UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS

STELLA TORRES MÜLLER

PADRÃO DE FREQUÊNCIA COMPACTO

São Carlos – SP

2010

STELLA TORRES MÜLLER

PADRÃO DE FREQUÊNCIA COMPACTO

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

Área de concentração: Física Aplicada.

Orientador: Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato.

São Carlos – SP

2010

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.

Ficha catalográfica elaborada pelo Serviço de Biblioteca e Informação IFSC/USP

Muller, Stella Torres

Padrão de frequência compacto./ Stella Torres Muller; orientador Vanderlei Salvador Bagnato.-- São Carlos, 2010.
124 p.

Tese (Doutorado em Ciência - Área de concentração: Física Aplicada) – Instituto de Física de São Carlos da Universidade de São Paulo.

1. Padrão de frequência atômico. 2. Relógio atômico. 3. Espectroscopia Ramsey. 4. Césio. 5. Metrologia. I. Título.

FOLHA DE APROVAÇÃO

Stella Torres Muller

Tese apresentada ao Instituto de Física de São Carlos da Universidade de São Paulo para obtenção do título de Doutor em Ciências.
Área de Concentração: Física Aplicada.

Aprovada em: 30/04/2010

Comissão Julgadora

Prof. Dr. Lucio Hora Acioli

Instituição: UFPE

Assinatura

Prof. Dr. Claudio Lenz Cesar

Instituição: UFRJ

Assinatura

Prof. Dr. Flávio Caldas da Cruz

Instituição: UNICAMP

Assinatura

Prof. Dr. Daniel Varela Magalhães

Instituição: EESC/USP

Assinatura

Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato

Instituição: IFSC/USP

Assinatura

Dedico esta tese aos meus pais, Maria Helena e José Antonio; ao meu marido, Danilo; e à minha irmã, Cláudia.

AGRADECIMENTOS

Gostaria que soubessem que para mim esta é a tarefa mais difícil desta tese, pois não consigo encontrar palavras para demonstrar a gratidão que sinto por todos aqueles que me auxiliaram direta ou indiretamente neste trabalho. Foram anos de muito aprendizado e dedicação, onde contei com a amizade e apoio de pessoas que serão sempre muito importantes para mim.

Vou começar agradecendo a Deus, simplesmente por Ele existir em minha vida e me guiar dia após dia.

Ao Prof. Dr. Vanderlei Bagnato, pela orientação e amizade ao longo desses anos. Sempre vou admirar sua criatividade e dinamismo em tudo que faz. Aprendi que um dia pode ter muito mais que 24 horas e que sempre conseguimos fazer tudo a tempo, é só uma questão de disciplina.

Ao Prof. Dr. Daniel Magalhães, meu co-orientador por mérito e grande amigo. Sou-lhe muito grata pelo apoio nos momentos difíceis e por sempre estar disposto a ajudar na solução dos imprevistos do laboratório.

Ao meu querido marido, Danilo. Nenhum agradecimento será suficiente para toda a força, amor e compreensão que você me deu. Você é minha inspiração de perseverança, paciência e sucesso.

Aos meus pais, Maria Helena e José Antonio, pelos ensinamentos que formaram os alicerces deste longo caminho. Sem vocês eu não teria chegado tão longe!

À minha irmã, Cláudia, e meu cunhado, Flávio, por todo o incentivo e carinho. Para estar junto não é preciso estar perto, e sim do lado de dentro (Leonardo da Vinci).

Ao quarteto fantástico: Kilvia, Jorge, Giacomo e Cristina. Vocês, sem dúvida, são muito importantes em minha vida. Obrigada por todo o apoio, compreensão, “injeções” de ânimo e pela companhia.

A todos os amigos do Grupo de Óptica: Maristela, André, Mônica, Rodrigo, Edmir, Dirceu, Emanuel, ...vocês são tantos! Agradeço pelo companheirismo e ajuda.

À minha amiga Aida, por estar sempre disposta a ajudar e pelas longas e divertidas conversas. Ah! Já ia me esquecendo de agradecer pelas incontáveis barras de chocolate nas horas do lanche.

Ao amigo de laboratório, Renato, pelas sugestões e frutíferas discussões. Você é uma pessoa muito inteligente e tenho certeza que terá muito sucesso no caminho que escolheu.

Ao pessoal do laboratório de eletrônica, João Marcelo, Denis e Leandro. Agradeço principalmente pela paciência e apoio técnico.

A todos da oficina mecânica, pelo excelente trabalho e precisão. Também agradeço pela cordialidade, não sei como vocês me aguentaram quando fui, infinitas vezes, pedir que retirassem mais 0,000000001 mm da tampa da cavidade.

Às secretárias do grupo, Isabel e Benê, pela amizade e auxílio em todos os assuntos burocráticos e à Maria Neusa, bibliotecária, por me ajudar com as configurações da tese.

Aos membros da secretaria de Pós Graduação, pela disposição em ajudar e ao Ítalo, pela presteza em confeccionar as cópias desta tese. É verdade que você sempre lê os agradecimentos?

Não posso esquecer-me de agradecer aos colaboradores do Observatório de Paris, pelas sugestões, sempre muito coerentes e de alta relevância.

A toda a minha família e à família do Danilo, pela compreensão e apoio. Vocês são muito especiais!!!

Ao “ladrão”, que arrombou a porta da minha sala e teve a presença de espírito de não levar meu notebook e nem meu HD externo (que continha minha única cópia da tese). Como você adivinhou?

Agradeço ao CNPq, CAPES e FAPESP, pelo auxílio financeiro.

Peço desculpas a quem eu tenha esquecido de mencionar. Gostaria de poder citar o nome de todos.....

"Cada dia que amanhece assemelha-se a uma página em branco, na qual gravamos os nossos pensamentos, ações e atitudes. Na essência, cada dia é a preparação do nosso próprio amanhã."

Francisco C. Xavier

RESUMO

MÜLLER, S. T. **Padrão de frequência compacto**. 2010. 124 p. Tese (Doutorado) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2010.

Apresentamos os aspectos mais relevantes para a construção e caracterização de um padrão primário de tempo e frequência compacto. Nesse sistema a amostra de átomos de referência é preparada a partir de uma armadilha magneto-óptica. Após a obtenção de uma amostra significativa de átomos os feixes laser são desligados e, durante a expansão livre, a nuvem atômica é submetida a uma sequência de pulsos de micro-ondas que caracterizam o método de Ramsey. Os pulsos de micro-ondas são aplicados em uma cavidade de micro-ondas, esculpida dentro da câmara de vácuo. Todo o ciclo de funcionamento é implementado dentro dessa cavidade e por esse motivo o padrão é considerado compacto. Quando os átomos são interrogados com pulsos de $\tau = 1\text{ ms}$ separados por $T = 8\text{ ms}$ obtemos uma largura a meia altura da franja central de 52 Hz e uma estabilidade a curto prazo de 10^{-13} . Alguns causadores de deslocamentos de frequência foram avaliados.

Palavras-chave: Padrão de frequência atômico, Relógio atômico, Espectroscopia Ramsey, Césio, Metrologia.

ABSTRACT

MÜLLER, S. T. **Compact frequency standard**. 2010. 124 p. Thesis (Doctoral) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2010.

We present some relevant aspects for the construction and characterization of a compact primary frequency standard. In this system, the atomic ensemble is prepared with a magneto-optical trap. Once a significant number of cold atoms is obtained, the laser beams are turned off and, during the free expansion, the cloud is submitted to a sequence of two microwave pulses, characterizing the well-known Ramsey method. The microwave pulses are applied in a microwave cavity that was sculpted inside the vacuum chamber. All the working cycle takes place into this cavity. When the atoms are interrogated by two pulses of $\tau = 1\text{ ms}$ separated by $T = 8\text{ ms}$, the linewidth of the central fringe is 52 Hz and a short-term stability 10^{-13} is observed. Some frequency shifts were evaluated.

Keywords: Atomic frequency standard, Atomic clock, Ramsey spectroscopy, Cesium, Metrology

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1	Densidade espectral da radiação de corpo negro para quatro temperaturas diferentes e situando os tipos de relógios atômicos	28
Figura 2.1	Princípio de funcionamento de um padrão de frequência passivo. A frequência ν de um oscilador local é estabilizada na frequência de uma ressonância atômica através de um sistema de realimentação: o oscilador local fornece um sinal de interrogação a uma amostra atômica e um sistema eletrônico coleta o sinal de resposta emitido pelos átomos e calcula um sinal de erro que é usado para corrigir a frequência do oscilador local.	34
Figura 2.2	Níveis de energia do átomo de ^{133}Cs mais relevantes para o nosso sistema.	34
Figura 2.3	Princípio do resfriamento Doppler.	36
Figura 2.4	Esquema do processo de aprisionamento magneto-óptico (MOT). Os feixes de aprisionamento são circularmente polarizados σ^+ e σ^-	38
Figura 2.5	Princípio do resfriamento sub-Doppler	39
Figura 2.6	Esquema do método proposto por Ramsey para a interrogação de uma transição atômica na região de micro-ondas.	40
Figura 2.7	Franja de Ramsey típica obtida em um padrão de frequência atômico tipo chafariz.	41
Figura 2.8	(a) Precessão do momento magnético. (b) Precessão do momento nuclear.	42
Figura 2.9	Distribuição temporal dos campos proposta por Ramsey.	43
Figura 2.10	Resposta obtida pela interação dos átomos com um campo de micro-ondas caracterizando o método de Rabi.	47
Figura 2.11	Resposta obtida pela interação dos átomos utilizando a interrogação de Ramsey de campos oscilatórios separados.	49
Figura 3.1	Sinal aleatório na medida de variância de Allan.	55
Figura 3.2	Ilustração simplificada de uma curva típica numa análise de variância de Allan.	56

Figura 4.1	Diferença entre o esquema espacial e temporal em um padrão de frequência. A escolha da sequência puramente temporal reduz as dimensões do padrão.	57
Figura 4.2	Esquema do princípio de funcionamento temporal do padrão de frequência compacto (1) Resfriamento dos átomos de Cs. (2) Preparação atômica. (3) Interrogação dos átomos. (4) Detecção do sinal relógio e retorno ao (1). A expansão e queda da nuvem de átomos foram representadas fora de escala.	59
Figura 4.3	Esquema experimental montado para a prova de princípio. Os átomos são aprisionados e interrogados por uma antena dentro de uma célula de vidro.	60
Figura 4.4	Resposta para um pulso de interrogação de rabi para um pulso de $\tau = 12\text{ ms}$ de duração.	61
Figura 4.5	Gráfico da estabilidade para o padrão de frequência compacto interrogado por uma antena.	62
Figura 4.6	Linha contínua: resposta para uma interrogação de Ramsey de $\tau = 2\text{ ms}$ e $T = 8\text{ ms}$. Linha tracejada: franja teórica esperada para uma nuvem de átomos parada.	62
Figura 4.7	Diagrama que mostra os ângulos e distâncias, usados na simulação, entre a antena e a distribuição espacial dos átomos.	64
Figura 4.8	Comparação entre a simulação, linha contínua, e a franja de Ramsey experimental, pontos.	66
Figura 4.9	Comparação entre a simulação, linha contínua, e o perfil de Rabi experimental, pontos.	66
Figura 4.10	Simulação da franja de Ramsey para uma nuvem de átomos em expansão dentro de uma cavidade de micro-ondas.	67
Figura 4.11	Simulação da franja de Ramsey sem variação de amplitude entre os pulsos: Franja de Ramsey ideal.	68
Figura 4.12	Perfil do campo de interrogação dentro da cavidade de micro-ondas para o modo TE ₀₁₁	68
Figura 5.1	Desenhos confeccionados para a construção do padrão de frequência compacto com cavidade (a) visão em corte da câmara de vácuo (b) visão interna da câmara, visualização da cavidade de micro-ondas.	72
Figura 5.2	Foto da câmara de vácuo construída.	72

Figura 5.3	Perfil do campo magnético das bobinas em configuração anti-Helmholtz medido no eixo z com uma sonda de efeito Hall.	73
Figura 5.4	Foto do sistema experimental que mostra o posicionamento das bobinas de compensação de campo ao redor da câmara de vácuo.	75
Figura 5.5	Esquema da câmara de vácuo visualizada em corte.	75
Figura 5.6	Esquema da cavidade de micro-ondas montada com as tampas ligeiramente menores que o diâmetro interno da cavidade.	76
Figura 5.7	Linhas de campo magnético para o modo TE ₀₁₁ da cavidade de micro-ondas. Simulação feita já considerando os guias de corte para os acessos ópticos.	77
Figura 5.8	Gráfico das medidas experimentais da frequência de ressonância como função do comprimento da cavidade.	78
Figura 5.9	(a) Esquema utilizado na medida do coeficiente de acoplamento da cavidade de interrogação. (b) Valores a serem observados na medida da potência refletida da cavidade.	79
Figura 5.10	Medida da potência refletida pela cavidade de micro-ondas.	79
Figura 5.11	Gráfico da medida da variação de frequência de ressonância da cavidade como função da temperatura.	80
Figura 5.12	Diagrama esquemático da cadeia de síntese de micro-ondas da 9.192.631.770 Hz para a interrogação dos átomos de ¹³³ Cs.	81
Figura 5.13	Interface do programa de controle do padrão de frequência compacto implementado em Labview.	82
Figura 5.14	Sequência temporal do padrão de frequência compacto.	83
Figura 5.15	Diagrama dos níveis de energia do ¹³³ Cs utilizados na sequencia temporal.	84
Figura 5.16	Visualização geral da mesa óptica.	86
Figura 5.17	Diagrama esquemático da mesa óptica do padrão de frequência compacto.	88

Figura 5.18	Diagrama esquemático com as frequências de sintonia do feixe de resfriamento obtidas com os AOM de 250 MHz posicionados sobre a mesa. ν_0 corresponde à frequência da transição cíclica $6^2S_{1/2} F=4\rangle \rightarrow 6^2P_{3/2} F'=5\rangle$, ν_{co} corresponde à frequência de referência crossover entre as transições $6^2S_{1/2} F=4\rangle \rightarrow 6^2P_{3/2} F'=5\rangle$ e $6^2S_{1/2} F=4\rangle \rightarrow 6^2P_{3/2} F'=4\rangle$, utilizada para travar o laser mestre. Assim, a frequência de saída do MOPA está 120,5 MHz deslocada da transição atômica. Após a passagem simples pelo modulador de 125 MHz o feixe de resfriamento está deslocado em frequência da ordem de uma largura de linha natural da transição do $^{133}\text{Cs} \approx 5,3 \text{ MHz}$	88
Figura 5.19	Esquema da configuração da cavidade estendida de Littrow.	91
Figura 5.20	Esquema da montagem da rede de difração para o laser em cavidade estendida.	91
Figura 5.21	Diagrama do sistema de absorção saturada em célula de vapor de ^{133}Cs utilizado para travar o laser de diodo na linha D_2	92
Figura 5.22	Perfil Doppler para a transição $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ do ^{133}Cs obtido a partir do sistema de referência de absorção saturada.	93
Figura 5.23	Diagrama esquemático do sistema de travamento do laser de diodo de cavidade estendida.	94
Figura 5.24	Montagem óptica do sistema de detecção. A detecção é feita por meio da medida de fluorescência dos átomos na transição $6^2S_{1/2} F=4\rangle \rightarrow 6^2P_{3/2} F'=5\rangle$	95
Figura 5.25	Foto do suporte da lente de coleta que foi colocada dentro da câmara de vácuo.	95
Figura 5.26	(a) Imagem da nuvem de átomos aprisionados na armadilha magneto-óptica (b) Imagem da nuvem de átomos resfriados em um melado óptico, isto é, só com os feixes de laser. . .	96
Figura 5.27	Medida do número de átomos aprisionados como função do tempo. N_0 átomos estão aprisionados pela armadilha, logo em seguida o laser de rebombeio é desligado por um tempo t e religado, recapturando $N(t)$ átomos.	99
Figura 5.28	Gráfico das medidas experimentais (pontos) de $N(t)$ juntamente com o intervalo de temperaturas calculadas teoricamente (linhas sólidas).	99
Figura 5.29	Medida da transição central $m_F = 0$ e das duas laterais $m_F \pm 1$	101
Figura 5.30	Franja de Ramsey do padrão de frequência compacto com $\tau = 1 \text{ ms}$ e $T = 8 \text{ ms}$	104

Figura 5.31	Franja central com largura de linha a meia altura de 52 Hz.	104
Figura 5.32	Franja central obtida com um padrão de frequência de átomos frios. A frequência do sintetizador de micro-ondas é travada na frequência de ressonância através de uma modulação em torno da frequência ν_0 da franja central.	105
Figura 5.33	Estabilidade calculada através da variância de Allan como função do tempo de integração.	107
Figura 5.34	Medida da variação temporal do campo magnético em torno do centro da cavidade de micro-ondas ao longo de alguns dias.	110
Figura 5.35	Medida da variação temporal da temperatura da câmara de vácuo ao longo de alguns dias.	111
Figura 6.1	Partes importantes para a construção de um relógio atômico baseado em átomos frios. . .	116
Figura 6.2	Esquema de como será implementado o novo padrão de frequência compacto.	116

LISTA DE TABELAS

Tabela 5.1	Tabela de incertezas para o padrão de frequência compacto.	112
Tabela A.1	Constantes Fundamentais da Física.	123
Tabela A.2	Parâmetros do Átomo de ^{133}Cs	124

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	25
2	FUNDAMENTOS PARA UM PADRÃO DE FREQUÊNCIA ATÔMICO BASEADO EM ÁTOMOS FRIOS	31
2.1	Introdução	31
2.1.1	Por que utilizar o átomo de ^{133}Cs ?	32
2.2	Princípio Básico de Operação de um Padrão de Frequência Atômico.	33
2.3	Técnicas de Resfriamento Atômico.	35
2.3.1	Melado Óptico	35
2.3.2	Armadilha Magneto-Óptica	37
2.3.3	Resfriamento sub-Doppler	38
2.4	Métodos de Interrogação dos Átomos	39
2.4.1	Representação da Variação dos Estados Quânticos na Interrogação dos Átomos	43
2.4.2	Interrogação de Rabi.	46
2.4.3	Interrogação de Ramsey.	47
3	CARACTERIZAÇÃO DE UM PADRÃO DE FREQUÊNCIA	51
3.1	Acurácia.	52
3.2	Estabilidade.	54
3.2.1	Variância de Allan.	54
4	O PADRÃO DE FREQUÊNCIA COMPACTO	57
4.1	Ciclo de Funcionamento.	58
4.2	Prova de Princípio de um Padrão de Frequência Compacto.	59
4.2.1	Simulação do Experimento com a Antena.	63
5	O PADRÃO DE FREQUÊNCIA COMPACTO COM UMA CAVIDADE DE MICRO-ONDAS	71
5.1	Sistema Mecânico.	71
5.1.1	Câmara de Vácuo.	71
5.1.2	Bobinas de MOT e de Compensação.	73
5.1.3	Cavidade de Micro-ondas.	75
5.1.4	Cadeia de Síntese de Micro-ondas.	81
5.2	Sequência Temporal – O Processo Cíclico.	82
5.3	Sistema Óptico.	86

5.3.1	Montagem Óptica.	87
5.3.2	Lasers de Diodo de Cavidade Estendida.	90
5.3.3	Sistemas de Referência de Absorção Saturada.	92
5.3.4	Deteção.	94
5.3.5	Resultados Experimentais.	96
5.3.5.1	Número de Átomos Aprisionados.	96
5.3.5.2	Cálculo da Temperatura da Nuvem.	98
5.3.5.3	Transições Laterais.	100
5.3.5.4	Franja de Ramsey.	102
5.3.5.5	Estabilidade de Frequência do Padrão Compacto de Átomos Frios.	105
5.3.5.6	Acurácia do Padrão Compacto de Átomos Frios – Cálculo dos Deslocamentos de Frequência.	107
6	CONCLUSÕES E PRÓXIMOS PASSOS	113
6.1	Novo Projeto.	115
	REFERÊNCIAS	117
	APÊNDICE A	123
A.1	Constantes Físicas.	123
A.2	Átomo de ¹³³Cs.	124

1 INTRODUÇÃO

As propriedades fundamentais da matéria são categorizadas em dimensões. Algumas dimensões são tão comuns no nosso cotidiano que a maioria das pessoas está acostumada a perceber o mundo intuitivamente usando esses conjuntos de dimensões, entre elas, o comprimento (em todas as três direções espaciais), o tempo e a massa. Outras, como carga elétrica, spin e quark são menos conhecidas da grande maioria das pessoas, mas também são aceitas como quantidades básicas.

Para ser totalmente útil, qualquer dimensão deve ser suficientemente caracterizada ou definida. Isto é equivalente a ter uma unidade bem definida para cada dimensão. Existem muitos sistemas de unidades, e diferentes áreas de estudo frequentemente tem seu próprio sistema natural de unidades. O sistema internacional de unidades (SI) (1-2) tem se sobressaído como o sistema mais utilizado no meio científico e emprega sete unidades fundamentais de onde podem se originar muitas outras: metro (comprimento), segundo (tempo), quilograma (massa), ampère (corrente elétrica), kelvin (temperatura termodinâmica), mol (quantidade) e candela (intensidade luminosa).

Do ponto de vista prático, o trabalho de fornecer a definição de cada unidade recai sobre um padrão primário. O padrão é algum tipo de exemplar físico que realiza a definição da unidade dimensional. Como o nome indica, um padrão primário é normalmente o padrão de mais alto desempenho, onde os padrões secundários são baseados.

A noção de tempo é um dos conceitos mais importantes da história da humanidade e da ciência, mas nenhuma teoria física ou conceito filosófico sobre a verdadeira natureza do tempo foi apresentada até hoje. Essa discrepância entre a noção familiar de tempo e a compreensão de seu significado mais profundo é resumida na famosa frase do filósofo Augustinus (3): *“What is time? As long as no one asks me I know it, but if someone asks me to explain it, I do not know it”* (O que é o tempo? Enquanto ninguém me pergunta eu sei, mas se alguém me pede para explicar, eu não sei). Mesmo sem compreender o significado, podemos medir o tempo em um sentido operacional e, segundo A. Einstein (4): *“Time is what one reads off the clock”* (O tempo é o que se lê no relógio). O segundo é a unidade mais bem definida que existe e atualmente ele é baseado na transição hiperfina do estado fundamental do átomo de Césio 133 (5). Com a atribuição de um valor fixo para a velocidade da luz no

vácuo, as medidas de comprimento também puderam ser relacionadas às medidas de tempo e consequentemente, ficaram mais precisas. É claro que, até a comunidade científica chegar a essa definição, o segundo passou por várias outras definições.

No coração de qualquer dispositivo de medição de tempo está um processo periódico e estável cujos ciclos são contados. Como a frequência desses dispositivos periódicos é trivialmente relacionada ao período (frequência é o inverso do período), o papel de um padrão de tempo é essencialmente equivalente ao de um padrão de frequência, por isso ao longo deste texto podemos nos referir a esses dispositivos tanto como relógios como padrões de frequência. Historicamente, as rotações dos corpos celestes, como a rotação da Terra, têm servido como um padrão astronômico, estabelecendo relógios estáveis. O primeiro tipo de relógio que superou os astronômicos foi o de quartzo (6), inventado em 1930. Na escala de tempo “humana”, não precisamos de mais que um relógio de pulso para nos ajudar a chegar a uma reunião importante na hora marcada, já que não precisamos de uma precisão maior que um ou dois minutos. Para fins científicos e tecnológicos, esses relógios não podem ser aplicados, já que os experimentos e as melhorias nos modelos físicos revelaram como esses relógios mudam ao longo do tempo e sob diferentes condições, degradando e limitando a acurácia e a estabilidade. Isso levou a busca de outros processos físicos que melhor se adequassem ao papel de um padrão de tempo e frequência. Os maiores progressos na precisão vieram com o uso de frequências de ressonâncias atômicas (6).

São muitas as necessidades tecnológicas da sociedade moderna. Dispositivos até há pouco tempo considerados de extrema especificidade hoje fazem parte do nosso cotidiano, como o laser, presente em vários eletrodomésticos, computadores, equipamentos de telecomunicações atuais. Há vinte anos seria quase impossível prever a aplicabilidade da maioria dos dispositivos que hoje estão ao nosso redor.

Na área de metrologia de tempo e frequência ocorre um fenômeno parecido, mas muito mais marcante. Dispositivos que até pouco tempo pareciam adequados como relógios, hoje já não o são, pois a tecnologia demanda maior precisão. Algumas áreas de aplicação se beneficiam com os padrões de alto desempenho e motivam a necessidade de padrões ainda mais avançados: Sistema de posicionamento global (GPS) (6-7), rede de computadores e sincronização de rede elétrica, navegação no espaço, radiotelescopia, definição do segundo no sistema SI, medidas de outras unidades fundamentais (volt, ampère, ohm, metro), testes de constantes físicas fundamentais, comunicações seguras, testes de relatividade e relógios de missões espaciais.

Hoje, os relógios de Cs tipo “fountain”(chafariz de átomos) realizam o segundo com acurácia em um nível de uma parte em 10^{16} (8-9). As duas principais quantidades que caracterizam o desempenho de um relógio atômico são: a acurácia e a precisão. A acurácia de um relógio atômico é determinada por quão bem a frequência medida corresponde à frequência estabelecida para a transição usada. Em geral, a acurácia depende do átomo usado e do quanto podemos isolar esses átomos de efeitos ambientais durante a espectroscopia. A precisão de um relógio é mais comumente referida como estabilidade (ou instabilidade), que representa a reprodutibilidade da frequência medida durante um determinado tempo τ . A estabilidade é inversamente proporcional ao fator de qualidade Q da transição atômica e à relação sinal-ruído S/R da medida, dessa maneira podemos concluir que quanto maior for Q e S/R , maior será a precisão esperada do relógio. Os relógios de Cs satisfazem esse critério, já que a transição relógio de 9,2 GHz (por isso são chamados de relógios de micro-ondas) pode ser observada com uma largura de 0,5 Hz, resultando num $Q > 10^{10}$. Nos relógios tipo chafariz de Cs a estabilidade se aproxima de $10^{-15} \tau^{-1/2}$ (10), no entanto, para melhorar essa estabilidade deve-se aumentar S/R , fato bem difícil, já que com o aumento do número de átomos, as colisões atômicas aumentam e isso degrada a acurácia do relógio.

Para aumentar a estabilidade de um relógio sobrou uma única alternativa, usar transições atômicas de frequências altas para aumentar o fator de qualidade Q . Essa foi a motivação para o desenvolvimento de relógios atômicos baseados em transições ópticas. Mudando a frequência da transição relógio do regime de micro-ondas para o óptico, pode-se aumentar Q em mais de quatro ordens de magnitude. Se a precisão é aumentada, a medida de acurácia melhora e assim, os deslocamentos de frequência podem ser muito bem caracterizados.

Outra vantagem dos relógios ópticos sobre os de micro-ondas é a menor sensibilidade à radiação de corpo negro (BBR- blackbody radiation) (11). A BBR induz um deslocamento na frequência medida por efeito Stark AC devido à temperatura em que se encontram a região de interrogação dos átomos. Mesmo sendo menor nos relógios ópticos, esse ainda é o maior deslocamento de frequência em todos os tipos de relógios atômicos. A Figura 1.1 mostra a densidade espectral da radiação de corpo negro situando os diferentes átomos e suas sensibilidades a essa radiação à temperatura ambiente.

Figura 1.1 - Densidade espectral da radiação de corpo negro para quatro temperaturas diferentes e situando os tipos de relógios atômicos.

O problema dos relógios ópticos sempre foi relacionado à leitura de frequências ópticas já que as oscilações são ordens de magnitude mais rápidas do que a eletrônica convencional pode alcançar. Toda a instrumentação é mais complicada e os lasers precisam ser muito mais estáveis. Na última década o desenvolvimento de pentes de frequência revolucionou a metrologia de frequência ópticas, permitindo comparações entre os relógios ópticos e os de micro-ondas.

Os relógios ópticos baseados em nuvens de átomos neutros (12-13) são a extensão natural dos relógios primários de Cs, pois a física envolvida é muito parecida, com a vantagem de que a precisão é bem maior. Os átomos alcalinos terrosos são fortes candidatos a relógios ópticos porque sua estrutura permite resfriamento a laser e as transições relógio não são tão sensíveis a deslocamentos por campos externos.

Existem também os relógios ópticos baseados em íons (14), onde um único íon é aprisionado e interrogado. Esses relógios possuem estabilidades melhores que as fountains, mas essa estabilidade não pode ser muito melhorada já que um único íon limita a relação sinal-ruído S/R . Embora a estabilidade para os íons não seja tão boa quanto para átomos neutros, a alta acurácia e o grande fator de qualidade mantêm os íons no topo da metrologia de frequências ópticas. Como o desenvolvimento de padrões ópticos é muito recente, várias espécies de átomos vem sendo utilizadas em diferentes laboratórios do mundo e ainda é muito complicado dizer qual desses átomos tem o melhor desempenho.

Todos esses padrões de alto desempenho possuem construção e operação extremamente complexas e para determinadas aplicações não são tão viáveis. As indústrias estão interessadas principalmente em dispositivos de menor custo e tamanho, mesmo que isso comprometa o desempenho. Os relógios atômicos industriais são transportáveis e adequados para a maioria das aplicações industriais, tais como sincronização de sinais, linhas de telecomunicações, redes de telefonia móvel ou internet, calibração de outros instrumentos, disseminar referências de tempo locais com boa qualidade e mais amplamente (disseminação do segundo). Eles também são base de muitos sistemas de medidas como a telemetria a laser e o sistema de posicionamento global (GPS) (6-7).

O sistema GPS é de grande importância tecnológica e é um excelente exemplo do impacto que os relógios atômicos exercem em nossa sociedade. Cada um dos satélites GPS utiliza pelo menos um relógio atômico a bordo para transmitir sinais precisamente sincronizados e codificados, permitindo o posicionamento exato de receptores no solo com um nível incrível de exatidão de 1 *mm* para objetos parados. A capacidade de posicionamento do GPS revolucionou a navegação, com aviões, navios e até mesmo veículos pessoais podendo confiar no sistema para ir do ponto A para o B de forma segura e eficiente. O sistema de posicionamento também permitiu melhorias na agrimensura e cartografia. Os sinais do relógio atômico distribuídos pelo GPS também tem aplicações em nosso cotidiano. A informação exata de sincronismo é usada para sincronizar grandes redes de computadores para bancos e internet, para a operação das redes de telefonia celular e até mesmo para gerenciar redes de energia em grande escala. Com o número de avanços científicos e tecnológicos resultantes do desenvolvimento de relógios atômicos precisos, não é nenhuma novidade que os pesquisadores trabalhem arduamente para aumentar os limites de precisão dos relógios.

A utilização de relógios compactos de alto desempenho (15-16) em frequência é de crucial importância para melhorar a autonomia e a confiabilidade dos sistemas inerciais como os satélites e submarinos. O objetivo deste trabalho é justamente de atender a necessidade da indústria, procurando tornar os relógios atômicos mais estáveis e compactos, utilizando átomos frios, num dispositivo simples de ser operado (comparado à complexidade de uma “fountain”). O uso dos átomos frios é uma grande vantagem sobre os relógios compactos a venda no mercado, já que melhora, e muito, sua precisão e estabilidade.

Toda a manipulação atômica, captura de átomos, expansão e aplicação dos pulsos de micro-ondas, é feita dentro de uma cavidade sintonizada na transição relógio do ^{133}Cs .

No capítulo 2 desta tese, será abordado o princípio básico de funcionamento de um padrão de frequência com átomos frios e também será discutida a base da física envolvida na construção do padrão, como o princípio de funcionamento de uma armadilha magneto-óptica e os métodos de interrogação que podem ser utilizados.

O capítulo 3 abordará os métodos de caracterização de um padrão de frequência. Nos capítulos 4 e 5 discutiremos a prova de princípio, os detalhes de funcionamento e os resultados do padrão que é objeto desse trabalho. Por fim, o capítulo 6 mostrará as conclusões e os próximos passos deste projeto, assim como a apresentação de novas perspectivas que visam compactar ainda mais o sistema.

2 FUNDAMENTOS PARA UM PADRÃO DE FREQUÊNCIA ATÔMICO BASEADO EM ÁTOMOS FRIOS

2.1 INTRODUÇÃO

Na década de 50 os avanços nas pesquisas de física atômica eram muito significativos e foi então, que surgiram as primeiras ideias de utilizar as transições dos átomos como referências de frequência de precisão. A vantagem de utilizar essas transições é que os átomos não sofrem alterações em suas características ao longo do tempo. O primeiro átomo a ser utilizado nos relógios foi o Césio 133 (^{133}Cs). Pesquisadores britânicos desenvolveram relógios bem estáveis com esses átomos e por esse motivo, em 1967, na 13^a Conferência Geral de Pesos e Medidas (5), o segundo passou a ser baseado no átomo de Césio 133: “O segundo é a duração de 9.192.631.770 períodos da radiação correspondente à transição entre os dois níveis hiperfinos do estado fundamental do átomo de ^{133}Cs ”.

A partir dessa definição, a busca por padrões de frequência primários (padrões que utilizam átomos de ^{133}Cs) mais precisos e estáveis se tornou necessária, já que passaram a ser altamente desejáveis para utilização em satélites, telefonia, transmissões de sinais, além de pesquisas em física básica. Nessa busca surgiram vários tipos de padrões de frequência, os primeiros utilizavam seleção magnética para selecionar os estados hiperfinos (17), depois vieram os aperfeiçoamentos no método de interrogação dos átomos. Com o advento do laser foi possível manipular as populações dos níveis atômicos e a partir daí os padrões de frequência, operados a luz, foram amplamente desenvolvidos. Após tanto desenvolvimento, a velocidade dos átomos ainda era um fator limitante nos padrões de frequência existentes até então. O átomo em movimento “enxerga” a radiação com frequência deslocada (Efeito Doppler) e isso acarreta um deslocamento na medida de frequência final. Esse problema foi minimizado com o surgimento das técnicas de manipulação e aprisionamento dos átomos (18). Foi assim que surgiram os padrões de frequência com átomos frios, dentre eles o chafariz atômico que constituem hoje os mais estáveis e precisos que se pode ter utilizando ^{133}Cs .

O uso de padrões atômicos baseados em átomos de ^{133}Cs nos últimos 50 anos fez do “segundo” a unidade mais precisamente medida e por isso outras unidades vem sendo definidas em termos do tempo.

2.1.1 Por que Utilizar o Átomo de ^{133}Cs ?

Qualquer átomo e qualquer frequência podem ser escolhidos como um padrão de frequência. A escolha do átomo de referência e da frequência de transição não é, contudo, inocente e depende do tipo de funcionamento que pretendemos usar e o mais importante, da nossa capacidade para acessar a frequência de transição do átomo escolhido. Hoje, o ^{87}Rb parece ser mais vantajoso que o ^{133}Cs devido ao seu deslocamento colisional entre átomos frios ser cem vezes menor (19). Mas, essa propriedade ainda não era conhecida em 1967, quando o segundo foi definido. Na época o ^{133}Cs era o átomo mais bem estudado e caracterizado.

Os recentes desenvolvimentos de relógios atômicos, cujas frequências da transição relógio entram no domínio de frequências ópticas, levam a realização do segundo a um elevadíssimo nível de precisão, o que pode levar a uma redefinição do segundo. Muitos átomos ou íons são, portanto, candidatos à sucessão do ^{133}Cs para definir o segundo, mas a escolha do ^{133}Cs foi e continua relevante até hoje em muitos aspectos:

- ✓ Há somente um isótopo estável.
- ✓ O fator de qualidade da transição atômica é favorecido por dois parâmetros: a transição relógio envolve níveis com grandes tempos de vida, dessa maneira a duração da interrogação não é tão limitada pelo tempo de vida dos níveis. A frequência da transição hiperfina é elevada e pertence à faixa de micro-ondas, domínio de frequência bem controlado na época da escolha da definição.
- ✓ O ^{133}Cs pode ser resfriado radiativamente. A baixa velocidade dos átomos frios, na ordem de alguns cm/s permite longos tempos de interrogação.

- ✓ Um grande número de átomos podem ser interrogados, o que é muito bom para a obtenção de uma elevada relação sinal-ruído (S/R) e alta estabilidade de frequência do sinal do padrão de frequência.

2.2 PRINCÍPIO BÁSICO DE OPERAÇÃO DE UM PADRÃO DE FREQUÊNCIA ATÔMICO

O princípio de funcionamento de um padrão de frequência passivo, de um modo geral, consiste em estabilizar a frequência ν de um oscilador local na frequência de Bohr $\nu_o = E_f - E_i/h$ (20,21) de uma transição atômica particular, neste caso conhecida como transição relógio. Dessa maneira, o sinal de saída do oscilador local pode ser utilizado como uma frequência de referência para outros dispositivos.

Para “escravizar” o oscilador local na transição é necessário interrogar a transição relógio usando um campo oscilante de frequência $\omega = 2\pi\nu$ gerado pelo oscilador local. A resposta de acoplamento do meio atômico a esse campo eletromagnético ressonante é uma oscilação de sua população entre os estados $|i\rangle$ e $|f\rangle$. A medida da probabilidade de transição de um átomo no estado $i\rangle$ transitar para o estado $f\rangle$ permite gerar um sinal de erro, dependente diretamente da diferença de frequência $(\nu - \nu_o)$. Esse sinal de erro realimenta o oscilador local de modo a travar a sua frequência sempre no máximo da frequência de ressonância atômica, como ilustrado na Figura 2.1. A cada nova interação o oscilador local é corrigido e o erro minimizado. Dessa forma o oscilador local é estabilizado na frequência de ressonância do átomo de referência.

Os átomos de ^{133}Cs têm spin nuclear $7/2$ e dois níveis hiperfinos no estado fundamental de momento angular $F=3$ e $F=4$, com sete e nove subníveis magnéticos degenerados, respectivamente. Os níveis de energia mais relevantes podem ser vistos na Figura 2.2. O espectro Zeeman desse átomo tem sete transições σ ($\Delta m_F = 0$) e quatorze transições π ($\Delta m_F = \pm 1$). A transição $6^2S_{1/2}|F=3, m_F=0\rangle \rightarrow 6^2S_{1/2}|F=4, m_F=0\rangle$ escolhida como transição relógio, que define o segundo, independe do campo magnético em primeira ordem. Ela é excitada por um campo magnético oscilante paralelo ao campo magnético estático uniforme e fraco. Esse campo estático levanta a degenerescência Zeeman para que o campo oscilante excite seletivamente a transição relógio.

Figura 2.1 - Princípio de funcionamento de um padrão de frequência passivo. A frequência ν de um oscilador local é estabilizada na frequência de uma ressonância atômica através de um sistema de realimentação: o oscilador local fornece um sinal de interrogação a uma amostra atômica e um sistema eletrônico coleta o sinal de resposta emitido pelos átomos e calcula um sinal de erro que é usado para corrigir a frequência do oscilador local.

Figura 2.2 - Níveis de energia do átomo de ^{133}Cs mais relevantes para o nosso sistema

Em um padrão de frequência com átomos frios, a primeira etapa do ciclo de funcionamento é resfriar e aprisionar os átomos para que eles, ao serem interrogados, estejam com velocidade e distribuição espacial da nuvem reduzidas, aumentando o fator de qualidade da linha da transição atômica.

2.3 TÉCNICAS DE RESFRIAMENTO ATÔMICO

2.3.1 Melado Óptico

Em 1985 foi observado o primeiro melado óptico tridimensional (22-23), também chamado resfriamento Doppler, que gera um meio viscoso para os átomos. Essa técnica de resfriamento é um importante exemplo da interação átomo-luz. Ela é capaz de resfriar os átomos na intersecção de três pares ortogonais e contrapropagantes de feixes de laser, mas não é capaz de confiná-los já que uma vez fora do centro, eles não sentem uma força restauradora que os direcionem de volta a esse centro. A força de pressão de radiação está associada à transferência do momentum linear do fóton para o átomo durante a absorção e emissão espontânea.

Considere-se um átomo de velocidade v que interage somente com um feixe laser contrapropagante ao seu movimento (modelo unidimensional). A absorção de um fóton propagando-se contra o movimento dos átomos ocorre preferencialmente por causa do efeito Doppler. Ao absorver os fótons, o átomo sofre uma força média devido à transferência do momentum que cada fóton carregava $\hbar k$, onde k é o vetor de onda, como mostra a Figura 2.3.

Após cada absorção o átomo emite radiação espontaneamente no retorno ao estado fundamental e sofre um recuo. Se considerarmos vários ciclos de absorção e emissão, teremos que a força devido à emissão é nula já que a emissão espontânea é isotrópica. O efeito resultante é a redução da velocidade do átomo na direção da luz devido ao processo de absorção (24). Durante o processo de absorção-emissão a velocidade do átomo é alterada por:

$$\Delta v = \frac{\hbar k}{M}, \quad (2.1)$$

onde Δv é a velocidade de recuo, M é a massa do átomo e k é o vetor de onda.

Se considerarmos um sistema tridimensional temos que esta configuração é capaz de resfriar os átomos numa pequena região do espaço. Com essa técnica, se não houvesse qualquer outra influência no movimento atômico, todos os átomos deveriam desacelerar para $v = 0$ e $T = 0$, o que não é real. Há um aquecimento devido à luz que deve ser considerado para a obtenção da temperatura dos átomos. Isto advém do momentum discreto do fóton durante o processo de absorção e emissão.

Figura 2.3 - Princípio do resfriamento Doppler

Na teoria Doppler, a temperatura limite atingida por um átomo nesse resfriamento ocorre quando acontece o equilíbrio entre a taxa de resfriamento produzida pelo melado óptico e a taxa de aquecimento produzida pela emissão espontânea. A temperatura mais baixa produzida por esse processo será de:

$$T_D = \frac{\hbar \Gamma}{2k_B} , \quad (2.2)$$

onde Γ é a largura de linha natural da transição atômica. No caso do átomo de Césio, a largura de linha da transição $6^2S_{1/2}F = 4 \leftrightarrow 6^2P_{3/2}F = 5$ é $\Gamma \cong 5,3 \text{ MHz}$, portanto a temperatura Doppler será de $T_D \cong 126,63 \mu\text{K}$. Essa temperatura é equivalente a uma velocidade da ordem de $v = (3k_B T/M) \cong 15,43 \text{ cm/s}$.

Os átomos resfriados com esta técnica foram considerados ideais para serem aprisionados. Associando o resfriamento a um campo magnético com determinadas características, foi criada a mais eficiente armadilha de átomos neutros até agora: a armadilha magneto-óptica (magneto-optical trap - MOT) (25-26).

2.3.2 Armadilha Magneto-Óptica

Como dito no item anterior, o MOT é um sistema híbrido que emprega feixes de laser polarizados e campo magnético no aprisionamento de átomos neutros. Essa técnica usa a interação do momento magnético dos átomos com um gradiente de campo magnético $\vec{B}$, para criar um poço de potencial. O MOT é uma armadilha muito robusta que não depende de um balanceamento preciso dos feixes de laser contrapropagantes ou de um alto grau de polarização, os gradientes de campo magnético são pequenos e podem ser atingidos com bobinas bem simples de serem construídas. Essas armadilhas podem ser operadas em células saturadas de átomos alcalinos a temperatura ambiente e, além disso, podem ser produzidas com lasers de diodo de baixo custo. Todas essas vantagens fizeram do MOT uma das maneiras mais baratas de se produzir amostras atômicas com temperaturas abaixo de 1 mK.

Este tipo de armadilha é constituída de três pares de feixes laser ortogonais e contrapropagantes, que se cruzam no centro de um campo magnético gerado por um par de bobinas montadas na configuração anti-Helmholtz (27). Essa configuração gera um campo nulo ($B = 0$) no centro geométrico entre as duas bobinas e próximo a essa posição o campo cresce linearmente em todas as direções. O gradiente máximo está no eixo (z) das bobinas e metade deste valor nas direções ortogonais (x, y).

Para compreender o funcionamento de uma armadilha magneto-óptica será necessário considerar um átomo hipotético de dois níveis, um estado fundamental de momento angular total $F = 0$ ($m_F = 0$) e um estado excitado $F' = 1$ ($m_F = 1, 0, -1$), como mostra a Figura 2.4. Aplicando um campo magnético fraco e não homogêneo $\vec{B}(z) = B_0 \hat{z}$ nesse átomo, quebra-se a degenerescência do nível excitado por meio do efeito Zeeman, em $z > 0$ o subnível do estado excitado $m_F = +1$ é deslocado para cima e o subnível $m_F = -1$ para baixo, já para $z < 0$ os estados são deslocados de forma contrária. Considerando um átomo iluminado com luz laser de polarizações $-\sigma$ no sentido $-z$ e $+\sigma$ no sentido $+z$, com o laser sintonizado para o

vermelho da frequência de ressonância ($B > 0$). Se o átomo está em $z > 0$ absorverá mais fótons $-\sigma$ do que $+\sigma$ e consequentemente sofrerá uma força para a origem, onde o campo é nulo e os subníveis Zeeman são degenerados. Para $z < 0$, o deslocamento Zeeman é invertido e o átomo absorverá mais fótons $+\sigma$ do que $-\sigma$, de modo que a força será novamente dirigida para $z = 0$.

Dessa forma o átomo sente uma força restauradora sempre em direção à origem e a força total pode ser escrita como uma força harmônica:

$$f_{MOT} = -\alpha_D v - K_D z, \quad (2.3)$$

onde $K_D = \alpha_D \mu_B g B_0 / k$ é a constante de mola, α_D é o coeficiente de fricção, μ_B é o magneton de Bohr e g é o fator de Landè.

Figura 2.4 - Esquema do processo de aprisionamento magneto-óptico (MOT). Os feixes de aprisionamento são circularmente polarizados σ^+ e σ^- .

2.3.3 Resfriamento sub-Doppler

Alguns efeitos de resfriamento não foram considerados na teoria Doppler, como o resfriamento devido aos gradientes de polarização (28). Esse processo, chamado de resfriamento sub-Doppler por Efeito Sisyphus, é aplicado sobre a nuvem atômica após os dois

processos de resfriamento e aprisionamento (MOT e melado, respectivamente), limitando ainda mais a dispersão espacial dos átomos, ou seja, resfriando-os abaixo da temperatura Doppler. Utiliza-se um gradiente de polarização criado por dois feixes de laser contrapropagantes. A interferência criada pelos dois feixes gera uma onda estacionária com gradiente de polarização onde os átomos movem-se em um campo potencial que varia espacialmente.

Quando os átomos se movem nesse potencial periódico no espaço, acontece uma variação entre as energias cinética e potencial também de forma periódica. Os átomos perdem energia cinética quando se movem para um máximo de potencial e nesse ponto o bombeamento óptico os movem para um estado de menor energia, perdendo energia potencial, como esquematizado na Figura 2.5. A presença de múltiplos potenciais induz mecanismos de perda de energia. Verificou-se que a temperatura final dos átomos é proporcional à intensidade do laser e inversamente proporcional ao deslocamento de frequência dos feixes durante o processo.

Figura 2.5 - Princípio do resfriamento sub-Doppler.

2.4 MÉTODOS DE INTERROGAÇÃO DOS ÁTOMOS

Em 1937 Rabi introduziu um conceito de campo magnético rotacional para representar uma perturbação atuante durante o movimento dos átomos, mas apenas em 1939 que Rabi aplicou esse conceito e inventou o método de ressonância magnética em feixe molecular (29). Neste método um campo eletromagnético de radiofrequência é aplicado a um feixe molecular

ou atômico de modo a induzir transições entre níveis de energia e assim produzir uma mudança no momento magnético. As transições são detectadas por mudanças no fluxo de moléculas ou átomos que seguem um caminho correspondente ao momento magnético dado.

Na década de 50, Norman F. Ramsey (30-31) propôs interrogar os átomos com dois campos oscilatórios separados espacialmente por uma região livre de perturbação oscilatória. Esse método superou a técnica anterior, desenvolvida por Rabi, aumentando a resolução das medidas.

O esquema do método de Ramsey é mostrado na Figura 2.6

Figura 2.6 - Esquema do método proposto por Ramsey para a interrogação de uma transição atômica na região de micro-ondas.

Um feixe de átomos de ^{133}Cs (átomo de interesse em um padrão de frequência primário) é inicialmente preparado no estado hiperfino $|F = 3, m_f = 0\rangle$ da transição relógio $|F = 3, m_f = 0\rangle \rightarrow |F = 4, m_f = 0\rangle$. Logo depois, os átomos entram numa região de campo magnético oscilante de frequência ν , levando um tempo τ para atravessá-la. Passam então por uma região livre de campos oscilatórios durante um intervalo temporal T , onde seu estado quântico interno evolui livremente. Após essa região passam novamente por um campo de micro-ondas durante um intervalo de tempo τ , de tal forma que a coerência de fase entre os dois campos oscilatórios é preservada.

A frequência correspondente à transição entre dois níveis do estado fundamental dos átomos de ^{133}Cs está no regime das micro-ondas, sendo estabelecida com o valor de 9.192.631.770 Hz. Os átomos sofrem um pulso $\pi/2$ em cada região de micro-ondas e após passar por todas as regiões (τ, T, τ) , conhecida como zona de interrogação, sofrem no total um pulso π que os faz transitar para o estado $|F = 4, m_f = 0\rangle$.

Para obter o desdobramento Zeeman da estrutura hiperfina do átomo, um campo magnético estático (C-field) é aplicado paralelamente ao campo magnético oscilante de

micro-ondas. A dependência da transição relógio com o campo magnético é de segunda ordem e dada pela fórmula de Breit-Rabi (32):

$$\Delta\nu = \frac{1}{2\nu_{Cs}} \frac{(g_I + g_J)^2 \mu_B^2}{\hbar} B_0^2 = 427,45 \times 10^8 B_0^2 \text{ Hz T}^{-2} , \quad (2.4)$$

onde B_0 é a amplitude do campo magnético estático, ν_{Cs} é a frequência de ressonância do átomo de césio, g_J e g_I são o fator giromagnético eletrônico e nuclear, respectivamente.

A probabilidade de transição (33) pode ser obtida medindo a população do estado atômico na saída da segunda região de interrogação por um sistema de detecção. Essa probabilidade, em função do deslocamento de frequência do oscilador de interrogação (gerador de micro-ondas) em relação à frequência da transição atômica $\Delta\nu = \nu - \nu_{at}$, é chamada de Franja de Ramsey e representa a superposição de uma ressonância estreita sobreposta a um pedestal alargado conhecido como pedestal de Rabi, como mostrado na Figura 2.7. O pedestal de Rabi corresponde à probabilidade do átomo transitar do estado fundamental para o estado excitado na primeira zona de interrogação e não na segunda mais a probabilidade dele transitar na segunda região de interrogação e não na primeira.

Para um padrão de átomos frios a franja de Ramsey produzida possui características similares às produzidas por uma amostra monocinética de átomos, já que a amostra atômica é resfriada antes de passar pelas regiões de interação.

Figura 2.7 - Franja de Ramsey típica obtida em um padrão de frequência atômico tipo chafariz.

Para entender um pouco melhor a física do método de Rabi considere, classicamente, um núcleo com momento angular $\hbar\vec{J}$ e momento magnético $\vec{\mu} = (\mu/J)\vec{J}$, que entra em uma região de campo magnético homogêneo e forte $\vec{H}_o = H_o\hat{k}$. Neste campo o momento magnético irá realizar um movimento de precessão em $\vec{H}_o$, Figura 2.8a, com frequência angular de Larmor dada por:

$$\omega_0 = \frac{\mu_I}{\hbar I} H_0 = \gamma_I H_0 . \quad (2.5)$$

Se um campo fraco $\vec{H}_1$ for adicionado perpendicularmente a $\vec{H}_o$ e numa direção que permita a rotação em um eixo paralelo à $\vec{H}_o$, como mostra a Figura 2.8b, a qualquer instante o momento nuclear tende a fazer precessão em torno de $\vec{H}_1$, variando o ângulo ϕ , entre μ_I e $\vec{H}_o$.

Figura 2.8 - (a) Precessão do momento magnético. (b) Precessão do momento nuclear

No entanto, se $\vec{H}_1$ possuir uma taxa de rotação ω diferente da frequência de Larmor, equação (2.5), na qual o núcleo faz sua precessão, o ângulo ϕ algumas vezes tenderá a aumentar e outras vezes a diminuir, de forma que na média ele não apresente alteração. Mas, se $\vec{H}_1$ possuir uma taxa de rotação ω igual à frequência de Larmor, $\vec{H}_1$ e o núcleo terão suas precessões juntas em torno de $\vec{H}_o$, tal que a variação será cumulativa e haverá uma variação média em ϕ .

O método de campos oscilatórios separados de Ramsey segue o mesmo conceito, exceto que o campo rotacional $\vec{H}_1$ experimentado pelo núcleo é aplicado inicialmente por um tempo mais curto τ . Logo após a amplitude de $\vec{H}_1$ é reduzida a zero por um tempo relativamente grande T e então, a amplitude de $\vec{H}_1$ é novamente elevada e aplicada durante mais um tempo τ . A coerência de fase entre esses dois campos oscilatórios deve ser preservada como na Figura 2.9.

Figura 2.9 - Distribuição temporal dos campos proposta por Ramsey

2.4.1 Representação da Variação dos Estados Quânticos na Interrogação dos Átomos

Podemos calcular a probabilidade de transição entre os dois níveis do estado fundamental do átomo de ^{133}Cs , denominada transição relógio, $|F = 3\rangle, m_F = 0$ e $|F = 4\rangle, m_F = 0$. Estes estados serão denotados por $|3\rangle$ e $|4\rangle$, respectivamente. Ao longo de toda a região de interrogação, os átomos sentem uma fraca indução magnética gerada por um campo magnético estático na direção z . Paralelo ao campo magnético oscilatório, tal campo permite distinguir as sete transições $\Delta F = \pm 1, \Delta m_F = 0$, vistas na seção 2.2, o que torna válida a aproximação de um sistema de dois níveis que interagem com o campo magnético oscilatório. Feita essa aproximação, podemos considerar apenas as transições que não dependem do campo magnético e a matriz densidade do átomo de ^{133}Cs , que completa era de 16×16 passa a ser uma matriz 2×2 :

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{3,3} & \rho_{3,4} \\ \rho_{4,3} & \rho_{4,4} \end{pmatrix}. \quad (2.6)$$

O Hamiltoniano não perturbativo do sistema que descreve a interação hiperfina entre os estados $|3\rangle$ e $|4\rangle$, cujos autovalores são E_3 e E_4 dados por $E_4 - E_3 = \hbar\omega_0$, será:

$$\mathcal{H}_0 = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} \omega_0 & 0 \\ 0 & -\omega_0 \end{pmatrix}, \quad (2.7)$$

onde $\hbar$ é a constante de Planck dividida por 2π e $\omega_0 = 2\pi\nu_0$ é a frequência angular da transição hiperfina na presença de um campo magnético estático fraco.

O campo magnético oscilatório aplicado paralelamente ao campo magnético estático tem a forma:

$$B_z(t) = B \cos(\omega t + \phi) = \frac{B}{2} (e^{i(\omega t + \phi)} + e^{-i(\omega t + \phi)}) , \quad (2.8)$$

onde ω é a frequência angular do campo e B é sua amplitude constante. A fase ϕ foi introduzida para considerar uma possível diferença de fase entre os dois pulsos de micro-ondas das duas zonas de interrogação, ou uma possível onda propagante residual na região dos átomos.

Dessa maneira, o Hamiltoniano de perturbação será escrito como:

$$\mathcal{H} = \hbar \begin{pmatrix} \omega_0/2 & b e^{-i(\omega t + \phi)} \\ b e^{i(\omega t + \phi)} & -\omega_0/2 \end{pmatrix} + cc , \quad (2.9)$$

onde cc significa o complexo conjugado e b é a frequência de Rabi definida da seguinte maneira:

$$b = \frac{1}{2\hbar} \mu_B (g_J + g_I) \cong \frac{\mu_B B}{\hbar} . \quad (2.10)$$

Na equação acima μ_B é o magneton de Bohr e consideramos a aproximação $(g_J + g_I) \approx 2$ já que o fator de Landé para o núcleo, g_I , é em torno de 1000 vezes menor que o do elétron, $g_J = 2,002540$.

Para analisarmos a evolução temporal da matriz densidade, isto é, a evolução temporal da população dos estados; aplicaremos um análogo da lei de Liouville (33):

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [\mathcal{H}, \rho] . \quad (2.11)$$

Sendo:

$$\begin{cases} \rho_{4,3} = \frac{1}{2}(a_1(t) + ia_2(t))e^{-i\omega t} \\ \rho_{3,4} = \rho_{4,3}^* \\ \rho_{4,4} - \rho_{3,3} = a_3(t) \end{cases} , \quad (2.12)$$

onde $a_1(t)$, $a_2(t)$ e $a_3(t)$ são quantidades reais e representam a população depois de uma interação de tempo t ; e $a_1(0)$, $a_2(0)$, $a_3(0)$ são os seus valores iniciais. Quando a amplitude e a fase do campo de micro-ondas são constantes, podemos obter uma expressão analítica exata da evolução dos estados atômicos.

Esse sistema pode ser resolvido usando o método da transformada de Laplace na expressão matricial (33):

$$\begin{pmatrix} a_1(t) \\ a_2(t) \\ a_3(t) \end{pmatrix} = R(b_1, b_2, \Omega_0, t) \begin{pmatrix} a_1(0) \\ a_2(0) \\ a_3(0) \end{pmatrix} , \quad (2.13)$$

com:

$$\begin{aligned} & R(b_1, b_2, \Omega_0, t) \\ &= \begin{pmatrix} \cos(\Omega t) + \frac{b_1^2}{\Omega^2}(1 - \cos(\Omega t)) & -\frac{\Omega_0}{\Omega} \sin(\Omega t) + \frac{b_1 \Omega_0}{\Omega^2}(1 - \cos(\Omega t)) - \frac{b_2}{\Omega} \sin(\Omega t) \\ \frac{\Omega_0}{\Omega} \sin(\Omega t) + \frac{b_1 \Omega_0}{\Omega^2}(1 - \cos(\Omega t)) & \cos(\Omega t) + \frac{b_2^2}{\Omega^2}(1 - \cos(\Omega t)) & \frac{b_1}{\Omega} \sin(\Omega t) - \frac{b_2 \Omega_0}{\Omega^2}(1 - \cos(\Omega t)) \\ -\frac{b_1 \Omega_0}{\Omega^2}(1 - \cos(\Omega t)) + \frac{b_2}{\Omega} \sin(\Omega t) & -\frac{b_1}{\Omega} \sin(\Omega t) - \frac{b_2 \Omega_0}{\Omega^2}(1 - \cos(\Omega t)) & 1 - \frac{b^2}{\Omega^2}(1 - \cos(\Omega t)) \end{pmatrix} , \quad (2.14) \end{aligned}$$

onde

$$\begin{cases} b_1 = b \cos \phi \\ b_2 = -b \sin \phi \\ \Omega_0 = \omega - \omega_0 \\ \Omega^2 = b^2 + \Omega_0^2 \end{cases} . \quad (2.15)$$

Após o tempo de interação t , a probabilidade de transição $P(t)$ entre os dois níveis será:

$$P(t) = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{a_3(t)}{a_3(0)} \right) . \quad (2.16)$$

2.4.2 Interrogação de Rabi

No método de ressonância magnética de Rabi (29), onde um único pulso de interação é aplicado, os átomos são introduzidos na região do campo sem coerência entre os níveis $|3\rangle$ e $|4\rangle$. Nesse caso, $a_1(0) = a_2(0) = 0$ e a probabilidade de transição $P(\tau)$ após um tempo de interação τ é obtida utilizando as equações 2.13, 2.14 e 2.15:

$$P_{Rabi}(\tau) = \frac{b^2}{2\Omega^2} (1 - \cos(\Omega\tau)) . \quad (2.17)$$

Quando o campo oscilatório de micro-ondas está exatamente igual à transição atômica, isto é, $\Omega_0 = 0$, a probabilidade alcançará seu valor máximo quando $b\tau = \pi$, também conhecido como pulso π . A largura à meia altura, largura de linha, do sinal obtido no método de Rabi, Figura 2.10, é dada por:

$$\Delta\nu_{Rabi} = \frac{0,799}{\tau} . \quad (2.18)$$

Figura 2.10 - Resposta obtida pela interação dos átomos com um campo de micro-ondas caracterizando o método de Rabi.

2.4.3 Interrogação de Ramsey

Nos padrões de frequência de ^{133}Cs , utilizamos o método de ressonância de dois campos oscilatórios separados de Ramsey (30) por ser o método de melhor resolução como já explicado anteriormente. O campo de micro-ondas é aplicado em duas regiões de interação idênticas durante um tempo τ , separados por uma região livre de interação durante um tempo T . Essas regiões podem ser separadas espacialmente ou temporalmente. Assumimos que o campo magnético estático é o mesmo nas três regiões, dessa maneira a frequência angular da transição ω_0 será constante durante toda a trajetória dos átomos. Os átomos de césio entram na primeira região de interação sem coerência entre os estados ($a_1(0) = a_2(0) = 0$), mas eles podem ser preparados em um dos estados antes das interações. Então, $a_3(0) = 1$ ou $a_3(0) = -1$, se todos os átomos estiverem no estado $|3\rangle$ ou no estado $|4\rangle$.

O estado quântico do átomo na saída da segunda região de interação, considerando que a amplitude do campo de micro-ondas nas duas regiões de interação é a mesma, será:

$$\begin{pmatrix} a_1(\tau, T, \tau) \\ a_2(\tau, T, \tau) \\ a_3(\tau, T, \tau) \end{pmatrix} = R(b_1, b_2, \Omega_0, \tau) R(0, 0, \Omega_0, T) R(b_1, b_2, \Omega_0, \tau) \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ a_3(0) \end{pmatrix}. \quad (2.19)$$

Na primeira região de interação consideramos $\phi = 0$ e chamamos de ϕ a fase do campo de micro-ondas na segunda região. Utilizando as equações 2.13, 2.14 e 2.19 encontramos a probabilidade de Ramsey $P_{Ramsey}(\tau, T, \tau)$:

$$P_{Ram}(\tau, T, \tau) = \frac{4b^2}{\Omega^2} \sin^2\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right) \left[\cos\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right) \cos\left(\frac{\Omega_0 T + \phi}{2}\right) - \frac{\Omega_0}{\Omega} \sin\left(\frac{\Omega T}{2}\right) \sin\left(\frac{\Omega_0 T + \phi}{2}\right) \right]^2. \quad (2.20)$$

O máximo valor da probabilidade de Ramsey acontece para $\Omega_0 = 0$ e $\phi = 0$ mas também depende do valor da quantidade b , que deve seguir a condição:

$$b\tau = \frac{\pi}{2} + n\pi, \quad (2.21)$$

para n inteiro.

Se $\Omega_0 \neq 0$, o movimento dos átomos na região livre de interação produz um efeito de interferência. Varrendo-se a frequência do campo oscilatório obtém-se o sinal característico das franjas de Ramsey, Figura 2.11. A franja central ($\Omega_0 = 0$) é a usada como a referência e sua largura à meia altura, largura de linha, é dada por:

$$\Delta\nu_{Ramsey} \cong \frac{1}{2T}. \quad (2.22)$$

Figura 2.11 - Resposta obtida pela interação dos átomos utilizando a interrogação de Ramsey de campos oscilatórios separados.

3 CARACTERIZAÇÃO DE UM PADRÃO DE FREQUÊNCIA

As duas principais quantidades que caracterizam o desempenho de um relógio atômico são: a acurácia e a precisão.

A acurácia de um padrão de frequência é determinada por quão bem a frequência medida corresponde à frequência estabelecida para a transição relógio. Em geral, o sinal de ressonância medido num padrão de frequência atômico não é exatamente igual à frequência natural dos átomos, mas deslocadas por diversos fatores e por isso a acurácia depende do átomo usado e do quanto podemos isola-lo de efeitos ambientais durante a espectroscopia.

A precisão de um padrão é mais comumente referida como estabilidade (ou inversamente, instabilidade), que representa a reprodutibilidade da frequência medida em um determinado tempo τ . A estabilidade é tipicamente expressa pelo desvio padrão de Allan (34-35), que será descrito em um tópico a seguir.

O sinal emitido pelo oscilador local é um sinal de tensão senoidal, travado na ressonância atômica e pode ser descrito como:

$$V(t) = A \sin(2\pi\nu_{0,ol}t + \phi(t)), \quad (3.1)$$

onde $\nu_{0,ol}$ é a frequência nominal de interrogação aplicada pelo oscilador local, A é a amplitude do sinal, que deve ser assumida como constante, e $\phi(t)$ é o termo relacionado com as diferenças de fase e frequência em relação à frequência ideal e constante do oscilador local escravizado, representando desvios aleatórios e sistemáticos.

A frequência instantânea do sinal V é então definida por:

$$\nu(t) = \nu_{0,ol} + \frac{1}{2\pi} \frac{d\phi(t)}{dt} \quad (3.2)$$

e

$$\nu_{0,ol} = \nu_0(1 + \varepsilon). \quad (3.3)$$

Definimos a cada instante t , a diferença fracionada de frequência (flutuações) como $y(t)$:

$$y(t) = \frac{\nu(t) - \nu_{0,ol}}{\nu_{0,ol}} . \quad (3.4)$$

A quantidade $y(t)$ é adimensional e bastante útil na descrição do desempenho de um oscilador ou de um padrão de frequência.

Dessa maneira, a frequência útil emitida por um padrão de frequência atômico pode ser escrita como:

$$\nu(t) = \nu_0(1 + \varepsilon + y(t)) , \quad (3.5)$$

onde ν_0 é a frequência de Bohr entre os dois níveis da transição relógio do átomo não perturbado, ε é o desvio relativo da frequência nominal (acurácia) e $y(t)$ representa as flutuações de frequência desse sinal, que podemos chamar de precisão ou estabilidade.

3.1 ACURÁCIA

A acurácia caracteriza a incerteza relativa sobre ε , isto é, a incerteza sobre a diferença de frequência sistemática entre a frequência nominal do oscilador local escravizado e a frequência de Bohr da transição relógio. A frequência do sinal relógio, ou frequência útil, é alterada sistematicamente por muitos fenômenos físicos (36) tais como: Efeito Doppler, radiação de corpo negro, Efeito Zeeman, Efeito Stark, efeitos relativísticos, etc, aos quais devemos adicionar todos os problemas de origem técnica (vazamentos de micro-ondas, harmônicos do sinal de micro-ondas, etc.), ou seja, todos os fenômenos que podem entrar na expressão do sistema Hamiltoniano e perturbar a diferença de energia entre os níveis da transição relógio, o acoplamento com os níveis do relógio ou com outros níveis de energia do átomo.

Apesar das muitas precauções tomadas, não podemos proteger perfeitamente a frequência relógio dos deslocamentos, podemos apenas reduzi-los.

A seguir alguns deslocamentos já citados serão explicados e uma maior descrição será feita no capítulo de resultados.

- Efeito Zeeman de Segunda ordem: É induzido por um campo magnético estático conhecido por *C-field*. O *C-field* tem a função de levantar a degenerescência dos níveis hiperfinos do estado fundamental e definir o eixo de quantização atômico de modo a privilegiar a transição relógio. A dependência da transição relógio com o campo magnético estático é quadrática e a incerteza de sua frequência é determinada baseada nos dados experimentais da intensidade média do campo magnético estático, sua homogeneidade e estabilidade temporal.
- Radiação de Corpo Negro: Os átomos experimentam uma radiação em equilíbrio térmico com a temperatura T da região de interrogação e o sistema de vácuo. Essa radiação dá origem a uma densidade espectral de potência equivalente à radiação de corpo negro e induz um deslocamento de frequência devido aos efeitos Stark e Zeeman AC não ressonantes.
- Efeito Colisional: O deslocamento de frequência colisional é devido a colisão entre átomos frios de ^{133}Cs na nuvem e os átomos do vapor de fundo. Ela tem dependência linear com a densidade média dos átomos na nuvem entre os dois pulsos de interação.
- Efeito Gravitacional: Este efeito é devido à variação da energia potencial gravitacional terrestre para diferentes altitudes em que os padrões de frequência atômicos se encontram.
- Efeito Doppler de Primeira ordem: Como a cavidade de micro-ondas possui uma condutividade finita, o campo de micro-ondas sustentado por essa cavidade perderá energia para as paredes da cavidade. Este efeito acarretará um gradiente de fase do campo sentido dentro da cavidade.
- Rabi Pulling: Outras transições hiperfinas, $\Delta F = \pm 1, \Delta m_F = 0$, são excitadas durante a interrogação dos átomos com micro-ondas. O *Rabi Pulling* é um deslocamento de frequência sentido pela transição relógio devido à superposição dos pedestais entre as

transições adjacentes, $F = 3, m_F = -1 \leftrightarrow F = 4, m_F = -1$ e $F = 3, m_F = 1 \leftrightarrow F = 4, m_F = 1$, ao pedestal da transição relógio e devido à presença de assimetrias entre as raias vizinhas da transição relógio.

- **Cavity Pulling:** Quando a cavidade de micro-ondas não está exatamente sintonizada na frequência de transição atômica, a amplitude do campo varia assimetricamente quando a frequência for modulada em torno da frequência de transição atômica, ν_0 , o que produzirá um deslocamento de frequência na transição relógio.
- **Deslocamento Luminoso:** A incidência de luz laser durante a interação dos átomos com micro-ondas pode causar um deslocamento na frequência de transição relógio. Devido ao caráter pulsado deste tipo de relógio, enquanto a cavidade está ligada, a luz laser está desligada e, portanto este efeito é minimizado.

3.2 ESTABILIDADE

A estabilidade de frequência de um padrão atômico é um “estimador” da variância da flutuação relativa da frequência útil do relógio. Ele ajuda a conhecer a resolução das medidas feitas com a frequência relógio no final de um determinado tempo de integração.

Há várias definições de variância estatística, cujo emprego depende do objetivo a ser alcançado. As variâncias mais utilizadas em metrologia de tempo e frequência são: a variância de Allan (34) e a variância de Allan modificada, notadas respectivamente por σ_y^2 e $Mod\sigma_y^2$. A variância de Allan modificada introduz apenas pequenas diferenças na definição da variância de Allan e não será descrita neste trabalho.

3.2.1 Variância de Allan

Para medir a estabilidade de frequência de um padrão de frequência atômico, mede-se o desvio padrão relativo de frequência $y(t)$ do sinal de saída do relógio em comparação com a

frequência de referência de um outro padrão, por exemplo, um maser de hidrogênio, que é utilizado na maioria dos casos por sua excelente estabilidade de frequência a curtos prazos.

Vamos definir um conjunto de k instantes sucessivos t_k separados de τ , como na Figura 3.1, e y_k como os valores médios sucessivos das flutuações relativas de frequência.

Figura 3.1 - Sinal aleatório na medida de variância de Allan.

A estabilidade de frequência medida durante um intervalo de tempo τ é feita sobre uma série temporal que resulta de medidas de y_k , dada pela equação:

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2(m-1)} \sum_{k=1}^{m-1} (\bar{y}_{k+1} - \bar{y}_k)^2, \quad (3.6)$$

onde N é o número de amostras e y_k , definida anteriormente, corresponde ao valor médio durante um intervalo de tempo τ na k -ésima medida.

A variância de Allan estimada para as flutuações de frequência que caracterizam e estabilidade do relógio é expressa como:

$$\sigma_y(t) = \frac{1}{2\pi Q S/R} \sqrt{\frac{t_c}{\tau}}, \quad (3.7)$$

onde t_c é o tempo de ciclo, τ é o tempo de interrogação, Q é o fator de qualidade da ressonância atômica e S/R é a relação sinal-ruído da medida da probabilidade de transição.

O ruído mais comum encontrado nos relógios atômicos de Cs é o ruído branco e, conseqüentemente, a inclinação da curva $\sigma_y(\tau)$ cai com $\tau^{-1/2}$, Figura 3.2.

Figura 3.2 - Ilustração simplificada de uma curva típica numa análise de variância de Allan.

Outros efeitos que degradam a estabilidade podem ser ruídos provenientes dos lasers e ruídos na detecção dos átomos. Dentre esses ruídos podemos citar o ruído do detector, as flutuações de frequência do laser e a eficiência de bombeamento óptico na fase de preparação. Ainda de acordo com a equação 3.7 podemos concluir que quanto maior for Q e S/R , maior será a precisão do relógio.

Experimentalmente, a estabilidade do sistema pode ser avaliada travando-se o oscilador local na frequência de ressonância dos átomos e utilizando-se o sinal da franja central medida. A correção é feita por meio de um sintetizador externo, controlado por um microcomputador. Para isso, a amplitude de modulação é ajustada para deslocamentos a meia altura da ressonância atômica. A diferença entre as duas probabilidades fornece o sinal de erro para controlar a frequência central do sintetizador externo.

4 O PADRÃO DE FREQUÊNCIA COMPACTO

O desenvolvimento de padrões atômicos de qualquer natureza sempre representa um grande avanço no estabelecimento de novos sistemas de referência de tempo e frequência. É muito importante nessa área, não só implantar melhorias nos padrões atômicos já existentes, como propor novas possibilidades de configurações. Neste sentido investimos no desenvolvimento de um novo sistema, combinando átomos frios em uma configuração simplificada. Tal configuração é baseada na interrogação de uma nuvem de átomos frios em expansão, mas todos os processos (captura, resfriamento, interrogação e detecção) acontecem dentro de uma cavidade de micro-ondas ressonante com a transição relógio. Utilizamos a baixa velocidade dos átomos frios para reduzir as dimensões do padrão de frequência mantendo a duração da interrogação ainda em valores que nos permitem obter ótimos valores de largura de linha.

Ao contrário dos feixes térmicos e dos chafarizes (fountains) atômicos, onde as zonas de preparação, interrogação e detecção são em áreas distintas do espaço, a proposta deste sistema é preparar os átomos frios e detectar o sinal relógio diretamente dentro da cavidade de micro-ondas, seguindo uma sequência puramente temporal, Figura 4.1.

Figura 4.1 - Diferença entre o esquema espacial e temporal em um padrão de frequência. A escolha da sequência puramente temporal reduz as dimensões do padrão.

Outro ganho da compatibilidade do padrão de frequência é que esse modo de funcionamento permite com que os átomos frios permaneçam confinados dentro da cavidade

de micro-ondas durante todo o ciclo. Isso minimiza a perda de átomos durante a transferência de uma zona a outra do experimento.

As vantagens dos átomos frios na metrologia de tempo e frequência têm sido demonstradas já há algum tempo: os chafarizes atômicos (8-9) atingem acurácia e estabilidade de frequência excepcionais graças ao tempo de interação muito mais longos que nos padrões a feixe térmico (37-38), além de uma distribuição de velocidades muito menor.

Além da melhoria do fator de qualidade da linha da transição relógio, a acurácia dos chafarizes também é uma consequência da redução de algumas ordens de grandeza dos deslocamentos de frequência que dependem da velocidade dos átomos (Efeito Doppler de 1ª e 2ª ordem).

Controlar a velocidade e a trajetória dos átomos nos permite controlar de maneira reprodutível e específica a duração e a magnitude da interação dos átomos com o campo magnético de interrogação. O contraste das franjas de Ramsey nos chafarizes atômicos é mostra disso. Este é um trunfo importante para a reprodutibilidade das medidas, além de reduzir a incerteza de muitos efeitos sistemáticos que afetam a frequência do sinal relógio.

4.1 CICLO DE FUNCIONAMENTO

As etapas deste experimento acontecem dentro de uma cavidade de micro-ondas esculpida em uma câmara de vácuo, como será visto no decorrer do texto. Neste experimento de padrão de frequência os átomos são aprisionados numa armadilha magneto-óptica. Logo após, os feixes de laser do rebombeio são desligados, preparando os átomos no estado desejado. Em seguida, os feixes de laser do aprisionamento e o campo magnético são desligados e os átomos, no estado $6S_{1/2}|F=3\rangle$, começam a se expandir livremente.

Durante a fase de expansão livre, dois pulsos de micro-ondas de 9,2 GHz gerados por um sintetizador de micro-ondas ultra-estável alimentam a cavidade e são aplicados separados temporalmente. Diferentemente dos outros padrões de frequência, onde os pulsos são separados espacialmente. Após interagirem com o campo de micro-ondas, os átomos que sofreram a transição relógio são detectados e o sinal da probabilidade de transição em função da diferença de frequência entre o oscilador local (sintetizador ou cadeia de micro-ondas) e a transição atômica é analisada, Figura 4.2.

Figura 4.2 - Esquema do princípio de funcionamento temporal do padrão de frequência compacto (1) Resfriamento dos átomos de Cs. (2) Preparação atômica. (3) Interrogação dos átomos. (4) Detecção do sinal relógio e retorno ao (1). A expansão e queda da nuvem de átomos foram representadas fora de escala.

Através do sinal obtido o programa de controle, em ambiente LabView, gera um sinal de erro de frequência que é injetado no oscilador local de modo a corrigi-lo. Dessa maneira, o sinal injetado pelo oscilador local nos átomos será cada vez mais ressonante com a frequência entre os níveis da transição relógio.

4.2 PROVA DE PRINCÍPIO DE UM PADRÃO DE FREQUÊNCIA COMPACTO

Com o intuito de demonstrar a viabilidade de um padrão de frequência deste tipo, antes mesmo de construir uma cavidade de micro-ondas, construímos um sistema simplificado utilizando uma célula de vidro e uma antena pra aplicar os pulsos de micro-ondas, como mostra a figura 4.3 (39-40). A sequência de funcionamento usada foi a mesma descrita no item acima.

Figura 4.3 - Esquema experimental montado para a prova de princípio. Os átomos são aprisionados e interrogados por uma antena dentro de uma célula de vidro.

Nesse primeiro experimento, 10^8 átomos de ^{133}Cs foram aprisionados por uma armadilha magneto-óptica (MOT) dentro da célula de vidro, produzindo uma nuvem de átomos frios. Dois lasers de diodo de 852 nm , estabilizados e montados em configuração de cavidade estendida, geraram as frequências necessária para produzir os feixes de aprisionamento, rebombeio e detecção dos átomos que sofreram a transição relógio.

Após o aprisionamento, os feixes de laser e o campo magnético eram desligados e a nuvem de átomos, no estado $6S_{1/2}(F=3)$, era deixada em livre expansão. Para que a expansão da nuvem atômica ficasse livre de campos externos utilizamos um conjunto de bobinas de compensação ao redor da célula. Durante a expansão, uma antena linear de quarto de onda $((\pi/4)\lambda)$ (41) posicionada perpendicularmente ao eixo z , era acoplada ao sintetizador de micro-ondas e gerava uma onda eletromagnética propagante. Essa antena aplicava um pulso π (método de Rabi) ou dois pulsos $\pi/2$ (método de Ramsey) de micro-ondas de $9,2\text{ GHz}$, frequência necessária para excitar a transição relógio na nuvem atômica.

Após interagirem com o campo de micro-ondas, os átomos que sofreram a transição relógio eram detectados por fluorescência através de um conjunto de duas lentes que focalizavam a luz sobre o detector localizado a 10 cm do centro da célula.

Fizemos dois experimentos utilizando a interação da nuvem de átomos frios com a radiação de micro-ondas. O primeiro experimento foi uma investigação do método de Rabi. Utilizamos um pulso π de 12 ms e $30\text{ }\mu\text{G}$ de amplitude. Fixando esses valores e varrendo a frequência de micro-ondas obtivemos a curva mostrada na Figura 4.4 onde pudemos observar uma largura de linha de $(39 \pm 5)\text{ Hz}$.

Figura 4.4 - Resposta para um pulso de interrogação de rabi para um pulso de $\tau = 12 \text{ ms}$ de duração.

O oscilador local (sintetizador de micro-ondas), já travado na ressonância da transição relógio, também foi travado em fase a um padrão externo, um padrão de frequência comercial, e as flutuações foram usadas para calcular a estabilidade de frequência.

A comparação mostrada na Figura 4.5 resultou num desvio padrão de Allan de $\sigma_y(\tau) = (9 \pm 1)10^{-11}\tau^{-1/2}$, que já é uma excelente estabilidade se levarmos em conta a simplicidade do aparato experimental.

No segundo experimento utilizamos o método de interrogação de dois campos oscilatórios separados de Ramsey, aplicando dois pulsos $\pi/2$ de $\tau = 2 \text{ ms}$ separados por um tempo $T = 8 \text{ ms}$ livre de campos oscilatórios. Neste caso as franjas de Ramsey foram observadas com pouco contraste, Figura 4.6. Nela uma linha contínua liga os pontos experimentais e a franja teórica esperada para uma nuvem de átomos parada, isto é, sem considerar o movimento dos átomos, é representada por uma linha tracejada. A existência das franjas é clara, mas a falta de contraste nos impediu de fazer uma medida de estabilidade. A explicação para essa falta de contraste foi obtida através de um modelo teórico.

Mesmo com o problema da falta de contraste, os resultados obtidos mostraram o quão promissor é esse sistema como padrão de frequência, já que pudemos medir a estabilidade do sistema travando o sinal de Rabi.

Figura 4.5 - Gráfico da estabilidade para o padrão de frequência compacto interrogado por uma antena.

Figura 4.6 - Linha contínua: resposta para uma interrogação de Ramsey de $\tau = 2 \text{ ms}$ e $T = 8 \text{ ms}$. Linha tracejada: franja teórica esperada para uma nuvem de átomos parada.

4.2.1 Simulação do Experimento com a Antena

Com o intuito de interpretar a falta de contraste em nossas observações desenvolvemos um modelo que levou em conta o padrão de emissão da antena de micro-ondas e a expansão da nuvem atômica (42). Consideramos um sistema de dois níveis, com o campo de excitação distribuído em duas zonas separadas no tempo. A expansão da nuvem atômica coloca os átomos em diferentes regiões do padrão de emissão da antena de micro-ondas, isto é, os átomos experimentam diferentes amplitudes de campo nas duas zonas de interrogação. Esse efeito varre a interferência entre as duas probabilidades de excitação resultando no baixo contraste das franjas. Essa simulação pode ser feita tanto para o método de Rabi (um pulso π), quanto para o método de Ramsey (dois pulsos $\pi/2$).

Primeiramente consideramos a frequência de Rabi separadamente para cada pulso de interrogação como sendo:

$$\begin{cases} b_p = \frac{1}{\hbar} \mu_B B_1 \text{ (primeiro pulso)} \\ b_s = \frac{1}{\hbar} \mu_B B_2 \text{ (segundo pulso)} \end{cases}, \quad (4.1)$$

onde μ_B é o magneton de Bohr; B_1 e B_2 são as amplitudes do campo nos átomos. Essas amplitudes podem ser expressas da seguinte forma, para uma antena de quarto de onda (41):

$$B = \frac{jI_0\mu_0}{2\pi r} e^{\frac{-j2\pi r}{\lambda}} \left[\frac{\cos\left(\frac{\pi}{4} \cos\alpha\right) - \cos\left(\frac{\pi}{4}\right)}{\sin\alpha} \right], \quad (4.2)$$

onde I_0 é a corrente, μ_0 é a permeabilidade magnética do vácuo, α e r são o ângulo e a distância entre a antena e os átomos, como mostra a Figura 4.7.

Figura 4.7 - Diagrama que mostra os ângulos e distâncias, usados na simulação, entre a antena e a distribuição espacial dos átomos.

Para calcular as probabilidades de transição em cada uma das três zonas: pulso1, pulso 2 e evolução livre de perturbação, consideramos a evolução temporal dos estados atômicos, como já visto na seção 2.4.1. A evolução dos estados também será escrita em forma de matriz, mas agora com amplitudes diferentes em cada pulso. Para o primeiro pulso $R_1 = (b_1, b_2, \Omega_0, \tau)$, para o segundo pulso $R_2 = (b_3, b_4, \Omega_0, \tau)$ e para a zona de evolução livre entre os dois pulsos $R = (0, 0, \Omega_0, T)$. Essas matrizes podem ser visualizadas de uma forma geral na equação 2.14. As quantidades reais relacionadas ao campo de interação serão:

$$\begin{cases} b_1 = b_p \cos \phi_1 \\ b_2 = b_p \sin \phi_1 \\ b_3 = b_s \cos \phi_2 \\ b_4 = b_s \sin \phi_2 \end{cases}, \quad (4.3)$$

onde ϕ_1 e ϕ_2 são as fases dos campos nas duas zonas.

A expressão matricial será:

$$\begin{pmatrix} a_1(\tau, T, \tau) \\ a_2(\tau, T, \tau) \\ a_3(\tau, T, \tau) \end{pmatrix} = R_2(b_3, b_4, \Omega_0, \tau) R(0, 0, \Omega_0, T) R_1(b_1, b_2, \Omega_0, \tau) \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ a_3(0) \end{pmatrix}. \quad (4.4)$$

Só para relembrar, as colunas da esquerda e da direita representam as propriedades atômicas no começo e no fim das interações, respectivamente. A partir dessas matrizes calculamos a probabilidade de transição através de um programa desenvolvido em LabView.

A expansão da nuvem atômica também foi considerada no cálculo da probabilidade. A nuvem atômica não possui uma distribuição de densidade uniforme e, portanto, durante a expansão, diferentes quantidades de átomos interagem com diferentes amplitudes de campo ao longo do padrão de emissão da antena. Consideramos uma distribuição gaussiana de densidade atômica com o raio da nuvem de átomos igual a R . Então, a quantidade de átomos entre R e $R+dR$ será:

$$dN = 2\pi R^2 n(R) \sin\theta d\theta dR \quad (4.5)$$

com

$$n(R) = n_0 e^{-R^2/W^2} , \quad (4.6)$$

onde W é a largura da distribuição gaussiana e n_0 é a densidade central.

Para relacionar a distribuição dos átomos com o padrão de emissão da antena utilizamos a Figura 4.7 para definir:

$$r^2 = d^2 + R^2 - 2dR\cos\theta , \quad (4.7)$$

$$\cos\alpha = \frac{R\sin\theta}{r} , \quad (4.8)$$

$$\sin\alpha = \frac{d - R\cos\theta}{r} . \quad (4.9)$$

Se θ varia de 0 a π enquanto R varia de 0 a infinito, todo o espaço é varrido e a probabilidade de transição é dada por:

$$P = \int_0^\infty \int_0^\pi \frac{dN(R)}{n_0} P(\tau, R, \theta) d\theta dR . \quad (4.10)$$

onde a probabilidade agora dependerá das novas variáveis definidas nas equações 4.7 a 4.9.

Consideramos o tempo total de interação dividido em pequenos intervalos e o resultado final vem da integração durante o tempo total de interação.

Quando utilizamos no programa, os parâmetros usados no experimento, encontramos resultados que se ajustam muito bem com a nossa franja experimental. O resultado para o método de Ramsey pode ser visto na Figura 4.8 e para o método de Rabi na Figura 4.9.

Figura 4.8 - Comparação entre a simulação, linha contínua, e a franja de Ramsey experimental, pontos.

Figura 4.9 - Comparação entre a simulação, linha contínua, e o perfil de Rabi experimental, pontos.

A simulação confirma que a razão para a falta de contraste está associada à distribuição de amplitude entre os dois pulsos de interrogação gerados pela antena. Enquanto a nuvem atômica se expandia, a onda propagante gerada pela antena atingia os átomos com amplitudes diferentes em cada ponto.

Para acabar com o problema da antena deveríamos substituí-la por uma cavidade de micro-ondas, que pode gerar uma onda estacionária e assim, poderíamos obter uma franja de Ramsey como a simulada na Figura 4.10.

Figura 4.10 - Simulação da franja de Ramsey para uma nuvem de átomos em expansão dentro de uma cavidade de micro-ondas.

Nessa simulação consideramos uma cavidade de micro-ondas cilíndrica, que será descrita em breve, e a nuvem de átomos expandindo-se dentro dela. Se não considerássemos a expansão da nuvem dentro da cavidade, a franja esperada seria como a mostrada na Figura 4.11. Mesmo dentro da cavidade de micro-ondas, a amplitude de campo não é constante e os átomos, durante a expansão, ainda devem sentir uma pequena diferença de amplitude entre os dois pulsos de micro-ondas. A Figura 4.12 mostra o perfil espacial do campo no eixo z para o modo TE_{011} (43). O módulo desse campo diminui 10% em relação à amplitude máxima quando os átomos estão a 6 mm acima ou abaixo do centro da cavidade e 20% quando estão a 10 mm do centro. Neste caso as franjas de Ramsey ainda perdem contraste devido à extensão espacial da nuvem de átomos frios e sua velocidade de expansão introduz uma variação da probabilidade de transição, já que eles acabam sentindo amplitudes diferentes nos dois pulsos de micro-ondas. Essa perda não se compara à perda causada pela antena e não será um empecilho para o sucesso do novo experimento. Isso é garantido desde que a nuvem de

átomos seja resfriada o suficiente para evitar que a nuvem se expanda muito. De qualquer modo as durações dos pulsos não podem ser muito longas, já que não podemos evitar a ação da gravidade.

Figura 4.11 - Simulação da franja de Ramsey sem variação de amplitude entre os pulsos: Franja de Ramsey ideal.

Figura 4.12 - Perfil do campo de interrogação dentro da cavidade de micro-ondas para o modo TE011.

Para obter um melhor contraste seria necessário ajustar o método de interrogação, a fim de realizar “verdadeiros” pulsos $\pi/2$. Podemos empregar dois métodos para isso. O primeiro método é uma correção da duração do pulso de interrogação, que consiste em deixar o segundo pulso mais longo que o primeiro. O segundo método é uma correção de amplitude,

que consiste em aumentar a amplitude do campo durante o segundo pulso. A melhor maneira seria aplicar o segundo método, para evitar o aumento do tempo de interrogação. Ainda não implantamos essa correção em nosso sistema mas com esse estudo podemos saber que tipos de franjas são esperados.

5 PADRÃO DE FREQUÊNCIA COMPACTO COM UMA CAVIDADE DE MICROONDAS

5.1 SISTEMA MECÂNICO

No experimento descrito na seção 4.2 pudemos demonstrar a viabilidade de um padrão de frequência compacto e encontrar soluções para o aprimoramento do mesmo.

O foco principal desta tese é relatar a construção e a caracterização de um sistema totalmente novo e desenvolvido em nosso laboratório. Neste capítulo será descrito o novo sistema mecânico do padrão de frequência compacto de ^{133}Cs , incluindo os equipamentos comerciais e todas as partes necessárias ao aprisionamento e interrogação dos átomos.

5.1.1 Câmara de Vácuo

A câmara de aprisionamento deste sistema foi confeccionada em aço inox (316L) e possui a forma de um octágono regular com dimensões de 100 *mm* de altura e 114 *mm* de distância entre faces opostas. Dentro dela foi esculpida uma cavidade de micro-ondas com as dimensões necessárias para acoplar os 9,2 *GHz* da transição relógio, como pode ser visto na Figura 5.1. Dessa maneira garantimos a ideia de um padrão compacto já que todas as etapas de funcionamento são realizadas dentro dessa câmara, (Figura 5.2).

Cada face do octágono possui uma janela de 10 *mm* de diâmetro interno e as tampas, superior e inferior, também possuem uma cada, totalizando dez janelas. Dessas janelas, seis são utilizadas no aprisionamento, uma na detecção, uma na alimentação da cavidade, uma na imagem do MOT e a última na conexão de vácuo com o resto do sistema. A parte restante do sistema de vácuo possui um reservatório de ^{133}Cs e uma bomba iônica de 60 *l/s*. A ampola de Cs foi colocada no sistema durante a montagem, antes de selarmos o vácuo. Um elemento peltier mantém a temperatura do reservatório de Cs em torno de 0 °C, a fim de controlar a pressão de vapor de Cs dentro da câmara de aprisionamento.

Figura 5.1 - Desenhos confeccionados para a construção do padrão de frequência compacto com cavidade (a) visão externa da câmara de vácuo (b) visão em corte da câmara, visualização da cavidade de micro-ondas.

Figura 5.2 - Foto da câmara de vácuo construída.

Conectamos um analisador de massa para obter o vácuo inicial e aquecemos todo o sistema a fim de desgaseificá-lo para que atingisse pressões mais baixas, 3×10^{-9} . Após esse processo, a bomba iônica foi ligada e o analisador retirado, já que devido ao volume reduzido do sistema, só a bomba iônica é suficiente para manter o nível de pressão desejado.

5.1.2 Bobinas de MOT e de Compensação

No capítulo 2 descrevemos o funcionamento de uma armadilha magneto-óptica e mostramos a necessidade de um campo magnético não homogêneo para a sua obtenção dessa armadilha. Esse campo é produzido por duas bobinas montadas em configuração anti-Helmholtz, onde na região central o campo é nulo e cresce à medida que nos afastamos do centro. As bobinas para este sistema foram construídas de modo a gerar um gradiente de campo magnético no eixo z, eixo das bobinas, de até 20 G/cm para corrente de 2 A , Figura 5.3. Elas foram confeccionadas em alumínio e não possuem refrigeração já que não há necessidade de uso de alta corrente.

Figura 5.3 - Perfil do campo magnético das bobinas em configuração anti-Helmholtz medido no eixo z com uma sonda de efeito Hall.

Com o intuito de minimizar os campos espúrios na região da câmara, foram instaladas seis bobinas de compensação de campo magnético, duas em cada eixo cartesiano, como mostra a Figura 5.4. As bobinas foram construídas com aproximadamente 300 voltas de fio de cobre, enrolados em estruturas retangulares de alumínio e podem compensar campos de até 1 G na região central.

Para favorecer a transição relógio é necessário levantar e degenerescência dos subníveis Zeeman dos níveis hiperfinos, mantendo o eixo de quantização, com um campo estático paralelo à direção do campo magnético oscilatório. Esse campo estático deve ser fraco e uniforme e é conhecido como *C-field*. Em nosso sistema utilizamos as bobinas de compensação do eixo z para exercer tal função. Quando esse campo estático é aplicado na zona de interrogação, induz um efeito Zeeman de segunda ordem que desloca a frequência da transição relógio (32):

$$\Delta\nu = 427,45 \times 10^{10} \left(\frac{Hz}{T^2} \right) \langle B_o^2 \rangle , \quad (5.1)$$

onde $\langle B_0 \rangle$ dá o valor médio do campo sobre a região de interrogação.

Figura 5.4 - Foto do sistema experimental que mostra o posicionamento das bobinas de compensação de campo ao redor da câmara de vácuo.

5.1.3 Caverna de Micro-ondas

A caverna de interrogação responsável por interrogar os átomos de ^{133}Cs na transição relógio de $9,2\text{ GHz}$, foi esculpida dentro da câmara de vácuo de aço inox. Conforme o desenho mostrado na Figura 5.5, possui formato cilíndrico e suas dimensões visam acoplar o modo fundamental TE011 do sinal de micro-ondas (43).

A caverna cilíndrica é uma boa candidata, pois possui um alto valor de fator de qualidade Q e um eixo de simetria. O modo fundamental TE011 permite abrir grandes buracos na caverna sem perturbar muito a estrutura do campo eletromagnético. Essa característica é muito importante no caso deste experimento, já que temos que fazer as aberturas (10 mm) para a entrada dos feixes de laser do aprisionamento e detecção, a fim de realizar todas as fases do funcionamento do relógio dentro da caverna.

A frequência do modo degenerado TM111 é a mesma do modo TE011, mas o fator de qualidade Q é de duas a três vezes menor que para o modo TE011. O campo eletromagnético do modo TM111 é ortogonal ao do modo TE011 e pode induzir transições de micro-ondas com $\Delta m_F = \pm 1$. Como estamos interessados na transição relógio de $m_F = 0$ para $m_F = 0$ devemos eliminar o modo TM111 já que ele provocaria um indesejado efeito Doppler ao padrão de frequência.

Figura 5.5 - Esquema da câmara de vácuo visualizada em corte.

Para evitar esse modo nós diminuimos ligeiramente o diâmetro interno das tampas da cavidade, êmbolos, em relação ao diâmetro interno do corpo da cavidade, como mostrado na Figura 5.6, e com isso temos a cavidade cilíndrica acoplada a dois guias coaxiais, um em cada tampa. A separação interna entre cada tampa e o corpo da cavidade é menor que $\lambda/4$ ($\approx 1\text{mm}$). Dessa maneira a frequência de ressonância do modo TM111 é deslocada em cerca de 100MHz além de reduzir bastante o fator de qualidade desse modo. Os guias não interferem no modo TE011 devido à sua distribuição de campo.

Figura 5.6 - Esquema da cavidade de micro-ondas montada com as tampas ligeiramente menores que o diâmetro interno da cavidade.

O campo de micro-ondas dentro da cavidade pode ser escrito da seguinte maneira:

$$\begin{cases} \vec{E}(\vec{r}, w) = E(w) \vec{E}(\vec{r}) \\ \vec{B}(\vec{r}, w) = B(w) \vec{B}(\vec{r}) \\ E(w) = icB(w) \end{cases} \quad (5.2)$$

Para o modo TE011 em coordenadas cilíndricas, o campo será:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \begin{cases} E_r = 0 \\ E_\theta = \frac{wR}{kc} \text{sen}\left(\frac{\pi z}{L}\right) J_1\left(\frac{k\rho}{R}\right) \\ E_z = 0 \end{cases} \quad (5.3)$$

$$\vec{H}(\vec{r}) = \begin{cases} H_r = \frac{\pi R}{kL} \cos\left(\frac{\pi z}{L}\right) J_1\left(\frac{k\rho}{R}\right) \\ H_\theta = 0 \\ H_z = \sin\left(\frac{\pi z}{L}\right) J_0\left(\frac{k\rho}{R}\right) \end{cases}, \quad (5.4)$$

onde R e L são o raio e o comprimento da cavidade, respectivamente, c é a velocidade da luz e ρ a condutividade do material utilizado na construção da cavidade, neste caso, aço inox 316L ($\approx 1,35 \times 10^6$ s/m). J_n é a função de Bessel (43) de ordem n , de acordo com as possíveis soluções para o modo da cavidade. O termo k é o valor do primeiro zero da função J_1 , que para o modo TE011 vale aproximadamente 3,8317. A Figura 5.7 mostra as linhas de campo magnético correspondente ao modo TE011. Essa simulação de campo foi feita já utilizando as verdadeiras medidas da cavidade.

A frequência de ressonância do modo TE011 é dada por:

$$f_r = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{k}{\pi R}\right)^2 + \left(\frac{1}{L}\right)^2}. \quad (5.5)$$

Figura 5.7 - Linhas de campo magnético para o modo TE011 da cavidade de micro-ondas. Simulação feita já considerando os guias de corte para os acessos ópticos.

Para obtermos uma frequência de $9.192.631.770$ Hz devemos ter uma cavidade de diâmetro ≈ 43 mm e comprimento de ≈ 42 mm. Como já descrito anteriormente, as tampas da cavidade possuem êmbolos para formar os guias de corte. Esses êmbolos nos

possibilitaram ajustar a frequência de ressonância retirando material com muita precisão dos mesmos. A Figura 5.8 mostra o gráfico dessa frequência com relação ao comprimento da cavidade.

Figura 5.8 - Gráfico das medidas experimentais da frequência de ressonância como função do comprimento da cavidade.

Para essas dimensões o volume do modo será:

$$V_{modo} = \iiint dr^3 \|\vec{H}(\vec{r})\|^2 = \pi R^2 L \times \frac{1}{2} J_0^2(k) \left[1 + \left(\frac{\pi R}{kL} \right)^2 \right] \cong 6,7467 \times 10^{-6} m^3 . \quad (5.6)$$

O fator de qualidade teórico também pode ser calculado levando-se em consideração essas dimensões.

$$Q_T = \frac{\lambda_r \left[1 - \left(\frac{1}{k} \right)^2 \right] \left[(k)^2 + \left(\frac{\pi R}{L} \right)^2 \right]^{3/2}}{2\pi \delta_p \left[(k)^2 + \left(\frac{2R}{L} \right) \left(\frac{\pi R}{L} \right)^2 + \left(1 - \frac{2R}{L} \right) \left(\frac{\pi R}{kL} \right)^2 \right]} , \quad (5.7)$$

onde δ_p é profundidade de penetração no aço inox ($4,51 \times 10^{-6}$).

Para o caso desta cavidade, $Q_T = 4050$. O fator de qualidade do acoplamento com o guia coaxial influencia no fator de qualidade efetivo da cavidade, fator da cavidade carregada, que é dado por:

$$Q_{ef} = \frac{Q_T}{1 + \beta} , \quad (5.8)$$

onde β é o coeficiente de acoplamento. Para calcular esse coeficiente de acoplamento foi necessário montar um esquema de acordo com a Figura 5.9a. Neste esquema, utilizamos um gerador de micro-ondas (Gigatronics) para gerar os $9,2\text{ GHz}$, a micro-ondas passa por um circulador e alimenta a cavidade. Através de um analisador de espectro (HP8563E) observamos a potência refletida pelo circulador. O sinal obtido é mostrado na Figura 5.10.

Figura 5.9 - (a) Esquema utilizado na medida do coeficiente de acoplamento da cavidade de interrogação. (b) Valores a serem observados na medida da potência refletida da cavidade.

Figura 5.10 - Medida da potência refletida pela cavidade de micro-ondas.

O coeficiente de acoplamento pode ser calculado observando o gráfico obtido na Figura 5.10 como mostra a Figura 5.9b:

$$\beta = \frac{1 + (P_m/P_M)}{1 - (P_m/P_M)} \cong 1,58 . \quad (5.9)$$

Dessa maneira, o fator de qualidade efetivo é $Q_{ef} \cong 1550$. Todos esses valores foram calculados porque serão muito importantes quando formos aplicar os pulsos de microondas, pois dependendo da potência injetada determinaremos os pulsos π (método de Rabi) ou $\pi/2$ (método de Ramsey).

Utilizando o mesmo esquema da Figura 5.9a, também medidos a variação da frequência de ressonância como função da temperatura. Essa medida foi importante, pois após vários ajustes na tampa da cavidade não a deixamos exatamente na frequência $9.192.631.770 \text{ Hz}$ e sim em $9.193.299.970 \text{ Hz}$. A Figura 5.11 mostra a caracterização feita.

Figura 5.11 - Gráfico da medida da variação de frequência de ressonância da cavidade como função da temperatura.

Observa-se na Figura 5.11 que a frequência de ressonância diminui $0,15 \text{ MHz}$ por grau Celsius. Desse modo, para chegarmos à frequência desejada, a cavidade deve ser mantida em aproximadamente 32°C . Para atender essa necessidade, colocamos uma fita de aquecimento em torno da cavidade.

5.1.4 Cadeia de Síntese de Micro-ondas

Com a finalidade de gerar o sinal de interrogação dos átomos de ^{133}Cs em $9.192.631.770 \text{ Hz}$ para alimentar a cavidade, utilizamos uma cadeia de micro-ondas de alta resolução (44). Essa cadeia também possui importantes características com relação à estabilidade e ruído de fase que são necessárias para os fins em que ela é utilizada, já que nos padrões primários usa-se a frequência produzida na cadeia para interrogar periodicamente a referência atômica. Como a correção da cadeia de micro-ondas é feita a partir do resultado da interrogação dos átomos, se esse sistema não for bastante estável em curtos intervalos de tempo, o sinal degrada-se rapidamente entre um intervalo de interrogação e outro, prejudicando todo o desempenho do sistema (45).

A cadeia utilizada neste sistema gera o sinal de $9,2 \text{ GHz}$ a partir de três osciladores (5 MHz , 100 MHz e $10,7 \text{ MHz}$) travados em fase entre si e controlados por tensão. Seu esquema pode ser visualizado na Figura 5.12.

O sinal do oscilador de 5 MHz é multiplicado por 2, gerando um sinal de 10 MHz , ao mesmo tempo em que outro sinal de 10 MHz é gerado pela divisão do sinal de 100 MHz por 10. Um misturador gera um sinal de erro $f_1 - f_2$ a partir desses dois sinais. O sinal de erro é enviado ao oscilador de quartzo de 100 MHz para a correção do seu sinal. Outra saída do oscilador de 100 MHz é multiplicado por 5, gerando um sinal de 500 MHz .

Figura 5.12 - Diagrama esquemático da cadeia de síntese de micro-ondas da 9192631770 Hz para a interrogação dos átomos de ^{133}Cs .

Um sintetizador digital (Stanford modelo DS345) é travado em fase com o sinal de 10,7 MHz. A frequência de saída desse DDS (síntese direta digital) é 10701765 Hz e corresponde à do oscilador de quartzo de 10,7 MHz. O sinal de 10701765 Hz é somado ao de 500 MHz produzindo um sinal de 510701765 Hz. Esse sinal de 510701765 Hz é filtrado e amplificado antes de ser conduzido a um Diodo de recuperação de grau (“Step-Recovery-Diode” – SRD), que produz um pente de frequências. Em seguida, um filtro seleciona o 18º harmônico que corresponde a 9.192.631.770 Hz (46).

Uma vez que o gerador de função é usado na produção do sinal de 9,2 GHz, é necessário que ele esteja sincronizado com um dos osciladores da cadeia. Esta sincronização é feita através de um sinal de 40 MHz, produzido através da multiplicação do sinal do oscilador de 5 MHz por 8. Portanto, o sinal de 5 MHz que sincroniza o oscilador de 100 MHz e o DDS, é sincronizado através de um sinal de erro proveniente da transição entre os dois níveis hiperfinos do estado fundamental do ^{133}Cs . É esse sistema fechado que caracteriza um padrão de frequência atômico.

5.2 SEQUÊNCIA TEMPORAL – O PROCESSO CÍCLICO

A sequência temporal utilizada nos padrões de frequência é extremamente importante para a realização do experimento e de todo o seu sincronismo. O programa que controla essa sequência, Figura 5.13, foi implementado em ambiente LabView e os dados são coletados pelo computador através de uma placa de aquisição da National Instruments, modelo PCI-6025.

Figura 5.13 - Interface do programa de controle do padrão de frequência compacto implementado em Labview.

Para este experimento, a sequência temporal de sinais de comando necessários para o sincronismo do ciclo de funcionamento é mostrada na Figura 5.14. Podemos descrever quatro fases neste tipo de padrão de frequência e que serão descritas detalhadamente a seguir:

Figura 5.14 - Sequência temporal do padrão de frequência compacto.

Fase de Resfriamento ou Captura

A intersecção de três pares de laser polarizados definem o volume de captura. Esses feixes são colimados e entram na câmara com o diâmetro interno das janelas, $\approx 9 \text{ mm}$. Para a operação do MOT, a configuração da polarização deve ser $\sigma^{-1} - \sigma^{+}$ e o gradiente de campo magnético em torno de 10 G/cm . O MOT produz um grande numero de átomos capturados e uma alta densidade atômica que possibilita aumentar a relação sinal-ruído e consequentemente melhorar a estabilidade de frequência do sistema.

Utilizamos os três feixes de aprisionamento na transição $F = 4 \rightarrow F' = 5$, retrorrefletidos, com intensidade média em torno de 8 mW/cm^2 , que é bem alta se levarmos em conta a intensidade de saturação da linha utilizada (linha D_2), que é $1,1 \text{ mW/cm}^2$. Os feixes horizontais são superpostos por feixes de rebombeio de $600 \mu\text{W/cm}^2$ travados na

transição $F = 3 \rightarrow F' = 4$. O esquema de níveis pode ser visto na Figura 5.15. Os feixes de rebombeio recuperam os átomos que venham a decair para o estado $F=3$, devolvendo-os ao ciclo de aprisionamento. Os átomos de Cs são capturados a partir de um vapor em baixa pressão ($\sim 10^{-9} \text{ torr}$) e resfriados a $10 \mu\text{K}$ durante 1200 ms .

Após a fase de MOT, passamos para uma configuração de melado óptico, desligando as bobinas de aprisionamento. Como a temperatura T dos átomos é proporcional a $I_{\text{laser}} / \Delta \nu$ (28) devido ao efeito Sisyphus, durante essa fase aumentamos o deslocamento da frequência linearmente para -2Γ por 13 ms a fim de resfriar ainda mais esses átomos, chegando a $10 \mu\text{K}$.

Fase de Preparação

Ao fim da fase de resfriamento e com o intuito de preparar os átomos no estado fundamental $F=3$, desligamos os feixes de rebombeio 5 ms antes de desligar os feixes de resfriamento.

Os feixes são bloqueados através de uma atenuação de 40 dB nos moduladores acustico-ópticos e através de obturadores eletromecânicos (“clic-clac”).

Figura 5.15 - Diagrama dos níveis de energia do ^{133}Cs utilizados na sequência temporal.

Fase de Interrogação

Os átomos, já preparados dentro da cavidade de micro-ondas, após o desligamento total dos feixes começam uma expansão livre. Durante essa expansão podemos interrogar os átomos de duas maneiras: método de Rabi e de Ramsey. Os átomos que estavam preparados em $F=3$, após um pulso total π de $9.192.631.770 \text{ Hz}$ aplicado pela cavidade de micro-ondas e separado temporalmente fazem a transição para $F=4$, Figura 5.15. Esta fase dura 10 ms .

É importante lembrar que durante esta fase todos os feixes de laser estão completamente bloqueados para que não ocorra nenhum tipo de deslocamento luminoso.

Fase de Detecção

Os átomos que fizeram a transição relógio são detectados por fluorescência. Logo após a fase de interrogação ser finalizada, o feixe usado para o aprisionamento, na transição $F = 4 \rightarrow F' = 5$ é desbloqueado por 40 ms . Dessa maneira os átomos que sofreram a transição relógio são bombeados para o estado excitado $F'=5$ e quando esses decaem, um sistema óptico detecta a fluorescência emitida por eles.

Toda essa sequência é repetida várias vezes, varrendo a frequência aplicada pela cavidade de micro-ondas, para a obtenção do sinal característico do relógio, também conhecido como franjas de Ramsey.

Para medir a estabilidade do padrão de frequência devemos tirar um sinal de erro com base no sinal de fluorescência coletado. O controle pode verificar as variações na eficiência da transição atômica, oscilação central das franjas de Ramsey, e fornecer a correção necessária. Dessa maneira determina-se o quanto o sinal de micro-ondas gerado pela cadeia de micro-ondas afastou-se do valor da ressonância da transição atômica. A correção é aplicada no valor da frequência central de modulação da cadeia de micro-ondas, fornecida pelo sintetizador digital externo (DDS). O valor da correção também é armazenado para fornecer a estabilidade relativa entre a interrogação dos átomos e a referência externa que trava a cadeia de micro-ondas.

5.3 SISTEMA ÓPTICO

Conforme já discutido anteriormente, no padrão de átomos frios em expansão é necessário manipular os átomos em etapas distintas durante o ciclo de funcionamento.

Primeiramente os átomos são aprisionados e resfriados a temperaturas de alguns μK acima do zero absoluto. A baixa temperatura é essencial para minimizar a expansão da nuvem durante os processos de interrogação e detecção, já que nos permitirá aumentar o tempo T entre os pulsos de interrogação e dessa maneira, diminuir a largura de linha a meia altura da franja central, segundo a equação 2.21.

Após o aprisionamento e o resfriamento sub-Doppler os átomos são preparados no estado $F = 3$ e, em seguida, deixados em livre expansão. Durante essa fase, dois pulsos de micro-ondas são aplicados, separados temporalmente, para interrogar a transição relógio. Em seguida, um pulso de laser é aplicado à nuvem para verificar a população no estado desejado, estabelecendo a eficácia com que a transição foi estimulada. Todo o ciclo temporal é controlado pelo programa descrito no capítulo anterior. A foto da Figura 5.16 mostra a disposição óptica sobre a mesa.

Descreveremos a seguir a disposição dos elementos ópticos, os lasers utilizados no experimento e o sistema de detecção.

Figura 5.16 - Visualização geral da mesa óptica.

5.3.1 Montagem Óptica

Para aprisionar e resfriar os átomos utilizamos um laser de diodo, modelo SDL5422HI, em 852 nm na configuração de cavidade estendida, denominado laser mestre. Esse laser é travado por um sistema de referência de célula de absorção saturada, que ainda será descrito, e é injetado em um amplificador do tipo MOPA (Master Oscillator Power Amplifier) na linha D₂ do ^{133}Cs , particularmente na transição $6^2S_{1/2}|F = 4\rangle \rightarrow 6^2P_{3/2}|F' = 5\rangle$. Outro laser de diodo do mesmo modelo, denominado laser de rebombeio, também é necessário para o aprisionamento, já que é travado na transição $6^2S_{1/2}|F = 3\rangle \rightarrow 6^2P_{3/2}|F' = 4\rangle$ e, portanto rebombeia os átomos que eventualmente decaem para $F=3$ de volta ao processo de aprisionamento. O diagrama de níveis para o átomo de Cs e as transições utilizadas é mostrado na Figura 5.15.

Precisamos também controlar os deslocamentos de frequência do laser para os estágios do ciclo de operação, como o aprisionamento magneto-óptico e o resfriamento sub-Doppler. Para tanto, na absorção saturada do laser mestre e na saída do feixe que vai para o experimento foram montados moduladores acustico-ópticos (AOM).

Pode-se distinguir, no esquema da montagem óptica da Figura 5.17, o sistema de absorção saturada do laser mestre e do rebombeio, o MOPA, os moduladores acustico-ópticos e os acopladores para as fibras ópticas, que conectam a mesa óptica à mesa da câmara de vácuo.

Os feixes de laser são mantidos a 35 mm de altura com relação à superfície da mesa para uma melhor estabilidade e simplicidade dos componentes opto-mecânicos.

No sistema de referência de absorção saturada do laser mestre, um modulador acustico-óptico de 125 MHz , alinhado em dupla passagem, desloca a frequência do laser em até 246 MHz para o azul do *crossover* das linhas $6^2S_{1/2}|F = 4\rangle \rightarrow 6^2P_{3/2}|F' = 5\rangle$ e $6^2S_{1/2}|F = 4\rangle \rightarrow 6^2P_{3/2}|F' = 4\rangle$ que é a frequência de referencia utilizada na absorção. A transição *crossover* está deslocada de $125,5\text{ MHz}$ para o vermelho da transição atômica $6^2S_{1/2}|F = 4\rangle \rightarrow 6^2P_{3/2}|F' = 5\rangle$, como mostra o diagrama de níveis da Figura 2.2. Portanto, a frequência de saída do laser mestre é deslocada de 120 MHz para o azul da linha $6^2S_{1/2}|F = 4\rangle \rightarrow 6^2P_{3/2}|F' = 5\rangle$, como no diagrama da Figura 5.18.

O laser mestre, nessa frequência, alimenta o MOPA com 20 mW na entrada. Uma vez excitado, o diodo do MOPA gera até 300 mW no mesmo comprimento de onda de excitação.

Figura 5.17 - Diagrama esquemático da mesa óptica do padrão de frequência compacto.

Figura 5.18 - Diagrama esquemático com as frequências de sintonia do feixe de resfriamento obtidas com os AOM de 250 MHz posicionados sobre a mesa. ν_0 corresponde à frequência da transição cíclica $6^2S_{1/2}|F=4\rangle \rightarrow 6^2P_{3/2}|F'=5\rangle$, ν_{co} corresponde à frequência de referência crossover entre as transições $6^2S_{1/2}|F=4\rangle \rightarrow 6^2P_{3/2}|F'=5\rangle$ e $6^2S_{1/2}|F=4\rangle \rightarrow 6^2P_{3/2}|F'=4\rangle$, utilizada para travar o laser mestre. Assim, a frequência de saída do MOPA está 120,5 MHz deslocada da transição atômica. Após a passagem simples pelo modulador de 125 MHz o feixe de resfriamento está deslocado em frequência da ordem de uma largura de linha natural da transição do ^{133}Cs $\approx 5,3 \text{ MHz}$.

O feixe de saída do MOPA é distribuído na mesa óptica por meio de cubos polarizadores e lâminas de meia onda. Fibras ópticas do tipo monomodo e mantenedoras de polarização levam a luz laser da mesa óptica até a mesa da câmara de vácuo.

Após sair da fibra, já na mesa da câmara de vácuo, o feixe passa por outro modulador acustico-óptico alinhado em passagem simples. Esse AOM opera em 125 MHz e é alinhado para difratar a ordem -1. Dessa maneira o deslocamento de frequência é de 125 MHz para o vermelho e a luz que vai para a câmara possui um deslocamento de frequência da ordem de uma largura de linha natural da transição ($\Gamma/2\pi = 5,3\text{ MHz}$) (Apêndice A), como mostrado na Figura 5.18.

Todo esse artifício de deslocar a frequência com os moduladores tem suas finalidades. A primeira delas, no caso do laser mestre é a fase do resfriamento sub-Doppler, quando a frequência do laser varia de $-\Gamma/2\pi\text{ MHz}$ a $-12\Gamma/2\pi\text{ MHz}$. Ainda neste caso é uma grande vantagem ter um modulador alinhado em dupla passagem na absorção, pois podemos dividir a diferença de frequência a ser introduzida por dois, desalinhando menos o sistema durante o processo de mudança de frequência. Outra finalidade é utilizar os moduladores juntamente com obturadores eletro-mecânicos para obter uma total obstrução dos feixes durante a interrogação.

Por fim, o feixe que sai do modulador é expandido e colimado de modo a gerar um feixe com diâmetro de 9 mm , tamanho das janelas da câmara de vácuo. Esse feixe é dividido em três, por meio de cubos polarizadores em associação a lâminas de meia onda, que serão retrorefletidos para a obtenção da armadilha magneto-óptica. Lâminas de quarto de onda são usadas nas entradas dos feixes para gerar a polarização correta de luz. O feixe de rebombeio é sobreposto a dois dos feixes de aprisionamento.

O laser de rebombeio também é montado na configuração de cavidade estendida, mas não precisa de amplificação. Ele é travado por um sistema de referência de absorção saturada na transição $6^2S_{1/2}|F = 3\rangle \rightarrow 6^2P_{3/2}|F' = 4\rangle$.

Os feixes de laser são introduzidos na câmara de vácuo e alinhados para que a intersecção entre eles coincida com o zero do gradiente de campo magnético das bobinas de aprisionamento, descritas na seção 2.3.2. Além disso, devido a um dreno de corrente constituído por uma resistência variável em paralelo a uma das bobinas é possível introduzir pequenas correções na posição do campo.

A mesa óptica foi protegida para evitar que correntes de ar incidam sobre os componentes ópticos e os lasers, evitando flutuações térmicas que resultem em desalinhamento, variações de frequência e de polarização nos feixes de aprisionamento.

5.3.2 Lasers de Diodo de Cavidade Estendida

Como já descrito na seção anterior, para manipular os átomos de ^{133}Cs utilizamos dois lasers de diodo de cavidade estendida. Essa é uma das grandes vantagens de utilizar o Césio, já que os lasers de diodo são baratos e bem mais fáceis de estabilizar.

Um laser de cavidade estendida consiste em um laser de diodo adicionado de uma cavidade externa passiva. Este tipo de montagem é uma alternativa para reduzir a largura de linha sem reduzir muito a potência de saída do laser. A necessidade em reduzir a largura de linha é devida a sua própria aplicação neste trabalho, tanto no aprisionamento como na detecção dos átomos. A largura de linha de um laser de diodo livre pode degradar a relação sinal-ruído dos átomos em um padrão de átomos frios. Se a frequência do laser flutuar durante a fase de detecção, a taxa de transição também flutua e adiciona um ruído ao sinal de fluorescência detectado pelo fotodetector.

A largura de linha de um laser de diodo sem a cavidade externa é de $\sim 10\text{ MHz}$, que não é suficiente para visualizar a transição excitada do ^{133}Cs , cuja largura de linha natural é de $\Gamma/2\pi = 5,3\text{ MHz}$. No caso dos lasers utilizados neste experimento, SDL5412H1 com potência máxima de 100 mW , utiliza-se uma extensão de cavidade de 10 cm , que reduz a largura de linha de $\sim 10\text{ MHz}$ para $\sim 50\text{ kHz}$ (47).

O laser de diodo possui um tratamento antirrefletor na sua face de saída, facilitando a montagem com cavidade externa. Para corrigir a divergência do feixe produzido utilizamos uma lente objetiva da Melles Griot modelo 06GLC002/D. Também para privilegiar um dos modos longitudinais resultantes da cavidade estendida é necessário utilizar um elemento seletivo em comprimento de onda, uma grade de difração Edmund Scientifics de 1200 linhas é utilizada. O laser é operado na configuração de cavidade estendida de Littrow (48), isto é, o feixe de primeira ordem difratado pela grade é retrorefletido no diodo e o feixe de saída nesta configuração é o de ordem zero, como mostra a Figura 5.19.

Figura 5.19 - Esquema da configuração da cavidade estendida de Littrow.

A grade de difração é montada sobre uma cerâmica piezoelétrica (PZT) que permite ajustar o comprimento de onda em até 3 nm . O conjunto grade de difração mais PZT é montado num suporte óptico para permitir um melhor ajuste do feixe de retorno. A Figura 5.20 mostra um desenho da caixa do laser de diodo com a cavidade externa.

Figura 5.20 - Esquema da montagem da rede de difração para o laser em cavidade estendida.

O laser de diodo é fixado em uma caixa de alumínio de 23 cm de comprimento, $11,5\text{ cm}$ de altura e $12,5\text{ cm}$ de largura. Com a finalidade de minimizar a variação de tamanho da cavidade externa do sistema, acarretada pela expansão térmica da base de alumínio, existe um controle de temperatura para a caixa. O controle é feito através de um sensor de temperatura (LM35 National Semiconductor) com resposta de $10\text{ mV}/^{\circ}\text{C}$. O circuito controla a temperatura da caixa com uma estabilidade melhor que $0,1^{\circ}\text{C}$. Para ajudar nesse processo de estabilização mantemos sempre a temperatura ambiente abaixo da temperatura da caixa.

A temperatura do laser de diodo é controlada por um termistor e um elemento Peltier dentro do encapsulamento do laser.

5.3.3 Sistemas de Referência de Absorção Saturada

A técnica de absorção saturada em célula de vapor de ^{133}Cs (49) é utilizada para estabilizar a frequência dos lasers na transição desejada. No caso deste experimento, para o laser de aprisionamento e detecção a frequência é travada na transição hiperfina $6^2S_{1/2}|F = 4\rangle \rightarrow 6^2P_{3/2}|F' = 5\rangle$ e para o laser de rebombeio travada na transição hiperfina $6^2S_{1/2}|F = 3\rangle \rightarrow 6^2P_{3/2}|F' = 4\rangle$. A montagem óptica para a absorção saturada está esquematizada na Figura 5.21.

Figura 5.21 - Diagrama do sistema de absorção saturada em célula de vapor de ^{133}Cs utilizado para travar o laser de diodo na linha D_2 .

Após o feixe de saída do laser de diodo de cavidade estendida passar por um isolador óptico, com isolamento de 40 dB, utilizamos uma lâmina de meia onda e um cubo polarizador para enviar em torno de $700 \mu\text{W}$ da potência de saída do isolador para uma célula de Césio. A célula é colocada no interior de uma blindagem magnética para minimizar alargamentos das

transições atômicas devido a campos magnéticos. O feixe passa através da célula (feixe de bombeamento), satura a transição e é retrorrefletido (feixe de prova). O sinal de fluorescência é detectado por um fotodetector Infineon-Osram BPW34FA com sensibilidade de 90% para 850 nm e de menos de 1% para 700 nm, minimizando também a influência de iluminação espúria.

Modulando-se o sinal de alta tensão do PZT que controla a posição da rede de difração pode-se visualizar o perfil Doppler inteiro, permitindo sintonizar melhor a linha certa para o travamento. A Figura 5.22 mostra o sinal característico obtido com a modulação de alta tensão.

Figura 5.22 - Perfil Doppler para a transição $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ do ^{133}Cs obtido a partir do sistema de referência de absorção saturada.

Esse sinal é amplificado e enviado a um demodulador síncrono. O sinal de erro é obtido modulando-se a corrente do laser de diodo de cavidade estendida a uma frequência em torno de 100 kHz. Essa modulação dá origem a uma modulação na frequência da luz emitida pelo laser diodo. Assim, qualquer flutuação na frequência do laser produzirá uma flutuação no sinal de saída do demodulador e irá gerar um sinal proporcional ao deslocamento da frequência do laser. O sinal de saída do detector síncrono é utilizado como um sinal de erro do nosso sistema de realimentação, tanto para a corrente de alimentação do diodo como para o PZT. A Figura 5.23 mostra o sistema eletrônico do controle. No estágio de entrada do circuito de travamento, o sinal de saída do demodulador passa por um filtro passa baixa que atenua as componentes de alta frequência. Em seguida, um integrador de ganho variável permite o chaveamento do circuito de travamento. Na saída desse integrador, o sinal de correção da corrente passa por um somador para adicionar a modulação da corrente. O sinal de correção de corrente é integrado novamente para controlar o PZT. O segundo integrador também

possui uma chave de *liga/desliga*. Enfim, outro somador injeta a oscilação lenta da varredura. Esse sinal amplificado é utilizado para modular a alta tensão e controla a amplitude de oscilação do PZT.

Figura 5.23 - Diagrama esquemático do sistema de travamento do laser de diodo de cavidade estendida.

5.3.4 Detecção

Os átomos são aprisionados utilizando o laser mestre e o de rebombeio juntamente com as bobinas. Quando as bobinas são desligadas, essa nuvem passa por um resfriamento sub-Doppler durante a fase de melado óptico e, logo em seguida, o laser de rebombeio é bloqueado alguns *ms* antes de bloquearmos o laser mestre. Essa etapa é uma fase de preparação dos átomos, já que sem o rebombeio, os átomos se acumulam no estado fundamental $6^2S_{1/2}|F=3\rangle$. A preparação é necessária para a próxima etapa, que é a interrogação.

Durante a interrogação a nuvem de átomos está se expandindo livremente e recebe os pulsos de micro-ondas de $9,192\text{ GHz}$ separados temporalmente. Os átomos que estavam em $6^2S_{1/2}|F=3\rangle$, após receber os dois pulsos $\pi/2$, método de Ramsey, fazem a transição para o estado $6^2S_{1/2}|F=4\rangle$. Essa é a transição relógio $6^2S_{1/2}|F=3, m_F=0\rangle \rightarrow 6^2S_{1/2}|F=4, m_F=0\rangle$ que define o segundo.

Com a finalidade de detectar esses átomos que fizeram a transição e agora estão em $6^2S_{1/2}|F = 4\rangle$, o laser mestre é reintroduzido no sistema na mesma transição cíclica do aprisionamento $6^2S_{1/2}|F = 4\rangle \rightarrow 6^2P_{3/2}|F' = 5\rangle$. Os átomos absorvem essa luz laser e quando decaem emitem a fluorescência que será detectada por um conjunto de lentes e um fotodetector.

Para o sistema de detecção temos uma montagem óptica conforme o esquema da Figura 5.24. Esse sistema fica acoplado a uma das janelas da câmara de vácuo.

Figura 5.24 - Montagem óptica do sistema de detecção. A detecção é feita por meio da medida de fluorescência dos átomos na transição $6^2S_{1/2}|F = 4\rangle \rightarrow 6^2P_{3/2}|F' = 5\rangle$.

Na detecção temos uma lente de coleta do sinal de fluorescência de $8,8\text{ mm}$ de diâmetro e distância focal de 30 mm , que está localizada dentro da câmara de vácuo, em um dos tubos de $9,8\text{ mm}$ que levam da janela à cavidade de micro-ondas. Como a janela é muito pequena tivemos que aproximar uma lente da região dos átomos, já que não teríamos área suficiente para a coleta da fluorescência. Para acoplar essa lente dentro da câmara projetamos um pequeno e simples suporte com alguns furos para não prejudicar o bombeamento do vácuo e alguns “dentes” que serviram não só para prender a lente ao suporte como para prender o suporte na câmara. A figura 5.25 mostra esse suporte.

Figura 5.25 - Foto do suporte da lente de coleta que foi colocada dentro da câmara de vácuo.

Já do lado de fora da câmara, outra lente de distância focal de 25 mm projeta a luz coletada sobre um fotodetector. O fotodetector é um modelo Hamamatsu Si337-1010BR, com resposta de 0,35 A/W. O sinal de saída desse detector é aplicado a um amplificador de ganho $G = 10^7$ V/A. O amplificador gera o sinal que é enviado diretamente ao programa no computador, que reflete a probabilidade de transição entre os dois níveis do estado fundamental.

5.3.5 Resultados Experimentais

5.3.5.1 Número de Átomos Aprisionados

Através do sistema de detecção também podemos calcular o número de átomos aprisionados. Nas figuras 5.26 a e b são mostradas as imagens de uma nuvem de átomos aprisionados e de uma nuvem em um melado óptico, isto é, sem o campo magnético das bobinas. Essas imagens foram obtidas através de uma câmera CMOS.

Figura 5.26 - (a) Imagem da nuvem de átomos aprisionados na armadilha magneto-óptica (b) Imagem da nuvem de átomos resfriados em um melado óptico, isto é, só com os feixes de laser.

A potência medida pelo fotodetector será:

$$P_m = \frac{V}{G_A G_D} , \quad (5.10)$$

onde V é o sinal medido no osciloscópio ou computador em volts, G_A é o ganho do amplificador em V/A e G_D é o ganho do detector em A/W.

A potência total emitida pela nuvem de átomos aprisionados é dada por:

$$P_T = \frac{N \frac{\Omega_0^2}{2}}{2\Delta^2 + \frac{\Gamma^2}{2} + \Omega_0^2} \frac{h\nu}{\tau} , \quad (5.11)$$

onde $N(\Omega_0^2/2)/(2\Delta^2 + \Gamma^2/2 + \Omega_0^2)$ é o número de átomos emitindo na transição de aprisionamento, $h\nu$ é a energia que está sendo emitida e τ é o tempo de vida médio do estado excitado.

A relação entre a potência total emitida pela nuvem e a potência medida no fotodetector é:

$$\frac{P_T}{P_m} = \frac{4\pi R^2}{\pi r^2} , \quad (5.12)$$

onde R é a distância da nuvem de átomos aprisionados até a lente de coleta e r é o raio da lente de coleta.

No caso da nuvem de átomos aprisionada neste experimento, substituindo os valores na equação 5.11 temos que $N = 7 \times 10^8$ átomos.

O número final de átomos é dado pelo equilíbrio entre a taxa de captura e a taxa das perdas dos átomos na armadilha (27). Os dois principais canais de perdas são as colisões entre os átomos aprisionados com os átomos do gás de fundo e com os próprios átomos aprisionados (50).

5.3.5.2 Cálculo da Temperatura da Nuvem

Para caracterizar bem a nuvem de átomos aprisionados precisamos calcular a temperatura desses átomos na armadilha. Fizemos a medida de temperatura através do processo de recaptura. A temperatura foi estimada a partir da medida relativa do número de átomos, considerando um modelo de expansão isotrópica da nuvem atômica. Assumimos que a nuvem pode ser descrita por uma esfera de raio R_0 com N_0 átomos e densidade homogênea n . Se desligarmos o laser de rebombeio por um determinado período de tempo, os átomos aprisionados começam a expandir livremente, já que não temos mais o laser que recupera os átomos para a transição de aprisionamento. Após esse tempo de interrupção, apenas uma fração $N(t)$ de átomos está localizada dentro da esfera de raio R_c , chamado raio de captura e que é determinado pelo raio dos feixes dos lasers de aprisionamento, que neste caso é de $4,8 \text{ mm}$.

Podemos assumir que a expansão dos átomos obedece à distribuição de velocidades de Maxwell-Boltzmann (51), assim sendo, podemos dizer que todos os átomos se movem (aproximadamente) com uma velocidade mais provável. A equação 5.13 mostra o número de átomos recapturados $N(t)$, após um tempo t , em ms, lembrando que os átomos com $v > R_c/t$ conseguem escapar da recaptura pois já saíram do raio de captura.

$$N(t) = N_0 \left(1 - \frac{4\pi m^{\frac{3}{2}}}{(2\pi k_B T)^{\frac{3}{2}}} \int_{\frac{R_c}{t}}^{\infty} v^2 e^{-\frac{1}{2} \frac{mv^2}{k_B T}} dv \right) . \quad (5.13)$$

Fizemos as medidas experimentais variando o tempo de desligamento do laser de rebombeio e verificando, para cada tempo, $N(t)$, como mostrado na Figura 5.27, que nos dá uma ideia geral de como visualizamos as medidas.

Após essas medidas traçamos $N(t)$ como função do tempo t de desligamento. Para calcularmos a temperatura dos átomos fizemos a simulação da função da equação 5.13 para várias temperaturas. Colocando os dados experimentais juntamente com os teóricos em um gráfico (Figura 5.28) podemos estimar em que intervalo de temperaturas estão os átomos aprisionados.

Figura 5.27 - Medida do número de átomos aprisionados como função do tempo. N_0 átomos estão aprisionados pela armadilha, logo em seguida o laser de rebombeio é desligado por um tempo t e religado, recapturando $N(t)$ átomos.

Figura 5.28 - Gráfico das medidas experimentais (pontos) de $N(t)$ juntamente com o intervalo de temperaturas calculadas teoricamente (linhas sólidas).

Os átomos aprisionados estão com temperaturas entre $58\mu K$ e $108\mu K$. Como já explicado no capítulo 2, a temperatura dos átomos aprisionados é limitada, podendo apenas chegar a temperaturas próximas do limite Doppler. Durante a sequência temporal do nosso experimento, utilizamos a técnica de resfriamento sub-Doppler logo após o aprisionamento,

desligando as bobinas de aprisionamento e deslocando a frequência do laser de aprisionamento em -2Γ para o vermelho da transição. Dessa maneira podemos abaixar ainda mais a temperatura para a ordem de dezenas de μK .

5.4.5.3 Transições Laterais

O espectro Zeeman do átomo de Césio 133 possui sete transições σ ($\Delta m_F = 0$) e quatorze transições π ($\Delta m_F = \pm 1$), devido aos dois níveis hiperfinos do Cs terem momento angular $F=3$ e $F=4$, com sete e nove subníveis magnéticos respectivamente. Usualmente medimos a transição $6^2S_{1/2}|F=3, m_F=0\rangle \rightarrow 6^2S_{1/2}|F=4, m_F=0\rangle$, chamada de transição relógio. Para excitar as transições $\Delta m_F = 0$, o campo magnético estático produzido pelo *C-field* dever ser paralelo ao campo de micro-ondas. Neste experimento utilizamos o par de bobinas de compensação do eixo z para aplicar esse campo estático.

A dependência das frequências de transições hiperfinas com o campo magnético estático pode ser calculada através da fórmula de Breit-Rabi (32) e se reescrita em termos de frequência para transições $\Delta m_F = 0$, é dada por:

$$\nu_{m_F} = \nu_0 \left(1 + \frac{m_F}{2}x + x^2\right)^{1/2}, \quad (5.14)$$

de modo que x é dado por:

$$x = \frac{(g_J - g_I)}{2\pi\hbar\nu_0} \mu_B H, \quad (5.15)$$

onde g_J e g_I são o fator giromagnético eletrônico e nuclear e H é o campo magnético estático aplicado.

Como o valor de x é muito pequeno para os deslocamentos Zeeman de primeira ordem, para os valores usuais do campo aplicado, podemos expandir a equação 5.14 em séries de potências e assim obtemos:

$$\nu_{m_F} = \nu_0 \left(1 + \frac{m_F}{4} x + \frac{x^2}{2} (1 - m_F^2/16) \right), \quad (5.16)$$

com

$$\langle x \rangle = 3,0496 \langle B \rangle. \quad (5.17)$$

As primeiras medidas do campo magnético estático feitas com uma sonda Hall neste experimento mostraram um campo razoavelmente grande, $31 \mu T$, devido a campos espúrios. Antes mesmo do aprimoramento das bobinas de compensação, fizemos algumas varreduras longas e com grandes passos de frequência, $5 kHz$, com o intuito de encontrar um sinal de Rabi, já que a partir dele poderíamos melhorar o sinal da detecção e saber em que frequência procurar as Franjas de Ramsey mais refinadamente, com passos de $5 Hz$. Os primeiros resultados são mostrados na Figura 5.29, onde medimos a transição central $m_F = 0$ e as transições laterais $m_F = -1$ e $m_F = +1$.

Figura 5.29 - Medida da transição central $m_F = 0$ e das duas laterais $m_F \pm 1$.

Embora as populações entre os estados estejam distribuídas de maneira desigual, devemos levar em consideração que os passos de frequência de $5 kHz$ são tão grandes que diminuem a resolução das medidas. A diferença de frequência entre os picos é de $\approx 0,25 MHz$. Utilizando as equações 5.16 e 5.17 podemos calcular o campo magnético estático

relacionado com essa separação entre os picos laterais e o central. Obtivemos um campo $B = 35 \mu T$, valor muito próximo da medida feita com a sonda Hall nos arredores do centro da cavidade.

A partir desses resultados, melhoramos a compensação dos campos espúrios e obtivemos as franjas de Ramsey mostradas na seção a seguir. Não fizemos novas medidas das transições laterais, após a obtenção das franjas, por problemas técnicos no sistema, que acabaram consumindo um tempo significativo de nossas atenções mas que serão feitas na sequência desse trabalho.

5.4.5.4 Franja de Ramsey

Após a sequência de resfriamento a nuvem de átomos está preparada para receber os dois pulsos $\pi/2$ de interrogação de Ramsey (30). Como já sabemos, toda essa sequência acontece dentro da cavidade de micro-ondas e, portanto, aplicamos os pulsos separados temporalmente, ligando e desligando a cavidade de micro-ondas duas vezes durante a expansão livre da nuvem. Para desligar a alimentação da cavidade utilizamos um atenuador variável, que atenua o sinal em até 60 dBm, comandado pelo programa da sequência temporal.

Quando o segundo pulso é desligado, imediatamente ligamos novamente o laser de aprisionamento na transição $6^2S_{1/2}|F = 4\rangle \rightarrow 6^2P_{3/2}|F' = 5\rangle$ e o número de átomos que transitaram do estado fundamental hiperfino $|F = 3\rangle$ para o $|F = 4\rangle$, é detectado por fluorescência, pelo sistema de detecção descrito na seção 5.3.4. Ao variarmos a frequência de micro-ondas podemos obter a franja de Ramsey.

Neste experimento variamos alguns parâmetros como o tempo de interrogação, o tempo entre os pulsos de micro-ondas e a potência de micro-ondas, a fim de obter o melhor sinal de fluorescência.

Para pulsos de micro-ondas de $\tau = 1 ms$ e o tempo entre os pulsos de $T = 8 ms$, calcula-se a potência de micro-ondas que deve ser injetada na cavidade para aplicar exatamente dois pulsos $\pi/2$.

A amplitude de campo magnético oscilante é obtida de:

$$b\tau = \frac{\pi}{2} \quad e \quad B = \frac{b\hbar}{\mu_B}. \quad (5.18)$$

Com isso determina-se que $B = 17,87 \text{ nT}$. A energia armazenada para o modo TE011 é obtida por:

$$E_{modo} = \frac{B^2}{2\mu_0} V_{modo} \cong 6,2917 \times 10^{-16} \text{ J}, \quad (5.19)$$

lembrando que o V_{modo} já foi calculado na equação 5.6.

Outro fator importante é o fator de relaxação do modo, que é ligado ao fator de qualidade:

$$\tau_{rel} = \frac{Q_{ef}}{\omega_r} = 2,6835 \times 10^{-8} \text{ s}, \quad (5.20)$$

onde $Q_{ef} = 1550$ é o fator de qualidade efetivo calculado na seção 5.1.3 e ω_r é a frequência de ressonância da cavidade.

Com os dados obtidos até agora, podemos estimar a potência injetada na cavidade, dada por:

$$P_{inj} = \frac{E_{modo}}{\tau_{rel}} = 2,3445 \times 10^{-8} \text{ W} = -46 \text{ dBm}. \quad (5.21)$$

Quando os átomos são interrogados na frequência de ressonância, essa nuvem de átomos absorve potência. Neste cálculo não consideramos essa potência absorvida por se tratar de um valor pelo menos três ordens de grandeza menor que o obtido (52).

A franja de Ramsey obtida é mostrada na Figura 5.30.

Como esperado pela simulação da Figura 4.10, ainda existe uma perda de contraste devido à diferença de amplitude que os átomos sentem entre os dois pulsos, já que estão em expansão e sob a ação da gravidade. Podemos diminuir este problema aprimorando o resfriamento sub-Doppler, diminuindo ainda mais a velocidade de expansão dos átomos e também podemos implementar um dos métodos discutidos na seção 4.3.1 para compensar a perda de amplitude no segundo pulso de interrogação.

Figura 5.30 - Franja de Ramsey do padrão de frequência compacto com $\tau = 1 \text{ ms}$ e $T = 8 \text{ ms}$.

Nessas condições a largura a meia altura do envelope de Rabi é de 800 Hz e a largura de linha da franja central é de 52 Hz como mostra a Figura 5.31.

O sinal da franja central da Figura 5.31 é utilizada para travar o oscilador local na frequência de ressonância dos átomos e dessa maneira, calcular a estabilidade do sistema. Esse procedimento será descrito na seção a seguir.

Figura 5.31 - Franja central com largura de linha a meia altura de 52 Hz .

5.4.5.5 Estabilidade de Frequência do Padrão Compacto de Átomos frios

Para travar a frequência do sintetizador de micro-ondas na frequência de ressonância dos átomos aplica-se uma modulação quadrada em torno da frequência da transição atômica, determinada pela franja central, por meio de um sintetizador externo controlado por um microcomputador. Essa modulação possui uma frequência que é $1/t_c$, onde t_c é o tempo de ciclo e a amplitude é ajustada para obter um sinal à meia altura da ressonância atômica $\nu_m = 1/T$ com T sendo o tempo de trânsito dos átomos na região de voo livre. A modulação da franja de Ramsey central à meia altura está esquematizada na Figura 5.32.

Por meio da Figura 5.32 vemos que durante um ciclo de operação, a probabilidade de transição δP_- , medida à esquerda de ν_0 , corresponde ao intervalo de frequência ν_{-m} até ν_0 . No ciclo seguinte medimos a probabilidade de transição, δP_+ , à direita de ν_0 , correspondendo ao intervalo de frequência ν_0 até ν_{+m} , de modo que é possível analisar cuidadosamente cada um dos lados da franja de Ramsey central.

Figura 5.32 - Franja central obtida com um padrão de frequência de átomos frios. A frequência do sintetizador de micro-ondas é travada na frequência de ressonância através de uma modulação em torno da frequência ν_0 da franja central.

Como δP_- e δP_+ são medidas à meia altura da franja central, correspondem ao igual balanço da população dos átomos nos estados $|f\rangle$ e $|i\rangle$ e, portanto, apresentam a maior sensibilidade a quaisquer flutuações de frequência. Nas condições ideais de operação, temos:

$$P(\delta\nu_0 + \nu_m) = P(\delta\nu_0 - \nu_m) . \quad (5.22)$$

O deslocamento de frequência é dado por:

$$\delta\nu = \frac{-\delta P_+ - \delta P_-}{\pi T} . \quad (5.23)$$

Essa diferença, dada pela equação 5.23, entre as duas probabilidades gera um sinal de erro a cada ciclo, que será utilizado para corrigir a frequência central do sintetizador externo. Esse valor de correção é tomado para o cálculo de estabilidade, pois indica o quanto o sinal de interrogação precisa ser corrigido para manter a resposta do sistema atômico no máximo de eficiência.

A capacidade de resolução desse tipo de medida é limitada, primeiramente, pela própria resolução do sintetizador externo, que é de μHz para o SRD345 (Stanford). No caso da cadeia de micro-ondas NIST, utilizada neste experimento, como temos o sinal de interrogação gerado pelo décimo oitavo harmônico de um SRD (*Step Recovery Diode*), o sinal de modulação do sintetizador externo perde resolução nesse mesmo fator impondo um limite de 5×10^{-14} para a resolução de correção (45-46).

O gráfico da Figura 5.33 mostra da estabilidade medida do nosso padrão de frequência, dada pela variância de Allan, como função do tempo de integração. Para $t_c = 1,4 \text{ s}$ e $Q_{at} = 0,1838 \times 10^9$, a estabilidade medida é 10^{-13} . Além de travar o oscilador local no sistema atômico também o travamos a um Maser de Hidrogênio, pois esse tipo de sistema é capaz de estabelecer um sinal de curto período com estabilidade da ordem de 10^{-14} para curtos períodos de integração.

Figura 5.33 - Estabilidade calculada através da variância de Allan como função do tempo de integração.

No momento ainda não temos uma explicação definida para a limitação da estabilidade. Acreditamos que o principal fator limitante da estabilidade do nosso sistema é o ruído de detecção. Esse tipo de ruído é devido à flutuação da probabilidade de transição, ou seja, devido à flutuação no número de átomos medidos entre os estados da transição relógio. Muitos efeitos sistemáticos podem prejudicar a estabilidade quando não controlados. O estudo desses efeitos no cálculo da acurácia do nosso padrão de frequência nos permitirá melhorar a estabilidade a médio e longo prazo. Se utilizarmos a equação 3.7 para fazer um rápido cálculo teórico da estabilidade, utilizando os valores experimentais, temos, após três horas de integração, uma estabilidade de 10^{-14} . Nosso objetivo é alcançar essa estabilidade muito em breve.

5.4.5.6 Acurácia do Padrão Compacto de Átomos frios - Cálculo dos Deslocamentos de Frequência

A diferença entre a frequência do sinal gerado pelo padrão de frequência e a frequência da transição relógio de um átomo não perturbado é dada por ε , mostrada na Equação 3.5. Esse deslocamento de frequência é proveniente de efeitos que perturbam o

processo de interrogação dos átomos. Esta seção irá falar desses efeitos, que são mais bem controlados se avaliados pela modelagem dos fenômenos físicos envolvidos e pelas medidas de frequência feitas variando diversos parâmetros de funcionamento do relógio. A incerteza sobre o valor de ε é que descreve a falta de acurácia do relógio. É esse valor que determina a qualidade da realização da unidade de tempo a partir do átomo de Césio. A acurácia relativa dos relógios de ^{133}Cs atuais variam entre 10^{-12} para os relógios comerciais de feixe térmico (37) e 10^{-16} para as melhores fountains atômicas (8).

Em um relógio atômico, mesmo com diferentes blindagens e outras proteções, os átomos são perturbados por vários fatores ambientais, como temperatura, campo magnético, presença de luz, entre outros. Há muitas interações e efeitos que deslocam o valor da ressonância atômica em comparação com a situação teórica de um átomo isolado. É necessário identificar claramente esses efeitos e avaliar o impacto sobre o relógio para poder corrigi-los. Daremos a seguir, uma lista de efeitos sistemáticos que afetam o funcionamento do nosso relógio atômico compacto.

- Efeito Gravitacional

O efeito gravitacional é uma correção relativística devido às variações do potencial gravitacional dependendo da altitude em que se encontra um relógio. Este efeito provoca um deslocamento na frequência de qualquer oscilador com relação a uma frequência fixada em um potencial de referência, independentemente da velocidade atômica. Este efeito apenas translada as franjas de Ramsey sem, no entanto deformá-la. Independentemente de sua natureza, a frequência de um oscilador depende do potencial gravitacional U da posição ocupada por ele (33). De acordo com a definição do Tempo Atômico Internacional (TAI) (53), a origem do deslocamento do potencial gravitacional para um relógio sobre a superfície da Terra, ou bastante próxima a sua superfície, é definida com relação à superfície do geoide. A frequência de um relógio é deslocada por uma quantidade $\Delta\nu_G$, quando colocado a uma altura h acima do geoide e é dada por:

$$\frac{\Delta\nu_G}{\nu_0} = -\frac{g}{c^2}h , \quad (5.24)$$

onde g é a aceleração da gravidade e de acordo com a definição do 3º CGPM, na Conferência de Pesos e Medidas de 1901, o valor adotado para a aceleração da gravidade é $980,665 \text{ cm/s}^2$ e c é a velocidade da luz, $c = 299.792.458 \text{ m/s}$, definido no 15º CGPM, em 1975. A altitude de São Carlos, cidade onde se encontra o nosso relógio, é $h = 850 \text{ m}$ com uma incerteza de 50 m . Esta altitude foi medida com um GPS (9390-6000 Datum). Desta forma, o deslocamento de frequência devido ao efeito gravitacional é de $\frac{\Delta\nu_G}{\nu_0} = -1,0 \times 10^{-14}$ com a incerteza relativa em $\frac{\delta\nu_G}{\nu_0} = -5,4 \times 10^{-15}$.

- Efeito Doppler de Segunda Ordem

O efeito Doppler de segunda ordem está relacionado com a dilatação temporal prevista pela teoria da relatividade. Cada uma das componentes da velocidade no feixe contribui com um deslocamento dado por (33).

$$\frac{\Delta\nu_D}{\nu_0} = \frac{v_0^2}{2c^2} \quad (5.25)$$

Como a distribuição de velocidades em um chafariz atômico é estreita, a incerteza medida com relação à distribuição de velocidades é da ordem de alguns cm.s^{-1} e ela introduz um deslocamento por efeito Doppler de segunda ordem de $-4,2 \times 10^{-19}$ com incerteza da ordem de 10^{-21} . Para este tipo de relógio, o deslocamento causado pelo efeito Doppler de segunda ordem é negligível.

- Efeito Zeeman de Segunda Ordem

Para interrogar os átomos de Césio é preciso aplicar um campo magnético estático com o intuito de tirarmos vantagem sobre as regras de seleção e separar as sete transições hiperfinas $\Delta m_F = 0$. No entanto, é impossível idealizar uma situação em que o campo

magnético local seja completamente nulo e que os átomos sintam apenas a presença do campo magnético estático aplicado pelo *C – Field*. Por isso é necessário conhecermos o valor deste deslocamento e determinar como a sua variação espacial e temporal afeta o nosso padrão. Na prática, o campo magnético é medido por intermédio das transições que dependem linearmente com o campo magnético, que no nosso padrão foi calculada na seção 5.4.5.3 como sendo $35 \mu K$. No entanto, medimos a estabilidade temporal e espacial do campo na região externa das blindagens magnéticas por meio de uma sonda Hall Mag 01H, mostrada na Figura 5.34. A estabilidade média do campo magnético local é de μT . O efeito Zeeman quadrático é proporcional ao valor médio do campo magnético quadrático aplicado pelo C-field, dada pela seguinte equação:

$$\frac{\Delta \nu_Z}{\nu_0} = 4,65003 \langle B^2 \rangle . \quad (5.26)$$

O valor do deslocamento Zeeman para esse valor de campo é $4,1 \times 10^{-9}$ e a incerteza relativa em torno desse valor é de $0,45 \times 10^{-9}$

Figura 5.34 - Medida da variação temporal do campo magnético em torno do centro da cavidade de micro-ondas ao longo de alguns dias.

- Radiação de Corpo Negro

O deslocamento de frequência devido a radiação de corpo negro é dado por (11,33):

$$\frac{\Delta\nu_{BBR}}{\nu_0} = \beta \left(\frac{T}{T_0} \right)^4 \left[1 + \epsilon \left(\frac{T}{T_0} \right)^2 \right], \quad (5.27)$$

onde T é a temperatura em Kelvin, $T_0 = 300 \text{ K}$, $\beta = -1,69(4) \times 10^{-14}$ e $\epsilon = 1,4 \times 10^{-2}$.

Como mostrado na Figura 5.35, o valor médio da temperatura é $32,4 \pm 0,17 \text{ }^\circ\text{C}$ e o deslocamento de frequência devido à radiação de corpo negro é $\frac{\Delta\nu_{BBR}}{\nu_0} = -1,84 \times 10^{-14}$.

Figura 5.35 - Medida da variação temporal da temperatura da câmara de vácuo ao longo de alguns dias.

A incerteza na medida do deslocamento devido à radiação de corpo negro é consequência da incerteza para se determinar a temperatura efetiva na cavidade de micro-ondas. No gráfico da Figura 5.35 medimos a variação temporal da temperatura ao longo de alguns dias. Uma flutuação de $dT = 0,6 \text{ }^\circ\text{C}$ na temperatura medida é observada durante esse período. Isso resulta numa incerteza na medida da temperatura de $\frac{\delta\nu_{BBR}}{\nu_0} = 1 \times 10^{-16}$. Como descrito anteriormente, toda a região da cavidade de micro-ondas é mantida a uma temperatura ligeiramente superior a temperatura ambiente para sintonizar a cavidade na

transição atômica. Para reduzir ainda mais essa sensibilidade implementaremos um controle ativo de temperatura para compensar quaisquer variações na temperatura da sala e que possam afetar a medida da transição relógio.

Os deslocamentos de frequência calculados até agora são mostrados na Tabela 5.1. A incerteza com que a frequência da transição relógio é medida é limitada pelo efeito Zeeman de segunda ordem. Vários outros deslocamentos ainda serão medidos, como cavity pulling, efeito Doppler se primeira ordem e deslocamento luminoso. A partir desses resultados podemos saber que direção tomar para aperfeiçoar nosso sistema.

Tabela 5.1 - Tabela de incertezas para o padrão de frequência compacto.

<i>EFEITO FÍSICO</i>	<i>CORREÇÃO</i>	<i>INCERTEZA</i>
Efeito Gravitacional	$-1,0 \times 10^{-14}$	$-5,4 \times 10^{-15}$
Efeito Doppler de Segunda Ordem	$-4,2 \times 10^{-19}$	10^{-21}
Efeito Zeeman de Segunda Ordem	$4,1 \times 10^{-9}$	$0,45 \times 10^{-9}$
Radiação de Corpo Negro	$-1,84 \times 10^{-14}$	$-1,0 \times 10^{-16}$

6 CONCLUSÕES E PRÓXIMOS PASSOS

Metrologia científica de tempo e frequência tem recebido enorme atenção internacional já há várias décadas, principalmente pela enorme aplicabilidade dos padrões de tempo e frequência nos sistemas de telecomunicações e posicionamento global (GPS), determinação de outros padrões, calibração de instrumentos de medida, metrologia científica e legal, etc. A demanda por maior precisão na medida do tempo tem desenvolvido a tecnologia aos extremos. Relógios atômicos de uma nova geração, ainda nem disponível comercialmente, têm se utilizado de tecnologia mais moderna, baseando-se em feixes de luz laser para análise. Além disso, o uso de átomos frios nas chamadas "fountains" atômicas fez com que fosse possível avaliar sinais de frequência com uma precisão nunca antes alcançada. A maior precisão será fundamental para a crescente demanda em telecomunicação via satélite, redes de computadores, além da revolução no sistema de posicionamento global (GPS). O Brasil, com seus vários planos de independência tecnológica com satélites, indústria aeronáutica, informática e telecomunicações, deve investir com urgência na formação de laboratórios e RH nesta área. Dominando esta importante tecnologia não só poderemos impulsionar vários setores da indústria, como também atrair empresas e investimentos de empresas de alta tecnologia, usuárias de uma padronização de tempo e frequência em seus produtos. Com este programa estivemos nos preparando para uma nova geração de relógios atômicos bem como para contribuir com a determinação da coordenada de tempo atômico internacional, com a indústria brasileira em geral, e na promoção de pesquisas científicas de alto nível na fronteira do conhecimento (54-55).

Basicamente um padrão atômico de frequência é um sistema capaz de extrair do átomo uma referência baseada em suas transições de estado. Diferentes técnicas de "interrogar" os átomos diferenciam experimentos em desempenho, custo, robustez, mobilidade, etc. Isso faz com que sejam implementados, dentro dessa área, os mais variados experimentos, tanto em espécies de átomos, como na maneira de extrair sua informação.

Recentemente as atenções de alguns laboratórios do mundo estão focalizadas no uso de átomos frios para produzir padrões de frequência compactos (56-58) e de alto desempenho. Foi pensando nessa tendência que resolvemos desenvolver este projeto em nosso laboratório de metrologia de tempo e frequência. Iniciamos esse projeto com o intuito de, primeiramente, fazer uma prova de princípio do conceito utilizando átomos frios aprisionados dentro de uma

célula de vidro e interrogados por uma antena. Como os resultados obtidos apontaram para direções bastante promissoras na utilização desse tipo de dispositivo como um padrão de frequência primário, seguimos em frente com o projeto e decidimos construir um padrão de frequência com o mesmo tipo de funcionamento do anterior, só que agora, com uma cavidade de micro-ondas esculpida dentro da câmara de vácuo.

Este trabalho descreveu a construção desse padrão de frequência compacto utilizando uma cavidade de micro-ondas para interrogar a transição relógio e mostrou os primeiros resultados obtidos assim como quantificamos alguns deslocamentos de frequência.

Cerca de 10^9 átomos de ^{133}Cs são aprisionados por uma armadilha magneto-óptica e logo em seguida liberados. Durante a expansão da nuvem de átomos são aplicados dois pulsos de micro-ondas separados temporalmente na cavidade de micro-ondas. Ao final do ciclo de funcionamento um laser de prova detecta, por fluorescência, a quantidade de átomos que sofrem a transição que define o segundo como unidade básica do SI (5). Aplicando pulsos de $\tau = 1\text{ ms}$ de duração separados por um tempo $T = 8\text{ ms}$ livre do campo oscilatório, obtivemos franjas de interferência de Ramsey de 52 Hz de largura e uma estabilidade em curto prazo de 10^{-13} . Acreditamos que essa estabilidade está limitada principalmente pela variação do número de átomos frios e pela baixa relação sinal ruído das franjas de Ramsey.

Tanto o efeito Zeeman de segunda ordem como a radiação de corpo negro constituem os dois mais importantes deslocamentos de frequência durante o processo de radiação atômica. Para reduzir o seu efeito, um controle ativo de campo magnético e temperatura será implementado para controlar o ambiente dos átomos. O sistema de compensação de campo magnético já está implementado, mas, ele opera em condição de laço aberto, sem um controle de realimentação contra possíveis variações temporais de campo externo. Também devemos colocar blindagens magnéticas em torno do sistema para ajudar a diminuir campos espúrios.

Para a temperatura, ao longo da câmara de vácuo foram posicionadas duas cintas térmicas. Elas tem a finalidade de homogeneizar a temperatura ao longo dessa região e mantê-la em 32°C que corresponde à temperatura de sintonia da cavidade de Ramsey. Esse controle também funciona em condição de laço aberto e um controle de realimentação contra possíveis variações temporais de temperatura faz-se necessário.

Devido às instabilidades do nosso sistema, não foi possível determinar todos os deslocamentos de frequência aos quais ele está sujeito, mas eles serão determinados o mais breve possível, pois será essencial para a sua futura utilização como padrão primário. Cada experimento desse tipo tem suas particularidades, sendo necessário desenvolver o *know-how* próprio de cada grupo de pesquisa na área. Será baseado nesse conhecimento e experiência

que, após caracterizar por completo o padrão compacto, iremos desenvolver um novo padrão, ainda mais reduzido, mas com o mesmo princípio de funcionamento.

6.1 NOVO PROJETO

Ao se fazer alguma prova de princípios, é preciso também propor formas de usá-los em benefício da área em que se insere. Em metrologia, ocorrem diversos fatores que são dominantes na aplicabilidade de uma nova tecnologia. Enquanto procura-se naturalmente alta acurácia e boa estabilidade, outros fatores como operacionalidade e portabilidade são também importantes. Estas últimas características são em especial importantes para diversificar as aplicações do sistema.

Os princípios básicos demonstrados nesta tese nos permitem vislumbrar um novo modelo de relógio atômico tendo como concepção básica a nuvem de átomos frios em expansão no interior de uma cavidade. Além dessa principal característica, o novo modelo que estamos planejando, é adequadamente compacto para permitir diversas aplicações.

Os relógios que atualmente apresentam maior atuação nas aplicações são os relógios à base de feixe térmico. Estes relógios apresentam cavidade de micro-ondas com duas regiões de interação, separadas por 10 *cm*. Como temos átomos de Cs térmicos, a velocidade média dos átomos é em torno de 200 *m/s*, tendo consequentemente um tempo de transito de 5×10^{-4} s, que leva a uma largura de linha ao redor de 900 *Hz*. Estes relógios têm seus tamanhos limitados pelo espaço necessário ao feixe. O relógio aqui demonstrado tem um tempo de trânsito maior que 2×10^{-3} s, fato que leva a larguras de linhas inferiores a 100 *Hz*. Os átomos frios desta forma já apresentam vantagem neste aspecto, mas o mais importante é o fato que o tamanho do relógio deixa de ter o limitante dos relógios de feixe. Agora, o limite é basicamente o tamanho da cavidade de micro-ondas, que é inferior a 5 *cm*.

O fato do relógio baseado em uma nuvem de átomos em expansão não ter limitação de tamanho, permite imaginar a possibilidade de um relógio ainda mais compacto. De fato, este será o novo passo deste projeto. Pretendemos construir um relógio compacto, onde todos os ingredientes essenciais ficarão acoplados em um único bloco metálico. As partes importantes ao se imaginar um relógio à base de átomos frios são mostradas na Figura 6.1.

Figura 6.1 - Partes importantes para a construção de um relógio atômico baseado em átomos frios.

Todos estes elementos necessitam de estabilidade mecânica e elétrica, além de um sistema de vácuo eficiente. Nossa ideia é a de integrar todos os elementos em um bloco. Este bloco além de dar estabilidade mecânica ao sistema permitirá também obter estabilidade térmica, necessária para a cavidade de micro-ondas e os lasers.

A câmara na qual os átomos ficarão armadilhados será a cavidade de micro-ondas. Átomos serão fornecidos através de “dispensers” Isto nos permitirá ter uma fonte constante e controlada de átomos, sem comprometer o vácuo necessário. A cavidade de micro-ondas será usinada no próprio bloco metálico, que também comportará compartimentos para o laser e para a cadeia de micro-ondas. O bloco terá temperatura controlada com um único sistema e desta forma estabilizará todos os elementos contidos dentro dele, Figura 6.2.

Figura 6.2 - Esquema de como será implementado o novo padrão de frequência compacto.

Todos os feixes de luz serão conduzidos por fibras ópticas e serão diretamente acoplados à cavidade que contém os átomos.

O relógio atômico compacto será a primeira contribuição brasileira de um padrão primário de alta relevância. Funcionando dentro do esperado, há possibilidade de um produto estratégico para ampla aplicabilidade.

REFERÊNCIAS

- 1 BUREAU INTERNACIONAL DES POIDS ET MESURES (BIPM) Le système international d'unités. *Disponível em:* <<http://www.bipm.org/en/si>>. Acesso em 02/03/2010.

- 2 MILLS, I. M.; MOHR, P. J.; QUINN, T. J.; TAYLOR, B. N.; WILLIAMS, E. R. Redefinition of the kilogram, ampere, Kelvin and mole: a proposed approach to implementing CIPM recommendation 1 (CI-2005). *Metrologia*, v. 43, n. 3, p. 227-246, 2006.

- 3 AUGUSTINUS, A. *Confessiones XI*. p.14.

- 4 EINSTEIN, A. Translation of "*Zeit ist das, was man an der Uhr abliest*".

- 5 CONFÉRENCE GÉNÉRALE DES POIDS ET MESURES, 13., 1967-1968. Résolution 1, CR, 103. Definition of basic si units. *Metrologia*, v. 4, n. 3, p. 147, 1968.

- 6 JESPERSEN, J.; FITZ-RANDOLPH, J. *From sundials to atomic clocks*. Mineola: Dover Publications, 1999.

- 7 RAMSEY, N. F. Application of atomic clocks. In: Figger H.; Meschede D.; Zimmermann C. (Eds). *Laser physics at the limits*. Berlin: Springer, 2002. p. 3–8.

- 8 BIZE, S.; et al Cold atom clocks and applications. *Journal of Physics B: atomic, molecular and optical physics*, v. 38, n. 9, p. 449-468, 2005.

- 9 WYNANDS, R.; WEYERS, S. Atomic fountain clocks. *Metrologia*, v. 42, n. 3, p. 64-79, 2005.

- 10 HEAVNER, T. P.; JEFFERTS, S. R.; DONLEY, E. A.; SHIRLEY, J. H.; PARKER, T. E. NIST F1: recent improvements and accuracy evaluations. *Metrologia*, v. 42, n. 5, p. 411-422, 2005.

- 11 PORSEV, S. G.; DEREVIANKO, A. Multipolar theory of blackbody radiation shift of atomic energy levels and its implications for optical lattice clocks. *Physical Review A*, v. 74, n. 2, p. 020502-1-020502-4, 2006.

- 12 BOYD, M. M. ; LUDLOW, A. D. ; BLATT, S. ; FOREMAN, S. M. ; IDO, T. ; ZELEVINSKY, T. ; YE, J. ^{87}Sr lattice clock with inaccuracy below 10^{-15} . *Physical Review Letters*, v. 98, n. 8, 083002-1-083002-4, 2007.

- 13 BARBER, Z. W. ; HOYT, C. W. ; OATES, C. W. ; HOLLBERG, L. Direct excitation of the forbidden clock transition in neutral ^{174}Yb atoms confined to an optical lattice. *Physical Review Letters*, v. 96, n. 8, 083002-1-083002-4, 2006.

- 14 OSKAY, W. H. ; DIDDAMS, S. A. ; DONLEY, E. A. ; FORTIER, T. M. ; HEAVNER, T. P., HOLLBERG, L. ; ITANO, W. M. ; JEFFERTS, S. R. ; DELANEY, M. J. ; KIM, K. ; LEVI, F. ; PARKER, T. E. ; BERGQUIST, J. C. Single-Atom optical clock with high accuracy. *Physical Review Letters*, v. 97, n. 2, 020801-1-020801-4, 2006.

- 15 TREMINE, S.; GUERANDEL, S.; HOLLEVILLE, D.; DELPORTE, J.; DIMARCQ, N.; CLAIRON, A. Limitations to the short term frequency stability in a compact cold atom clock. In: INTERNATIONAL FREQUENCY CONTROL SYMPOSIUM. 2005., Vancouver. *Proceedings...* Vancouver: IEEE, 2005. p. 111-116.

- 16 TREMINE, S.; GUERANDEL, S.; HOLLEVILLE, D.; CLAIRON, A.; DIMARCQ, N. Development of a compact cold atom clock. In: INTERNATIONAL FREQUENCY CONTROL SYMPOSIUM AND EXPOSITION. 2004., Montreal. *Proceedings...* Montreal: IEEE, 2004. p. 65-70.

- 17 RAMSEY, N. F. The method of successive oscillatory fields. *Physics Today*, v. 33, n. 7, p. 25–30, 1980.

- 18 ITANO, W. M.; RAMSEY, N. F. Accurate measurement of time. *Scientific American*, v. 269, p. 46-53, July 1993.

- 19 GIBBLE, K.; VERHAAR, B. J. Eliminating cold-collision frequency shifts. *Physical Review A*, v. 52, n. 4, p. 3370-3373, Oct. 1995.

- 20 AUDOIN, C. Caesium beam frequency standards: classical and optically pumped. *Metrologia*, v. 29, n. 2, p. 113–134, 1992.

- 21 VANIER, J.; AUDOIN, C. *The quantum physics of atomic frequency standards*. Bristol: Adam Hilger, 1989. v.1

22 CHU, S.; HOLLBERG, L.; BJORKHOLM, J. E.; CABLE, A.; ASHKIN, A. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. *Physical Review Letters*, v. 55, n. 1, p. 48-51, 1985.

23 CASTIN, Y.; WALLIS, H.; DALIBARD, J. Limit of doppler cooling. *Journal of Optical Society of America B*, v. 6, n. 11, p. 2046–2057, Nov. 1989.

24 BAGNATO, V. S.; ZILIO, S. C. Ultimate temperature for laser cooling of two-level neutral atoms. *Revista Brasileira de Física*, v. 19, n. 1, p. 127-136, 1989.

25 PRITCHARD, D.; RAAB, E.; BAGNATO, V. S.; WIEMAN, C.; WATTS, R. Light traps using spontaneous forces. *Physical Review Letters*, v. 57, n. 3, p. 310-313, 1986.

26 RAAB, E. L.; PRENTISS, M.; CABLE, A.; CHU, S.; PRITCHARD, D. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Physical Review Letters*, v. 59, n. 23, p. 2631-2634, 1987.

27 METCALF, H.; STRATEN, P. VAN DER. Laser cooling and trapping of atoms. *Journal of Optical Society of America B*, v. 20, n. 5, p. 887-908, 2003.

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

29 RABI, I. I.; ZACHARIAS, J. R.; MILLMAN, S.; KUSCH, P. A new method of measuring nuclear magnetic moment. *Physical Review*, v. 53, n. 4, p. 318, 1938.

30 RAMSEY, N. F. A molecular beam resonance method with separated oscillating fields. *Physical Review*, v. 78, n. 6, p. 695–699, June 1950.

31 RAMSEY, N. F. *Molecular beams*. Oxford: Oxford University Press, 1985.

32 KOGA, Y. An improved method of measuring the Zeeman shift in cesium beam frequency standards. *Japanese Journal of Applied Physics*, v. 23, n. 6, p. 97-100, 1984.

33 VANIER, J.; AUDOIN, C. *The quantum physics of atomic frequency standards*. Bristol: Adam Hilger, 1989. v. 2

34 ALLAN, D. W. Time and frequency (time domain) characterization, estimation, and prediction of precision clocks and oscillators. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, UFFC-34, n. 6, p. 647–654, Nov. 1987.

35 ALLAN, D. Statistics of atomic frequency standard. *Proceedings of the IEEE*, v. 54, n. 2, p. 221–231, 1966.

36 MAKDISSI, A.; CLERQ, E. Evaluation of the accuracy of the optically pumped caesium beam primary frequency standard of the BNM-LPTF. *Metrologia*, v. 38, n. 5, p. 409–425, 2001.

37 BEBEACHIBULI, A. *Relógio atômico a feixe efusivo de Césio: estudo da estabilidade e da acurácia como função do deslocamento da frequência Atômico devido ao efeito Zeeman de segunda ordem, ao cavity pulling e ao Rabi pulling*. 2003. 110 p. Dissertação (Mestrado) - Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2003.

38 BEBEACHIBULI, A.; SANTOS, M. S.; MAGALHÃES, D. V.; MÜLLER, S. T.; BAGNATO, V. S. Characterization of the main frequency shifts for the brazilian ^{133}Cs atomic frequency standard. *Brazilian Journal of Physics*, v. 35, n. 4A, p. 1010-1015, 2005.

39 MÜLLER, S. T.; MAGALHÃES, D. V.; BEBEACHIBULI, A.; SANTOS, M. S.; BAGNATO, V. S. Demonstration and observatios of a frequency standard based on an expanding cold atoms cloud of cesium. In: INTERNATIONAL FREQUENCY CONTROL SYMPOSIUM. 2005, Vancouver. *Proceedings...* Vancouver: IEEE, 2005. p. 288-291.

40 MAGALHÃES, D. V.; MÜLLER, S. T.; BEBEACHIBULI, A.; ALVES, R. F.; BAGNATO, V. S. Comparative short-term stability for the cs beam and an expanding cold atomic cloud of cs used as atomic frequency standard. *Laser Physics*, v. 16, n. 8, p. 1-4, 2006.

41 RAMO, S.; WHINNERY, J. R.; VAN DUZER, T. *Fields and waves in communication electronics*. New York: John Wiley & Sons, 1965.

42 MÜLLER, S. T.; MAGALHÃES, D. V.; BEBEACHIBULI, A.; ORTEGA, T. A.; AHMED, M.; BAGNATO, V. S. Free expanding cloud of cold atoms as an atomic standard: Ramsey fringes contrast. *Journal of the Optical Society of America B*, v. 25, n. 6, p. 909-914, 2008.

43 KAJFEZ, D.; GUILLON, P. *Dielectric resonators*. Norwood: Artech House, 1986.

44 GARCIA NAVA, J. F.; WALLS, F. L.; SHIRLEY, J. H.; LEE, W. D.; DELGADO ARAMBURO, M. C. Environmental effects in frequency synthesizers for passive frequency standards. In: INTERNATIONAL FREQUENCY CONTROL SYMPOSIUM. 1996, Honolulu. *Proceedings...* Honolulu: IEEE, 1996. p. 973-979.

45 SANTARELLI, G.; AUDOIN, C.; MAKDISSI, A.; LAURENT, P.; DICK, G. J.; CLAIRON, A. 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, July 1998.

46 NIST - NATIONAL INSTITUTE OF STANDARDS AND TECHNOLOGY. *Cs Synthesiser – Manual de Operação*.

47 TUBOY, A. *Preparação de laser de diodo e sua utilização no aprisionamento e estudo de átomos frios*. 1996. 121 f. Tese (Doutorado) - Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 1996.

48 HARVEY, K. C.; MYATT, C. J. External-cavity diode laser using a grazing-incidence diffraction grating. *Optics Letters*, v. 16, n. 12, p. 910-912, 1991.

49 LABACHELERIE, M. DE; LATRASSE, C.; KEMSSU, P.; CEREZ, P. The frequency control of laser diodes. *Journal de Physique III - France*, v. 2, n. 9, p. 1557-1589, 1992.

50 METCALF, H.; STRATEN, P. VAN DER. *Laser cooling and trapping*. New York: Springer-Verlag, 1999.

51 SALINAS, S. R. A. *Introdução à física estatística*. 2ª ed. São Paulo: Editora da Universidade de São Paulo, 1999.

52 BIZE, S. *Test fondamentaux à l'aide d'horloges à atomes froids de rubidium et de césium*. 2001. 214 p. Tese (Doutorado) - Universidade de Paris VI, 2001.

53 BUREAU INTERNACIONAL DES POIDS ET MESURES (BIPM) *Internacional atomic time*. Disponível em: <<http://www.bipm.org/en/scientific/tai/tai.html>>. Acesso em 02/03/2010.

54 MAGALHÃES, D. V. *Desenvolvimento de uma fountain atômica para utilização como padrão primário de tempo*. 2004. 166 p. Tese (Doutorado) - Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2004.

55 BEBEACHIBULI, A. *Espectroscopia Ramsey em um chafariz atômico*. 2007. 127 p. Tese (Doutorado) - Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2007.

56 ESNAULT, FX.; PERRIN, S.; TREMINE, S.; GUERANDEL, S.; HOLLEVILLE, D.; DIMARCQ, N.; HERMANN, V.; DELPORTE, J. Stability of the compact cold atom clock HORACE. In: INTERNATIONAL FREQUENCY CONTROL SYMPOSIUM. 2007, Genebra. *Proceedings...* Genebra: IEEE, 2007. p. 1342-1345.

57 ZANON, T.; TREMINE, S.; GUERANDEL, S.; CLERCQ, E. DE; HOLLEVILLE, D.; DIMARCQ, N.; CLAIRON, A. Observation of Raman-Ramsey Fringes with optical CPT pulses. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, v. 45, n. 2, Apr. 2005.

58 AFFOLDERBACH, C.; DROZ, F.; MILETI, G. Experimental demonstration of a compact and high-performance laser-pumped rubidium gas cell atomic frequency standard. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, v. 55, n. 2, p. 429–435, Apr. 2006.

APÊNDICE A CONSTANTES FUNDAMENTAIS DA FÍSICA E DO ÁTOMO DE ^{133}CS

A.1 CONSTANTES FÍSICAS

Tabela A.1 - Constantes Fundamentais da Física.

CONSTANTE	SÍMBOLO	VALOR
Magneton de Bohr	μ_B	$9,27400899(37) \times 10^{-24} \text{ J T}^{-1}$
Velocidade da luz no vácuo	c	$299792458 \text{ m s}^{-1}$
Permeabilidade magnética do vácuo	μ_0	$4\pi 10^{-7} \text{ N A}^{-2}$
Permeabilidade elétrica do vácuo	ϵ_0	$8,85401870817 \dots 10^{-12} \text{ F m}^{-1}$
Constante de Planck	h	$6,62606876(52) 10^{-34} \text{ J s}$
Constante de Boltzmann	k_B	$1,386503(24) 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$
Carga Elétrica	e	$1,602176462(63) 10^{-19} \text{ C}$
Constante de Estrutura fina	α	$7,297352533(27) 10^{-3}$
Aceleração da Gravidade	g	$9,80665 \text{ m s}^{-2}$

A.2 ÁTOMO DE ^{133}Cs

Tabela A.2 – Parâmetros do Átomo de ^{133}Cs .

Número Atômico	55
Massa Atômica	$2,20694650(17) \times 10^{-25}\text{Kg}$
Elétron de Valência	$6s^1$
Pressão de Vapor a 25°C	$1,3 \times 10^{-3}$
Abundância do ^{133}Cs	100%
Tempo de vida nuclear	Estável
Spin nuclear	$I = 7/2$
Fator de Landé nuclear	$g_I = -4,013 \times 10^{-4}$
Fator de Landé Eletrônico ($6^2S_{1/2}$)	$g_J = 2,00254032(20)$
Frequência de transição hiperfina	9192631770Hz
Comprimento de onda da linha D_1 (no vácuo)	$\lambda_{D1} = 894,36\text{nm}$
Comprimento de onda da linha D_2 (no vácuo)	$\lambda_{D2} = 852,34727582(27)\text{nm}$
Número de onda da linha D_2 ($2\pi/\nu_{D2}$)	$k = 7,0235 \times 10^{-6}\text{m}^{-1}$
Frequência da linha D_2	$\nu_{D2} = 351,72571850(11)\text{THz}$
Tempo de vida do estado excitado $6^2P_{3/2}$	$\tau = 30,473(39)\text{ns}$
Largura de linha natural, $\text{linha } D_2 1/\tau$	$\Gamma = 2\pi \times 5,2152\text{MHz}$
Intensidade de Saturação da linha $D_2(\pi\hbar c/3\lambda^3\tau)$	$I_s = 1,09\text{mWcm}^{-2}$
Seção de choque de absorção (D_2)	$\sigma_{ge} = 346,9 \times 10^{-15}$
Máxima aceleração da saturação da linha D_2	$a_{\max} = 5,7 \times 104\text{ms}^{-2}$
Velocidade de recuo do fóton (D_2)	$v_r = 3,52\text{mms}^{-1}$
Temperatura de recuo	$T_r = 0,198\mu\text{K}$
Velocidade de captura ($1/\tau k$)	$v_C = 4,42\text{mms}^{-1}$
Temperatura Doppler	$T_D = 124\mu\text{K}$