UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS

ANDRÉS DAVID RODRIGUEZ SALAS

BRCsF1- Chafariz atômico brasileiro: otimização e caracterizações parciais para operação como referência primária de tempo e frequência

SÃO CARLOS

2017

ANDRES DAVID RODRIGUEZ SALAS

BRCsF1- Chafariz atômico brasileiro: otimização e caracterizações parciais para operação como referência primária de tempo e frequência

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Instituto de Física de São Carlos da Universidade de São Paulo, para obtenção do titulo de Doutor em Ciências.

Área de concentração: Física Básica

Orientador: Prof. Dr. Daniel Varela Magalhães

Versão corrigida

(Versão original disponível na Unidade que aloja o Programa)

São Carlos

2017

AUTORIZO A REPRODUÇÃO E DIVULGAÇÃO TOTAL OU PARCIAL DESTE TRABALHO, POR QUALQUER MEIO CONVENCIONAL OU ELETRÔNICO PARA FINS DE ESTUDO E PESQUISA, DESDE QUE CITADA A FONTE.

Rodriguez Salas, Andres David
BRCsF1- chafariz atômico brasileiro: otimização e caracterizações parciais para operação como referência primária de tempo e frequência / Andres David Rodriguez Salas; orientador Daniel Varela Magalhães - versão corrigida -- São Carlos, 2017.
141 p.

Tese (Doutorado - Programa de Pós-Graduação em Física Básica) -- Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, 2017.

1. Chafariz atômico. 2. Átomos frios. 3. Franjas de Ramsey. 4. Referência primária. I. Magalhães, Daniel Varela, orient. II. Título.

À minha filha Valéria Lucía, por ser a luz de meus dias e a felicidade da nossa casa,

À minha esposa Mayerlenis, pelo amor e carinho, pela compreensão e apoio,

À minha mãe Adelina, por sua amor, entrega e dedicação,

A meu pai Júlio pelo apoio e seus ensinamentos.

A memória de meu avô Andrés Rodriguez T.,

Agradecimentos

Aproveito o espaço para expressar um especial agradecimento a meu Orientador Prof. Dr. Daniel Varela Magalhães, por sua grande motivação no trabalho e seus claros ensinamentos durante estes cinco anos, não só na parte acadêmica, como também na vida.

Agradeço a minha esposa Mayerlenis, a minha filha Valéria Lucía e minha mãe Adelina por fazer minha vida feliz, vocês são a visão de família que alguma vez Eu sonhei.

Agradeço a meu pai Júlio por seu amor e dedicação, e por ensinar-me que o estudo nos leva à procura da verdade.

A todos meus irmãos e irmãs, a Andréa, o Cesar, a Júlio, a Maria Jose, a Monica, a Ângelo e a Silvia, por seu carinho e apoio durante toda minha vida. Agradeço a toda minha família em geral, por seu apoio incondicional. Especialmente a todo o pessoal de Rebolo, sem eles talvez não estaria escrevendo estas palavras.

Agradeço a todo o time de Tempo e frequência do Brasil, em especial a Caio pela ajuda no laboratório, ao Guilherme por sua amizade e colaboração, à Stella pelos ensinamentos durante todo este tempo e pelo valor de revisar esta tese, para sempre serei grato.

A todos os colegas do grupo de atômica, especialmente Arnold, Tiago, Pedro, Amilson, André e por último a Carlos Máximo pelas dicas e soporte neste trabalho, como também pelas discussões.

Também estendo um forte agradecimento ao pessoal técnico do Grupo de Óptica, Bene, Cristiane, Wagner e Patrícia, como também para a gentil Isabel. Nesse contexto, agradeço ao Pessoal da LIEPO, pelo apoio técnico durante este tempo, a Evaldo e seu time.

Ao pessoal da oficina mecânica, que sempre teve disposição para me ajudar. Agradeço ao pessoal de pós-graduação, como também ao pessoal da biblioteca por suas dicas e correções de formato dessa tese.

Ao Ítalo da oficina Gráfica, que sempre dá um jeitinho para ajudar.

Um agradecimento especial ao Professor Francisco Racedo, por acreditar em mim, por seus ensinamentos na física como também na vida. Por brindar-nos de seu coração e sua amizade.

Um agradecimento especial para Emmanuel, mais que um amigo, um irmão que encontrei no caminho. Nessa linha posso agradecer a Wilson Rosado quem apesar de todas as coisas soube-me lembrar qual é o valor de uma verdadeira amizade. A Edwin, a Juan Carlos pela amizade e por todos os anos compartidos.

Um agradecimento especial para Manuel Cerna por mostrar-me que um amigo pode-se encontrar em qualquer tempo. Também por sua valiosa ajuda neste trabalho, seus conselhos e preocupações por minha família.

Um agradecimento a meu Amigo Leonardo Garces Oliveros, por que em todas as jornadas estas comigo, e para sua querida mãe quem me falou que eu podia sim.

Por último quero agradecer a meus professores da escola, à professora Ana Maria Rua de Hernandez, por acreditar em minhas capacidades e ensina-me que todos podemos cumprir nossos sonhos, apesar das dificuldades. À professora Luz Araida Estrada por acreditar em mim como também por seus ensinamentos. À professora Maria Paulina por acreditar em mim e ajudar-me a pagar os semestres da universidade. Ao professor Enrique Del Campo, que é uma estrela, por seu grande coração, por seus ensinamento e pela ajuda prestada no começo da universidade. Um agradecimento final as Aulas de tecnologia do Instituto Técnico Nacional de Comercio, ao final eu sou um produto delas.

A ciência está longe de ser un instrumento perfeito de conhecimento. É apenas o melhor que temos.

-- Carl Sagan

O respeito inimaginado pela autoridade é o maior inimigo da verdade.

-- Albert Einstein

Where ignorance is bliss, 'Tis folly to be wise!!!

-- Thomas Gray

Resumo

RODRIGUEZ SALAS, A. D. **BRCsF1- Chafariz atômico brasileiro:** otimização e caracterizações parciais para operação como referência primária de tempo e frequência**.** 2017. 141 p. Tese (Doutorado em Ciências) - Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2017.

Desenvolvimentos de referências primárias em tempo e frequência são completamente necessários hoje em dia pelas vantagens de suas aplicações em pesquisas fundamentais, metrologia científica e industrial, telecomunicações, defesa, entre outras. O objetivo deste trabalho é apresentar um chafariz de átomos frios em desenvolvimento nos laboratórios da USP de São Carlos para atuar como referência primária de tempo e frequência, além das diferentes otimizações que fazem dele um sistema de alto desempenho. Primeiramente foi realizada uma mudança da mesa óptica para obter boa estabilidade no sistema óptico, além de uma alteração dos obturadores mecânicos, encarregados de interromper os feixes na sequência da operação do chafariz. O tempo de carga e o número de átomos foram melhorados neste estágio, permitindo reduzir o tempo de ciclo do sistema de t_c = 5, 2 s para t_c = 2 s. O conjunto de bobinas de compensação de campos espúrios externos junto ao sistema de blindagem magnética foi caracterizado, além do Campo C-Field que foi otimizado para diminuir em mais de sete vezes a variação na região de interrogação. Depois de todas as alterações, foi possível obter sinais de tempo de voo com uma relação Sinal/Ruído = 53 dB. A franja de Ramsey central tem melhor qualidade, relação sinal/ruído ≈ 200 sem médias nas medidas. Franjas laterais ($m_F = \pm 1$) também foram observadas com contraste pela primeira vez neste experimento. Um cálculo da Probabilidade de Ramsey foi feito, introduzindo a distribuição de velocidades da nuvem atômica para caracterizar a franja de Ramsey e com ele estimar parâmetros como: a Temperatura da nuvem T = 6, 3 μK, a largura do pico central v_{Ramsey} = 1, 69 MHz, assim como os tempos de interação τ = 0, 0239 s e o tempo de evolução T = 0, 2958 s. Além disso, a estabilidade fracional do relógio foi estimada para τ = 1 s, a qual teve um valor de σ_y (1s) = 1, 25 × 10^{-13}, o que é um grande resultado desta tese. Por último, foi feita uma estimativa do deslocamento de frequência devido ao efeito de radiação de corpo negro, resultando em v/v = 26, 285 × 10^{-15}com uma incerteza de 5, 927 × 10^{-17}.

Palavras-chaves: Chafariz atômico. Átomos frios. Franjas de Ramsey. Referência primária.

ABSTRACT

RODRIGUEZ SALAS, A. D. **BRCsF1- Brazilian atomic fountain:** optimization and partial characterizations for operation as primary reference of time and frequency. 2017. 141p. Tese (Doutorado em Ciências) - Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2017.

Nowadays, new developments of primary references in time and frequency are of particular interest because of their potential impact in fundamental research, scientific and industrial metrology, telecommunications, and defense, among others. The aim of this work is to present the development and the implementation of diferent optimizations made on the fountain of cold atoms located in the laboratories of the University of São Paulo in São Carlos in order to position it as a primary reference of time and frequency. Several steps were taken in order to improve the functionality of the system: firstly, a change in the isolation design of the optical table was made to optimize the stability to the optical system. Secondly, a change was implemented in the mechanical shutters, which are in charge of interrupting the beams following the operation of the fountain. The charge time and the number of atoms were improved at this stage, allowing for reduction of the cycle time of the system from t_c = 5.2 s to t_c = 2 s. Moreover, the set of external spurious field compensation coils together with the magnetic shielding system was characterized. In addition to the C − Field, the variation in the interrogation region was reduced by more than seven times. After all the changes, it was possible to obtain flight time signals with a Signal-to- Noise-Ratio of 53 dB. The best Ramsey central fringe was obtained at a SN R 200, without averaging of the measurements. Side fringes (m_F = ±1) were also observed with contrast for the first time in this experiment. In order to characterize the Ramsey fringe, a Ramsey probability calculation was made taking into account the atomic cloud velocity distribution, estimating parameters such as: Cloud temperature T = 6.3 μK, its initial sizeσ = 1 mm, Width of the central peak v_{Ramsey} = 1.69 MHz, as well as the interaction time τ = 0.0239 s and the evolution time T = 0.2958 s. In addition, The fractional stability calculed for τ = 1 s was of $\sigma_y(1s) = 1.25 \times 10^{-13}$ a good result for this work, Finally, an estimate of the frequency offset was made due to the blackbody radiation effect, resulting in v/v = 26, 285 × 10^{-15} with an uncertainty of 5.927 × 10^{-17}.

Keywords: Atomic fountain. Cold atoms. Ramsey fringe. Primary reference

Lista de Figuras

Figura 2.1.1 – Esquema dos principais níveis de energia envolvidos no funcionamento de um chafariz atômico. A transição do relógio no nível fundamental e as transições de resfriamento e aprisionamento, rebombeio e detecção. 33

Figura 2.1.2 – Esquema de sub-níveis Zeeman do estado fundamental do ^{133}Cs. . . 34

Figura 3.0.1 – Esquema do funcionamento de um PATFM, com suas partes principais, que são: o oscilador macroscópico, composto por oscilador de quartzo e uma cadeia de síntese de micro-ondas, ademais a referência atômica. As saídas de tempo e frequências são tomadas do sinal do oscilador. 36

Figura 3.2.1 – Esquema de definição de exatidão e precisão. 39

Figura 3.2.2 – Parte a ilustra o cálculo da variância de Allan de uma variável aleatória, a qual é dividida em intervalos de tempo τ. Em cada intervalo de tempo se toma y'_k, que representa o valor médio das flutuações do sinal. A parte b mostra um gráfico do desvio padrão de Allan, dependente do valor do intervalo τ. Este gráfico mostra os diferentes tipos de ruídos presentes no sinal estudado, caracterizados pelas diferentes inclinações. 46

Figura 4.0.1 – Esquema do método de Ramsey para um átomo de dois níveis. . . 50

Figura 4.0.2 – Franja de Ramsey obtida depois da passagem da nuvem atômica por duas regiões de interação que encontram separadas por uma região livre de campo oscilatório onde os tempos ganham uma superposição coerente de estados. 51

Figura 5.0.1 – Esquema de funcionamento de um Chafariz de átomos frios. 54

Figura 5.1.1 – Distribuição de átomos frios (linha azul) e átomos quentes (linha vermelha) em função da velocidade. 55

Figura 5.3.1 – Sistema de vácuo do chafariz em corte. Os números à direita das setas representam os passos envolvidos no ciclo de funcionamento do chafariz. 56

Figura 5.3.2 – Sequência temporal do chafariz de átomos frios 58

Figura 6.0.1 – Chafariz Brasileiro de átomos frios de Césio e suas principais partes. Sistema de controle (quadro amarelo), o sistema Óptico (quadro Vermelho) e o sistema de Vácuo (quadro Laranja). 60

Figura 6.1.1 – Sistema de vácuo do chafariz em corte. Os números à direita das setas representam os passos envolvidos no ciclo de funcionamento do chafariz. 61

Figura 6.1.2 – Região de interrogação e suas principais partes a) cavidades de interrogação e preparação e região de voo livre. b) Parte exterior, fitas térmicas e sensores de temperatura tipo PT100. 62

Figura 6.2.1 – Esquema da mesa óptica do chafariz com seus principais elementos. 64

Figura 6.2.2 – Sinal de espectroscopia do laser mestre, onde se apresentam os diferentes picos de absorção saturada que equivalem às transições e crossovers. 65

Figura 6.2.3 – Sinal de espectroscopia do laser mestre, onde se apresentam os diferentes picos de absorção saturada que equivalem às transições e crossovers. 66

Figura 6.2.4 – a) Esquema do sistema de detecção. b) processo de detecção. c) sinais de tof obtidos no sistema de detecção. 67

Figura 7.0.1 – Franja de Ramsey Obtida no Chafariz Brasileiro 70

Figura 7.1.1 – Mesa óptica do Chafariz atômico Brasileiro 71

Figura 7.1.2 – Esquema de funcionamento de um obturador opto-mecânico. b) Obturador real com circuito e montado no suporte para uso no chafariz. 72

Figura 7.1.3 – a) obturador com chave original de fábrica. b) obturador como adaptação, usando parte de uma íris. c) Adaptação de uma lâmina fina de alumínio. 73

Figura 7.1.4 – Principais elementos da montagem experimental para a caracterização do obturador opto-mecânico 74

Figura 7.1.5 – a) tempo de subida do obturador fibras 4, 5 e 6 com lâmina fina de alumínio com seu respectivo tempo de atraso. b) tempo de descida do mesmo obturador como seu respectivo atraso 75

Figura 7.1.6 – a) tempo de subida do obturador com o feixe laser colimado e com cintura de w=4mm. b) tempo de descida do obturador como as mesmas condições que na parte a. 75

Figura 7.1.7 – a) Armadilha magneto-óptica de Césio 133 após montar o sistema óptico novamente. b) Tempo de carga da AMO. Onde tc = 4,24 s. 76

Figura 7.1.8 – Calibração do Canal DAC0 encarregado do deslocamento de frequência do modulador do laser mestre. b) Variação da magnitude do sinal de florescência respeito aos valores de frequência do modulador. 77

Figura 7.1.9 – Tempo de carga da AMO logo de fazer as melhoras do sistema. O número de átomos na ordem de N$\sim 10^9$átomos em $t_c = 1.416$ s. . . 78

Figura 7.1.10 – Esquema da caracterização da resposta dos fotodetectores do sistema de detecção do chafariz. Fonte: Elaborada pelo autor. . . . 79

Figura 7.1.11 – Diagramas de bode dos sistemas de detecção. Os pontos são os dados experimentais e a linha azul é o ajuste. a) fotodetector 1 com os valores dos parâmetros de ajuste. b) fotodetector 2 com os respectivos valores de ajuste. 81

Figura 7.2.1 – Sinais de tempo de voo experimentais coletados dos dois fotodetectores do sistema de detecção. Os sinais foram gerados lançando a nuvem com $\Delta\nu = 4,8$ MHz. O gráfico de pontos azuis representa os átomos que se encontram em F = 4 e o de pontos vermelhos os que se encontram em F = 3. 82

Figura 7.2.2 – Variações da amplitude do sinal de tempo de voo do fotodetector 1 em função do tempo central do sinal de tempo de voo. Na condição de queda livre amplitude é saturada, mas quando a altura vai aumentando o sinal decresce. 84

Figura 7.3.1 – Primeira franja de Ramsey obtida neste novo estágio do chafariz. O nível de ruído foi alto, isso pode ser observado na relação sinal ruído RSR = 5. 85

Figura 7.3.2 – Franja de Ramsey experimental com oscilações devido à polarização do feixe laser de rebombeio da detecção, a franja foi tomada com passo na varredura de 1 Hz. 86

Figura 7.3.3 – Franja de Ramsey experimental com oscilações devido à polarização do feixe laser de rebombeio da detecção. A franja foi tomada com passo na varredura de 1 Hz. 87

Figura 7.3.4 – Franjas de Ramsey como tempos de cargas da MOT diferentes. . . 88

Figura 7.3.5 – Franja de Ramsey experimental obtida depois de fazer as melhoras ao Chafariz. Os pontos são experimentais e a linha apenas une os pontos. Cada ponto é resultado de um lançamento apenas. 89

Figura 7.4.1 – Modelo de nuvem em expansão isotrópica em um chafariz atômico. O círculo azul representa a nuvem no estado inicial até que esta atinge a altura máxima. O círculo vermelho representa a nuvem na decida. 91

Figura 7.4.2 – Acima: Superposição de dois perfis de Ramsey, linha-quadradros azuis são dados experimentais obtidos no chafariz, a linha vermelha são dados simulados. Embaixo: mesmo gráfico magnificando as três oscilações centrais. Nesse caso a largura da oscilação central foi de Δv = 1,69 Hz. 93

Figura 7.5.1 – Parte a) Esquema das bobinas de Compensação exteriores e seus dimensões. Parte b) bobinas de compensação colocadas ao redor do sistema de vácuo do Chafariz 95

Figura 7.5.2 – Varrido na frequência de dessintonia do campo de interração para a procura de franjas laterais 98

Figura 7.5.3 – Franjas Central junto a franjas laterais sem contraste $m_F = -1$ e $m_F = -2$ e $m_F = 0$. 99

Figura 7.5.4 – a) Franja central realizada depois de desmagnetizar a blindagem magnética. b) Franja lateral com pouco contraste. 100

Figura 7.5.5 – Franjas laterais realizadas no chafariz. a) franjas de Ramsey em $m_F = -1$ e $m_F = 0$. b) franja de Ramsey lateral$m_F = -1$ sem constraste. 101

Figura 7.5.6 – Franjas laterais realizadas no chafariz usadas para testar a blindagem dos cilindros de µ-metal. Linha vermelha sem transformador, linha preta, com transformador. 102

Figura 7.5.7 – Gráfico da variação do campo magnético em z produzido por uma bobina cerca a o sistema de blindagem magnética. Linha preta sistema sem a blindagem, linha vermelha com a blindagem magnética. 103

Figura 7.5.8 – Caracterizações da blindagem magnética usando uma bobina de 1000 voltas e corrente 300 mA. a) caracterização do sistema de blindagem magnético sem (linha preta) e com (linha vermelha) e a bobina no centro do comprimento do sistema. b) medidas com a blindagem magnética, fator de atenuação S = 1566 quando a bobina está no centro do comprimento. c) caracterização do sistema quando a bobina de perturbação se encontra em um dos extremos da blindagem, neste caso o fator de atenuação S = 244.34. 104

Figura 7.5.9 – a) Esquema do sistema de compensação do C-Field. b) gráfico da variação da magntitude do campo do C-Field em função do comprimento. A linha azul representa o campo do C-field sem compensação e a linha vermelha representa o campo C-Field com compensação feita pelas bobinas B1 e B2. 106

Figura 7.5.10 – Medida dos ruídos das fontes de corrente das bobinas de C-Field e bobinas de Compensação do C-Field. 107

Figura 7.5.11 – Interferência das fitas térmicas na obtenção de franjas de Ramsey. 108

Figura 7.6.1 – a) Esquema do sistema de aquecimento da região de interrogação. b) conexão sensores de temperatura e multímetro Agilent 34970A. 109

Figura 7.6.2 – Monitoramento de temperatura do chafariz. 110

Figura 7.6.3 – Variação de temperatura no chafariz, observação de como a variação do ambiente afeta a temperatura da região de interrogação. . 111

Figura 7.6.4 – Variação da temperatura na região de interrogação e na parte exterior sem folha de alumino. 112

Lista de Tabelas

Table 2.1 – Átomos e seus fatores de qualidades utilizados como osciladores atômicos 32

Table 7.1 – Valores dos parâmetros de ajuste nos modelos dos fotodetectores. . 80

Table 7.2 – Valores da relação sinal ruído dos TOF para uma velocidade de lançamento de 3,54 m/s. 83

Table 7.3 – Parâmetros experimentais usados no programa para encontrar a probabilidade de Ramsey 94

Table 7.4 – Valores de corrente para as bobinas de C-Field, com sus respectivos valores de campo Magnético. 107

Table 7.5 – Átomos e seus fatores de qualidades utilizados como osciladores atômicos 113

Sumário

1 Introdução **27**

2 O átomo de césio como referência atômica **31**

2.1 Propriedades Físicas do átomos de ^{133}Cs 33

3 Padrões atômicos de tempo e frequência na região de microondas (PATFM) **35**

3.1 Diferentes tipos de padrões atômicos de tempo e frequência (PATF) 37

3.1.1 *Maser* de Hidrogênio ('Microwave amplification by stimulated emission of radiation') 37

3.1.2 Relógios de células: 37

3.1.3 Feixes térmicos: 38

3.1.4 Chafariz de átomos frios 38

3.1.5 Padrões atômicos nas transições ópticas 38

3.2 Definição de Exatidão e Precisção 39

3.2.1 Aspectos metrológicos em um PATFM 40

3.2.1.1 Exatidão 40

3.2.1.2 Deslocamentos de frequência em um chafariz atômico de césio 40

3.2.1.3 Deslocamento Zeeman de Segunda Ordem 41

3.2.1.4 Deslocamento por efeito Stark (radiação de corpo negro) . 42

3.2.1.5 Deslocamento por efeito de Colisões frias 44

3.2.1.6 Deslocamento por efeito de perturbação de campo na cavidade 44

3.2.1.7 Deslocamento por efeito de “Pulo na Cavidade 44
3.2.1.8 Deslocamento por efeito de distribuição de fase na cavidade: 44
3.2.1.9 Deslocamento por efeito gravitacional: 45
3.2.1.10 Deslocamento por efeito por luz espúria: 45
3.2.1.11 3.3.2.11 Deslocamento por efeito de fuga de micro-ondas: . 45
3.2.2 Estabilidade em um PATF 45

4 Método de Ramsey 49

5 Princípios de funcionamento de um chafariz atômico 53

5.1 Átomos frios em um chafariz 54
5.2 Operação de um chafariz atômico de ^{133}Cs. 55
5.3 Ciclo de funcionamento 55

6 Chafariz de átomos resfriados de ^{133}Cs 59

6.1 Sistema de vácuo 59
6.1.1 Câmara Principal 59
6.1.2 Região de interrogação 60
6.1.3 Região de Detecção 62
6.2 Sistema Óptico do Chafariz 63
6.2.1 Laser mestre 63
6.2.2 Laser de Rebombeamento 65
6.2.3 Sistema de detecção 65
6.3 Sistema de Controle 68

7 Resultados 69

7.1 Sistema Óptico 70
7.1.1 Obturadores opto-mecânicos 71
7.1.2 Medindo o tempo de subida, descida e atraso no obturador 73
7.1.3 Armadilhas magneto óptica – Melaço Óptico 76
7.1.4 Melhoras do tempo de carga da AMO e número de átomos 78

7.1.5 Caraterizações dos fotodetectores do sistema de detecção 79
7.2 Sinal de Tempo de Voo (TOF) 81
7.3 Franja Ramsey experimental 84
7.3.1 Franja de Ramsey como diferentes tempos de carga 87
7.3.2 Franja de Ramsey lateral (otimizada) 88
7.4 Caracterização da Franja de Ramsey 90
7.4.1 Distribuição de velocidades da nuvem 90
7.4.2 Cálculo da Probabilidade de Ramsey com a distribuição de velocidades 91
7.5 Franjas laterais no chafariz 94
7.5.1 Blindagem Magnetica do Chafariz 102
7.5.2 Caracterização do C-Field 105
7.5.3 Perturbação das fitas térmicas na franja de Ramsey 108
7.6 Sistema de controle de temperatura e medida preliminar do deslocamento de frequência por radiação de corpo..... 109
7.6.1 Sistema de Controle de temperatura na região de interrogação . . . 109
7.6.2 Estimativa do deslocamento de frequência devido à radiação de corpo negro 112

8 Conclusões e perspectivas 115

Referências 118

Anexo A Calculo da probabilidade de Ramsey 125
A.1 Hamiltoneano Total 125
A.2 Hamiltoneano na representação de interação 128
A.3 Solução semi-classica da Equação de Schrodinger 129
A.4 Solução das Equaçoes de Rabi 130
A.4.1 Transformada Inversa de Laplace 133
A.4.2 O porquê de usar duas regiões de interrogação e não três 136

Anexo B Calculo da Probabilidade de Ramsey com diferentes grupos de interação..........139

Anexo C Cálculo do número de átomos 141

Capítulo 1

Introdução

O rápido avanço da ciência e da tecnologia nos últimos anos tem trazido novos desafios na metrologia de tempo e frequência, onde os relógios atômicos têm um papel fundamental. Sua grande importância consiste em proporcionar uma referência em tempo e frequência que está no limite da exatidão e estabilidade, superando distantemente qualquer outro sistema de referência existente na atualidade. Consequentemente, a unidade associada a estes sistemas (o segundo) é a melhor realização de medida do Sistema internacional de unidades (SI) com uma incerteza relativa em uma partes em 10^{16}. (1)

Isto é causado pela natureza de sua definição em dito sistema: "O Segundo é a duração de 9192631770 períodos da transição correspondente entre níveis hiperfinos do estado fundamental do átomo ^{133}Cs com temperatura de zero Kelvin" a qual é estabelecida usando processos intrínsecos dos átomos o que torna o padrão com maior confiabilidade e repetibilidade em comparação a outra referência baseada em artefatos. Nesse sentido, os entes internacionais de metrologia como o Bureau internacional de pesos e medidas (BIPM) estão propondo redefinição das outras unidades do SI da mesma forma do que o segundo, estabelecendo nesse caso padrões metrológicos baseados nos valores das constantes fundamentais e a capacidade de reproduzi-las. (2) Desse modo a unidade do segundo tem um forte impacto na metrologia fundamental já que a maioria das unidades levam o segundo explícito nas redefinições propostas. (3)

Dessa maneira, qualquer dos países que queira dominar a metrologia moderna, tem que ser um desenvolvedor dela. Por outro lado, aplicações de relógios atômicos tipo chafariz estão sendo encontradas na física fundamental. Modernas teorias como a unificação da gravidade com os campos eletromagnéticos fortes e fracos ou da microgravidade quântica, sugerem variações das constantes fundamentais como a carga e a massa dos elétrons. Neste tipo de medição o objetivo é fazer medidas das constantes fundamentais em tempos diferentes, conservando as mesmas características em cada medida, para observar, assim, as variações previstas em tais teorias. Consequentemente, os únicos sistemas de medida que fornecem uma alta confiabilidade são os padrões de tempo e frequência ou relógios atômicos. (4) Além disso chafarizes atômicos com regiões de interrogação de 10 m estão

sendo usados para testar teorias como o princípio de equivalência dentro do laboratório como pode ser observado em. (5)

Na metrologia industrial existem aplicações para os relógios atômicos tipo chafariz nas telecomunicações, como é o caso do sistema de satélites de navegação (GPS), exemplo típico que mostra a importância dos relógios atômicos. O GPS é utilizado para obter uma localização exata de algum ponto sobre a superfície da Terra. O sistema GPS está composto por vinte e quatro satélites não geoestacionários que integram tal sistema e utilizam um relógio atômico como referência interna de tempo e frequência. Estes relógios estão sincronizados com quatro chafarizes atômicos na terra como apresenta. (6)-(7) Cabe sublinhar que este não é o único sistema de navegação por satélite que existe no mundo. Também existem o GALILEU da União Europeia, o GLONASS da Rússia, como também o BeiDou da China , além do NAVIC da Índia e o QZSS do Japon. (8)

Existem outras aplicações para estes relógios nas quais seu impacto social também é alto. Uma dessas está na transferência de dados na telefonia celular, como também na internet, onde a estabilidade para suportar ditos sistemas está na ordem 10^{-11}em 1 s e seu sincronismo em 1 µs/dia. Nesse mesmo sentido, a transferência de energia elétrica entre as plantas geradoras e o usuário estão usando estes relógios em seu sincronismo o que resultada em uma melhora da eficiência nessa transferência que produz maiores ganhos nesse setor. Outra importante aplicação encontra-se no mercado financeiro, onde a velocidade das transações financeiras têm uma grande influência nas fortunas dos investidores de grande o menor quantia, dado que registrar cada transação necessita de um carimbo preciso do tempo na qual esta foi feita. O nível de sincronismo necessário está entre 1 ms/dia -1 μs/dia. (9)

Voltando à metrologia fundamental, o relógio atômico tipo Chafariz ocupa um lugar especial entre os padrões de tempo e frequência, sendo considerados como os padrões primários de tempo e frequência com maior exatidão e estabilidade do mundo e são os encarregados atualmente de manter com maior peso o Tempo Atômico Internacional (TAI) . (10) Nos últimos 10 anos, vinte relógios tipo chafariz ao redor do mundo conseguiram fazer parte dessa missão, distribuídos em 10 países que são: a Alemanha (9, 11), a França(12), os Estados Unidos (13), o Reino unido(14), a China (15), o Japão(16, 17), a Itália (18), a Rússia (19), a Índia (20) e a Coréia do Sul. (21) Existem outro grupo de chafarizes atômicos em estado de desenvolvimento em outros países como Canada (22), México(23), Tunísia.(24)

O Brasil representado pelo Grupo de Óptica pertencente ao Centro de Pesquisa em Óptica e Fotônica CEPOF vem há vários anos desenvolvendo esta tecnologia, a qual começou com a construção do primeiro relógio atômico do Brasil (25–28), que se encontra atualmente nas instalações do Instituto Nacional de Metrologia (INMETRO). Este está sendo posto novamente em funcionamento para ser usado como padrão de tempo e

frequência, seguido da construção de um relógio atômico tipo Chafariz, objeto de estudo neste trabalho, (29–32) e por último um relógio atômico compacto de alto desempenho. (33)

Neste contexto, este trabalho segue o objetivo geral de nosso grupo, o qual é de colocar o relógio de Césio tipo chafariz Brasileiro para contribuir com o Tempo Atômico Internacional (TAI) como fornecedor de referência primária de tempo e frequência. Nessa ideia, os esforços desse trabalho estiveram focados na otimização do sistema experimental, como também na procura de uma melhor franja de Ramsey central e na obtenção de contraste nas franjas laterais. Para isso foi necessário realizar várias mudanças do sistema, envolvendo o sistema óptico, melhoria do sistema de compensação de campos magnéticos espúrios e do controle de temperatura da região da torre de interrogação. O trabalho foi dividido em várias partes que são as seguintes: Segundo Capítulo: é apresentado o Césio como referência atômica e o porquê de sua escolha como padrão primário.

No Terceiro Capítulo descreve-se um padrão de tempo e frequência e seus diferentes tipos existentes. No Quarto Capítulo é apresentado o método de Ramsey e a probabilidade de transição neste metodo para um só átomo com temperatura em zero kelvin. No Quinto Capítulo é apresentado o os principios de funcionamento de um Chafariz atômico como seu ciclo de funcionamento. O Sexto Capítulo está concentrado nas partes principais de um chafariz atômico, como são o sistema de vacúo, o sistema óptico e o sistema de controle.

No Capítulo Sete são apresentados os resultados obtidos nesta tese como as melhorias respectivas que foram feitas no sistema experimental neste estágio, são também apresentadas diversas caracterizações na parte de átomos frios, que levaram à obtenção de uma armadilha magneto óptica com maior número de átomos, menor tempo de carga da armadilha e uma temperatura da nuvem atômica na ordem de micro kelvin. Consequentemente um sinal de tempo de voo com maior amplitude é obtido, como também uma franja de Ramsey com maior relação sinal ruído. Além disso é apresenta a nova franja de Ramsey obtida no sistema depois de realizar as melhorias, como também as franjas laterais com pouco contraste. Além disso é apresentado um cálculo da franja de Ramsey levando em conta da distribuição de velocidades da nuvem atômica, o que permitiu a caracterização da franja de Ramsey e obtenção de parâmetros importantes como a largura do pico central da franja, o tempo de interação da nuvem e a temperatura dos átomos. Por último, são apresentadas as melhorias feitas no sistema de controle da temperatura da região de interrogação e o monitoramento da temperatura da sala do laboratório. Além disso um cálculo do deslocamento de frequência por radiação de corpo negro é feito

No Capítulo Oito e último deste trabalho são apresentadas as conclusões respectivas aos resultados obtidos.

Capítulo 2

O átomo de césio como referência atômica

Desde a época de Faraday e Maxwell a ideia de usar as propriedades da matéria como referência já era considerada. Mesmo assim, naquele tempo, os astrônomos notaram que o movimento de rotação da terra serviria como um oscilador natural e, diante dessa observação, definiu-se o segundo como a fração 1/86400 da duração do dia solar. Observações posteriores mostraram que o dia solar se alterava dependendo da época do ano e, por conseguinte, tiveram que redefinir o segundo como a fração do dia solar médio. Mais tarde, no ano 1957, o segundo foi novamente redefinido. Desta vez como uma fração de tempo do movimento da terra em torno do sol (1/31556925.9747 do ano tropical de 1900). Mas esta definição não foi prática devido à pouca precisão 0.1 s na média anual das observações da lua. Nesse sentido ela apenas foi utilizada no campo da astronomia até o ano 1977.(34)

Por outro lado, entre os anos 1930 e 1940, os princípios físicos sobre relógios com átomos foram desenvolvidos por I. I. Rabi e seus colaboradores. (35) Ainda assim, somente no ano de 1945, pensou-se formalmente em fazer um padrão de frequência utilizando átomos. Em 1948, finalizou-se a construção do primeiro padrão de tempo e de frequência, utilizando-se uma célula de absorção preenchida com moléculas de amônia, a qual tinha uma precisão de dois milissegundos (ms) por dia. Este não superava a precisão dos melhores osciladores de quartzo daquele tempo, mas proporcionava uma visão do que seria o futuro. (36)

Com o desenvolvimento dos métodos de ressonância magnética de Rabi e Ramsey (37) em feixes atômicos, no ano de 1967 foi adotada uma nova definição do segundo no marco da 13ª Conferência Geral de Pesos e medidas, como: "O segundo é a duração de 9192631770 períodos da radiação correspondente à transição entre dois níveis da estrutura hiperfina do estado fundamental do átomo ^{133}Cs a zero kelvin". (38) Esta nova definição quebrou paradigmas no mundo da metrologia e levantou novas questões. Atualmente, o segundo é a grandeza medida com maior exatidão e precisão do Sistema Internacional de Unidades.

Tabela 2.1 – Átomos e seus fatores de qualidades utilizados como osciladores atômicos

Átomo	Transição	Frequência (Hz)	Q
^{133}Cs	$^{2}S_{1/2}$(F=3)$\rightarrow$ $^{2}S_{1/2}$(F=4)	9.2×10^{9}	9×10^{9}
^{87}Rb	$^{2}S_{1/2}$(F=2)$\rightarrow$ $^{2}S_{1/2}$(F=1)	6.2×10^{9}	$5.7\ \times10^{8}$
^{87}Sr	$^{1}S_{0}\rightarrow^{3}P_{0}$	4.3×10^{14}	$2.2\ \times10^{14}$
^{40}Ca	$^{1}S_{0}\rightarrow^{3}P_{0}$	4.54×10^{14}	$2.0\ \times10^{12}$
$^{199}Hg^{+}$	$^{2}S_{1/2}\rightarrow^{2}D_{5/2}$	1.1×10^{15}	$1.6\ \times10^{14}$

Fonte: BOYD. (39)

Na época da definição do ^{133}Cs como padrão primário de tempo e frequência os pesquisadores sabiam que qualquer átomo era capaz, em princípio, de ser utilizado como padrão de frequência, desde que a frequência de transição desejada pudesse ser acessada. Uma das características para a escolha de possíveis candidatos é que na prática um átomo absorve e emite radiação eletromagnética em uma faixa estreita de frequência, chamada largura de linha Δf. A razão entre a frequência da transição e a largura de linha é conhecida como fator de qualidade: Q= $f/\Delta f$. Átomos com maior fator de qualidade têm maior exatidão e estabilidade. Dessa forma é sempre desejado obter um ressonador atômico com a maior frequência de transição possível e com largura de linha bem estreita. A Tabela 2.1 apresenta alguns elementos com as suas frequências de transição e seus respectivos fatores de qualidade. Com base na Tabela 2.1, os átomos que têm maior fator de qualidade são os que trabalham no regime de frequências ópticas como é o caso dos átomos de Estrôncio (^{87}Sr), Cálcio (^{40}Ca) e ou Íon de Mercúrio ($^{199}Hg^{+}$), os quais têm o valor de Q $\geq 10^{12}$. Embora, estes átomos idealmente fossem fortes candidatos para a definição do segundo, na metade do século XX, os desenvolvimentos tecnológicos não permitiam sintetizar osciladores no regime óptico tornando-se inviável a realização de padrões de tempo e frequência neste regime. Por outro lado, os avanços no regime das micro-ondas estavam em alta, e os osciladores para tais frequências estavam disponíveis. Consequentemente, a eleição do ressonador atômico estava no regime das micro-ondas. A escolha do átomo de Césio esteve relacionada ao fato de que este foi um dos átomos mais estudados na época e pelo valor em frequência da transição relógio 9.192 GHz que era o maior valor dentre alcalinos. Entre outras vantagens do Césio podemos encontrar:

- Abundância natural do Césio (^{133}Cs) é 100%. Este fato nos indica que grandes quantidades de átomos podem ser interrogadas;

- Sua manipulação é relativamente fácil;

- A transição do relógio está relacionada a níveis com grandes tempos de vida, o que ajuda no processo de interrogação.

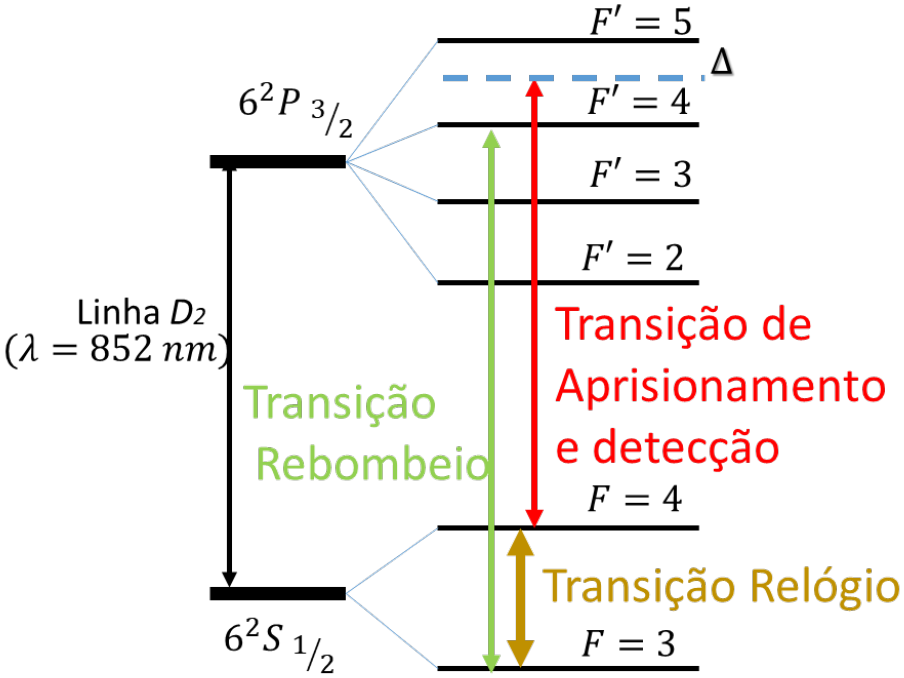


Figura 2.1.1 – Esquema dos principais níveis de energia envolvidos no funcionamento de um chafariz atômico. A transição do relógio no nível fundamental e as transições de resfriamento e aprisionamento, rebombeio e detecção.
Fonte: Elaborada pelo autor.

2.1 Propriedades Físicas do átomos de ^{133}Cs

O átomo de ^{133}Cs é o elemento utilizado como oscilador atômico em grande parte dos relógios atômicos que existem. Este possui um elétron em sua última camada, o que o coloca na coluna dos metais alcalinos ou também nomeados átomos hidrogenóides. Além disso,este atomo tem Z = 55 e é o único isótopo estável na natureza, ou seja, sua abundância é 100%. Os níveis de energia relevantes dele, tanto para a transição relógio como para o resfriamento se encontram na linha D_2, a qual está composta pelo estado fundamental $6^2S_{1/2}$ e o primeiro estado excitado $6^2P_{3/2}$. Esta linha tem um comprimento de onda λ = 852 nm e é encontrada na região do infravermelho do espectro eletromagnético visível. Na figura 2.1.1 pode-se observar o esquema geral de níveis de energia para este átomo e seus transições principais usadas para a preparação óptica como vai ser visto no capítulo 6 seção 6.2, nessa mesma figura a transição de relógio em cor marrom, a transições de aprisionamento e detecção de cor vermelha e a transição de rebombeio, cor verde.

O valor do número quântico para o spin nuclear do ^{133}Cs é $I = 7/2$ e o momento de spin para o elétron é $J = 1/2$. A interação entre o elétron e o núcleo pesado resulta em

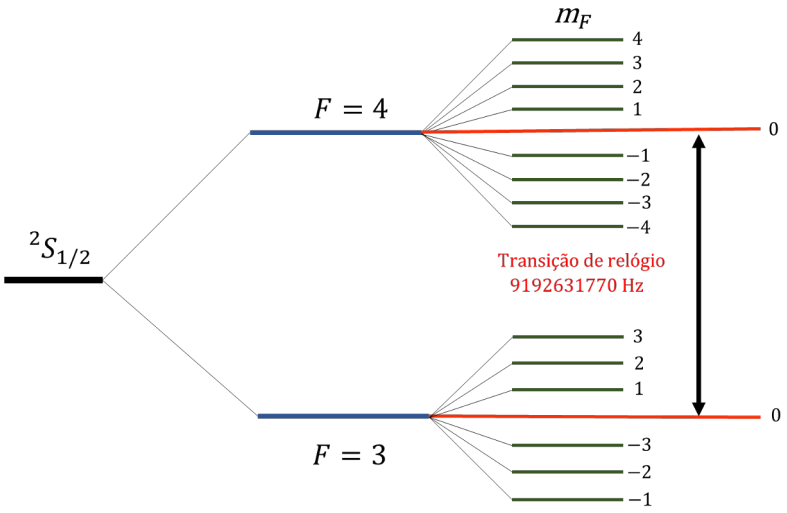


Figura 2.1.2 – Esquema de sub-níveis Zeeman do estado fundamental do^{133}Cs.
Fonte: elaborada pelo Autor

uma divisão do estado fundamental em duas partes, chamada estrutura hiperfina, a qual possui os valores do momento angular total $F = J + I, F = 3, F = 4$. A degenerência destes estados é quebrada na presença de um campo magnético externo, então os subníveis Zeeman ficam assim: $m_F = -F, -F+1, \ldots, F$, sete transições σ e nove π como rezulantes do sub-níveis Zeeman apresentados na figura 2.1.2. Justamente, a seperação da transição 6^2 $S_{1/2}(F = 3, m_F = 0 \rightarrow F = 4, m_F = 0)$ é a definição atual do segundo, ou seja 9192631770 Hz.

Por outro lado, o primeiro estado excitado $6^2P_{3/2}$ está composto por quatro subdivisões $F' = 5, 4, 3, 2$ as quais geram 8 transições σ e sete π. Os níveis $F' = 5, 4$ serão utilizados no esquema de resfriamento como se detalharão nas próximas seções.

Capítulo 3

Padrões atômicos de tempo e frequência na região de micro-ondas (PATFM)

Um padrão Atômico de tempo e frequência (PATFM) é um dispositivo físico capaz de gerar um sinal periódico que tem uma incerteza relativa menor do que 1 parte em 10^{12} e uma instabilidade menor do que 10^{-12} Hz em 100 s, como apresentou BUCH em. (40) Em geral, um PATFM é constituído principalmente por um oscilador macroscópico e uma ressonância atômica usada como referência. Além disso, é adicionado ao sistema uma saída de referência em frequência a qual é fornecida pelo oscilador ao exterior. Este conjunto de dispositivos é chamado de referência atômica de frequência. Se um contador de eventos é adicionado na saída de frequência gerada pelo oscilador macroscópico obtém-se uma saída no domínio do tempo. Todo este conjunto em geral é nomeado como relógio atômico. (41) A figura 3.0.1 apresenta um esquema geral dos PATFM, onde é mostrado o oscilador macroscópico dividido entre um oscilador base e a cadeia de síntese de micro-ondas.

A primeira parte de um PATFM é o oscilador macroscópico, ele é encarregado de gerar o sinal periódico para a interrogação dos átomos. Além disso, o sistema do oscilador gera saídas de frequência que podem ser usadas como referência por dispositivos externos. Geralmente, para relógios que trabalham na faixa de micro-ondas, este sistema consiste de osciladores de quartzo e dielétricos que sintetizam o sinal de frequência de saída como apresentou. (42) Neste caso, o oscilador base é um cristal de quartzo que funciona como um ressonador mecânico, gerando uma oscilação de tensão devido ao efeito Piezelétrico inverso, que faz com que o cristal se expanda ou se contraia, em resposta a uma tensão aplicada nele, com uma frequência característica. A frequência característica do cristal é determinada pelo tipo de cristal usado e por sua geometria. Contudo, a frequência de saída do oscilador não está definida de forma absoluta, ela depende das mudanças dos parâmetros do ambiente, tais como: temperatura, umidade, pressão, etc., as quais afetam a regularidade do sinal de saída do oscilador. Consequentemente é necessário assegurar a frequência deste usando uma referência que permita garantir uma grande exatidão e

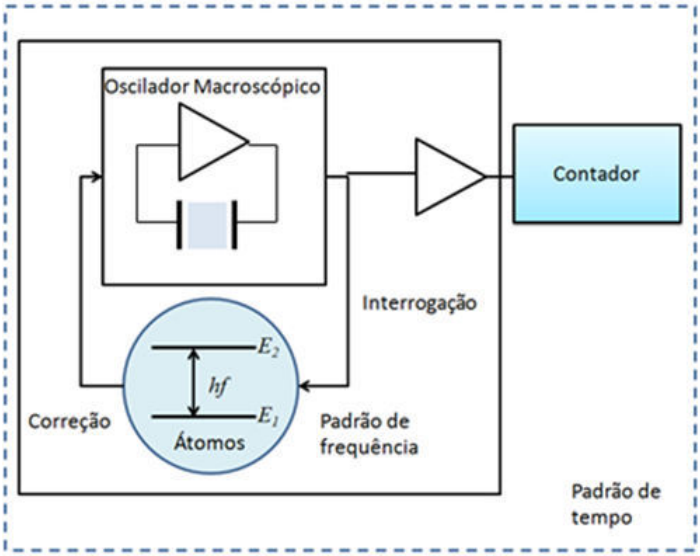


Figura 3.0.1 – Esquema do funcionamento de um PATFM, com suas partes principais, que são: o oscilador macroscópico, composto por oscilador de quartzo e uma cadeia de síntese de micro-ondas, ademais a referência atômica. As saídas de tempo e frequências são tomadas do sinal do oscilador.
Fonte: Elaborada pelo autor.

estabilidade em sua saída.

As referências para PATFM são chamadas de osciladores atômicos, que utilizam as propriedades intrínsecas dos átomos ou moléculas como os níveis quantizados de energia segundo a lei estabelecida por Bohr, onde um campo eletromagnético pode fazer com que um átomo salte de um nível a outro. Desse modo, um átomo que está no nível fundamental absorve um fóton do campo e salta ao nível com maior energia, seguindo as regras de seleção. Depois de um determinado tempo o átomo volta ao nível fundamental emitindo um fóton. O tempo que o átomo precisa para voltar a seu estado fundamental é chamado de tempo de vida da transição. A frequência entre dois níveis de energia do átomo é chamada frequência de transição, definida como:

$$\upsilon = \frac{E_2 - E_1}{h}$$

Onde h representa a constante de Planck. Como todos os átomos de um mesmo elemento são idênticos, eles reproduzem a mesma frequência quando terminam o processo de absorção e emissão. Como resultado, os osciladores atômicos proporcionam uma grande exatidão e precisão superando os padrões anteriores construídos com osciladores de cristais. Em teoria, os átomos podem ser utilizados como padrões de frequência, pois eles se comportam como um pêndulo perfeito. Entretanto, a exatidão e a precisão em um oscilador atômico podem ser limitadas por diversos efeitos que introduzem deslocamentos, os quais serão detalhados nesta seção. O princípio geral de funcionamento do PATFM é

representado na figura 3.0.1, onde o oscilador de base gera um sinal de referência, usualmente de 10 MHz. Uma saída deste é usada na síntese de micro-ondas e outra saída é usada como referência para outros dispositivos como foi estudado. (40) Os átomos ao serem interrogados geram um sinal de fluorescência, usado para obter um sinal de erro que serve para travar o oscilador macroscópico em cada ciclo de funcionamento do PATFM

3.1 Diferentes tipos de padrões atômicos de tempo e frequência (PATF)

Existem várias formas de classificar os PATF, entre elas está a classificação pela definição do segundo. Quem leva esta definição é considerado referência primária e os outros tipos de PATF referências secundárias. Também tem outros tipos de classificação segundo o princípio de funcionamento, ou pelas faixas de frequências onde está a transição relógio, como por exemplo, os relógios de micro-ondas e relógios de transições ópticas. Nas seções posteriores serão apresentados brevemente alguns tipos de padrões de frequência que existem na atualidade.

3.1.1 *Maser* de Hidrogênio ('Microwave amplification by stimulated emission of radiation')

O Maser de Hidrogênio é um tipo de padrão de frequência usado atualmente como referência inicial para medir instabilidades em outros relógios atômicos. Isso é devido a sua própria instabilidade (medida em desvio de Allan, como é presentado na secção 3.3.2) que é menor do que $10^{-12}(\tau/s)^{-1/2}$. Pode-se encontrar vários tipos de Masers e, dependendo do princípio físico de funcionamento podem ser classificados em passivos e ativos, no primeiro a informação do sistema é extraída por meio da interrogação da transição de ressonância do átomo em estudo. No caso de padrões atômicos ativos é usada a amplificação da radiação eletromagnética por emissão estimulada nos átomos, dada por Einstein no início do século XX. Para este último, só existe uma classe de $MASER$ de Hidrogênio que funciona com tal princípio. (43)

3.1.2 Relógios de células:

Os relógios atômicos de células são feitos usando como elemento de referência átomos de Césio ou Rubídio. Para relógios de laboratório a estabilidade está $10^{-13}\tau^{-1/2}$. Além disso, estes atingem um nível baixo de ruído depois de dias de medidas, como apresentou. (44)

Atualmente estes relógios são bem compactos, requerem baixa potência e são transportáveis, condições que fazem um dispositivo comercial amplamente usado, apesar que sua estabilidade decresce até $10^{-11}\tau^{-1/2}$ como é demonstrado. (45) Estas instabilidades de frequência são devido as flutuações do sinal derivado do processo de interrogação.

3.1.3 Feixes térmicos:

Outro tipo de relógio atômico é o de feixe térmico de Césio. Neles um forno com átomos é aquecido e estes saem em forma de feixe térmico, diferentemente ao confinamento nas células de vapor de Rubídio. Na preparação dos átomos são utilizados dois magnetos permanentes ao redor da passagem dos átomos, resultando em um gradiente de campo magnético que faz uma seleção de certa classe de momentos magnéticos os quais vão fazer a interrogação. O método de interrogação é o método de campos separados de Ramsey, descrito no capítulo 4. Esses relógios levaram, no ano de 1967, à definição do segundo do sistema internacional como referência primária de frequência, seguido da aparição dos relógios tipo chafariz com átomos frios de Césio em 1999. (46)

3.1.4 Chafariz de átomos frios

O chafariz de átomos frios é uma referência primária e, diferentemente dos PATFM anteriores, usa os princípios de resfriamento de átomos para aumentar o tempo de interação dos átomos com os campos oscilantes. Isso conduz ao estreitamento da largura central da franja de interferência da espectroscopia de campos separados de Ramsey. Este tipo de referência tem uma exatidão menor do que uma parte de 10^{15} e instabilidades menores do que 10^{-14} $\tau^{1/2}$. (10)

3.1.5 Padrões atômicos nas transições ópticas

A procura de maior exatidão e precisão em referencias de tempo e frequência não é notícia nova. Desde que Rabi sugeriu o uso de transições atômicas como referências foi pensado nas transições ópticas. A razão é o grande fator de qualidade das transições, com várias ordens de magnitude acima de seu equivalente em micro-ondas. (47) Por exemplo, a transição relógio do Césio tem o fator de qualidade na ordem de 10^{10} e o átomo de Estrôncio de 10^{14} , mas na época existiam dificuldades técnicas que adiaram a ideia de desenvolver tais referências. Atualmente com o desenvolvimento de técnicas de estabilização de lasers e pentes de frequência, o obstáculo de sintetizar osciladores nessas faixas foi solucionado dando espaço aos padrões ópticos como foi demostrado. (48)Contudo, os relógios atômicos ópticos têm uma jornada agitada em médio prazo, já que ainda restam limitações técnicas que são amplamente discutidas na literatura. (49, 50)

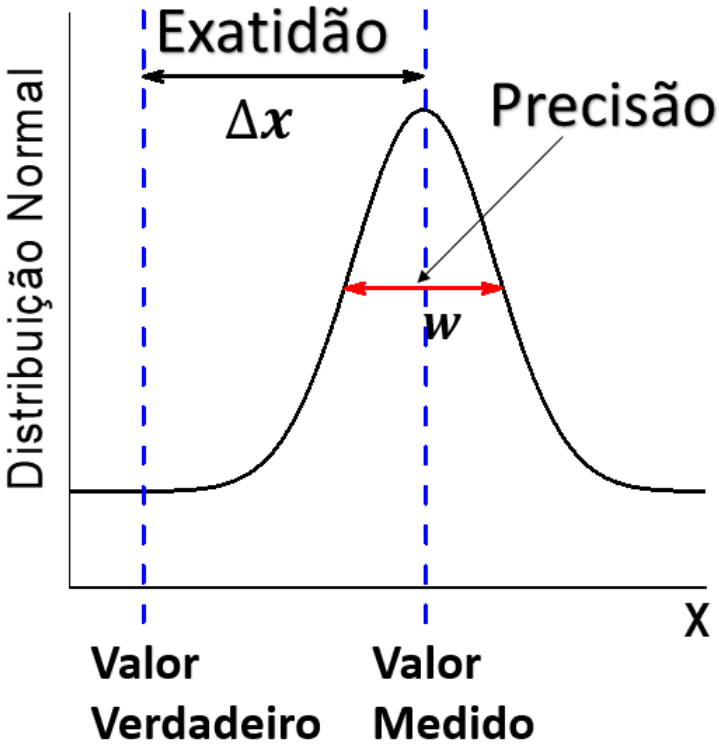


Figura 3.2.1 – Esquema de definição de exatidão e precisão.
Fonte: Elaborada pelo autor.

3.2 Definição de Exatidão e Precisção

Antes de abordar os aspectos metrológicos do PATFM é necessario revisar as definições de exatidão e precisão. A primeira é na prática definida como o grau de concordância entre o valor medido e um valor verdadeiro do mensurando. A segunda está relacionada com grau de dispersão das medidas ao redor do valor médio (51). Na figura 3.2.1 pode-se observar um exemplo ilustrativo destas duas definições, onde a exatidão está relacionada como a variável Δx, isso quer dizer que se esta é maior temos uma medição com pouca exatidão, quando o valor desta tende a zero ou é practicamente nula podemos dizer que a medida tem uma grande exatidão.

No caso da precisão, pode-se relacionar com a largura da distribuição da figura 3.2.1, quando w é larga a dispersão nos dados medidos é maior, então obtem-se pouca precisão. Quando o efeito é oposto, o seja $w \to 0$ a distribução fica estreita é pode-se dizer que se obtem alta exatidão. Claramente os dois conceitos são diferentes, mas podem ser aplicados juntamente. Nesse sentido, uma medida pode ter grande grau de exatidão, mas pode ter baixa precisão, ou o sentido oposto: baixa exatidão e alta precisão. Por último está o caso que as dua sejam altas, consequentemente obtem-se uma boa medição.

3.2.1 Aspectos metrológicos em um PATFM

Como é bem discutido na literatura, todas as medidas realizadas a qualquer quantidade física não são isentas de erros. Por conseguinte, o valor obtido em uma medição resulta na melhor estimativa deste por meio dos dados experimentais. Contudo, apesar de ser realizado nas melhores condições, sempre vai ter uma incerteza introduzida pelos próprios processos de medida como: o instrumento, o observador, o próprio processo de medição e o método estatístico, o que leva a uma diferença entre o valor estimado e o valor de referência.(52)

3.2.1.1 Exatidão

A exatidão é um conceito relacionado com o grau de correspondência do sinal em comparação a uma referência medida ou calculada como já foi dito. Para padrões de tempo e de frequência a exatidão é caracterizada pelos deslocamentos de frequência. O deslocamento total ϵ possui diversos componentes $\epsilon_i$causados por fenômenos físicos como por exemplo: radiação de corpo negro, efeito Zeeman em segunda ordem entre outros. O deslocamento total de frequência é expresso como:

$$\epsilon = \sum_{i=1}^{N} (\epsilon_i \pm \sigma_i) \tag{3.2.1}$$

Desta forma a incerteza é a soma de todas as incertezas do padrão:

$$\sigma = \sqrt{\sum_{i=1}^{N} \sigma_i} \tag{3.2.2}$$

Portanto, se todos os deslocamentos são avaliados com suas respectivas incertezas pode-se dizer que o padrão está completamente caracterizado.

3.2.1.2 Deslocamentos de frequência em um chafariz atômico de césio

Como já foi dito na seção anterior uma referência de tempo e de frequência é totalmente caracterizada quando todos os deslocamento de frequência e suas respectivas incertezas ficam avaliadas. Nesta secção, apresenta-se alguns dos mais importantes deslocamentos que intervêm no funcionamento de um relógio tipo chafariz.

3.2.1.3 Deslocamento Zeeman de Segunda Ordem

A interação magnética entre o núcleo e o eléctron de valência em um átomo alcalino produz o que é chamado de estrutura hiperfina, $F = I + J$, onde F é o momento angular total do átomo, I é momento angular do núcleo e J é o momento angular do elétron. Na presença de um campo magnético estático, externo e fraco, os níveis de energia da estrutura hiperfina são divididos em subníveis m_F, este fenômeno é conhecido como efeito Zeeman débil, o seja, quando o valor do campo magnético seja $B < A/\mu B$. Quando a magnitude deste é elevada, a dependência dos m_F, torna-se linear novamente, isso quer dizer $B > A/\mu B$. A equação que define a separação dos níveis de energia no átomos é chamada de formula Breit-Rabi :(41)

$$E(F, m_F) = -\frac{E_{HFS}}{2(2I+1)} - \frac{g_I \mu_B B_0 m_F}{I} \pm \frac{E_{HFS}}{2}\left(1 + \frac{4m_F}{2I+1} + x + x^2\right)^{1/2} \tag{3.2.3}$$

Onde:

$$x = (g_J + g_I)\mu_B B_0 / E \tag{3.2.4}$$

$$E_{HFS} = \frac{1}{2}A(2I+1) \tag{3.2.5}$$

A é a constante de estrutura hiperfina e depende de cada átomo, (41) e g é o fator de Landé. Para o átomo de Césio a transição de relógio é definida entre os níveis $F = 3$ e $F = 4$ e seus correspondentes subníveis $m_F = 0$. Consequentemente, esta transições não tem dependência do campo externo na primeira ordem como pode-se observar na Eq. 3.2.3.

Em um Chafariz atômico de Césio, a degenerescência dos subníveis Zeeman é levantada por um campo magnético estático chamado de C-Field. Este é gerado por um solenóide coaxial à região de interrogação e seu valor está ao redor de 100 nT como apresentou. (10) Uma vez que os átomos passam pela região livre de campo de interrogação, deveriam sentir só a presença do C-Field. Na prática, nessa região há um remanescente de campo espúrio que introduz pequenas variações na franja de Ramsey. (53)

Com o propósito de avaliar tais variações que são representadas nas Franja de Ramsey como um deslocamento de frequência é usada a Eq. 3.2.3 da seguinte forma:

$$\Delta v = \frac{(g_J - g_I)}{2v_0}\mu_B \langle B_0^2 \rangle \tag{3.2.6}$$

Onde, v_0. é a transição de relógio. Na prática, o valor de $\langle B_0^2 \rangle$ não pode ser medido, mas o valor de $\langle B_0 \rangle$ sim pode ser medido fazendo um monitoramento à transição de

relógio por meio das transições laterais dos subníveis Zeeman. A relação entre estas duas quantidades que mede as heterogeneidades do campo C-Field estão definida por a seguinte equação:

$$\langle B_0^2 \rangle = \langle B_0 \rangle^2 + \sigma^2 \tag{3.2.7}$$

Onde, σ^2 é o desvio padrão de B_0 em todo o percurso atômico na região livre de campo de interrogação. O deslocamento de frequência Zeeman de segunda ordem pode ser expresso usando a Eq. 3.2.3 da seguinte forma:

$$\frac{\Delta v}{v_0} = \frac{(g_J - g_I)}{2v_0^2}\mu_B(\langle B_0 \rangle^2 + \sigma^2) \tag{3.2.8}$$

Onde g é fator de Landé associado para com o apropriado momento angular eletrônico angular e nuclear respectivamente. A medição do deslocamento de frequência é feita usando geralmente uma referência externa por um período de dias. Na prática, a medição do deslocamento de Zeeman de segunda ordem tem várias dificuldades, como por exemplo a campo espúrio do local onde está localizado o chafariz. Este campo é uma combinação do campo da Terra junto a campos gerados por fontes externas, como também fontes do própio experimento. Por este motivo, geralmente é colocada uma blindagem magnética ao redor da região de interrogação, a qual está constituído de um material com alta permeabilidade magnética. (54) Adicionalmente são colocadas bobinas de compensação para ajudar atenuar o campo externo.

3.2.1.4 Deslocamento por efeito Stark (radiação de corpo negro)

Como foi dito nas seções anteriores, a definição do segundo no sistema internacional é a duração de 9192631700 períodos da transição entre os níveis da estrutura hiperfina do estado base($F = 3, m_F = 0 \rightarrow F = 4, m_F = 0$) do átomo de Césio para temperatura de zero kelvin, (SI, 1967). Esta definição indica que uma correção da frequência relativa tem que ser feita quando a temperatura do ambiente é diferente de zero, $T \neq 0$ K. A maioria de padrões de tempo e frequência trabalham a temperaturas ao redor dos 300 K. (55) Portanto, o deslocamento de frequência causado pela radiação de corpo negro é uns dos efeitos dominantes e controversos na hora de caracterizar um PATFM. (56)

Deslocamento por efeito Stark A interação entre a segunda ordem do momento elétrico de um átomo e um campo elétrico externo produz um deslocamento dos níveis de energia, onde este é proporcional à magnitude do campo. Este fenômeno é chamado de efeito Stark em homenagem ao físico Johannes Stark. (57) A interpretação é que o campo elétrico distorce a nuvem eletrônica e o tamanho desta distorção é medida pelo valor médio da polarizabilidade α_e a qual está relacionada ao deslocamento dos níveis de

energia pela seguinte equação: (58)

$$\delta v = \frac{1}{2}E^2\frac{16}{17}\frac{\alpha_{10}}{h} - \frac{1}{4}(3E_z^2 - E^2)\left(-\frac{2}{7}\frac{\alpha}{h}\right) \tag{3.2.9}$$

Onde h é a constante de Planck e α_{10} e α_{12} são as componentes da polarizabilidade. A Eq. 3.2.9 é válida para qualquer orientação do campo elétrico E. No caso particular do chafariz atômico o campo elétrico produzido pela cavidade de interrogação é perpendicular ao C-Field, então o deslocamento de frequência pode ser escrito como:

$$\delta v = \frac{1}{2}E^2\left(\frac{16}{17}\frac{\alpha_{10}}{h} + \frac{1}{7}\frac{\alpha_{12}}{h}\right) \tag{3.2.10}$$

Onde:

$$\delta v = k_0 E^2 \tag{3.2.11}$$

e

$$k_0 = \frac{1}{2}\left(\frac{16}{17}\frac{\alpha_{10}}{h} + \frac{1}{7}\frac{\alpha_{12}}{h}\right) \tag{3.2.12}$$

A Eq. 3.2.12 define a contante Stark.

Deslocamento por efeito de corpo negro Quando um corpo emite radiação eletromagnética, com uma temperatura e frequência constante, e absorve da mesma forma (em outras palavras, quando a taxa de absorção emissão do corpo são iguais), podemos dizer que o corpo se comporta como um corpo negro. A lei de Planck descreve muito bem a distribuição energética deste dito corpo.(41) Usando essa lei, pode-se estabelecer a magnitude média do campo emitido com temperatura T como segue: (59)

$$\langle E^2\rangle = 831.9(V/M)^2(T/300K)^2 \tag{3.2.13}$$

O valor do deslocamento causado pelo campo magnético que faz parte da radiação de corpo negro é mil vezes menor em temperatura ambiente, por isso é desconsiderado na Eq.3.2.13. (59) Em um chafariz de átomos frios os átomos, durante sua passagem pela região de interrogação, experimentam a radiação de corpo negro devido à diferença de temperatura entre a nuvem fria e as paredes da torre. A Equação que descreve o deslocamento de frequência em um chafariz atômico é dada por:

$$\delta v/v_0 = -\beta(\frac{T}{T_0})^4\left(1 + \varepsilon(\frac{T}{T_0})^2\right) \tag{3.2.14}$$

Onde: T é a temperatura do campo de radiação vista pelos átomos, T_0 = 300 K nominalmente, β é uma constante teórica a qual está definida como:

$$\beta = \frac{k_0 E_{300}^2}{v_0} \tag{3.2.15}$$

Na Eq. 3.2.15 o valor de E_{300} pode ser calculado de acordo a lei de Stefan-Boltzmann, para 300 K este valor é E_{300} = 831.9 V/m. O valor de ε é calculado em. (60)

3.2.1.5 Deslocamento por efeito de Colisões frias

Os átomos experimentam colisões frias na região de interrogação. Estas colisões ocorrem devido ao fato de que o comprimento de onda de Broglie para átomos com temperaturas aproximadas a alguns μK é da ordem de 10^3 Å , o comprimento é tão grande quanto a faixa do potencial inter-atômico, onde a longitude de espalhamento do átomo de Césio é na ordem de $a_s = 1000a_0$, a_0 é o raio de Bohr. Em geral estas colisões mudam a fase da coerência dos átomos gerada na passagem destes pela primeira cavidade, resultando um deslocamento da frequência do relógio. (41)

3.2.1.6 Deslocamento por efeito de perturbação de campo na cavidade

Este tipo de deslocamento ocorre devido a uma interferência entre o campo irradiado pelos momentos de dipolos magnéticos dos átomos da nuvem, com o campo da cavidade de interrogação. Tal interferência causa uma perturbação na fase do campo de micro-ondas, deslocando a frequência aplicada pelo sintetizador com relação ao que é realmente experimentado pelos átomos. Apesar de parecerem pequenos efeitos, no caso de padrões de frequência, isso pode ser observado. (41)

3.2.1.7 Deslocamento por efeito de "Pulo na Cavidade

Este efeito ocorre porque os átomos frios entram na cavidade de interrogação em movimento e interagem com o campo oscilante, o qual tem uma variação de fase espacial, consequência de não ser um campo totalmente estacionário, mas este é compensando com grande precisão pela dupla passagem dos átomos na mesma cavidade em um chafariz atômico. O valor deste deslocamento de frequência é tipicamente 0.01×10^{-16} Hz. (61)

3.2.1.8 Deslocamento por efeito de distribuição de fase na cavidade:

Por causa da condutividade finita das paredes da cavidade de interrogação, uma pequena porção de energia é perdida. Consequentemente, uma variação na distribuição de fase é

presente no processo de interrogação e, portanto, é feito um deslocamento de frequência. Este efeito tem sido exaustivamente avaliado nos padrões mais precisos.(62)

3.2.1.9 Deslocamento por efeito gravitacional:

Este efeito está associado à comparação de dois relógios atômicos que se encontram em diferentes alturas respeito na geóide da terra. Segundo a teoria da relatividade especial e geral, um relógio a maior altura é mais rápido em seu funcionamento em referência a outro que esteja no geoide, nesse sentido a deslocamento de frequência é proporcional ao potencial gravitacional que geralmente é expressado como:

$$\frac{(v_2 - v_1)}{v1} = \frac{g}{c^2}(z_p - z_0) \tag{3.2.16}$$

Onde c é a velocidade da luz, g é o valor da gravidade. z_p é altura do relógio e d_0 é a altura de onde está localizado o relógio de referência. Em geral essa altura é a altura da geóide.(63)

3.2.1.10 Deslocamento por efeito por luz espúria:

Fontes de luz espúria durante a interrogação dos átomos pode causar transições nos átomos e, por esta razão, causar deslocamentos na frequência. Devido ao caráter pulsado do chafariz atômico, os feixes dos lasers são desligados e este efeito é minimizado.(58)

3.2.1.11 3.3.2.11 Deslocamento por efeito de fuga de micro-ondas:

Este deslocamento ocorre quando os átomos que passaram pela cavidade encontram-se na região de livre de campo (ou região de voo livre), mas ainda experimentam uma perturbação devido ao campo de interrogação que escapa da cavidade. Para minimizar este tipo de deslocamento são colocadas guias de corte nas extremidades da cavidade de micro-ondas. (64)

3.2.2 Estabilidade em um PATF

A estabilidade indica a capacidade do padrão para reproduzir o mesmo resultado durante um intervalo de tempo. Em outras palavras, a estabilidade do padrão atômico representa as flutuações de frequência dependente do tempo em torno do seu valor médio. Os limites de estabilidade de um padrão de frequência são determinados por flutuações de natureza puramente randômicas ou sistemáticas, sendo estas últimas associadas aos deslocamentos de frequência, citados na secção anterior (3.3.2 Exatidão). A medida de estabilidade

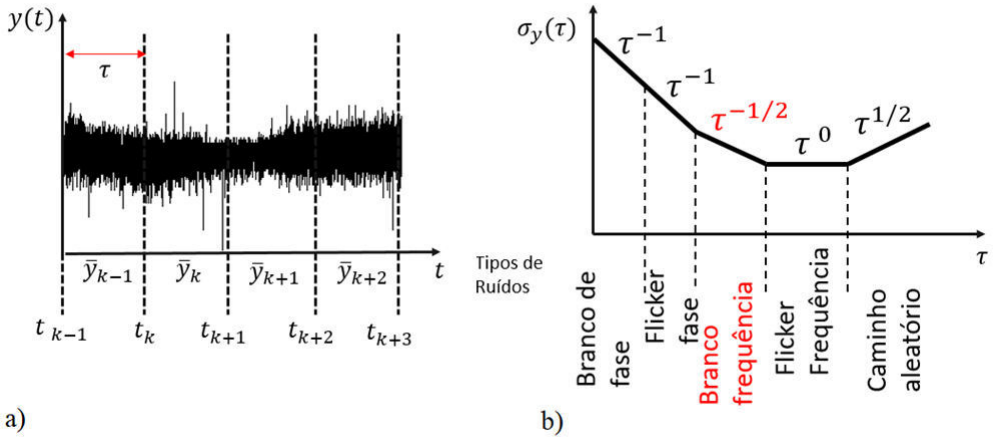


Figura 3.2.2 – Parte a ilustra o cálculo da variância de Allan de uma variável aleatória, a qual é dividida em intervalos de tempo τ. Em cada intervalo de tempo se toma y'_k, que representa o valor médio das flutuações do sinal. A parte b mostra um gráfico do desvio padrão de Allan, dependente do valor do intervalo τ. Este gráfico mostra os diferentes tipos de ruídos presentes no sinal estudado, caracterizados pelas diferentes inclinações.
Fonte: Elaborado pelo Autor

é normalmente tomada como a variância em torno do valor de frequência normalizada do padrão $y(t)$ e é medida usando a inclinação do ruído branco de frequência $\tau^{-1/2}$. A expressão mais comum para descrever essa variância em padrões passivos foi demostrada da seguinte forma: (62)

$$\sigma_y(t) = \frac{1}{\pi}\,(SNR)^{-1}\,\frac{1}{Q_{ta}}\sqrt{\frac{t_c}{\tau}} \tag{3.2.17}$$

Onde os fatores são:

- (SNR): Relação sinal ruído da detecção da transição de relógio, a qual está relacionada com o número de átomos total detectados no sistema de detecção assim: $SNR = \sqrt{N_{at}}$.
- $Q_{at} = v/\Delta v$: O fator de qualidade do ressonador atômico, sendo Δv a largura do sinal de referência, no caso de relógios atômicos tipo chafariz é a largura do pico central da franja de Ramsey, v é o valor da frequência da transição de relógio.
- τ : é o comprimento do intervalo; t_c é o tempo de ciclo do relógio.

De acordo com a Eq.3.2.17, pode-se perceber que o aumento da relação sinal-ruído causa uma diminuição na variância. O mesmo efeito acontece em relação ao fator de qualidade, que pode ser incrementado aumentando a capacidade de discriminação da largura da transição. Em outras palavras, aumentando a resolução do PATF. O anterior pode ser

feito até as limitações do sistema físico imposto. Já o aumento da relação sinal-ruído implica na consideração de diversos fatores, tais como: ruído da cadeia de micro-ondas, ruído no sistema de detecção e ruídos quânticos (ruído de projeção quântica e atomic shot noise). A maneira mais utilizada para calcular a estabilidade através da variância de Allan (65, 66) é definida como:

$$\sigma_y^2(t) = lim_{N\to\infty}\left(\frac{1}{2\,(N-1)}\right)\sum\nolimits_{k=1}^{N-1}(y_{k+1}-y_k)^2 \tag{3.2.18}$$

Onde:

$$y_k = \frac{1}{\tau}\int_{t_k}^{t_{k+1}} y(t)dt \tag{3.2.19}$$

A Figura 3.2.2 (b) mostra o cálculo da variância de Allan de um sinal aleatório, onde $y\acute{}_k$ é o valor médio das flutuações relativas de frequência $y(t)$ de um conjunto de dados obtidos entre intervalos sucessivos de tempo t_k e t_{k+1}. Estas flutuações determinam a estabilidade de um relógio, ou seja, sua capacidade de reproduzir a mesma frequência no percurso do tempo. Por outro lado, o cálculo desta variância não só permite quantificar a estabilidade do padrão de frequência, como também discrimina diferentes tipos de ruído que limitam a operação do relógio, como mostra a Figura 3.2.2 (a), neste caso o ruído característico é o ruído branco de frequência que causado por flutuações aleatorias.

Capítulo 4

Método de Ramsey

O método de Ramsey, ou método de interferometria atômica, de campos separados foi sugerido pelo físico norte-americano Norman Ramsey em 1950. (37) Este método surgiu na busca da obtenção de maior resolução no sistema de ressonância magnética de feixe molecular (atômico) inventado por Rabi. (35) A ideia original era passar um feixe molecular através de uma região de campo de radiofrequências e induzir transições não adiabáticas para o estudo dos momentos nucleares. Neste sentido, o mesmo Ramsey descobriu que incrementando o tempo de interação das moléculas com o campo aumentava a resolução. Contudo, esta nova vantagem tinha limitações técnicas, a primeira consistia no aumento do comprimento da bobina de rf. Quando a bobina era maior os efeitos de borda começavam a comprometer a uniformidade de campo, ponto crítico do experimento. Além disso, para feixes percorrendo longos comprimentos o efeito da gravidade causava deflexão considerável.

Para contornar os problemas anteriores e aumentar a resolução de sua espectroscopia, Ramsey propôs colocar duas pequenas bobinas para o campo oscilatório, uma localizada no início e outra no final do percurso do feixe molecular (atômico) como mostrado na fig. (4.0.1), o comprimento delas é l e o tempo de interação é τ. Entre as duas regiões de campo oscilatório existe uma região intermediária livre de campo oscilatório, a qual tem comprimento de L e o tempo que demoram as partículas em passar nesta região é denotado por T. A degenerência dos estados energéticos dos átomos é quebrada usando o solenóide.

No novo método, os átomos (moléculas) que inicialmente encontram-se no estado fundamental, passam através de um campo oscilatório que induz superposição coerente de estados, a qual evolui proporcionalmente ao tempo passado na região livre de campo oscilatório, T. Quando estes voltam a interagir com o mesmo campo oscilante na última bobina (ou cavidade), os átomos (moléculas) ganharam uma fase com respeito ao campo e finalmente os átomos que fizeram a transição são detectados. Em um chafariz atômico, a região de interrogação encontra-se acima da zona de preparação e a nuvem é lançada em voo vertical. Os átomos passam pela região de interrogação duas vezes. A primeira

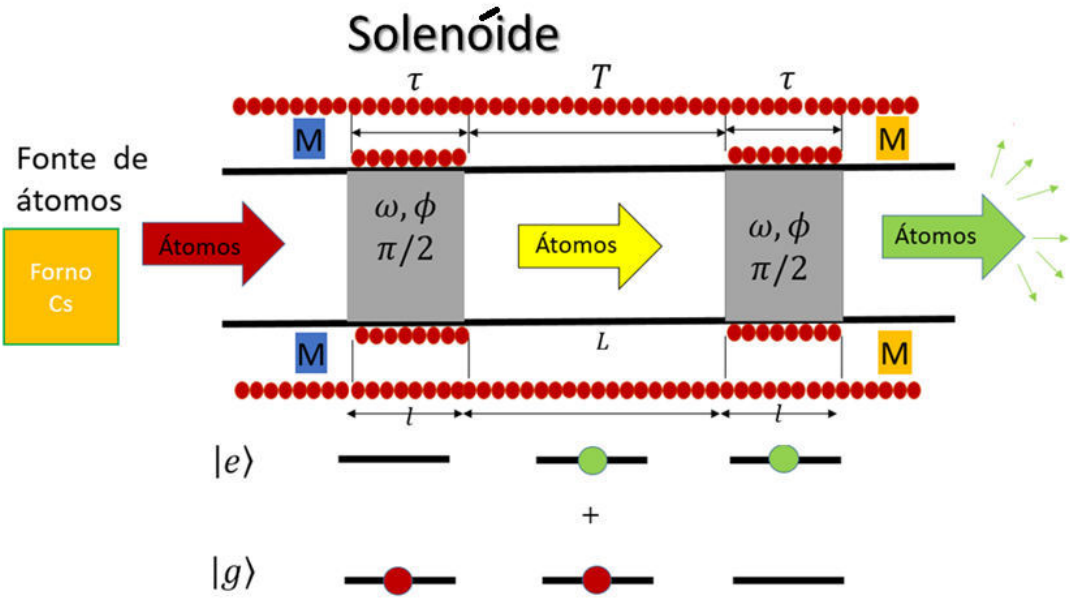


Figura 4.0.1 – Esquema do método de Ramsey para um átomo de dois níveis.
Fonte: Elaborada pelo autor.

quando estão subindo e a última passagem quando voltam devido ao efeito da gravidade. A Probabilidade de Ramsey é descrita pela Eq. (9.4.32), para chegar nela é usado o modelo de um átomo com dois níveis que interagem com um campo oscilatório duas vezes como foi demonstrado no anexo A. A probabilidade de encontrar átomos no estado excitado é conhecida como probabilidade de Ramsey é descrita como:

$$P_{Ramsey} = \frac{4\Omega^2}{\Omega'} sen^2(\Omega'\tau/2)\left[cos(\Omega'\tau/2)cos(\Omega'\tau/2) - \frac{\delta}{\Omega'} sen(\Omega'\tau/2)sen((\Omega'T+\phi)/2)\right] \tag{4.0.1}$$

Na Eq. (9.4.32) ϕ representa a diferença de fase dos pulsos de interrogação,δ é a dissintonia entre os dois estados energéticos. A frequência de Rabi como Ω e a frequências de Rabi generalizada como Ω'. O primeiro fator dessa equação representa o envelope da franja de Ramsey e o segundo representa as oscilações. Por outro lado, a diferença do método de Ramsey com o método de Rabi encontra-se na a largura do pico central, isso quer dizer que para o primeiro método a largura deste depende do tempo de interação dos átomos na passagem pela cavidade, no segundo vai depender do comprimento Do tempo de evolução coerente T. Por outra lado, a largura do pico central pode ser determinada realizando a expansão em série de Taylor da equação 9.4.32 a qual fica assim:

$$\Delta v_{Picentral} = \frac{1}{2T} \tag{4.0.2}$$

Desse modo, a maior tempo T a resolução do padrão aumenta, isso quer dizer que

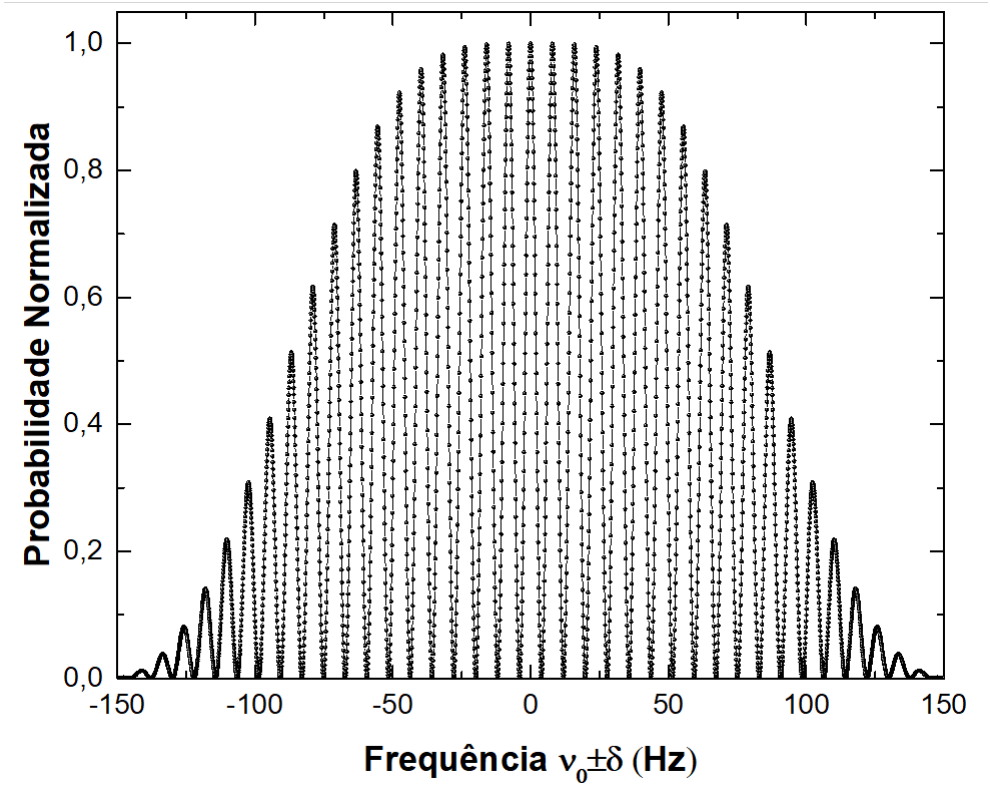


Figura 4.0.2 – Franja de Ramsey obtida depois da passagem da nuvem atômica por duas regiões de interação que encontram separadas por uma região livre de campo oscilatório onde os tempos ganham uma superposição coerente de estados.

Fonte: Elaborado pelo autor.

um chafariz quanto mais alta é lançada a nuvem atômica maior vai ser a precisão com a qual a largura de linha será discriminada. Por outro lado, a figura 4.0.2 apresenta a Probabilidade de Ramsey em função da dissintonia do campo de interrogação. Nesse sentido, para a realização da franja de Ramsey a qual é assinatura do padrão é feita uma varredura da dissintonia δ entorno a frequência de ressonância ν_0. Isso quer dizer que para realizar um ponto dessa figura o campo de interrogação é deslocado num valor do intervalo $\pm\delta$ em cada ciclo de funcionamento. Por outro lado o pico central da franja é usado como referência para manter o oscilador macroscópico travado na frequência dos átomos.

A figura 4.0.2 foi realizada usando um tempo de evolução $T = 0,8$ ms e um tempo de interação de 0,04 ms, consequentemente a largura do pico central da franja é$\Delta_{picocentral}$= 1,25 Hz. Além disso, os pulsos do campo de interrogação foram $\pi/2$ para cada passagem do átomo pela cavidade.

Capítulo 5

Princípios de funcionamento de um chafariz atômico

Primeiramente, pode-se definir um Chafariz de átomos frios como um dispositivo físico capaz de realizar a espectroscopia de campos separados de Ramsey em uma nuvem atômica resfriada a temperaturas em torno de microkelvin. (67) O resultado experimental é o perfil de interferometria nomeado franja de Ramsey, onde seu pico central é usado geralmente como referência de tempo e de frequência. Em um Chafariz Atômico, os átomos são primeiramente aprisionados e resfriados utilizando a técnica de armadilha magneto-óptica, introduzida por Chu e colaboradores. (68) A seguir os átomos são carregados em um melaço óptico (69) de modo que, ao final desses processos, praticamente todos os átomos se encontram em um mesmo estado de energia e já estão prontos para serem lançados usando a técnica de melaço em movimento. (70) Antes de abandonar a região de resfriamento, os átomos são novamente resfriados usando resfriamento Sub-Doppler. (71)

Durante o voo, a nuvem de átomos é interrogada por um campo magnético oscilatório duas vezes, sendo conhecido como método de Campos separados de Ramsey. (72) A primeira vez da interação é quando a nuvem está subindo e a segunda vez quando ela desce pelo efeito da gravidade, sofrendo em cada passagem um pulso $\pi/2$. Posteriormente, os átomos que fizeram a transição relógio são detectados por meio da fluorescência emitida, gerando dois sinais de tof. Esses sinais são relacionados com a população nos dois estados fundamentais e constroem a probabilidade de Ramsey dada na Eq. (5.1). Na Figura 6.1, apresenta-se o esquema de funcionamento do chafariz atômico com as diferentes partes que participam no processo. O objetivo do funcionamento do Chafariz é travar o oscilador macroscópico local no pico central da franja de Ramsey, assegurando que o oscilador possua uma frequência igual à ressonância atômica dos níveis hiperfinos, que é a base da definição do segundo. Nesse sentido, os chafarizes atômicos são sistemas capazes de fornecer a referência mais precisa de frequências na região das micro-ondas como por exemplo o chafariz NIST-F2 que em 2013 alcançou incertezas relativas na ordem de 10^{-15}. (73)

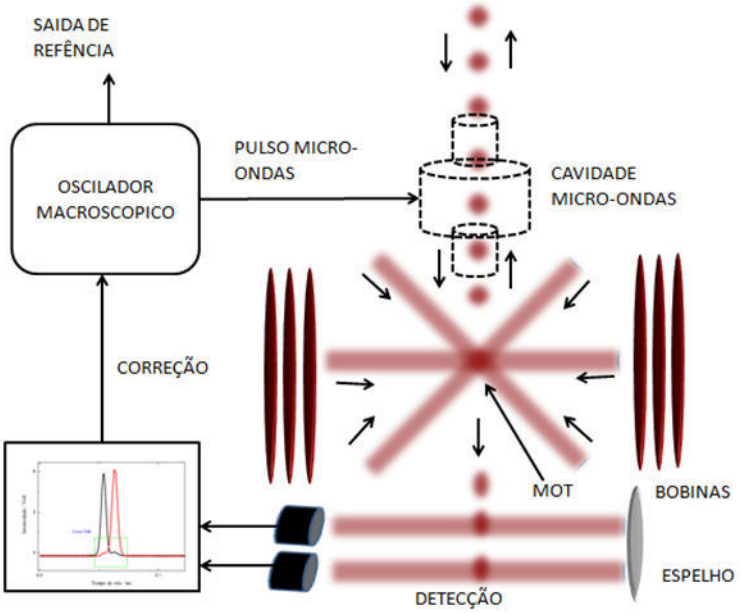


Figura 5.0.1 – Esquema de funcionamento de um Chafariz de átomos frios.
Fonte: Elaborado pelo autor.

5.1 Átomos frios em um chafariz

No ano de 1953, Zacharias propôs colocar um feixe molecular em forma vertical com o fim de aumentar a resolução do método de campos separados de Ramsey (34), ao invés de colocá-lo horizontalmente como nos sistemas de feixe térmico da época. A vantagem dessa mudança seria então um aumento de resolução, além de compensar o efeito das assimetrias geométricas do desenho nas duas cavidades de interrogação que causavam deformações na franja de Ramsey. O aumento de resolução foi pensando no fato de que uma fração dos átomos no feixe com velocidades pequenas ia voltar quando alcançaram suas alturas máximas. Zacharias não previu que na distribuição do feixe térmico (Maxwell-Boltzmann) os átomos capazes de fazer o método de Ramsey eram muito poucos e a maioria eram perdidos por causa das colisões com os átomos com maior velocidade. Portanto, a configuração proposta por Zacharias não teve resultados na época. Não obstante, com a chegada do resfriamento laser, a ideia de Zacharias foi retomada e realizada pelo grupo de Steven Chu. (74)

A motivação para usar átomos frios na ideia de Zacharias está na distribuição de velocidades de uma nuvem térmica mostrada na figura 6.2 (linha azul), onde os átomos tem velocidades típicas em cm/s em contraste com o feixe térmico (linha vermelha), que tem velocidades na ordem dos m/s. Como resultado da largura estreita da distribuição de velocidades, o tempo de interação dos átomos quando passam pela cavidade é maior. Consequentemente, a largura do pico central do perfil de Ramsey decresce, aumentando a resolução do padrão. (70)

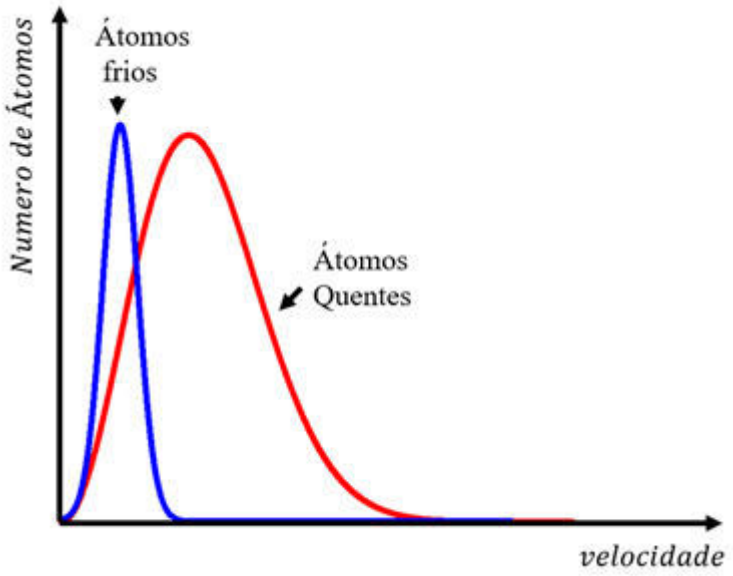


Figura 5.1.1 – Distribuição de átomos frios (linha azul) e átomos quentes (linha vermelha) em função da velocidade.
Fonte: Elaborada pelo autor.

5.2 Operação de um chafariz atômico de ^{133}Cs.

O princípio de operação de um chafariz atômico envolve vários sub-sistemas: a fonte atômica, a preparação dos átomos, a interrogação dos átomos, a detecção e por último o travamento. As realizações destas cinco etapas constituem o chamado ciclo de relógio denotado por tempo T_c.

5.3 Ciclo de funcionamento

O ciclo de funcionamento é composto por várias etapas, que são: o aprisionamento e resfriado, o lançamento dos átomos, o resfriamento sub-Doppler, a interrogação, a detecção e, por último, o travamento. A Figura 5.4 apresenta os diferentes passos envolvidos no funcionamento de um chafariz atômico, incluindo a fase do travamento.

Região de Aprisionamento e resfriamento: O funcionamento de um Chafariz Atômico necessita de uma fonte de átomos. Esta fonte pode ser um dispenser ou um forno. Estas fontes são utilizadas dependendo das necessidades do sistema para aprisionar e resfriar a quantidade de átomos necessários. O resultado da ativação destas fontes é uma densidade de Vapor de Césio que preenche todo o volume da câmara do sistema de vácuo. Para controlar a pressão do vapor de Césio são colocadas usualmente bombas iônicas adaptadas ao sistema de vácuo. Já com a quantidade de átomos preenchidos por todo o

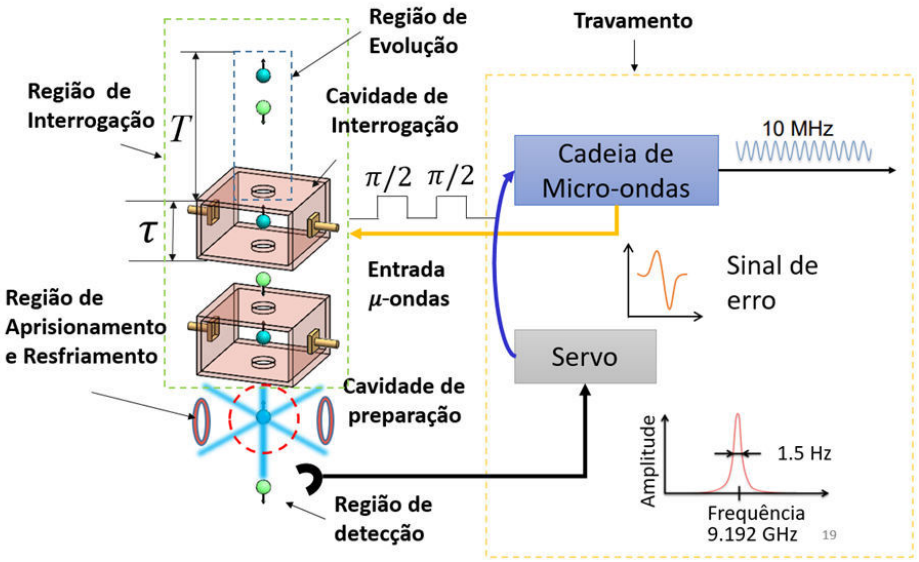


Figura 5.3.1 – Sistema de vácuo do chafariz em corte. Os números à direita das setas representam os passos envolvidos no ciclo de funcionamento do chafariz.
Fonte: elaborada pelo autor.

volume da câmara, os átomos são coletados e resfriados em uma MOT, a qual possui o seguinte esquema:

Captura de átomos: Os átomos que estão dentro do sistema de vácuo são aprisionados e resfriados por três pares de feixes contrapropagantes com polarização circular oposta em cada par, em combinação de um par de bobinas em configuração quadrupolar. O tempo usual desta etapa para uma carga saturada de átomos fica ao redor de um segundo. O aprisionamento óptico é dado por um laser sintonizado na transição $6^2S_{1/2}|F = 4\rangle \rightarrow 6^2P_{3/2}|F' = 5\rangle$, deslocado de $-1,73\Gamma$ para o vermelho da transição. Apesar desta transição ser uma transição cíclica fechada, os átomos que estiverem no estado excitado $|F' = 5\rangle$ tem uma probabilidade de decair no estado $6^2S_{1/2}|F = 3\rangle$. Este último estado não é ressonante como os feixes do MOT, portanto os átomos que decaírem neste estado serão perdidos no processo. Por conseguinte, é necessário adicionar um feixe de rebombeio sintonizado na transição $6^2S_{1/2}|F = 3\rangle \rightarrow 6^2P_{3/2}|F' = 4\rangle$ com o qual os átomos voltam a fazer parte da MOT. Todo este ciclo tem uma duração aproximada de um segundo e os átomos são resfriados a uma temperatura de aproximadamente $T = 140$ μK.

Melaço óptico: Depois de resfriar os átomos, as bobinas da MOT são desligadas. O tempo que elas levam para diminuir o campo é de 30 ms. Depois disso os átomos da MOT são transferidos ao melaço óptico durante 80 ms. No melaço a nuvem é homogeneizada em sua forma e o deslocamento dos feixes lasers é de $-2,7\Gamma$, no mesmo sentido da MOT. Além disso, a potência dos feixes é atenuada para a metade.

Lançamento: Seguidamente, os feixes lasers inferiores são deslocados $2\Gamma + \Delta\nu$ e os feixes superiores são deslocados $2\Gamma - \Delta\nu$. A diferença de frequência entre os feixes gera uma força que lança a nuvem fria em direção vertical ascendente. Essa configuração é conhecida como melaço em movimento. A velocidade de lançamento depende da diferença de frequência entre os feixes. A duração desta fase é aproximadamente 1 a 2 ms e a potência dos feixes está no nível máximo para garantir um bom lançamento. No chafariz a dessintonia de lançamento depende da altura que vai ser lançada a nuvem, numa operação habitual o deslocamento está entre $\Delta\nu = (4,4 - 4,8)$MHz.

Resfriamento Sub-Doppler: Durante a etapa de lançamento (subida) os átomos são ligeiramente aquecidos e uma nova fase de resfriamento é realizada. Nesta parte se executa a técnica de resfriamento sub-Doppler, a qual funciona como o mecanismo de resfriamento Sisyphus, (71). Nesta fase os feixes lasers são deslocados continuamente até -13Γ junto a uma redução linear da intensidade dos feixes. No final desta fase os feixes de resfriamento são completamente desligados por obturadores mecânicos e o tempo de duração desta fase é de aproximadamente 3 ms.

Região de Interrogação: Quando os átomos são lançados eles atingem uma altura limite e caem novamente. Em seu voo balístico, os átomos interagem com um campo magnético gerado por uma cavidade micro-onda na dupla passagem. Desta forma os átomos realizam o método de interferometria de Ramsey, resultando em um sinal que, devidamente tratado, permite travar o oscilador de quartzo com a precisão dada pela ressonância atômica. O sinal de micro-ondas permanece ligado durante todo o ciclo de funcionamento do chafariz atômico. Durante esta fase os feixes lasers são desligados para evitar bombeamento óptico dos átomos quando interagem como o campo nas duas passagens por radiação espúria fornecida por estes. A duração desta fase é de aproximadamente 513 ms.

Detecção: Após os átomos saírem da região de interrogação, são interceptados por um par de feixes, os quais são encarregados de determinar o número de átomos que fizeram a transição de relógio e o numero de átomos que não fizeram. Ao passar por estes feixes os átomos são bombeados ao estado excitado. Seguidamente eles emitem fluorescência proporcional ao número de átomos encontrados nos respectivos estados. Esta fluorescência é captada por um sistema de lentes e direcionada por dois detectores.

Travamento: O Travamento é feito realizando uma modulação de frequência quadrada com amplitude Δv_m na reposta atômica da Equação 6.2.1. Depois é medida a mudança da probabilidade de transição à esquerda e à direita a meia altura da franja central. A

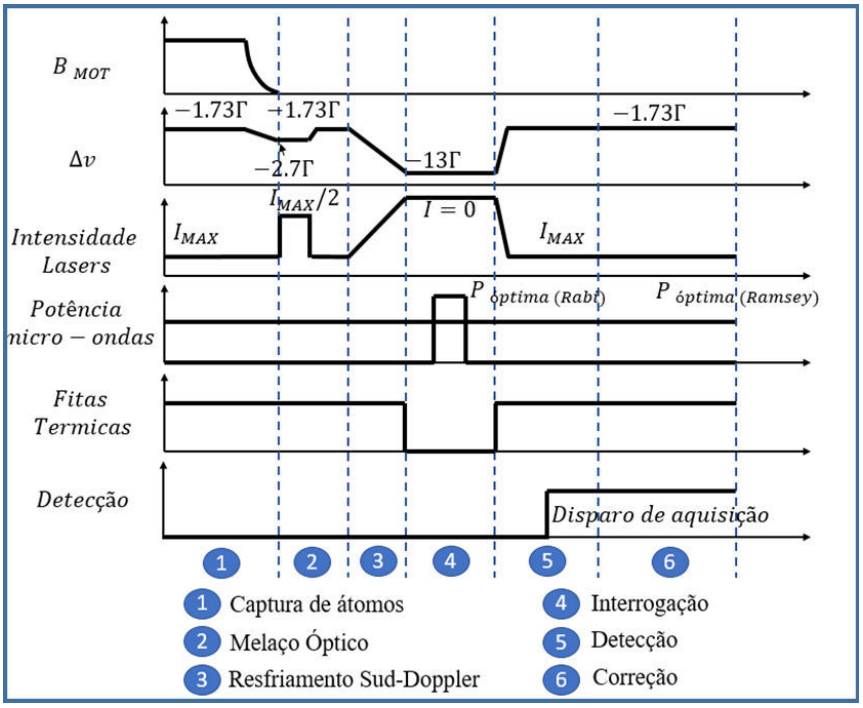


Figura 5.3.2 – Sequência temporal do chafariz de átomos frios
Fonte: Adaptada de BEBEACHIBULI (29)

diferença entre os dois sinais resulta no sinal de erro com o qual é travado o gerador de micro-ondas. A profundidade da modulação é escolhida geralmente como $\Delta v_m = \Delta v/2$. A modulação é mantida a cada ciclo de funcionamento para manter o oscilador travado no pico máximo da ressonância. Em cada nova interação o gerador é corrigido e o sinal de erro é minimizado.

Na Figura 5.3.2 pode-se observar a sequência temporal do chafariz utilizada para gerar um sinal de referência. Todas as frequências são geradas no programa de controle utilizando placas de aquisição, como pode ser detalhado em. (72)Por outro lado, as fitas térmicas colocadas no tubo de interrogação (cavidades e região de evolução coerente) são desligadas durante o processo de interrogação para não interferir no processo como serão visto na figura 8.11.

Capítulo 6

Chafariz de átomos resfriados de ^{133}Cs

Um chafariz atômico é um experimento complexo, constituído de vários sistemas dos quais podemos citar três partes principais da seguinte forma: o sistema de vácuo, o sistema óptico e o sistema de controle, na figura 6.0.1 pode ser observado o Chafariz de átomos frios Brasileiro no estado atual com suas respectivas partes. O quadro amarelo denota o sistema de controle, o quadro vermelho o sistema de óptico e o quadro laranja o sistema de vácuo.

6.1 Sistema de vácuo

O sistema de vácuo do chafariz é o lugar onde é realizado o experimento. Ele possui a câmara principal, a região de interrogação e a região de detecção. Além disso, também tem vários subsistemas ao redor que atuam durante o funcionamento do experimento, estes subsistemas são: a bobina do campo magnético do C-Field, o sistema de blindagem magnética, as bobinas da armadilha magneto-óptica, conjunto de bobinas de compensação de campos espúrios, os sistemas ópticos da armadilha magneto-óptica, e o sistema da detecção. Na figura 6.1.1 pode ser observado o sistema de vácuo do chafariz Brasileiro e suas principais partes.

6.1.1 Câmara Principal

A câmara principal é onde acontecem o aprisionamento e resfriamento atômico, a transferência de armadilha a melaço óptico, o lançamento e o resfriamento Sub-Doppler, como pode ser observado na figura 6.1.1. Esta câmara foi confeccionada em aço inoxidável 304L com geometria cilíndrica, suas dimensões são: 35×18 cm, (comprimento x diâmetro). Tem adaptadas a ela onze janelas, das quais seis servem para o processo de aprisionamento e resfriamento, como apresenta a figura 6.1.1. Duas janelas com acesso óptico para os sistemas de imagens e o restante delas serve como conexões para o bombeamento de vácuo. Todos os acessos ópticos possuem filme anti-reflexo em 852 nm. A configuração

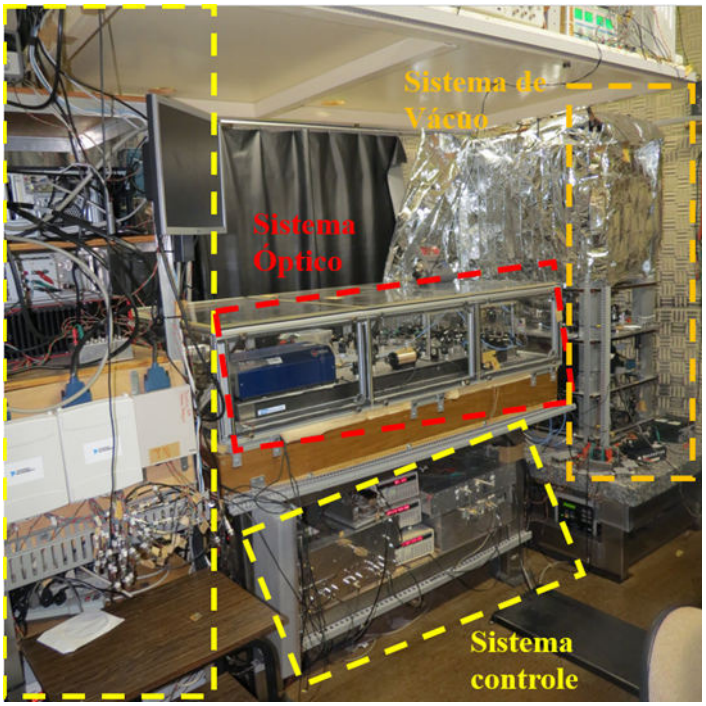


Figura 6.0.1 – Chafariz Brasileiro de átomos frios de Césio e suas principais partes. Sistema de controle (quadro amarelo), o sistema Óptico (quadro Vermelho) e o sistema de Vácuo (quadro Laranja).
Fonte: elaborada pelo autor

das janelas usadas como acesso óptico têm uma configuração (1,1,1). Em outras palavras, esta configuração obedece a um cubo hipotético, onde os feixes coincidem no centro e cada um deles passa por um vértice do cubo. A Pressão do vácuo nesta região é da ordem de $P = 10^{-7}$ Pa e é mantida por uma bomba iônica (Varian 55 l/s). Esta bomba está conectada ao sistema por meio de uma transição de vácuo $CF - 100$, a qual permite colocar a bomba iônica separada do sistema com o fim de evitar que o campo magnético gerado por ela interfira no experimento. Por outro lado, o reservatório de Césio está conectado por um dos acessos da câmara mediante uma válvula, para controlar a quantidade de Césio que vai para o sistema e, consequentemente, os níveis de pressão na câmara.

6.1.2 Região de interrogação

A região de Interrogação está composta por uma cavidade de interrogação, uma cavidade de preparação, um tubo de voo livre e está conectada à câmara principal por um tubo de 1 cm de diâmetro interno. A pressão de vácuo nesta região é assegurada por uma bomba iônica (Varian 8 l/s) e sua magnitude está na ordem dos 10^{-7} Pa. Toda esta peça foi confeccionada em Cobre OFHC (Oxigem-free high conductivity Copper). Seu comprimento total é de 90 cm. Nesta região, como seu nome indica, é feita a interrogação dos átomos e a evolução destes na região livre de campo. Esta última é um tubo de cobre de 47 cm de comprimento e raio interno de 1,27 cm. Na parte exterior do sistema são

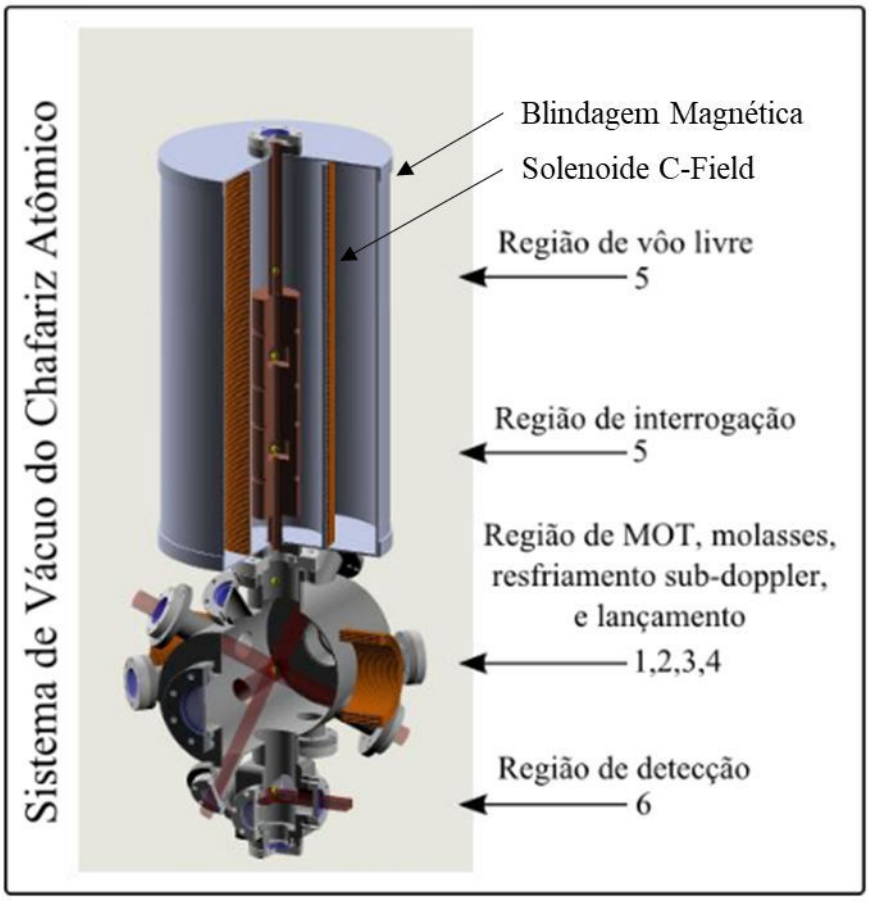
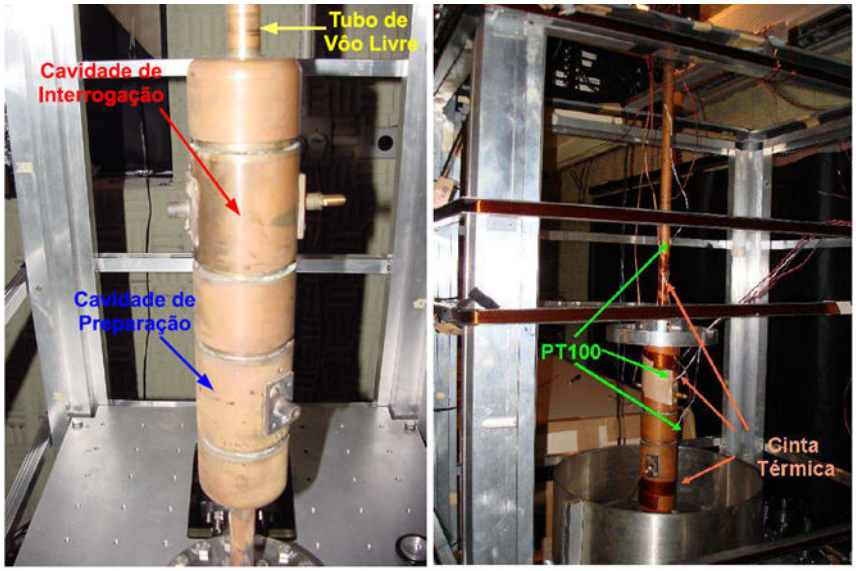


Figura 6.1.1 – Sistema de vácuo do chafariz em corte. Os números à direita das setas representam os passos envolvidos no ciclo de funcionamento do chafariz.
Fonte: FERRACINI. (32)



(a) (b)

Figura 6.1.2 – Região de interrogação e suas principais partes a) cavidades de interrogação e preparação e região de voo livre. b) Parte exterior, fitas térmicas e sensores de temperatura tipo PT100.
Fonte: Adaptada de BEBEACHIBULI. (31)

colocadas fitas térmicas que ajudam a sintonizar a frequência da cavidade e a manter com temperatura uniforme toda a região. Para o monitoramento da temperatura foram colocados três sensores PT100, como indicados na figura 6.1.2 (b).

Do lado externo do sistema de vácuo é também colocado o solenóide responsável pelo C-Field. Ele é usado para levantar a degenerescência dos níveis hiperfinos do átomo de Césio, como também é usado para definir o eixo de quantização. O solenóide tem um comprimento de 80 cm e 20 cm de diâmetro, com 350 voltas enroladas no cilindro o solenóide é capaz de gerar um campo magnético estável na ordem de centenas de nT. (31) Uma blindagem magnética é colocada ao redor da Região de interrogação com a finalidade de atenuar os campos magnéticos espúrios circundantes. Esta blindagem é composta de dois cilindros de material µ-metal. Este material contém alta permeabilidade magnética, o que faz com que as linhas de campo magnético sejam fortemente confinadas em seu interior. (63)

6.1.3 Região de Detecção

A região de detecção está localizada na parte inferior do sistema de vácuo, exatamente a $d = 17$ cm abaixo da câmara principal. O sistema de detecção está preso à câmara de vácuo por uma de suas janelas. Internamente essa janela possui um tubo de grafite com uma passagem de 1 cm de diâmetro entre a câmara e seus acessos ópticos. Este permite diminuir a pressão de Césio nesta região, o que é crucial para o sinal de tempo de voo

como será explicado mais a frente. A peça tem cinco acessos ópticos, dois desses são usados para os fotodetectores encarregados do sinal de tempo de voo. Outros dois são usados para os feixes do laser de detecção e rebombeio na detecção como será explicado nas próximas secções, por último tem um acesso ótico embaixo, usado para alinhar o sistema e no futuro servirá como acesso para o feixe de $Push$ que servirá para remover os átomos que ainda se encontrarem nos subníveis Zeeman $m_F \neq 0$ depois de passarem pela cavidade de preparação.

6.2 Sistema Óptico do Chafariz

O sistema óptico do chafariz é composto principalmente por três Lasers que são os encarregados de produzir três feixes Lasers os quais servem para realizar os passos 1, 2, 3 e 4 apresentados na figura 6.2.1. Para fazer o trabalho eles necessitam ter condições de ótima estabilidade em temperatura, corrente, frequência e potência. Estas condições são obtidas em nosso sistema por controles dos lasers feitos em. (30) Além disso, outro fator de bom funcionamento destes está em sua largura de linha, esta deve estar na ordem da largura de linha da transição, que no caso do Césio é de $\Gamma = 2\pi \times 5,3$ MHz. Para lasers de diodos a largura de linha é muito maior que esse valor. Consequentemente, é necessário trabalhar com um diodo laser que tenha a mesma ordem na largura de linha ou menor. Um sistema laser muito usado atualmente são os sistemas lasers de diodo de cavidade estendida, (73) que permitem obter condições de linha estreita. Em nosso sistema óptico atualmente quase todos os lasers operam em configuração de cavidade estendida.

Na figura6.2.1 pode-se observar o esquema de montagem do sistema óptico do chafariz atômico Brasileiro. A preparação do sistema óptico é feita com objetivo de levar os feixes à câmara de vácuo para realizar a armadilha óptica, o melaço, o lançamento, o resfriamento sub-Doppler e a detecção.

6.2.1 Laser mestre

O laser mestre usado no chafariz é um sistema laser Toptica (TA 100) em configuração de cavidade estendida e um amplificador MOPA (Master Oscilador Power Amplifer). Para manter o sistema na mesma frequência foi necessário montar uma referência baseada em um sistema de espectroscopia de absorção saturada (74), configurada como apresenta a figura 6.2.1. Um feixe laser que sai pela parte de trás do laser Toptica passa por um modulador acusto-óptico onde este é deslocado em frequência em$f = -280$ MHz. O feixe laser deslocado vai até uma célula de ^{133}Césio em duas passagens, para manter a mesma polarização do feixe nos dois percursos foi necessário colocar uma lâmina de quarto de onda antes de o feixe laser entrar na célula. O sinal obtido é captado por um fotodetector

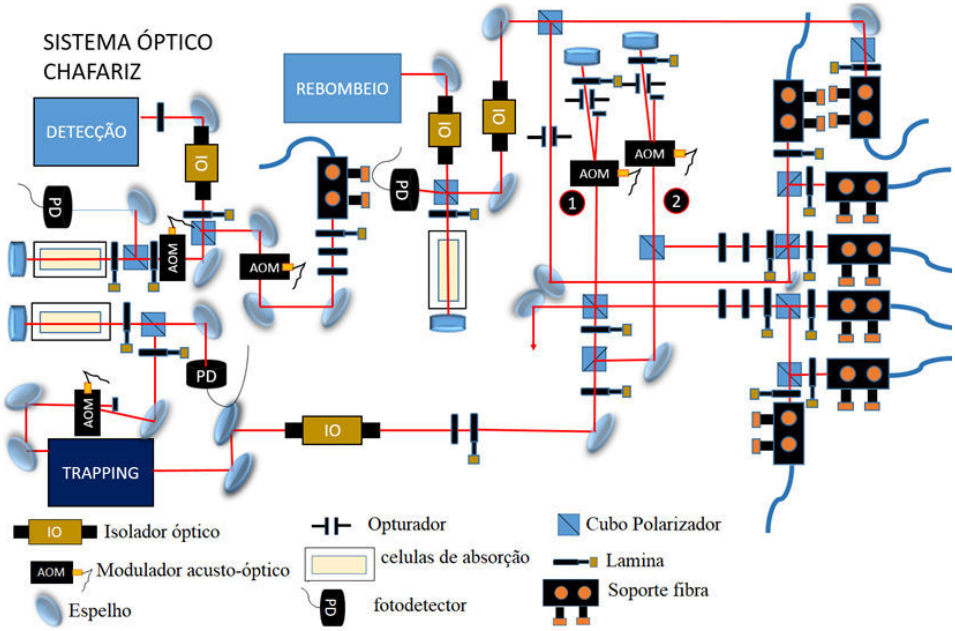


Figura 6.2.1 – Esquema da mesa óptica do chafariz com seus principais elementos.
Fonte: Elaborada pelo autor.

e dividido em dois. Uma das partes vai para um amplificador lock-in como apresentou (75) para a obtenção do sinal de erro que vai ajudar a travar o laser e o outro sinal é visualizado em um osciloscópio.

O sinal da espectroscopia de absorção saturada para o laser mestre é mostrado na figura 6.2.2. Como se pode observar, o pico do centro é a transição entre $6^2S_{1/2}|F = 4\rangle \rightarrow 6^2P3/2|F' = 5\rangle$e é pequeno em comparação ao pico seguinte. Este último pico é um crossover resultante da superposição da primeira com a transição$6^2S_{1/2}|F = 4\rangle \rightarrow 6^2P_{3/2}|F' = 4\rangle$. Este está localizado a 125 MHz do pico Central e é onde fazemos o travamento do laser mestre. Por outro lado, o feixe laser do laser mestre que sai para o resto da mesa óptica será condicionado para chegar até a câmara de vácuo. Antes disso o laser passa por um isolador óptico OFR de 60dB, que evita que reflexões do laser retornem e causem perturbações no travamento. A potência de saída deste laser é de aproximadamente$P = 400$ mW, mas depois que passa pelo isolador perde em torno de 20%. A configuração do feixe laser mestre na mesa óptica depende do esquema de lançamento, para lançar na configuração $(1, 1, 1)$ foi necessário dividir o feixe em dois. Estes dois passam por modulares sintonizados em $f = 80$ MHz em configuração de dupla passagem, utilizando a ordem negativa nas duas vezes. Depois os feixes são injetados em 6 fibras ópticas, três para os eixos de cima do sistema de vácuo e as outras três para os eixos de baixo do mesmo sistema. No outro lado os feixes são colimados por uma lente dubleto e polarizados circularmente por uma lâmina de quarto de onda. A potência que chega até a câmara principal é em torno de $P = 60$ mW. Apenas 15% da potência de saída do laser mestre, o resto de potência é perdida nos elementos ópticos por onde os

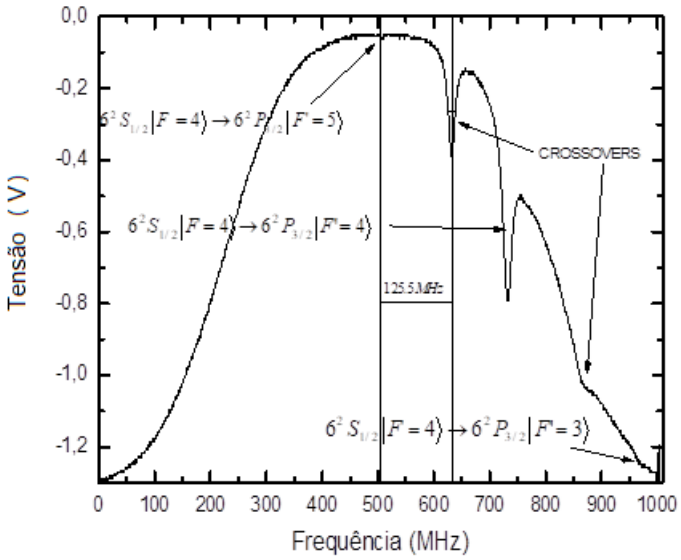


Figura 6.2.2 – Sinal de espectroscopia do laser mestre, onde se apresentam os diferentes picos de absorção saturada que equivalem às transições e crossovers.
Fonte: Elaborada pelo autor.

feixes passam.

6.2.2 Laser de Rebombeamento

O laser de Rebombeio não só é usado para recapturar átomos perdidos na armadilha magneto-óptica, como também ajuda a detectar os átomos que fizeram o método de Ramsey, ou seja os átomos no estado fundamental $F = 3, m_F = 0$. Ele é constituído de um diodo laser em cavidade estendida em $\lambda = 852$ nm. Este laser foi construído em. (30) A figura 6.2.3 mostra o sinal de espectroscopia de absorção saturada com as principais transições e crossovers desta linha, como também apresenta a transição usada geralmente para o travamento a $6^2S_{1/2}|F = 3\rangle \rightarrow 6^2P_{3/2}|F' = 4\rangle$. Na figura 5.4 é apresentada a configuração do laser de rebombeio na mesa óptica. Dividido em dois feixes, um vai para as fibras inferiores da armadilha e outro para o sistema de detecção. Este último feixe é chamado de rebombeio na detecção.

6.2.3 Sistema de detecção

A outra parte do sistema óptico do chafariz é o sistema de detecção dos átomos que participam no processo de interrogação. Este está composto principalmente pelo laser de detecção e o sistema de detecção diferencial, que se encontra colocado na parte exterior do sistema vácuo. O laser de detecção atualmente é um diodo laser comercial Randi-

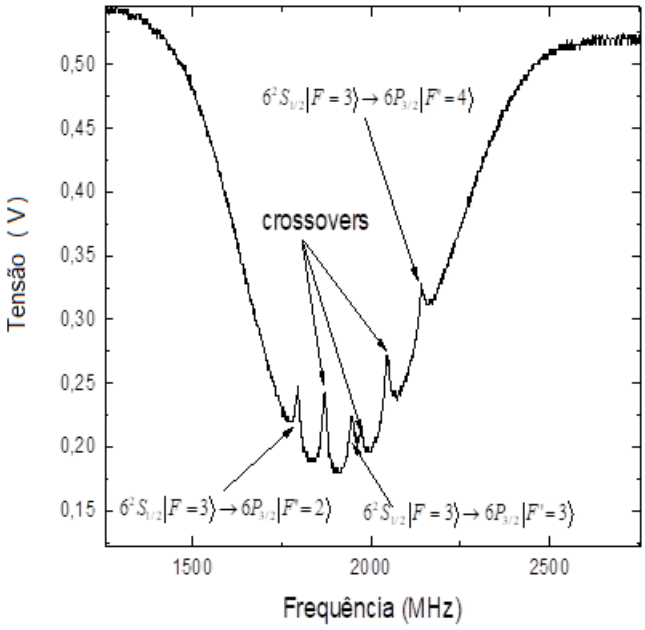


Figura 6.2.3 – Sinal de espectroscopia do laser mestre, onde se apresentam os diferentes picos de absorção saturada que equivalem às transições e crossovers.
Fonte: Elaborada pelo autor.

ant Dyes em $\lambda = 852$ nm. Ele está posicionado na mesa óptica como mostra a figura 6.2.1 e seu travamento também é realizado em um sistema de espectroscopia de absorção saturada, com a frequência do laser na transição $6^2S_{1/2}|F = 4\rangle \rightarrow 6^2P_{3/2}|F' = 5\rangle$.Este laser atualmente tem uma largura de linha de aproximadamente 170 kHz que foi estimada medindo a largura do sinal erro. Essa largura de linha permite ter uma boa condição de estabilidade no processo de detecção. O feixe de detecção é levado ao sistema de vácuo usando uma fibra óptica.

O objetivo do sistema é detectar os átomos da nuvem que fizeram a transição para o estado $|F = 3, m_F = 0\rangle$ e os que ficaram no estado inicial $|F = 4, m_F = 0\rangle$. Para tal foi necessário implementar a técnica de tempo de voo usando o sistema mostrado na figura 6.2.4 parte a). Este sistema é composto por dois feixes lasers. Um que vem do laser de detecção e outro do laser de rebombeio, chamado rebombeio da detecção. O primeiro feixe entra no sistema por uma fibra e sua polarização é controlada por uma lâmina de meia onda na entrada da fibra e um pequeno cubo polarizador na entrada do sistema de detecção. A potência do feixe na saída da fibra é de aproximadamente 10 mW. Imediatamente depois de entrar no sistema de detecção este entra em um expansor composto por duas lentes para aumentar seu tamanho. O formato do feixe é gaussiano, mas na saída do expansor é colocada uma máscara com uma abertura retangular de 8×14 mm com a finalidade de maximizar a uniformidade dos feixes durante a passagem da

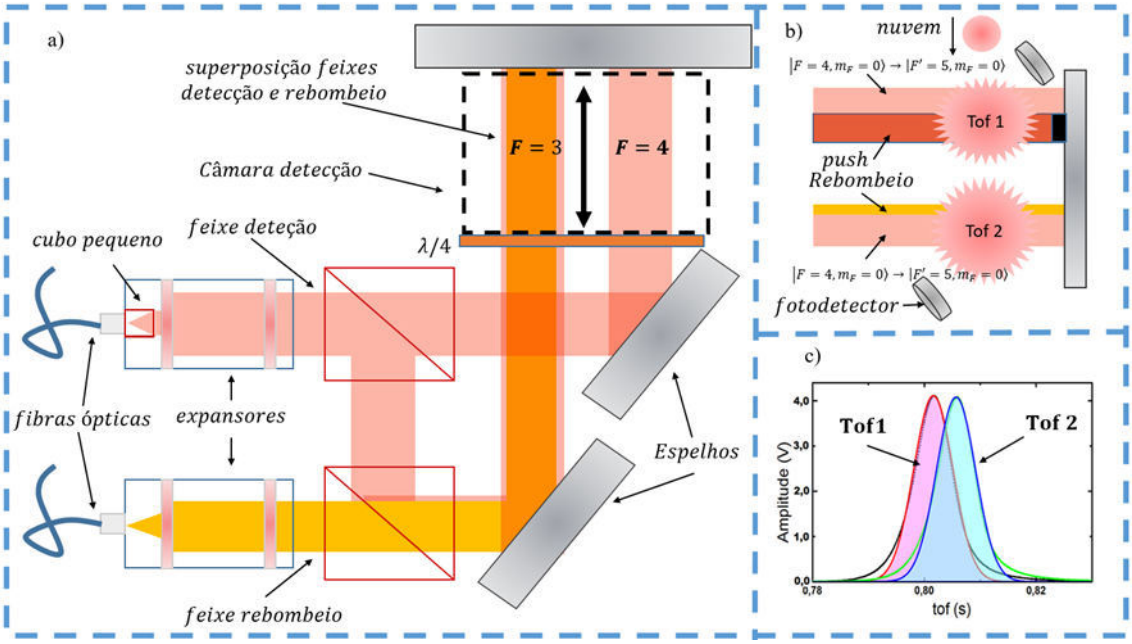


Figura 6.2.4 – a) Esquema do sistema de detecção. b) processo de detecção. c) sinais de tof obtidos no sistema de detecção.
Fonte: Elaborado pelo autor.

nuvem atômica por estes.

Depois de mudar o formato do feixe, este é dividido em dois, a fim de obter dois feixes sintonizados na transição $6^2S_{1/2}|F=4\rangle \rightarrow 6^2P_{3/2}|F'=5\rangle$. Um deles vai ser usado para detectar os átomo no estado $|F=4\rangle$ por meio do sinal de fluorescência gerada ao passar a nuvem por este. Outro feixe vai ser superposto com o feixe de rebombeio e, junto a este, serve para detectar os átomos no estado $|F=3\rangle$. O feixe de rebombeio também é tratado analogamente ao feixe laser de detecção. Estes três feixes atravessam a câmara de detecção e são retrofletidos por um espelho plano a fim de manter um padrão de onda estacionária e assim evitar o aquecimento da nuvem atômica em sua passagem. Em outras palavras, se a nuvem sentisse os feixes numa direção a força de pressão de radiação aqueceria ela, consequentemente tem que aplicar uma força compensadora, nesse sentido o feixes refletidos fazem esta função.

Na figura 6.2.4parte b é observado o esquema de funcionamento do sistema de detecção. A nuvem atômica interage primeiramente com o feixe sintonizado em $6^2S_{1/2}|F=4\rangle \rightarrow 6^2P_{3/2}|F'=5\rangle$, o qual é usado para detectar os átomos em$|F=4\rangle$ por meio do sinal de tempo de voo (Tof 1) gerado pela fluorescência do átomos ao passar por ele. Convém sublinhar que este feixe laser é bloqueado parcialmente no espelho de retroreflexão, com o intuito de quebrar o perfil de onda estacionaria total do feixe. A parte sem retroreflexão serve como feixe de push dos átomos que foram detectados neste estado. Isso é feito para que eles não interfiram com a etapa seguinte do processo de detecção. Logo depois da passagem da nuvem pela primeira região de detecção, os átomos voltam a interagir com um

segundo feixe, composto pelo feixe de rebombeio da detecção e o segundo feixe de detecção. Nesta etapa os átomos interagem com o feixe de rebombeio de detecção primeiramente que está sintonizado na transição $6^2S_{1/2}|F = 3\rangle \rightarrow 6^2P_{3/2}|F' = 4\rangle$ e por decaimento acabam populando o estado $|F = 4\rangle$, onde são excitaos ao estado $6^2P_{3/2|}F' = 5\rangle$ pelo segundo feixe de detecção, gerando o sinal Tof 2.

$$P_{Ramsey} = \frac{N_{|F=4\rangle}}{(N_{|F=3\rangle} + N_{|F=4\rangle})} \tag{6.2.1}$$

Os dois sinais de fluorescência dos respectivos subsistemas são coletados por dois fotodetectores Hamastsu $Si1337 - 1010Br$, com eficiência $\epsilon = 0,508$ A/W e o sinal é amplificado por um amplificador transimpedância com ganho $G = 10^8$. Os sinais coletados pelos fotodiodos são medidos em tempo real por um microcomputador. A partir da integração dos sinais da figura 6.2.4 parte c, pode-se medir as populações dos níveis atômicos envolvidos na transição relógio e, desta forma, achar a probabilidade de Ramsey, com base na Eq. 6.2.1, onde cada N é proporcional ao sinal de cada perfil de tof. Este processo é normalizado para reduzir os ruídos provenientes das flutuações no número de átomos detectados em cada ciclo. A probabilidade medida em cada ciclo é usada para estabilizar a frequência do oscilador macroscópico.

6.3 Sistema de Controle

O chafariz atômico é um grande e complexo sistema que requer um controle de operação. Este foi desenvolvido por (30) e atualizado por. (72) Para obter um sistema de melhor desempenho foram realizadas mudanças na atualização do sistema de controle e supervisão. Entre as mudanças feitas se encontram a eliminação de uma etapa de amplificação dos fotodetectores do sistema de detecção e a adição de um número maior de saídas analógicas. Inicialmente o hardware de controle empregou uma placa $PCI - 6025$ e que possui duas saídas analógicas com 12 bits de resolução e 10 kS/s de taxa de amostragem. Este hardware foi substituído por uma placa $PCI - 6259$, com tem quatro saídas analógicas com 16 bits de resolução e $2,86$ MS/s de taxa de amostragem, proporcionando um aumento de 16 vezes a resolução de aquisição do sinal de tempo de voo (tof), permitindo a remoção dos amplificadores como já foi comentado. Além disso, com essa mudança a taxa de aquisição do sinal aumentou significativamente, proporcionando uma maior confiabilidade. O programa de controle foi desenvolvido na plataforma $LabVIEW$.

Capítulo 7

Resultados

Obter a franja de Ramsey experimentalmente em um relógio tipo chafariz é um processo complexo como já foi visto nos capítulos 5 e 6. Nesse sentido, pode-se dizer que além de ser usado seu pico central como referência para controlar o oscilador macroscopico, ela é também a assinatura do padrão. O último quer dizer que: segundo seu formato; sua resolução e relação sinal ruído é possível caracterizar as condições deste. Nesse sentido, pode-se dizer que os diferentes passos do ciclo de funcionamento tem que estar otimizados para lograr uma franja de Ramsey como é mostrada na Figura 7.0.1, nela pode-se observar que a relação sinal ruido$SNR \approx 120$ e como uma largura de pico central de 1,7 Hz resultando em um fator de qualidade de $Q = 5,41 \times 10^9$. Usando a Eq.3.2.17 pode-se estimar a estabilidade do padrão para $\tau = 1$s e um tempo de ciclo de $t_c = 2$ s ,então a inestabilidade é $\sigma_y(1s) = 3,46 \times 10^{-13}$. Por conseguinte, a otimização da franja de Ramsey em um chafariz atômico tem que ser trabalhada desde o aumento da resolução lançando mais alto; como também incrementando a relação sinal ruido (SNR) a qual pode-ser feita carregando eficientemente um alto número de átomos na MOT, (12), mas com a limitante devido ao ruído de fase do oscilador que produz o sinal de interrogação. (76) Outra forma de aumentar a estabilidade do padrão é diminuindo o tempo de ciclo de padrão, nesse caso o principal contribuidor deste é o tempo de ciclo.

Desse modo, seguindo a ordem de obter uma boa franja de Ramsey com boa estabilidade e exatidão foi necessário fazer melhorias em todos os sub-sistemas de relógio. Nesse sentido, as limitações que podem afeitar a estabilidade e a exatidão podem-ser desde ruído no sistema óptico (nos Lasers no caminho óptico), no sistema de controle (circuitos de micro-ondas, lançamento ou no sistema de aquisição), como também, limitações no sistema de vácuo (colisões entre os átomos da amostra atômica e o vapor de fundo). Para um alto desempenho do PATF tipo Chafariz é necessário que haja determinadas condições dentro de suas três partes: Câmara de Vácuo, Sistema Óptico e no Controle. Nesta seção serão discutidas as principais mudanças realizadas no chafariz de átomos frios que nos conduziram a obter os resultados apresentados nesta tese. Em primeiro lugar, as melhorias do sistema óptico onde se realizaram alterações significativas na mesa óptica nos permitiram obter melhor estabilidade no sistema, incluindo um número maior de átomos

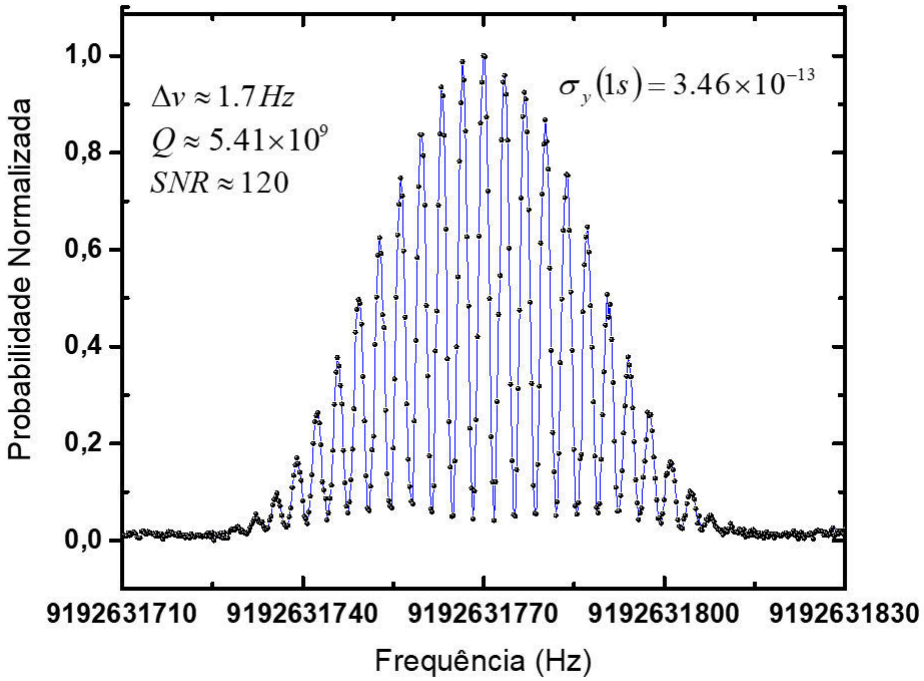


Figura 7.0.1 – Franja de Ramsey Obtida no Chafariz Brasileiro
Fonte: Elaborada pelo autor.

aprisionados e resfriados e carregados em menor tempo. Por outro lado, o bom nível de pressão atingido no sistema 10^{-7} Pa resultou na diminuição das colisões e, consequentemente, no aumento da magnitude do sinal de tempo de voo. Além disso, foi caracterizado o sistema de isolamento magnético, também mapeando o campo magnético dc espúrio ao redor da torre. Outra melhora no sistema se encontra no monitoramento e controle da temperatura da torre, onde foram colocadas quatro fitas ao redor desta, permitindo controlar a variação da temperatura para o cálculo da radiação de corpo negro. Depois destas melhorias o sistema apresentou um sinal de tempo de voo de grande amplitude e alta relação sinal ruído, uma das melhorias mais significativas neste novo estágio.

7.1 Sistema Óptico

As melhorias no sistema óptico no chafariz começaram pela mesa óptica do experimento que consistia em uma mesa de mármore cuja superfície se encontrava comprometida pela ação de colar e descolar as peças mecânicas que servem como suporte aos componentes ópticos. Consequentemente, a robustez no alinhamento do sistema ficava comprometida. A solução para este problema foi a troca desta mesa por uma nova mesa de superfície de aço como pode ser observado na figura 7.1.1. A nova mesa óptica trouxe alguns desafios na óptica, pois esta implicava em mudar a configuração do sistema óptico por causa de suas dimensões, já que esta é de menor tamanho do que a antiga.

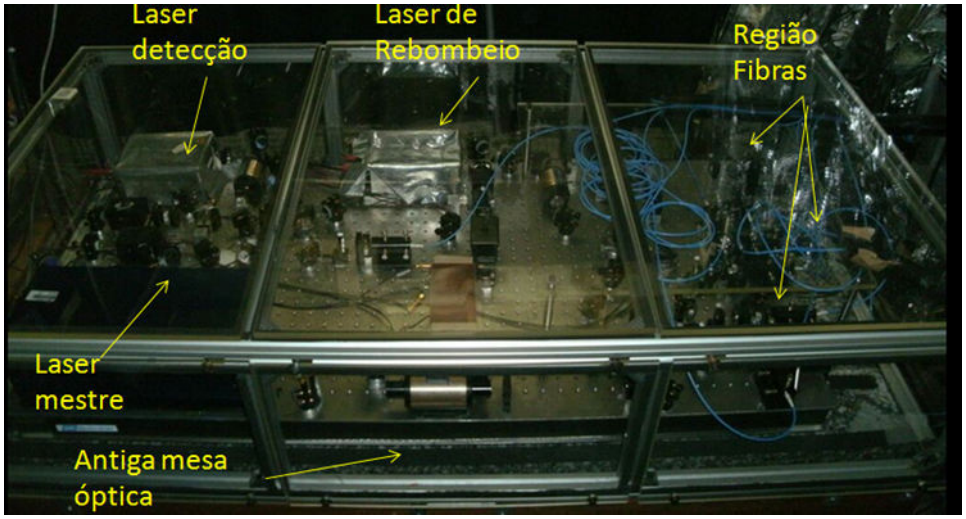


Figura 7.1.1 – Mesa óptica do Chafariz atômico Brasileiro
Fonte: Elaborada pelo autor.

O primeiro passo foi colocar o laser mestre, já que este define a configuração de todo o sistema óptico. Na nova mesa este laser foi colocado em uma configuração semelhante à antiga mesa, só que a lente que diminui a cintura do feixe do laser mestre foi deslocada 20 cm da posição original e consequentemente todo o sistema foi deslocado nesta distância. Uma das preocupações neste estágio foi realizar esta modificação sem mudar a eficiência da potência das fibras ópticas que levam os feixes laser ao sistema de vácuo, já que perder mais potência na saída das fibras resultaria em obter uma armadilha magneto-óptica menos eficiente. Neste sentido a mudança deixou a potência nas saídas das fibras ao redor de 9 mW e uma eficiência média de 65%. O laser de detecção também sofreu mudanças neste novo estágio como o comprimento da mesa diminuiu, a lente colocada na saída do laser foi trocada por outra com menor comprimento focal. A configuração espacial dos elementos ópticos da espectroscopia deste sistema também foram trocados para permitir maior compactação e não perder qualidade no sinal. A eficiência da fibra do laser de detecção foi 50%, menor do que na montagem anterior, mas a potência de entrada foi de 20 mW o que permitiu obter 10mW na saída, potência suficiente para alimentar o sistema de detecção. Por último, o laser de rebombeio só sofreu alterações no caminho óptico neste novo estágio e seguiu com o mesmo rendimento do passado.

7.1.1 Obturadores opto-mecânicos

Os obturadores opto-mecânicos são dispositivos que desempenham um grande papel nos experimentos de átomos frios. Sua principal função é o controle da passagem de luz que vai para a câmara de vácuo. A figura 7.1.2 (a) apresenta o funcionamento dos obturadores opto-mecânicos, ondet_2 é o tempo desde a ativação na posição inicial do obturador até o início do feixe. O tempo t_1 é o tempo que o obturador demora para bloquear totalmente

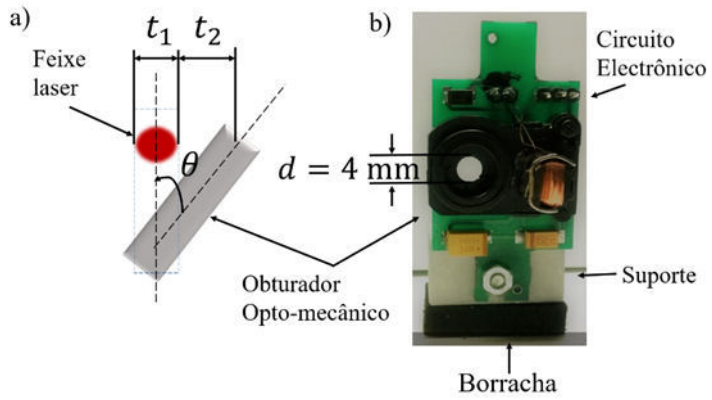


Figura 7.1.2 – Esquema de funcionamento de um obturador opto-mecânico. b) Obturador real com circuito e montado no suporte para uso no chafariz.
Fonte: Elaborada pelo autor.

o feixe de laser.

O conhecimento desses tempos são determinantes na hora de ter um bom controle do experimento. No caso de um relógio atômico, qualquer radiação laser que se encontre na câmara enquanto os átomos estão na região de interrogação introduziria deslocamentos de frequência na franja de Ramsey como foi dito no capítulo 3. Outro aspecto importante é o sincronismo destes. Por exemplo, quando a nuvem atômica é lançada, as forças de pressão de radiação devem estar equilibradas pois um assincronismo no sistema afetaria o equilíbrio destas forças e resultaria em um lançamento errado. Por essa razão é necessário ter ótimos obturadores.

Um bom obturador deve ter as seguintes caraterísticas: um tempo t_1 pequeno, quanto menor este tempo melhor é para o experimento; outra característica é que este não apresente oscilações quando termine de bloquear o feixe e por último que tenha uma boa taxa de repetição. O tempot_2 na figura 7.1.2 (a) pode ser subtraído via programação dando um offset equivalente ao valor dele, diferente do tempo t1 que depende de outros fatores como o tamanho do feixe e a rapidez com que o mesmo é bloqueado.

Observa-se na figura 7.1.3 (a) o obturador usado atualmente no chafariz, da marca Sunex $SHT934$. Os obturadores na mesa óptica atualmente são três: dois depois dos moduladores de lançamento e um para o feixe laser de rebombeio. Uma borracha é usada na base, para diminuir as vibrações que ele mesmo gera em cada ciclo de funcionamento e estas não passarem para mesa óptica, interferindo na estabilidade dos lasers. O obturador junto com o circuito eletrônico é colado em um suporte padrão da mesa óptica e o parafuso que se vê na mesma figura é colocado para ajustar a altura do obturador. A abertura óptica do obturador é de 4 mm para este modelo.

O elemento que ajuda a fechar a abertura óptica é feito de plástico unido por uma espécie de engrenagem (também de plástico) que por sua vez se une ao eixo de uma bobina que gera um torque, fazendo o mecanismo se mover. Esta chave foi removida no princípio

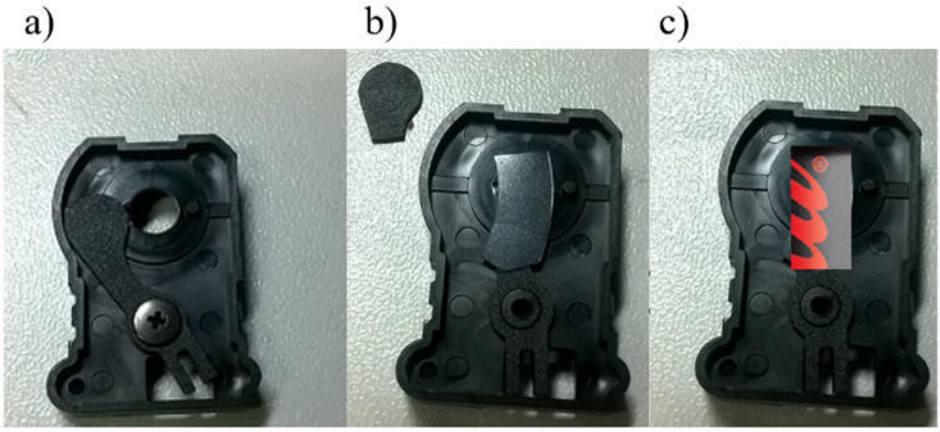


Figura 7.1.3 – a) obturador com chave original de fábrica. b) obturador como adaptação, usando parte de uma íris. c) Adaptação de uma lâmina fina de alumínio.
Fonte: Elaborada pelo autor.

por ser de plástico e as potências dos feixes que atravessam o obturador são da ordem aproximada de 100 mW. Na substituição foi colocado uma placa metálica extraída de uma íris figura 7.1.3 (b) que, além de eliminar o problema do derretimento do plástico fez o obturador ficar mais rápido do que a chave original.

7.1.2 Medindo o tempo de subida, descida e atraso no obturador

Os obturadores dos feixes lasers que fazem aprisionamento são colocados depois dos moduladores acusto-ópticos, nesta posição o feixe laser é bem focalizado e, portanto, sua largura é bem pequena, permitindo assim obter tempos t_1 menores. Com a finalidade de caracterizar os tempos dos obturadores foi necessário colocar o obturador na posição 1 como é mostrado no esquema experimental da figura 7.1.4. O obturador foi conectado a um gerador de funções com uma onda quadrada, o que permitiu abrir e fechar o obturador com um período constante. O sinal luminoso após a passagem do feixe laser pelo obturador foi captado por um fotodetector Hamamastsu $1337-1010BR$ e visualizado em um osciloscópio, como mostra a figura 7.1.4.

Os obturadores usados antigamente no sistema óptico tinham um sistema de funcionamento similar aos novos. A diferença é que os obturadores novos têm maior rapidez. Os antigos tinham um tempo de subida entre 15-20 ms. (31) Os obturadores na versão original da figura 7.1.5 (a) tem um tempo de subida na ordem de 1 ms e um offset de 4 ms. Ao colocar uma lâmina de íris como mostra a figura 7.1.3 (b) o tempo de subida diminuiu de quase uma ordem de grandeza. Posteriormente, este foi substituído por outra fina lâmina de alumínio, deixando o obturador com menos inércia e, consequentemente,

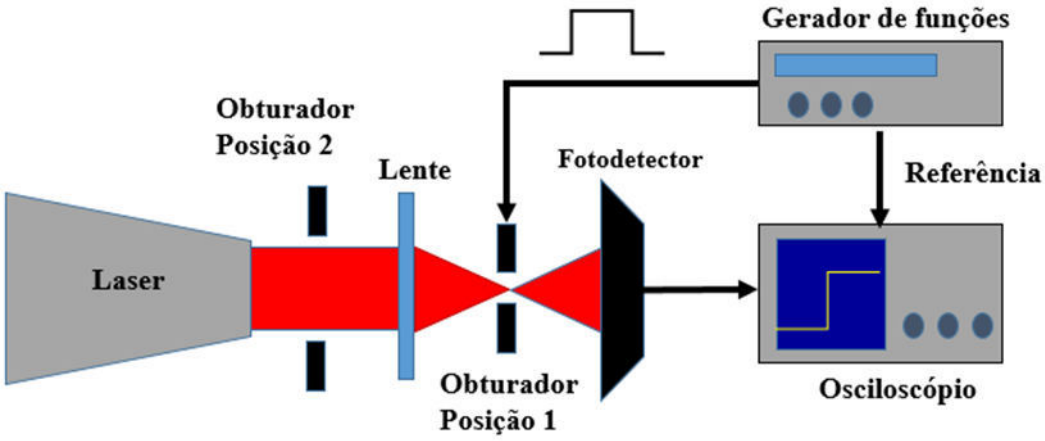


Figura 7.1.4 – Principais elementos da montagem experimental para a caracterização do obturador opto-mecânico
Fonte: Elaborada pelo Autor.

mais rápido, aproximadamente duas ordens de grandeza em relação ao tempo de subida do obturador original como apresenta a figura 7.1.5 a. O tempo de subida para as fibras do braço inferior foi de $t_1 = 27{,}1$ µs.

A caracterização realizada foi feita com um feixe laser focalizado no sistema óptico do próprio experimento, mas para conhecer o tempo próprio do obturador é necessário obter um feixe laser que preencha toda a região de sua abertura óptica, o que não acontece no esquema da figura 7.1.4 na posição 1. Agora, colocando-se o obturador em um feixe colimado com a mesma largura do diâmetro da abertura óptica poderíamos saber qual é o tempo de resposta do dispositivo. Isso pode ser realizado colocando o obturador na posição 2 na figura 7.1.4, onde a cintura do feixe laser é de$w = 4$ mm. A figura 7.1.6 (a) mostra o tempo de subida e descida com as especificações anteriores. Para o primeiro, o tempo de subida foi na ordem de ms, $\tau = 859,29$ µs, trinta vezes maior do que o obturador na posição 1 e quase da mesma magnitude do tempo de subida do obturador na versão original.

O tempo de descida da figura 7.1.6 (b), referente à configuração do obturador na posição 2 (Figura 7.1.4), foi de $\tau = 1,457$ ms. Este também foi menor do que os tempos do obturador no sistema original e com a lamina da íris. Os tempos de atraso para as duas situações do sistema são quase imperceptíveis para ambas condições, pois as magnitudes deles estão na ordem dos microssegundos. Para a subida, o tempo de atraso próprio foi de $t_{sp} = 2,3$ µs e para a decida, de $t_{dp} = 3,1$ µs. Desse modo, o funcionamento do controle dos feixes lasers para o chafariz ficou com maior rendimento do que o sistema antigo. Tempos curtos de resposta dos obturadores permitem obter maior eficiência na sequência temporal.

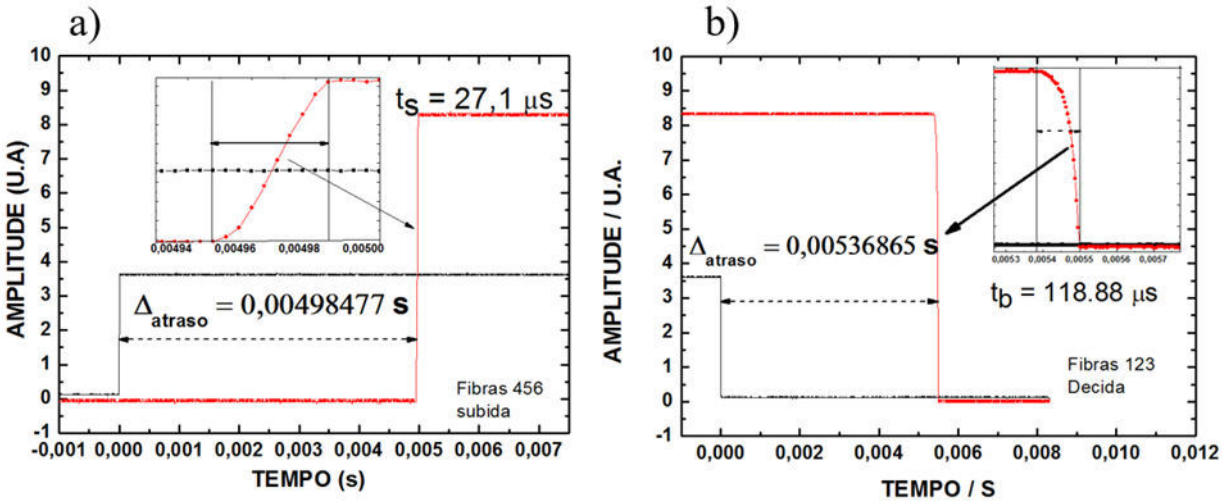


Figura 7.1.5 – a) tempo de subida do obturador fibras 4, 5 e 6 com lâmina fina de alumínio com seu respectivo tempo de atraso. b) tempo de descida do mesmo obturador como seu respectivo atraso

Fonte: Elaborada pelo autor.

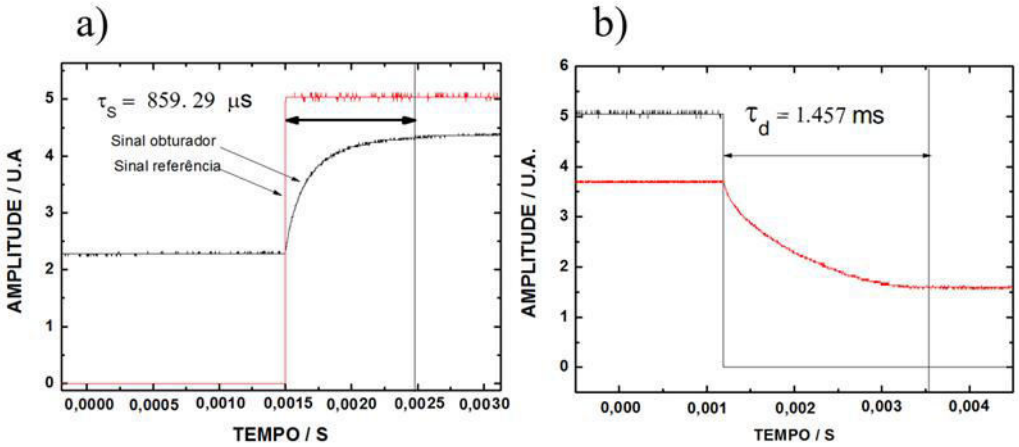


Figura 7.1.6 – a) tempo de subida do obturador com o feixe laser colimado e com cintura de w=4mm. b) tempo de descida do obturador como as mesmas condições que na parte a.

Fonte: Elaborada pelo Autor.

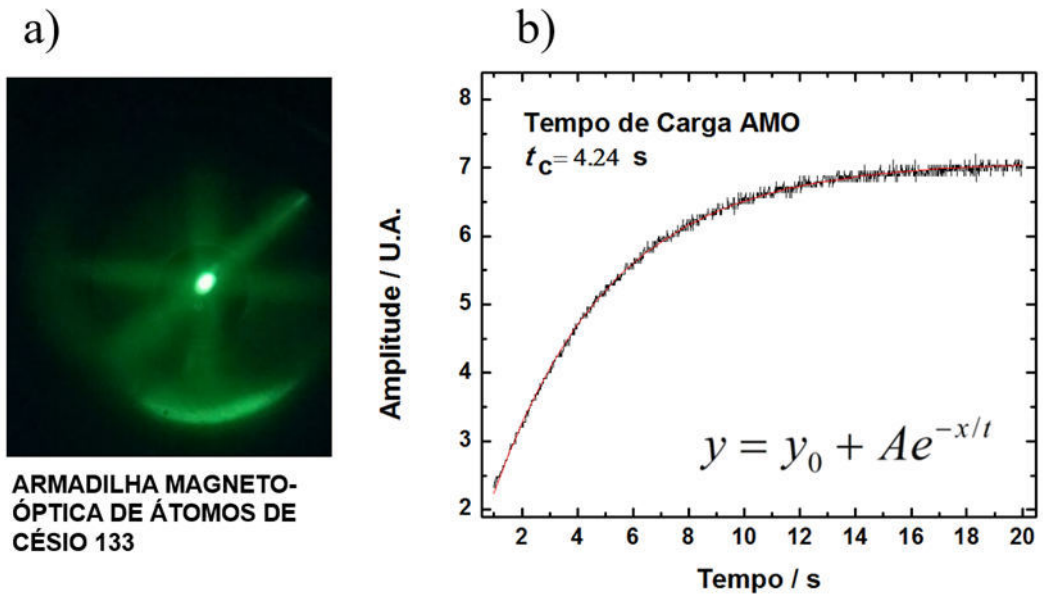


Figura 7.1.7 – a) Armadilha magneto-óptica de Césio 133 após montar o sistema óptico novamente. b) Tempo de carga da AMO. Onde tc = 4,24 s.
Fonte: Elaborada pelo autor.

7.1.3 Armadilhas magneto óptica – Melaço Óptico

Após colocar o sistema óptico na nova mesa óptica, o primeiro passo para a obtenção de uma franja de Ramsey é realizar uma boa armadilha magneto-óptica (AMO), isto é, ter uma nuvem atômica com grande quantidade de átomos e resfriados em uma temperatura baixa na ordem dos μK. Uma grande quantidade de átomos é necessária para maximizar a relação sinal ruído no sinal de tempo de voo, o qual é um dos parâmetros que mede a qualidade da franja de Ramsey. A temperatura baixa é necessária para aumentar o tempo de interação dos átomos com o campo de interrogação como foi dito no capitulo 5. A figura 7.1.7 (a), apresenta a AMO de Césio já em operação após as mudanças na mesa. A potência total de luz laser que entra na câmara de vácuo é aproximadamente 50 mW e a temperatura da nuvem de átomos aprisionados é próxima ao Limite Doppler $T = 127$ μK.

O tempo de carga da armadilha é mostrado na figura 7.1.7 (b). Os dados experimentais estão em preto e foram ajustados com a equação apresentada na mesma figura (o ajuste representado por uma linha vermelha). O tempo de carga foi de $t_c = 4,24$ s para este primeiro intento. Nos relógios atômicos, um parâmetro fundamental é o tempo de ciclo do sistema, já que a estabilidade do sistema é medida pela variância de Allan. Quanto maior é este tempo de ciclo, maior é a probabilidade de instabilidades no sistema, portanto, o tempo de carga da figura 7.1.7 (b) não é adequado para um correto funcionamento do chafariz. Um ponto importante que cabe ressaltar de nossa armadilha magneto-óptica é que os átomos que a alimentam são obtidos do vapor de fundo dentro do

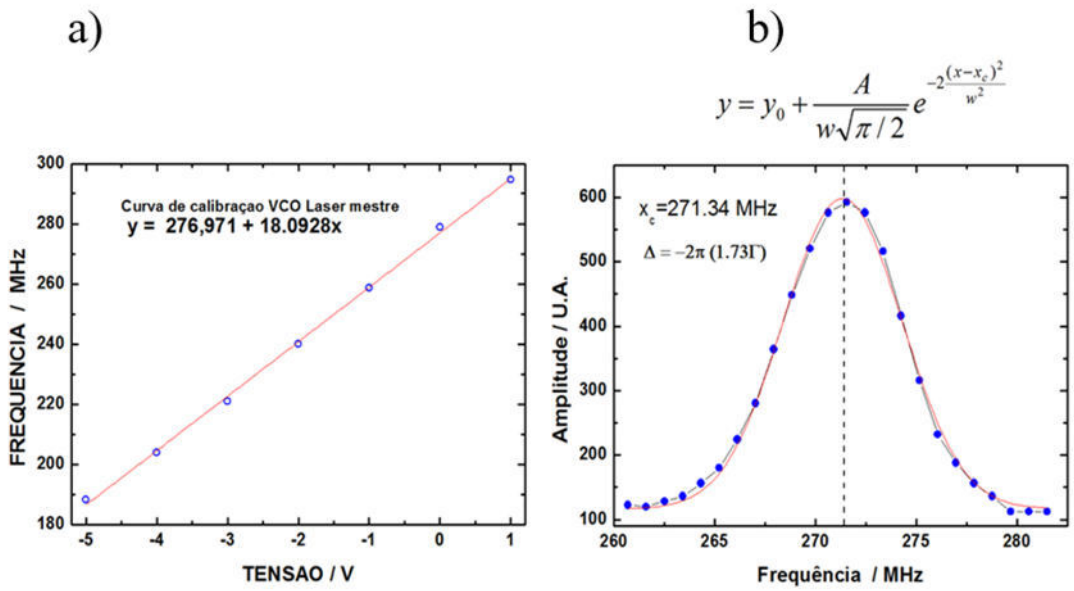


Figura 7.1.8 – Calibração do Canal DAC0 encarregado do deslocamento de frequência do modulador do laser mestre. b) Variação da magnitude do sinal de florescência respeito aos valores de frequência do modulador.
Fonte: Elaborada pelo autor.

sistema de vácuo. Como resultado o tempo de carga é maior do que os outros chafarizes, como por exemplo a FO1 do Observatório de Paris da França. Eles primeiramente fazem um 'Chirp Cooling' (77), obtendo um bom número de átomos em tempo curto. Além dessa razão, outro ponto importante é o nível de vácuo do sistema. Se tem muita pressão de fundo pela presença de muitos átomos, pode ser que a taxa de perdas da armadilha seja grande e chegue a prejudicar o carregamento dos átomos. Geralmente um sistema trabalha com um nível de pressão entre 10^{-7} – 10^{-10} Torr, quanto menor este nível menor é a taxa de perdas e um menor tempo de carga será obtido. No início deste trabalho o sistema de vácuo apresentava variações da pressão até dois ordem de magnitude na região de interrogação as quais interferiam no sinal de tempo de voo, como foi comentado em. (32) Com essa dificuldade decidimos regular melhor a válvula que une o reservatório de Césio à câmara principal. Após um tempo abrimos novamente em uma posição na qual a quantidade de átomos que saísse do reservatório fosse menor do que no passado. As oscilações de vácuo depois dessa ação não foram percebidas e o medidor permaneceu estável no fundo de escala do medidor.

Depois de fazer a melhora no sistema de vácuo trabalhou-se primeiramente na caracterização da frequência do modulador acusto-óptico da espectroscopia de absorção saturada do laser mestre como apresenta a figura 7.1.8 (a), com o propósito de conhecer a dessintonia necessária para obter o maior número de átomos na armadilha. Assim, foi medida a magnitude do sinal de fluorescência emitida pelos átomos (esta é proporcional ao número de átomos) por um fotodetector, varrendo a frequência do modulador como

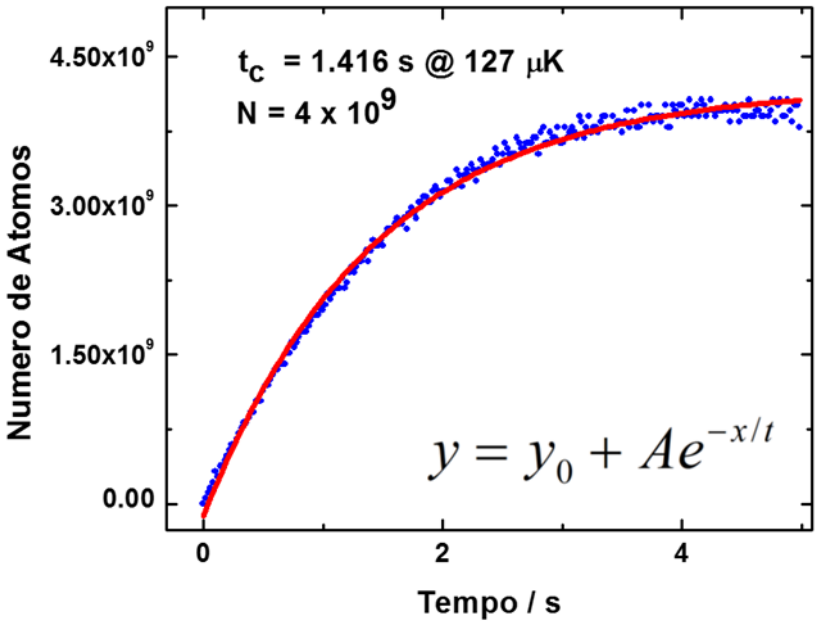


Figura 7.1.9 – Tempo de carga da AMO logo de fazer as melhoras do sistema. O número de átomos na ordem de N$\sim$ 10^9átomos em $t_c = 1.416$ s.
Fonte: elaborada pelo autor.

apresenta a figura 7.1.8 b.

Antes de realizar a medida foi necessário calibrar a saída da placa $DAC0$ que é encarregada de deslocar a frequência do modulador referente ao laser mestre. Os valores no programa são proporcionais aos deslocamentos de frequência, como apresenta a figura 7.1.8 (a). Com os valores de frequência já calibrados foi medida a variação da magnitude da fluorescência descrita acima. O formato dos dados experimentais (pontos azuis) é similar à função gaussiana (em vermelho) e a correspondente função está acima da figura onde o centro está em $x_c = 271,34$ MHz o que corresponde a $\Delta = -2\pi(1,73\Gamma)$ de dessintonia para uma armadilha magneto-óptica otimizada.

7.1.4 Melhoras do tempo de carga da AMO e número de átomos

Com a melhoria do nível da pressão de vácuo e com o valor de dessintonia do feixe do laser mestre, além do um bom alinhamento mecânico dos feixes produzimos novamente a armadilha magneto-óptica com um tempo de carga$t_c = 1,416$ s, valor menor do que foi obtido antes de fazer as melhorias. Além disso, a amplitude do sinal de fluorescência foi maior e, consequentemente, o número de átomos foi maior $N = 4\times10^9$, como é apresentado na figura 7.1.9. Os pontos azuis na figura 7.1.9 representam os dados experimentais e a linha vermelha o ajuste usado para calcular o tempo de carga, a equação para tal fim é apresentada na mesma figura. O número de átomos foi calculado usando a Eq. 11.0.4 do apendice C.

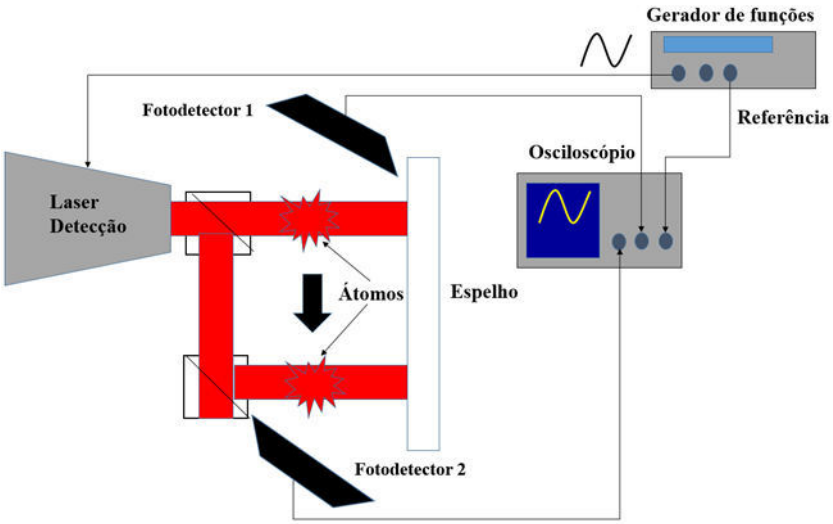


Figura 7.1.10 – Esquema da caracterização da resposta dos fotodetectores do sistema de detecção do chafariz. Fonte: Elaborada pelo autor.
Fonte: Elaborada pelo autor.

A potência total dos lasers para a medida foi de aproximadamente $P = 50$ mW. É necessário observar que o tempo de carga obtido depois das melhoras é três vezes menor do que o apresentado na figura 7.1.7 (b).. O tempo de carga da armadilha é uma das contribuições mais relevantes no tempo de ciclo do sistema, por conseguinte ter menor tempo de carga ajuda a melhorar e obter um perfil de Ramsey de melhores condições. O número de átomos também é um fator importante no funcionamento do chafariz, como foi mostrado no capitulo 3, a relação sinal ruído da medida de estabilidade depende no número de átomos que contribuem para o método de Ramsey.

7.1.5 Caraterizações dos fotodetectores do sistema de detecção

Como foi dito no capítulo anterior, a detecção dos átomos que fizeram ou não a transição relógio no chafariz é feita usando a técnica de tempo de voo. Para tal fim foram utilizados dois fotodetectores Hamamastsu $S1337 - 1010BR$ arranjados como apresenta a figura 7.1.10. Os sinais de fluorescência emitidos pelos átomos ao passar pelos fotodetectores têm magnitude na ordem de 10 µW, por essa razão foram implementados dois amplificadores transimpedância com ganho de $G = 10^8$. (72) Com ganhos elevados a banda de resposta em frequência do sistema de detecção fica limitada. Com o intuito de saber a largura de resposta em frequência do sistema foi necessário realizar a caracterização apresentada na figura 7.1.10.

O feixe laser do sistema de detecção foi modulado com um sinal senoidal com uma amplitude de $V = 1,318$ V produzido por um gerador de funções. A frequência do sinal de referência foi mudada em um intervalo de 1Hz até 105 Hz. Consequentemente as amplitudes e as fases dos sinais de saída dos fotodetectores registraram mudanças com respeito

Tabela 7.1 – Valores dos parâmetros de ajuste nos modelos dos fotodetectores.

	Amp. Foto1	Amp. Foto2		Fase Foto1	Fase Foto2
Freq. Corte	946,2208	1016,2665	Freq. Corte	928,3020	999,8537
A	5,0323	3,10	a	26,593	25,0036
Q	1,1449	0,6	b	0,0353	0,0386
a	1,1971	1,2			

Fonte: Elaborada pelo Autor

ao sinal de referência como mostra os diagramas de bode para ambos os detectores da figura 7.1.10. Os dados experimentais foram ajustados usando um modelo matemático do amplificador de transimpedância generalizado, onde a função de transferência é dividida em suas duas componentes, magnitude e fase. No caso da magnitude se usou a seguinte equação para ajustar a curva:

$$A(f) = 20log_{10}\frac{A}{\sqrt{Q^2 + (f/f_c)^{2a}}} \tag{7.1.1}$$

Na Eq. 7.1.1 f_c representa a frequência de corte, os parametros A, Q são parametros de ajustes que são relacionados como os valores de capacitor e resistência do amplificacor, o termo a é um parâmetro de ajuste da inclinação da curva. No caso da fase a equação de ajuste foi:

$$\varphi(f) = arctang\left(b\left(\frac{f}{f_c} + \sqrt{4-a^2}\right)\right) + arctang\left(b\left(\frac{f}{f_c} - \sqrt{4-a^2}\right)\right) \tag{7.1.2}$$

Onde b e a são parâmetros de ajuste e seus respectivos valores se encontram na tabela (7.1). Os valores dos parâmetros do ajuste apresentam boa concordância. Por exemplo, o resultado da frequência de corte no sistema de detecção para o primeiro dos fotodetectores: a diferença entre a medida de magnitude e fase é de apenas 18 Hz, da mesma forma para o sistema 2, onde é de 17 Hz. Como resultado a frequência de corte dos sistemas está em torno de 1000 Hz. Por outro lado, podemos concluir, pela forma da magnitude no diagrama de bode, que o amplificador usado é de segunda ordem. Isso podemos conferir também na medida da fase figura 11 (b), que vai até 180 graus.

Em uma operação típica do chafariz a largura temporal do sinal de tempo de voo é da ordem de 4 a 8 ms. No domínio da frequência essas quantidades estariam entre 125 e 250 Hz e, portanto, os sistemas de detecção estão trabalhando abaixo do limite da frequência de corte. Embora isso seja um bom resultado para a operação do chafariz atualmente, a largura temporal do sinal de tempo de voo depende de vários processos do funcionamento do sistema, como por exemplo a temperatura inicial de resfriamento da nuvem atômica. Se esta fosse ainda mais baixa só poderia chegar até o limite de 1ms

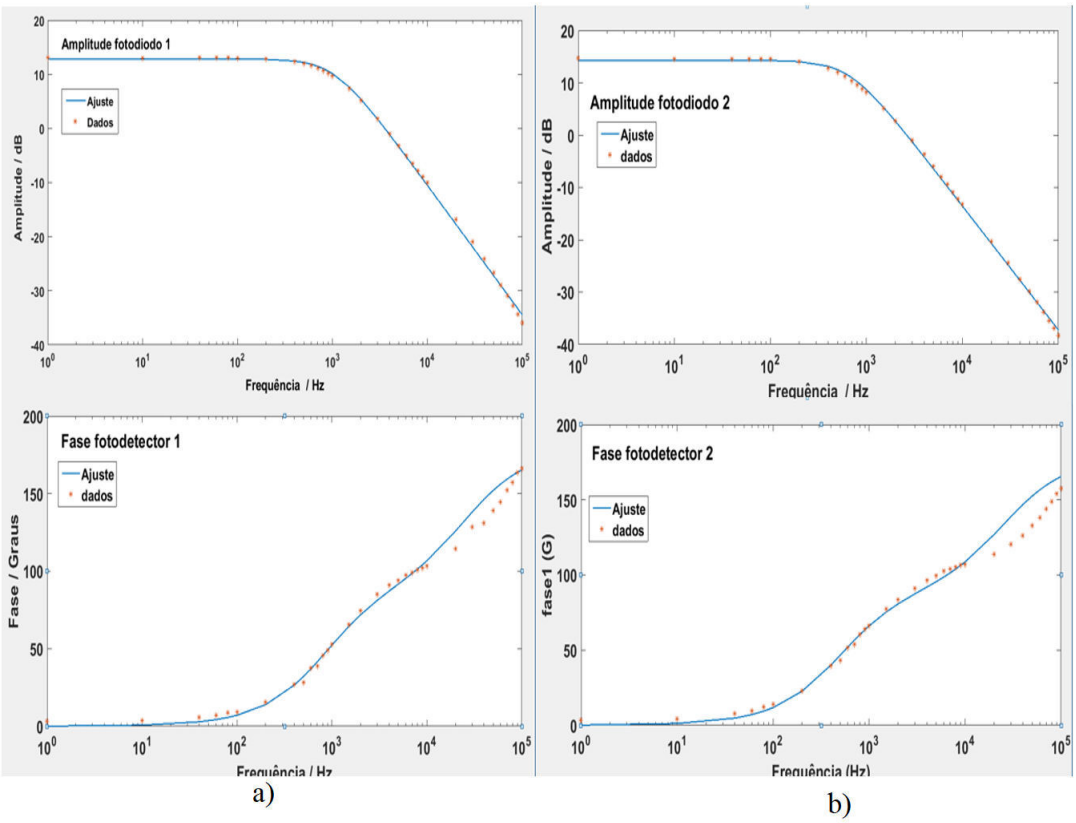


Figura 7.1.11 – Diagramas de bode dos sistemas de detecção. Os pontos são os dados experimentais e a linha azul é o ajuste. a) fotodetector 1 com os valores dos parâmetros de ajuste. b) fotodetector 2 com os respectivos valores de ajuste.

Fonte: Elaborada pelo autor.

com o ganho do amplificador transimpedância atual. Depois desse valor, instabilidades no sistema poderiam perturbar os sinais de tempo de voo.

7.2 Sinal de Tempo de Voo (TOF)

A interação entre os feixes lasers que formam o sistema de detecção e a nuvem atômica gera os sinais de tempo de voo, como foi apresentado no capitulo 6. Destes sinais é possível extrair informações relevantes da nuvem, como as populações atômicas dos níveis hiperfinos $|F = 4, m_F = 0\rangle$ e $|F = 3, m_F = 0\rangle$, usados na obtenção da probabilidade de Ramsey Eq. 6.2.1 e também a temperatura inicial longitudinal da nuvem. (78) Convém sublinhar que os sinais apresentados na figura 7.2.1 são sinais típicos do Chafariz Brasileiro, obtidos depois de fazer as melhorias descritas nas secções anteriores, além de um rigoroso alinhamento da nuvem dentro do sistema de vácuo, o qual permitiu obter

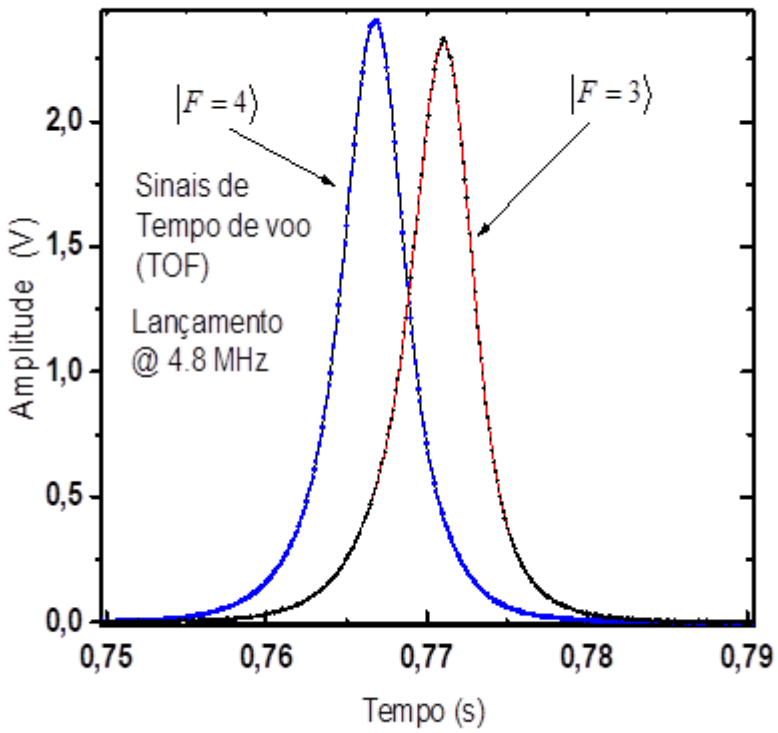


Figura 7.2.1 – Sinais de tempo de voo experimentais coletados dos dois fotodetectores do sistema de detecção. Os sinais foram gerados lançando a nuvem com $\Delta\nu = 4,8$ MHz. O gráfico de pontos azuis representa os átomos que se encontram em F = 4 e o de pontos vermelhos os que se encontram em F = 3.

Fonte: Elaborada pelo autor.

um sinal de tempo de voo de alta qualidade e grande amplitude, passo fundamental para obter uma boa franja de Ramsey.

Para a obtenção dos sinais de tempo de voo da figura 7.2.1 foi dado um deslocamento de frequência nos feixes de lançamento de$\Delta\nu = 4,8MHz$,correspondente a uma velocidade de lançamento de $\nu = 3,54$ m/s na direçãoz. Segundo as equações de movimento para um corpo em queda livre $z_{max} = v^2_{lançamento}/2g$, de modo que, para essa velocidade, a altura máxima é $z_{max} = 0,6394$ m. A distância do extremo superior da cavidade até o ponto central do lançamento é $0,5960$ m, consequentemente $\Delta z = 0,0434$ m é a metade do comprimento da região livre de campo oscilatório. Isto é $\Delta z_{total} = 2 \times 0,0434$ m para o voo dos átomos depois da cavidade de interrogação na ida e volta. Pode-se dizer que a qualidade do sinal de tempo de voo depende de fatores associados aos níveis de ruídos no laser de detecção, no laser de rebombeio, (59) e na forma de como a nuvem interage espacialmente com os feixes, afetando a medição da temperatura longitudinal da nuvem (79). Outro fator que altera o sinal de tempo de voo são as flutuações de pressão no

Tabela 7.2 – Valores da relação sinal ruído dos TOF para uma velocidade de lançamento de 3,54 m/s.

Sinal TOF	A_{sinal} (V)	A_{ruido} (V)	SNR (dB)	SNR FD (dB)
$TOF_{F=4}$	2,404	0,005	53,36	<100
$TOF_{F=3}$	2,334	0,007	50,35	<100

Fonte: Elaborada pelo autor

tubo de interrogação, as quais aumentam as perdas de átomos quando a pressão aumenta resultando em uma diminuição do sinal de tempo de voo. Essas, especialmente, foram um grande problema para nosso sistema como é apresentado no trabalho de Ferracini, (32). Um fator relevante na caracterização dos sinais de tempo de voo é a relação sinal ruído (SNR), para os sinais da figura 7.2.1 esta pode ser calculada usando a Eq. 7.2.1:

$$SNR_{dB} = 20log_{10}\left(\frac{A_{sinal}}{A_{ruido}}\right) \tag{7.2.1}$$

Onde a A_{sinal} é a amplitude do sinal medido e$A_{Ruído}$ é amplitude do ruído. Na tabela 7.2 são apresentadas as relações de sinal-ruído para os sinais de TOF da figura 7.2.1 onde os valores são $SRN_{F=4} = 53,36$ dB e $SRN_{F=4} = 50,35$ dB o que significa que os sinais estão com boa resolução e baixo nível de ruído. Além disso, a tabela 8.1 também apresenta em sua última coluna a relação sinal ruído dos fotodetectores com o sistema de amplificação de transimpedância, o qual é maior do que 100 dB numa medida no escuro. Consequentemente, podemos dizer que o sistema é limitado apenas por ruído proveniente do laser de detecção, ponto para futuras melhorias.

Os sinais de tof da figura 7.2.1 representam só um valor na franja de Ramsey correspondente a um ponto da varredura do sinal de interrogação. Portanto, para a realização de uma franja de Ramsey é necessário realizar uma sequência de medidas de tempo de voo ao redor da frequência de ressonância que dependem da faixa da varredura. Neste sentido o valor atual desta é ao redor de $\Delta f = 100$ Hz, com passo de 0,25 Hz. Para realizar uma franja de Ramsey com esses valores são necessários 400 ciclos, ou seja, quatrocentos sinais como a figura 7.2.1 com valores de frequência diferentes, o que faz o sistema complexo em sua operação.

Na figura 7.2.2 são apresentados vários sinais de tempo de voo do fotodetector 1, que mostram como a amplitude do sinal de tempo voo varia dependendo da altura de lançamento. Quando a nuvem atômica está em queda livre, o sinal dos fotodetectores fica saturado, mas quando a frequência de lançamento é diferente de zero a amplitude vai decrescendo exponencialmente em função da altura. Em outras palavras, quanto mais alta é lançada a nuvem atômica a amplitude do sinal de TOF decresce rapidamente. Existem possíveis causas para as perdas, como colisões atômicas entre os átomos da nuvem com os átomos que fazem parte do vapor de fundo em todo o percurso. Seguidamente na

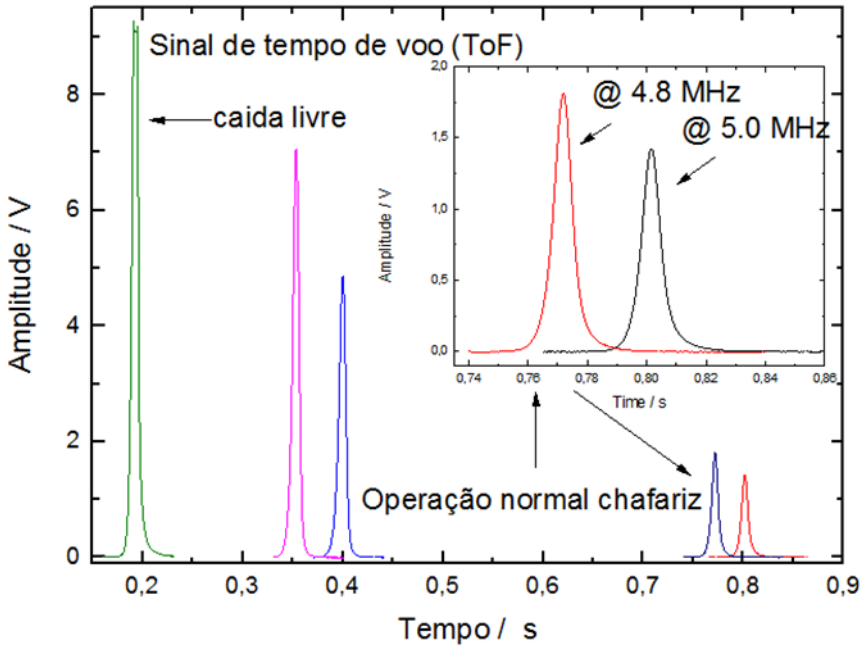


Figura 7.2.2 – Variações da amplitude do sinal de tempo de voo do fotodetector 1 em função do tempo central do sinal de tempo de voo. Na condição de queda livre amplitude é saturada, mas quando a altura vai aumentando o sinal decresce.

Fonte: Elaborada pelo autor.

mesma figura são apresentados dois sinais, o primeiro sinal (rosa) com valor de 350 ms coincide com a altura onde termina a câmara de aprisionamento e o começo do tubo de interrogação $z(t = 350ms)$ =20, 8 cm acima do centro da câmara de aprisionamento (onde se realiza o aprisionamento). O sinal azul elétrico em 400 ms é o sinal corresponde a altura depois dessa interfase. Estas dois sinais são de grande importância para a obtenção de um bom alinhamento entre o melaço óptico e o centro do tubo de interrogação, desse modo quando amplitudes destes sinais de TOF são similares, pode-se dizer que o alinhamento do melaço no tubo de interrogação esta otimizado. Por outro lado, os sinais de tempo de voo correspondente as frequências de lançamento 4,8 MHz para 767 ms e 5,0 MHz para 801 ms vistas na figura 7.2.2 são os sinais de operação normal do chafariz Brasileiro, convém sublinhar que essas sinais de Tempo de voo no anterior estagio eram na ordem dos 20 mV. (32)

7.3 Franja Ramsey experimental

Depois de obter um sinal de tempo de voo com alta magnitude e grande estabilidade como foi apresentado na seção 7.2 o foco do trabalho foi a realização experimental da franja de Ramsey. Como já foi dito, a franja de Ramsey é a assinatura do padrão de

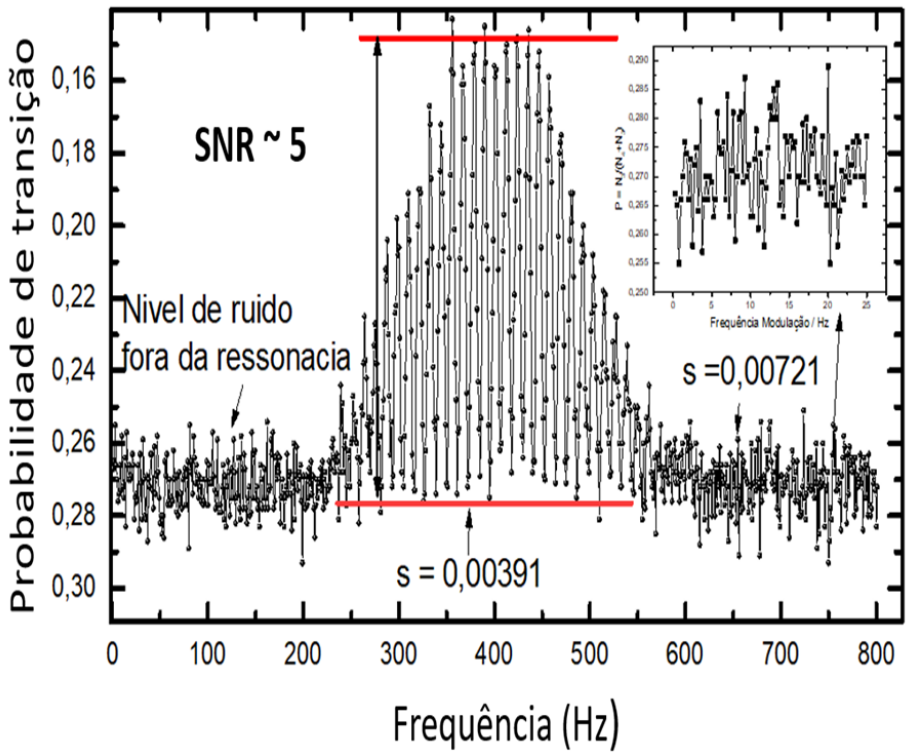


Figura 7.3.1 – Primeira franja de Ramsey obtida neste novo estágio do chafariz. O nível de ruído foi alto, isso pode ser observado na relação sinal ruído RSR = 5.

Fonte: Elaborada pelo autor.

tempo e frequência. (70) Portanto, uma boa franja reúne diferentes características como: boa relação sinal ruído SNR e um alto fator de qualidade Q, o que permite obter uma boa estabilidade. (10) Na figura 7.2.2 é apresentada a primeira franja de Ramsey obtida depois de realizar a otimização do sistema sem desmagnetização.

A franja da figura 7.3.1 foi obtida com um número de átomos inicial de $N = 2 \times 10^9$, numa potência de saída de micro-ondas de $-53,40$ dB e sem realização de média entre as medidas. O nível do sinal no ponto mais alto do perfil é $S_{Sinal} = 0,00391$ e o nível de ruído é $Ruído = 0,00721$. Consequentemente, para essa franja a relação sinal-ruído foi de $SNR \sim 5$, um valor baixo tomando como referência o sinal obtido por. (32)Embora o perfil da franja de Ramsey da figura 8.3 tenha tido um valor de SNR baixo, as perspectivas de melhorias no chafariz eram boas, já que o sinal de tempo de voo alcançado tinham as qualidades apresentadas na figura7.3.1.

Para começar a otimizar a franja de Ramsey, primeiramente foi feita uma desmagnetização do sistema, usando um transformador de corrente alternada com correntes de 50 A. Logo depois da desmagnetização o ruído diminui mas ficaram as oscilações apresentadas na figura 7.3.2. O origem destas são variação da polarização do feixe laser do rebombeiamento na detecção que causa flutuação no sinal de tempo de voo. Consequen-

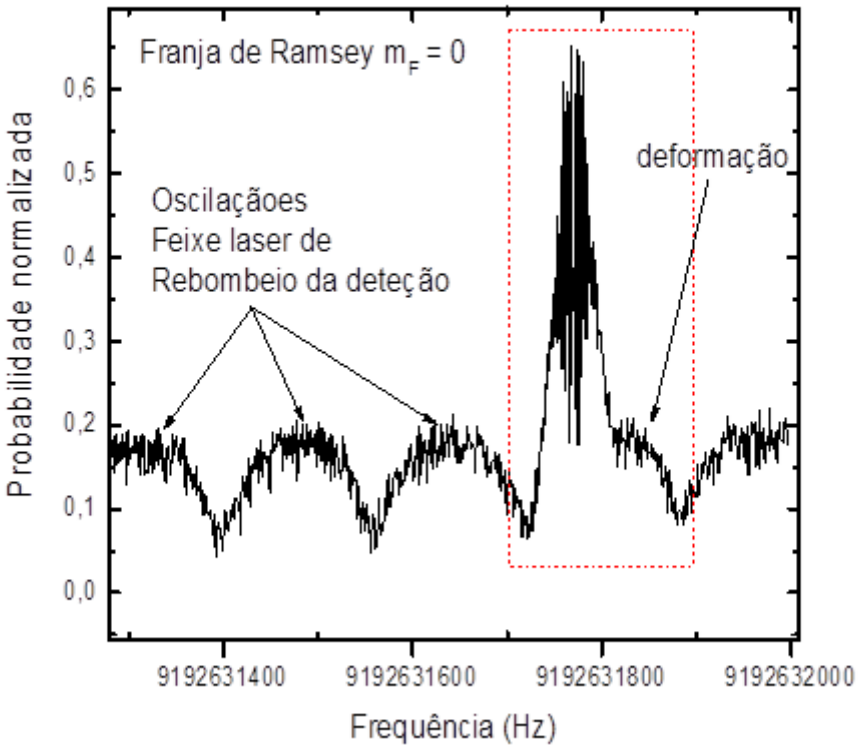


Figura 7.3.2 – Franja de Ramsey experimental com oscilações devido à polarização do feixe laser de rebombeio da detecção, a franja foi tomada com passo na varredura de 1 Hz.

Fonte: Elaborado pelo autor.

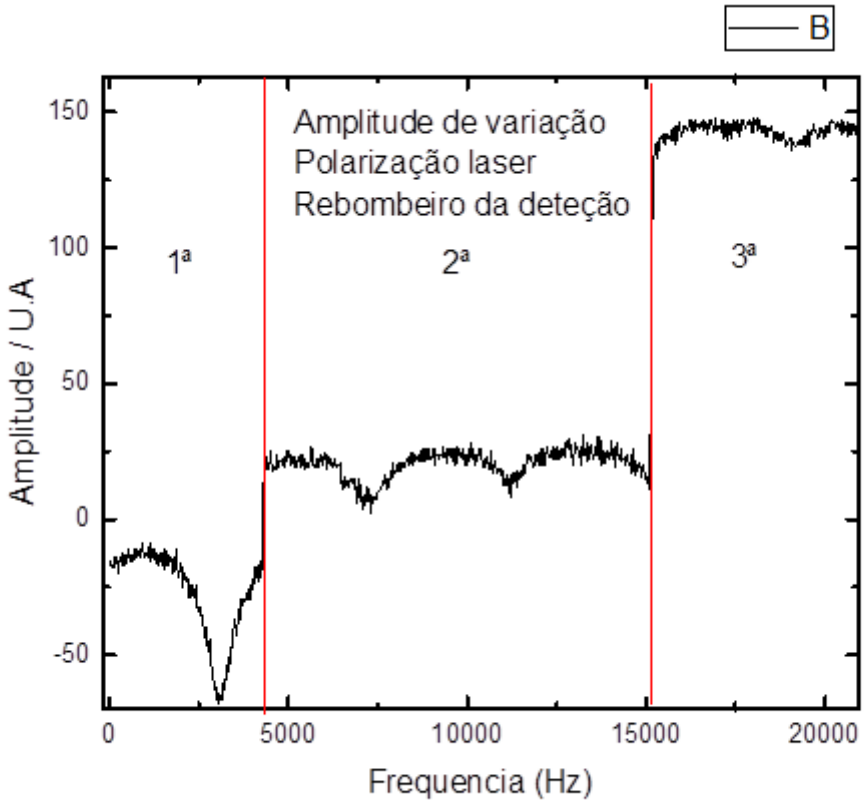


Figura 7.3.3 – Franja de Ramsey experimental com oscilações devido à polarização do feixe laser de rebombeio da detecção. A franja foi tomada com passo na varredura de 1 Hz.
Fonte: elaborada pelo autor.

temente estas afeitam notavelmente a relação sinal-ruído da franja, como também causa deformações na mesma.

Para minimizar o ruído observado em 7.3.2 foi ajustada a lâmina de meia onda da fibra do laser de rebombeio da detecção em três valores, como apresenta a figura 7.3.3. Na primeira região a variação é comparável com as oscilações da figura7.3.2. Nas regiões seguintes a lâmina foi ajustada em sentido anti-horário, variando o plano de polarização da luz e seguidamente é observado uma diminuição da amplitude da oscilação.

7.3.1 Franja de Ramsey como diferentes tempos de carga

Um dos principais parametros na hora de fazer uma franja de Ramsey é o tempo de ciclo, isso é pela relação direta na medida da estabilidade. Nesse sentido, o tempo de carga dos átomos na MOT é quem tem maior contribuição ao tempo de ciclo. Consequentemente, este influência na estabilidade do padrão. Para escolher o menor tempo de carga para operaraão do chafariz foi feita uma medida qualitativa apresentada na figura 7.18 que

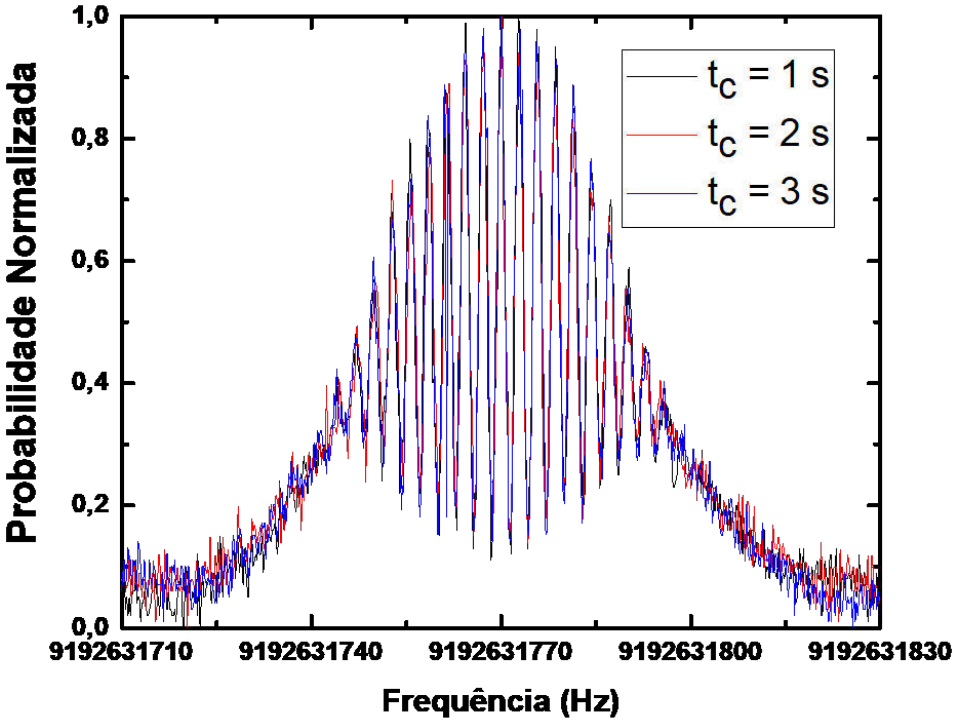


Figura 7.3.4 – Franjas de Ramsey como tempos de cargas da MOT diferentes.
Fonte: Elaborada pelo autor.

consiste em variar o tiempo de carga en três valores, nesse caso para t_c =1 s, 2 s, 3 s e observar o formato a relação sinal ruído da franja. Dessa maneira, as três franjas de Ramsey obtidas na figura 7.18 tem um formato e uma relação sinal ruído muito similares por conseguinte o tempo de carga da MOT escolhido foi o tempo $t_c = 1$ s.

7.3.2 Franja de Ramsey lateral (otimizada)

Depois de fazer estas melhorias, como também um ajuste fino no sistema de detecção, foi obtida a franja de Ramsey apresentada na figura 7.3.5. Para a obtenção desta franja os feixes da armadilha foram deslocados $\Delta v_{Lançamento} = 4,6$ MHz, o que conduz na largura central de $\Delta v_{Ramsey} = 1,69$ Hz. Portanto, o fator de qualidade para o chafariz é $Q = 5,4394 \times 10^9$ Hz. A Relação sinal ruído obtida $SNR \sim 200$, notavelmente muito maior que as anteriores. O tempo de ciclo para a obtenção de um ponto na franja de Ramsey também foi reduzido ao valor de $t_c = 2$s, os dados anteriores demostram que as diferentes melhorias feitas no chafariz foram de grande ajuda na obtenção do perfil de Ramsey da figura 7.3.5.

Outro aspecto importante deste resultado foi que para fazer a franja de Ramsey atualmente, não utilizamos médias de medidas, com cada ponto da curva de ressonância

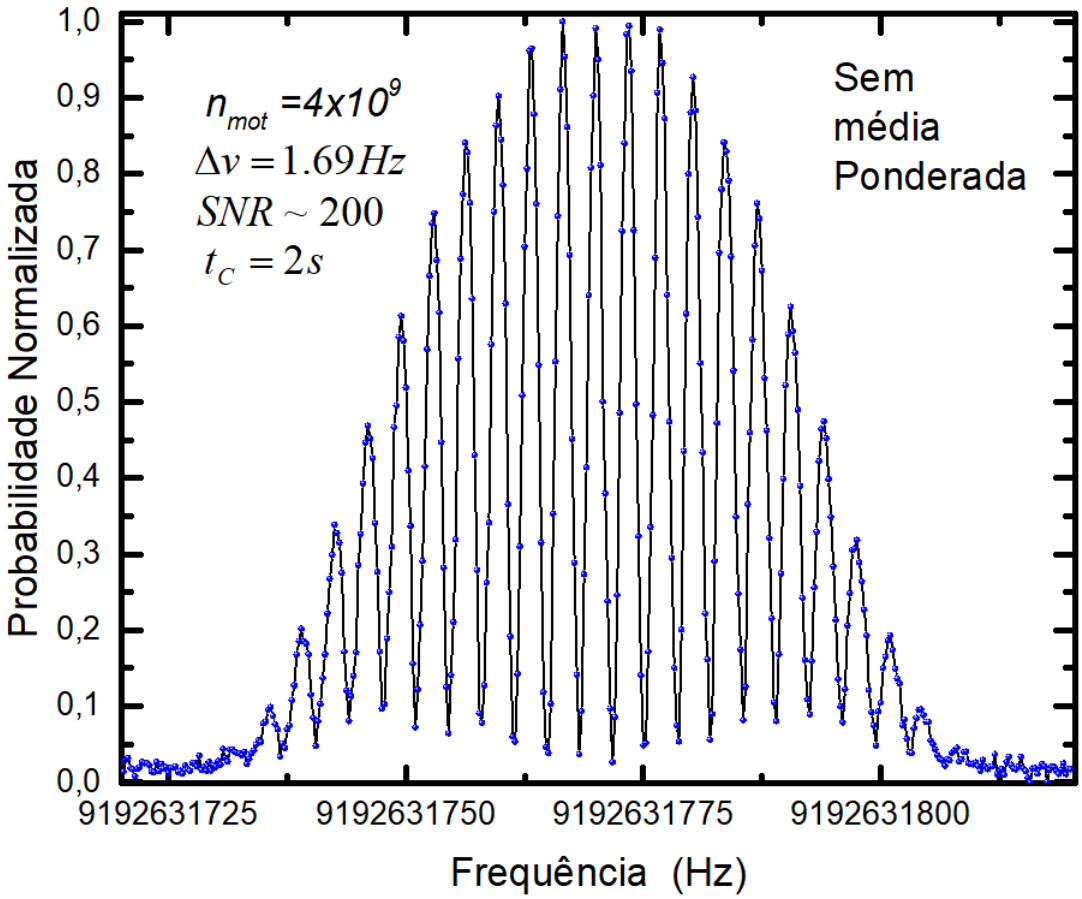


Figura 7.3.5 – Franja de Ramsey experimental obtida depois de fazer as melhoras ao Chafariz. Os pontos são experimentais e a linha apenas une os pontos. Cada ponto é resultado de um lançamento apenas.
Fonte: Elaborada pelo autor.

sendo equivalente a um lançamento apenas. Isso quer dizer que para a realização de uma franja de Ramsey como a figura 7.3.5, obtida com uma varredura de 100 Hz ao redor da frequência de ressonância e com um passo de 0,25 Hz, só foram necessários aproximadamente 14 min, outro grande avanço que afeta positivamente a estabilidade do chafariz.

Por outro lado, existem limitações no sistema que não permitem obter ainda um alto desempenho. Uma delas são as transições vizinhas, os seja, aquelas com $m_F \neq 0$, o que prejudica a transição central $m_F = 0$. A razão é que a população dos átomos é distribuída em todas as transições permitidas incluindo todos os $m_F \neq 0$. Consequentemente a franja de Ramsey perde qualidade pelos átomos perdidos por tais transições. Para evitar estas perdas no chafariz pode-se realizar um estágio de seleção, usando uma cavidade de preparação e removendo os átomos em outros sub-estados magnéticos com o auxílio de um feixe de push. Nesse sentido cabe ressaltar que a franja de Ramsey da figura 7.3.5 não tem estado de seleção implementado. Assim, prevê-se que a relação sinal ruído da franja deve aumentar ainda mais quando o laser de push e a cavidade de preparação

entrarem em funcionamento. Outro grande resultado neste estágio é a estimação da estabilidade fracional para um segundo, nesse sentido, para o chafariz Brasileiro esta foi de $\sigma_y\,(1s) = 1,25 \times 10^{-13}$ a qual é comparável com o chafariz do $NIST-F2$ e $NIST-F1$ em seus primeiros reports. (1, 13)(1, 13) Como também em seu momento o chafariz do Observatorio de Paris. (70)

7.4 Caracterização da Franja de Ramsey

O cálculo da probabilidade de Ramsey visto no Apendice A produz a franja de Ramsey para um só átomo, a uma temperatura de T = 0 K. Consequentemente, as franjas de interferência em todo o percurso da varredura atingem o valor de zero probabilidade em todas as oscilações (máximo contraste). No experimento as condições mudam, como pode ser visto na franja de Ramsey da figura 7.3.5, para certas regiões o valor da probabilidade atinge o zero e em outras não. Isso é porque no experimento a nuvem de átomos com temperatura maior que zero sofre uma expansão no decorrer do tempo. Em um chafariz de átomos frios, assim como em qualquer referência de tempo e frequência, a caracterização da franja de Ramsey é de suma importância para achar os parâmetros conclusivos que permitem um melhor funcionamento do padrão, como também futuras otimizações. Nesta seção é apresentado um cálculo mais realístico da franja de Ramsey tendo em conta que a nuvem atômica tem uma distribuição de velocidades, logo uma expansão.

7.4.1 Distribuição de velocidades da nuvem

Em um chafariz os átomos são primeiramente armadilhados e resfriados numa armadilha magneto-óptica, produzindo uma nuvem de aproximadamente um milímetro de raio inicial ($\sigma_0 = 1$ mm). Onde σ é a expansão espacial, descrita assim:

$$r(t) = \sigma_0^2 + \langle v_x^2 \rangle t^2 \tag{7.4.1}$$

Na Eq. 7.4.1 t é o tempo e $\langle v^2 \rangle$ é a velocidade quadrática média referente ao centro de massa da nuvem. Se a nuvem de átomos se expande isotropicamente podemos relacionar a velocidade quadrática média como a temperatura dos átomos, assim:

$$\frac{1}{2m_{Cs}\langle v_x^2 \rangle} = \frac{1}{2} k_B T \tag{7.4.2}$$

Onde m_{Cs} é a massa do Césio,k_B é a constante de Boltzmann e T a temperatura dos átomos. neste caso a nuvem expande simetricamente nas três direcções, então:

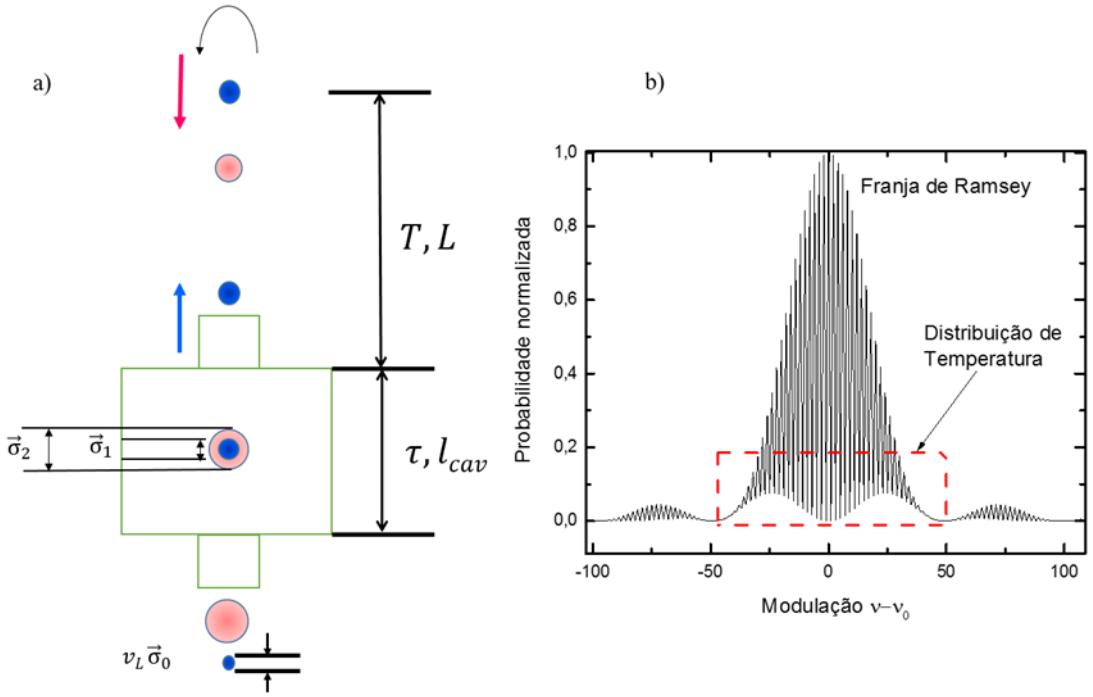


Figura 7.4.1 – Modelo de nuvem em expansão isotrópica em um chafariz atômico. O círculo azul representa a nuvem no estado inicial até que esta atinge a altura máxima. O círculo vermelho representa a nuvem na decida.
Fonte: Elaborada pelo autor.

$$\langle v_x^2 \rangle = \langle v_y^2 \rangle = \langle v_z^2 \rangle$$

7.4.2 Cálculo da Probabilidade de Ramsey com a distribuição de velocidades

Neste trabalho é feito um cálculo mais realista da franja de Ramsey em primeira aproximação, tendo em conta a distribuição de velocidades e a expansão da nuvem. O modelo usado para realizar o cálculo é simples e consiste numa nuvem expandindo isotropicamente dentro do sistema quando é lançada verticalmente. Quando a nuvem passa pela cavidade ela tem um tamanho σ_1 que depende do raio inicial σ_0 e a velocidade de lançamento, o círculo azul da figura 7.4.1 (a) representa este primeiro passo. A segunda vez que ela passa pela região de interrogação seu tamanho aumenta para σ_2, representado pelo círculo vermelho na mesma figura. A diferença da expansão da nuvem atômica dentro da cavidade causada pela temperatura deforma o perfil de Ramsey como observado na figura 7.4.1 (b). Cabe sublinhar que este modelo não tem em conta a distribuição de campo oscilantes na cavidade, pois ele considera pulsos $\pi/2$ uniformes, como também não considera ainda perdas por colisões.

O programa para realizar o cálculo baseado neste modelo foi desenvolvido em Ma-

tlab. O primeiro passo para realizar o cálculo do perfil de Ramsey foi a geração da nuvem atômica. Esta foi realizada usando uma distribuição normal aleatória da forma da Eq. 8.2 com um número de átomos ao redor de 1000. A expansão foi calculada durante toda a passagem dos átomos pela cavidade as duas vezes, a diferença das expansões foi relacionada com as equações do movimento pra um corpo em queda livre e com o tempo de interação τ e o tempo livre de campo oscilatório T, então a probabilidade dos átomos ao fazer o método de Ramsey no chafariz ficou:

$$P(\delta, \langle v^2 \rangle, r\,(t)) = \left\langle P'_{Ramsey}(\tau_2, \tau_2, T, \delta) \right\rangle \tag{7.4.3}$$

Onde $P'_{Ramsey}(\tau_2, \tau_2, T, \delta)$ é Eq. 10.0.9. nesse sentido, pode-se difenir os tempos de interação como:

$$\tau = \sum \frac{l}{\sqrt{v_0^2 - 2gz_i}} \tag{7.4.4}$$

a velocidade inicial da nuvem é v_0 e g é a gravidade. Então se pode difinir t_i da Eq. 7.4.1 como :

$$t_i = v_0 \sqrt{\frac{r_i^2 - r_0^2}{\langle v^2 \rangle}} \tag{7.4.5}$$

Então cada z_i pode ser achado da seguinte forma:

$$z_i = v_0 \sqrt{\frac{r_i^2 - r_0^2}{\langle v^2 \rangle}} - \frac{1}{2} g \left(\sqrt{\frac{r_i^2 - r_0^2}{\langle v^2 \rangle^2}} \right) \tag{7.4.6}$$

Agora, pode-se intruzir z_i na Eq. 7.4.4 para cada região interrogação.

A figura 7.4.2 parte de cima representa a superposição dos perfis Ramsey. Os quadrados azuis são os dados obtidos no experimento para uma nuvem com velocidade de lançamento de$v_0 = 3,52$ m/s, o número de átomos carregados na MOT de $N \sim 10^9$, e um diâmetro inicial da nuvem aproximadamente de 2,4 mm. A linha sólida vermelha representa os dados da simulação, feita usando o modelo apresentado acima e a Eq. 7.4.3os parâmetros principais para a realização desta são apresentados na tabela 7.3.

Outros parâmetros utilizados no cálculo foram: a altura da cavidade zcav = 0,5846 m, e o comprimento desta lcav.= 0,02286 m Além disso a geração da nuvem foi feita de forma aleatória usando a distribuição de espacial da nuvem 7.4.1. Pode-se dizer que o cálculo realístico foi bastante razoável e concorda muito bem com os dados experimentais. Isso pode ser observado na figura 7.4.2 parte superior, onde os pontos experimentais se sobrepõem à linha vermelha nos pontos calculados, sobretudo na parte central.

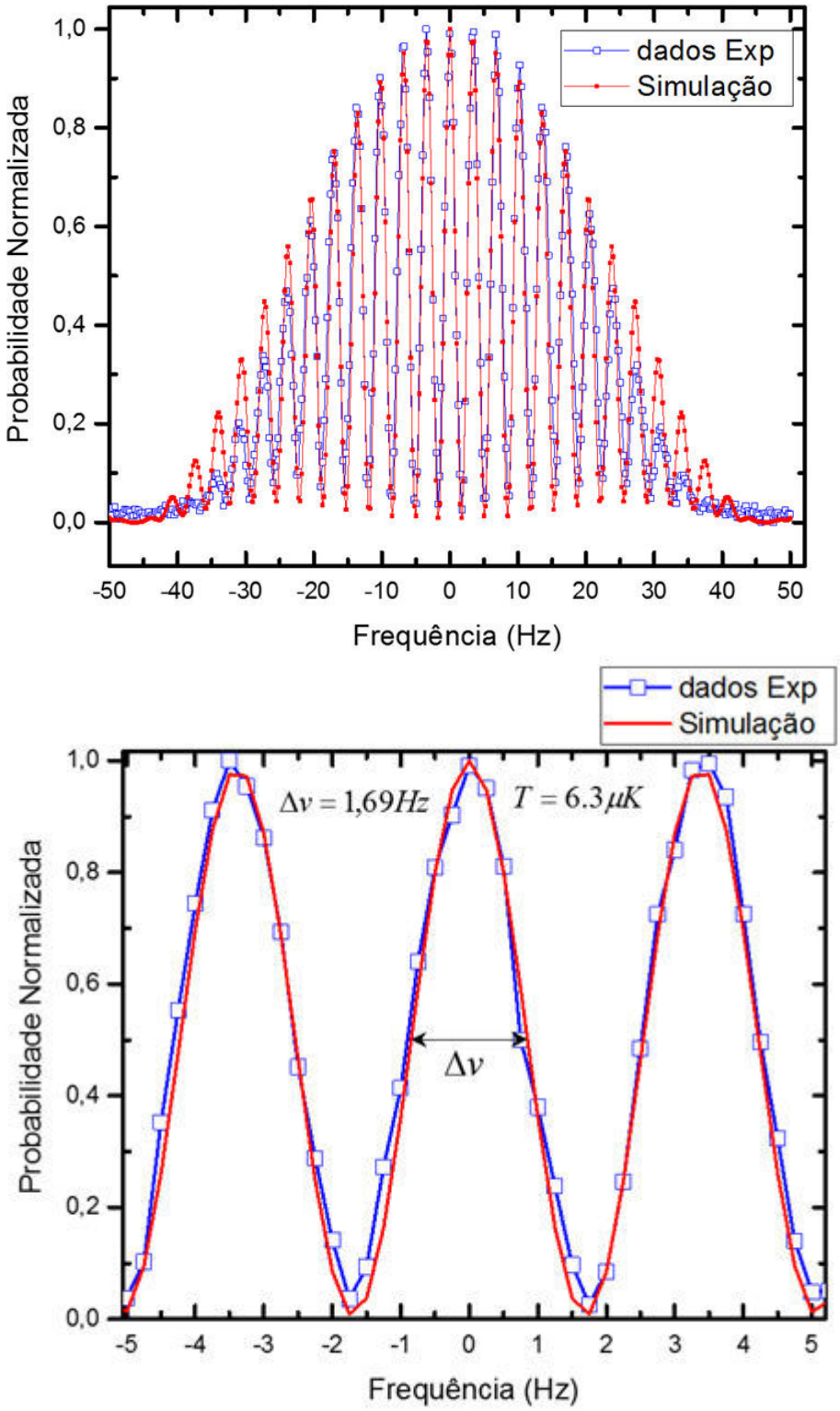


Figura 7.4.2 – Acima: Superposição de dois perfis de Ramsey, linha-quadradros azuis são dados experimentais obtidos no chafariz, a linha vermelha são dados simulados. Embaixo: mesmo gráfico magnificando as três oscilações centrais. Nesse caso a largura da oscilação central foi de Δv = 1,69 Hz.
Fonte: Elaboada pelo autor.

Tabela 7.3 – Parâmetros experimentais usados no programa para encontrar a probabilidade de Ramsey

Parâmetros	Simulação	Experimento
Número de Átomos Det	1000	Não medido
Temperatura	$6,3\mu K$	$4\ \mu K$
Velocidade Lançamento	4,52 m/s	4,54 m/s
Tempo de Int. promedio	0,0239s	Não medido
Tempo Livre Campo. Osc	0,2958 s	Não Medido
Largura pico Central	1,69 Hz	Não Medido
Largura Franja	42 Hz	Não Medido

Fonte: Elaborada pelo Autor.

Uma diferença na amplitude dos dados calculados com os dados experimentais é observada quando a frequência vai aos extremos. Isso pode ser explicado pelo fato de que, para o cálculo da probabilidade de Ramsey, foi utilizada uma sequência de pulsos quadrados $\pi/2$ e, na realidade, esses pulsos são definidos pela geometria da cavidade que para este caso é uma cavidade retangular Na tabela 7.3 são dados os parâmetros importantes usados no programa e encontrados por ele, como também uma comparação com alguns dados medidos experimentalmente. A diferença destes não foi significante como a velocidade de lançamento, que tem um nível de correspondência de quase $99,5\%$. Outros parâmetros definidos foram a temperatura$T = 6,3$ µK, o tempo de interação promedio entre as duas regiões interação $\bar{\tau}_{int} = 23,9$ ms, com este último valor podee-se calcular a largura da franja de Ramsey, nesse caso o valor desta é $\Delta v = 42$ Hz . Para o tempo livre de campo oscilatório $T = 295,8$ ms, analagamente, pode ser calculada a largura do pico central da franja de Ramsey com a ajuda da 4.0.2. Um ponto importante que cabe sublinhar é que o cálculo proposto neste trabalho permitiu achar os parâmetros anteriores, de grande importância para a caracterização do experimento e na futura avaliação dos deslocamentos de frequência, tornando o programa uma ferramenta indispensável.

7.5 Franjas laterais no chafariz

Outro ponto importante para um padrão de tempo e de frequência é a avaliação de seus respectivos deslocamentos de frequência, como já foi discutido no capitulo 3. Um dos principais deslocamentos é o deslocamento por efeito Zeeman de segunda ordem. Como já foi dito, este efeito pode ser avaliado usando as franjas laterais que são produtos das transições entre os diferentes m_F (Usualmente estas são nomeadas como transições sigma). Consequentemente, é necessario obter uma boa compensão dos campos magnéticos espúrios na vezinhança da região de interrogação. Estes tipos de campos são gerados por diferentes fontes, como o campo magnético da terra, fontes dos equipamentos que se encontram ao redor do experimento ou outras fontes externas. O sistema de compensação

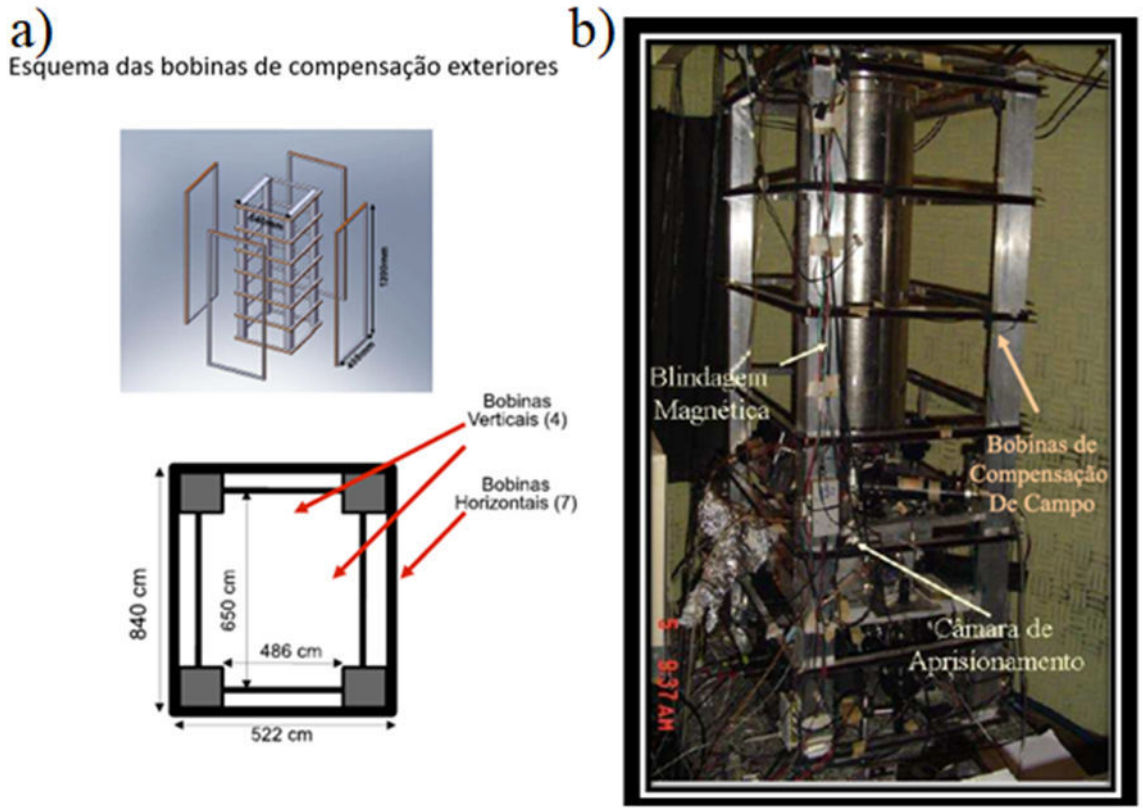


Figura 7.5.1 – Parte a) Esquema das bobinas de Compensação exteriores e seus dimensões. Parte b) bobinas de compensação colocadas ao redor do sistema de vácuo do Chafariz

Fonte: Tomada de (31).

usado no chafariz foi construído por (31) em 2007 e possui sete bobinas com eixos na direção do lançamento da nuvem atômica e quatro bobinas transversais. Estas bobinas foram desenhadas com a finalidade de compensar até um campo magnético espúrio tão grande como 600 mG quando passam por elas uma corrente de 200 mA na vizinhança da torre do chafariz. Na figura 7.5.1 pode-se observar o sistema de bobinas de compesão externas do chafariz ao redor da região do sistema do vácuo.

Nesse sentido, para uma completa compensação do campo espúrio foi necessário realizar uma caracterização do sistema de compensação, que consistiu em medir o campo magnético máximo gerado pela bobina e sua influência nas posições das outras bobinas, na figura 7.2, apresenta um esquema destas bobinas e seu arranjo no sistema de vácuo. Também foi medido o campo espúrio na vizinhança da região de interrogação como a finalidade de compensar tal campo. Para isso foi utilizado uma sonda $HallMag01H$, com resolução de 0.1 nT, colocada em um ponto entre a bobina e a torre de interrogação. A matriz que modela a compensação do nosso sistema é:

$$B_0 - \mathbb{R}\mathbb{I} = 0 \tag{7.5.1}$$

Onde B_0 é a matriz com os valores das componentes do campo magnético espúrio a compensar. A matriz $\mathbb{R}$ denota a relação do campo magnético gerado pela bobina e a corrente máxima que passa por elas, ou seja B_{ij}/I_j onde i representa a posição da bobina e j a posição da sonda. Para nosso experimento a matriz $\mathbb{R}$ foi medida experimentalmente e suas componentes diagonais foram medidas situando a sonda numa posição entre a bobina e a torre de voo no plano da primeira. As componentes fora da diagonal foram medidas colocando a sonda nas outras bobinas (estas desligadas) e medindo a perturbação do campo magnético causada por ela. Para as bobinas horizontais que são as encarregadas de compensar a direção z a matriz $\mathbb{R}$ foi definida assim:

$$\begin{pmatrix} -0,3270 & -0,0498 & 0,00219 & 0,0314 & 0,0447 & 0 & 0,07760 \\ -0,0322 & -0,2620 & -0,00947 & 0,0156 & 0,0125 & 0 & 0,01728 \\ 0,00034 & -0,0345 & -0,33280 & -0,0143 & 0,0015 & 0 & 0,00953 \\ 0,00507 & 0,000724 & -0,03010 & -0,3909 & -0,1108 & 0 & 0,00761 \\ -0,0268 & -0,0666 & -0,11020 & -0,1969 & -0,6724 & 0 & -0,0250 \\ 0.00861 & -0,0050 & -0,05072 & -0,1593 & -0,1122 & 0 & -0,02498 \\ 0.03093 & 0.02349 & 0.01097 & -0,0016 & -0,042918 & 0 & -0,46781 \end{pmatrix} \tag{7.5.2}$$

As unidades das componentes da matriz estão em µT/(mA). A matriz B_0 foi medida desligando todas as bobinas do sistema de compensação e medindo na posição de cada uma delas, as componentes desta matriz é dada assim:

$$B_0 = \begin{pmatrix} 17,960 \\ 4,012 \\ 2,056 \\ 5,745 \\ 10,487 \\ 12,118 \\ 8,323 \end{pmatrix} \tag{7.5.3}$$

A equação Eq. 7.5.1 é uma equação linear homogênea, possível de resolver matricialmente. O problema para nosso cálculo foi que experimentalmente não foi possível medir as componentes B_{i6}/I_6 da matriz Eq. 7.5.2, a razão foi um curto circuito nesta bobina que não foi solucionado, então assim solucionamos a Eq. 7.5.1 pelo método convencional onde determinante da matriz é zero (0). Para solucionar este problema foi necessário aplicar o método de mínimos quadrados. A solução da Eq. 7.5.1ficou:

$$I = \begin{pmatrix} 60.87 \\ 10.30 \\ 7,018 \\ 20,18 \\ 20,18 \\ 0 \\ 22,79 \end{pmatrix} \tag{7.5.4}$$

Com os valores de corrente obtidos em Eq. 7.5.4 foi possível compensar o valor de campo espúrio na direção z com bom grau de acerto. Este resultado é importante para o funcionamento do chafariz, como já foi dito em seções anteriores, a compensação de campo magnético espúrio desempenha um papel importante na obtenção de um bom perfil de Ramsey, como também nas franjas laterais já que variações no campo C-Field pela presença de campo magnético espúrio podem produzir transições não desejadas como as transições Majorana (80), como também afetar a uniformidade do C-Field prejudicando a eixo de quantização dos átomos. Nesse caso, este foi o primer passo para obter as franjas laterais, Posteriormente foi realizado um varrido de 4250 Hz na dessintonia do campo de interrgação para observar as franjas laterais.

Consequentemente, pode-se observar na figura 7.5.2 as franjas laterais corresponde aos $m_F = -1, -2, -3, 0$, os três primeiros correspondestes as transições sigmas de acordo como a Eq. 3.2.3, como também a franja central. Além disso, tambem pode ser observado na mesma figura as transições π de menor magnitude na figura 7.5.2. Esta medida é um bom indicador para saber como está perturbando os campos magneticos espúrios ás franjas laterais. Nesse sentido os contrastes das franjas laterais (σ) podem dizer que ainda tem campos externos perjudicando-as. Além disso, as transições (π) podem indicar dois problemas: o primeiro tem a ver com a simetria da cavidade de micro-ondas; no último pode dizer que a magnitude do campo de interroção esta ultrapassado. Portanto, isso foi conferido na secção seguinte. Depois de diminuir a amplitude das micro-ondas se realizou outro barrido apresentado na figura 7.5.3, nele só são obervadas as franjas laterais $m_F = -1$ e $m_F = -2$ acompanhada da franja central $m_F = 0$. O experimento foi rodando toda uma noite, nesta vez os átomos foram carregados diretamente do melaço óptico e não como convencionalmente é feito, carregando-lhes em um MOT, com a finalidade de minimizar as perturbações de campos magnéticos espúrios no sistema. As franjas estão a uma distância aproximada em frequência de 1150 Hz entre elas, a frequência de lançamento usada foi de 4,8 MHz e o tempo de carga foi de aproximadamente $t_c = 2$ s. Como pode-ser observardo na figura 7.5.3 as franjas laterais não apresentam costraste, isso quer dizer que as flutuações do campo magnético espúrio tem ainda amplitudes suficientes para destruir as oscilações das franjas laterais. Por outro lado, as transições π foram minimizadas

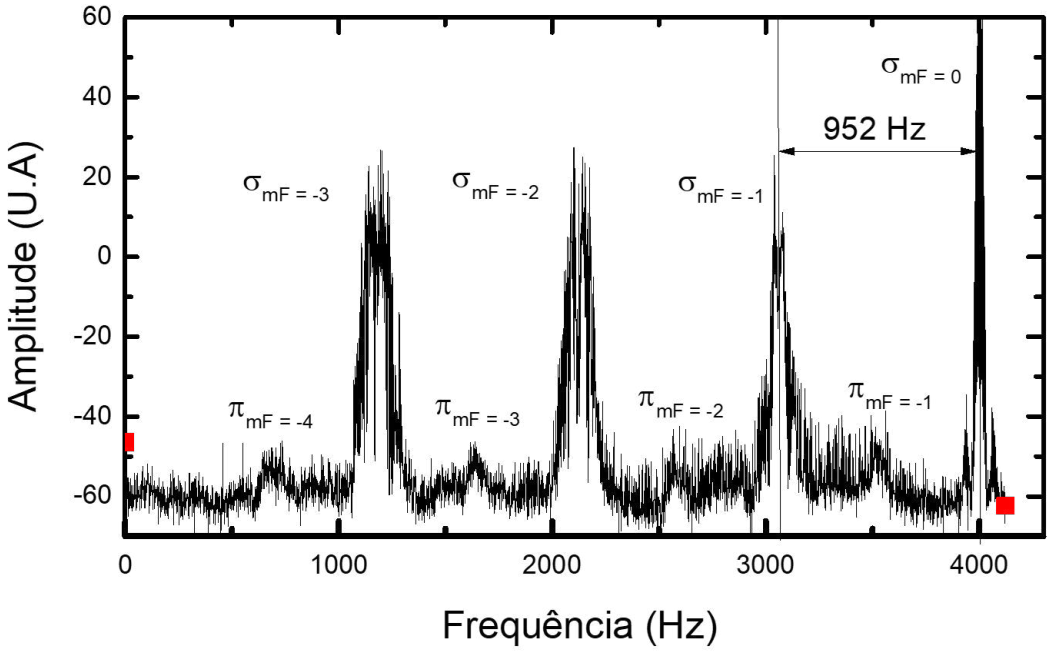


Figura 7.5.2 – Varrido na frequência de dessintonia do campo de interração para a procura de franjas laterais

Fonte: Elaborada pelo autor.

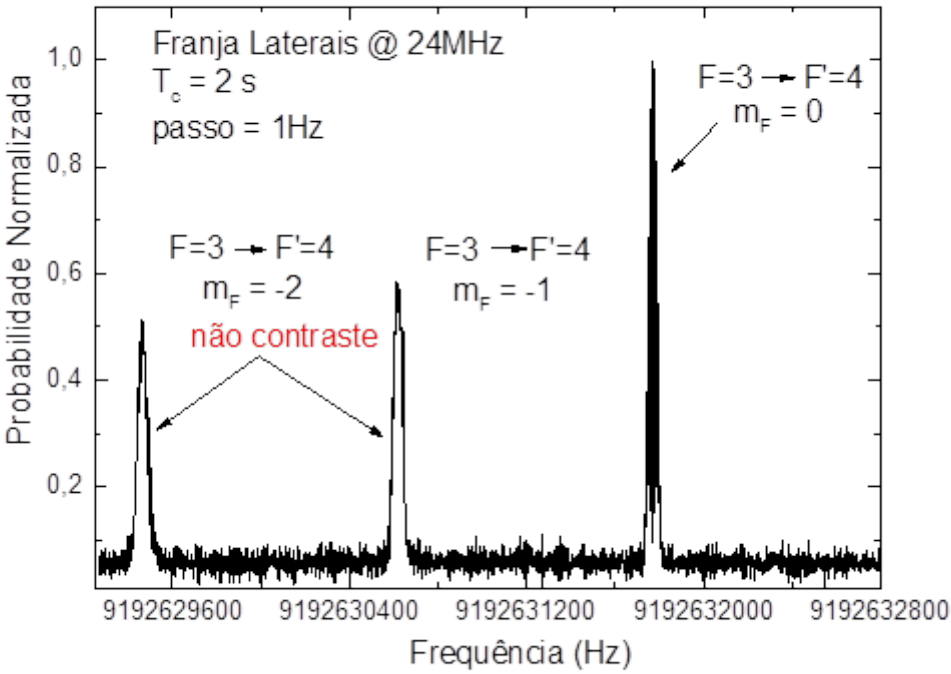


Figura 7.5.3 – Franjas Central junto a franjas laterais sem contraste $m_F = -1$ e $m_F = -2$ e $m_F = 0$.
Fonte: Elaborada pelo autor.

baixando a amplitude do campo de interrogação. Além disso a medida foi feita durante o percurso de tuda uma noite rodando sozinho, isso indica a performa do relogio desde um ponto de vista positivo.

Para pesquisar melhor o fato de não encomtrar contraste nas franjas laterais, foi realizado uma desmagnetização da blindagem magnética com 100 ciclos de histereses, depois disso o sistema foi colocado para rodar na forma convencional o seja carregando os átomos primeiramente uma MOT. Logo depois de fazer esse procedimento se realizou a franja central como mostra a figura 7.5.4 (a). Nesta foi feita como as mesma condições apresentadas acima, imediatamente foi realizada uma varredura de 2000 Hz como o fim de procurar a franja lateral $m_F = -1$. Depois de acertar as potências, foi obtida uma franja lateral com pouco contraste como mostra a figura 7.5.4 parte (b). Contudo, a franja lateral não tenha alta qualidade como a franja central, está representa um passo adiante para o Chafariz, como também a franja apresentada na figura 7.5.4. O pouco contraste da franja indica que os átomos estão sendo perturbados por campos espúrios na região de voo livre de campo oscilatório, agora o seguinte passo é pesquisar a fonte destes.

Para saber se essas perturbações do campo são produzidas pelo mesmo sistema ou

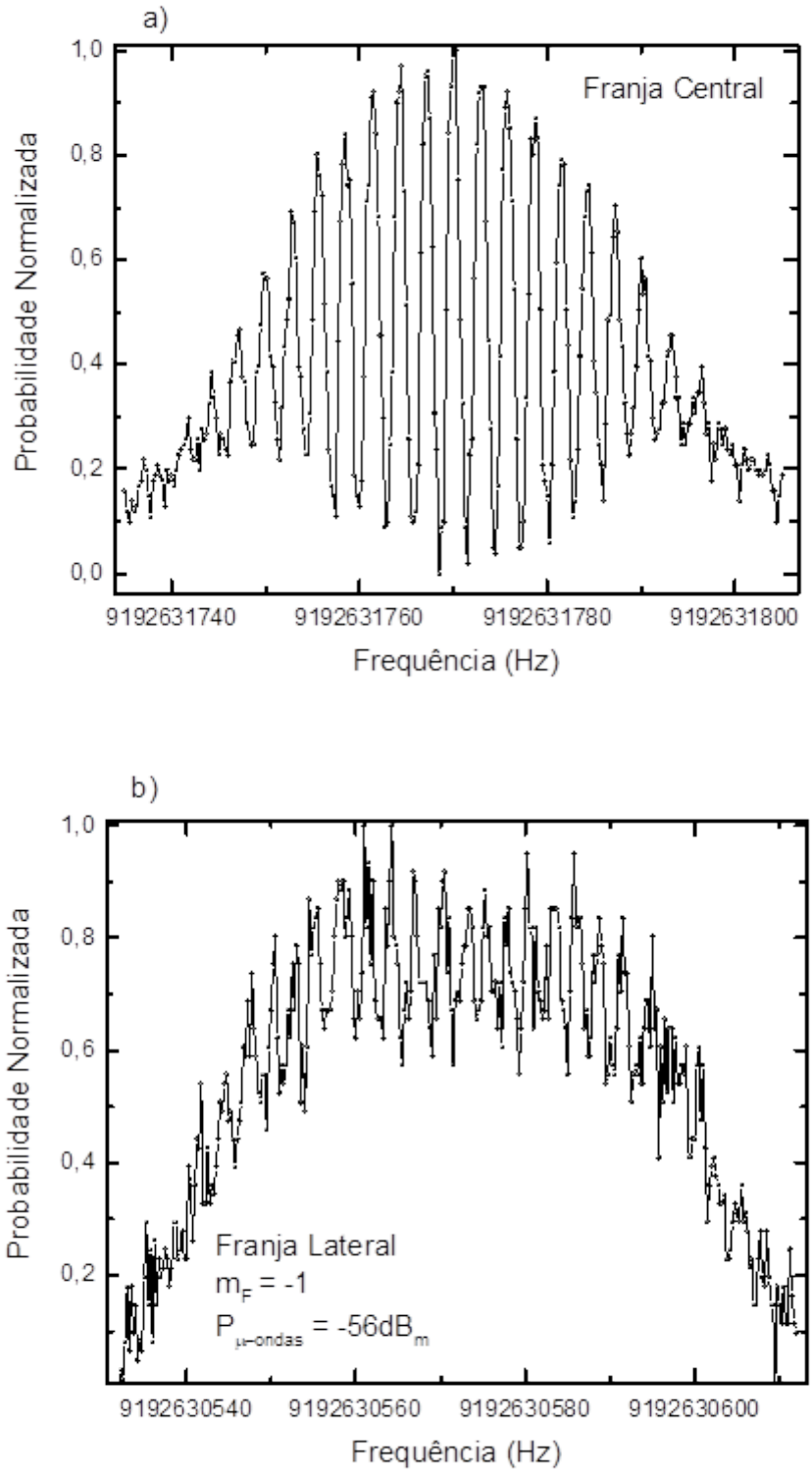


Figura 7.5.4 – a) Franja central realizada depois de desmagnetizar a blindagem magnética. b) Franja lateral com pouco contraste.
Elaborada pelo autor.

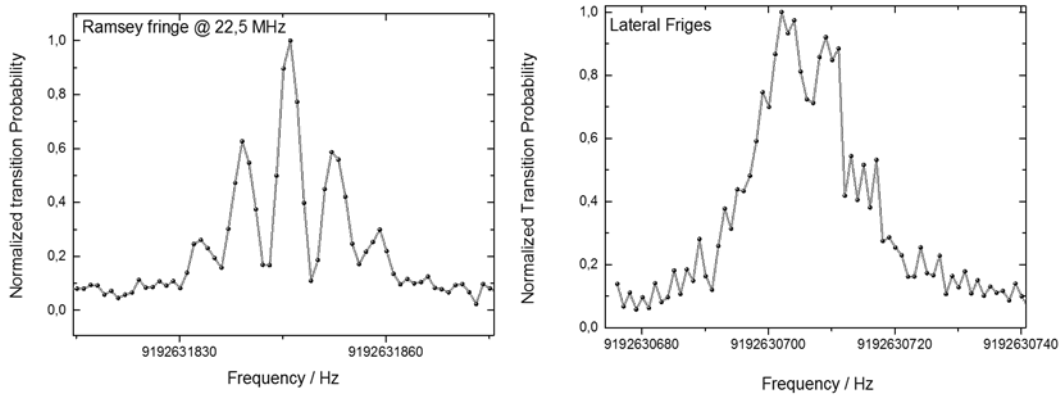


Figura 7.5.5 – Franjas laterais realizadas no chafariz. a) franjas de Ramsey em $m_F = -1$ e $m_F = 0$. b) franja de Ramsey lateral$m_F = -1$ sem constraste.
Fonte: Elaborada pelo autor.

pelos campos espúrios externos, foi necessário realizar algum teste como lançar a uma altura menor como é apresenta a figura 7.5.5 onde a frequência de lançamento foi de 4.5 MHz. Nessa figura o número de oscilações diminui abruptamente em comparação da franja central da figura 7.5.4parte a. A franja lateral mostrada na figura 8.9 também apresentou pouco contraste como a franja lateral da figura 7.5.4.

As medida mostrada nas figuras 7.5.4e 7.5.5 foram determinantes para decidir fazer algumas melhorias no sistema a respeito no sistema de blindagem magnética, como tambem caracterizar e melhorar o sistema que produz o campo C-field. Nesse sentido, o baixo contraste nas franjas laterais poderia vir da blindagem magnética, como tambem de flutuações do campo C-field. Consequentemente, foi feito um teste usando uma franja lateral com muito pouco contraste como se observa na figura 7.5.5 a qual foi feita médias ponderadas para melhorar a qualidade da franja. O teste consistiu em colocar o transformador usado para desmagnetizar a blindagem magnética como fonte de perturbação, enquanto o chafariz realizava um ciclo normal de funcionamento para à obtenção de uma franja lateral. Neste caso foi $m_F = -1$. Sem transformador perto a franja de Ramsey lateral é apresentada na figura 7.5.6 linha vermelha e com o transformador perto do sistema de vácuo a linha preta da mesma figura.

O deslocamento visto na figura 7.5.6 foi produzido pelo transformador o qual teve um valor de aproximadamente 100 Hz. Claro que a perturbação do transformador às linhas de campo da vizinhança do chafariz foi extrema, mas foi uma boa prova para testar a blindagem magnética. Cabe ressaltar que o transformador não foi ligado durante a medição, só foi colocado em um lugar perto do sistema de vácuo, aproveitando o grande núcleo de ferro o qual resulta em uma mudança da configuração das linhas de campo ao seu redor.

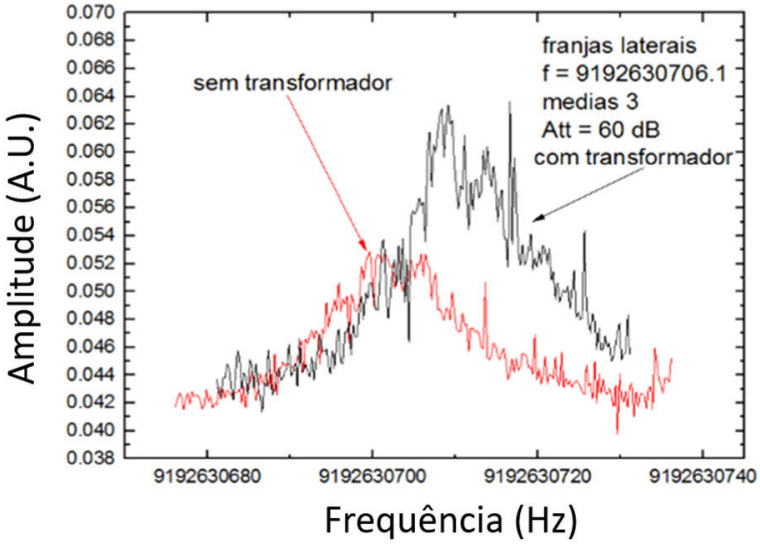


Figura 7.5.6 – Franjas laterais realizadas no chafariz usadas para testar a blindagem dos cilindros de µ-metal. Linha vermelha sem transformador, linha preta, com transformador.
Fonte: Elaborada pelo autor.

7.5.1 Blindagem Magnetica do Chafariz

Outro sistema que ajuda na compensação do campo espúrio é o sistema de blindagem magnética. A função deste é atenuar o campo magnético espúrio na vizinhança da torre de interrogação. No chafariz atual este sistema é constituído por dois cilindros de µ-metal concêntricos à torre de interrogação e, consequentemente, ao solenoide que produz o C-Field. O cilindro exterior tem 76,40 cm de comprimento e 30,65 cm de diâmetro. O cilindro interior tem 63,50 cm de comprimento e 25,65 cm de diâmetro. Em (31) foi realizada uma caracterização do sistema de blindagem medindo a atenuação do sistema, neste trabalho se fez uma atualização desta medida para saber a condição atual do sistema de blindagem devido às características de atenuação do material, que podem perder suas propriedades ao longo do tempo. A figura 7.13 apresenta a medida de atenuação da carcaça sem fazer a desmagnetização. Para fazer esta foi colocado uma bobina externa para gerar uma perturbação ao sistema e poder medir ao longo do eixo z (comprimento dos cilindros) a atenuação. Mede-se a relação entre o campo medido com a blindagem magnética e sem a blindagem, então a atenuação pode ser definida como S $=A_{sem-Blindagem}/A_{Blindagem}$. Nesse sentido o valor máximo desta medida no centro do cilindro foi Scentro = 265.85 na direção z. A linha preta na figura 7.5.7 representa a variação do campo magnético medido em z sem a blindagem e a linha vermelha o campo medido com a blindagem. As medidas foram realizadas tomando quatro valores em cada posição do eixo z e restando os valores com o campo magnético de fundo.

Depois de fazer a medida de diagnóstico do sistema e observar o valor da atenuação foi necessário fazer uma desmagnetização. Ela consiste em colocar uma alta corrente

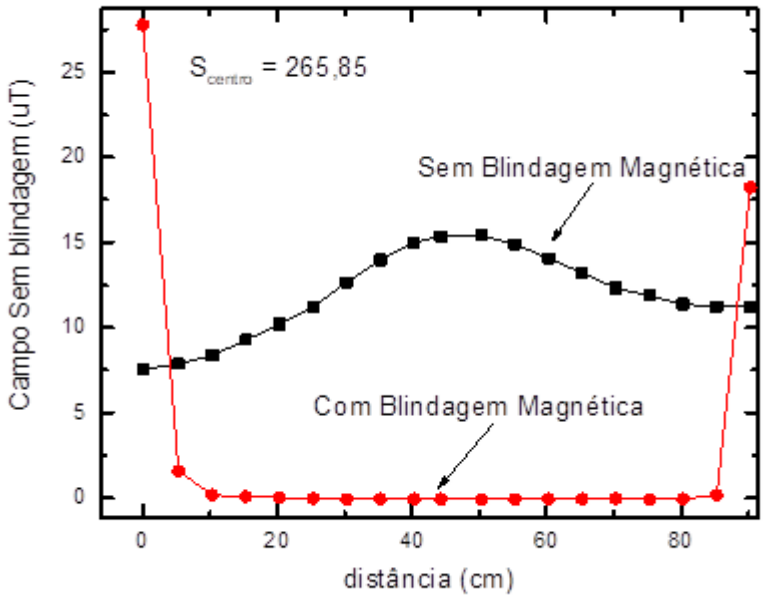


Figura 7.5.7 – Gráfico da variação do campo magnético em z produzido por uma bobina cerca a o sistema de blindagem magnética. Linha preta sistema sem a blindagem, linha vermelha com a blindagem magnética.
Fonte: Elaborada pelo autor.

alternada nas carcaças usando um transformador e decrescendo o valor da mesma e repetindo o ciclo o maior número de vezes. A ideia é colocar as duas capas magnéticas em um estado de magnetização nula variando seus ciclos de histereses. Existem outras formas de fazer a desmagnetização como colocar a peça em um forno com temperatura maior que a temperatura de Curie do material, mas por limitações técnicas isso não foi possível neste caso. A medida de caracterização foi feita novamente depois do processo de desmagnetização de pelo menos 100 ciclos e o procedimento de medir a atenuação foi o mesmo utilizado acima. Na figura 7.5.8 (a) pode ser observada a amplitude do campo (linha preta) na direção z e seu valor máximo foi de $B = 42,68$ µT na região central para o sistema sem a blindagem magnética. Nessa mesma figura pode-se observar a variação da amplitude dependendo do comprimento quando o sistema tem a blindagem magnética (linha vermelha), a amplitude do campo diminui notoriamente com a presença da blindagem, como apresenta a figura 7.5.8 (b). O valor da amplitude do campo para a mesma posição do valor máximo sem a blindagem foi de $B = 0,0262$ µT o que resulta em um fator de atenuação de $S = 1566$ na região central, valor que supera em aproximadamente uma ordem de grandeza ao valor inicial. Na literatura pode-se observar para distintos relógios atómicos tipo chafariz que o sistema de blindagem está constituído por mais de dois cilindros de µ-metal, como no caso do chafariz Chinês que tem quatro.(15)

A figura 7.5.8 (c) apresenta a caracterização do sistema da blindagem magnética

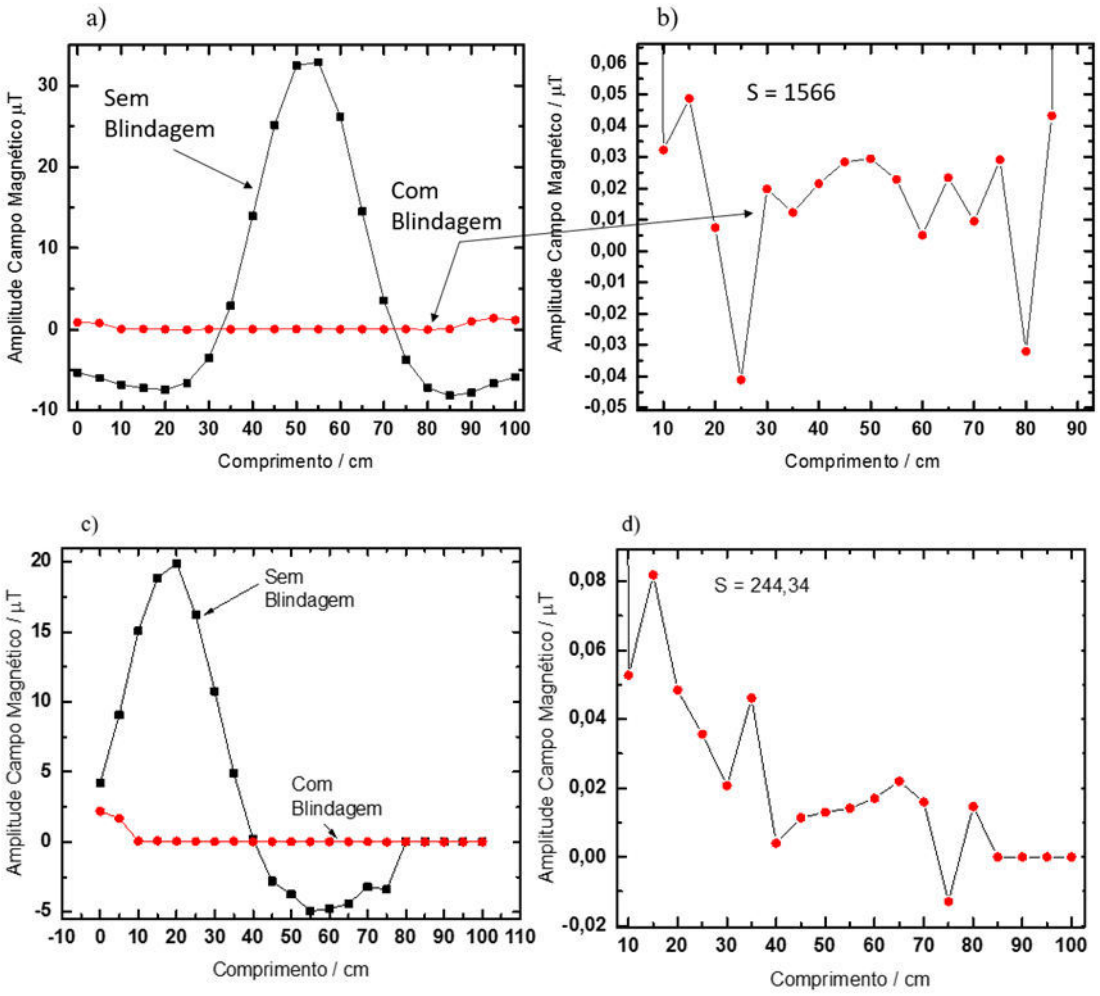


Figura 7.5.8 – Caracterizações da blindagem magnética usando uma bobina de 1000 voltas e corrente 300 mA. a) caracterização do sistema de blindagem magnético sem (linha preta) e com (linha vermelha) e a bobina no centro do comprimento do sistema. b) medidas com a blindagem magnética, fator de atenuação S = 1566 quando a bobina está no centro do comprimento. c) caracterização do sistema quando a bobina de perturbação se encontra em um dos extremos da blindagem, neste caso o fator de atenuação S = 244.34.

Fonte: Elaborada pelo autor.

quando a bobina de perturbação está em um dos extremos do sistema. Esta medida foi feita com a finalidade de observar se o fator de atenuação mudava e qual seria sua resposta quando um campo espúrio é colocado bem na direção dos extremos. No sistema de chafariz é bem importante ter controladas as fontes de campos espúrios causadas aleatoriamente ou pelo próprio experimento. Nesse último caso temos várias fontes de campo magnético DC ao redor do sistema, principalmente as bombas iônicas de vácuo que mantem os níveis de pressão bem baixos e estão acopladas ao sistema. Apesar de estarem localizadas nos extremos, as linhas de campo destas poderiam perturbar a franja de Ramsey, já que o fator de atenuação diminuiu para este casso. No ponto central o fator de atenuação foi aproximadamente S = 230 mantendo-se perto ao valor máximo para esta medida. A figura 7.5.8 parte d apresenta a amplitude do campo variando com a posição com a blindagem magnética. Nela pode-se observar como o campo diminui à medida que as linhas de campo entram no sistema.

7.5.2 Caracterização do C-Field

A magnitude do campo C-Field desejada para abrir os diferentes m_F da estrutura hiperfina do estado fundamental do átomo de ^{133}Cs varia entre (100 – 150) nT com variação máxima de 3 nT. (53) Os valores de amplitude de campo magnético do C-Field e suas variações são pequenas e consequentemente são difíceis de controlar. Por essa razão é necessário obter uma boa caracterização do C-Field para saber que tipos de flutuações os átomos experimentam para depois serem compensadas. Nesta seção são apresentadas as melhorias e as caracterizações feitas neste subsistema.

A compensação do campo do C-Field foi baseada na procura de maior contraste na franja lateral observada na figura 7.5.4, como também nas outras transições com $m_F \neq 0$. Na figura 7.5.9 (a) é apresentado o esquema de funcionamento do sistema de compensação do campo de C-Field, neste caso pode-se dizer que o sistema originalmente tinha só o solenoide que gerava este campo e os dois cilindros de µ-metal para ajudar a atenuar os campos espúrios. O campo magnético do sistema pode ser visto na figura 7.5.9 (b) linha azul. Ele foi gerado passando uma corrente de 305µA pela bobina do solenoide. Este campo tinha uma região estável entre (25-65) cm e variações na amplitude do campo nessa região de $\delta B \sim 30nT$, considerado insuficiente para obter contraste nas franjas laterais. Por essa razão foi necessário colocar primeiramente uma compensação do campo C-Field nos extremos do solenoide, estas duas bobinas são B1 e B2, apresentadas na figura 7.5.9 (a). A variação da magnitude do campo C-Field é mostrada na figura 7.5.9 (b), linha vermelha. Como pode-se observar na mesma figura, a região de estabilidade do campo aumentou, agora é de (20-70) cm e sua variação do campo $\delta B \sim 4nT$, com as correntes das bobinas B_1 e B_2 ajustadas emI_1 = 157 µA eI_2 = 158 µA. Contudo, a variação do sistema diminuiu mas ainda não o suficiente para obter contraste e por

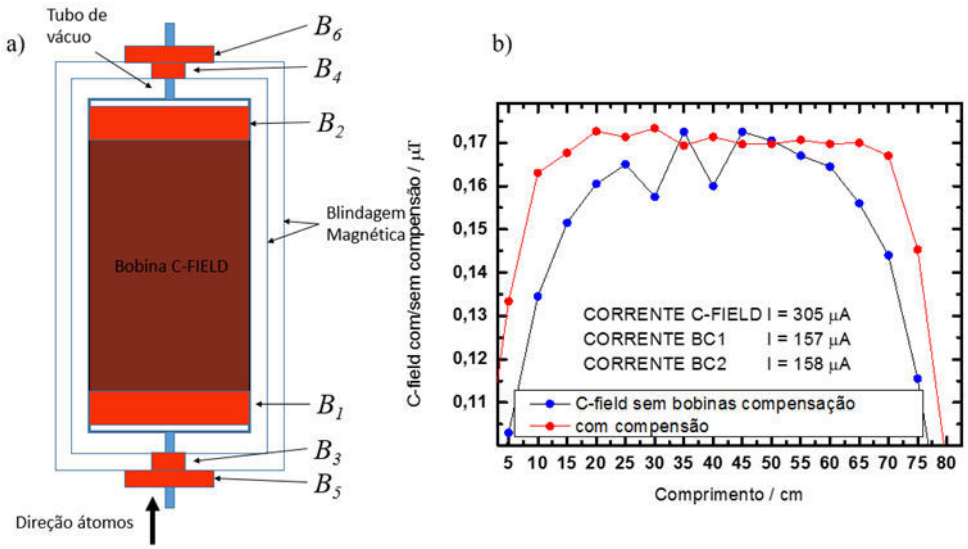


Figura 7.5.9 – a) Esquema do sistema de compensação do C-Field. b) gráfico da variação da magntitude do campo do C-Field em função do comprimento. A linha azul representa o campo do C-field sem compensação e a linha vermelha representa o campo C-Field com compensação feita pelas bobinas B1 e B2.

Fonte: Elaborada pelo autor.

isso foi necessário implementar dois pares de bobinas entre os extremos das blindagens magnéticas, bobinas:B_3, B_4, B_5, B_6 apresentadas na figura7.5.9 (a).

Como o valor do campo C-Field para a operação do chafariz não foi escolhido, foram feitos vários perfis com diferentes valores de corrente para as bobinas de compensação. O problema nesta etapa é ajustar as bobinas de compensação para dar um mesmo valor de campo e conservar a condição de uniformidade deste. Na tabela 7.4 são apresentados vários valores de campo C-Field para as bobinas B_1eB_2 com seus respectivos valores de corrente. Por outro lado, como foram feitas seis bobinas de compensação do C-Field, foi necessário fazer suas respectivas fontes de correntes e foram implementadas seguindo o esquema realizado por. (31) A figura 7.5.10apresenta as medidas de ruído das fontes usadas para gerar os campos magnéticos do C-Field e para as bobinas de compensação.

Como pode ser observado na Fig. 7.5.10o espectro de ruído das fontes apresentam a mesma característica de ruído tendo dois picos relevantes, o P_1 em baixas frequências 60 Hz com -60 dB_V e outro em 19.22 kHz marcado como P_2 com -62 dB_V. Esta caracterização é importante pelo fato que pode ser calculado a variação máxima da corrente entregada as bobinas de compensação. Nesse caso, para o P_1 a variação máxima está na ordem de $\delta I =$ 1 µA. Consequentemente, A contribuição máxima da variação do campo magnético pelas fontes das bobinas de compensação assim como também o C-Field estará em torno de δB = 0.54 nT. Portanto, pode-se concluir que na medida dos sinais de ruído das fontes que alimentam as bobinas de compensação e o campo C-Field contribuem em forma mínima à variação total de 4 nT ao campo magnético espúrio.

Tabela 7.4 – Valores de corrente para as bobinas de C-Field, com sus respectivos valores de campo Magnético.

Bobina	Corrente (uA)	Campo (uT)
B1	84	0,08
B2	99	0,081333
BCENTRO	150,8	0,081333

Bobina	Corrente (uA)	Campo (uT)
B1	241	0,198333
B2	232	0,198667
BCENTRO	350	0,198

Bobina	Corrente (uA)	Campo (uT)
B1	166	0,116667
B2	158	0,116667
BCENTRO	203,7	0,115

Bobina	Corrente (uA)	Campo (uT)
B1	242	0,220667
B2	252	0,222333
BCENTRO	400,01	0,223333

Bobina	Corrente (uA)	Campo (uT)
B1	183	0,141667
B2	171	0,141333
BCENTRO	249,7	0,141333

Bobina	Corrente (uA)	Campo (uT)
B1	230	0,173
B2	221	0,173
BCENTRO	301,5	0,173667

Fonte: Elaborada pelo autor.

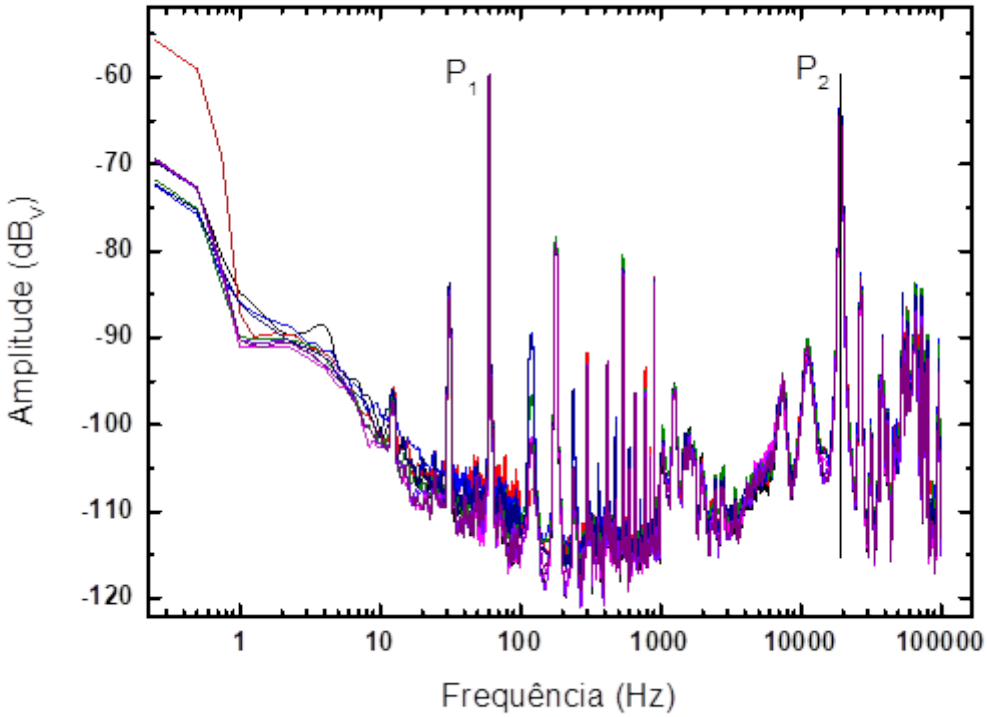


Figura 7.5.10 – Medida dos ruídos das fontes de corrente das bobinas de C-Field e bobinas de Compensação do C-Field.

Fonte: Elaborada pelo autor.

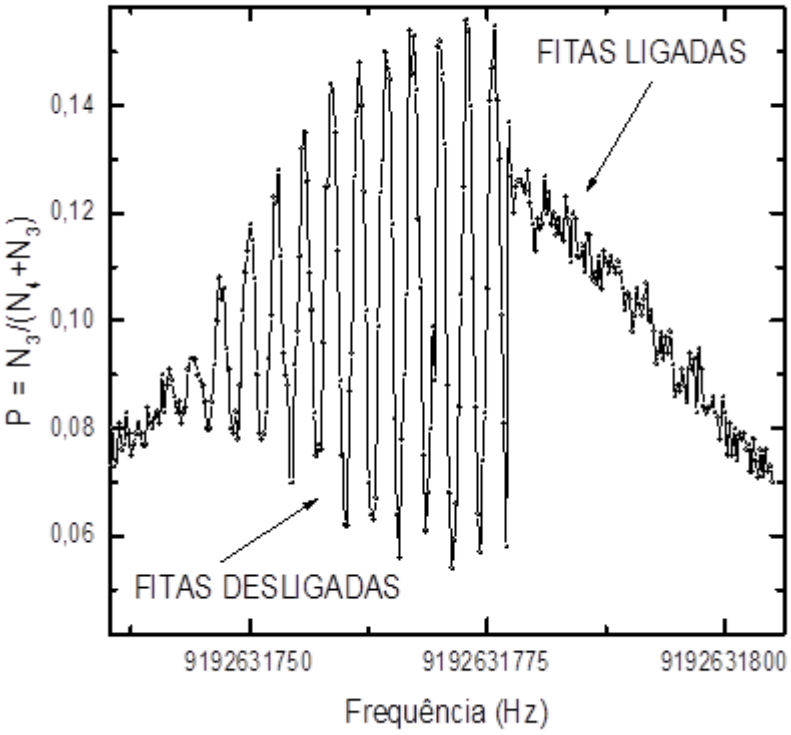


Figura 7.5.11 – Interferência das fitas térmicas na obtenção de franjas de Ramsey. Elaborada pelo autor.

Por outro lado atualmente está sendo testados os sistemas de bobinas de compensão no C-field como também para obter maior contraste nas franjas laterais, isso é como o objetivo de minimizar a influência dos campos espurios na região de interrogação, como também a medida do deslocamento de frequência produzido pelo efeito Zeeman em segundo ordem.

7.5.3 Perturbação das fitas térmicas na franja de Ramsey

Para manter o modo na cavidade de micro-ondas a temperatura da torre é mantida por fitas térmicas a $T = 38,48$ °C, estas são conectadas a transformadores tipo VARIAC de corrente alterna. No período da passagem dos átomos pela zona de interrogação estas são desligadas com um tempo de t = 500 ms, para evitar interferências como podemos observar na figura 7.5.11. A franja foi iniciada com o desligamento das fitas e, durante sua obtenção, as fitas foram mantidas ligadas ininterruptamente, fazendo o contraste da franja desaparecer imediatamente até o término da varredura. Isso mostrou como as fitas podem perturbar, de modo que o contraste da franja de Ramsey seja perdido.

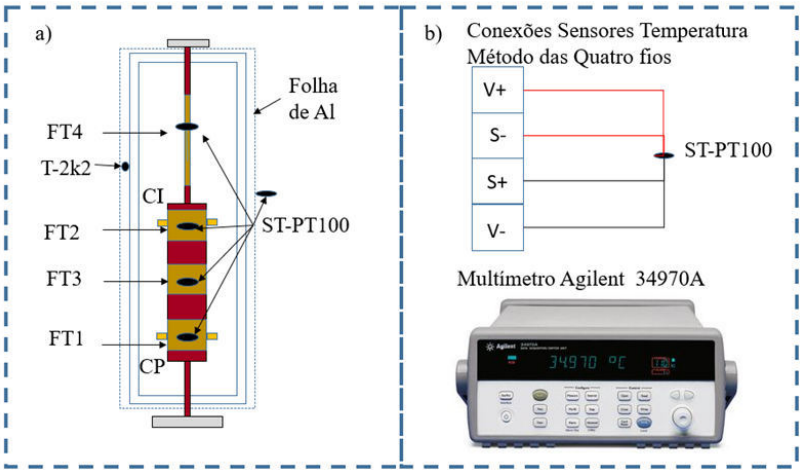


Figura 7.6.1 – a) Esquema do sistema de aquecimento da região de interrogação. b) conexão sensores de temperatura e multímetro Agilent 34970A.
Fonte: Elaborada pelo autor.

7.6 SISTEMA DE CONTROLE DE TEMPERATURA E MEDIDA PRELIMINAR DO DESLOCAMENTO DE FREQUÊNCIA POR RADIAÇÃO DE CORPO NEGRO.

Outra importante melhoria feita no chafariz foram as mudanças no sistema de controle de temperatura na região de interrogação, estas foram feitas com o propósito de realizar uma medida do deslocamento de frequência por radiação de corpo negro descrito na seção 3.2.1.4 capitulo 3.

7.6.1 Sistema de Controle de temperatura na região de interrogação

O sistema de controle de Temperatura da região de interrogação do chafariz é composto por quatro fitas térmicas Omega $KH - 112/10$ nomeadas de acordo à figura 7.6.1 (a) como: as fitas FT2 e FT1 são encarregadas da sintonia das cavidades de interrogação e preparação respectivamente. A fita FT3 foi colocada entre as duas cavidades para homogeneizar o gradiente de temperatura. A fita FT4 é encarregada de manter constante a temperatura do tubo da zona livre de campo oscilatório. Todas são alimentadas por quatro autotransformadores AC de 127V operados manualmente e conectados na rede elétrica estabilizada do laboratório.

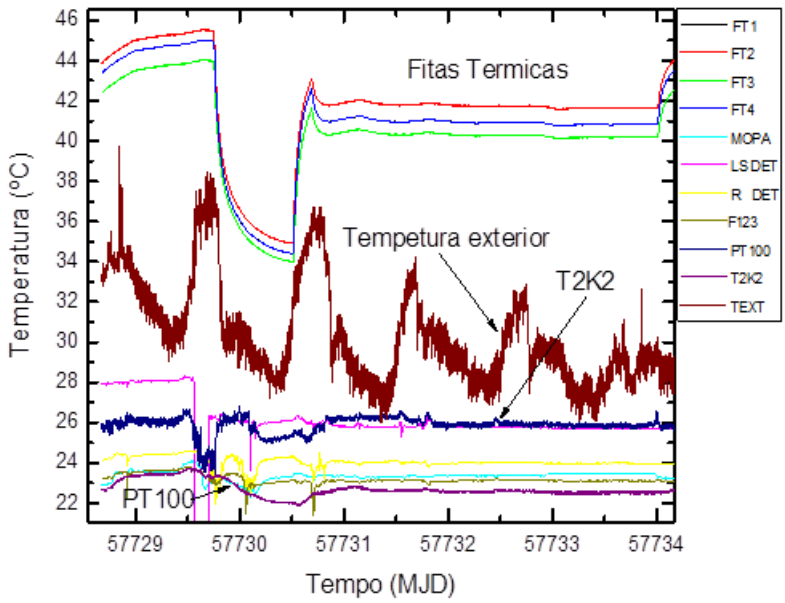


Figura 7.6.2 – Monitoramento de temperatura do chafariz.
Fonte: Elaborada pelo autor.

Os sensores encarregados pelo monitoramento de temperatura dessa região são quatro PT100 OMEGA. Estes estão distribuídos nas posições das fitas como mostra a figura 7.6.1 e estão conectados a um multímetro ($Agilent34970A$), pelo método de quatro fios o qual é uma técnica usada para medir impedâncias baixas com maior precisão, o método funciona cancelando a resistência do fio de teste como pode ser observado na figura 7.6.1 (b). A região do tubo de interrogação é revestida por duas blindagens magnéticas que não permitem um contato direto do tubo com o exterior. Além disso, o sistema no exterior está revestido de uma capa de folha de alumínio que ajuda a manter a temperatura estável. Foram também colocados dois termistores de $2k2$ ohms, entre a parte externa da blindagem e a folha de alumínio e um $PT100\ OMEGA$ na parte exterior, como mostra a figura 7.6.1 (a). As conexões desses sensores também são feitas pelo método de quatro fios, figura 7.6.1 (b).

Além disso, foram implementados outros sensores de temperatura em diferentes posições do experimento para obter um monitoramento geral na sala do laboratório. Uma das regiões onde foram colocados sensores foi na mesa óptica, que está coberta de uma caixa feita de acrílico para manter a temperatura do sistema óptico estável. Quatro sensores de temperatura do tipo $LM35$ são usados para monitorar as temperaturas nos quatro cantos da mesa, outro sensor lm35 foi colocado no exterior para monitorar a temperatura da sala. O último sensor colocado foi na parte exterior da sala para monitorar a temperatura do ambiente externo. Na figura 7.6.2 pode ser observado um gráfico obtido depois de colocar todos os sensores descritos anteriormente. As temperaturas maiores

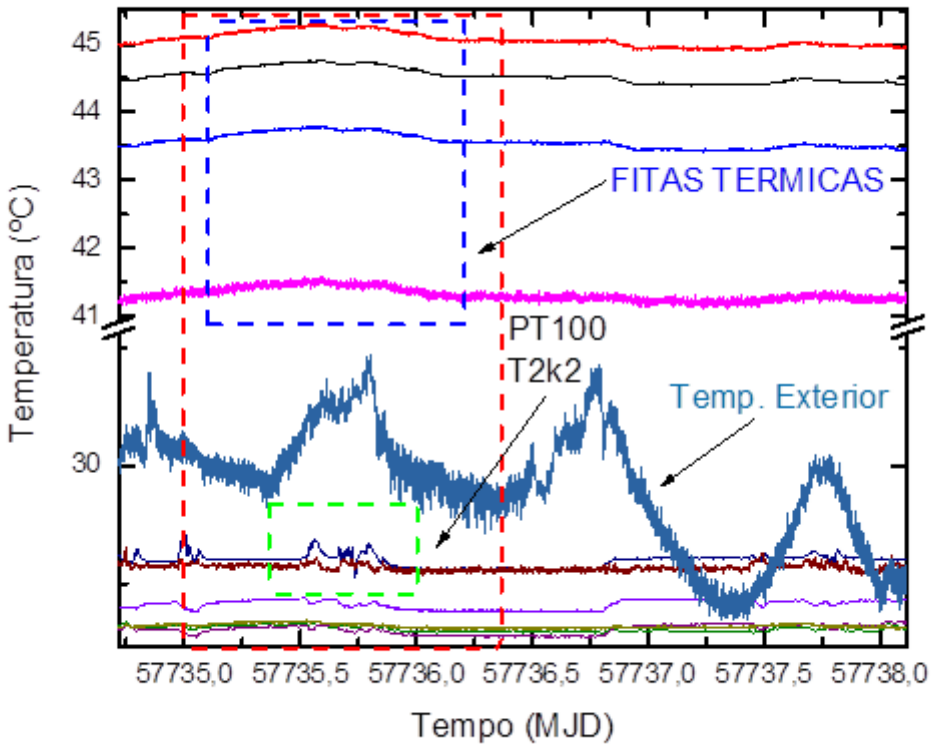


Figura 7.6.3 – Variação de temperatura no chafariz, observação de como a variação do ambiente afeta a temperatura da região de interrogação.
Fonte: Elaborada pelo autor.

correspondem à região de interrogação e a variação da temperatura do ambiente pode ser facilmente vista (linha marrom) nessa figura pelas flutuações grandes em torno de 10 ºC. As temperaturas da mesa também podem ser observadas e estão localizadas na parte inferior da mesma figura. A temperatura da mesa (linha roxa) também é apresentada como também da $PT100$ exterior. As unidades de tempo estão em Dia Juliano Modificado (MJD).

O monitoramento do experimento é completamente necessário, já que quando o chafariz se encontrar plenamente operacional qualquer variação no valor absoluto da temperatura e suas flutuações deverão ser levados em conta para a correção do deslocamento de frequência de corpo negro. Neste sentido, o monitoramento do P$T100$ exterior da região de interrogação, como também os sensores $LM35$ dentro e fora da sala serão a referência das ditas variações. A figura 7.6.3 apresenta o monitoramento dos sensores envolvidos com o experimento, com atenção no quadro vermelho onde pode-se observar que, quando a variação da temperatura no exterior tem o picos máximos de temperatura

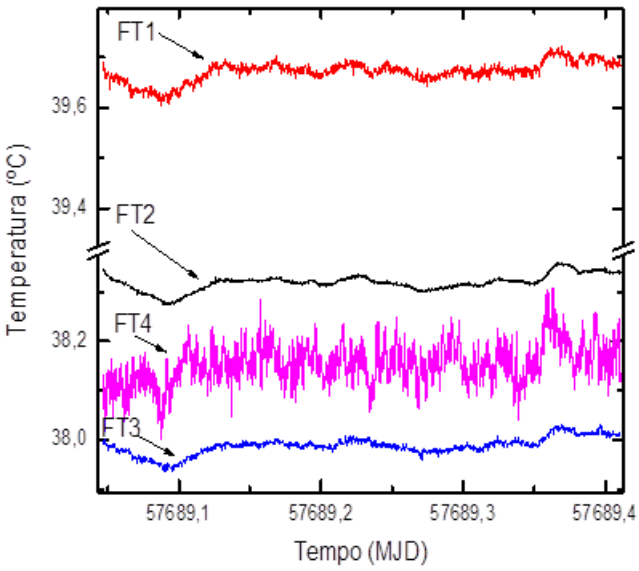


Figura 7.6.4 – Variação da temperatura na região de interrogação e na parte exterior sem folha de alumino.
Fonte: Elaborada pelo autor.

o sistema sente essa variação (quadro azul e verde). O quadro azul corresponde à região de interrogação e às suas respectivas flutuações de temperatura causadas pela variação da temperatura do ambiente exterior. Estas serão de grande importância quando o deslocamento de frequência for avaliado por radiação de corpo negro no chafariz, pelo fato de que quando os átomos passarem por essa região sentirão o efeito dessa variação de temperatura. O quadro verde da mesma figura também apresenta essas flutuações como maior magnitude como também a temperatura no interior da mesa óptica.

7.6.2 Estimativa do deslocamento de frequência devido à radiação de corpo negro

Na figura 9.4 é apresentado um monitoramento da temperatura durante quase 10 horas de funcionamento do chafariz. A medida foi realizada com 2100 pontos, a incerteza dos sensores (PT100 OMEGA) foi de Usensor = 0,06 ^{o}C, como foi usado o mesmo multímetro Agilent 34970A para todas as medidas a incerteza também é a mesma para todas. Na tabela 9.1 são apresentado os valores médios da temperatura durante a medida nas quatro fitas com suas respectivas incertezas padrão, neste caso a menor incerteza corresponde à fita 2 da cavidade de interrogação fato que pode ser claramente visto também na figura 9.4. Também, nessa tabela é destacado o valor médio e a incerteza medida do valor da temperatura da fita térmica 4, que corresponde ao tubo de voo livre de campo oscilatório, de especial interesse para o cálculo do deslocamento de frequência devido à radiação de

Fitas Térmicas	Valor Médio (°C)	Incerteza Medida (°C)	Incerteza Comb. (°C)
FT1	39,67	0.02	0.09
FT2	38.34	0.02	0.09
FT3	37.99	0,02	0.09
FT4	38.15	0,04	0.09

Tabela 7.5 – Átomos e seus fatores de qualidades utilizados como osciladores atômicos
Elaborada pelo autor.

corpo negro. A última coluna da tabela 9.1 apresenta a incerteza combinada calculada da seguinte forma:

$$U = \sqrt{U_{media}^2 + U_{sensor}^2 + U_{Agilent}^2} \tag{7.6.1}$$

Para o cálculo preliminar do deslocamento de frequência devido à radiação de corpo negro é usado o valor da fita térmica FT4, de $T = (38,1540 \pm 0,09)$ ºC, o que é um valor médio de temperatura razoável já que não está longe do valor da fita2 que é de $T = (38,342 \pm 0,09)$ ºC e os átomos, ao passar pela cavidade e depois entrar no tubo livre de campo oscilatório, não sentirão uma mudança abrupta de temperatura. O valor da fita térmica 3 também está nessa faixa de valores com $T = (37,9881 \pm 0,09)$ ºC. A fita1 que corresponde à cavidade de preparação tem um valor de temperatura maior do que os outras, de $T = (39,67 \pm 0,09)$ ºC. Para calcular o deslocamento de frequência devido à radiação de corpo negro é usada a Eq. 3.13, usando as constantes $\beta = (-1,70 \pm 0,006) \times 10^{-14}$valores obtidos por (58) e ε = 0,013 calculado por (60). Assim o deslocamento de frequência é de $\Delta\nu/\nu = 26,28 \times 10^{-15}$ com uma incerteza de $5,93 \times 10^{-17}$, valores que são muito próximos dos valores reportados por (56). Com isso pode-se concluir que o valor obtido para este deslocamento esteve entre os valores reportados por (81) para este experimento, como também o valor de sua incerteza. Contudo, estes valores deverão ser verificados travando o chafariz em um Maser ou em um relógio comercial de alto rendimento e medindo a estabilidade deste usando a variância de Allan.

Capítulo 8

Conclusões e perpectivas

Nesta tese foi apresentado o estado da arte do Chafariz atômico Brasileiro, que vem sendo desenvolvido há alguns anos pelo Centro de Pesquisa em Óptica e Fotônica (CePOF) com o firme objetivo de colocá-lo como um contribuinte do TAI. Nesse sentido, os resultados obtidos em este trabalho são promissores e nos guiam a tal fim.

Primeiramente foi realizada uma mudança na mesa óptica, dando maior estabilidade, como também um incremento da potência óptica disponível nas saídas das fibras para a manipulação atômica. Mesmo os obturadores opto-mecânicos, encarregados de bloquear os feixes lasers na sequência do experimento, também sofreram modificações mecânicas, permitindo obter um tempo de subida $t_s = 27,1$ µs e de descida de $t_d = 118,88$ µs e resultando num grande desempenho de controle dos feixes no ciclo de funcionamento do chafariz. Além disso, uma metodologia de caracterização desses obturadores foi desenvolvida, com o objetivo de conhecer os tempos próprios, os quais foram obtidos como$\tau_s = 0,859$ µs e $\tau_d = 1,457$ ms, além dos tempos de resposta do circuito eletrônico $t_{sp} = 2,3$ µs e $t_{dp} = 3,1$ µs.

Outro resultado importante no sistema óptico foi um aumento do número de átomos em menor tempo, no início do ciclo de funcionamento. Anteriormente, para atingir um número da ordem de $N \sim 10^{-9}$ era necessário um tempo de t = 4,4 s. Isso era um limitante para a estabilidade do relógio, já que o tempo de ciclo influencia diretamente na estabilidade de curto período. As melhoras conjuntas do sistema óptico e a regulação do vapor de Césio na câmara principal ajudaram para obter um número de átomos de $n = 4\times 10^{-9}$ em um tempo de carga de tcarga = 1,416 s, o que significou uma diminuição do tempo de ciclo de chafariz de $T_c = 5,2$ s para T_c =2 s. Uma caracterização dos fotodetetores que compõem o sistema de detecção foi realizada, achando os diagramas de Bode destes, que mostram uma frequência de corte na ordem de 1000 Hz. Esta caracterização é relevante pelo fato de, no domínio da frequência, os sinais de tempo de voo estarem ao redor dos 200 Hz. Sendo assim, uma diminuição de ganho dos fotodetetores para aumentar sua banda de resposta em frequência seria necessária para lançar mais alto a nuvem atômica.

A parte das bobinas de compensação e blindagem magnética também foi caracteri-

zada. Na primeira foi realizada uma medida do campo magnético espúrio na vizinhança da torre de interrogação, o que permitiu conhecer o valor de campo estático nessa região. Além disso foram encontrados os valores das correntes para as bobinas do sistema de compensação para compensar o campo espúrio e ter uma melhor compensação desse campo. A blindagem magnética também foi caracterizada, antes e despois de desmagnetizar a estrutura com pelo menos 50 ciclos de excitação de histerese, resultando em uma diferença do fator de atenuação axial máximo, para a medida de S = 1566. Neste mesmo enfoque, uma caraterização do campo de C-Field também foi realizada. A variação do campo C-Field obtida inicialmente foi de $\delta B \sim 30$ nT de na região de estabilidade do campo, o que pode ser prejudicial para os átomos na nuvem ao passarem por essa região, a inserção de bobinas de compensação nos extremos do solenóide principal que produz o campo resultou em uma diminuição da variação em $\delta B \sim 4$nT.

Depois de realizar as caracterizações e melhorias anteriores foram obtidos os sinais de tempo de voo com alta relação sinal ruído (SNR = 53,36 dB para o primeiro fotodetector, e SNR = 50,35 dB para o segundo). Pode-se dizer então que as melhorias feitas no sistema óptico contribuíram de forma positiva para à obtenção deste grande sinal, como também a forma de compensar o campo magnético espúrio, já que a nuvem atômica é perturbada por este.

Para a obtenção de um bom perfil de Ramsey foi necessário antes realizar alguns ajustes no experimento, como a desmagnetização da blindagem e o ajuste a polarização da fibra de rebombeio da detecção. Dessa maneira foi obtido o resultado mais promissorio neste estágio, que foi o perfil de Ramsey apresentado na figura 7.3.5. Pela primeira no experimento é reportado uma franja de Ramsey com boa relação sinal ruído ($SNR \sim 200$). Para a caracterização da franja de Ramsey se realizou um cálculo da probabilidade de Ramsey tendo em conta a distribuição de velocidades da nuvem e sua expansão. Além disso, a estabilidade fracional do relógio foi estimada para $\tau = 1$ s, a qual teve um valor de $\sigma_y\,(1s) = 1,25 \times 10^{-13}$ resultado muito bom neste estagio já é um avanço que sitiua ao chafariz Brasileiro proximo dos melhores referências primarias do mundo (1).

Os resultados obtidos nos cálculos concordam muito bem como os experimentais. A diferença entre eles é que, quando a frequência de interrogação se afasta da ressonância, percebemos que a amplitude da franja de Ramsey obtida experimentalmente é menor do que a simulação. Acredita-se que esse efeito seja pela forma da distribuição do campo de micro-ondas dentro da cavidade retangular. Dessa forma é necessário introduzir essa distribuição nas simulações e assim obter uma franja de Ramsey mais condizente com a real. Mesmo assim, para uma primeira aproximação, o cálculo é bastante satisfatório. Com ele foi possível estimar parâmetros importantes, como a Temperatura efetiva da nuvem (T = 6,3 µK), seu tamanho inicial (σ = 1 mm), a largura do pico central ($\Delta v_{Rammsey} = 1,69$ Hz), os tempos de interação (τ = 0,0239) s e o tempo de evolução (T = 0,2958 s). Outro

fato importante foi a observação de franjas laterais com contraste em $m_F = -1$. Embora o contraste das franjas lateral não seja ainda bem definido como da franja central, este é um grande resultado, já que demostra alto desempenho do chafariz, como também servirão para medir o deslocamento de frequência produzido pelo efeito Zeeman de segunda ordem.

O sistema na região de interrogação do chafariz sofreu modificações também. O número de fitas térmicas mudou, como também o número de sensores, permitindo um monitoramento mas preciso. Com essas mudanças foi possível medir o valor de deslocamento de frequência por radiação de corpo negro para as temperaturas usuais de funcionamento do chafariz com um valor do deslocamento de frequência ($\Delta\nu/\nu = 26,285 \times 10^{-15}$) com uma incerteza de $5,927 \times 10^{-17}$. Desse modo já começamos a medir melhor os efeitos sistemáticos necessários para a operação do chafariz de átomos como um padrão primário de tempo e frequência. Um sistema de monitoramento de temperatura também foi implementado, com o fim de saber como as mudanças de temperaturas causadas por variações no clima ou por outras fontes afetam o desempenho do sistema. Este dato é muito importante, já que para cada lançamento é necessário fazer a correção do deslocamento de frequência dinamicamente.

Em geral pode-se concluir que o Chafariz de átomos frios Brasileiro está em alta performance, os resultados apresentados demostram isso, além disso ele está pronto para terminar de fazer as caracterizações dos diferentes efeitos sistemáticos (os distintos deslocamentos de frequência). Dessa maneira, as perspectivas do padrão de tempo e frequência Brasileiro visam em converter este na referência nacional com uma escala de tempo própria, como também do tempo atômico internacional (TAI). Além disso o sistema também será usado para realizar experimentos em física básica como testes de colisões frias entre outros.

Referências

1 HEAVNER, T. P. et al. First accuracy evaluation of nist-f2. *Metrologia*, v. 51, n. 3, p. 174, 2014.

2 RICHARD, P.; FANG, H.; DAVIS, R. Foundation for the redefinition of the kilogram. *Metrologia*, v. 53, n. 5, p. A6, 2016.

3 FISCHER, J.; ULLRICH, J. The new system of units. *Nature Physics*, v. 12, n. 1, p. 4–7, 2016.

4 MARION, H. et al. Search for variations of fundamental constants using atomic fountain clocks. *Physical Review Letters*, v. 90, n. 15, p. 150801, 2003.

5 SUGARBAKER, A. et al. Enhanced atom interferometer readout through the application of phase shear. *Physical Review Letters*, v. 111, n. 11, p. 113002, 2013.

6 BIZE, S. et al. Advances in atomic fountains. *Comptes RendusPhysique*, v. 5, n. 8, p. 829–843, 2004.

7 EKSTROM, C. R.; BURT, E. A. Atomic fountain development at usno. In: IEEE FREQUENCY CONTROL SYMPOSIUM, 1998, Pasadena, CA. *Proceedings* ... Pasadena: IEEE, 1998. p. 23–27.

8 TEUNISSEN, P.; MONTENBRUCK, O. *Springer handbook of global navigation satellite systems*. New York: Springer, 2017.

9 WEYERS, S. et al. Uncertainty evaluation of the atomic caesium fountain csf1 of the ptb. *Metrologia*, v. 38, n. 4, p. 343, 2001.

10 WYNANDS, R.; WEYERS, S. Atomic fountain clocks. *Metrologia*, v. 42, n. 3, p. S64, 2005.

11 GERGINOV, V. et al. Uncertainty evaluation of the caesium fountain clock ptb-csf2. *Metrologia*, v. 47, n. 1, p. 65, 2010.

12 GUÉNA, J. et al. Progress in atomic fountains at LNE-SYRTE. *IEEE Transactions onUltrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, v. 59, n. 3, p. 391-409, 2012.

13 HEAVNER, T. et al. Nist-f1: recent improvements and accuracy evaluations. *Metrologia*, v. 42, n. 5, p. 411, 2005.

14 OVCHINNIKOV, Y.; MARRA, G. Accurate rubidium atomic fountain frequency standard. *Metrologia*, v. 48, n. 3, p. 87, 2011.

15 FANG, F. et al. Nim5 cs fountain clock and its evaluation. *Metrologia*, v. 52, n. 4, p. 454, 2015.

16 TAKAMIZAWA, A. et al. Cesium atomic fountain clocks at NMIJ. 2010. Disponível em: < http://tycho.usno.navy.mil/ptti/2010papers/paper25.pdf>. Acesso em: 26 jul. 2017.

17 KUMAGAI, M. et al. Preliminary evaluation of cesium atomic fountain nict-csf2. In: ANNUAL PRECISE TIME AND TIME INTERVAL SYSTEMS AND APPLICATIONS MEETING, 43., 2011, Long Beach. *Proceedings* ... Long Beach: ION Publications, 2011. p. 421-430.

18 LEVI, F. et al. Ien-csf1 accuracy evaluation and two-way frequency comparison. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, v. 51, n. 10, p. 1216–1224, 2004.

19 BLINOV, I. Y. et al. Budget of uncertainties in the cesium frequency frame of fountain type. *Measurement Techniques*, v. 60, n. 1, p. 30–36, 2017.

20 ACHARYA, A. et al. Present status of primary frequency standards at npl. In: *IEEE FREQUENCY CONTROL SYMPOSIUM* (IFCS), 2016, New Orleans. *Proceedings* ... New Orleans: IEEE, 2016. p. 1–2.

21 KWON, T. Y. et al. Development of a cesium atomic fountain frequency standard. *IEE*E *Transactions on Instrumentation and Measurement*, v. 52, n. 2, p. 263–266, 2003.

22 BEATTIE, S. et al. Status of the atomic fountain clock at the national research council of canada. *Journal of Physics*: conference series, v. 723, n. 1, p. 012008, 2016.

23 ORTIZ, C. et. al. *Progress in Mexican cesium atomic fountain − csf*1 *using an ultra − stable laser*. 2017. p. 326–327. Disponível em: <http://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?arnumber=8088883> . Acesso em: 30 nov. 2017.

24 TELMINI, M. Atomic clocks: the atoms as primary time and frequency standards. *Atom and Development*, v. 27, n. 3, p. 24-34, 2015.

25 TELES, F. et al. Evaluation of the first Brazilian atomic clock. *IEEE Transactions on Ultrasonic, Ferroelectrics and Frequency Control*, v. 47, p. 1111-1114, 2000.

26 TELES, F. et al. Analysis of the signal obtained with the cs-brazilian atomic clock. Disponível em: < http://www.eftf.org/proceedings/proceedingsEFTF2000.pdf >. Acesso em: 26 jul. 2017.

27 TELES, F. et al. Characterization of the brazilian cs atomic-frequency standard: evaluation of major shifts.*Metrologia*, v. 39, n. 2, p. 135, 2002.

28 BEBEACHIBULI, A. et al. Characterization of the main frequency shifts for the Brazilian 133cs atomic beam frequency standard. *Brazilian Journal of Physics*, v. 35, n. 4A, p. 1010–1015, 2005.

29 RODRIGUEZ, S. et al. *Progress in Brazilian cesium atomic fountain − BrCsF*. 2016. p. 1–4. Disponível em: < http://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?arnumber=7546818>. Acesso em: 26 jul. 2017

30 MAGALHÃES, D. V. *Desenvolvimento de uma fountain atômica para utilização como padrão primário de tempo*. 2004. 178 p. Tese (Doutorado em Ciências) — Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2004.

31 BEBEACHIBULI, A. *Espectroscopia Ramsey em um chafarizatômico*. 2007. 126 p. Tese (Doutorado em Ciências) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2007.

32 ALVES, R. F. *Chafarizatômico de Cs* 133. 2012. 99 p. Tese (Doutorado em Ciências) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2012.

33 MULLER, S. T. *Padrão de frequência compacto*. 2010. 124 p. Tese (Doutorado em Ciências) — Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2010.

34 ISSAEV, L.; TATARENKOV, V. *Measurements and standards of time and frequency*. 2009. Disponível em: < https://www.eolss.net/sample-chapters/C05/E6-08-01-03.pdf>. Acesso em: 10 Nov. 2017

35 RABI, I. I. et al. The molecular beam resonance method for measuring nuclear magnetic moments. the magnetic moments of 3Li6, 3Li7 and 9F19. *Physical Review*, v. 55, n. 6, p. 526–535, 1939.

36 LOMBARDI, M. A. The evolution of time measurement, part 3: atomic clocks [recalibration]. *IEEE Instrumentation Measurement Magazine*, v. 14, n. 6, p. 46–49, 2011.

37 RAMSEY, N. F. A molecular beam resonance method with separated oscillating fields. *Physical Review*, v. 78, n. 6, p. 695, 1950.

38 TERRIEN, J. News from the international bureau of weights and measures. *Metrologia*, v. 4, n. 1, p. 41, 1968.

39 BOYD, M. M. *High precisionspectroscopy of strontium in an optical lattice*: towards a new standard for frequency and time. 2007. Ph. D. Thesis (Physics) — University of Colorado at Boulder, Colorado, 2007.

40 BAUCH, A. Caesium atomic clocks: function, performance and applications. *Measurement Science and Technology*, v. 14, n. 8, p. 1159, 2003.

41 VANIER, J.; AUDOIN, C. *The quantum physics of atomic frequency standards*. New York: CRC Press, 1989. v. 2.

42 OTOBONI, F. A. *Síntese de micro − ondas para padrões atômicos de frequência de césio*133. 2013. 150 p. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) — Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2013.

43 KLEPPNER, D. et al. Hydrogen-maser principles and techniques. *Physical Review*, v. 138, n. 4A, p. A972, 1965.

44 HAFIZ, M. A. et al. A high-performance raman-ramsey cs vapor cell atomic clock. *Journalof Applied Physics*, v. 121, n. 10, p. 104903, 2017.

45 KNAPPE, S. et al. *Atomic vapor cells for miniature frequency references*. 2004. Disponível em: <http://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?arnumber=1274981>. Acesso em: 26 jul. 2017.

46 AHMED, M. et al. The brazilian time and frequency atomic standards program. *Anais da Academia Brasileira de Ciências*, v. 80, n. 2, p. 217–252, 2008.

47 LOMBARDI, M. A.; HEAVNER, T. P.; JEFFERTS, S. R. Nist primary frequency standards and the realization of the si second. *Journal of Measurement Science*, v. 2, n. 4, p. 74–89, 2007.

48 LUDLOW, A. *The strontium optical latice clock*: optical spectroscopy with sub-hertz accuracy. 2002. 213 p. Ph. D. Thesis (Physics) - University of Colorado, Boulder, 2002.

49 LUDLOW, A. D. et al. Optical atomic clocks. *Reviews of Modern Physics*, v. 87, n. 2, p. 637, 2015.

50 KATORI, H. et al. Strategies for reducing the light shift in atomic clocks. *Physical ReviewA*, v. 91, n. 5, p. 052503, 2015.

51 JOINT COMMITTEE FOR GUIDES IN METROLOGY. Evaluation of measurement data — guide to the expression of uncertainty in measurement. 2003. Disponível em: https://www.bipm.org/utils/common/documents/jcgm/JCGM_100_2008_E.pdf>. Acesso em: 10 Nov. 2017.

52 GUPTA, S. *Measurement uncertainties*: physical parameters and calibration of instruments. Berlin: Springer, 2012.

53 WANG, X. et al. *The study* of *second − order Zeeman shift of the cesium fountain clock NTSC − F*1. 2016. Disponível em: <http://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?arnumber=7546817>. Acesso em: 26 jul. 2017.

54 GUBSER, D.; WOLF, S.; COX, J. Shielding of longitudinal magnetic fields with thin, closely spaced, concentric cylinders of high permeability material. *Review of Scientific Instruments*, v. 50, n. 6, p. 751–756, 1979.

55 LEVI, F. et al. Measurement of the blackbody radiation shift of the cs 133 hyperfine transition in an atomic fountain. *Physical Review A*, v. 70, n. 3, p. 033412, 2004.

56 JEFFERTS, S. R. et al. High-accuracy measurement of the blackbody radiation frequency shift of the ground-state hyperfine transition in cs 133. *Physical Review Letters*, v. 112, n. 5, p. 050801, 2014.

57 STARK, J. Observation of the separation of spectral lines by an electric field. *Nature*, v. 92, n. 2301, p. 401–401, 1913.

58 SIMON, E.; LAURENT, P.; CLAIRON, A. Measurement of the stark shift of the cs hyperfine splitting in an atomic fountain. *Physical Review A*, v. 57, n. 1, p. 436, 1998.

59 SIMON, E. *Vers une statilité etune exactitude de* $10 - 16$ *pour les hologes atomiques*: -le Rayonement du corp noir- la détection optique. 1997. 185 f. Tèse (Physique) - Universite de Paris - Sud U.F.R SCIENTIFIQUE D'ORSAY, Paris, 1997.

60 ANGSTMANN, E.; DZUBA, V.; FLAMBAUM, V. Frequency shift of the cesium clock transition due to blackbody radiation.*Physical Review Letters*, v. 97, n. 4, p. 040802, 2006.

61 FERTIG, C.; GIBBLE, K. Measurement and cancellation of the cold collision frequency shift in an 87 rb fountain clock. *Physical Review Letters*, v. 85, n. 8, p. 1622, 2000.

62 BIZE, S. *Tests fondamentaux Al'aide d'horloges a atomes froids de rubidium et de cesium*. 2001. 230 f. Tèse (Physique quantique) - Universit´e de Paris VI, Paris, 2001.

63 PAVLIS, N. K.; WEISS, M. A. A re-evaluation of the relativistic redshift on frequency standards at nist, boulder, colorado, usa. *Metrologia*, v. 54, p. 535–548, 2017.

64 SHIRLEY, J. H. et al. Microwave leakage-induced frequency shifts in the primary frequency standards nist-f1 and ien-csf1. *IEEE Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, v. 53, n. 12, 2006.

65 ALLAN, D. W. Statistics of atomic frequency standards. *Proceedings of the IEEE*, v. 54, n. 2, p. 221–230, 1966.

66 RIEHLE, F. *Frequency standards*: basics and applications. New York: John Wiley & Sons, 2006.

67 KASEVICH, M. A. et al. Rf spectroscopy in an atomic fountain. *Physical Review Letters*, v. 63, n. 6, p. 612, 1989.

68 CHU, S. et al. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. *Physical Review Letters*, v. 55, n. 1, p. 48, 1985.

69 PHILLIPS, W. D. Nobel lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms.*Reviews of Modern Physics*, v. 70, n. 3, p. 721, 1998.

70 CLAIRON, A. et al. A cesium fountain frequency standard: preliminary results. *IEEE Transactions on instrumentation and measurement*, v. 44, n. 2, p. 128–131, 1995.

71 DALIBARD, J.; COHEN-TANNOUDJI, C. Laser cooling below the doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models. *Journal of the Optical Society of America B*, v. 6, n. 11, p. 2023–2045, 1989.

72 PECHONERI, R. D. *Sistema de controle e monitoramento para padrão atômico de frequência de Césio*. 2013. 137 p. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) – Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2013.

73 ARNOLD, A.; WILSON, J.; BOSHIER, M. A simple extended-cavity diode laser. *Review of Scientific Instruments*, v. 69, n. 3, p. 1236–1239, 1998.

74 FOOT, C. J. *Atomic physics*. Oxford: Oxford University Press, 2005. v. 7.

75 RIESS, I. Simple differential lock-in amplifier for optical measurements. *Review of Scientific Instruments*, v. 53, n. 9, p. 1388–1391, 1982.

76 SANTARELLI, G. et al. Frequency stability degradation of an oscillator slaved to a periodically interrogated atomic resonator. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, v. 45, n. 4, p. 887–894, 1998.

77 ZHANG, S. Déplacement de Fréquence dû au Rayonnement du Corps Noir dans une Fontaine Atomique à Césium et Amélioration des Performances de l'Horloge. 2004. Tèse (Doctorat en Physique quantique) — Paris, 2004.

78 GHEZALI, S. *Première evaluation de l'exatitude d'une fontaine d'atomes froids de Césium à* $2.10 - 15$ *et Perpetives*. 1997. 186 f. Tèse (Physique) - BNM-Laboratoire Primaire du Temp et des Fréquences Observatorio de Paris, Université Pierre et Marie Curie Paris VI, Paris, 1997.

79 DE-SHENG, L. et al. Improvement on temperature measurement of cold atoms in a rubidium fountain. *Chinese Physics Letters*, v. 28, n. 6, p. 063201, 2011.

80 WYNANDS, R.; SCHRODER, R.; WEYERS, S. Majorana transitions in an atomic fountain clock.*IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, v. 56, n. 2, p. 660–663, 2007.

81 BEBEACHIBULI, A. et al. The brazilian atomic fountain primary frequency standard. 2006. Disponível em: <http://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?arnumber=4053777>. Acesso em: 10 Nov. 2017.

ANEXO A - Cálculo da probabilidade de Ramsey

A.1 Hamiltoneano Total

Para achar a probabilidade de Ramsey pode usar-se a matriz densidade ou a evolução temporal par aun sistema de dois níveis e um átomo. Esta seção apresenta a dedução da probabilidade de Ramsey usando a evolução temporal para umsistema de dois níveis. O modelo lde intração da radiação com um átomo de dois níveis é utilizado para achar a probabilidade de transição dos átomos no método de Ramsey em função da dessintonia, $\Delta = \omega - \omega_{21}$, onde ω_{21}é a frequência de transição entre dois níveis dos átomos e ωé a frequência dos campos de radiação. A equação de Schroedinger dependente do tempo pode ser usada para descrever o sistema:

$$\frac{d}{dt}\left|\psi\left(t\right)\right\rangle = H_T\left|\psi\left(t\right)\right\rangle \tag{9.1.1}$$

Onde a função de onda é representada como uma superposição: $\left|\psi\left(t\right)\right\rangle = c_1\left(t\right)\left|1\right\rangle + c_2\left(t\right)\left|2\right\rangle$ e H_T representa o Hamiltoneano total do sistema dado por $H_T = H_0 + H_1$. O Hamiltoneano sem interação pode ser achado utilizando a identidade: $\left|1\right\rangle\left\langle 1\right| + \left|2\right\rangle\left\langle 2\right| = 1$, então:

$$H_0 = \left(\left|1\right\rangle\left\langle 1\right| + \left|2\right\rangle\left\langle 2\right|\right) H_0 \left(\left|1\right\rangle\left\langle 1\right| + \left|2\right\rangle\left\langle 2\right|\right)$$

A operação $H_0\left|1\right\rangle = \hbar\omega_1\left|1\right\rangle$ e $H_0\left|2\right\rangle = \hbar\omega_2\left|2\right\rangle$. Consequentemente, o Hamiltoneano independiente do tempo é:

$$H_0\hbar\omega_1\left|1\right\rangle\left\langle 1\right| + \hbar\omega_2\left|2\right\rangle\left\langle 2\right| + \frac{\hat{p}^2}{2m} \tag{9.1.2}$$

Onde $\hat{p}^2/2m$ representa el movimiento del centro de massa, então $\hat{p}$ é operador do momento lineal da particula e m é sua massa. Agora definindo $\omega_1 = 0$ e $\omega_{21} = \omega_2 - \omega_1$a Eq. (A .1.2) fica:

$$H_0 = \hbar\omega_2\left|2\right\rangle\left\langle 2\right| + \frac{\hat{p}^2}{2m} \tag{9.1.3}$$

Por outra parte o Hamiltoneano de interação pode ser escrito como uma interação dipolar:

$$H_1 = -\overrightarrow{d} \cdot \overrightarrow{E} \tag{9.1.4}$$

Onde $\hat{\overrightarrow{d}} = q\hat{\overrightarrow{x}}$,sendo q a carga electrica. Asumiendo campo electrico está linermente polarizado na direção x, então $\hat{d} = q\widehat{x}$, entao a Eq. (A.1.4) fica da seguinte forma:

$$H_1 = -q\widehat{x}\overrightarrow{E} \tag{9.1.5}$$

O campo que interagem com os átomos é clasico e tem a forma:

$$\overrightarrow{E} = \frac{E_0}{2}\exp -i(\omega_j t + \phi_j) + \frac{E_0^*}{2}\exp i(\omega_j t + \phi_j) \tag{9.1.6}$$

O subindice j faz referência a duas zonas de interação. Usando a mesma identidade usada na Eq. (A.1.2) podemos escrever a Eq. (A.1.5) como:

$$H_1 = -q\left(|1\rangle\langle 1| + |2\rangle\langle 2|\right)\widehat{x}\left(|1\rangle\langle 1| + |2\rangle\langle 2|\right)\left(\frac{}{2}\exp -i(\omega_j t + \phi_j) + \frac{E_0^*}{2}\exp i(\omega_j t + \phi_j)\right) \tag{9.1.7}$$

$$H_1 = -q(|1\rangle\langle 1|\hat{x}|1\rangle\langle 1| + |1\rangle\langle 1|\hat{x}|2\rangle\langle 2| + |2\rangle\langle 2|\hat{x}|1\rangle\langle 1| + |2\rangle\langle 2|\hat{x}|2\rangle\langle 2|)$$

$$\times\left(\frac{E_0}{2}\exp -i(\omega_j t + \phi_j) + \frac{E_0^*}{2}\exp i(\omega_j t + \phi_j)\right) \tag{9.1.8}$$

Na Eq.(A.1.8) os componentes: $\langle 1|\hat{x}|1\rangle$e $\langle 2|\hat{x}|2\rangle$são igual a zero, isso pode ser demostrado da seguinte forma:

$$\begin{aligned}
\langle i|\hat{x}|i\rangle &= \int \langle i|\hat{x}|x\rangle\langle x|i\rangle\, dx \\
&= \int x\langle i|x\rangle\langle x|i\rangle\, dx \\
&= \int x\psi(x)\psi^*(x)\, dx \\
&= \int x\left|\psi(x)^2\right| dx = 0
\end{aligned}$$

Com isso fica demostrado que os promedios na Eq. (A.188) que tenham componentes iguais nos dipolos são zeros pelo fato que as integrais tem pariedade impar, isso quer dizer que o dipolo não atua quando os atomos se encontram em um só estado atômico, então essa equação fica da forma:

$$H_1 = -q\left(|1\rangle\langle 1|\,\hat{x}\,|2\rangle\langle 2| + |2\rangle\langle 2|\,\hat{x}\,|1\rangle\langle 1|\right)\left(\frac{E_0}{2}e^{-i(\omega_j t+\phi_j)} + \frac{E_0^*}{2}e^{i(\omega_j t+\phi_j)}\right)$$

$$\begin{aligned} H_1 = -q\Bigg(&\frac{E_0}{2}|1\rangle\langle 1|\,\hat{x}\,|2\rangle\langle 2|\,e^{-i(\omega_j t+\phi_j)} + \frac{E_0^*}{2}|1\rangle\langle 1|\,\hat{x}\,|2\rangle\langle 2|\,e^{i(\omega_j t+\phi_j)} \\ &+\frac{E_0}{2}|2\rangle\langle 2|\,\hat{x}\,|1\rangle\langle 1|\,e^{-i(\omega_j t+\phi_j)} + \frac{E_0^*}{2}|2\rangle\langle 2|\,\hat{x}\,|1\rangle\langle 1|\,e^{i(\omega_j t+\phi_j)}\Bigg) \end{aligned} \tag{9.1.9}$$

Fazendo a aproximação de onda girante parte Eq. (A.1.9), onde o primeiro termo o átomo perde um fóton e o campo também, neste termo a energia não se conserva. No segundo termo o átomo perde un fóton e o campo ganha, neste termo a energia se conserva. No terceiro termo, o átomo ganha um fóton e o campo perde, aquí também se conserva a energia. No quarto termo tanto o campo como o átomo ganham um fóton e a energia se conserva. Os termo onde a energia não é conservada são desprezados na Eq. (A.1.9) o que signfica que o Hamiltoneano de interação fica como:

$$H_1 = -q\left(\frac{E_0^*}{2}|1\rangle\langle 1|\,\hat{x}\,|2\rangle\langle 2|\,e^{i(\omega_j t+\phi_j)} + \frac{E_0}{2}|2\rangle\langle 2|\,\hat{x}\,|1\rangle\langle 1|\,e^{-i(\omega_j t+\phi_j)}\right) \tag{9.1.10}$$

Os termos $\langle 1|\,\hat{x}\,|2\rangle = d_{12}$e $\langle 2|\,\hat{x}\,|1\rangle = d_{21}$são substituídos na Eq. (A.1.10), obtêm-se:

$$H_1 = -qd_{12}\frac{E_0^*}{2}|1\rangle\langle 2|\,e^{i(\omega_j t+\phi_j)} - qd_{21}\frac{E_0}{2}|2\rangle\langle 1|\,e^{-i(\omega_j t+\phi_j)} \tag{9.1.11}$$

Definindo: $-qd_{12}E_0^* = \hbar\tilde{\Omega}\,(\hat{x})$e $-qd_{21}E_0 = \hbar\Omega\,(\hat{x})$ o Hamiltoneano de interação fica como:

$$H_1 = \frac{\hbar\tilde{\Omega}\,(\hat{x})}{2}|1\rangle\langle 2|\,e^{i(\omega_j t+\phi_j)} + \frac{\hbar\Omega\,(\hat{x})}{2}|2\rangle\langle 1|\,e^{-i(\omega_j t+\phi_j)} \tag{9.1.12}$$

Como são dois zonas de interação, podemos expressar o Hamiltoneano de interação como:

$$H_1 = \sum_{j=1,2}\frac{\hbar\Omega_j\,(\hat{x})}{2}\left(|1\rangle\langle 2|\,e^{i(\omega_j t+\phi_j)} + |2\rangle\langle 1|\,e^{-i(\omega_j t+\phi_j)}\right) \tag{9.1.13}$$

O Hamiltoneano que descreve o movimento do átomo e o campo na aproximação de dipolo é descrito como :

$$H_T = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \hbar\omega_2 \left|2\right\rangle \left\langle 2\right| + \sum_{j=1,2} \frac{\hbar\Omega_j\left(\hat{x}\right)}{2} \left(\left|1\right\rangle \left\langle 2\right| e^{i(\omega_j t+\phi_j)} + \left|2\right\rangle \left\langle 1\right| e^{-i(\omega_j t+\phi_j)}\right) \tag{9.1.14}$$

A.2 Hamiltoneano na representação de interação

A representação de interação é uma transformação que serve para construir uma solução da equação de schrodinger equivalente ao problema de uma particula livre, em nesse sentido esta é definida como:

$$H_I\left(t\right) = U_0 H_T U_0^* - H_0 \tag{9.2.1}$$

Definindo $U_0 = e^{-iH_0 t/\hbar} = e^{-i\omega_{21}\left|2\right\rangle\left\langle 2\right| t}$ e substituindo Na Eq. (A.2.1):

$$H_I(t) = e^{-i\omega_{21}\left|2\right\rangle\left\langle 2\right| t} \left(\frac{p^2}{2m} + \hbar\omega_2 \left|2\right\rangle \left\langle 2\right| + \sum_{j=1,2} \frac{\hbar\Omega_j\left(\hat{x}\right)}{2} \left(\left|1\right\rangle \left\langle 2\right| e^{i(\omega_j t+\phi_j)} + \left|2\right\rangle \left\langle 1\right| e^{i(\omega_j t+\phi_j)}\right)\right)$$

$$\times e^{-i\omega_{21}\left|2\right\rangle\left\langle 2\right| t} - H_0$$

onde:

$$H_I^{'}(t) = e^{-i\omega_{21}\left|2\right\rangle\left\langle 2\right| t} \left(\sum_{j=1,2} \frac{\hbar\Omega_j\left(\hat{x}\right)}{2} \left(\left|1\right\rangle \left\langle 2\right| e^{i(\omega_j t+\phi_j)} + \left|2\right\rangle \left\langle 1\right| e^{i(\omega_j t+\phi_j)}\right)\right) e^{-i\omega_{21}\left|2\right\rangle\left\langle 2\right| t}$$

Então:

$$H_I^{'}(t) = \sum_{j=1,2} \frac{\hbar\Omega_j\left(\hat{x}\right)}{2} \left(e^{-i\omega_{21}\left|2\right\rangle\left\langle 2\right| t} \left|1\right\rangle \left\langle 2\right| e^{i(\omega_j t+\phi_j)} e^{i\omega_{21}\left|2\right\rangle\left\langle 2\right| t}\right.$$

$$\left. + e^{-i\omega_{21}-\left|2\right\rangle\left\langle 2\right| t} \left|2\right\rangle \left\langle 1\right| e^{i(\omega_j t+\phi_j)} e^{-i\omega_{21}\left|2\right\rangle\left\langle 2\right| t}\right) \tag{9.2.2}$$

Usando a formula Baker-Campbell-Hausdorff : $e^{\alpha\hat{A}}\hat{B}e^{-\alpha\hat{A}} = \hat{B} + \alpha\left[\hat{A},\hat{B}\right] + \frac{1}{2}\alpha^2\left[\hat{A},\left[\hat{A},\hat{B}\right]\right]^2 +$ ... na Eq. (A.2.2) obtem-se:

$$e^{-i\omega_{21}\left|2\right\rangle\left\langle 2\right| t} \left|1\right\rangle \left\langle 2\right| e^{i(\omega_j t+\phi_j)} e^{i\omega_{21}\left|2\right\rangle\left\langle 2\right| t} = \left|1\right\rangle \left\langle 2\right| e^{-i\omega_{21} t} \tag{9.2.3}$$

$$e^{-i\omega_{21}-\left|2\right\rangle\left\langle 2\right| t} \left|2\right\rangle \left\langle 1\right| e^{i(\omega_j t+\phi_j)} e^{-i\omega_{21}\left|2\right\rangle\left\langle 2\right| t} = \left|2\right\rangle \left\langle 1\right| \left\langle 2\right| e^{-\omega_{21} t} \tag{9.2.4}$$

Substituindo a Eqs. (A.2.3-4) obtemos o Hamiltoneano no quadro de interação para dois zonas de interrogação:

$$H_I(t) = \frac{p^2}{2m} + \sum_{j=1,2} \frac{\hbar\Omega_j(\hat{x})}{2} \left(|1\rangle \langle 2| e^{i(\Delta_j t + \phi_j)} + |2\rangle \langle 1| e^{-i(\triangle_j t + \phi_j)} \right) \tag{9.2.5}$$

A.3 Solução semi-classica da Equação de Schrodinger

Para partículas rápidas, a energia cinética é muito maior do que $\hbar\Omega_j$e $\hbar\Delta_j$, então o movimento do centro de massa pode ser tratado classicamente e independiente da dinâmica interna. Sem esta aproximação podemos achar a dinâmica interna com o quadro de interação, resolver a equação de Schroedinger:

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\psi^e(t)\rangle = H_I^e |\psi^e(t)\rangle \tag{9.3.1}$$

A solução da Eq. (A.3.1) é dada pela evolução temporal:

$$|\psi^e(t)\rangle = c_1(t)|1\rangle + c_2(t)|2\rangle \tag{9.3.2}$$

E o Hamiltoneano interno é dado por:

$$H_I^e = \frac{\hbar\Omega_j(\hat{x})}{2} \left(|1\rangle \langle 2| e^{i(\Delta t + \phi)} + |2\rangle \langle 1| e^{-i(\triangle t + \phi)} \right) \tag{9.3.3}$$

Substituido as Eqs. (A.3.2-3) na Eq. (A.3.1) obtém-se:

$$i\hbar \frac{d}{dt} \left(c_1(t)|1\rangle + c_2(t)|2\rangle \right) = \frac{\hbar\Omega(\hat{x})}{2} \left(|1\rangle \langle 2| e^{i(\Delta t + \phi)} + |2\rangle \langle 1| e^{-i(\triangle t + \phi)} \right)$$

$$\times \left(c_1(t)|1\rangle + c_2(t)|2\rangle \right) \tag{9.3.4}$$

re-escrevendo a Eq. (A.3.4) obtemos:

$$\dot{c}_1(t)|1\rangle + \dot{c}_2(t)|2\rangle = \frac{\hbar\Omega(\hat{x})}{2} \left(|1\rangle e^{i(\Delta t + \phi)} c_2(t) + |2\rangle e^{-i(\triangle t + \phi)} c_1(t) \right) \tag{9.3.5}$$

Multiplicando a Eq. (A.3.5) à esquerda por o ket$\langle 2|$:

$$\dot{c}_2(t) = -i \frac{\Omega(\hat{x})}{2} e^{-i(\triangle t + \phi)} c_1(t) \tag{9.3.6}$$

Multiplicando a Eq. (A.3.6) pelo bra $\langle 1|$:

$$\left[\dot{c}_1(t) = -i\frac{\Omega\left(\hat{x}\right)}{2}e^{i(\triangle t+\phi)}c_2(t)\right] \tag{9.3.7}$$

Derivando a Eq. (A.3.6) obtem-se:

$$\ddot{c}_2(t) = -i\frac{\Omega\left(\hat{x}\right)}{2}e^{-i(\triangle t+\phi)}\left[\dot{c}_1(t) - i\Delta c_1(t)\right] \tag{9.3.8}$$

Isolando na Eq. (A.3.7) o $c_1(t)$:

$$c_1(t) = \frac{\dot{c}_2(t)}{-i\frac{\Omega(\hat{x})}{2}e^{-i(\triangle t+\phi)}} \tag{9.3.9}$$

Substituindo as Eqs. (A.3.6-.9) na Eq. (A.3.8) obtem-se:

$$\ddot{c}_2(t) + i\Delta\dot{c}_2(t) + \frac{\Omega^2\left(\hat{x}\right)}{4}c_2(t) = 0 \tag{9.3.10}$$

Analogamente:

$$\ddot{c}_1(t) - i\Delta\dot{c}_1(t) + \frac{\Omega^2\left(\hat{x}\right)}{4}c_1(t) = 0 \tag{9.3.11}$$

A.4 Solução das Equaçãoes de Rabi

Definindo as trasformações de Laplace:

$$\overline{c}_2(s) = \int_0^\infty dte^{-st}e^{i\Delta t/2}c_2(t) \tag{9.4.1}$$

$$\overline{c}_1(s) = \int_0^\infty dte^{-st}e^{-i\Delta t/2}c_1(t) \tag{9.4.2}$$

Multiplicando as Eqs. (A.3.6-7) pelos fatores $e^{-st}e^{i\Delta t/2}$e $e^{-st}e^{-i\Delta t/2}$ respectivamente, obtem-se:

$$\left[\dot{c}_2(t) = \frac{\Omega\left(\hat{x}\right)}{2}e^{-i(\triangle t+\phi_j)}c_1(t)\right]e^{-st}e^{i\Delta t/2}$$

$$\left[\dot{c}_1(t) = \frac{\Omega_j\left(\hat{x}\right)}{2}e^{i(\triangle_j t+\phi)}c_2(t)\right]e^{-st}e^{-i\Delta t/2}$$

Então:

$$\dot{c}_2(t)e^{-st}e^{i\Delta t/2} = \frac{\Omega_j\left(\hat{x}\right)}{2}e^{-i(\triangle t+\phi)}c_1(t)e^{-st}e^{i\Delta t/2} \tag{9.4.3}$$

$$\dot{c}_1(t)e^{-st}e^{-i\Delta t/2} = \frac{\Omega_j\left(\hat{x}\right)}{2}e^{i(\triangle t+\phi)}c_2(t)e^{-st}e^{-i\Delta t/2} \tag{9.4.4}$$

Agora integrando as Eqs. (A4.3-4) de zero até infinito:

$$\int_0^\infty dt\dot{c}_2(t)e^{-st}e^{i\Delta t/2} = \int_0^\infty dt\frac{\Omega_j\left(\hat{x}\right)}{2}e^{-i(\triangle t+\phi)}c_1(t)e^{-st}e^{i\Delta t/2} \tag{9.4.5}$$

$$\int_0^\infty dt\dot{c}_1(t)e^{-st}e^{-i\Delta t/2} = \int_0^\infty dt\frac{\Omega\left(\hat{x}\right)}{2}e^{i(\triangle t+\phi)}c_2(t)e^{-st}e^{-i\Delta t/2} \tag{9.4.6}$$

No termo da direita das Eqs. (A.4.5-A34.6) pode-se observar que são as definições das Eq.s. (A.4.1-2), então:

$$\int_0^\infty dt\overline{c}_2(t)e^{-st}e^{i\Delta t/2} = \frac{\Omega_j\left(\hat{x}\right)}{2}e^{-i\phi}\int_0^\infty dtc_1(t)e^{-st}e^{-i\Delta t/2}$$

$$\int_0^\infty dt\dot{c}_1(t)e^{-st}e^{-i\Delta_j t/2} = \frac{\Omega_j\left(\hat{x}\right)}{2}e^{i\phi}\int_0^\infty dtc_2(t)e^{-st}e^{i\Delta t/2}$$

$$\int_0^\infty dt\dot{c}_2(t)e^{-st}e^{i\Delta t/2} = \frac{\Omega_j\left(\hat{x}\right)}{2}e^{-i\phi}\overline{c}_1(s) \tag{9.4.7}$$

$$\int_0^\infty dt\dot{c}_1(t)e^{-st}e^{-i\Delta_j t/2} = \frac{\Omega\left(\hat{x}\right)}{2}e^{i\phi}\overline{c}_2(s) \tag{9.4.8}$$

Integrando por parte o termo da esquerda das Eq. (A.4.7-8), obtem-se:

$$I_1 = \int_0^\infty dt\dot{c}_2(t)e^{-st}e^{i\Delta t/2}$$

$$u = e^{-st}e^{i\Delta t/2} \rightarrow du = \left(-s + i\Delta/2\right)e^{-st}e^{i\Delta t/2}dt$$

$$dv = \int dt\left(\frac{d}{dt}c_2\right) \rightarrow v = c_2(t)$$

Então:

$$I_1 = e^{-st}e^{i\Delta t/2}c_2(t)\,|_0^\infty - (-s + i\Delta/2)\int_0^\infty dt e^{-st}e^{i\Delta t/2}c_2(t)$$

$$I_1 = -c_2(0) + (s - i\Delta/2)\,\bar{c}_2(s) \tag{9.4.9}$$

Analogamente para I_2, então temos que:

$$I_2 = -c_1(0) + (s + i\Delta/2)\,\bar{c}_1(s) \tag{9.4.10}$$

Substituindo as Eqs. (A.4.9-10) e Eqs. (A.47-8) na Eq. (A.4.5-6)obtem-se:

$$-c_2(0) + (s - i\Delta/2)\,\bar{c}_2(s) = \frac{\Omega\,(\hat{x})}{2}e^{-i\phi}\overline{c}_1(s)$$

$$-c_1(0) + (s + i\Delta/2)\,\bar{c}_1(s) = \frac{\Omega\,(\hat{x})}{2}e^{i\phi}\overline{c}_2(s)$$

Então:

$$c_2(0) = (s - i\Delta/2)\,\bar{c}_2(s) + \frac{\Omega\,(\hat{x})}{2}e^{-i\phi}\overline{c}_1(s) \tag{9.4.11}$$

$$c_1(0) = (s + i\Delta/2)\,\bar{c}_1(s) + \frac{\Omega\,(\hat{x})}{2}e^{i\phi}\overline{c}_2(s) \tag{9.4.12}$$

As Eq. (A.4.11-12) são equações acopladas e podem-ser reescritras da seguinte forma:

$$\begin{pmatrix} c_2(0) \\ c_1(0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (s - i\Delta/2) & \frac{\Omega(\hat{x})}{2}e^{-i\phi} \\ -\frac{\Omega(\hat{x})}{2}e^{i\phi} & (s + i\Delta/2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \overline{c}_1(s) \\ \overline{c}_2(s) \end{pmatrix} \tag{9.4.13}$$

No objetigo é solucionar o sistema da Eq. (A.4.13), então pela algebra de matrices temos:

$$\begin{pmatrix} \overline{c}_1(s) \\ \overline{c}_2(s) \end{pmatrix} = U^{-1} \begin{pmatrix} c_2(0) \\ c_1(0) \end{pmatrix} \tag{9.4.14}$$

Onde:

$$U = \begin{pmatrix} (s - i\Delta/2) & \frac{\Omega(\hat{x})}{2}e^{-i\phi} \\ \frac{-\Omega(\hat{x})}{2}e^{i\phi} & (s + i\Delta/2) \end{pmatrix} \tag{9.4.15}$$

A inversa da matriz U está definida como:

$$U^{-1} = \frac{1}{det(U)}Adj(U)^\dagger \tag{9.4.16}$$

Neste caso o determinante da matriz Eq.(A.4.15) fica como:

$$det(U) = s^2 + \frac{\Delta^2}{4} + \frac{\Omega^2}{4}$$

$$Adj(U)^\dagger = \begin{pmatrix} (s + i\Delta/2) & -\frac{\Omega(\hat{x})}{2}e^{i\phi} \\ -\frac{\Omega(\hat{x})}{2}e^{i\phi} & (s - i\Delta/2) \end{pmatrix}$$

Então:

$$U^{-1} = \frac{1}{s^2 + \frac{\Delta^2}{4} + \frac{\Omega^2}{4}} \begin{pmatrix} (s + i\Delta/2) & -\frac{\Omega(\hat{x})}{2}e^{i\phi} \\ -\frac{\Omega(\hat{x})}{2}e^{i\phi} & (s - i\Delta/2) \end{pmatrix} \tag{9.4.17}$$

Da Eq. 47 podemos definir a frequência de Rabi geralizada como $\Omega' = \sqrt{\frac{\Delta^2}{4} + \frac{\Omega^2}{4}}$, e reescrever a Eq. (A.4.17) assim:

$$U^{-1} = \frac{1}{(s + i\Omega')(s - i\Omega')} \begin{pmatrix} (s + i\Delta/2) & -\frac{\Omega(\hat{x})}{2}e^{i\phi} \\ -\frac{\Omega(\hat{x})}{2}e^{i\phi} & (s - i\Delta/2) \end{pmatrix} \tag{9.4.18}$$

A Eq. (48) tem zeros em $s = \pm i\Omega'$, que permite encontrar as amplitudes de probabilidade de $c_1(t)$ e $c_2(t)$.

A.4.1 Transformada Inversa de Laplace

A transformada inversa de Laplace se define da seguinte forma:

$$\begin{pmatrix} e^{i\Delta t/2}c_1(t) \\ e^{-i\Delta t/2}c_2(t) \end{pmatrix} = \frac{1}{2\pi i}\int_c ds e^{st} \begin{pmatrix} \overline{c}_2(t) \\ \overline{c}_1(t) \end{pmatrix} \tag{9.4.19}$$

Substituindo a Eq.(A.4.14) na Eq. (A.4.19) obtem-se:

$$\begin{pmatrix} e^{i\Delta t/2}c_1(t) \\ e^{-i\Delta t/2}c_2(t) \end{pmatrix} = \frac{1}{2\pi i}\int_c ds e^{st} \frac{1}{det(U)} Adj(U)^\dagger \begin{pmatrix} c_2(0) \\ c_1(0) \end{pmatrix} \tag{9.4.20}$$

Onde:

$$\frac{1}{det(U)} = \frac{1}{(s + i\Omega')(s - i\Omega')} = \frac{1}{2i\Omega'}\left(\frac{1}{(s + i\Omega')} - \frac{1}{(s - i\Omega')}\right) \tag{9.4.21}$$

Substituindo em Eq. (A.4.20) obtem-se:

$$\begin{pmatrix} e^{i\Delta t/2}c_1(t) \\ e^{-i\Delta t/2}c_2(t) \end{pmatrix} = \frac{1}{2\pi i}\int_c ds \frac{e^{st}}{2i\Omega'}\left(\frac{1}{(s+i\Omega')} - \frac{1}{(s-i\Omega')}\right) Adj(s)^\dagger \begin{pmatrix} c_2(0) \\ c_1(0) \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} e^{i\Delta t/2}c_1(t) \\ e^{-i\Delta t/2}c_2(t) \end{pmatrix} = \frac{1}{2\pi i}\int_c ds \frac{e^{st}}{2i\Omega'}\frac{1}{(s+i\Omega')} Adj(s)^\dagger \begin{pmatrix} c_2(0) \\ c_1(0) \end{pmatrix}$$

$$-\frac{1}{2\pi i}\int_c ds \frac{e^{st}}{2i\Omega'}\frac{1}{(s+i\Omega')} Adj(s)^\dagger \begin{pmatrix} c_2(0) \\ c_1(0) \end{pmatrix} \tag{9.4.22}$$

Lembrando o calculo integral de variável complexa :

$$\frac{1}{2\pi i}\oint_c \frac{f(z)}{z-a}dz = f(a)$$

Então a Eq. (A.4.22) é reduzida assim:

$$\begin{pmatrix} e^{i\Delta t/2}c_1(t) \\ e^{-i\Delta t/2}c_2(t) \end{pmatrix} = \frac{1}{2i\Omega'}e^{i\Omega' t}U^\dagger(s=i\Omega')\begin{pmatrix} c_2(0) \\ c_1(0) \end{pmatrix} - \frac{1}{2i\Omega'}e^{-i\Omega' t}U^\dagger(s=-i\Omega')\begin{pmatrix} c_2(0) \\ c_1(0) \end{pmatrix}$$

obtem-se:

$$\begin{pmatrix} e^{i\Delta t/2}c_1(t) \\ e^{-i\Delta t/2}c_2(t) \end{pmatrix} = \frac{1}{2i\Omega'}\left[e^{i\Omega' t}U^\dagger(s=i\Omega') - e^{-i\Omega' t}U^\dagger(s=-i\Omega')\right]\begin{pmatrix} c_2(0) \\ c_1(0) \end{pmatrix}$$

$$= \frac{1}{2i\Omega'}\left[e^{i\Omega' t}\begin{pmatrix} (i\Omega'+i\Delta/2) & -\frac{\Omega(\hat{x})}{2}e^{i\phi} \\ -\frac{\Omega(\hat{x})}{2}e^{i\phi} & (i\Omega'-i\Delta/2) \end{pmatrix} - e^{-i\Omega' t}\begin{pmatrix} (-i\Omega'+i\Delta/2) & -\frac{\Omega(\hat{x})}{2}e^{i\phi} \\ -\frac{\Omega(\hat{x})}{2}e^{i\phi} & (-i\Omega'-i\Delta/2) \end{pmatrix}\right]$$

$$\times \begin{pmatrix} c_2(0) \\ c_1(0) \end{pmatrix} \tag{9.4.23}$$

Usando regras do algebra obtem-se :

$$\begin{pmatrix} c_1(t) \\ c_2(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{i\Delta t/2}\left[cos(\Omega' t) - \frac{i\Delta}{\Omega'}sen(\Omega' t)\right] & -\frac{i\Omega}{\Omega'}e^{i\Delta t/2}e^{i\phi}sen(\Omega' t)/2 \\ -\frac{i\Omega}{\Omega'}e^{-i\Delta t/2}e^{-i\phi}sen(\Omega' t)/2 & e^{-i\Delta t/2}\left[cos(\Omega' t) + \frac{i\Delta}{\Omega'}sen(\Omega' t)/2\right] \end{pmatrix}\begin{pmatrix} c_2(0) \\ c_1(0) \end{pmatrix} \tag{9.4.24}$$

Evolução temporal geralizada

Geralizando a evolução:

$$U_I(t_f,t_i) = \begin{pmatrix} e^{i\Delta_j(t_f-t_i)/2}\left[cos(\Omega'_j(t_f-t_i)) - \frac{i\Delta_j}{\Omega'_j}sen(\Omega'_j(t_f-t_i))\right] & -\frac{i\Omega_j}{\Omega'_j}e^{i\Delta_j(t_f-t_i)/2}e^{i\phi_j}sen(\Omega'_j(t_f-t_i))/2 \\ -\frac{i\Omega}{\Omega'}e^{-i\Delta_j(t_f-t_i)/2}e^{-i\phi_j}sen(\Omega'_j(t_f-t_i))/2 & e^{-i\Delta_j(t_f-t_i)/2}\left[cos(\Omega'_j(t_f-t_i)) + \frac{i\Delta_j}{\Omega'_j}sen(\Omega'_j(t_f-t_i))/2\right] \end{pmatrix} \tag{9.4.25}$$

Em um chafariz atômico os átomos interagem duas vezes com o campo de micro-ondas, então avolução temporal pode ser representada assim:

$$U_T = U^{(2)}U^{(1)} \tag{9.4.26}$$

Então pode ser definido as evoluções da seguinte forma $U^{(1)} \to U\,(\tau, 0)$:

$$U^{(1)} = \begin{pmatrix} e^{i\Delta_1\tau/2}\left[cos\Omega'_1\tau/2 - \frac{i\Delta_1}{\Omega'_1}sen\Omega'_1\tau/2\right] & -\frac{i\Omega_1}{\Omega'_1}e^{i\Delta_1\tau/2}e^{i\phi_1}sen\Omega'_1\tau/2 \\ -\frac{i\Omega}{\Omega'_1}e^{-i\Delta_1\tau/2}e^{-i\phi_1}sen\Omega'_1\tau/2 & e^{-i\Delta_1\tau/2}\left[cos\Omega'_1\tau/2 + \frac{i\Delta_1}{\Omega'_1}sen\Omega'_1\tau/2\right] \end{pmatrix} \tag{9.4.27}$$

Para a segunda região de interação obtem-se $U^{(2)} \to U\,(2\tau + T, \tau + T,)$:

$$U^{(2)} = \begin{pmatrix} e^{i\Delta_2\tau/2}\left[cos\Omega'_2\tau/2 - \frac{i\Delta_2}{\Omega'_2}sen\Omega'_2\tau/2\right] & -\frac{i\Omega_2}{\Omega'_2}e^{i\Delta_2(3\tau+2T)/2}e^{i\phi_2}sen\Omega'_2\tau/2 \\ -\frac{i\Omega_1}{\Omega'_2}e^{-i\Delta_2(3\tau+2\tau)/2}e^{-i\phi_2}sen\Omega'_2\tau/2 & e^{-i\Delta_2\tau/2}\left[cos\Omega'_2\tau/2 + \frac{i\Delta_2}{\Omega'_2}sen\Omega'\tau/2\right] \end{pmatrix} \tag{9.4.28}$$

Onde: τ é o tempo de interação dos atomos quando passam pela cavidade;T o tempo que passam os átomos na região livre de campo de oscilação; Δ_1e $\Delta_2$são as dessintonias para as duas regiões respectivamente; as fases do campo de interrogação ϕ_1e ϕ_2; por último as frequências de Rabi para as duas regiões Ω_1e Ω_2; consequentemente, as frequências de Rabi geralizadas, Ω'_1e Ω'_2. Para este caso os tempos de interação τ são iguais. Para achar as probabilidades podemos definir a Eq. (A.4.26) como:

$$U_T = U^{(2)}U^{(1)} = \begin{pmatrix} B_{11} & B_{12} \\ B_{21} & B_{22} \end{pmatrix} \tag{9.4.29}$$

Então a probabilidade pode ser achada definindo o vector de estado como:

$$|\psi(t)\rangle = \begin{pmatrix} B_{11} & B_{12} \\ B_{21} & B_{22} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B_{11} \\ B_{21} \end{pmatrix} \tag{9.4.30}$$

A probabilidade dependente da dessintonia quando eles passam através das duas regiões de interrogação:

$$P_{21}(\Delta_1, \Delta_2) = |\langle 2\,|\psi(t)\rangle|^2 = \left|\begin{pmatrix} 0 & 1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} B_{11} \\ B_{21} \end{pmatrix}\right|^2 = |B_{21}|^2 \tag{9.4.31}$$

Agora a probabilidade de Ramsey pode ser encontrada achando a componente B_{21}. Se as dessintonias nas duas regiões são iguais $\Delta_1 = \Delta_2 = \delta$ e as frequências de Rabi: Ω_1=$\Omega_2 = \Omega$; consequentemente Ω_1'= $\Omega_2' = \Omega'$. Então a probabilidade de Ramsey é da seguinte forma:

$$P_{Ramsey} = \frac{4\Omega^2}{\Omega'} sen^2(\Omega'\tau/2)\left[cos(\Omega'\tau/2)cos(\Omega'\tau/2) - \frac{\delta}{\Omega'} sen(\Omega'\tau/2)sen((\Omega'T+\phi)/2)\right] \tag{9.4.32}$$

onde $\phi = \phi_2 - \phi_1$.

A.4.2 O porquê de usar duas regiões de interrogação e não três

a evolução é definida como:

$$U = e^{-iHt/\hbar} \tag{9.4.33}$$

O estado vector é definido assim:

$$|\psi(t)\rangle = U(t_f, t_i)\,|\psi(0)\rangle \tag{9.4.34}$$

onde:

$$U(t_f, t_i) = U^{(3)}U^{(2)}U^{(1)} \tag{9.4.35}$$

$$U^{(1)} = U(t_i + \tau, t_i) \rightarrow H' = \Omega\left(G_+ e^{-i\omega t} + G_- e^{-i\omega t}\right)$$

$$U^{(2)} = U(t_i + \tau + T, t_i + \tau) \rightarrow H = Costante$$

Onde H′ pode ser zero o diferente de zero.

$$U^{(3)} = U(t_i + 2\tau + T, t_i + \tau + T) \rightarrow H' = H$$

Para $U^{(2)}$obtem-se:

$$U^{(2)} = e^{-iHt/\hbar} = e^{-i(const)t/\hbar}$$

Nesse sentido $U^{(2)}$ pode ser zero ou uno, neste caso a Eq. (65) fica como:

$$e^{-i(const)t/\hbar}U^{(3)}U^{(1)} = U^{(3)}U^{(1)} \tag{9.4.36}$$

A Eq. (A.4.36) é validade quando o Hamiltoneano é zero.

ANEXO B - Cálculo da probabilidade de Ramsey com diferentes tempos de interação

Partindo da generalização da matriz evolução Eq. (9.4.25) e definindo $\tau_1$como o tempo de interção da primeira passagem dos atomos pela cavidade e τ_2 como o tempo de interação da segunda passagem destes pela cavidade, então obtem-se:

$$U^{(1)} = \begin{pmatrix} e^{i\Delta_1\tau_1/2}\left[cos\Omega_1'\tau_1/2 - \frac{i\Delta_1}{\Omega_1'}sen\Omega_1'\tau_1/2\right] & -\frac{i\Omega_1}{\Omega_1'}e^{i\Delta_1\tau_1/2}e^{i\phi_1}sen\Omega_1'\tau_1/2 \\ -\frac{i\Omega}{\Omega_1'}e^{-i\Delta_1\tau_1/2}e^{-i\phi_1}sen\Omega_1'\tau_1/2 & e^{-i\Delta_1\tau_1/2}\left[cos\Omega_1'\tau_1/2 + \frac{i\Delta_1}{\Omega_1'}sen\Omega_1'\tau_1/2\right] \end{pmatrix} \tag{10.0.1}$$

Para a segunda região de interação obtem-se $U^{(2)}$:

$$U^{(2)} = \begin{pmatrix} e^{i\Delta_2\tau_2/2}\left[cos\Omega_2'\tau_2/2 - \frac{i\Delta_2}{\Omega_2'}sen\Omega_2'\tau_2/2\right] & -\frac{i\Omega_2}{\Omega_2'}e^{i\Delta_2(3\tau_2+2T)/2}e^{i\phi_2}sen\Omega_2'\tau_2/2 \\ -\frac{i\Omega_1}{\Omega_2'}e^{-i\Delta_2(3\tau_3+2T)/2}e^{-i\phi_2}sen\Omega_2'\tau_2/2 & e^{-i\Delta_2\tau/2}\left[cos\Omega_2'\tau_2/2 + \frac{i\Delta_2}{\Omega_2'}sen\Omega'\tau_2/2\right] \end{pmatrix} \tag{10.0.2}$$

Onde podemos definir as frequências de Rabi como:

$$\Omega_1 = \frac{\pi}{2}\frac{1}{\tau_1} \tag{10.0.3}$$

$$\Omega_2 = \frac{\pi}{2}\frac{1}{\tau_2} \tag{10.0.4}$$

então:

$$\Omega_1' = \sqrt{\Delta_1^2 + \Omega_1} \tag{10.0.5}$$

$$\Omega_2' = \sqrt{\Delta_2^2 + \Omega_2} \tag{10.0.6}$$

A probabilidade de Ramsey é encontrada da mesma forma que no apêndice B. como a dessintonia do campo é simetrica para as duas passagem, obtem-se:

$$A = -i\left(\frac{\Omega_1}{\Omega_1'}\right)e^{-i\delta(\tau_2-\tau_2)/2}e^{-i\phi_1}sen(\Omega_1'\tau_1/2)\left[cos\left(\Omega_2'\tau_2/2\right)-\right.$$

$$\left. i\frac{\delta}{\Omega_2'}sen\left(\Omega_2'\tau_2/2\right)\right] \tag{10.0.7}$$

$$B = -i\frac{\Omega_2}{\Omega_2'}e^{-i\delta(\tau_1+\tau_2+2T)/2}e^{-i\phi_2}sen(\Omega_2'\tau_2/2)\left[cos\left(\Omega_1'\tau_1/2\right)+\right.$$

$$\left. i\frac{\delta}{\Omega_1'}sen\left(\Omega_1'\tau_1/2\right)\right] \tag{10.0.8}$$

Sumando os duas equações B.0. 7 e B.0.8 a probabilidade de Ramsey fica assim:

$$P'_{Ramsey}(\tau_2,\tau_2,T,\delta) = |A+B|^2 \tag{10.0.9}$$

ANEXO C - Cálculo do número de átomos

Para o cálculo do número de átomos na nuvem carregados pela MOT é usado a formula de potência emitida por esta em todas as direções assim:

$$P_{MOT} = \eta^n N E \Gamma_{esp} \tag{11.0.1}$$

Onde N é representa o número de átomos na armadilha, E é energia de cada fóton dada como$E = hc/\lambda$, h é a constante de Planck, c é a velocidade da luz e λ é o comprimento de onda, para a linha D2 o valor deste é $\lambda = 852$ nm, onde η é um coeficiente de reflexão e n o número de superfícies por onde passa o haz. Por último o gama representa a taxa de espalhamento definida como:

$$\Gamma_{esp} = \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1 + s + (4\Delta/\Gamma)^2} \tag{11.0.2}$$

Onde s = I/Is, I representa a intensidades dos fixes lasers da armadilha Is é a intensidade de saturação do átomo, para o Césio Is = 1.2 mW/cm2, Δ é a dissintonia dos feixes lasers e Γ é a largura natural da transição.

As potências Pdet = PMOT , então:

$$P_{det} = P/k \tag{11.0.3}$$

Onde P é a potência do fotodetector dada por P = I/S, S é a eficiência do fotodetector, e I es a corrente dada pela lei de Ohm. A constate k é a relação do rádio da lente e a distância focal desta. Então o número de átomos na armadilha é dado por:

$$N = \frac{P}{k} \frac{1}{\left(\frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1+s+(4\Delta/\Gamma)^2}\right) (hc/\lambda)\, \eta^n} \tag{11.0.4}$$