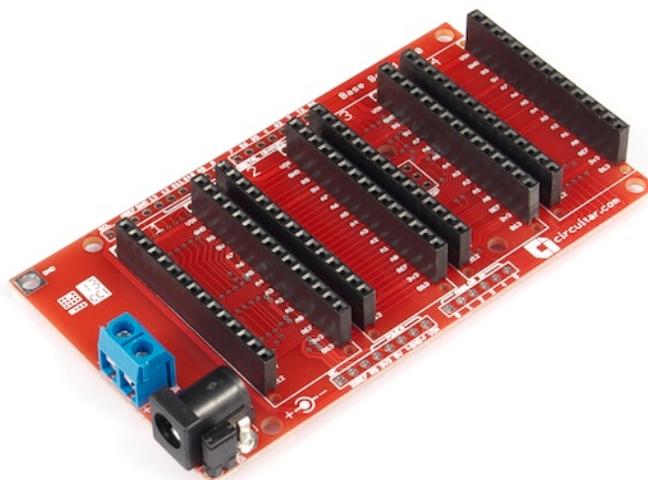


Figura 43 – Baseboard com entrada para até quatro módulos ADC.

Depois que a corrente é lida ela deve ser mostrada, para isso utilizamos um LCD (20x4) e um I2C (Inter-integrated circuit), que faz a conexão entre o LCD e o Arduino usando apenas dois pinos, o pino analógico 4 (SDA), pino que efetivamente transfere os dados, e o pino analógico 5 (SCL), pino que serve para temporização entre os dispositivos de modo que a comunicação pelo SDA possa ter confiabilidade. Podemos ver o I2C na figura 44.

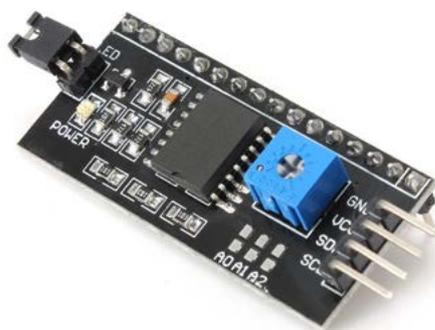


Figura 44 – Módulo I2C.



Figura 45 – Parte frontal da segunda fonte

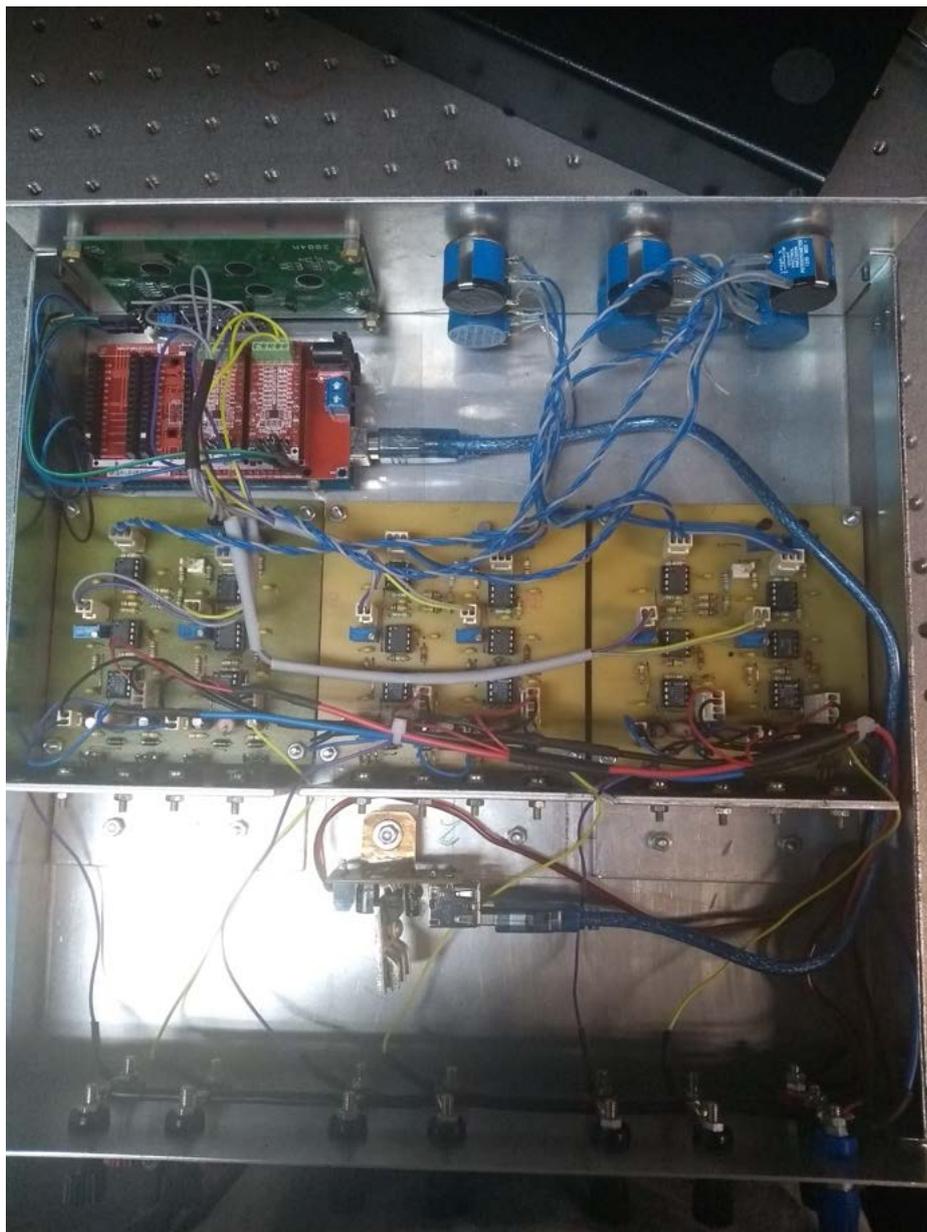


Figura 46 – Parte interna da segunda fonte

Podemos ver na figura 45 como ficou a parte frontal da fonte, com o painel LCD e seis potenciômetros, onde três alteram as correntes em cada eixo e três alteram os gradientes.

O programa utilizado no Arduino se encontra no apêndice E. Esse programa lê a corrente dada a cada uma das bobinas e faz o seguinte cálculo para achar o  $\Delta I$ : para cada eixo ele soma as correntes das duas bobinas e divide por dois. Por último divide o resultado por 1000 e mostra no LCD as correntes e os gradientes dados para cada eixo, como podemos ver na figura 47.



Figura 47 – Tela do LCD ao testarmos o código

Os três módulos da caixa foram testados. As correntes vão de -1 A até 1 A e os gradientes vão de -50 mA até 50 mA. Para fazer a conexão entre a fonte auxiliar que alimenta o controlador e o Arduino foi montado um módulo USB que pega a tensão da fonte +12 V e passa para o Arduino como +5 V.

## 5.2 Medidas preliminares

A fonte se encontra totalmente montada e já foi incluída no experimento da armadilha, o que significa que as conexões entre cada par de bobinas foi desfeita e elas agora são alimentadas independentemente.

Utilizamos novamente a técnica de espectroscopia de micro-ondas. Inicialmente desligamos as bobinas de compensação, como mostra a figura 48, podemos ver os 7 picos de todas as possíveis transições, onde o central é insensível ao campo magnético.

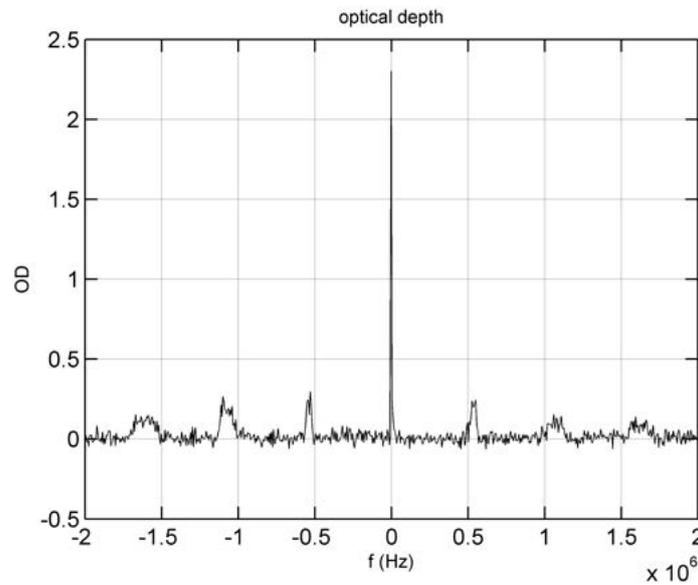


Figura 48 – Espectro de absorção do pulso de prova como função da dessintonia  $\delta$  do pulso de micro-ondas.

Conforme vamos modificando a corrente das bobinas e a distância entre os picos vai diminuindo até chegarmos no que podemos ver na figura 49, que foi obtida com  $I_x=0,05$  A,  $I_y=0,03$  A e  $I_z=0,30$  A.

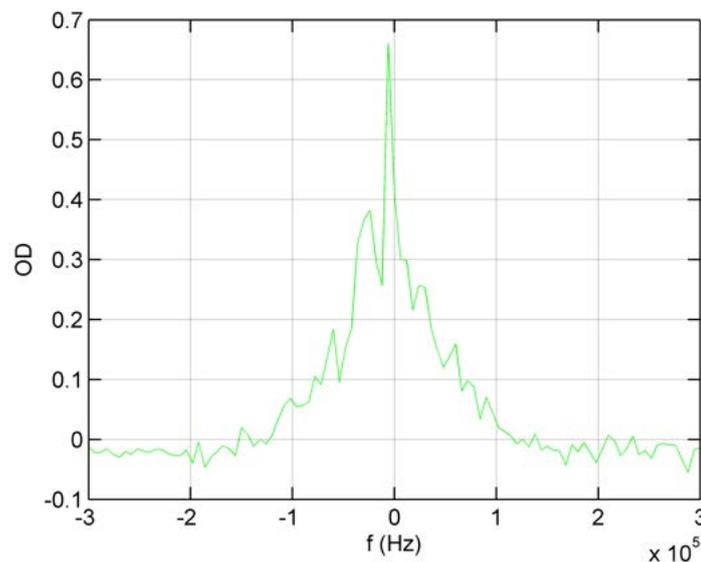


Figura 49 – Espectro de absorção do pulso de prova como função da dessintonia  $\delta$  do pulso de micro-ondas após um cancelamento preliminar do campo

Podemos ver na figura 49 que a distância entre os picos 0 e -1 é de 24 KHz, o que nos diz que o campo residual é da ordem de 34mG. Esse foi apenas um resultado preliminar, esperamos que com o tempo consigamos resultados ainda melhores.

## 6 CONCLUSÕES

Nesta dissertação apresentamos minhas contribuições na montagem de uma armadilha magneto-óptica (AMO). Iniciamos com a montagem das bobinas de compensação e armadilhamento e um circuito de chaveamento para as bobinas de armadilhamento. Após isso mostramos a técnica utilizada para travar os lasers nas frequências desejadas.

Apresentamos também a montagem da fonte de corrente que alimenta as bobinas de compensação e a técnica de espectroscopia de micro-ondas utilizada para cancelar o campo magnético.

Conseguimos cancelar o campo com a fonte e a partir dos resultados do cancelamento pudemos perceber que há um gradiente de campo magnético na região da armadilha e para tentar corrigi-lo montamos um segundo modelo de fonte com algumas alterações.

Essa nova fonte tem uma maior precisão na leitura, que agora é realizada por um arduino, e um tipo de conexão diferente com as bobinas. Agora cada bobina está conectada independentemente à fonte, diferente da primeira fonte, que era conectada a um par de bobina em cada um dos três eixos. A nova fonte já está funcionando e incorporada ao sistema. As medidas realizadas nos deram uma campo residual da ordem de 34 mG. Esse é apenas um resultado preliminar, esperamos ainda conseguir melhorar esse valor, pois foi realizado um estudo (27) em nosso laboratório e vimos que o cancelamento do campo magnético pode ser uma das limitações do nosso sistema.

Após o campo ser cancelado com a primeira fonte foi possível realizar experimentos para gerar estados de Fock no sistema e os resultados obtidos foram publicados na revista *Physical Review Letters* (20).

## REFERÊNCIAS

- 1 POE, E. A. *Complete Works of E. A. Poe*. [S.l.]: Web-Books.Com, 2010. Citado na página 6.
- 2 NICHOLS, E. F.; HULL, G. F. A preliminary communication on the pressure of heat and light radiation. *Phys. Rev. (Series I)*, v. 13, n. 5, p. 307–320, 1901. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevSeriesI.13.307>>. Citado na página 11.
- 3 EINSTEIN, A. Zur Quantentheorie der Strahlung. *Phys. Z.*, v. 18, p. 121–128, 1917. Citado na página 11.
- 4 EINSTEIN, A. Sobre a teoria quântica da radiação. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, scielo, v. 27, p. 93 – 99, 03 2005. ISSN 1806-1117. Disponível em: <[http://www.scielo.br/scielo.php?script=sci\\_arttext&pid=S1806-11172005000100010&nrm=iso](http://www.scielo.br/scielo.php?script=sci_arttext&pid=S1806-11172005000100010&nrm=iso)>. Citado na página 11.
- 5 FRISCH, R. Experimenteller nachweis des einsteinschen strahlungsrückstoßes. *Zeitschrift für Physik*, v. 86, n. 1, p. 42–48, Jan 1933. ISSN 0044-3328. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/BF01340182>>. Citado na página 11.
- 6 MAIMAN, T. H. Stimulated optical radiation in ruby. *Nature*, v. 187, n. 4736, p. 493–494, ago. 1960. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1038/187493a0>>. Citado na página 11.
- 7 ASHKIN, A. Acceleration and trapping of particles by radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 24, p. 156–159, Jan 1970. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.24.156>>. Citado na página 11.
- 8 HAENSCH, T.; SCHAWLOW, A. Hänsch, t. w. schawlow, a. l. cooling of gases by laser radiation. *Opt. Commun.* 13, 68-69. *Optics Communications*, v. 13, p. 68–69, 01 1975. Citado na página 11.
- 9 WINELAND, D. J.; DEHMELT, H. G. Principles of the stored ion calorimeter. *Journal of Applied Physics*, v. 46, n. 2, p. 919–930, 1975. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.321602>>. Citado na página 11.
- 10 WINELAND, D. J.; DRULLINGER, R. E.; WALLS, F. L. Radiation-pressure cooling of bound resonant absorbers. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 40, p. 1639–1642, Jun 1978. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.40.1639>>. Citado na página 12.
- 11 CHU, S. et al. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 55, p. 48–51, Jul 1985. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.55.48>>. Citado na página 12.
- 12 RAAB, E. L. et al. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 59, p. 2631–2634, Dec 1987. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.59.2631>>. Citado na página 12.

- 13 CHU, S. Nobel lecture: The manipulation of neutral particles. *Rev. Mod. Phys.*, American Physical Society, v. 70, p. 685–706, Jul 1998. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.70.685>>. Citado na página 12.
- 14 COHEN-TANNOUDJI, C. N. Nobel lecture: Manipulating atoms with photons. *Rev. Mod. Phys.*, American Physical Society, v. 70, p. 707–719, Jul 1998. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.70.707>>. Citado na página 12.
- 15 PHILLIPS, W. D. Nobel lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms. *Rev. Mod. Phys.*, American Physical Society, v. 70, p. 721–741, Jul 1998. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.70.721>>. Citado na página 12.
- 16 ANDERSON, M. H. et al. Observation of bose-einstein condensation in a dilute atomic vapor. *Science*, American Association for the Advancement of Science, v. 269, n. 5221, p. 198–201, 1995. ISSN 0036-8075. Disponível em: <<http://science.sciencemag.org/content/269/5221/198>>. Citado na página 12.
- 17 RINGOT, J.; SZRIFTGISER, P.; GARREAU, J. C. Subrecoil Raman spectroscopy of cold cesium atoms. *Physical Review A*, American Physical Society, v. 65, p. 013403, 2002. 9 figures. Disponível em: <<https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00012642>>. Citado na página 12.
- 18 FELINTO, D. et al. Control of decoherence in the generation of photon pairs from atomic ensembles. *Phys. Rev. A*, American Physical Society, v. 72, p. 053809, Nov 2005. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.72.053809>>. Citado na página 12.
- 19 BELFI, J. et al. Stray magnetic field compensation with a scalar atomic magnetometer. *Review of Scientific Instruments*, v. 81, n. 6, p. 065103, 2010. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.3441980>>. Citado na página 12.
- 20 ORTIZ-GUTIÉRREZ, L. et al. Experimental fock-state superradiance. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 120, p. 083603, Feb 2018. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.120.083603>>. Citado 2 vezes nas páginas 13 e 58.
- 21 BARROS, D. F. et al. Fock-state superradiance in a cold atomic ensemble. *Optics Communications*, v. 443, p. 34 – 43, 2019. ISSN 0030-4018. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030401819300471>>. Citado na página 13.
- 22 LOUDON, R. *The quantum Theory of Light*. [S.l.]: OUP Oxford, 2000. ISBN 0191589780, 9780191589782. Nenhuma citação no texto.
- 23 SIEGMAN, A. *Lasers*. [S.l.]: University Science Books, 1986. ISBN 9780935702118. Nenhuma citação no texto.
- 24 FOOT, C. *Atomic physics*. [S.l.]: Oxford University Press, 2005. (Oxford master series in physics). ISBN 9780198506966. Nenhuma citação no texto.
- 25 MANDEL, L.; WOLF, E.; PRESS, C. U. *Optical Coherence and Quantum Optics*. [S.l.]: Cambridge University Press, 1995. ISBN 9780521417112. Nenhuma citação no texto.

- 26 YOUK, H. Numerical study of quadrupole magnetic traps for neutral atoms: anti-helmholtz coils and a u-chip. *Canadian Undergraduate Physics Journal*, v. 3, n. 2, p. 13–18, 2005. Citado na página 25.
- 27 MOREIRA, R. S. de N. *Óptica quântica aplicada a testes em fundamentos da mecânica quântica e caracterização de novas memórias atômicas*. Tese (Doutorado) — UFPE, Recife, 2018. Disponível em: <<https://repositorio.ufpe.br/handle/123456789/32515>>. Citado na página 58.

## APÊNDICE A – CÓDIGO QUE CONTROLA OS PULSOS EM ARDUINO

```

void setup() {
//https://www.arduino.cc/en/Hacking/PinMappingSAM3X
//MAPEAMENTO DOS PINOS PARA OS BANCOS DA ARDUINO DUE

    PIOA->PIO_PER = 0b11 << 14; //Enable PIO //PINOS 23 e 24
    PIOA->PIO_OER = 0b11 << 14; //Set to OUTPUT
    //PIOA->PIO_PUDR = 0b11 << 14; //Pull up resistor (PUER = Enable / PUDR =
Disable)

    PIOD->PIO_PER = 0b110010011111; //PINOS 25-30 e 32
    PIOD->PIO_OER = 0b110010011111;

    PIOC->PIO_PER = 0b11 << 1; //PINOS 33 e 34
    PIOC->PIO_OER = 0b11 << 1;
    //PIOC->PIO_PUDR = 0b11 << 1;
    PIOB->PIO_PER = PIO_PB27; //PINO 13 (LED)
    PIOB->PIO_OER = PIO_PB27;

}

void loop() {
    noInterrupts();
    PIOB->PIO_SODR = PIO_PB27; // LED (13)

    PIOA->PIO_SODR = 0b11 << 14; //MOT e Campo (23 e 24)

    PIOD->PIO_SODR = PIO_PD0; //Rebombeio (25)

    PIOD->PIO_CODR = PIO_PD1; //APD (26)

    PIOC->PIO_CODR = 0b11 << 1; //Trigger (33 e 34)

    PIOD->PIO_CODR = 0b10010011 << 2; //Detecção - 1 (27), Pulso - Escrita (28),
Pulso - Leitura (29), Detecção - 2 (30)

    while(1)
    {

        delayMicroseconds(10000);
        /* PIOD->PIO_SODR = PIO_PD1; //Sobe APD
        delayMicroseconds(1);
        PIOD->PIO_CODR = PIO_PD1; //Desce APD
*/
        delayMicroseconds(7000);
    }
}

```

## APÊNDICE B – LISTA DE COMPONENTES DA PRIMEIRA FONTE

Br1=1xW08

C1,C5,C6,C8,C12,C13,C14=7x100n

C2,C3,C9,C10=4x1000 $\mu$

C4,C7,C11=3x10 $\mu$

D1,D2,D3=3xUF5408

OP1,OP2,OP3=3xOP177

P1,P2,P3,P4,P5,P6=6x10k

R1,R8,R13=3x33k

R2=1x470

R3,R9,R14=3x1k

R4,R10,R15,R5,R6,R11,R12=3x10k

R16,R17=6x1R/3W

R7=1x12R/3W

Ref1=1xTL431

T1,T2,T3=3xTIP140

VR1=1x7809

VR2=1x7909



## APÊNDICE D – LISTA DE COMPONENTES PARA CADA MÓDULO DA SEGUNDA FONTE

R16=1x5k

R27=1x50k

R1,R13=2x470R

R10,R25=2x1R

R2,R5,R21,R22=4x47k

R3,R12,R19,R28=4x4k

R4,R20=2x5.6k

R6,R7=2x100k

R8,R14,R15,R17,R18,R23=6x100k

R9,R24=2x1k

C1,C12=2x0.1 $\mu$

C2,C4,C5,C7,C8,C11,C13,C14,C16,C18,C19,C22=12x100n

C3,C10,C15,C21=4x100 $\mu$ /25V

C6,C9,C17,C20=4x47pF

P2=1x20k

P5=1x100k

P1,P3,P4,P6=4x10k

OP1,OP2,OP4,OP5=4xLF356

OP3,OP6=2xAD620

T1,T3=2xTIP120

T2,T4=2xTIP125

D1,D2,D3,D4=4x1N4004

J,J=2xBNC

Mon/CorrI+DeltaI=1xBNC

Mon de Corr I-DeltaI=1xBNC

## APÊNDICE E – CODIGO DA FONTE DE CORRENTE

```

/**
 * Display the voltage measured at four 16-bit channels.
 *
 */
#include <Wire.h>
#include<Nanoshield_ADC.h>
#include<LiquidCrystal.h>
#include<LiquidCrystal_I2C.h>

Nanoshield_ADCadc[4]={0x48,0x59,0x4A,0x4B};
LiquidCrystal_I2Clcd(0x3F,2,1,0,4,5,6,7,3,POSITIVE);
void setup()
{
  lcd.begin(20,4);
  Serial.begin(9600);
  Serial.println("ADC Nanoshield Test-Voltage Measurement-6x16-bit");
  /**apenas usamos seis canais, três em cada nanoshield*/
  Serial.println("");

  for (int i=0;i<4;i++)
  {
    adc[i].begin();
  }

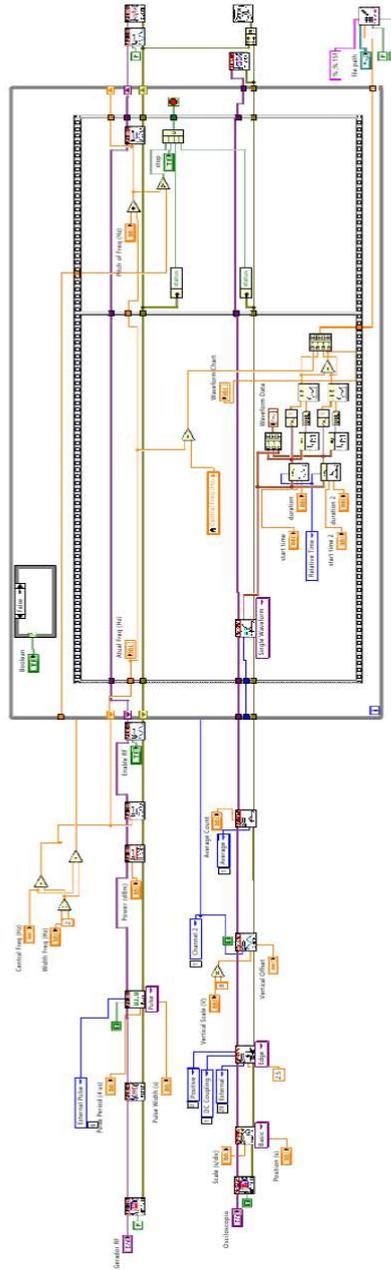
}

void loop() {
  for (int i=0;i<8;i++)
  {
    Serial.print("A");
    Serial.print(i%4);
    Serial.print("(");
    Serial.print(i/4);
    Serial.print(") voltage:");
    Serial.print(adc[i/4].readVoltage(i%4));
    Serial.print("V");
  }
  lcd.setCursor(0,1);
  lcd.print("x");
  lcd.setCursor(0,2);
  lcd.print("y");
  lcd.setCursor(0,3);
  lcd.print("z");
  lcd.setCursor(2,0);
  lcd.print("Corrente");
  lcd.setCursor(11,0);
  lcd.print("Gradiente");
}

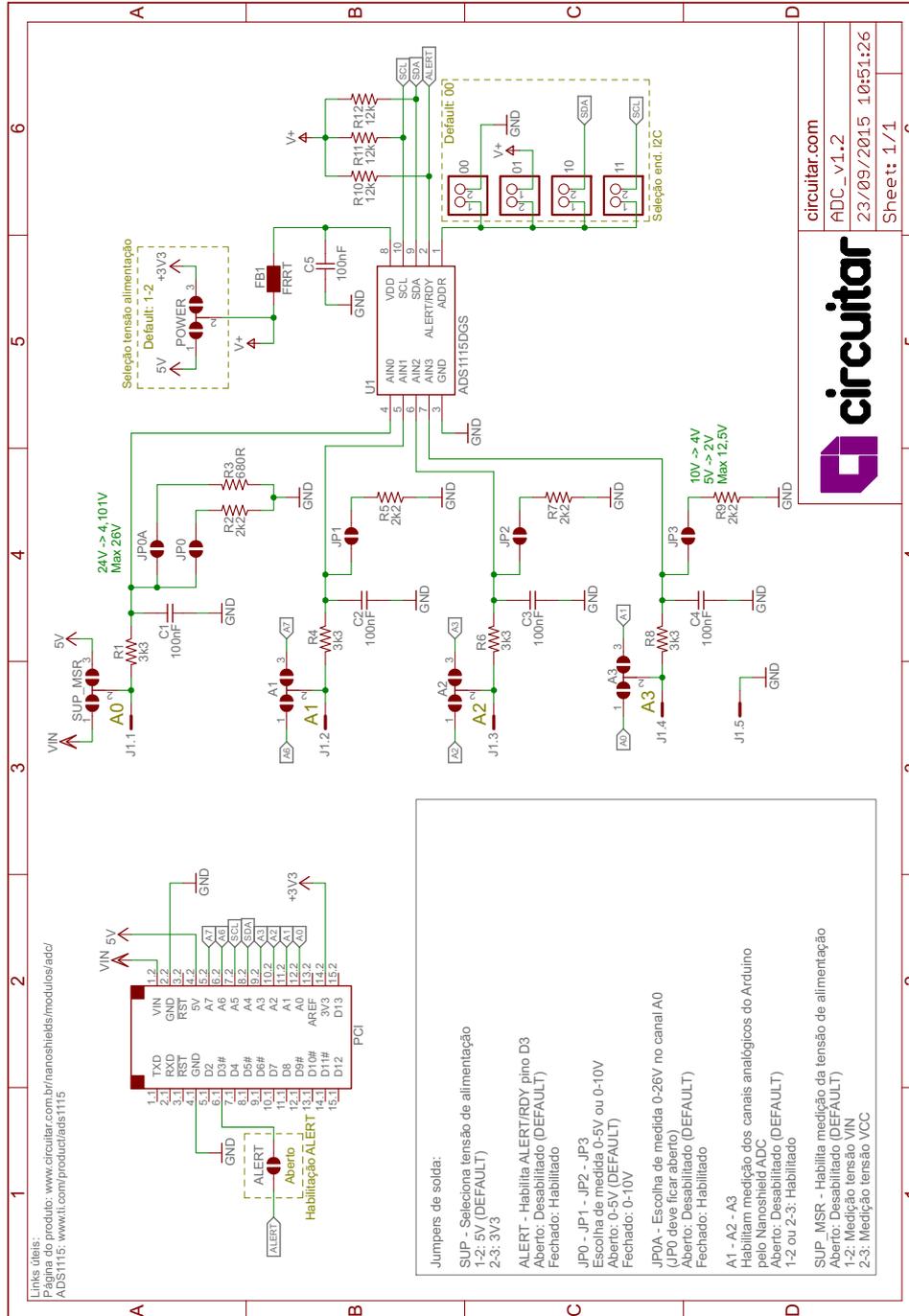
```

```
lcd.setCursor(2,1);
lcd.print((adc[0].readVoltage(0)*1000;/**corrente eixo x,multiplicação por mil
para ser mA*/
lcd.setCursor(11,1);
lcd.print(((adc[1].readVoltage(0)-(adc[0].readVoltage(0)))/2*1000);
/**gradiente eixo x*/
lcd.setCursor(2,2);
lcd.print((adc[0].readVoltage(1)*1000;/**corrente eixo y*/
lcd.setCursor(11,2);
lcd.print(((adc[1].readVoltage(1)-(adc[0].readVoltage(1)))/2*1000);
/**gradiente eixo y*/
lcd.setCursor(2,3);
lcd.print((adc[0].readVoltage(2)*1000;/**corrente eixo z*/
lcd.setCursor(11,3);
lcd.print(((adc[1].readVoltage(2)-(adc[0].readVoltage(2)))/2*1000);
/**gradiente eixo z*/
Serial.println();
delay(100);
}
```

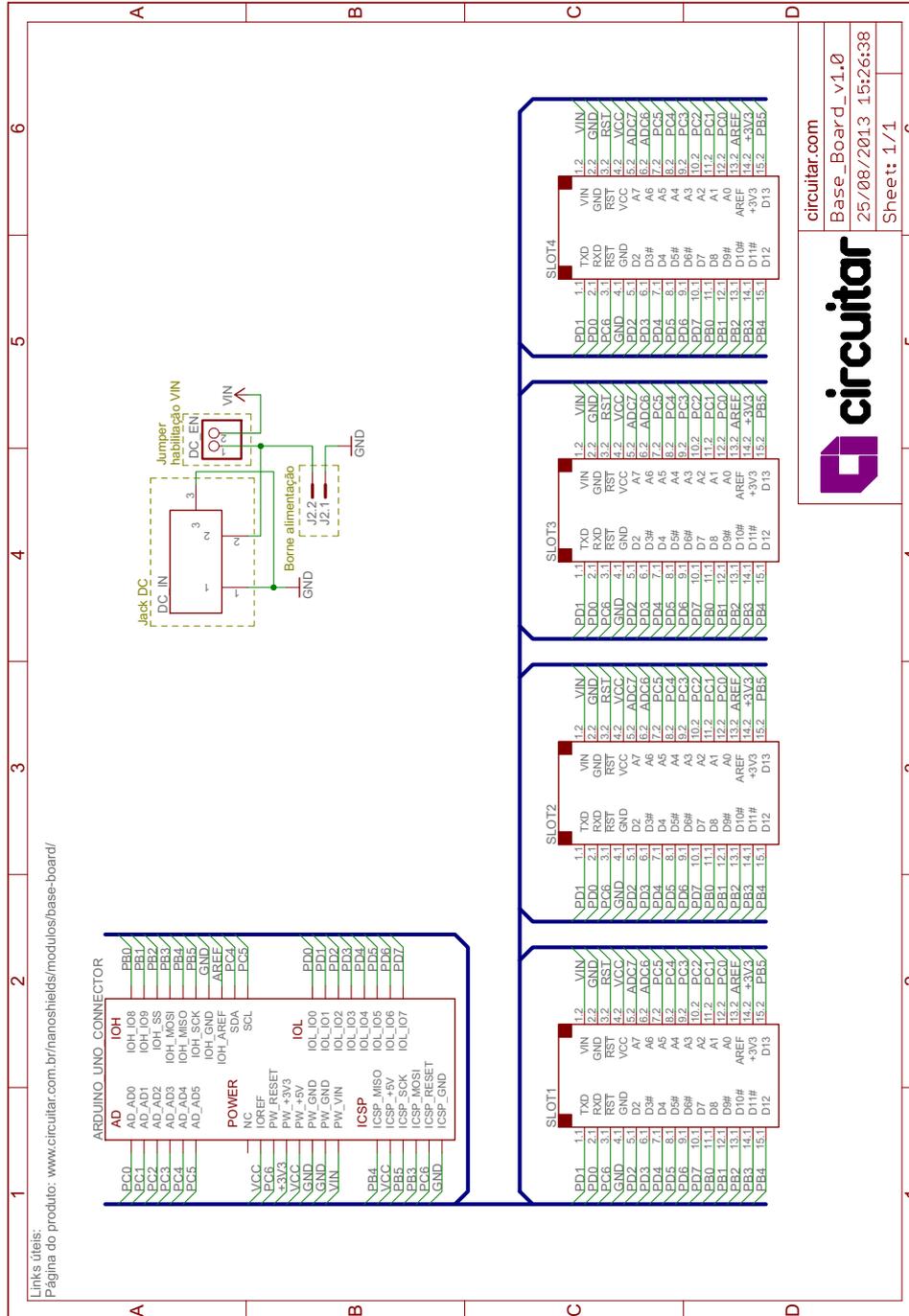
## APÊNDICE F – PROGRAMA EM LABVIEW PARA O CANCELAMENTO DO CAMPO



# APÊNDICE G – CIRCUITO ESQUEMÁTICO DO ADC



# APÊNDICE H – ESQUEMÁTICO DO BASEBOARD



Links úteis:  
 Página do produto: [www.circuitar.com.br/manuais/modulos/base-board/](http://www.circuitar.com.br/manuais/modulos/base-board/)


  
 circuitar.com  
 Base\_Board\_v1.0  
 25/08/2013 15:26:38  
 Sheet: 1/1