UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS

DEPARTAMENTO DE FÍSICA E CIÊNCIA DOS MATERIAIS

METROLOGIA DE TEMPO E FREQÜÊNCIA : RELÓGIO DE FEIXE DE CÉSIO E CHAFARIZ COM ÁTOMOS FRIOS

FLÁVIO TELES CARVALHO DA SILVA

Tese apresentada ao Instituto de Física de São Carlos, da Universidade de São Paulo, para a obtenção do título de Doutor em Ciências : Física aplicada

Orientador: Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato

USP/IFSC/SBI

8-2-001448

São Carlos

2002

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA INFORMAÇÃO

Silva, Flávio Teles Carvalho
Metrologia de Tempo e Freqüência : Relógio de feixe de Césio e chafariz de átomos frios /Flávio Teles Carvalho da Silva - São Carlos,2002.
101p.

Tese (Doutorado)- Instituto de Física de São Carlos,2002.

Orientador : Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato

1.Tempo e freqüência. 2. Física atômica.
I. Título

UNIVERSIDADE
DE SÃO PAULO
Instituto de Física de São Carlos

Av. Trabalhador São-carlense, 400
Caixa Postal 369
13560-970 - São Carlos - SP - Brasil

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE DOUTORADO DE FLÁVIO TELES CARVALHO DA SILVA, APRESENTADA AO INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS, UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, EM 17-05-2002.

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato (Orientador e Presidente) – IFSC -USP

Paulo Nussenzveig

Prof. Dr. Paulo Alberto Nussenzveig – IF-USP

Prof. Dr. José Carlos Sartori – EESC-USP

Prof. Dr. Valentin Obac Roda – EESC-USP

Prof. Dr. Luis Gustavo Marcassa – IFSC-USP

Dedico este trabalho.....

à minha esposa Izabel e aos meus filhos Lucas e Victória

aos meus Pais Davi e Marlucia.

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Vanderlei S. Bagnato pela orientação e apoio na realização deste trabalho. Sem sua liderança e seu dinamismo este trabalho se tornaria inviável

Ao Prof Zílio por ter me orientado no mestrado.

Ao. Prof. Marcassa por suas valiosas opiniões no decorrer deste trabalho.

Ao Prof. Cleber pelo esclarecimento de várias dúvidas, no que diz respeito ao conceito físico das questões envolvidas neste trabalho.

À Dr. Mônica por inúmeros esclarecimentos sobre o funcionamentos dos relógios atômicos e por seu empenho na construção e caracterização dos mesmos.

Ao Daniel, amigo de longa data, que se juntou a nós nesta árdua caminhada.

Ao eng. Carlos por sua amizade e ajuda na parte eletrônica dos relógios.

À Aida pela sua dedicação e vontade de trabalhar nesta área de pesquisa.

Aos amigos do Ceará, Joatan, Newton, Kílvia, Cláudia, Carlos, Igor, Guilherme e Arthur por, juntamente comigo, terem vindo e vencido na USP-São Carlos.

Aos amigos de São Carlos Lino, Serginho, Gustavo, Marília, Cristina, Carla, Anderson, Leonardo (thê), Marcelo, Kaon, Edeson (BEC), Sérgio G e Fernandão.

À dedicação do sempre eficiente corpo técnico do grupo de óptica : Isabél e Glaucia (secretária), Seu Gilberto, Rui e Evaldo (técnicos).

Aos técnicos da oficina mecânica, pelo excelente trabalho realizado nas peças dos relógios por nós construídos

À Fapesp, Capes e CNPq pelo suporte financeiro .

INDÍCE

LISTA DE FIGURAS i

LISTA DE TABELAS v

RESUMO vi

ABSTRACT vii

Capítulo 1 - Introdução 1

Capítulo 2 – Padrão de freqüência atômico de feixe térmico 6

2.1) Princípio de funcionamento 6

2.1.1) Introdução 6

2.1.2) Descrição do funcionamento do padrão atômico a feixe de césio 7

2.2) Sistema Óptico 10

2.2.1) Introdução 10

2.2.2) Esquema óptico experimental 12

2.3) Microondas 18

2.4) Sistema de vácuo 21

2.5) Razão sinal ruído 24

2.6) Perfil de velocidade 28

2.6.1) Introdução 28

2.6.2) Medida do perfil de velocidade 29

2.7) Análise da franja de Ramsey 31

2.7.1) Introdução 31

2.7.2)Inomogenidade do campo magnético 32

2.7.3) Freqüência de Rabi 35

2.7.4) Deslocamento Doppler de 2ª ordem 37

2.7.5) Deslocamento de fase de cavidade 38

2.8) Deslocamentos de freqüências 39

2.8.1) Introdução 39

2.8.2) Deslocamento devido ao efeito Zeeman de segunda ordem 40

2.8.3) Deslocamento devido ao efeito Doppler de segunda ordem 41

2.8.4) Deslocamento devido a radiação de corpo negro 41

2.8.5) Deslocamento devido ao potencial gravitacional 42

2.8.6) Conclusão 42

2.9) Processo de avaliação 43

2.9.1) Introdução 43

2.9.2) Medida da estabilidade do padrão atômico a feixe térmico 45

2.10) Referência Bibliográficas 48

Capítulo 3 – Padrão de freqüência atômico de átomos frios 52

3.1) Princípio de funcionamento 52

3.1.1) Introdução 52

3.1.2) Descrição do funcionamento do padrão de átomos frios 53

3.2) Sistema óptico 56

3.3) Sistema de vácuo 58

3.4) Cavidade de microondas 60

3.5) Sintetizador de microondas 68

3.5.1) Introdução 68

3.5.2) Conceitos Básicos 69

3.5.3) Sintetizador de interrogação 72

3.5.3.1) Entradas e saídas 75

3.5.3.2) Região de baixa freqüência (10 MHz a 200 MHz) 75

3.5.3.3) Região de alta freqüência (200 MHz a 9 GHz) 75

3.5.3.4) Resultados 83

3.5.4) Sintetizador de preparação 87

3.5.4.1) Entradas e saídas 88

3.6) Sistema de controle 89

3.6.1) Introdução 89

3.6.2) Seqüência temporal 89

3.6.3) Osciladores controlados por tensão 92

3.7) Referências bibliográficas 96

Capítulo 4 – Conclusão 98

APÊNDICE A : Fotos dos relógios

APÊNDICE B : Dedução da Probabilidade Ramsey

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 : Diagrama esquemático do padrão de freqüência atômico a feixe de térmico 7

Figura 2.2 : Níveis de energia do césio, com a indicação da função do laser de bombeio, detecção e o de caimento dos átomos do nível excitado F'=4 8

Figura 2.3 : Primeira franja de Ramsey obtida em nosso padrão atômico 9

Figura 2.4 : Diagrama do padrão atômico a feixe de césio 9

Figura 2.5 : Tempo de evolução da diferença de população fracionada (Δn) Entre os subleveis m_F =0 do estado fundamental. O bombeio Óptico é realizado com um laser (I=10 mW/cm^2) 11

Figura 2.6 : Esquema do sistema óptico do padrão de feixe atômico 13

Figura 2.7 : Circuito de controle de temperatura da caixa do laser 14

Figura 2.8 : Variação da temperatura na caixa, como o controle de temperatura ligado 15

Figura 2.9 : Esquema para estabilização do laser de diodo 16

Figura 2.10 : Esquema inicial para controle de corrente e PZT 17

Figura 2.11 : Novo sistema de controle de corrente e PZT 17

Figura 2.12 : Diagrama do sintetizador de microondas e sua ligação coma as demais partes do padrão de freqüência atômico 18

Figura 2.13 : Estabilidade de freqüência de um par de cadeias de microondas produzidas pelo NIST 19

Figura 2.14 : Geometria da cavidade de microonda do padrão a feixe térmico 20

Figura 2.15 : Câmara de vácuo do padrão de feixe atômico 21

Figura 2.16 : Canal de conexão entre o forno e a câmara de vácuo : (a) Tubo de cobre com três colimadores, (b) Tubo de aço inoxidável, com um canal no centro 22

Figura 2.17 : Posicionamento dos bloqueadores na janela da câmara de vácuo 23

Figura 2.18 : Franja de Ramsey do padrão de feixe térmico, com a representação do valor pico-vale 26

Figura 2.19 : Variação da relação S/N com o fluxo atômico na zona de detecção 27

Figura 2.20 : Franja de Ramsey obtida com o sistema analógico e com o sistema digital 28

Figura 2.21 : Diagrama da montagem para medir o perfil de velocidade 29

Figura 2.22 : Perfil de velocidade medido 30

Figura 2.23 : Comparação entre o perfil de velocidade medido e o calculado 31

Figura 2.24 : As sete transições possíveis entre os níveis do estado fundamental do césio, antes da desmagnetização da cavidade de RF 33

Figura 2.25 : Deslocamentos do pedestal de Rabi para as sete linhas Zeeman , em função de m_F 34

Figura 2.26 : Topologia utilizada para desmagnetizar a bobina e a blindagem de RF 34

Fiigura 2.27 : As sete transições possíveis entre os níveis do estado fundamental do césio, depois da desmagnetização da cavidade de RF 35

Figura 2.28 : Franja de Ramsey medida no padrão a feixe térmico 37

Figura 2.29 : Segunda derivada da Franja de Ramsey da Fig. 7.5 37

Figura 2.30 : Deslocamento Doppler de segunda ordem 38

Figura 2.31 : Deslocamento de fase de cavidade para diferentes níveis de potência de microondas 38

Figura 2.32 : Conceito da variância de freqüência Δy 44

Figura 2.33 : Identificação dos ruídos na variância de Allan 45

Figura 2.34 : Esquema montado para aferição do relógio de feixe 45

Figura 2.35 : Estabilidade de freqüência do padrão atômico em relação a um padrão comercial 46

Figura 2.36 : Duas medidas da estabilidade de freqüência de nosso padrão atômico em relação a um padrão comercial 47

Figura 3.1 : Diagrama do padrão de freqüência a átomos frios 54

Figura 3.2 : Franjas de Ramsey do NIST-F1 55

Figura 3.3 Franja de Ramsey central do NIST-F1 55

Figura 3.4 : Diagrama esquemático da parte óptica da "fountain" 57

Figura 3.5 : Câmara de vácuo da "fountain" 58

Figura 3.6 : Variação da pressão na câmara devido ao seu aquecimento em etapas 60

Figura 3.7 : Distribuição do campo magnético e elétrico na cavidade com modo TE_{011} 61

Figura 3.8 : Esquema da cavidade de interrogação da "fountain' 62

Figura 3.9 : Sistema montado para caracterização da cavidade de interrogação 63

Figura 3.10 : Alteração da freqüência de ressonância da cavidade com a variação da sua temperatura 64

Figura 3.11 : Tela do analisador de rede, durante uma medida da freqüência de ressonância da cavidade de interrogação 65

Figura 3.12 : Esquema da cavidade de preparação 66

Figura 3.13 : Gráfico do posicionamento da cavidade de interrogação e preparação na câmara de vácuo 67

Figura 3.14 : Foto do suporte das cavidades 67

Figura 3.15 : "Phase-locked loop" básico 70

Figura 3.16 : Esquema usado para medir ruído de fase de elementos que não alteram a freqüência de entrada 71

Figura 3.17 : Configuração utilizada para medir ruído de fase de dispositivos que alteram a freqüência de entrada 71

Figura 3.18 : Topologia utilizada para medir ruído de fase de geradores 72

Figura 3.19 : Esquema da cadeia de interrogação 74

Figura 3.20 : Ruído de fase do BVA, VCXO e ORD medidos em 100 MHz 74

Figura 3.21 : Circuito 01 76

Figura 3.22 : Circuito 02 76

Figura 3.23 : Circuito 03 77

Figura 3.24 : Ganho em malha aberta do sistema de travamento de fase, para R_1=1 KΩ, R_2=100 KΩ e C= 47 nF 77

Figura 3.25 : Topologia utilizada para medir o ruído de fase do sistema de travamento de fase 100/10 MHz 78

Figura 3.26 : Ruído de fase do BVA, VCXO e VCXO travado em fase com BVA 79

Figura 3.27 : Circuito 04 81

Figura 3.28 : Topologia utilizada para medir o ruído de fase do "sampling mixer" 81

Figura 3. 29 : Ruído de fase do "sampling mixer" 82

Figura 3.30 : Topologia utilizada para medir a eficiência da PLL de alta freqüência 83

Figura 3.31 : Ruído de fase da PLL de alta freqüência 83

Figura 3.32 : Esquema utilizado para medir o ruído de fase da cadeia de interrogação 84

Figura 3.33 : Ruído de fase de duas cadeia de 9.1 GHz travadas em fase sobre um BVA de 10 MHz 84

Figura 3.34 : Ruído de fase de duas cadeias de 9.192 GHz travadas em fase sobre um BVA de 100 MHz 85

Figura 3.35 : Configuração utilizada para medir a estabilidade da cadeia de interrogação 88

Figura 3.36 : Variância de Allan da comparação entre duas cadeias de 9.1 GHz travadas em um único BVA de 10 MHz 86

Figura 3.37 : Diagrama da cadeia de preparação 88

Figura 3.38 : Seqüência temporal da "fountain" 89

Figura 3.39 : Circuito de para geração de pulsos da seqüência temporal da "fountain" 90

Figura 3.40 : Circuito que gera os 7 pulsos de controle da "fountain" 91

Figura 3.41 : Circuito do oscilador controlado por tensão (VC371) 92

Figura 3.42 : Controle dos osciladores 94

Figura 3.43 : Gerador de erro 94

Figura 3.44 : Sinal de controle ("lock de fase"), correção do oscilador escravo e do mestre 95

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 : Deslocamentos de freqüência sistemáticos
do padrão de freqüência térmico e suas incertezas 43

Resumo

Esta tese faz parte de um programa de estabelecimento de metrologia científica de tempo e freqüência no Brasil. Com este objetivo, estamos desenvolvendo dois padrões de freqüência atômicos : um de feixe térmico de ^{133}Cs bombeado opticamente, em funcionamento, e outro de átomos frios, em fase de conclusão. Para caracterizarmos o relógio de feixe, realizamos a medida da sua razão sinal ruído, do perfil de velocidade do feixe térmico e dos deslocamentos de freqüências presentes neste padrão. A estabilidade de freqüência de curto período medida neste relógio é de $\sigma(\tau) = (1.78 \times 10^{-11}) \times \tau^{-1/2}$. O processo de construção do relógio de átomos frios (sistema de vácuo, sistema de controle, cavidades e sintetizadores de microondas) é apresentado em detalhes.

Abstract

This work is part of the program for the establishment of time and frequency metrology in Brazil. To realize this objective we are developing two atomic frequency standards : optically pumped cesium-beam frequency standard, currently in operation, and an atomic fountain, which is in progress. The performance of the Cs beam standard was evaluated by the measurements of the signal-to-noise ratio, velocity distribution and some major frequency shifts. The measurement short term stability is $\sigma(\tau) = (1.78 \times 10^{-11}) \times \tau^{-1/2}$. The atomic fountain construction process (vacuum chamber, the control system, microwave cavities and synthesizers) is described in detail.

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA INFORMAÇÃO

Capítulo 1- Introdução

Dentro das ambições técnico-científicas do Brasil, é necessário a inclusão de um programa sério de metrologia científica. Em especial, a metrologia de tempo e freqüência deve receber destaque, devido à importância de sua utilização nas áreas de telecomunicação, posicionamento via satélites e nas demais áreas metrológicas. Possuir laboratórios com capacitação na produção e avaliação de padrões de freqüência é condição básica e necessária para o estabelecimento deste ramo de pesquisa em nosso país. Esta tese é parte do esforço realizado pelo Grupo de Óptica, do Instituto de Física de São Carlos (IFSC- USP), com o objetivo de estabelecer um centro de pesquisa em metrologia de tempo e freqüência no estado de São Paulo.

Metrologia de tempo e freqüência é o estudo dos métodos de medida de intervalo de tempo, com o qual se constrói uma base de tempo, e sua disseminação. A principal ferramenta desta área de pesquisa são os padrões de freqüência, geralmente chamados de relógios, que são utilizados para a medida de intervalo de tempo. Os relógios são dispositivos compostos de um evento periódico e um contador desse evento, com grau de precisão determinado pela regularidade do evento periódico envolvido em seu funcionamento.

Na busca de um relógio que possuísse precisão suficiente para atender suas necessidades, o homem utilizou os mais diversos eventos periódicos na construção de relógios. Podemos citar, por exemplo, os relógios solares, as clepsidras (baseados no escoamento d'água) e os relógios de areia [1]. O primeiro grande avanço na precisão dos relógios só foi obtido em meados de 1600, com a construção do primeiro relógio pendular, que tinha uma precisão de 10 s por dia. Assim, os relógios que utilizavam um movimento pendular como evento periódico passaram a ser referências na medida de intervalo de tempo. Em 1920, com a introdução de um "pêndulo escravo" neste tipo de relógio, foi alcançada uma precisão de poucos segundos por ano (uma parte em 10^7) [2].

O segundo avanço na precisão dos relógios foi obtido em 1920, com a construção do primeiro relógio baseado em oscilador de cristal de quartzo. Este tipo de relógio utiliza a vibração elástica de um cristal de quartzo, quando submetido a um campo elétrico, como evento periódico. Em 1940, tais relógios substituíram os pendulares como o padrão de laboratório primário na medida do intervalo de tempo.

A precisão desta categoria de relógio atinge o nível de 1s em 100 anos (uma parte em 10^9) [2]. Este padrão era um padrão secundário, cuja freqüência de ressonância era calibrada relativo ao Tempo dos "Ephemeris" (1s era definido como $\frac{1}{31566925{,}947}$ do ano de 1900). O problema em relação aos relógios de quartzo é que a freqüência de vibração do cristal depende do tipo de corte e de suas dimensões. Tal característica prejudica a utilização deste tipo de padrão como referência na medida do intervalo de tempo, pois é muito difícil a produção de dois cristais totalmente idênticos.

Um padrão de freqüência é caracterizado por sua exatidão (precisão), reprodutibilidade e estabilidade. Exatidão é a medida do grau com o qual um padrão independente concorda com o valor da definição da unidade de tempo. Reprodutibilidade refere-se à capacidade de padrões independentes, com as mesmas características, produzirem o mesmo valor na medida do intervalo de tempo. Estabilidade é a medida de quão bem a freqüência do padrão permanece constante. Na busca por um padrão que possuísse melhores características que os padrões de quartzo, Lord Kelvin sugeriu o uso de transições atômicas como evento periódico num padrão de freqüência. As transições atômicas possuem as seguintes vantagem sobre oscilações macroscópicas: (i) as transições sem perturbação são idênticas, (ii) as características das transições são imutáveis com o passar do tempo. Estas duas caraterísticas conferem a um Padrão de Freqüência Atômico - PFA (relógio atômico) uma elevada reprodutibilidade [3].

O primeiro relógio atômico foi desenvolvido em 1949 no "National Bureau of Standards" (NBS) e utilizava moléculas de amônia. Em 1957, pesquisadores do "Britain's National Physical Laboratory" desenvolveram um padrão atômico mais preciso e mais estável, que era baseado em átomos de césio. A partir desta data, e com o desenvolvimento deste tipo de padrão de freqüência em outros laboratórios, houve uma pressão para que o segundo fosse baseado na transição atômica. Esta mudança ocorreu em 1967, quando a 13ª Conferência Geral de Pesos e Medidas definiu o segundo como "a duração de 9 192 621 770 períodos da radiação correspondente à transição entre os dois níveis hiperfinos do estado fundamental do átomo de ^{133}Cs". Atualmente, os padrões de freqüência atômico, que utilizam

freqüências na região de microondas, podem ser divididos em duas categorias: padrões de feixe térmico, no qual os átomos de césio ou de outro elemento, são utilizados na forma de um feixe térmico, e padrões a átomos frios, que utilizam átomos com velocidade de alguns m/s. Padrões a feixe térmico, como o NIST-7 do "National Institute of Standards and Technology ", têm atingido precisão da ordem de aproximadamente 1 segundo em 1 milhão de anos (uma parte em 10^{14}), enquanto padrões de átomos frios (NIST-F1) já apresentam precisão da ordem de 1 segundo em 20 milhões de anos (uma parte em 10^{15}) [4].

Embora a exatidão alcançada pelos padrões de freqüência atômicos seja algo extraordinário, os avanços tecnológicos, principalmente na área de posicionamento via satélite e comunicação, continuam exercendo uma forte pressão por maior precisão. Isto leva a realização de pesquisas com a finalidade de desenvolver novos padrões de freqüência ou melhorar os já existentes [4]. Podemos citar, como exemplo, o projeto ACES ("Atomic clock ensemble in Space") da Agência Espacial Européia (ESA), que consiste no desenvolvimento e posicionamento na estação espacial internacional (ISS) de dois relógios, um de átomos frios (PHARAO) e um Maser de Hidrogênio, juntamente com canais ópticos e de microondas para a transferência de tempo e freqüência para os usuários da terra. A exatidão esperada para este sistema é de aproximadamente 1 segundo em 100 milhões de anos (uma parte em 10^{16}) [5]. Outro exemplo de pesquisas nesta área que tem apresentados resultados promissores é a metrologia de freqüência óptica, que utilizam ressonâncias ópticas extremamente estreitas em átomos frios ou armadilhas de íons. Neste caso um laser travado próximo da freqüência de ressonância óptica pode servir como um oscilador, altamente estável, para um relógio atômico totalmente óptico. Esperasse que este tipo de padrão atinja estabilidade da ordem de 10^{-18} [6]

Como visto acima, metrologia de tempo e freqüência é uma área de suma importância nos dias atuais e tem recebido grandes investimentos nos países desenvolvidos. Para que o Brasil não ficasse à margem dos desenvolvimentos obtidos nesta área de conhecimento, o Grupo de Óptica iniciou em 1996 a construção do primeiro relógio atômico de laboratório da América Latina. O relógio desenvolvido é um Padrão de Freqüência Atômico primário (PFAp), ou seja, utiliza átomos de ^{133}Cs na forma de um feixe térmico. Paralelamente à obtenção dos

primeiros resultados neste padrão, que ocorreu em 1998 [6], iniciamos a construção de um padrão de freqüência atômico a átomos frios de ^{133}Cs. Outra iniciativa brasileira que devemos ressaltar é o desenvolvimento de um padrão óptico de Cálcio nos laboratórios da UNICAMP.

Esta tese engloba trabalhos realizados nos dois padrões desenvolvidos no Grupo de óptica, e está organizada da seguinte forma: no Capítulo 2 discutiremos sobre o padrão de freqüência atômico de feixe térmico. Iniciaremos descrevendo o princípio de funcionamento deste padrão. O método de ressonância magnética utilizado (método de campos oscilantes), foi descrito em um trabalho anterior [7]. Em seguida, detalharemos o sistema óptico do padrão de feixe, dando ênfase às alterações realizadas a partir de 1998, que resultaram em melhorias na estabilização do laser de diodo. Na seção seguinte, discutiremos o sintetizador e a cavidade de microonda utilizados neste relógio. O sistema de vácuo, bem como as melhorias nele realizadas, também são descritos numa seção deste capítulo. Após o detalhamento das principais partes que compõem este padrão, descreveremos as medidas realizadas para sua caracterização. Iniciaremos com o cálculo da razão sinal ruído do sinal de interferência (franja de Ramsey) obtido no padrão. Este é um importante elemento para caracterização completa de um padrão de freqüência atômico. Em seguida, apresentaremos a importância do conhecimento do perfil de velocidade do feixe térmico e o método utilizado para a medida deste perfil. Dando continuidade à caracterização deste padrão, detalharemos a utilização das franjas de Ramsey obtidas como ferramenta para a análise do desempenho do relógio atômico. Na seção seguinte, discutiremos o cálculo e os valores obtidos para vários deslocamentos de freqüência presentes no padrão. Esta é uma das principais etapas no processo de caraterização de qualquer padrão de freqüência. Finalizaremos este capítulo mostrando o processo de avaliação da estabilidade de freqüência do sinal de saída deste padrão atômico. Nesta seção, detalharemos o método utilizado na avaliação, o sistema montado para realização desta avaliação e discutiremos os resultados obtidos.

No Capítulo 3 descreveremos os trabalhos realizados no padrão de freqüência atômico a átomos frios. A primeira seção deste capítulo é dedicada à descrição do princípio de funcionamento deste tipo de padrão. Na seção seguinte discutiremos o sistema óptico montado. Toda a estrutura de vácuo deste padrão, bem como o trabalho realizado para a obtenção do vácuo desejável, também se encontram descritos neste capítulo. A parte de microonda do padrão de átomos frios foi dividida em duas seções. A primeira é dedicada à descrição do projeto, confecção e testes das cavidades de microondas. A segunda seção dedicada à parte de microondas descreve a construção e caracterização dos sintetizadores de microondas utilizados neste padrão. O desenvolvimento desses sintetizadores representa um dos maiores avanços obtidos pela nossa equipe na área de metrologia de tempo e freqüência. Finalizaremos este capítulo apresentando os trabalhos realizados na parte de controle do padrão a átomos frios, dando ênfase ao controle dos osciladores (VCO) utilizados na partes óptica deste padrão.

As conclusões sobre os avanços obtidos na área de metrologia de tempo e freqüência no Brasil, com a realização deste trabalho e sugestões de trabalhos futuros se encontram no capítulo 4.

No apêndice A mostraremos algumas fotos das partes que compõem os dois padrões descritos nesta tese. Também apresentaremos os artigos publicados em periódicos, decorrentes do trabalho apresentado nesta tese.

Referências Bibliográficas

[1] J. Jesperrsen, "From sundials to atomic clock", Dover Publications, (1982).

[2] Wayne M. Itano, Norman. F. Ramsey, Scient. American, **269**, 56 (1993).

[3] Norman F. Ramsey, Jour. Reseach of Nat. Bureau Standards, **88**, 301 (1983).

[4] J. C. Bergquist et al, Phys. Today, **54**, 37 (2001).

[5] Y. Sortais et al, Phys. Scripta, **T95**, 50 (2001).

[6]TH. Udem , R. Holzwarth and T.W. Hansch, Nature, **416**,233 (2002)

[6] Flávio Teles C. da Silva, "Construção e avaliação de um relógio atômico de Césio", dissertação de mestrado apresentada em 1998, no Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo.

Capítulo 2 - Padrão de freqüência atômico de feixe térmico

2.1) Princípio de funcionamento

2.1.1) Introdução

O princípio de funcionamento de um padrão de freqüência atômico a feixe térmico baseia-se em avanços obtidos na área de espectroscopia atômica ao longo do século XX [1]. O primeiro avanço na área de espectroscopia a ser utilizado pelos padrões atômicos foi o método de ressonância magnética em feixe atômico, desenvolvido por Isaac Rabi e colaboradores em 1930 [2]. Este método permite a investigação do nível atômico em que os átomos se encontram, quando estes estão em um feixe atômico. Está técnica foi utilizada nos primeiros padrões de freqüência atômicos. O segundo grande avanço utilizado foi o método de campo oscilantes separados, desenvolvido por Ramsey em 1949 [3]. Ao invés de irradiar os átomos do feixe atômico com um campo magnético único (método de Rabi), para obter a transição entre os níveis de um determinado estado do átomo, esta técnica submete os átomos a dois campos oscilantes, separados por uma distância (L). Sua principal vantagem é a diminuição da largura de linha do sinal de ressonância, que fornece a probabilidade de transição atômica no padrão (franja de Ramsey). Alfred Kastler propôs em 1950 a substituição dos campos magnéticos, utilizados para seleção e detecção dos átomos num padrão a feixe térmico, por bombeio óptico [4]. A principal conseqüência desta substituição é o aumento do número de átomos que estarão aptos a realizar a transição do padrão atômico, aumentando a razão sinal ruído do mesmo. Os três avanços na área de espectroscopia citados acima, renderam a seus respectivos pesquisadores o prêmio Nobel (Rabi 1944, Kastler 1966 e Ramsey 1989). Isto nos fornece uma idéia do grau de importância das técnicas utilizadas na construção de um padrão atômico de freqüência.

Neste seção descreveremos o funcionamento de um padrão de freqüência atômico a feixe térmico bombeado opticamente. Este padrão é basicamente composto de uma câmara de vácuo, um sistema óptico, uma cavidade de microondas, um sistema de detecção de fluorescência, um sintetizador de microonda e um microcomputador.

2.1.2) Descrição do funcionamento do padrão atômico a feixe de césio bombeado opticamente

O funcionamento do padrão a feixe térmico construído em nosso laboratório é ilustrado na Fig. 2.1. Os átomos de césio que saem do forno, num feixe efusivo, encontram-se nos níveis F=3 ou F=4 do seu estado fundamental. Ao atravessarem o laser de bombeio (sintonizado na transição $6S_{1/2}$, F=4 $\rightarrow$ $6P_{3/2}$,F'=4) os átomos em F=4 são excitados para o estado F'=4, e decaem para o estado fundamental F=3 ou F=4, como pode ser observado na Fig. 2.2. Assim, após vários ciclos de absorção e emissão conseguimos colocar a maioria dos átomos do feixe atômico no estado F=3. Esta etapa é chamada de preparação dos átomos e tem como objetivo colocar a maior quantidade possível de átomos no estado ideal (F=3). Desta forma, aumentamos a quantidade de átomos que realizam a transição do padrão ($6S_{1/2}$ F=3, m_F=0 $\rightarrow$ $6S_{3/2}$ F=4, m_F=0), conseqüentemente, conseguimos uma melhor relação sinal ruído no padrão de interferência do relógio atômico.

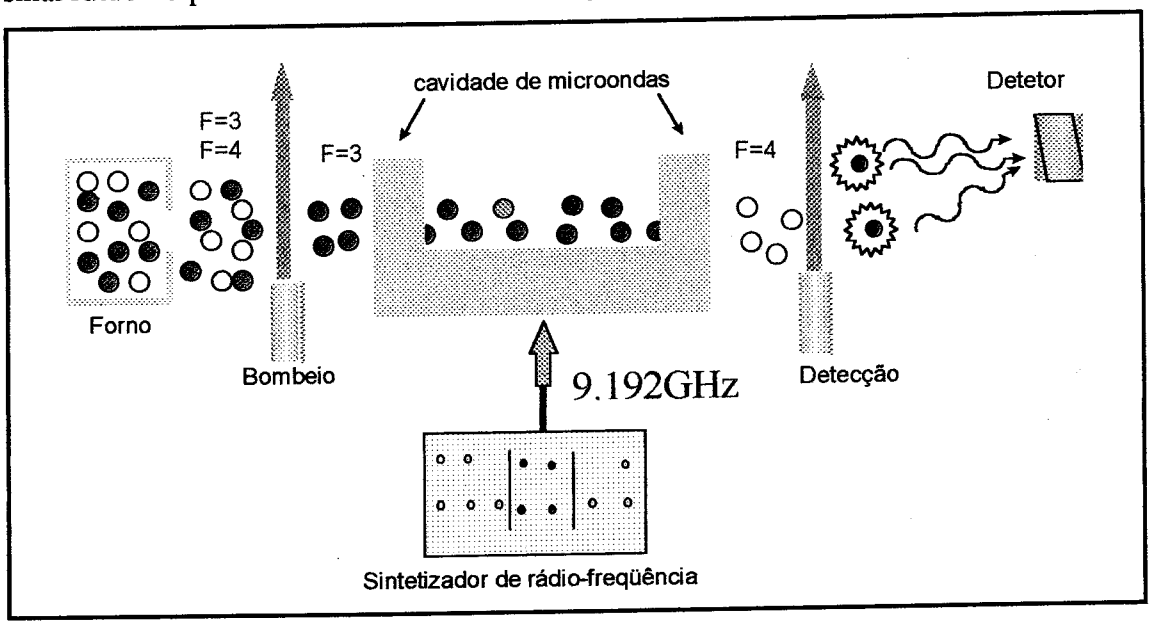


Fig. 2.1 : Diagrama esquemático do padrão de freqüência atômico a feixe térmico.

Os átomos, após interagirem com o laser de bombeio, entram na cavidade de microondas, que é alimentada com um sinal modulado em torno de 9.192 GHz, gerado por um sintetizador de rádio-freqüencia (NIST HR1#003 Cesium

Synthesizer). Nesta cavidade os átomos sofrerão um processo de transição atômica que é baseado no método de campos oscilantes separados proposto por Ramsey[3]. Assim, os átomos que entrarem na cavidade em F=3 sairão em F=4 e os que entrarem em F=4 sairão em F=3. Ao saírem da cavidade, os átomos interagem com um laser de detecção (sintonizado na transição $6S_{1/2}$, F=4 → $6P_{3/2}$,F'=5) que leva os átomos do nível F=4 para o nível excitado F'=5, de onde decaem emitindo fótons que são captados por um sistema de detecção de fluorescência.

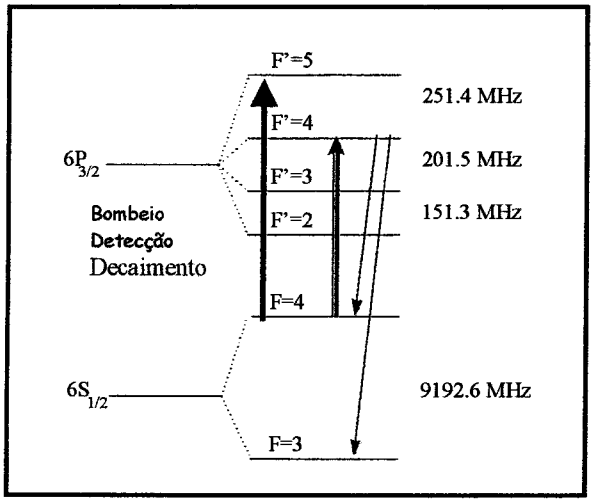


Fig. 2.2 : Níveis de energia do césio, com a indicação da função do laser de bombeio, de detecção e o decaimento dos átomos do nível excitado F'=4.

O sinal de saída do sistema de detecção de fluorescência é um padrão de interferência. Este padrão indica a probabilidade com que a transição $6S_{1/2}$,F=3→$6S_{1/2}$,F=4 ocorreu em relação à freqüência injetada na cavidade de microondas. O nome dado ao padrão de interferência, que é uma característica dos relógios atômicos, é franja de Ramsey. O valor máximo da franja indica a freqüência na qual houve o maior número de transições F=3→F=4, ou seja, nos informa que a freqüência produzida pelo sintetizador é exatamente a freqüência de ressonância do átomo de ^{133}Cs (9192631770 Hz). A Fig. 2.3 mostra a primeira franja obtida com nosso padrão de freqüência atômico. A obtenção deste sinal e sua apresentação no 13th European Frequency and Time Forum (EFTF) [5] colaborou para colocar nosso país no seleto grupo de países pesquisadores na área de Tempo e Freqüência.

Utilizamos a franja de Ramsey para produzir um sinal de correção para o sintetizador de microondas [6]. Desta forma, o sintetizador terá sua freqüência

regularmente comparada com a freqüência de transição atômica do ^{133}Cs, caracterizando um padrão de freqüência atômico primário. O diagrama do nosso padrão é mostrado na Fig. 2. 4, onde um oscilador controlado por tensão (VCO), de 5 MHz, tem sua freqüência regularmente corrigida pela transição atômica do estado fundamental do átomos de césio. A saída deste padrão é um sinal de 5 MHz ou 100 MHz, que pode ser utilizado para diversas finalidades.

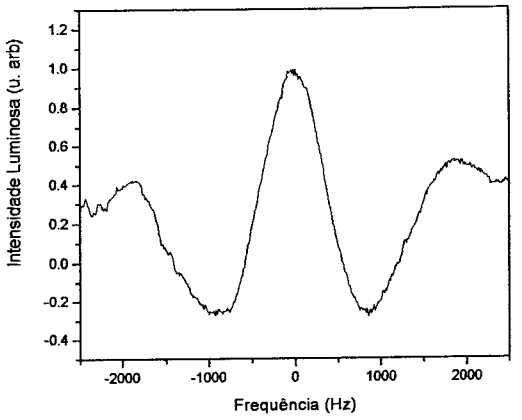


Fig. 2.3 : Primeira franja de Ramsey obtida em nosso padrão atômico.

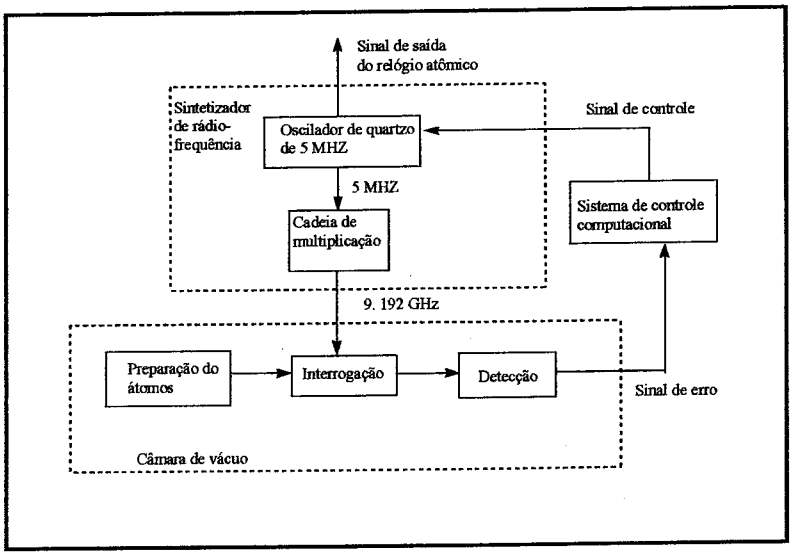


Fig. 2.4 : Diagrama do padrão atômico a feixe de césio.

2.2) Sistema Óptico

2.2.1) Introdução

O padrão de freqüência atômico de feixe térmico é um padrão bombeado opticamente, o que significa, a utilização de laser(s) de diodo, ao invés de campo magnético, para a preparação e detecção dos átomos envolvidos no funcionamento do padrão. Em relação à preparação dos átomos, a vantagem da utilização do laser é o estabelecimento de uma diferença de população entre os subníveis $6S_{1/2}$ F=3, m_F=0 e $6S_{1/2}$ F=4, m_F=0. Esta diferença de população, que não ocorre com a preparação via campo magnético, contribui para aumentar o número de átomos que estão aptos a realizar a transição do padrão atômico ($6S_{1/2}$ F=3, m_F=0 $\rightarrow$ $6S_{1/2}$ F=4, m_F=0). Deste modo, há um aumento na razão sinal ruído do padrão de freqüência. A existência desta diferença de população é explicada da seguinte maneira: devido às características dos níveis hiperfinos dos átomos de césio, mostrados na Fig. 2.2, quando uma luz laser incidente é absorvida pelos átomos, causa transições com ΔF =0, ± 1 e Δm_F=0, ± 1. As características destas transições dependem do tipo de polarização (π ou σ) da luz laser. Desta forma, o laser conduz os átomos de um dos dois níveis hiperfinos do estado fundamental (F) para um nível do estado excitado (F'). Uma vez que os átomos estão no estado excitado, eles decaem por emissão espontânea para um dos dois níveis do estado fundamental. Após muitos ciclos de absorção seguida de emissão espontânea, os átomos são transferidos de um nível do estado fundamental para o outro nível e uma diferença de população entre os subníveis com m_F =0 é alcançada [7].

Em nosso padrão de freqüência utilizamos um único laser para a preparação dos átomos. Neste caso, a diferença de população fracionada (Δn) dos subníveis hiperfinos m_F=0 do estado fundamental é dada por [7] :

$$\Delta n = \frac{n(F=4, m_F=0) - n(F=3, m_F=0)}{n} \qquad \text{(I)}$$

sendo n a população total dos átomos nos níveis fundamental e excitado. O valor da população, em cada um dos níveis, é calculado levando em consideração a população inicial de cada nível, a taxa de absorção e de emissão espontânea do sistema. Os valores da diferença de população fracionada (Δn), em função do tempo

de interação átomo-luz, foram calculados na referência [7] para várias possibilidades de sintonia do laser de bombeio. O resultado deste cálculo é mostrado na Fig. 2.5. Através desta figura concluímos que um laser, com polarização σ, travado na transição $6S_{1/2}$ F=4 $\rightarrow$ $6P_{3/2}$ F'=4 é o que possui a maior eficiência na preparação dos átomos (Δn=-15.5 %). Este fato nos levou a optar por esta transição para o bombeio óptico em nosso relógio de feixe térmico. Também segundo a Fig. 2.5, Δn atingirá seu valor máximo após um tempo de interação átomo-luz da ordem de 3μs. Este valor nos fornece uma estimativa para a largura de linha desejável ($\leq$ 300 KHz) do laser de diodo utilizado no bombeio óptico.

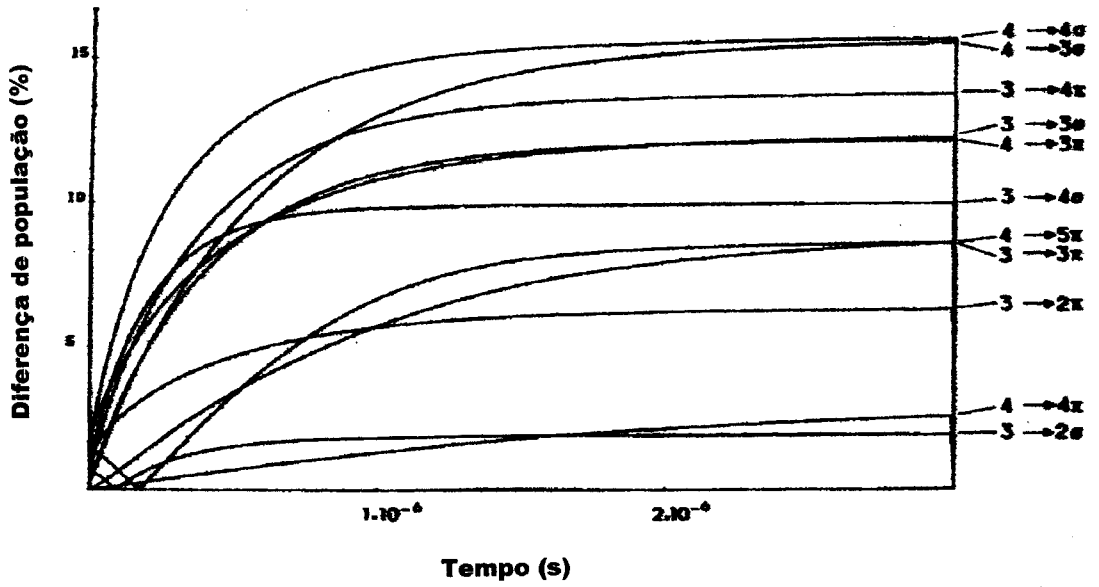


Fig. 2.5 : Tempo de evolução da diferença de população fracionada (Δn) entre os subníveis m_F=0 do estado fundamental. O bombeio óptico é realizado com um laser (I=10mW/cm^2) [7].

A detecção óptica do padrão de feixe térmico baseia-se na medida do fluxo de luz fluorescente, que é emitido pelos átomos de césio ao passarem pelo laser de detecção. No padrão por nós desenvolvido, utilizamos um laser com freqüência travada na transição cíclica $6S_{1/2}$ F=4 $\rightarrow$ $6P_{3/2}$ F'=5, para detecção. Neste caso, os átomos que saírem da cavidade no nível F=4, serão excitados para o nível F'=5 e deste decairão somente para o nível F=4. Como o tempo de vida do estado excitado é muito pequeno (aproximadamente 35 ns), os átomos são capazes de emitir uma

grande quantidade de fótons de fluorecência durante sua passagem pelo feixe de detecção. Isto contribui para o aumento da razão sinal ruído do relógio.

Padrões de freqüência atômicos de feixe de césio com campos magnéticos, para preparação e detecção dos átomos, atingem precisão da ordem de 1×10^{-14} [1]. Padrões atômicos bombeados opticamente, devido à melhoria na razão sinal ruído, conseguem precisão da ordem de 4×10^{-15} [8]. Por esta razão, optamos por desenvolver um padrão bombeado opticamente, cujo esquema óptico é apresentado a seguir.

2.2.2) Esquema óptico experimental

O sistema óptico do padrão de feixe térmico tem como objetivo produzir dois feixes laser (bombeio e detecção), cuja finalidade foi descrita na seção 2.1.2. Para isso, utilizamos um laser de diodo em 852 nm (SDL 5410) na configuração de cavidade estendida [9], travado na transição $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=5)$ do ^{133}Cs. A saída do laser passa por um isolador óptico com o objetivo de evitar retorno óptico para o laser, o que implicaria em instabilidade do mesmo. Após o isolador, o laser passa por um divisor de feixe, dando origem a dois feixes com diferentes potências. O de menor potência (7 mW) é enviado para o sistema de absorção saturada [10], para travar a freqüência do laser na transição desejada. O feixe de maior potência (14 mW) é enviado para um modulador acusto-óptico (MAO), que é alimentado com um sinal de 251 MHz produzido por um gerador de freqüência (Fluke 6060B). O MAO permite a passagem do laser incidente sem alterar suas características (com exceção da intensidade, que no nosso caso é reduzida pela metade, e o ruído quântico) e dá origem a um feixe difratado, com freqüência 251 MHz abaixo da freqüência do laser incidente (ordem –1) [11]. Assim, na saída do modulador temos os dois feixes laser que atuam no padrão a feixe térmico: o feixe de bombeio (travado na transição $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=4)$) e o de detecção (travado na transição $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=5)$). O esquema do sistema óptico é mostrado na Fig.2.6.

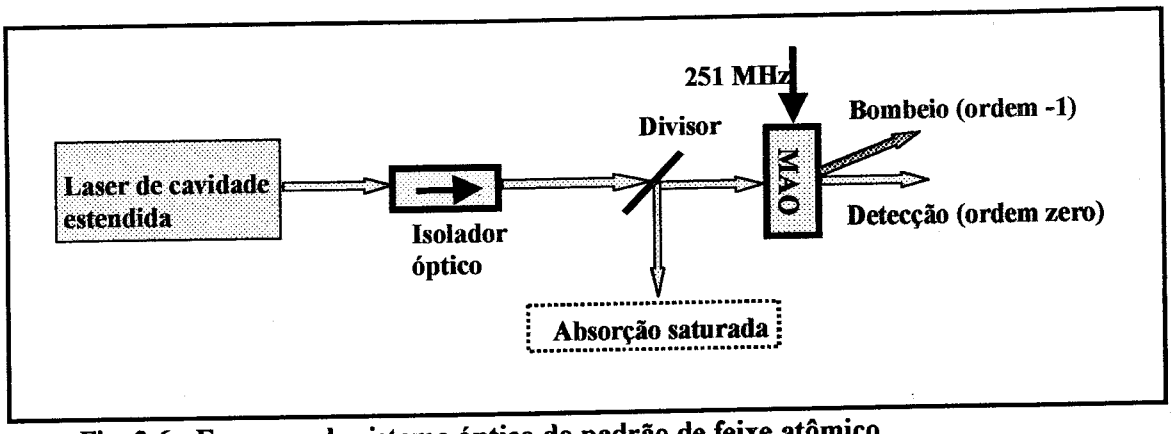


Fig. 2.6 : Esquema do sistema óptico do padrão de feixe atômico.

Uma vez que um laser de diodo funcionando livremente possui largura de linha da ordem de alguns dezenas MHz, o tempo de interação átomo-laser é da ordem de 1μs (o tempo de interação é inversamente proporcional a largura de linha do laser) [12]. Desta forma, devemos reduzir a largura de linha do laser para obter uma maior eficiência na interação átomo-laser [12]. Esta redução é obtida utilizando a técnica de cavidade externa, que é um método robusto, utilizado em procedimentos que necessitam alta pureza espectral e grande estabilidade em freqüência [9]. No laser de cavidade estendida a cavidade ressonante é composta por uma das faces do laser e um elemento seletivo em freqüência (grade de difração). Uma grade de difração com 1200 linhas/mm é montada na configuração com o feixe difratado de primeira ordem sendo retrorefletido para o diodo (configuração de Littrow). Utilizamos uma cerâmica piezoelétrica (PZT), na qual a grade é colocada, para ajustar o tamanho da cavidade óptica. Assim, a freqüência de operação do laser pode ser sintonizada através da corrente de injeção do laser, temperatura do laser, ângulo da grade no PZT e tensão de alimentação do PZT. Com isso, conseguimos um amplo controle da seleção de freqüência do laser.

Uma fonte de corrente com nível de ruído da ordem de μA e com entrada de modulação é utilizada para alimentar o laser [6]. Para o controle de temperatura do laser utilizamos um Peltier como elemento atuador (que trocará calor da base com o laser) e um termistor como sensor [13]. Este sistema é controlado por um circuito de controle proporcional, integrativo e derivativo, que tem como função estabilizar a temperatura do laser no valor previamente estabelecido. Através da observação das variações no valor da resistência do termistor, que são registradas em um

multimetro digital (Keithley-195A), estimamos a estabilidade do sistema de controle de temperatura do laser na ordem de mK.

Controlamos também a temperatura da caixa de alumínio (23cm x 12.5cm x 11.5 cm) na qual o laser é montado, com o objetivo de diminuir a sua sensibilidade a variações de temperatura externa. O controle da temperatura da caixa é feito pelo circuito mostrado na Fig. 2.7. A temperatura da caixa é medida através do LM35 (sensor de temperatura) e comparada com a temperatura desejada, que é ajustada através do potenciômetro. Enquanto a temperatura da caixa estiver menor que a temperatura desejada, os três transistores Darlington estarão conduzindo e dissipando calor na caixa do laser, fazendo com que sua temperatura aumente. Quando a temperatura da caixa for igual à temperatura ajustada, os transistores param de conduzir. Este controle é lento (2 a 3 dias para estabilização) e necessita que a temperatura ambiente seja mantida em um valor abaixo da temperatura ajustada para a caixa. Para tanto, a sala dos padrões de freqüência é mantida a uma temperatura de 21 ^{0}C, com variações menores que 1^{0}C. Com isso, conseguimos estabilizar a temperatura da caixa em 29.5^0 C, com variações da ordem de 0.1 ^{0}C, como mostra a Fig.2.8.

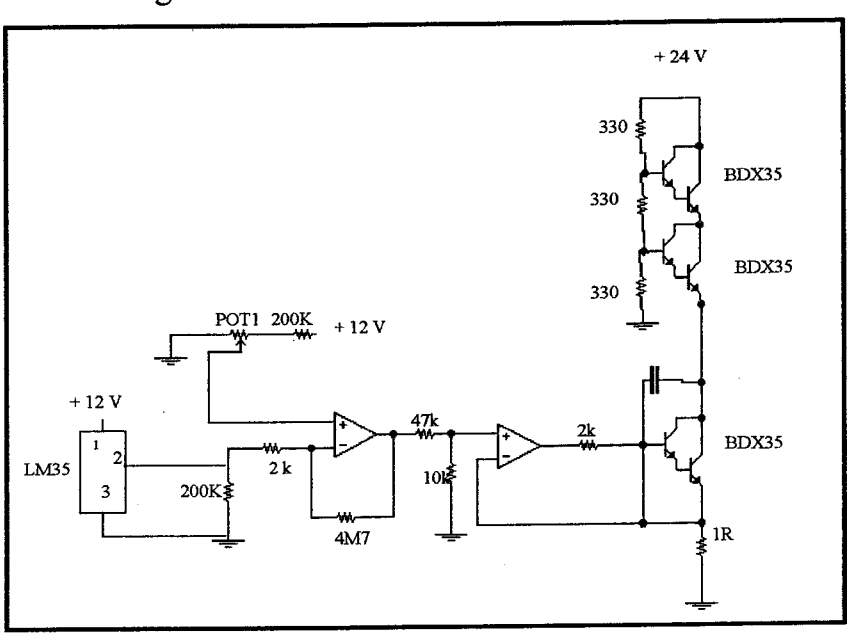


Fig. 2.7 : Circuito de controle de temperatura da caixa do laser.

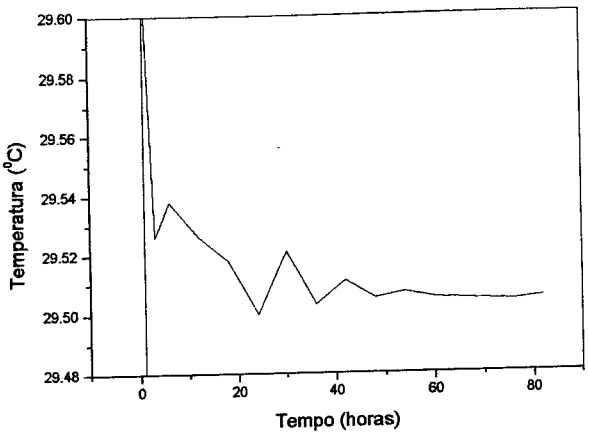


Fig. 2.8 : Variação de temperatura na caixa com o controle de temperatura ligado.

Para estabilizar a freqüência do laser de cavidade externa na freqüência de transição hiperfina 6 $S_{1/2}$(F=4) $\rightarrow$ 6 $P_{3/2}$ (F'=5) do átomo de césio, utilizamos a técnica de modulação de baixa freqüência [14], que foi previamente descrita na referência [6]. Nesta tese apresentaremos apenas as modificações realizadas nos circuitos de controle da corrente e do PZT do laser.

No esquema utilizado, o sinal de saída da absorção saturada é amplificado, filtrado e demodulado por um *lock-in,* cujo sinal senoidal de referência está conectado à fonte de corrente do laser, dando origem a uma modulação de baixa freqüência. O sinal de saída do *lock-in* é a derivada do sinal de absorção. Ele é utilizado como sinal de erro para a correção da freqüência do laser [14], via mudanças de corrente e da tensão no PZT como mostra a Fig. 2.9. Anteriormente [6], utilizávamos o sinal de erro apenas na correção do PZT, com um controlador do tipo proporcional. Desta forma, conseguíamos manter o laser travado na linha por no máximo 15 minutos. Durante o doutorado desenvolvemos um sistema de controle onde o sinal de erro é integrado e aplicado ao driver do PZT. Somado a este sinal de correção temos um sinal triangular, que possibilita a varredura de freqüência do laser em 3.5 GHz, o que nos permite observar toda a largura Doppler do ^{133}Cs. O controle via PZT é utilizado para compensar ressonâncias mecânicas e alterações lentas de temperatura (100-300 Hz).

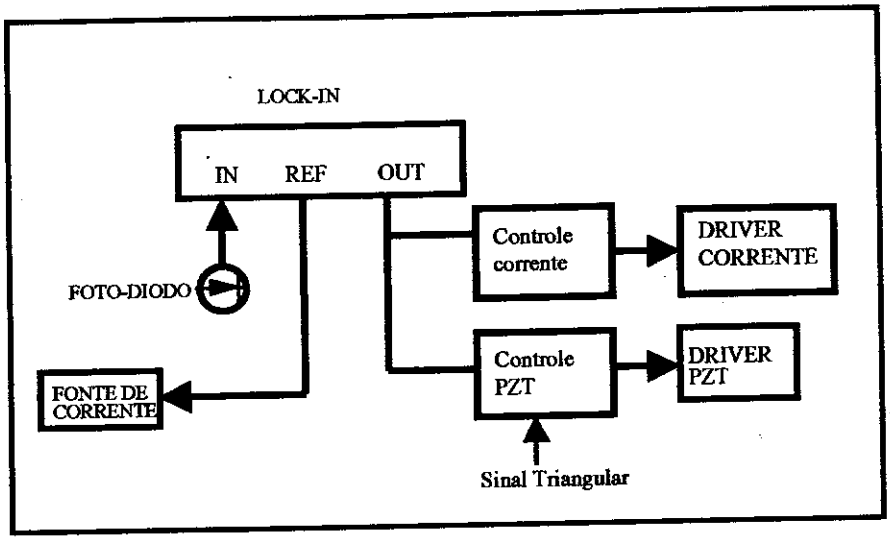


Fig. 2.9 - Esquema para estabilização do laser de diodo.

O sinal de erro também é utilizado no controle via corrente do laser, com o objetivo de compensar ruídos sonoros (7 kHz), uma vez que a correção desses ruídos deve ser feita rapidamente, evitando assim que o laser altere sua freqüência. Para efetuar estes controles, utilizamos inicialmente o esquema apresentado na Fig. 2.10 [14]. Com este sistema de controle conseguimos manter o laser na linha durante 12 h. Após vários testes, percebemos que depois de um determinado período o laser alterava sua freqüência, mesmo sem ocorrer perturbação sonora. Concluímos que o controle da corrente estava afetando o controle do PZT e, conseqüentemente, as perturbações mecânicas e os pequenas variações de temperatura estavam sendo corrigidos tanto pelo PZT quanto pela corrente. Assim, uma única perturbação estava sendo corrigida através de duas vias no mesmo sistema, o que acarretava na instabilidade do mesmo. Para solucionar este problema desenvolvemos um novo esquema de controle, mostrado na Fig. 2.11.

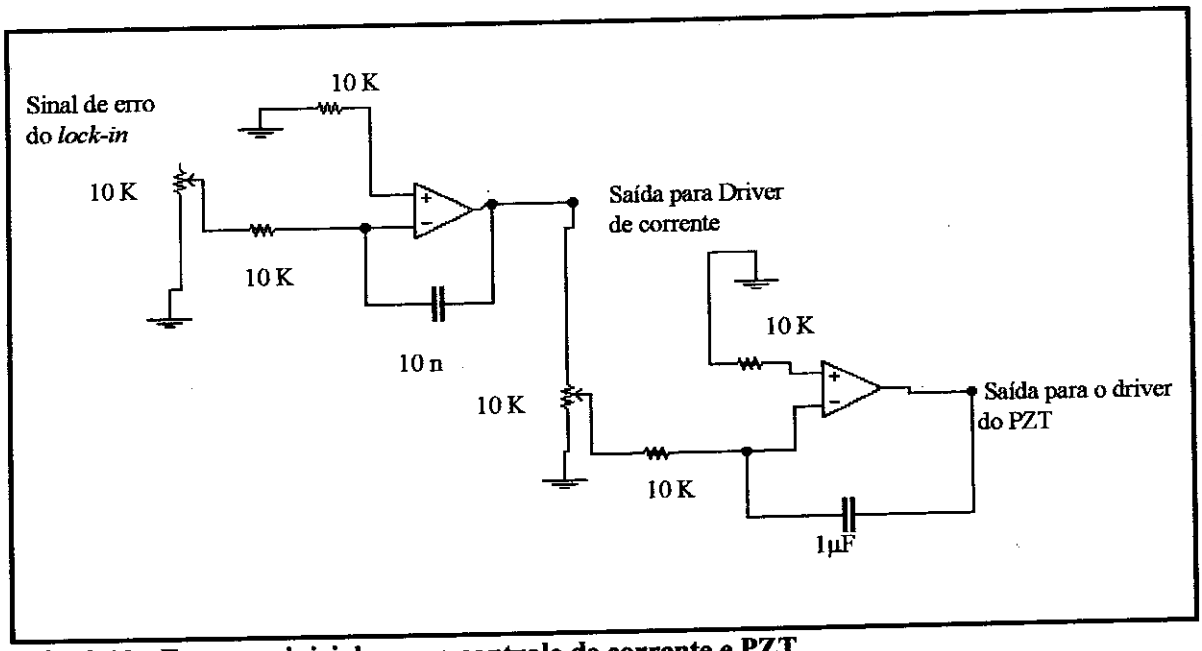


Fig. 2.10 - Esquema inicial para o controle de corrente e PZT.

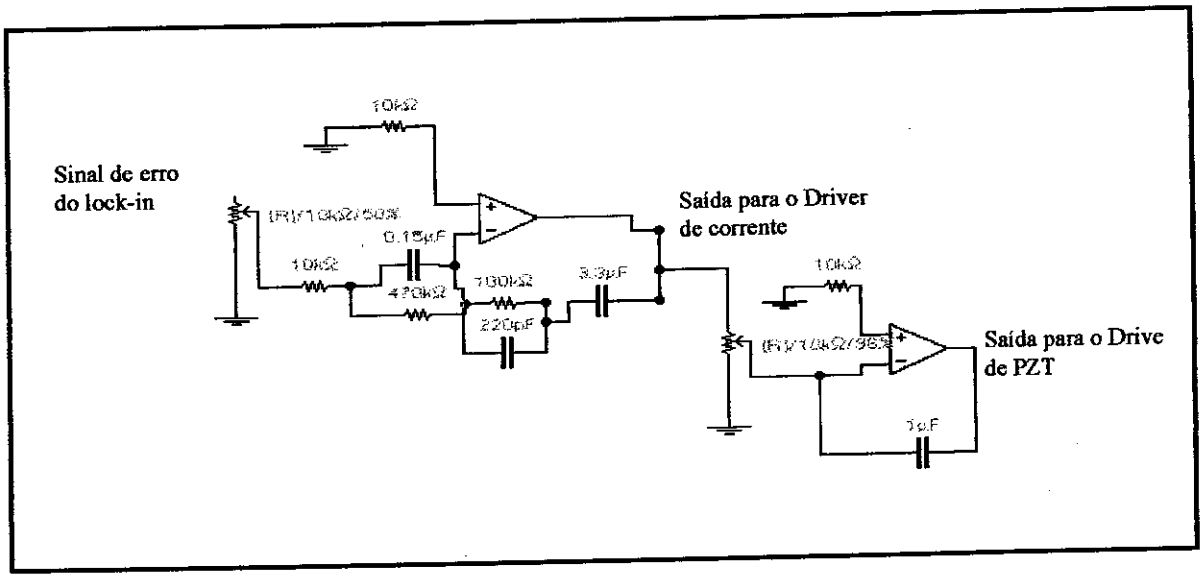


Fig 2.11 - Novo sistema de controle de corrente e PZT

Neste esquema, o controle de corrente possui um filtro rejeita faixa, que tem um baixo ganho em freqüências menores que 200 Hz e um ganho máximo em freqüências da ordem de 6 kHz. Desta forma, garantimos que as correções em altas freqüências só serão feitas pela circuito de controle de corrente e as variações em baixa freqüência serão corrigidas via PZT. Com este esquema o laser permaneceu travado na linha de absorção 6 $S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6\ P_{3/2}\ (F'=5)$ por mais de cinco dias. Infelizmente, ainda não foi possível realizar a medida da largura do laser. Com toda

certeza esta medida será apresentada nos próximos trabalhos da nossa equipe de metrologia de tempo e freqüência. Contudo, baseado em artigos que usam o mesmo tipo de esquema de cavidade estendida (aproximadamente 10 cm) e de sistema de travamento da freqüência do laser, consideraremos que a largura de linha do nosso laser seja da ordem de 100 kHz. O que implicaria num tempo de interação átomo-luz da ordem de 10 μs. Com este tempo de interação e de acordo com o gráfico da Fig. 2.5, podemos alcançar o valor máximo da diferença de população fracionada (Δn) para os subníveis m_F=0 do estado fundamental do ^{133}Cs.

2.3) Microondas

A parte de microondas do relógio de feixe pode ser dividida em duas: sintetizador e cavidade de microondas. O sintetizador é o aparelho responsável pela produção do sinal de 9.192 GHz que alimenta a cavidade de microondas. Este sintetizador foi construído no NIST pela equipe comandada pelo Dr. Fred L. Walls. Ele gera o sinal de 9 GHz a partir de três osciladores controlados por tensão (5 MHz, 100 MHz e 10.7 MHz) travados em fase entre si. O sinal de saída de 9 GHz é modulado através de um sintetizador digital direto (DDS- Stanford DS345) travado em fase com o oscilador de 10.7 MHz. O diagrama do sintetizador de microondas é mostrado na Fig. 2.12, seu funcionamento foi detalhado em trabalhos anteriores [6].

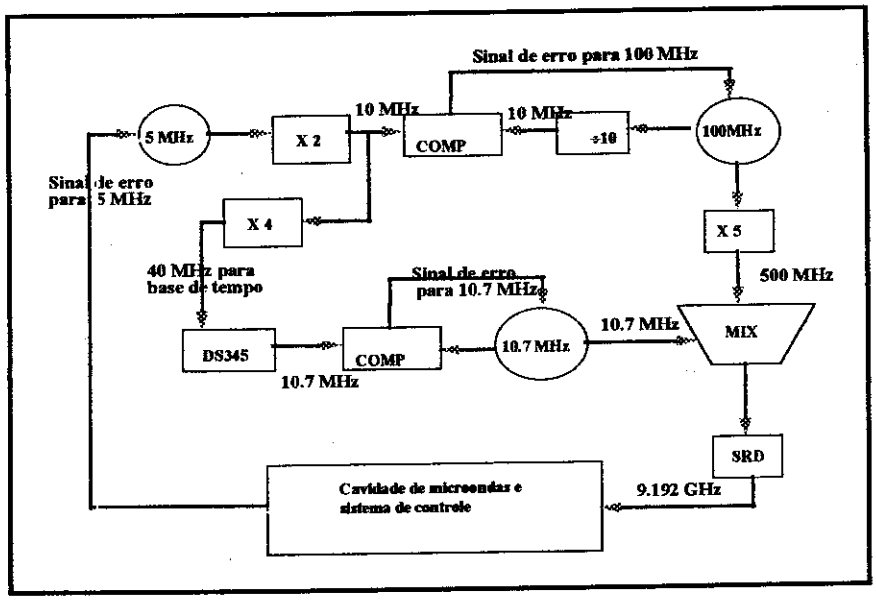


Fig. 2.12 : Diagrama do sintetizador de microondas e sua ligação com as demais partes do padrão de freqüência atômico.

O sintetizador (cadeia) apresenta um coeficiente de temperatura menor que 10ps/K, pureza espectral da ordem de -73dBc (para todas as freqüências não desejadas), estabilidade em freqüência de 1×10^{-16} em 15 minutos e 1×10^{-17} em um dia de operação[15]. A medida da estabilidade de frequência desta cadeia é mostrada na Fig.2.13.

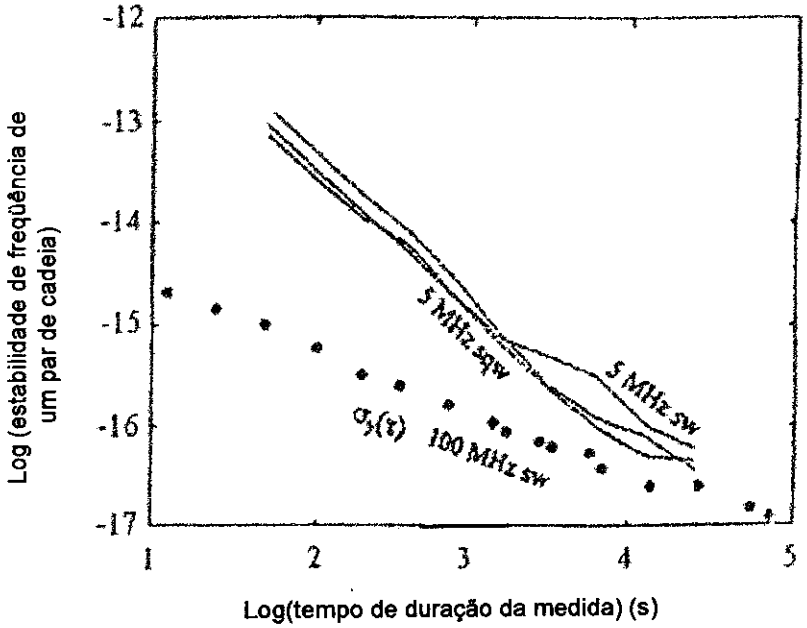


Fig. 2.13 : Estabilidade de freqüência de um par de cadeias de microondas produzidas pelo NIST [15].

O método de ressonância magnética com dois campos oscilantes, proposto por Ramsey, pode ser realizado com o uso de duas regiões de campo magnético estacionário de uma cavidade de microondas, com modo TE_{10n} [12]. A cavidade de microondas por nós utilizada é feita de cobre, possui a forma de "U", com orifícios para passagem do feixe atômico nos seus dois braços (Fig. 2.14). Este tipo de cavidade apresenta a amplitude do campo magnético constante (H_y=0), ao longo do caminho dos átomos, nas zonas de interação. A presença dos orifícios nos braços da cavidade não perturba as linhas de corrente da cavidade (E_x=0 e E_z=0). Desta forma, podemos assumir que a distribuição do campo de microondas na cavidade não é afetada pela existência dos orifícios [12].

O comprimento de cada zona de interação (ℓ) é de 1 cm e a separação entre elas (L) é da ordem de 12 cm. A relação entre ℓ/L fornece um importante parâmetro para a caracterização do padrão, no nosso caso o valor deste parâmetro é 12. Os orifícios nas zonas de interação são retangulares (4 mm x 8 mm). Acoplados a eles temos guias de onda de corte. A função destes guias é diminuir, o máximo possível, a fuga de microondas da cavidade ao longo da direção de propagação do feixe. O objetivo é evitar que os átomos de césio interajam com campos de excitação coerentes fora da cavidade de microonda. Isto poderia ocasionar alterações na fase relativa dos átomos entre a primeira e a segunda zona de interação, o que acarretaria deslocamentos na freqüência do padrão [12]. Utilizando as dimensões do guia de corte, estimamos uma atenuação da ordem de 115 dB para freqüências em torno de 9.192 GHz.

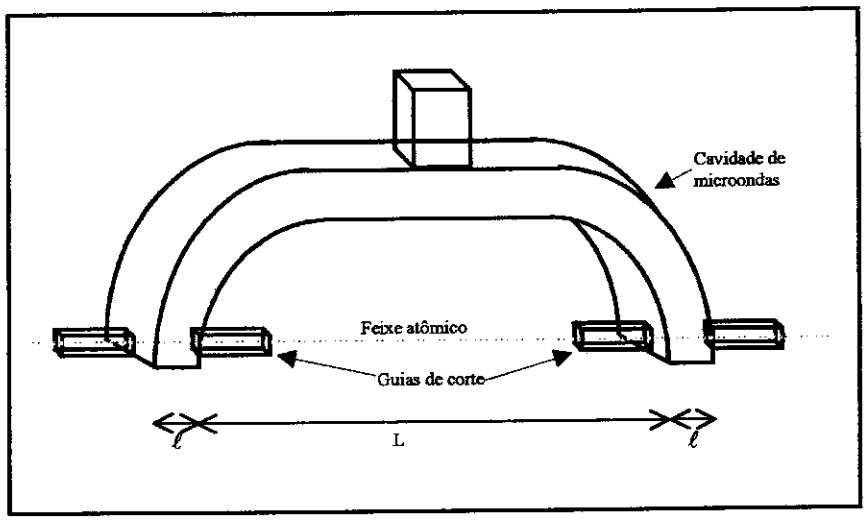


Fig. 2.14 : Geometria da cavidade de microondas do padrão a feixe térmico.

A cavidade utilizada foi retirada de um padrão de freqüência atômico de feixe de césio comercial (HP 5061A – Cesium Beam frequency Standard) e sua foto encontra-se no Apêndice A. A razão pela qual decidimos não construir um cavidade de microondas e sim utilizarmos uma comercial, foi a preocupação em termos as duas zonas de interação totalmente simétricas e alinhadas. A incerteza no comprimento de cada parte da cavidade e do alinhamento entre as zonas de interação é da ordem de 10^{-6} m. As características da cavidade de microondas influenciam o desempenho do padrão atômico através do deslocamento de freqüência, devido à

diferença de fase entre as duas zonas de interação de microondas, ao vazamento de microondas e a mudanças de amplitude do campo de microondas na cavidade [12].

2.4) Sistema de vácuo

O padrão a feixe térmico possui uma câmara de vácuo que é mostrada na Fig. 2.15. Dentro da câmara temos o forno, para produção do feixe atômico, a cavidade de microondas e o sistema de coleção de fluorescência, que é utilizado para detectar os átomos que realizarão a transição do padrão ($6S_{1/2}(F=3) \rightarrow 6S_{1/2}(F=4)$). Acoplado à câmara temos uma bomba turbo molecular, que garante um vácuo da ordem de 4.6 x 10^{-4} Pa durante a operação sistema [6]. Nosso trabalho, em relação ao sistema de vácuo deste padrão, envolveu a realização de alterações, no sistema já existente, que possibilitassem uma melhora do vácuo no interior da câmara. Pois, quanto menor for o vácuo na câmara, maior será o livre caminho médio dos átomos do feixe, implicando em um aumento da razão sinal ruído (S/R) do sistema. Com este objetivo, a câmara foi revestida internamente com uma solução coloidal de grafite em água (DAG 600). Esta solução absorve o césio que não esteja no feixe efusivo proveniente do forno, diminuindo assim a pressão de vapor de fundo na câmara. Atualmente, o vácuo de operação do nosso sistema é da ordem de 7 x 10^{-5} Pa.

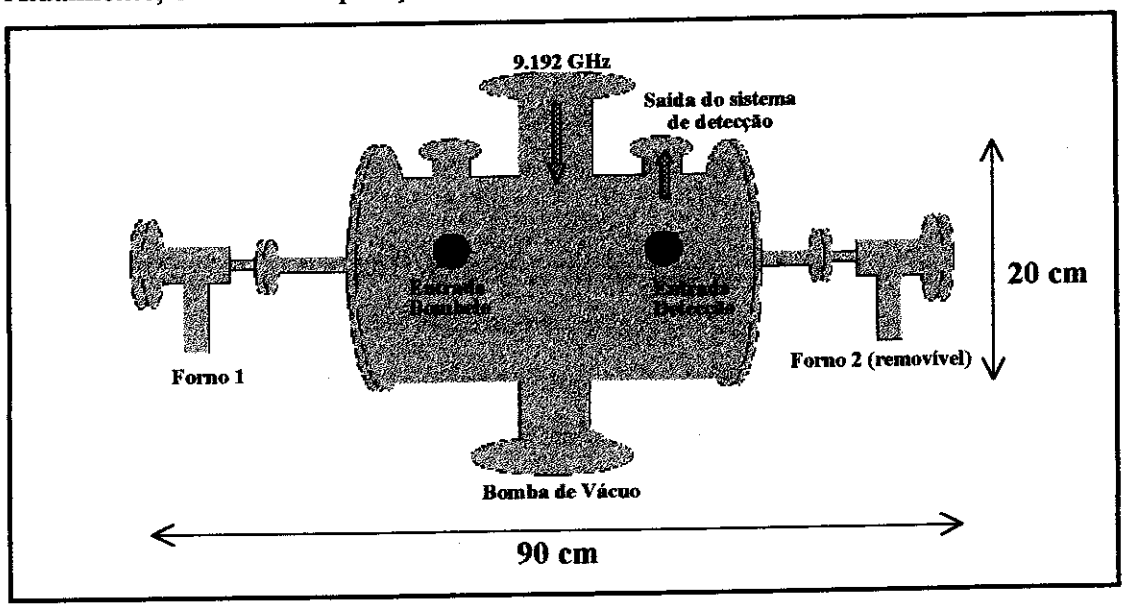


Fig. 2.15 : Câmara de vácuo do padrão de feixe atômico.

A segunda alteração realizada na câmara de vácuo envolve a conexão forno-câmara. Como pode ser visto na fig. 2.15, o forno é acoplado à câmara de vácuo através de um tubo de conexão. Anteriormente [6], utilizávamos um tubo de cobre, que possuia 40 mm de comprimento e 8 mm de diâmetro interno. Para que o feixe atômico produzido pelo aquecimento do forno entrasse na câmara de vácuo colimado, eram colocados três discos de aço inoxidável dentro do tubo de cobre, como pode ser visto na Fig. 2.16 (a). Sendo o cobre um material maleável, podíamos modificar a posição do forno em relação à câmara, com a finalidade de melhorarmos seu alinhamento em relação à zona de detecção, e assim maximizar a amplitude da franja de Ramsey. A desvantagem deste sistema é a constante ocorrência de fissuras na solda entre o tubo de cobre e a câmara de vácuo, como conseqüência da tensão mecânica a qual a solda era submetida no processo de alinhamento do forno. Para solucionarmos este problema passamos a utilizar um tubo de aço inoxidável conectando o forno à câmara, com um canal de 1 mm de diâmetro no centro, para garantir a colimação do feixe atômico, como mostrado na Fig. 2.16 (b). O alinhamento do forno com a zona de detecção agora é realizado com a câmara aberta, utilizando um laser de He-Ne como eixo de referência. Assim, conseguimos alinhar o centro do tubo de conexão em relação ao centro da câmara de vácuo, à cavidade de microonda e ao centro do sistema de detecção.

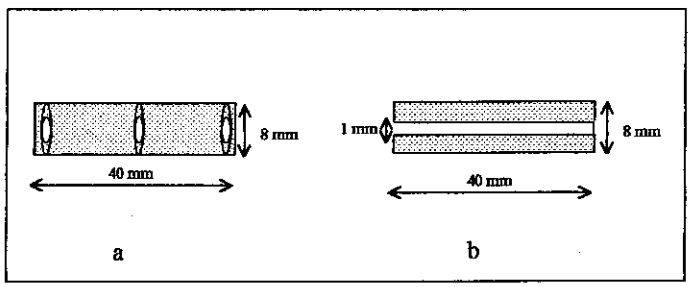


Fig. 2.16 : Canal de conexão entre o forno e a câmara de vácuo: (a) Tubo de cobre com três colimadores (b) Tubo de aço inoxidável, com um canal no centro.

Com a conexão entre o forno e a câmara com as características da Fig. 2.16 (b) podemos calcular a intensidade do feixe atômico na saída do forno. O número de átomos emitidos/segundo pelo forno (I_0) para uma temperatura T é dado por [3] :

$$I_0 = \frac{1}{4K} n_0 \bar{v} A_s \qquad \text{(I)}$$

Aqui n_0 é o número de átomos por unidade de volume no forno, $\bar{v}$ a velocidade média dos átomos no forno, A_s a superfície eficaz de emissão do forno e (1/K) a redução efetiva do número de átomos que emergem do forno devido a presença da conexão entre o forno e a câmara de vácuo. Como o forno opera a uma temperatura de 373 K, temos n_0= 1,45 x 10^{19} átomos/m^3 e $\bar{v}$ = 240 m/s. Utilizando um tubo de conexão com raio (r) de 0,5 mm e comprimento (l) de 40 mm, o valor da superfície de emissão (A_s) é da ordem de 7,85 x 10^{-7} m^2 e o valor de K ($\frac{1}{K} = \frac{8r}{3l}$) é 30. Desta forma, o número de átomos que emergem do forno do padrão de feixe térmico (I_0) é de aproximadamente 2,27 x 10^{13} at/s.

Com o valor do fluxo atômico que sai do forno (I_0), podemos estimar o valor do fluxo que chega a zona de detecção (I_D), que é dado por [3,16]

$$I_D = 0.4\frac{I_0 A_{feixe}}{D^2} \qquad \text{(II)}$$

sendo A_{feixe} a seção transversal do feixe atômico na zona de detecção. O valor desta seção é determinado pelas dimensões do orifício na cavidade de microondas para passagem do feixe atômico. No nosso caso A_{feixe}= 32 x10^{-6} m^2 , enquanto a distância entre o forno e a zona de detecção (D) é de 0,65 m. Assim, o valor do fluxo atômico na região de detecção(I_D) é de aproximadamente 1,16 x 10^9 at /s.

A terceira modificação realizada no sistema de vácuo foi a colocação de bloqueadores nas janelas da câmara, na configuração mostrada na Fig. 2.17. Este sistema permite a passagem do feixe laser para o bombeio e de detecção dos átomos, mas diminui a incidência de luz externa dentro da câmara. A presença dos bloqueadores tornou o sinal captado pelos fotodetetores mais imune a variações externas de intensidade luminosa.

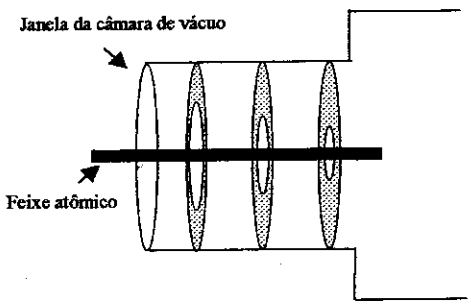


Fig. 2.17 : Posicionamento dos bloqueadores na janela da câmara de vácuo.

Com as alterações na câmara de vácuo descritas acima, conseguimos uma autonomia de mais de uma semana no funcionamento contínuo do forno, sem que ocorra saturação por césio na câmara de vácuo. Obtivemos também uma melhora no valor do vácuo de operação do sistema, embora o vácuo desejável (da ordem de 10^{-6} Pa [16]) só pode ser atingindo com a introdução de uma bomba iônica no sistema e com o aperfeiçoamento do sistema de produção do feixe atômico (forno).

2.5) Razão sinal ruído

Uma das principais características de um padrão de freqüência atômico é a razão sinal ruído (S/R) do seu sinal de detecção da transição atômica (Franjas de Ramsey), pois a estabilidade de curto período do relógio ($\sigma_y(\tau)$) é fortemente dependente desta relação, como observamos na eq. (I) [17].

$$\sigma_y(\tau) \alpha \frac{\tau^{-1/2}}{S/R} \qquad \text{(I)}$$

onde τ é o tempo de amostragem na comparação entre o padrão de freqüência atômico e o oscilador de referência.

A utilização de feixes laser para o bombeio e detecção dos átomos, ao invés de campos magnéticos, num padrão atômico melhora sua estabilidade por um fator de aproximadamente 5. Isto se deve principalmente ao aumento da relação sinal ruído do padrão [18]. As fontes de ruído do sinal de detecção de um relógio bombeado opticamente são:

a) Ruído de Injeção Atômica($S_{átomos}$): ruído associado a flutuações do fluxo do feixe atômico na zona de detecção.
b) Ruído do Fóton(S_{fotons}): ruído atribuído à natureza discreta e probabílistica do evento de emissão de fótons por um átomo.
c) Ruído do Laser(S_{freq}): variações na freqüência do laser acarretam alterações na amplitude das Franjas de Ramsey do padrão. Este ruído, para um determinado valor de fluxo atômico, aumenta com a largura de linha do laser. Este fato também é utilizado para justificar o uso de laser de cavidade estendida nos padrões de freqüência atômicos[19].

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA INFORMAÇÃO

d) Ruído de Detecção(S_{detec}): devido às limitações na óptica de coleção da fluorescência e na eficiência quântica do fotodiodo, o sinal de fluorescência não é detectado com eficiência igual a 1.

O valor da razão S/R de um padrão de freqüência de feixe térmico é dado por [17] :

$$\frac{S}{R} = \frac{\langle \Im \rangle}{\sqrt{S_{\Delta\Im}}} \qquad \text{(II)}$$

com $\langle \Im \rangle$ o valor médio da intensidade da fluorescência da interação átomo laser na zona de detecção e $S_{\Delta\Im}$ a densidade espectral total das flutuações na fluorescência detectada ($S_{átomos}+S_{fótons}+S_{freq}+S_{detec}$).

Para medirmos a densidade espectral das flutuações do sinal de fluorescência devemos realizar uma Transformada Rápida de Fourier (FFT) no sinal do fotodetetor. Infelizmente ainda não dispomos de um equipamento para realizar tal processo, o que nos impossibilitou uma medida direta da relação sinal ruído do sistema. Contudo, podemos estimar o valor da S/R medindo o valor da amplitude pico vale na franja de Ramsey(I_{pv}) e calculando o desvio padrão da flutuação de corrente observado no topo da franja. O valor da relação S/N é dado por [16,17,20,21] :

$$\frac{S}{R} = \frac{I_{pv}}{\sigma_I} = \frac{I_{pv}}{\left(2e^2\left(\beta^2\gamma^2\eta^2 + \beta\gamma\eta\right)I_D + F_a\left(P_n R\right)^2\right)^{1/2}} \qquad \text{(III)}$$

com I_{pv} o valor da amplitude pico vale na franja de Ramsey (Fig.2.18), que no nosso caso é de 7 x10^{-10} Amperes, σ_I o desvio padrão da flutuação de corrente observada no topo da franja obtida no padrão, "e" a carga do elétron (1,602 x 10^{-19}C),β número médio de fótons emetidos por cada átomo (30), γ a eficiência do sistema de coleção de fluorescência (0.15), η a eficiência quântica do fotodetetor (0,85), I_D o fluxo atômico na zona de detecção, F_a fator de ruído do amplificador (6), P_n a potência equivalente de ruído do fotodetetor (1,5 x 10^{-14} W/$\sqrt{Hz}$), R a fotosensibilidade do detetor (0,58 A/W). O fotodetetor usado é um S2387-1010R da "Hamamatsu" e o amplificador é o 3528 da "Burr-Brown". Utilizando esse valores obtemos um desvio padrão na determinação do pico da franja de

aproximadamente 3.33 x 10^{-14} e a razão sinal ruído (S/R) do padrão de feixe térmico da ordem de 21000.

Para confimarmos o valor da S/R, utilizamos os resultados do trabalho do pesquisador Noel Dimarcq [17]. Dimarcq realizou um estudo sobres as fontes de ruído de um padrão de freqüência atômico, onde foi proposto um modelo teórico que prediz as variações da relação S/R como função de diferentes parâmetros característicos do padrão (intensidade do fluxo atômico, eficiência da detecção, largura de linha do laser). Assumindo que a largura de linha do nosso laser é de 100 kHz, a intensidade do fluxo atômico na região de detecção da ordem de 1,16 x 10^9 at/s, podemos utilizar o resultado dos cálculos de Dimarcq, que mostra a variação da relação S/R com a intensidade do fluxo atômico na zona de detecção (Fig. 2.19), para estimar a relação S/R em aproximadamente 20000. Este resultado concorda com o valor calculado pela medida do pico-vale da franja de Ramsey.

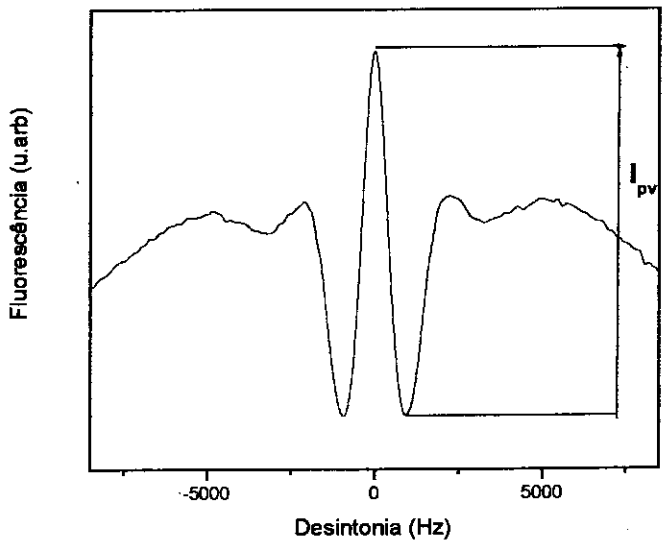


Fig. 2.18: Franja de Ramsey do padrão de feixe térmico, com a representação do valor pico vale.

A razão sinal ruído (S/R) apresentada acima é a relação no sinal captado pelo fotodetetor. Este valor será considerado no cálculo da estabilidade de freqüência do padrão atômico. Agora mostraremos a melhora obtida na relação sinal ruído da transferência $(S/R)_T$ do sinal de saída do fotodetetor para o microcomputador, que fará analise deste sinal. Anteriormente, o sinal do detetor (Franja de Ramsey)

passava por um primeiro estágio de amplificação, na configuração de transimpedância com um amplificador operacional BB 3528, depois por um

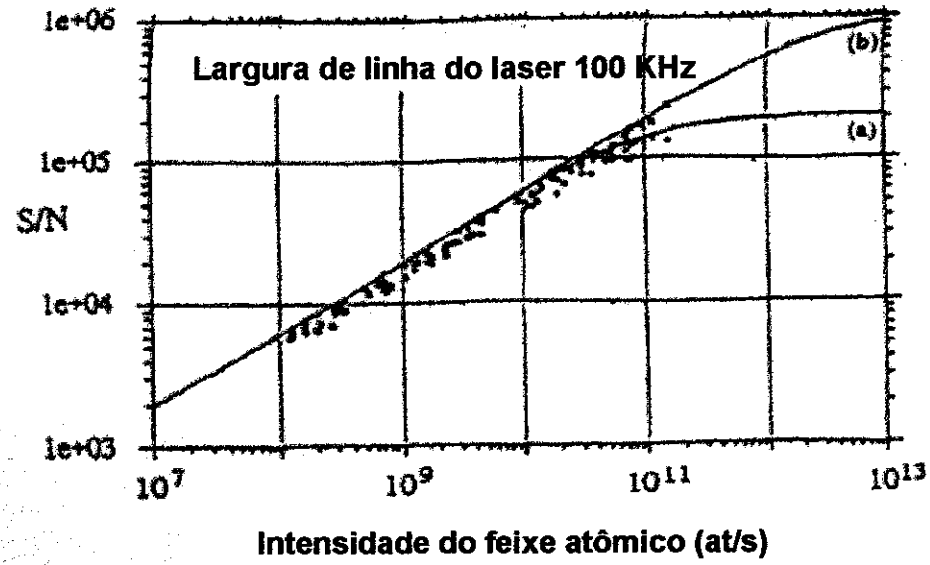


Fig. 2.19: Variação da relação S/N com o fluxo atômico na zona de detecção [17].

controle de offset, um filtro de 60 Hz, um filtro passa baixa e um segundo estágio de amplificação, antes de chegar ao computador [6]. Todo este controle era feito por componentes analógicos (amplificadores operacionais, resistores e capacitores) que podem ter suas características alteradas pelo uso contínuo, por variações de temperatura, picos de tensão ou corrente. Para evitar este tipo de problema, desenvolvemos durante o doutorado um sistema no qual o sinal de fluorescência passa apenas pelo primeiro estágio de amplificação (BB 3528) e é enviado diretamente para o computador, onde recebe o tratamento de filtragem de ruído, controle de offset e amplificação. Com esta alteração, conseguimos eliminar os ruídos provocados pelos componentes analógicos e o ruído em 60 Hz das fontes de alimentação desses componentes. Outra vantagem do sistema de tratamento de sinal via computador é a facilidade de alteração dos valores de todas as variáveis de controle (ganho, offset, freqüência de corte), e a possibilidade de realizar a análise das conseqüências dessas alterações em tempo real. Utilizamos uma linguagem gráfica (LABVIEW) para realizar este controle. Deve-se ressaltar que o primeiro estágio de amplificação não pode ser retirado, porque o sinal de saída do fotodetetor é muito pequeno. Se este sinal fosse enviado diretamente para o computador, nossa

placa de aquisição não teria resolução suficiente para distingui-lo do ruído inerente da placa. O gráfico da Fig. 2.20 mostra uma franja de Ramsey adquirida com o sistema analógico e uma com o sistema digital. Podemos verificar uma melhoria significativa na razão sinal ruído (S/R) do sinal, aproximadamente um fator de três. Este resultado justifica a alteração, de analógico para digital, do sistema de aquisição da franja de Ramsey.

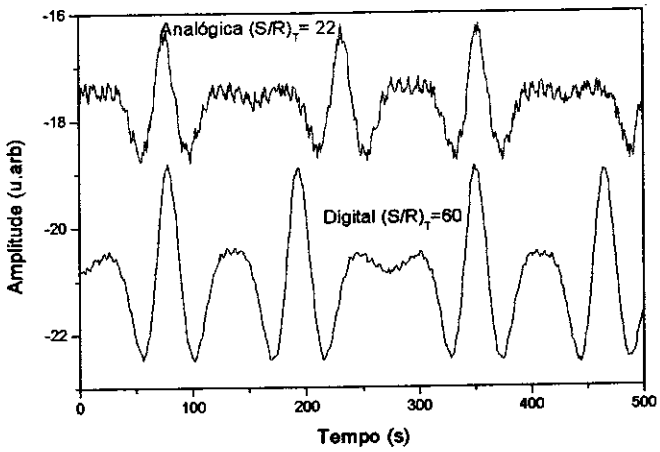


Fig. 2.20 : Franja de Ramsey obtida com o sistema analógico e com o sistema digital.

2.6) Perfil de Velocidade

2.6.1) Introdução

Uma das principais fontes de incerteza na determinação da freqüência de um padrão atômico a feixe térmico é a distribuição de velocidade do feixe de Césio. A determinação precisa da distribuição de velocidade é essencial para a avaliação do deslocamento de freqüência no padrão devido ao efeito Doppler de segunda ordem e a diferença de fase da cavidade microondas [12]. Esta distribuição também pode ser utilizada para o cálculo da franja de Ramsey teórica do padrão atômico.

Um grande número de trabalhos vêm sendo realizados para a determinação da distribuição de velocidade em padrões de feixe de ^{133}Cs, e muitos métodos de cálculo desta distribuição tem sido prospostos [22]. Mungal, por exemplo, calculou a franja de Ramsey com uma distribuição de velocidade Maxwelliana truncada [23]. Helling propôs o método de excitação com pulso de microondas para o cálculo do

perfil de velocidade [24]. Rovera [25] e Bourlanger [26] calcularam esse perfil através da transformada de Fourier da franja de Ramsey obtida no padrão.

A grande variedade de métodos existentes indica que não há um método único, simples e preciso, para a determinação da distribuição de velocidade de um padrão atômico. Muitos métodos não são suficientemente precisos, ou não são fáceis de serem aplicados. Então, optamos por utilizar o método de feixe laser contra propagante [27], que é um método simples e de fácil interpretação. Neste método consideramos um feixe de átomos de césio se movendo com uma velocidade **v** numa determinada direção. Contrapropagante a ele aplica-se um laser monocromático, com freqüência ajustável. Devido ao efeito Doppler, o laser estará em ressonância com os átomos em movimento quando:

$$w_L - w_0 = -K.v \qquad \text{(I)}$$

sendo w_l a freqüência do laser, w_0 a freqüência de ressonância dos átomos em repouso, K o vetor de onda e v a velocidade dos átomos. Desta forma, podemos utilizar a sintonia da freqüência do laser para determinar a velocidade dos átomos.

2.6.2) Medida do perfil de velocidade

Para medirmos o perfil de velocidade do feixe de césio usamos um laser de prova em 852 nm contrapropagante ao feixe atômico [27], com uma intensidade de 0,425 mW/cm^2. A fluorescência do cruzamento do laser de prova com o feixe atômico é captada por uma fotomultiplicadora, como mostra a Fig. 2.21. A análise desta fluorescência como função da freqüência do laser de prova nos fornece o perfil de velocidade do feixe atômico, que é mostrado na Fig. 2.22.

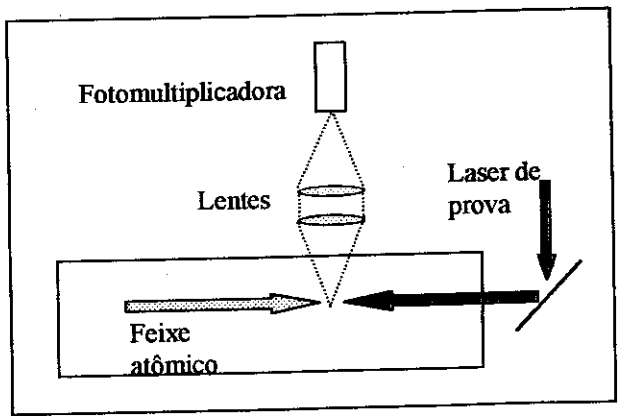


Fig. 2.21 : Diagrama da montagem para medir o perfil de velocidade

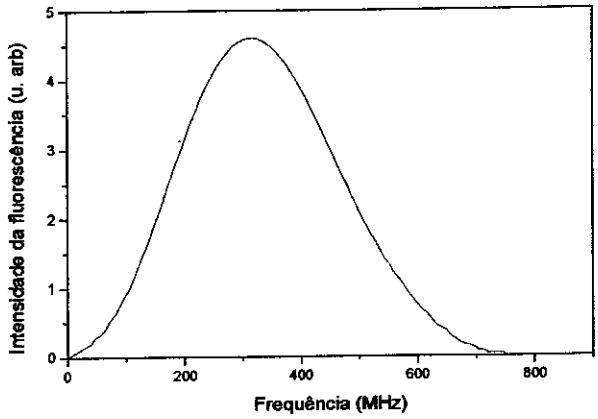


Fig. 2.22 : Perfil de velocidade medido

Para confirmarmos este resultado calculamos o perfil de velocidade teórico utilizando a função de distribuição de velocidade dada por [22]

$$p(v) = a\frac{v^3}{\alpha^4} * \exp\left(-\frac{v^2}{\alpha^2}\right) \qquad \text{(II)}$$

onde α é a velocidade mais provável de um volume de gás em equilíbrio térmico a uma temperatura T e a um valor constante. O valor da velocidade mais provável é dado por :

$$\alpha = \left(\frac{2kT}{M}\right)^{1/2} \qquad \text{(III)}$$

sendo k a constante de Boltzmann e M a massa do césio. Se considerarmos T=373 K, a velocidade mais provável dos átomos (α) será de 215 m/s. Utilizando este valor, calculamos o perfil teórico e o compararmos com o experimental (Fig. 2.23). Desta comparação, concluímos que a velocidade mais provável do feixe atômico é de (215 ± 7) m/s.

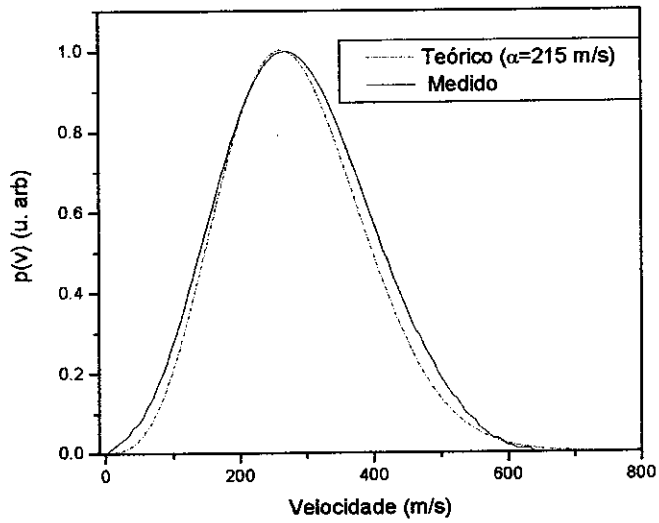


Fig. 2.23 : Comparação entre o perfil de velocidade medido e o calculado.

2.7) Análise da franja de Ramsey

2.7.1) Introdução

A franja de Ramsey é o padrão de interferência característico dos relógios atômicos. Ela nos informa a probabilidade dos átomos, que passaram pelas duas zonas de interação da cavidade de microondas, terem realizado a transição atômica na qual o padrão de freqüência é fundamentado. Assumindo átomos com velocidade monocinética v, a probabilidade de transição é dada por [12]:

$$P_R(\tau)=\frac{4b^2}{\Omega^2}\operatorname{sen}^2\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right)\left[\cos\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right)\cos\left(\frac{\Omega_0 T+\phi}{2}\right)-\frac{\Omega_0}{\Omega}\operatorname{sen}\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right)\operatorname{sen}\left(\frac{\Omega_0 T+\phi}{2}\right)\right]^2 \qquad \text{(I)}$$

sendo τ o tempo de passagem dos átomos por cada zona de interação da cavidade de microondas, T o tempo gasto pelos átomos entre as duas regiões de interação da cavidade, b a freqüência de Rabi, Ω_0 diferença entre a freqüência injetada na cavidade e a freqüência de transição atômica, Ω é a freqüência de rabi efetiva ($=\sqrt{\Omega_0^2+b^2}$) e ϕ a diferença de fase entre o campo magnético na primeira e na segunda zona de interação da cavidade de microondas. A dedução desta equação se encontra noa apêndice B.

Na aproximação de ordem zero (onde $\Omega_0 \ll b$) podemos rescrever a probabilidade de transição Ramsey como :

$$P_R(\tau)=\frac{\operatorname{sen}^2(b\tau)}{2}[1+\cos(\Omega_0 T+\phi)] \qquad \text{(II)}$$

Na eq.(I) e (II) assumimos o tempo de interação (τ) e a velocidade dos átomos (v) como valores únicos. Contudo, uma representação mais precisa da franja de Ramsey obtida em nosso relógio requer consideração sobre o perfil de velocidade do feixe térmico ($p(v)$). Logo, passaremos a considerar não mais um tempo de interação (τ), mas sim uma distribuição de tempo de interação ($f(\tau)=\frac{1}{\tau^2}p(v)$).

Desta forma, o padrão de interferência obtido em nosso relógio, pode ser simulado através da integração da probabilidade de Ramsey simplificada sobre a distribuição de tempo de interação (f(τ)). Neste caso a probabilidade de transição é dada por :

$$P_R(\tau)=\frac{1}{2}\int_0^{\infty} f(\tau)\operatorname{sen}^2(b\tau)[1+\cos(\Omega_0 T+\phi)]d\tau \qquad \text{(III)}$$

Através de análises matemáticas das franjas podemos extrair várias características importantes do padrão atômico, como por exemplo a inomogenidade do campo magnético, a freqüência de Rabi, o deslocamento Doppler de segunda ordem e o deslocamento de fase da cavidade [12,28,29].

2.7.2) Inomogenidade do campo magnético

Ao iniciarmos as primeiras medidas de franjas de Ramsey no relógio de feixe, em 1998, realizamos uma desmagnetização da cavidade de microondas. Após dois anos de funcionamento do padrão atômico e devido à colocação, próximo à cavidade, de um medidor de vácuo da Balzers (Compact cold cathode gauge), que possui um campo de 3000 G, acreditávamos que o campo magnético na cavidade estivesse inomogêneo. Esta inomogenidade causa um deslocamento da franja de Ramsey em relação ao pedestal de Rabi [12], como pode ser visto na Fig. 2.24.

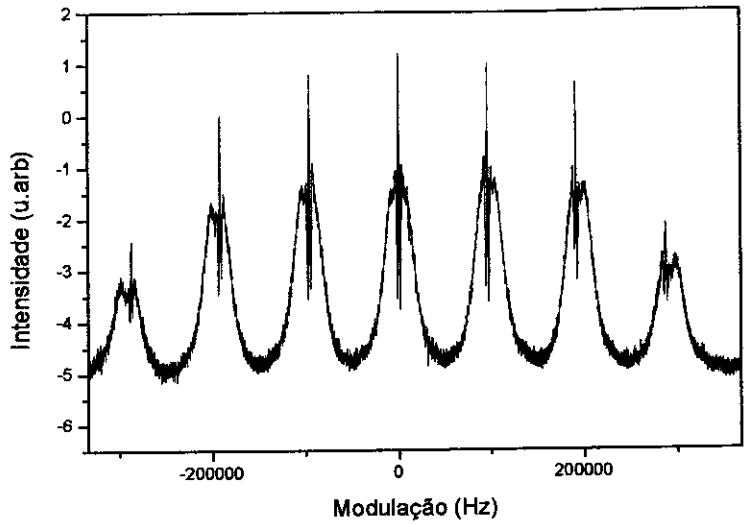


Fig. 2.24: As sete transições possíveis (Δm_F=0) entre os níveis do estado fundamental do césio, antes da desmagnetização da cavidade de RF.

Podemos explicar este deslocamento da seguinte maneira: para o pedestal de Rabi o campo magnético atuante corresponde a média do campo magnético nas duas regiões de interação dos átomos com a cavidade de microondas. Enquanto, para a franja de Ramsey o campo atuante é a média do campo magnético entre as duas regiões de interação da cavidade. Desta maneira, se houver uma inomogenidade entre esses dois campo, o pedestal de Rabi estará deslocado em relação ao centro da franja de Ramsey. Para confirmamos que este deslocamento é decorrente da presença de campo inhomogêneo, usamos o resultado de Shirley [28] (Fig. 2.25), que mostra como o deslocamento do pedestal varia em relação as sete transições possíveis com Δm_F=0. Este resultado mostra que entre os fatores que afetam tanto o pedestal de Rabi como a franja de Ramsey que são : inomogeneidade do campo magnético, "Rabi pulling" (deslocamento devido a sobreposição dos pedestais de Rabis das sete transições possíveis), "Cavity pulling" (devido a variação da amplitude do campo de microonda na cavidade), assimetria no espectro de microondas e o "Light shift"), o único fator que provoca o deslocamento do pedestal para todos os valores de m_F é um campo magnético inhomogêneo. Esta característica é verificada na Fig. 2.24, o que confirma a presença de um campo inhomogêneo na região da cavidade de microondas.

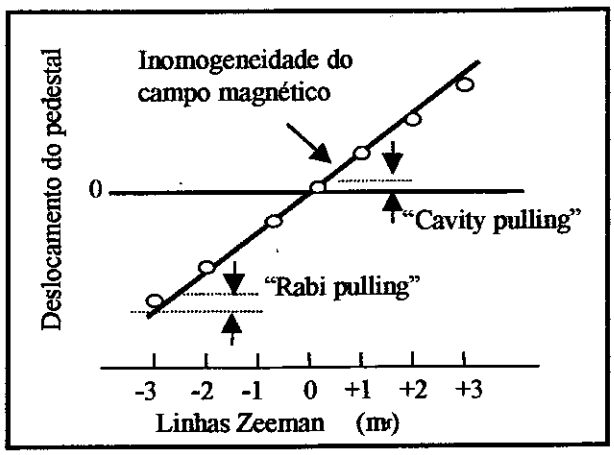


Fig. 2.25: Deslocamento do pedestal de Rabi para as sete linhas Zeeman em função de m_F.

Este problema foi resolvido com a desmagnetização da cavidade de RF. Para isso utilizamos dois variadores de tensão de 3 A e duas resistências de carga (30 Ω), uma vez que a resistência da bobina, geradora do campo magnético estático na cavidade, é muito baixa (0,1Ω). Conseqüentemente, esta resistência não funcionaria como carga para os variadores. A topologia utilizada é apresentada na Fig. 2.26. A cavidade e o μ-metal, que blinda a mesma, devem ser desmagnetizados simultaneamente. Experimentos onde desmagnetizamos primeiramente a bobina e em seguida a blindagem, ou vice-versa, não afetaram o deslocamento do pedestal de Rabi. O resultado da desmagnetização é apresentado na Fig. 2.27, onde podemos notar a centralização da franja de Ramsey em relação ao pedestal de Rabi, indicando a homogeneidade do campo magnético na cavidade de microondas.

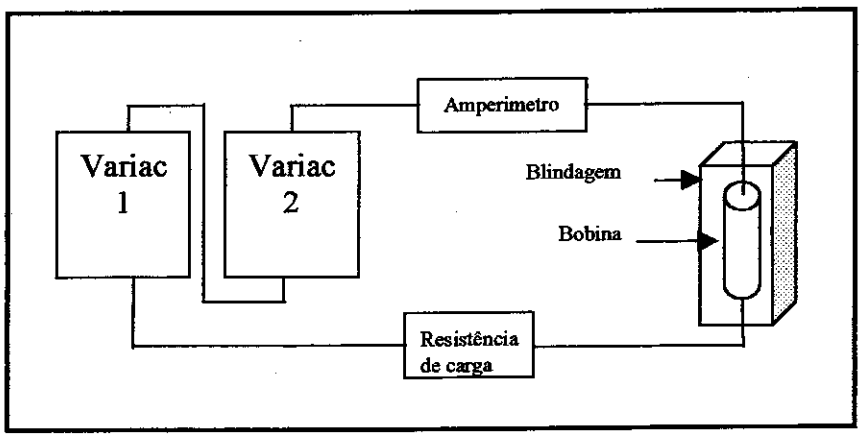


Fig. 2.26: Topologia utilizada para desmagnetizar a bobina e a blindagem da cavidade de RF.

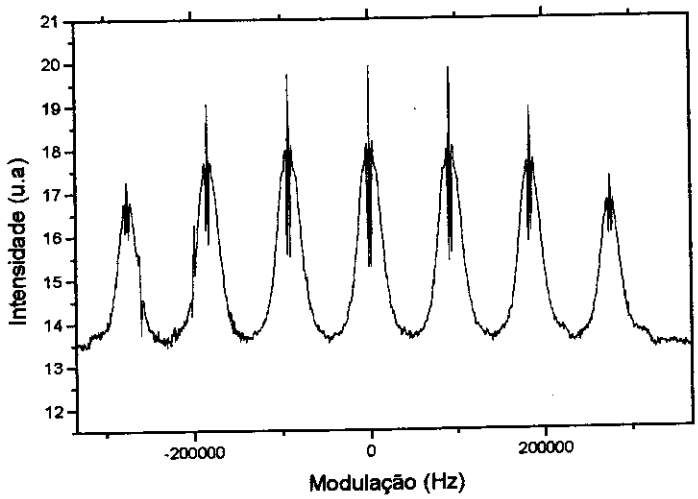


Fig. 2.27: As sete transições possíveis entre os níveis do estado fundamental do césio, depois da desmagnetização da cavidade de RF.

2.7.3) Freqüência de Rabi.

A freqüência de Rabi (b) é a freqüência característica de acoplamento entre os átomos e o campo magnético, sendo definida como $b = \frac{\mu_B B}{\hbar}$ [12], onde B é o campo magnético na região de interrogação. Para determinarmos o valor da freqüência de Rabi no nosso sistema utilizamos o procedimento de análise da franja de Ramsey proposto por Makdissi [29].

Este tratamento matemático considera o sinal de saída de um padrão de feixe térmico como sendo a média da probabilidade Ramsey sobre o tempo de vôo (TOF) de todos os átomos. Quando a desintonia de freqüência do sinal de saída for pequena comparado com a freqüência de Rabi, a franja de Ramsey pode ser escrita como:

$$s(w,b) = \frac{1}{2}\int_0^{\infty} \sin^2(b\tau)\cos(aw\tau)f(\tau)d\tau + C_1(b) \qquad \text{(IV)}$$

onde ω é a desintonia da ressonância atômica, b é a freqüência de Rabi, τ é o tempo de vôo de um átomo sobre um dos braços da cavidade de microondas, f(τ) é a distribuição de tempo de vôo, "a" é a razão entre o comprimento de região sem

excitação L e o comprimento da região com excitação ℓ e $C_1(b)$ é uma função independente de ω para b [12].

Usando o operador transformada coseno para a função $f(\tau)$, definido como :

$$F(w) = \int_0^\infty f(\tau)\cos(w\tau)d\tau \qquad \text{(V)}$$

podemos rescrever a equação (IV) como :

$$s(w,b) = \frac{1}{2}F(aw)*\left[\delta(aw) - \frac{1}{2}\delta\left(\frac{2}{a}b - w\right) - \frac{1}{2}\delta\left(\frac{2}{a}b + w\right)\right] + C_1(b) \qquad \text{(VI)}$$

onde $\delta(\omega)$ é a função delta de Dirac e (*) representa a operação de convolução.

A equação (VI) mostra que o padrão Ramsey pode ser escrito como a convolução de $F(aw)$ com três pulsos Dirac localizados em $w_0=0$, $w_{-1}=-2b/a$, $w_1=2b/a$. Estimando as posições relativas desses três pulsos somos capazes de determinar a freqüência angular de Rabi na cavidade de microondas como :

$$b = a\frac{w_1 - w_{-1}}{4} \qquad \text{(VII)}$$

Para determinarmos experimentalmente o valor de b, usamos o método da derivada, onde a segunda derivada de $s(\omega)$ em relação a ω é dada por:

$$s_2(w) = \frac{d^2 s(w)}{dw^2} = -\frac{a}{2}\int_0^\infty \tau^2 f(\tau)\sin^2(b\tau)\cos(aw\tau)d\tau \qquad \text{(VIII)}$$

que pode ser rescrito como :

$$s_2(w) = -\frac{1}{2}F_2(aw)*\left[\delta(w) - \frac{1}{2}\delta\left(\frac{2b}{a} - w\right) - \frac{1}{2}\delta\left(\frac{2b}{a} + w\right)\right] \qquad \text{(IX)}$$

Na eq. (IX) $F_2(aw)$ é a transformada coseno de $\tau^2 f(\tau/a)$. A multiplicação de $f(\tau)$ por τ^2 causa um alargamento no domínio de τ. Assim, como $F_2(aw)$ é mais largo que $F(aw)$ temos uma maior precisão na determinação da posição dos picos no domínio da freqüência. A Fig. 2.28 é um padrão de freqüência Ramsey medido no relógio de feixe e a Fig. 2.29 é a sua derivada segunda. O intervalo entre os dois picos em $S_2(\omega)$ corresponde a $2b/a\pi$. Em nosso caso obtivemos **b**= 31651rad/s. Este valor de freqüência de Rabi é consistente com os parâmetros de operação do relógio e está de acordo com os resultados da literatura [12].

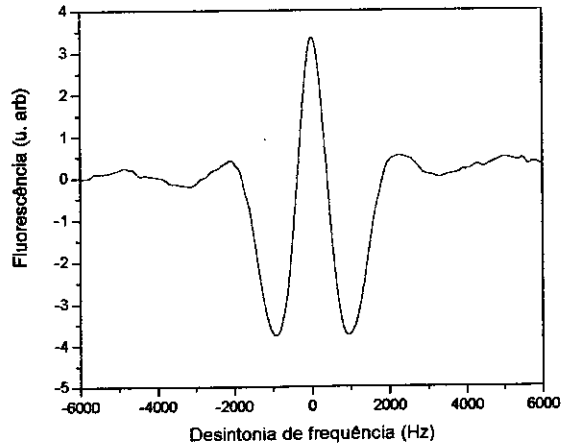


Fig. 2.28 : Franja de Ramsey medida no padrão a feixe térmico.

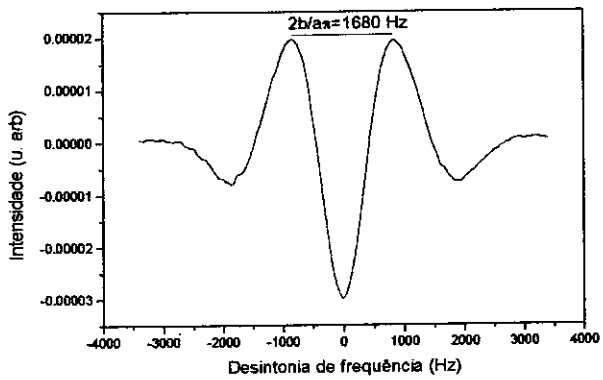


Fig. 2.29 : Segunda derivada da Franja de Ramsey da Fig. 7.5.

2.7.4) Deslocamento Doppler de 2ª ordem

Usando uma modulação de freqüência lenta w_m, o deslocamento Doppler de segunda ordem é dado por :

$$\frac{w_D - w_0}{w_0} = \frac{L^2}{2c^2} \frac{\int_0^{w_m} [s(w) - C_1(b)] dw}{\left. \frac{d_s(w)}{dw} \right|_{w=w_m}} \qquad \text{(X)}$$

onde c é a velocidade da luz , w_D e w_0 são as freqüências de deslocamento e da transição, respectivamente [29]. O numerador da eq. (X) é calculado como a soma acumulativa das medidas s[n], depois de removida a constante $C_1(b)$ e a influência

de transições vizinhas. Para calcularmos este numerador integramos de -∞ a cada ponto s[n] do padrão Ramsey. O denominador desta equação é a derivada do padrão. Todos esses cálculos foram realizados no MATLAB.

A Fig. 2.30 mostra o deslocamento de freqüência em função da amplitude de modulação w_m, para duas temperaturas distintas de operação do forno de césio. O valor obtido para o deslocamento Doppler é da ordem de $-3{,}0 \times 10^{-13}$.

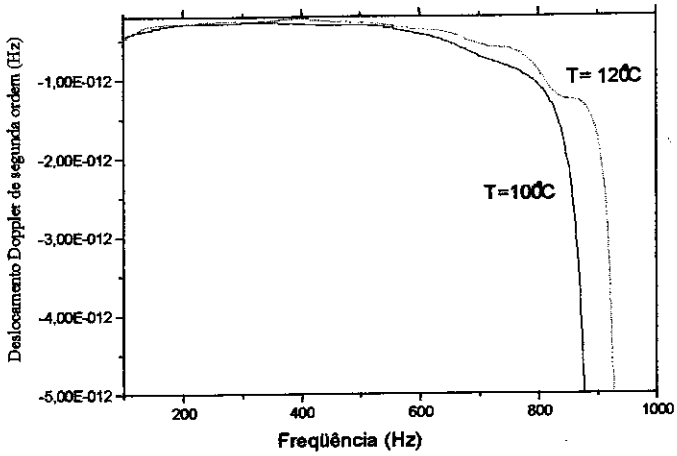


Fig. 2.30: Deslocamento Doppler de segunda ordem em relação a desintonia da freqüência injetada na cavidade e a freqüência de transição atômica.

2.7.5) Deslocamento de fase da cavidade

A diferença de fase (ϕ) entre os dois braços da cavidade de microondas, introduz uma componente impar no cálculo da probabilidade de transição do padrão atômico. Isto dá origem a um deslocamento de freqüência chamado deslocamento dependente da fase da cavidade [12]. Seu valor pode ser estimado pela equação abaixo:

$$\frac{w_\phi - w_0}{w_0} = \frac{\left.\phi \hat{s}\right|_{w=w_m}}{w_0 \left.\frac{d_s(w)}{dw}\right|_{w=w_m}} \qquad \text{(XI)}$$

O numerador da eq. (XI) é a transformada de Hilbert do padrão Ramsey e o denominador é a sua derivada. Utilizamos, novamente, o MATLAB para realização

destes cálculos. A Fig. 2.31 mostra o deslocamento relativo versos a amplitude de modulação w_m para três níveis de potência diferentes, onde P_1 é a potência típica de operação (0.5 mW). O deslocamento calculado é da ordem de – 6,8 x 10^{-12}.

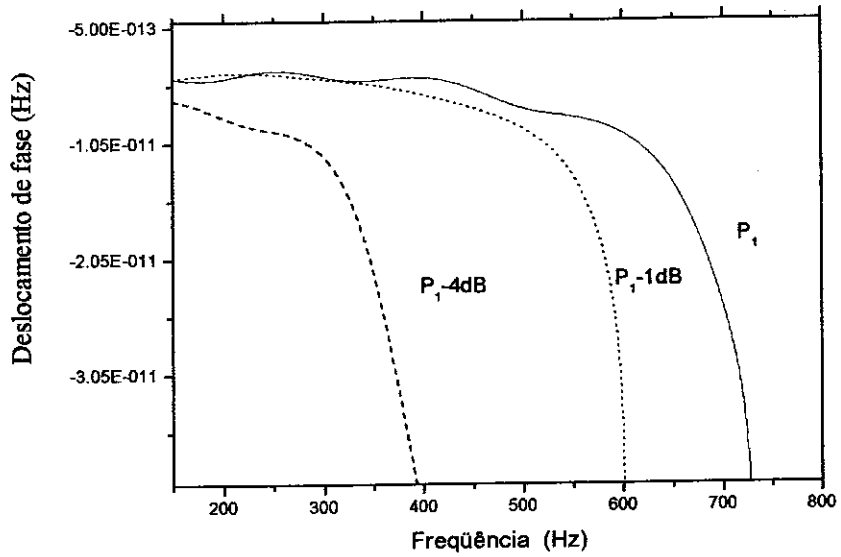


Fig. 2.31 : Deslocamento de fase de cavidade para diferentes níveis de potência de microondas.

2.8) Deslocamentos de freqüência

2.8.1) Introdução

A principal vantagem do uso de uma transição atômica como referência para um padrão primário de tempo e freqüência é o fato das características dessa transição serem independentes do tempo e do espaço. Deste modo, era de se esperar que a freqüência de saída de um padrão atômico fosse independente de alterações em fatores externos ao padrão, como sua localização, temperatura externa, umidade [30]. Porém, o que se observa é uma dependência da freqüência do padrão em relação a esses fatores externos.

Esta dependência é explicada pelo fato dos átomos que realizam a transição no padrão não estarem em repouso e isolados. Pelo contrário, eles estão num feixe atômico, em velocidade térmica (215 m/s) e interagindo entre si. Além disso, existem dentro do padrão alguns acessórios que interagem com os átomos: forno, seletores de estado (magnético ou óptico), cavidade de microondas, sistema de

detecção, campos magnéticos. Como esses componentes são sensíveis às variações externas, o deslocamento de freqüência provocado pela presença deles também será afetado por essas variações.

Os deslocamentos de freqüência, dependendo da sua origem, podem ser divididos em três categorias: efeitos físicos fundamentais, método de interrogação da ressonância atômica e imperfeições no sistema eletrônico [30]. Nesta tese, apresentaremos alguns deslocamentos do primeiro tipo, que são o deslocamento Zeeman de segunda ordem, Doppler de segunda ordem, radiação de corpo negro e potencial gravitacional.

2.8.2) Deslocamento devido ao efeito Zeeman de segunda ordem

A presença de um campo magnético (C-field) na região de microondas produz um deslocamento de freqüência da transição hiperfina $F=3, m_F=0 \rightarrow F=4, m_F=0$. Este deslocamento é de segunda ordem, pois a transição entre dois níveis atômicos com $m_F=0$ na presença de um campo magnético (B_0) é independente de campo em primeira ordem. Este efeito é denominado deslocamento Zeeman de segunda ordem ($\Delta\nu_z$), sendo dado por[12] :

$$\frac{\Delta\nu_z}{\nu_0} = \frac{427{,}45x10^8 xB_0^2}{9192631770} \qquad \text{(I)}$$

B_0 é o campo magnético constante na região de microondas. O valor de B_0 é calculado medindo a diferença de freqüência($\Delta\nu_{0,1}$) entre as transições $F=3, m_f=0 \rightarrow F=4, m_f=0$ e $F=3, m_f=1 \rightarrow F=4, m_f=1$ e usando uma equação derivada da formula de Breit-Rabi [12] :

$$\Delta\nu_{0,1} = 700x10^7 xB_0 \qquad \text{(II)}$$

O valor de $\Delta\nu_{0,1}$ é de aproximadamente (91,2 ±0.1) KHz, como podemos observar na Fig. 2.27. Ao utilizarmos a equação (II), obtemos um campo magnético $B_0 \approx$ (13 ± 0,014) μT. Substituindo esse valor na eq. (I), o deslocamento de freqüência devido ao efeito Zeeman de segunda ordem é de aproximadamente (7,85 ± 0.017) x 10^{-10}.

2.8.3) Deslocamento devido ao efeito Doppler de segunda ordem

O efeito Doppler é o deslocamento da freqüência de ressonância de um determinado átomo, pelo fato deste estar em movimento. O deslocamento da freqüência do padrão atômico devido ao efeito Doppler de segunda ordem é uma conseqüência da dilatação temporal, descrita na teoria de relatividade especial. O valor deste deslocamento é dado por [12] :

$$\frac{\Delta \nu_D}{\nu_0} = -\frac{v^2}{2c^2} \qquad \text{(III)}$$

onde v é a velocidade mais provável dos átomos no feixe atômico e c a velocidade da luz. Utilizando o valor da velocidade medida na seção 2.6.2 (v=215 ± 7 m/s), o deslocamento devido ao efeito Doppler de segunda ordem é de (– 2,57 ±0.17)x 10^{-13}, que concorda com o calculado na seção anterior, que foi de –3,00 x 10^{-13}.

2.8.4) Deslocamento devido a radiação de corpo negro

A interação dos átomos do feixe atômico com a radiação do corpo negro, que está em volta do feixe atômico, dá origem a um deslocamento de freqüência no padrão atômico (efeito Stark). Este deslocamento é dado por[12] :

$$\frac{\Delta \nu_{RCN}}{\nu_0} = -K''\left[\frac{T}{300}\right]^4\left[1+\varepsilon\left[\frac{T}{300}\right]^2\right] \qquad \text{(IV)}$$

com K"= 1.573 x 10^{-14} Hz, ε=1.4 x 10^{-2} [31] e T a temperatura do corpo negro. No nosso caso, temos a câmara de vácuo interagindo com a cavidade de microondas e entrando em equilíbrio numa temperatura média T, constituindo o corpo negro. A temperatura média do câmara foi medida através de sensores de temperatura (termistores) colocados em vários pontos da mesma, em seguida tirando uma média das temperaturas obtidas em vários dias de medida, com e sem o aquecimento do forno. A temperatura média do corpo negro foi de (296 ± 2) K, o que nos fornece um deslocamento de freqüência da ordem de (1.51 ± 0.04) x 10^{-14}

2.8.5) Deslocamento devido ao potencial gravitacional

O intervalo de tempo que eqüivale a um segundo no Tempo Atômico Internacional (TAI) é estabelecido para padrões de freqüência localizados no geóide. Geóide é a superfície física de referência fundamental; sua forma reflete a distribuição da massa no interior da terra [32]. Logo, existe um deslocamento de freqüência observado nos padrões de freqüência atômicos que se localizam a uma altura H em relação ao geóide. Este deslocamento é devido ao efeito chamado "relativistic red shift" e é dado por[12] :

$$\frac{\Delta \nu_g}{\nu_0} = -\frac{g}{c^2} H \qquad \text{(V)}$$

sendo g a aceleração da gravidade, c a velocidade da luz no vácuo e H a altitude da localização do padrão, que no nosso caso é de (850 ± 0.5)m. A altitude foi medida através de um GPS (9360-600 Datum), que nos fornece a altura do laboratório de tempo e freqüência em relação a esfera de referência do GPS (Wold Geosdetic System WGS-84) [33]. Fazendo uso desta altura, o valor do deslocamento de freqüência devido ao potencial gravitacional é da ordem de $(9.26 \pm 0.01) \times 10^{-14}$.

2.8.6) Conclusão

Na tabela 1 temos todos os deslocamentos de freqüência do relógio atômico de feixe térmico, que foram medidos no decorrer deste trabalho. A raiz do somatório quadrático das incertezas na determinação de cada deslocamento de freqüência, fornece a incerteza sistemática do padrão. Foram medidos quatro dos sete deslocamentos de freqüência que necessitam ser corrigidos neste padrão. Os deslocamentos restantes são o de fase de cavidade, cavity pulling e o Rabi pulling, os quais serão medidos posteriormente. Com a realização da medida destes deslocamentos, poderemos determinar a precisão sistemática do padrão de feixe térmico. Uma vez calculada a incerteza sistemática total do relógio, somaremos esta incerteza à incerteza estatística, obtida através da medida da estabilidade de freqüência do padrão (tal medida é discutida na próxima seção). O resultado deste somatório fornece a incerteza padrão combinada de um relógio atômico. O conhecimento da reprodutibilidade, da estabilidade e da incerteza padrão combinada determinam a caracterização completa de um padrão de freqüência atômico. Sendo

este um dos objetivos dos esforços realizados pelo Grupo de Óptica na área de metrologia de tempo e frequência.

Tabela 1: Deslocamentos de freqüência sistemáticos do padrão de feixe térmico e suas incertezas.

Deslocamento	Correção (10^{-12})	Incerteza (10^{-12})
Zeeman de segunda ordem	**785**	**1.7**
Doppler de segunda ordem	**0.25**	**0.017**
Radiação de corpo negro	**0.015**	**0.04 x 10^{-2}**
Potencial gravitacional	**0.0926**	**0.01 x10^{-2}**

2.9) Processo de Avaliação

2.9.1)Introdução

Como dito anteriormente, um padrão de freqüência atômico utiliza um oscilador, que no nosso caso faz parte da cadeia de microondas, que tem sua freqüência regularmente corrigida por uma transição atômica. Para avaliarmos a estabilidade de freqüência de um padrão atômico, é necessário compararmos a freqüência do oscilador da cadeia com a freqüência de um oscilador de referência, quando a cadeia estiver sendo corrigida pela freqüência de transição atômica. Por essa razão, o oscilador de referência deve ser mais estável que o padrão a ser medido [12]. Contudo, muitos fatores (tempo de uso, condições do ambiente, ruídos) reduzem a precisão de um oscilador. Os ruídos que afetam um oscilador de quartzo podem ser classificados como [34] :

a) Ruído aleatório ("Random walk "): provocado por fatores do ambiente (vibrações mecânicas, flutuação de temperatura, perturbação sonora) que causam deslocamentos de freqüência aleatórios.
b) Ruído de alteração de freqüência ("Flicker frequency"): ruído inerente aos osciladores.
c) Ruído freqüência Branco ("White frequency"): deslocamento observado quando um oscilador é sintonizado com um padrão de freqüência de césio ou rubídio.

d) Ruído de alteração de fase ("Flicker phase"): provocado por ruídos dos componentes dos circuitos de comparação entre os dois osciladores.

e) Ruído de fase Branco ("White fase"): ruído de banda larga dos estágios de amplificação e dos componentes.

Como a saída de um oscilador possui todos os ruídos descritos acima, não podemos utilizar a definição clássica de desvio padrão para medir sua estabilidade. Por isso, usamos o método proposto por David Allan (variância de Allan) para medir a estabilidade do padrão [34]. Este método consiste numa variância da fórmula do desvio padrão, que atua como um filtro para muitos componentes do ruído de um oscilador. A equação da variância de Allan (avar) é dada por :

$$\sigma_\tau^2(\tau)=\frac{1}{2}\left\langle(\Delta y)^2\right\rangle \qquad \text{(I)}$$

sendo Δy a diferença entre dois pontos adjacentes, como mostra a Fig. 2. 32

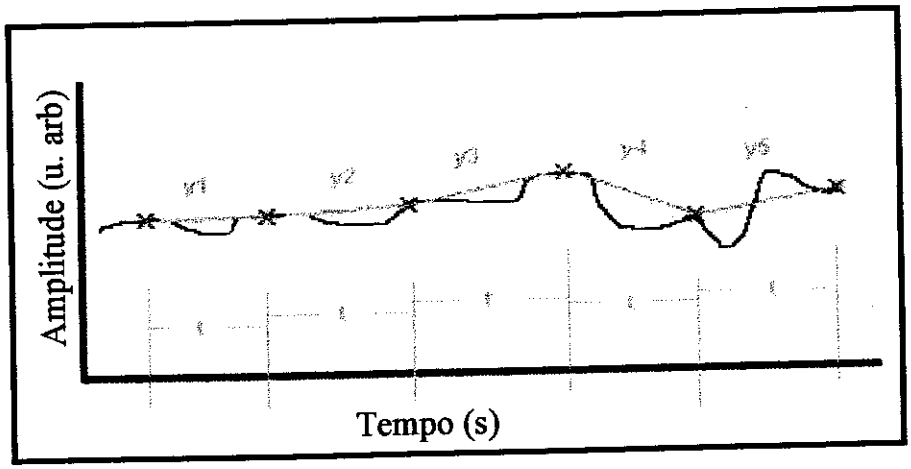


Fig. 2. 32 :Conceito da variância de freqüência Δy [34] .

Os vários componentes do ruído do oscilador podem ser identificados na variância de Allan, como mostrado a Fig. 2. 33. Nesta figura percebemos que o ruído de fase branco e o de alteração de fase não são distinguíveis. Também observamos que a estabilidade do padrão deve ser medida quando a inclinação da variância for de –0.5, pois neste caso, teremos apenas a influência do ruído próprio do travamento da freqüência de um oscilador com uma freqüência de transição atômica.

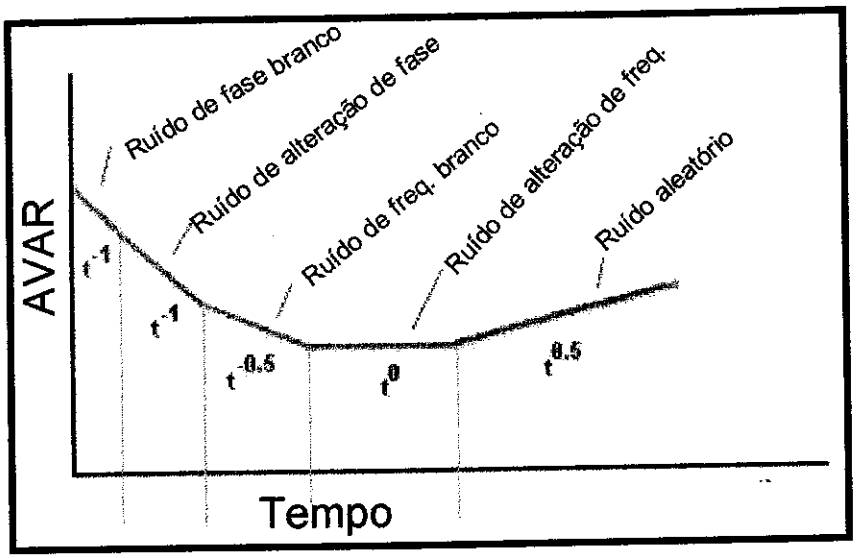


Fig. 2. 33 : Identificação dos ruídos na variância de Allan [34].

2.9.2) Medida da estabilidade do padrão atômico a feixe térmico

A primeira avaliação do nosso relógio foi feita em maio de 1999, quando contamos com a colaboração de uma equipe do **Observatório Nacional**, responsável pela aferição dos padrões atômicos do Brasil. O esquema montado para a aferição do nosso padrão é mostrado na Fig. 2.34.

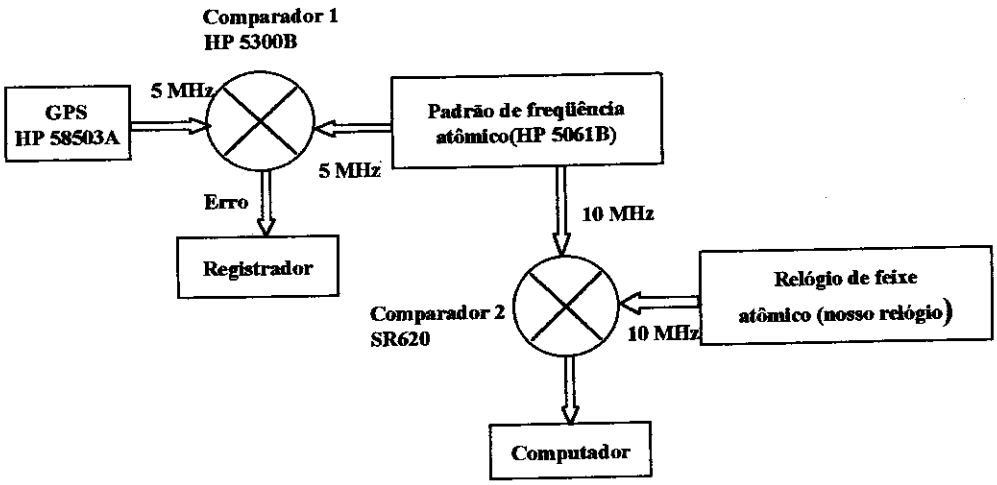


Fig. 2.34 : Esquema montado para aferição do relógio de feixe

A aferição é feita em duas etapas: na primeira etapa um sinal de 5 MHz do padrão de freqüência comercial (oscilador de referência), no caso um relógio HP

5061 B "Cesium Beam Frequency Standard", é comparado com um sinal de 5 MHz proveniente do GPS. O resultado desta comparação é enviado para um registrador. Analisando este resultado é possível verificar se o padrão de freqüência comercial possui estabilidade suficiente para ser usado como referência para o padrão de freqüência que se deseja avaliar. A segunda etapa consiste em comparar o sinal de 10 MHz do padrão comercial com o sinal de 10 MHz do nosso padrão de freqüência, na configuração em que a cadeia de microondas está sendo regularmente corrigida pela transição atômica. Para essa comparação é utilizado um comparador SR620 da Stanford ("Universal Time Interval Counter), cuja saída é enviada para um computador. Essa saída contém a diferença, em Hz, entre a freqüência de operação do nosso padrão e a do padrão comercial. Assim, podemos utilizá-la para calcular a variância de Allan do relógio de feixe. Esta variância nos fornece a estabilidade para curto período, que nesta avaliação inicial foi de $\sigma_y(\tau) = (1{,}2 \pm 0{,}1)x10^{-9}\tau^{-0{,}56}$, como podemos observar na Fig.2.35.

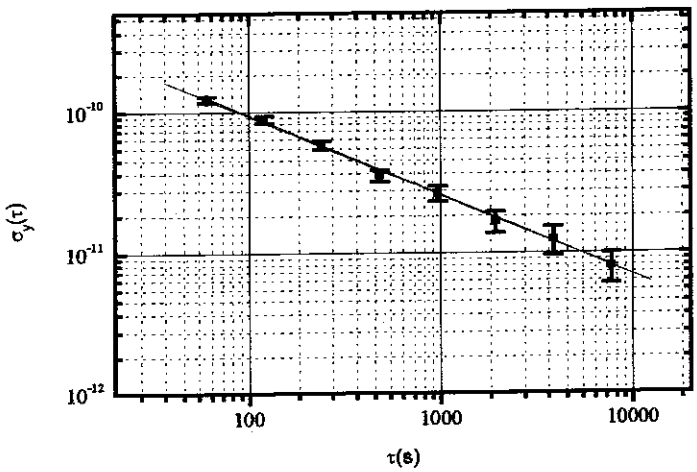


Fig. 2.35: Estabilidade de freqüência do padrão de feixe atômico em relação a um padrão de feixe comercial.

Embora, o valor da estabilidade para curto período seja uma ordem de grandeza acima do valor da estabilidade dos relógios à cristal de quartzo, tínhamos certeza que este valor poderia ser melhorado. Pois durante a aferição do oscilador de 100 MHz da cadeia de microonda, percebemos que este oscilador operava em uma freqüência longe da sua freqüência ideal, conseqüentemente, o circuito de

realimentação da cadeia não conseguia corrigir a freqüência deste oscilador. Desta forma, o sinal de 9.192 GHz enviado para a cavidade continha ruídos provenientes do oscilador de 100 MHz, que não podiam ser compensados pelo sistema de travamento da cadeia. Isto nos levou a crer que este problema comprometeu nossa avaliação.

Durante o ano de 1999 e 2000 estivemos trabalhando para melhorar o valor do estabilidade de curto período do padrão, algumas dessas melhorias já foram citadas em seções anteriores (melhora do vácuo na câmara, estabilização do laser de diodo). Neste período obtivemos um avanço destacável na área da avaliação de estabilidade, que foi a aquisição de um GPS (Datum 93090-6000), de um relógio atômico comercial (HP- 5061B) e um contador (Stanford- SR620). Esses equipamentos nos tornaram auto-suficientes para aferição do relógio de feixe atômico. Após todas as alterações descritas nas seções anteriores e com a troca do oscilador de 100 MHz da cadeia de microondas, fizemos uma nova avaliação do nosso padrão, desta vez usando nossos equipamentos para montar o esquema descrito na Fig. 2.36. A estabilidade de curto período foi de $\sigma_y(\tau) = (1{,}78 \pm 0{,}2)x10^{-11}\tau^{-0{,}49}$, como se esperava este valor é 100 vezes melhor que o valor anterior. A Fig. 2.36 mostra as duas medidas de estabilidade realizadas no relógio de feixe.

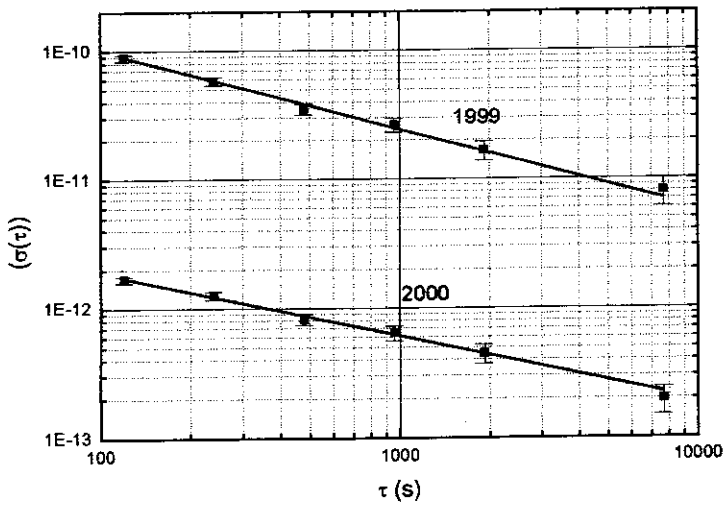


Fig. 2.36 : Duas medidas da estabilidade de freqüência de nosso padrão atômico em relação a um padrão comercial.

O valor limite para estabilidade de curto período do nosso padrão de feixe térmico é dado por :

$$\sigma_y(\tau)_{limite} = \frac{1}{\sqrt{2}S/R}\frac{\Delta\nu}{\nu_0}\tau^{-1/2} \qquad \text{(II)}$$

onde S/R é a relação sinal ruído da franja de Ramsey (20000), $\Delta\nu$ é a largura de linha a meia altura da franja central (800Hz) e ν_0 é a freqüência de transição atômica do átomo de césio (9.192631770 GHz). Utilizando estes valores, a estabilidade de curto período limite é da ordem de 3.076 $x10^{-12}$ $\tau^{-1/2}$. Conseqüentemente, estamos, aproximadamente, a uma ordem de grandeza da estabilidade limite. Possivelmente esta estabilidade será atingida com melhorias na cadeia de microondas, pois esta cadeia precisa ter seu funcionamento checado regularmente. Esta cadeia não permite muitos ajustes, porque é montada em blocos fechados, aos quais não temos acesso. Devido a esta característica estrutural da cadeia, qualquer alteração só pode ser realizada no NIST, o que não nos fornece grande flexibilidade no uso deste aparelho. Porém, com o aprimoramento da nossa equipe de trabalho na área de sintetizadores de microondas, que será descrito no próximo capitulo, e com a aquisição de uma segunda cadeia de microondas, acreditamos que num curto intervalo de tempo alcancemos a estabilidade limite de curto período em nosso padrão de freqüência atômico a feixe térmico.

2.10) Referências Bibliográficas

[1]C. Audoin, Metrologia, **29**, (1992)

[2] I. Rabi et al, Phys. Rev., **55** (1939)

[3] N.F. Ramsey, "Molecular Beams, Oxford", Clarendon. Press (1956)

[4] A. Kastler, "Le Journal de Physique el le Radium, **11** (1950).

[5] F. Teles, D. V. Magalhães, M.S. Santos, G. D. Rovera and V. S. Bagnato, Proc. 13th Joint Meetinf of the European frequenct and Time Forum and the IEEE International frequency control symposium, Besançon, França (1999).

[6] Flávio Teles C. da Silva, "Construção e avaliação de um relógio atômico de Césio", dissertação de mestrado apresentada em 1998, no Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo.

[7] G. Avila et al, Phys. Rev. A, **36**, 3718 (1987).

[8] J. H. Shirley, (comunicação privada).

[9] M. W. Fleming and A. Mooradian, IEEE J. Quantum Electron QE-**17**,_44 (1981).

[10] W. Demtröder, "Laser Spectroscopy", Springer Series in Chemical Physics Springer-Verlag, Berlin (1982).

[11] R. D. Guenther, "Modern Optics", Jonh Wiley & Sons, New Iork(1990).

[12] Vanier J., e Audoin C., "The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards", Adam Hilgeer, Philadelphia(1986).

[13] G. D. Rovera , A. De Marchi, G. Santarelli, "A simple temperature control for semiconductor lasers", Proc. 13th European Frequency and Time Forum and the IEEE International Frequency Control Symposium, Besançon, França (1999).

[14] G. D. Rovera, G. Santarelli and A. Clairon, Rev. Sci. Instrum **65**, 1502 (1994).

[15] J. F. Nava et al "Environmental effects in frequency sintesizers for passive frequency standards", in Proc IEEE Int. Freq.. Control Symp., pp 973-979 (1996).

[16] A. Hamel, "Proprietes d'un resonateur atomique a jet de cesium pompe optiquement et a structure de champ longitudinale", Tese de Doutorado, Univesidade Paris-Sud, Orsay (1989).

[17] N. Dimarcq, V. Giordano, P. Cérez and G. Théobald, IEEE Trans. Instrum and Measurement, **42,** 115 (1993).

[18] V. Candelier , V. Giordano. A. Hamel, G. Theobald, P. Cerez and C. Audoin, Applied Physics B, **49**, 365 (1989).

[19] M de Labachelerie, K. Diomandé and N. Dimarcq, "Extended-cavity semiconductor laser for optical pumping", in Proc. 2nd European Frequency and Time Forum, Neuchatel, Switzerland, 1988.

[20] V Giordano et. al. , Metrologia,**25**, 17, (1998).

[21] V. Giordano, et. al., Opt. Communications, **67**, 287, (1998).

[22] A. Makdissi and E. de Clercq, IEEE Trans. Ultra. Ferr. Freq. Cont., **44**, 637 (1997).

[23] A. G. Mungal, Metrologia, **7**, 49 (1971).

[24] H. Helling et al, Metrologia, **9**, 107 (1973).

[25] G. D. Rovera et al, Proc. Frequency Standards and Metrology, Spring Verlag, pp 395 (1989).

[26] J. S. Boulanger, Metrologia, **23**, 37 (1986).

[27] Bagnato V. S., Salomon C., Marega E. e Zílio S. C., J. Opt. Soc. Am. B, **8**, 497 (1991).

[28] J. H. Shirley, W. D. Lee, G. D. Rovera and R. E Drullinger, IEEE Trans. Instrum. Meas., **44**, 136 (1995).

[29] A. Maldissi and E. Clerq, IEEE Trans. Instrum. Meas., **46**, 114 (1997).

[30] C. Audoin et. al , IEEE Trans. Ultra. Ferro. Freq. Control, **39**, 412 (1992).

[31] E. Simon, P. Laurent ans A. Clairon, Phy. Rev. A, **57**, 436 (1998).

[32] A. Leick, "GPS Satellite Surveying", John Wiley & Sons, Inc, New York, EUA (1994).

[33] ExacTime GPS Time Code and Frequency Generator 9390-6000, User's Guide, Datum (1998) .

[34] D. W. Allan, Proc. IEEE, **54**, 2, 1966.

Capítulo 3 -Padrão de freqüência atômico de átomos frios

3.1) Princípio de funcionamento de um padrão de átomos frios

3.1.1)Introdução

A proposta de utilização de átomos lentos (frios) num padrão de freqüência atômico, que utiliza o método de campos oscilantes separados, foi exposta por Zacharias em 1953 [1]. Neste método os átomos lentos, da cauda de um feixe térmico, deveriam passar em movimento ascendente por uma cavidade de microondas, atingiriam uma altura máxima e iniciariam um movimento descendente, devido à ação da gravidade, passando novamente pela mesma cavidade de microondas. O objetivo desta alteração no funcionamento dos padrões atômicos é obter um intervalo de tempo (T), entre a primeira e a segunda passagem pela cavidade de microondas, da ordem de um segundo. Deve-se ressaltar que o valor de T num padrão atômico a feixe térmico convencional é da ordem de dezenas de milisegundos. Logo, a franja de Ramsey de um padrão de átomos lentos (frios), que é chamado de chafariz ("fountain"), é mais estreita do que a de um padrão a feixe térmico, uma vez que a largura de linha da franja de um padrão, que utilize o método de campos oscilantes separados, é inversamente proporcional ao valor de T [2]. A busca de padrões de freqüência atômico com franjas de Ramsey cada vez mais estreitas, tem como objetivo aumentar a estabilidade de freqüência do padrão e, conseqüentemente, aumentar sua precisão. Pois quanto mais estreita for a franja, mais precisa será a correção da freqüência do oscilador local pela freqüência da transição atômica. Os esforços para a realização deste padrão na década de 50 não obtiveram êxito. Isto é explicado pela redução da quantidade de átomos lentos no feixe atômico, provocada por colisões entre os átomos perto da saída do forno [3].

Somente após o desenvolvimento das técnicas de resfriamento a laser e da obtenção de velocidades muito baixas em melaço óptico [4-6], a construção de um padrão tipo chafariz passou a ser possível. O primeiro padrão atômico do tipo chafariz ("fountain") foi desenvolvido por Kasevich e colaboradores na universidade de Stanford [7]. Este padrão utilizava átomos de sódio. A primeira "fountain" de

átomos de césio foi desenvolvida pela "Ecole Normale Supérieure (E.N.S) em colaboração com o "Laboratoire Primaire du Temps et des Fréquences (L.P.T.F) [8]. Após o desenvolvimento e caracterização da "fountain" de ^{133}Cs do LPTF, o padrão de freqüência de átomos frios passou a ser um dos expoentes na área de metrologia de tempo e freqüência, devido a precisão alcançada por este tipo de padrão, que é da ordem de 1 segundo em milhões de anos [9,10]

3.1.2) Descrição do funcionamento do padrão atômico de átomos frios

Este tipo de padrão atômico funciona em modo pulsado, ou seja, o sinal característico dos padrões atômicos de freqüência (Franja de Ramsey) é obtido após a realização de uma seqüência de eventos. Esta seqüência é chamada de ciclo de funcionamento e deve ser repetida periodicamente (aproximadamente 1 s) [3]. Cada ciclo de funcionamento é dividido em quatro etapas. A primeira etapa é o resfriamento ou confinamento dos átomos de césio numa pequena região do espaço. Para isso usa-se a técnica de resfriamento tridimensional [11] ou a de Armadilha Magnéto-Óptica (MOT) [12]. A segunda fase é o lançamento da nuvem de átomos frios para cima, através da técnica de melaço em movimento [5]. Nesta etapa os átomos adquirem uma velocidade ascendente da ordem de aproximadamente 3 m/s. Após o lançamento, a intensidade dos feixes de aprisionamento é diminuída por um fator de quatro e suas freqüências deslocadas mais para o vermelho em relação à freqüência de aprisionamento. Isto é realizado com o objetivo de diminuir a temperatura transversal dos átomos lançados, para que o maior número de átomos entre na cavidade de microondas. No final deste procedimento, consegue-se átomos com temperatura da ordem de 1,2 μK, o que eqüivale, a átomos com velocidade transversal média da ordem de 2 a 3 cm/s. A terceira etapa do ciclo de funcionamento é a de interação e vôo livre dos átomos. Nesta etapa os átomos interagem com uma cavidade de microondas quando estão em movimento ascendente, atingem a altura máxima do seu vôo livre, iniciam um movimento descendente devido à ação da gravidade. Neste movimento descendente, interagem pela segunda vez com a mesma cavidade de microondas. Esta dupla interação dos átomos com a cavidade caracteriza o método de campos oscilantes separados

proposto por Ramsey [2]. A última etapa do ciclo de funcionamento de uma "fountain" é a fase de detecção, onde a população dos dois níveis do estado fundamental do césio é medida. Todo esse processo é ilustrado na Fig. 3.1.

Se a freqüência de alimentação da cavidade de microondas for exatamente a freqüência de ressonância entre os níveis hiperfinos do estado fundamental do átomo de Césio ($6S_{1/2}F=3 \rightarrow 6S_{1/2}F=4$), os átomos da nuvem atômica no nível F=3 que entraram na cavidade em movimento ascendente sairão em F=4 e vice-versa, após a dupla passagem pela cavidade. Desta forma, o gráfico da probabilidade dos átomos estarem em F=4 em relação à freqüência injetada na cavidade será o sinal de saída da "fountain" (Franja de Ramsey). Na fig. 3.2 e Fig. 3.3 temos as franjas de Ramsey do padrão de freqüência a átomos frios do NIST (NIST-F1) [10].

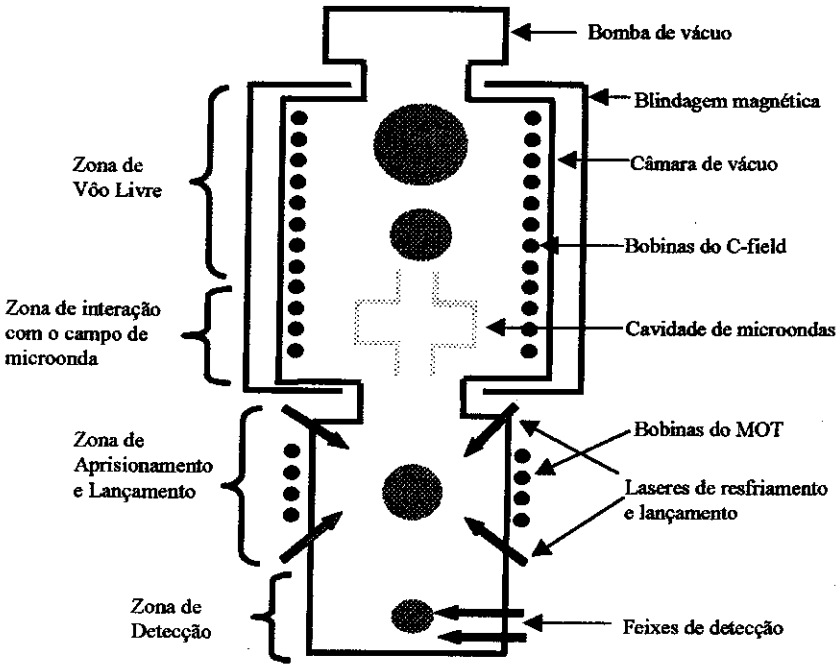


Fig. 3.1 : Diagrama do padrão de freqüência atômico a átomos frios.

Como podemos observar pelo gráfico da Fig. 3.3, a largura de linha da franja na "fountain" é da ordem de 1 Hz. Isto acarreta num fator de qualidade da transição na ordem de 9×10^9 para este tipo de padrão, enquanto nos padrões a feixe térmico este valor é da ordem de 10^7. Sendo a estabilidade de freqüência da "fountain" inversamente proporcional ao fator de qualidade da transição, a diminuição da largura de linha da franja acarretará num aumento da estabilidade do padrão

atômico. A estabilidade de curto período já alcançada em uma "fountain" de ^{133}Cs é da ordem de 10^{-13} [3].

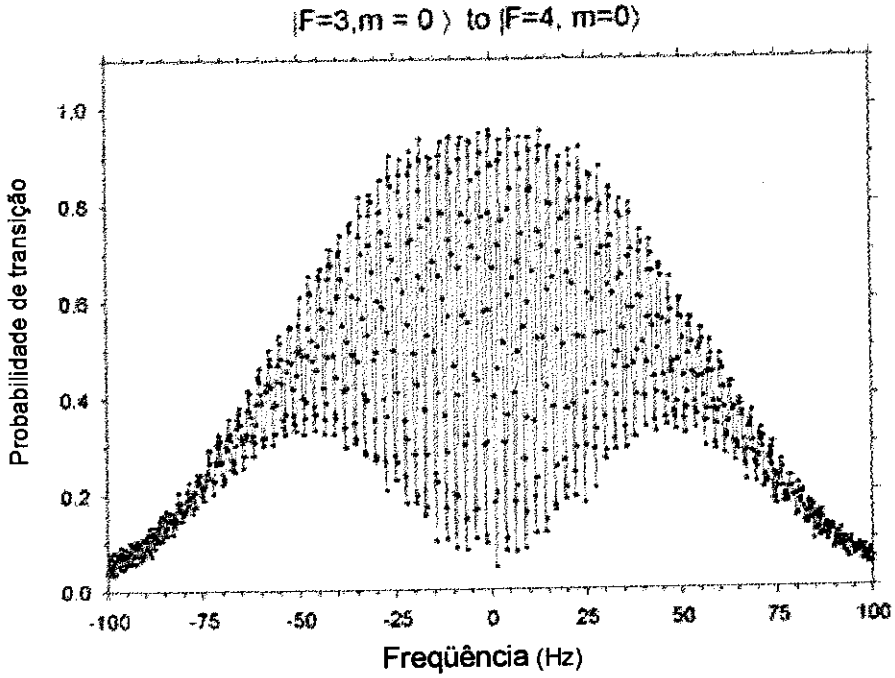


Fig. 3.2 : Franjas de Ramsey do NIST-F1 [10].

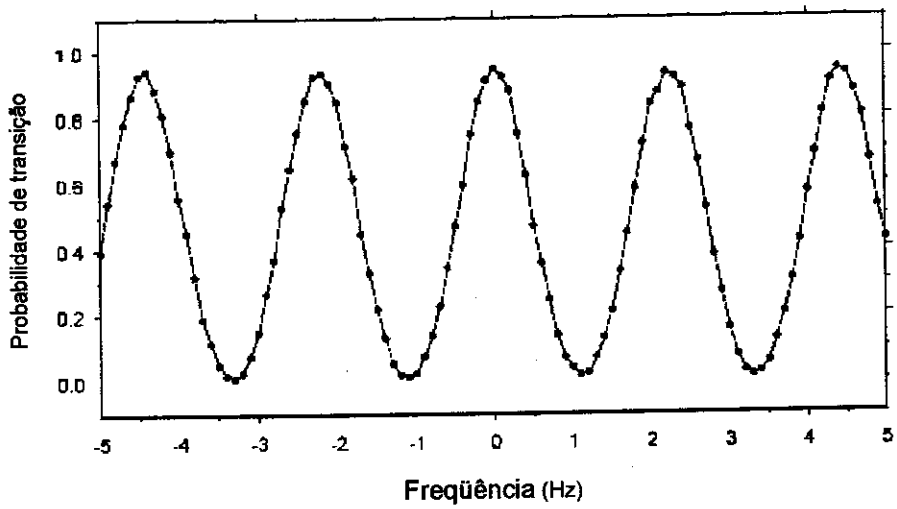


Fig. 3. 3 : Franja de Ramsey central do NIST-F1 [10].

O padrão de átomos frios pode ser dividido em quatro partes: sistema óptico, sistema de vácuo, microondas e controle. O sistema óptico envolve a construção e estabilização dos lasers de diodos, utilizados para o aprisionamento magnéto-óptico, resfriamento, lançamento e detecção dos átomos no ciclo de funcionamento do

relógio tipo chafariz. Nesta tese, apresentaremos a parte óptica sem muitos detalhes, pois esta etapa do desenvolvimento da "fountain" será abordada na tese de outro membro da equipe de tempo e freqüência (Daniel V. Magalhães). O sistema de vácuo engloba a construção e a obtenção do vácuo na câmara, na qual será realizada a produção das franjas de Ramsey deste padrão. A parte de microonda envolve a construção e caracterização das cavidades de microondas e dos sintetizadores de microondas que são utilizados no padrão. O sistema de controle envolve a produção da seqüência temporal, que controla todo o funcionamento pulsado da "fountain " , o controle dos osciladores, que comandam os feixes de aprisionamento, lançamento e detecção, o controle das bobinas do MOT e o programa de controle deste padrão. Em relação a parte de controle, esta tese apresenta a seqüência temporal e o controle dos osciladores. As demais partes serão apresentadas em trabalhos futuros. Fotos das partes (câmara de vácuo, cavidade de microonda) que compõem o relógio tipo chafariz encontram-se no apêndice A.

3.2) Sistema Óptico

O sistema óptico da "fountain", mostrado na Fig. 3.4, envolve três lasers de diodo em 852 nm, montados na configuração de cavidade externa [13]. A saída do LCE mestre é dividida em dois feixes, uma pequena parte é enviada para uma célula de referência, onde se realiza uma absorção saturada, utilizada para sintonizar e travar a freqüência do laser 160 MHz abaixo da transição $6S_{1/2}F=4 \rightarrow 6P_{3/2}$ F'=5 do átomo de césio. A maior parte da potência de saída do laser mestre é enviada para um "Master Oscillator Power Amplifier" (MOPA), que é um equipamento composto por um chip que amplifica a potência da luz de entrada em até 100 vezes. O feixe de saída do MOPA, com 500 mW de potência, é dividido em dois feixes, cada um realiza uma passagem dupla por um Modulador Acusto-Óptico(MAO), que desloca a sua freqüência em 80 MHz em cada passagem, colocando a freqüência do laser perto da ressonância $6S_{1/2}F=4 \rightarrow 6P_{3/2}$ F'=5. Tanto o feixe "para cima" como o "para baixo" são divididos em três feixes, dando origem a três pares de feixes ortogonais, utilizados na técnica da armadilha Magneto-Óptica (MOT) [12].

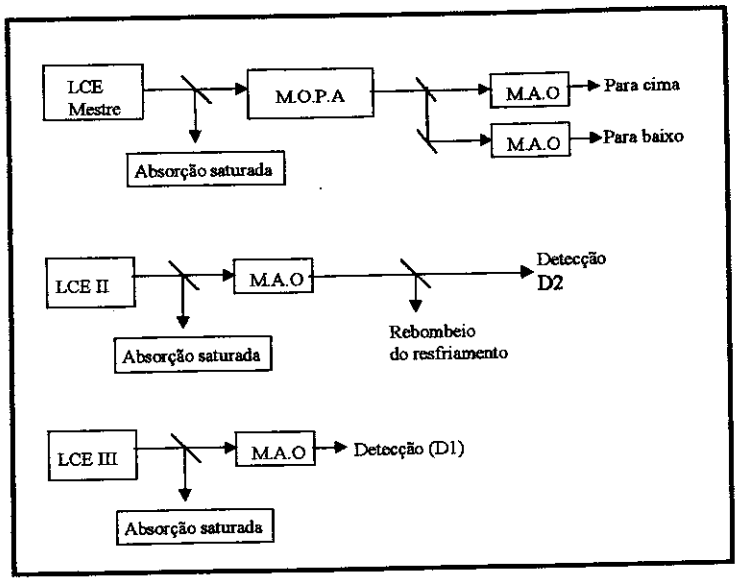


Fig. 3.4: Diagrama esquemático da parte óptica da "fountain".

O segundo laser (LCE II) é travado na transição $6S_{1/2}F=3 \rightarrow 6P_{3/2}$ F'=4, dando origem a um feixe de rebombeio, que atua na região do melaço, e um feixe de detecção (D2). A função desses dois laseres é colocar os átomos no nível $6S_{1/2}$ F=4. O terceiro laser (LCE III) é travado na transição $6S_{1/2}F=4 \rightarrow 6P_{3/2}$ F'=5, dando origem a um feixe de detecção (D1). Este feixe de detecção é utilizado para medir o número de átomos no estado F=4 no final de cada ciclo da "fountain"

A situação atual da parte óptica é a seguinte : os lasers já se encontram estabilizados e travados em suas respectivas freqüências. Os feixes do MOT estão acoplados nas fibras ópticas, que os conduzirão da mesa óptica para a câmara de vácuo. No presente momento, estamos iniciando os primeiros testes para o aprisionamento dos átomos, esperamos realizar o primeiro lançamento dos átomos dentro de dois ou três meses. Maiores detalhes sobre a estabilização dos lasers de diodo, o acoplamento nas fibras ópticas, a obtenção e caracterização armadilha magneto-óptica serão apresentados pela equipe de tempo de freqüência do Grupo de Óptica, em trabalhos futuros.

3.3) Sistema de vácuo

A câmara de vácuo da "fountain" é mostrada na Fig. 3.5. Esta câmara foi feita de aço inox 316L (não magnético), possui 34 cm de comprimento, 22 cm de largura e 120 cm de altura (todo o conjunto). A torre de lançamento dos átomos foi feita de uma liga de alumínio totalmente não magnética (AlCu4SiMg). As fotos da câmara de vácuo estão no apêndice A.

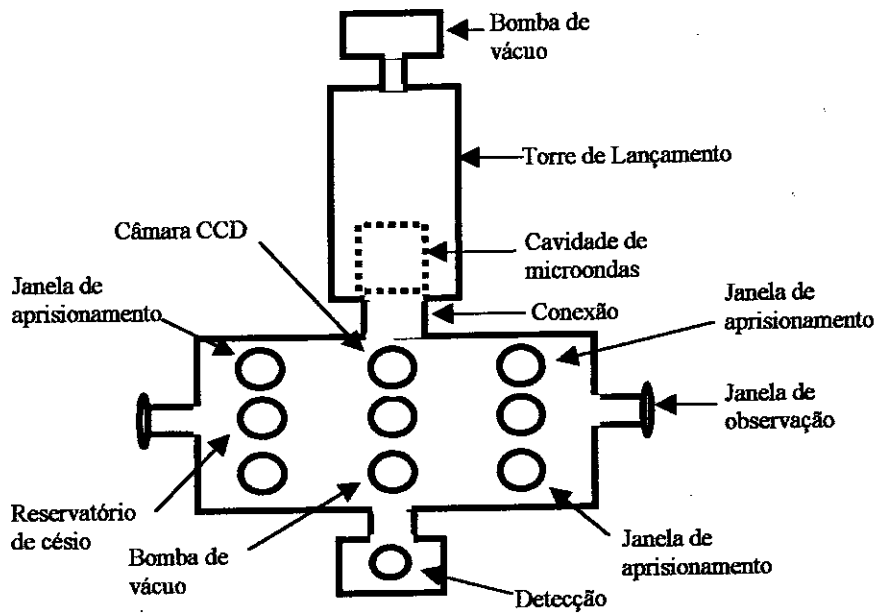


Fig. 3.5: Câmara de vácuo da "fountain".

Como pode ser visto na fig. 3.5, a torre de lançamento está conectada ao resto da câmara por um peça em formato de "I". Esta conexão é necessária, pois, deve existir um espaço entre a torre e a câmara, para o posicionamento do sistema de blindagem magnética na zona de vôo livre, como podemos observar na Fig. 3.1. O projeto inicial previa que a conexão seria uma peça de titânio, soldada entre a torre e a câmara. Desta forma, todo o sistema seria um único bloco, facilitando o seu alinhamento vertical. Após vários meses de trabalho com soldas em titânio, esta solução se mostrou inviável, devido as características do titânio, o que inviabiliza sua solda em outros materiais. A solução encontrada foi a utilização de uma peça de titânio em forma de "I", aparafusada na torre e na câmara, fazendo a conexão entre essas partes.

Outro problema relacionado a câmara de vácuo é a presença de diferentes tipos de materiais na sua estrutura. Assim, após o aquecimento da câmara, para retirada da

água e outra impurezas do seu interior, sempre apareciam vazamentos de vácuo na conexão de titânio. Pois, na parte inferior da conexão temos o encontro de três materiais diferentes: o titânio da peça, o inox da câmara e o cobre do anel de vedação de vácuo. Na parte superior temos o titânio , uma liga de alumínio da torre e o cobre do anel. Após vários teste, concluímos que estes diferentes materiais quando eram aquecidos uniformemente, dilatavam de maneira diferenciada. Isto ocasionava vazamentos no sistema, quando este era resfriado. Para solucionar este problema a conexão de titânio deixou de ser aquecida diretamente e o aquecimento das demais partes da câmara passou a ser feito em etapas. O sistema de aquecimento é constituído de fitas térmicas, alimentadas por variadores de tensão. Cada etapa de aquecimento consiste em elevar a temperatura do sistema até uma determinado valor e em seguida resfria-lo à temperatura ambiente. Na primeira etapa aquecemos a 90°C, na segunda a 120°C e na terceira a 150°C. Como resultado desta seqüência de aquecimento, o vácuo na câmara melhorou de 1.9 10^{-4} Pa, antes do inicio da seqüência de aquecimento, para 6.3 10^{-7} Pa no final da ultima etapa, como mostrado na Fig. 3.6. Com esse procedimento, conseguimos evitar o vazamento devido à dilatação dos diferentes materiais que compõem a câmara de vácuo. Atualmente, temos uma pressão de 3.8 10^{-7} Pa. Embora, a pressão desejável seja da ordem de 10^{-10} Pa [14], a pressão atingida nos habilitou a quebrarmos a ampola de césio dentro do sistema, com a finalidade de realizarmos os primeiros aprisionamentos magnéto-óptico no relógio tipo chafariz. Outro fator que retardou a obtenção de uma pressão aceitável (10^{-7} Pa) na câmara, foi a maleabilidade da liga de alumínio da torre de lançamento. Pois, à medida que necessitávamos desmontar o sistema, para resolver os problemas de vazamento de vácuo, as flanges inferior e superior da torre ficavam cada vez mais gastas. Logo, tínhamos que refazer as flanges constantemente, isto tornava a montagem do sistema e testes de outra configurações de aquecimento muito demorada.

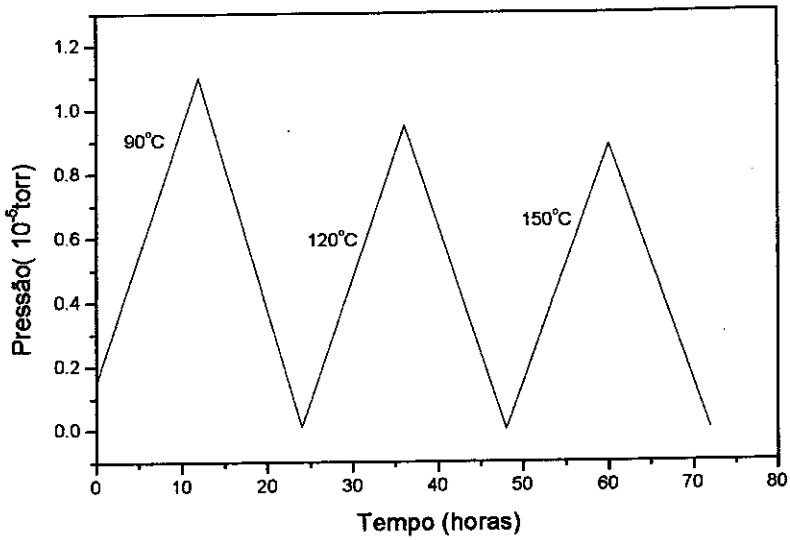


Fig. 3.6 : Variação da pressão na câmara devido ao seu aquecimento em etapas.

3.4) Cavidade de Microondas

A "fountain" utiliza duas cavidades de microondas, uma para preparação dos átomos e outra para interrogação. A cavidade de interrogação é utilizada no método de campos oscilantes separados, para obtermos a transição do padrão atômico ($6S_{1/2}F=3 \rightarrow 6S_{1/2}F=4$). Ela é feita de cobre e possui modo de acoplamento TE_{011}. Este modo foi escolhido por apresentar um fator de qualidade mais elevado que os demais modos e possuir $H_\phi=0$, ou seja, não existem correntes axiais na cavidade[15]. Isto permite que um orifício, para a passagem dos átomos através da cavidade, possa ser aberto na tampas da cavidade, sem altera suas linhas de corrente. Os campos elétricos e magnéticos na cavidade são descritos pelas equações abaixo e suas distribuições são mostradas na Fig. 3.7.

$$
\begin{aligned}
H_z &= H_0 J_0\left(\frac{2\pi}{\lambda c}\bar{r}\right)\operatorname{sen}\left(\frac{\pi}{l}\right)\bar{z} \\
H_r &= -j\frac{\lambda_c}{\lambda_y}H_0 J'_0\left(\frac{2\pi}{\lambda c}\bar{r}\right)\cos\left(\frac{\pi}{l}\right)\bar{z} \\
H_\theta &= 0 \\
E_z &= 0 \\
E_r &= 0 \\
E_\theta &= j\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}\frac{\lambda_c}{\lambda_0}H_0 J'_0\left(\frac{2\pi}{\lambda c}\bar{r}\right)\cos\left(\frac{\pi}{l}\right)\bar{z}
\end{aligned}
\qquad (I)
$$

sendo H_0 a amplitude do campo magnético, J_0 função de Bessel, J'_0 derivada primeira da função de Bessel, l o comprimento da cavidade, λ_c o comprimento de onda de corte e λ_g o comprimento de onda guiado na cavidade.

A cavidade de interrogação possui um comprimento(l) de aproximadamente 4,3 cm e um raio (a) de 2,15 cm. Ela é dividida em três partes : Corpo, Base e Tampa, que são mostradas na Fig. 3.8. Esta configuração nos permite modificar a freqüência de acoplamento da cavidade, através de alterações do comprimento tanto da Base como da Tampa. Modificando assim, o comprimento total da cavidade. Esta cavidade possui três pés para sua sustentação e se encontra localizada base da torre de lançamento.

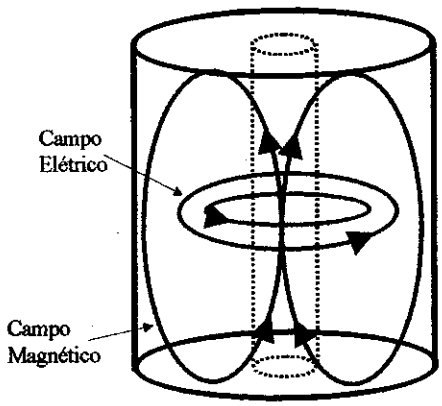


Fig. 3.7: Distribuição do campo magnético e elétrico na cavidade com modo TE_{011}.

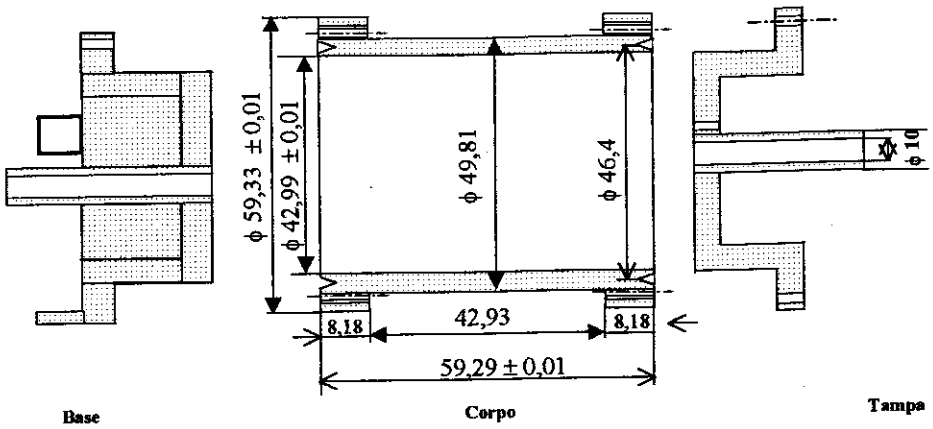


Fig. 3.8: Esquema da cavidade de interrogação da "fountain".

A freqüência de ressonância desta cavidade é dada por[16]:

$$f_{011} = \left[\left(\frac{3.832}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{l}\right)^2\right]^{1/2} \frac{c}{2\pi} \qquad \text{(II)}$$

sendo a o raio da cavidade, l o comprimento da cavidade e c a velocidade da luz. Para as dimensões descritas no parágrafo anterior a freqüência de ressonância da cavidade é 9,19 GHz.

Outra característica importante da cavidade é seu fator de qualidade (Q), que é a medida da seletividade de freqüência de um ressonador [17]. No nosso caso o fator de qualidade é dado por[16] :

$$Q = \frac{\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}}{2R_S} \frac{\left[\left(\frac{3.832}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{l}\right)^2\right]^{3/2}}{\frac{1}{a}\left(\frac{3.832}{a}\right)^2 + \frac{2}{l}\left(\frac{\pi}{l}\right)^2} \qquad \text{(III)}$$

$$R_S = \sqrt{\frac{w\mu}{2\delta}} \qquad \text{(IV)}$$

onde μ é a permeabilidade relativa do cobre ($\approx \mu_0 = 12.56 \times 10^{-7}$ H/m), ε é a permissividade relativa ($\approx \varepsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12}$ F/m), δ e a condutividade do cobre (5.8×10^7 Ω/m) . Desta forma, o valor do fator de qualidade teórico da nossa cavidade é da ordem de 30000.

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA INFORMAÇÃO

Para determinarmos a freqüência de ressonância da cavidade e seu fator de qualidade utilizamos um analisador de rede (HP 8722 A), que nos foi gentilmente cedido pelos Prof (s). Dr. Murilo, Dr. Sartori e Dr. Amilca da Escola de Engenharia de São Carlos (EESC). Este analisador nos fornece um sinal de saída no intervalo de freqüência de 50 MHz a 20 GHz , com amplitude constante. Podemos utilizá-lo tanto como fonte de RF, como analisador de espectro. Utilizaremos o analisador na configuração de Medidas de Reflexão, assim, o sinal observado será a perda de retorno (razão logarítmica entre a tensão refletida e a incidente na cavidade).

Durante a caracterização, a cavidade é mantida em vácuo, com temperatura controlada. A Fig. 3.9 mostra o esquema montado com o uso do analisador de rede. Neste esquema a cavidade de microondas foi colocada dentro de uma câmara de vácuo, à qual foi conectada uma pequena bomba que garante um vácuo de 2 Pa. Para o controle de temperatura, enrolamos a câmara de vácuo com uma fita térmica e controlamos sua alimentação através de um variador de tensão. A variação de temperatura da cavidade é determinada por um multímetro conectado à saída de um sensor de temperatura ("termopar") colocado na cavidade. A Fig. 3.10 mostra o deslocamento da freqüência de ressonância da cavidade em relação à variação de temperatura. A variação da freqüência de ressonância é realizada para otimizarmos a franja de Ramsey do padrão.

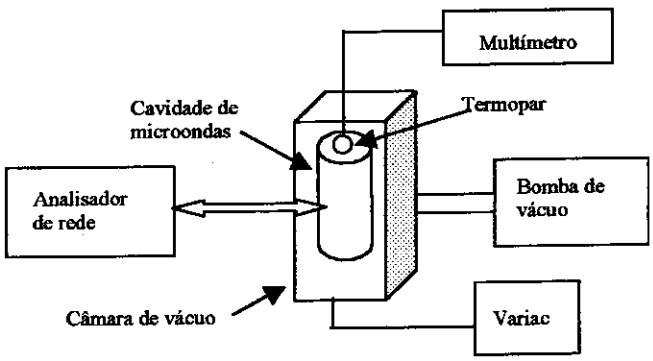


Fig. 3.9: Sistema montado para caracterização da cavidade de interrogação.

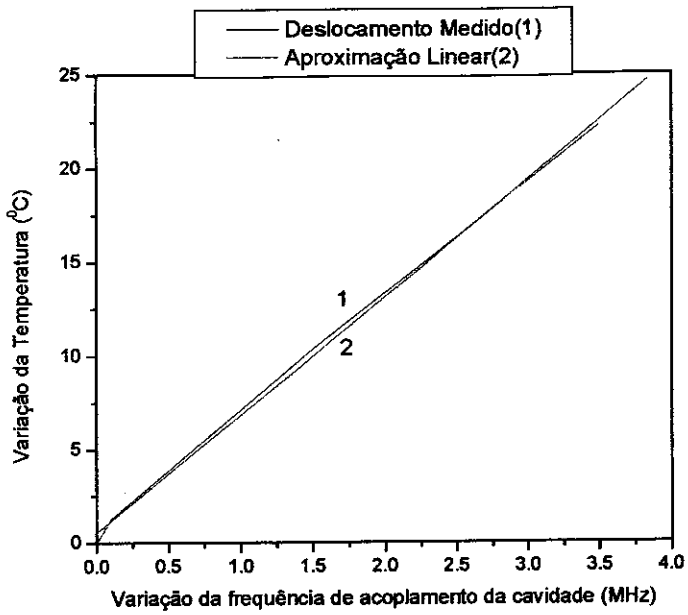


Fig. 3.10: Alteração da freqüência de ressonância da cavidade com a variação da sua temperatura.

Analisando do gráfico da fig. 3.10 podemos determinar uma equação que relacione a freqüência da cavidade com a variação de sua temperatura. No nosso caso $\Delta T=0{,}45 + 6{,}28\ \Delta F$, com ΔT em graus Celsius e ΔF em MHz. Optamos por deixar nossa cavidade com a freqüência de ressonância em 9,1927 HZ, para que ao aquecê-la 0,5 ^{0}C, sua freqüência se altere para 9,1926 GHz.

O fator de qualidade da cavidade é determinado diretamente do resultado da medida da freqüência de ressonância da cavidade (Fig. 3.11). Pois o fator de qualidade experimental é dado por[16] :

$$Q = \frac{f_0}{\Delta f_{meiaaltura}} \qquad \text{(V)}$$

sendo f_o a freqüência de ressonância da cavidade (9.1927 GHz) e $\Delta f_{meia\ altura}$ a largura de linha a meia altura da ressonância (0.4 MHz). Logo, o fator de qualidade medido é da ordem de 23000 ±5000. Esta valor concorda com o valor teórico. A foto da cavidade de interrogação é mostrada no apêndice A.

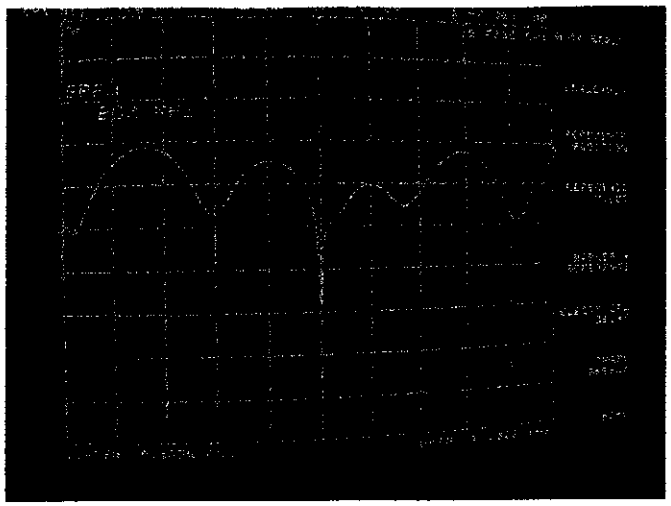


Fig. 3.11: Tela do analisador de rede durante uma medida da freqüência de ressonância da cavidade de interrogação.

A segunda cavidade da fountain é a de preparação, cuja finalidade é aumentar o número de átomos no nível F=3, que entrarão na cavidade de interrogação. O objetivo deste procedimento é aumentar a relação sinal ruído do sinal de saída da "fountain". Esta cavidade é feita de titânio. Embora este material tenha uma condutividade de 2.5 x 10^6 ,diminuindo seu fator de qualidade em relação a cavidade de interrogação, seu coeficiente de dilatação térmica é menor que o do cobre. A característica desejável para esta cavidade é uma pequena alteração na sua freqüência de ressonância mediante variações de temperatura, o que justifica o uso do titânio. A Fig. 3.12 mostra o esquema dessa cavidade.

Usando as equações descritas anteriormente, a freqüência de ressonância desta cavidade é de 9,193 GHz ,para a=2,63 cm e l=2,5 cm. O fator de qualidade teórico é da ordem de 5000 e o medido de 3600 ± 1000. A foto desta cavidade é mostrada no Apêndice A.

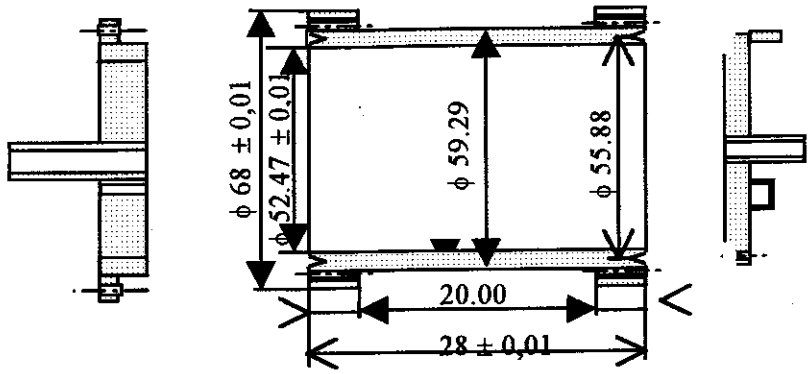


Fig. 3.12: Esquema da cavidade de preparação.

As duas cavidades estão dispostas na "fountain" como mostra a Fig. 3.13. O suporte das cavidades é feito de alumínio, com seis parafusos na sua parte superior que nos permitem movimentar o suporte na horizontal e vertical. Como visto na Fig. 3.14, a cavidade de preparação é fixada na parte inferior do suporte através de uma rosca feita na sua tampa. Durante o alinhamento do centro das cavidades com o centro do sistema de vácuo, percebemos que uma cavidade estava fora de centro em relação à outra. Concluímos que a falta de alinhamento entre as cavidades foi ocasionada pela maleabilidade do material utilizado para confecção do suporte, pois este deformava quando as cavidades eram fixadas a ele. Assim, era impossível alinharmos o centro do sistema com o centro das duas cavidades ao mesmo tempo. Isso nos levou a retirar a cavidade de preparação. Desta forma, os primeiros testes da "fountain" serão realizados apenas com a cavidade de interrogação. A conseqüência disto será uma diminuição na relação sinal ruído no sinal da franja de Ramsey. Contudo, já estamos trabalhando na confecção de um novo sistema de suporte para as cavidades

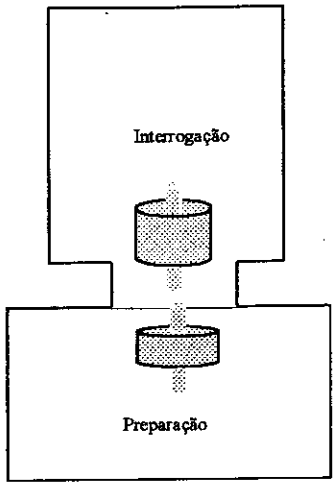


Fig. 3.13: Gráfico do posicionamento da cavidade de interrogação preparação na câmara de vácuo.

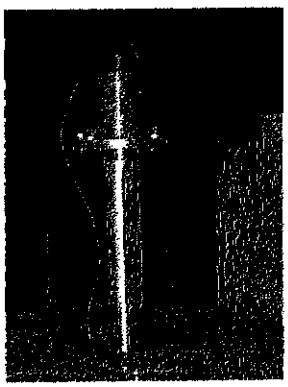


Fig. 3.14: Foto do suporte das cavidades

3.5) Sintetizador de microondas

3.5.1) Introdução

Como todo padrão de freqüência atômico (PFA), a "fountain" necessita que um oscilador local lhe forneça a freqüência para sondagem da transição atômica, envolvida no seu funcionamento. No nosso caso, a freqüência é de 9,192631770 GHz (^{133}Cs).

Para obtermos esta freqüência, utilizamos um conjunto de osciladores travados em fase entre si. Este conjunto, chamado sintetizador ou cadeia, nos fornece um sinal de 9.192 GHz, com as características necessárias para um bom funcionamento da "fountain". Esta cadeia também produz o sinal de saída do padrão atômico (5, 10 ou 100 MHz).

As características necessárias para um sintetizador (cadeia) de rádio-freqüência ser utilizado como oscilador local numa "fountain" são :

- Alta pureza espectral na portadora (9.192631770 GHz)
- Linhas parasitas fracas e simétricas em relação à portadora
- Estabilidade de fase melhor que alguns picosegundos/dia

A primeira especificação é devido ao funcionamento pulsado da "fountain". Isto provoca uma concentração do espectro de ruído na freqüência da cadeia [18,19]. A presença de ruído de freqüência próximo à portadora provoca uma diminuição da relação sinal ruído do sistema, implicando em uma degradação da sua estabilidade.

A presença de raias parasitas na sondagem atômica provoca um deslocamento na freqüência de interrogação. Este deslocamento depende da intensidade dessas raias e de sua relação com a portadora [20]. Assim, a cadeia de rádio-freqüência deve possuir raias parasitas com baixa intensidade e simétricas. Com isso o deslocamento provocado por raias com freqüência acima da portadora, seja compensado pelo deslocamento provocado por raiais abaixo da portadora.

A cadeia de rádio-freqüência deve ser travada em freqüência sobre a transição atômica, para obtermos um padrão de freqüência atômico. Se quisermos alcançar

estabilidade em freqüência da ordem de 10^{-16} /dia, temos que garantir que a instabilidade de fase da cadeia seja inferior a alguns picosegundos/dia.

Uma cadeia de rádio-freqüência com essas características não pode ser comprada e poucos laboratórios do mundo têm condição de construí-la. Por este motivo, nosso sintetizador foi montado e caracterizado em colaboração com o laboratório de eletrônica do LPTF-França, sob a orientação do Dr. Giorgio Santarelli e Dr. Andre Clairon, pesquisadores desta instituição, que fazem parte da equipe responsável pela manutenção do horário oficial francês.

3.5.2) Conceitos Básicos

Para entendermos uma cadeia que sintetize 9. 1 GHz, devemos primeiro descrever alguns conceitos básicos. Uma das características mais importantes de uma cadeia de rádio-freqüência é o ruído do seu sinal de saída. Como o ruído é uma forma de estabilidade, nóso utilizaremos para caracterizar a estabilidade da cadeia tanto no domínio do tempo, como no domínio da freqüência. No domínio da tempo, temos a estabilidade de curto período, que é a estabilidade medida desde frações muito pequenas de segundo até 1 minuto. Acima deste intervalo de tempo, temos a estabilidade de longo período. No domínio da freqüência, caracterizamos a estabilidade da cadeia determinando o tipo de ruído do seu sinal de saída, que pode ser "random walk", "flicker" e "white phase noise"[21].

Uma cadeia de RF é composta de vários elementos, o principal é o oscilador de quartzo controlado por tensão e estabilizado em temperatura (VCXO), que funciona como o gerador dos sinais utilizados na cadeia. As características deste oscilador devem ser: uma estabilidade de longo período da ordem de 2×10^{-11} Hz/dia, estabilidade em freqüência da ordem de 2×10^{-10} Hz, ruído de fase da ordem de –120 dBc em 1 Hz e uma excelente imunidade à gradientes de temperatura ($< 1 \times 10^{-12}$Hz/°C). Uma de suas características, a ser observada na escolha de um VCXO para uma cadeia de RF com aplicações em metrologia de tempo e freqüência, é o seu ruído de fase. Ruído de fase são variações randômicas na fase do sinal de saída do oscilador, causadas por instabilidade no domínio do tempo. A caracterização mais comum deste ruído é através da medida da densidade espectral de potência do (Power Spectral Density-PSD) do sinal de saída do sintetizador. Essa medida

descreve como a potência de uma série de tempo é distribuída com a freqüência. Deve-se ressaltar que o limite mínimo teórico do ruído de fase medido é de –174 dBm.

Um dos principais elementos utilizado na construção de uma cadeia de rádio-freqüência é o "Phase Lock Loop"(PLL). Este sistema sincroniza o sinal de um oscilador com um outro sinal, chamado de referência, para que eles operem na mesma freqüência. Uma das vantagem do uso de circuitos de PLL é que eles proporcionam uma filtragem da fase ou da freqüência do sinal que está sendo travado. Desta forma, conseguimos melhorar a pureza do sinal sem o acréscimo de filtros no circuito. O diagrama de blocos de um PLL básico é mostrado na Fig. 3.15.

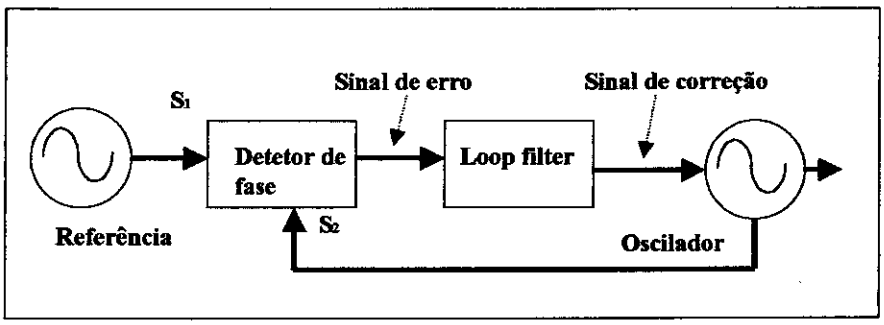


Fig. 3.15 : "Phase-locked loop" básico.

Como dito anteriormente, o objetivo da PLL é travar o sinal do oscilador (S_2) com o da referência (S_1). Para isso, o sinal da S_1 tem sua fase comparada com S_2 através de um comparador de fase, a diferença entre as fases é chamada de sinal de erro. O sinal de erro é tratado pelo "loop filter", que produz um sinal de correção a ser enviado para o oscilador. Desta forma, a saída do oscilador acompanha variações ocorridas no sinal de referência. O "loop filter" pode ser um simples condutor, um amplificador, um integrador, ou ainda um integrador-condutor. Dependendo do tipo de PLL utilizada, podemos ter um sistema de travamento de fase, entre dois osciladores, que atue rapidamente ou lentamente e seja seletivo nas variações de freqüência a serem corrigidos. Essas características são determinadas pelos objetivos a serem alcançados pela PLL.

O último ponto que queremos abordar nesta breve introdução teórica, diz respeito à metodologia utilizada nas medidas de ruído de fase. O aparelho utilizado para medir ruído de fase é um analisador de espectro que realiza uma transformada rápida de Fourier (FFT). Em nossas medidas de ruído de fase utilizamos um

"Dinamic Signal Analyzer" (HP 3561A). Quando medimos o ruído de fase de um componente (Device Under Test-DUT) que não altera a freqüência do sinal de entrada, como por exemplo um amplificador, a topologia utilizada é descrita na Fig. 3.16. O sinal de saída do DUT é comparado com o saída da referência através de um misturador (mixer). O resultado desta comparação é enviado para o analisador. O ruído de fase da referência não é medido nesta topologia, pois, ele está presente nos dois ramos do misturador e acaba se cancelando durante a comparação. Conseqüentemente, ao observarmos o sinal da FFT estamos vendo apenas o ruído de fase introduzido pelo DUT.

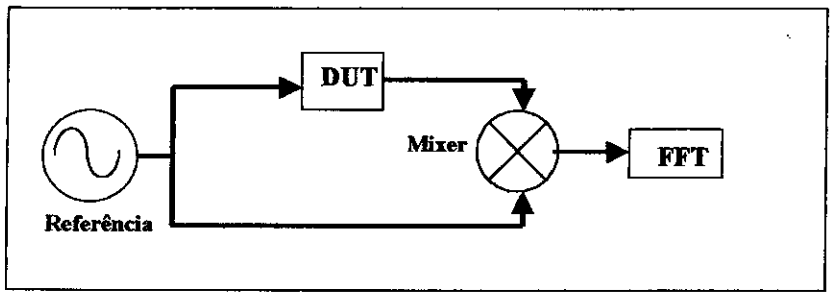


Fig. 3.16 : Esquema usada para medir ruído de fase de elementos que não alteram a freqüência de entrada.

Para medirmos ruído de fase de dispositivos que alteram a freqüência de entrada, como multiplicadores e divisores de freqüência, utilizamos a topologia descrita na Fig. 3.17 . Neste caso, a referência alimenta dois DUTs que têm suas saídas comparadas por um misturador. Assim, o que estaremos medindo é a soma do ruído de fase introduzido por cada elemento. Supondo que eles sejam iguais, o ruído de fase de cada elemento é a metade do ruído medido nesta configuração. Mais uma vez, o ruído da referência não é levado em conta, uma vez que está presente nos dois caminhos.

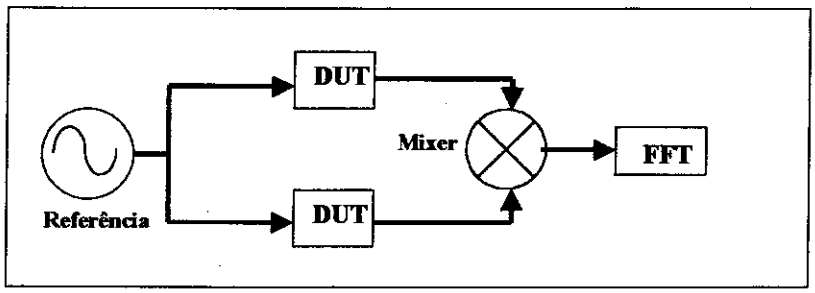


Fig. 3.17 : Configuração utilizada para medir ruído de fase de dispositivos que alteram a freqüência de entrada.

Para medirmos o ruído de fase de uma fonte de sinal, como um oscilador, utilizamos a topologia descrita na Fig. 3.18. A saída de cada oscilador é enviada para o mixer, que as compara e fornece a diferença de fase entre elas. Essa diferença é enviada para o analisador, que nos fornece o somatório do ruído de fase dos dois osciladores. Como estamos utilizando osciladores livres, devemos garantir que os osciladores forneçam a mesma freqüência para o mixer, cuja função é comparar apenas a fase dos sinais. logo, faz-se necessária uma correção em um dos osciladores, garantindo que eles operem na mesma freqüência. Esta correção não irá mascarar a medida do ruído de fase, pois a correção utilizada é do tipo proporcional, com ganho muito baixo.

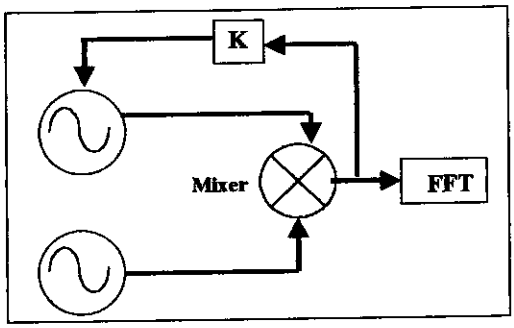


Fig. 3.18: Topologia utilizada para medir o ruído de fase de geradores.

Os conceitos básicos de PLL e medida de ruído de fase em diversos elementos (amplificadores, multiplicadores, divisores, osciladores) serão utilizados no processo de construção e caracterização dos sintetizadores de microondas, que é apresentado a seguir.

3.5.3) Sintetizador de interrogação

O esquema eletrônico do sintetizador (cadeia) de interrogação é descrito na Fig. 3.19. A cadeia é composta de três osciladores primários (10 MHz, 100 MHz e 4.59 GHz), que estão travados em fase entre si, através de circuitos de PLL. O oscilador principal, aquele que é referência para todos os outros, é o oscilador de 10 MHz. Por esta razão, este oscilador é um BVA (Boiter Viellisement Améliorè)

controlado em temperatura da série OCXO 8600 (oscilador de cristal com temperatura controlada) da Oscilloquartz (Suíça). Um oscilador BVA é um ressonador de cristal de quartzo desacoplado de sua própria estrutura de montagem, através de quatro pontes rígidas. Este esquema único permite uma melhoria de 10 vezes na estabilidade de freqüência, em relação aos outros OCXO [22]. O oscilador de 100 MHz é um OCXO de baixo ruído de fase (série 500-07542 A da Wenzel). A cadeia de interrogação é utilizada para alimentar a cavidade de microondas principal (cavidade de interrogação), que fornece aos átomos de ^{133}Cs energia suficiente para a transição entre seus níveis no estado fundamental. Esta cadeia deve ser alimentada com um sinal de 9.192 GHz, com amplitude relativamente baixa (da ordem de –30 dBm). Isto é realizado para evitar fuga de microondas da cavidade, que gerariam campos espúrios na região de vôo livre dos átomos, diminuindo a relação sinal ruído do sinal da "fountain". Por isso, utilizamos um ressonador dielétrico (ORD) de 4.596 GHz (DRV 4R596-10SF) da Omega Technologies (França). Esta ORD nos fornece um sinal de 4.596 GHz com 10 dBm de potência e um sinal em 9.192GHz (segundo harmônico de 4.596 GHz) com uma potência de –15 dBm. A freqüência de 4.59 GHz é eliminada do sinal enviado para cavidade através de um filtro, formado por dois guias de acoplamento para 9 GHz (ARRA-102-462). Para atingirmos a potência ideal de alimentação da cavidade atenuamos o sinal de saída do filtro utilizando um atenuador programável Pin Diode Attenuator–D195.

O primeiro passo para análise da estabilidade da cadeia é medir o ruído de fase dos seus osciladores. Para isso, utilizamos a topologia descrita na Fig. 3.18. Analisando o ruído de fase do BVA de 10 MHz, do VCXO de 100 MHz e da ORD de 4.59 GHz, conforme mostrado na Fig. 3.20. Observamos que no intervalo de freqüência de 0.1 até 30 Hz o BVA possui o menor ruído, de 30 Hz até 100 KHz o menor ruído é dado pelo VCXO e acima desta freqüência quem apresenta o melhor é a ORD.

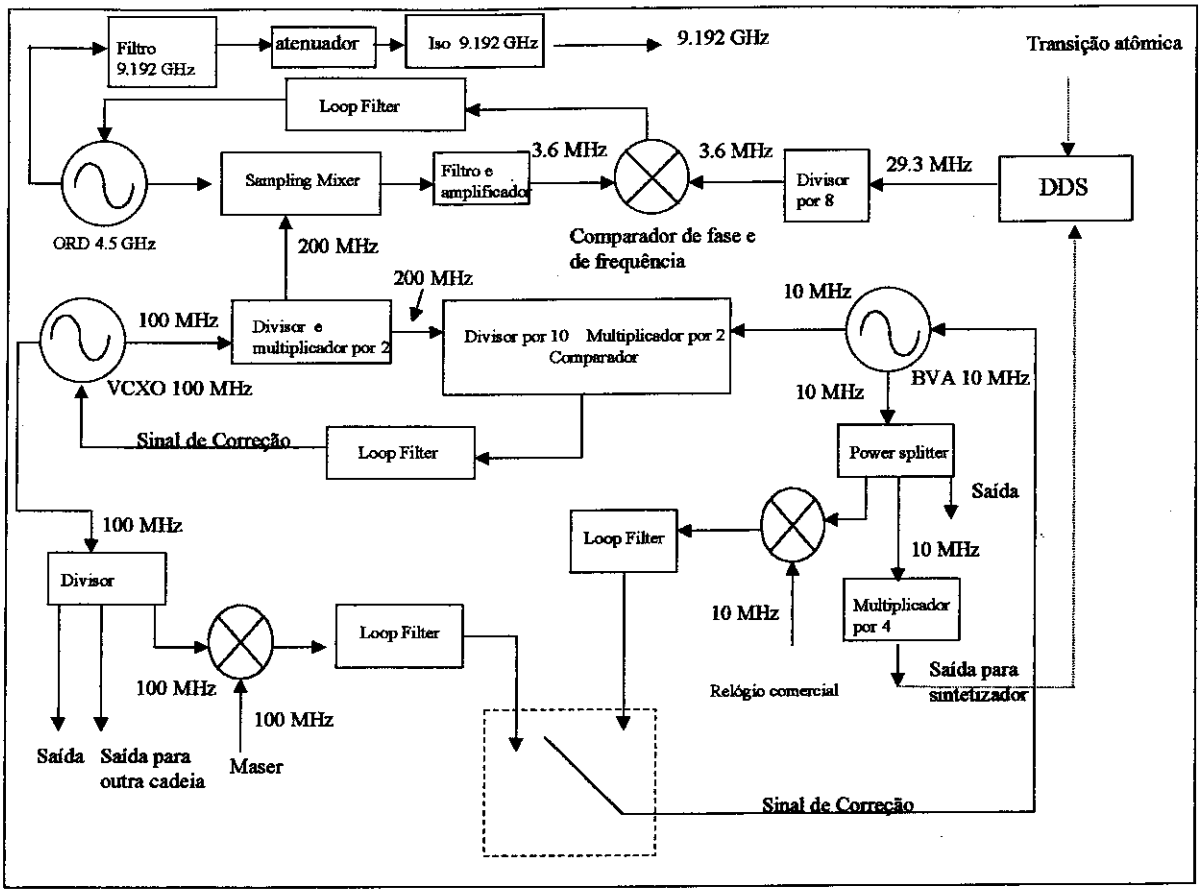


Fig. 3.19: Esquema da cadeia de interrogação

Fig. 3.20: Ruído de fase do BVA, VCXO e ORD medidos em 100 MHz

O motivo pelo qual usamos osciladores de vários tipos na cadeia de rádio-freqüência é a possibilidade de aproveitar as melhores características de cada tipo de oscilador no sinal de saída da cadeia. Por isso, a cadeia é dividida em duas regiões : região de baixa freqüência e região de alta freqüência. Na parte de baixa freqüência, tenta-se transferir as melhores características do BVA para o VCXO. A parte de alta freqüência tem como objetivo a transferência das características do ruído de fase do conjunto BVA/VCXO para a ORD.

3.5.3.1) Entradas e saídas

A cadeia de interrogação possui as seguintes saídas:

- 100 MHz para ser usado como sinal de saída do padrão de freqüência atômico

- 100 MHz que é enviada para cadeia de preparação.
- 100 MHz para ser comparado com 100 MHz de um Maser, gerando um sinal de correção para o BVA de 10 MHz. Travando a cadeia com um Maser.
- 10 MHz para ser usado como sinal de saída do padrão de freqüência atômico.
- 10 MHz para ser multiplicado por quatro e gerar a base de tempo da DDS. Assim, todos os osciladores do sistema ficam travado entre si.
- 10 MHz para ser comparado com 10 MHz de um Relógio comercial, gerando um sinal de correção para o BVA de 10 MHz. Travando a cadeia com um relógio comercial.
- 9.192 GHz utilizada como alimentação da cavidade de interrogação.

A cadeia de interrogação possui apenas uma entrada.

- 29. 4 MHz da DDS externa.

3.5.3.2) Região de baixa freqüência (10 MHz a 200 MHz)

O VCXO de 100 MHz possui duas saídas, uma delas é divida em três para gerar saídas de 100 MHz conforme descrito acima. A outra saída é multiplicada por dois, dando origem a dois sinais de 200 MHz através do **Circuito 01**, mostrado na Fig. 3.21. Neste circuito o sinal de 100 MHz (com 10.15 dBm) é multiplicado por dois (RK3), em seguida sua potência é amplificada (MAV11). A saída do MAV11 é enviada por um divisor de potência (LRPS-2-1). Cada uma das saídas do divisor é amplificada por um MAV11, a fim de produzir dois sinais de 200 MHz com 7.15 dBm de potência. Uma das saídas de 200 MHz é enviada para a parte de alta freqüência da cadeia. A outra é enviada para o circuito de comparação da parte de baixa freqüência, este circuito é apresentado na Fig. 3.22 **(Circuito 02).** Neste circuito, o sinal de 200 MHz é dividido por 10 através (SP8401 da Mitel). O sinal gerado por esse divisor (20 MHz) é amplificado e passa através de um filtro passa baixa, com freqüência de corte em 50 MHz, para melhorar sua pureza espectral. Utilizamos um detetor de fase (RPD-2) para comparar o sinal de 20 MHz (saída do filtro) com a fase de um sinal de 20 MHz proveniente do BVA. Para gerarmos o sinal de 20 MHz do BVA, utilizamos um dobrador de freqüência (RK3) e um amplificador (MAV11). A saída do detetor de fase, que é proporcional à diferença de fase entre os dois sinais de entrada, é multiplicada por 10 através de um

amplificador não inversor. Este sinal, chamado de sinal de erro, é enviado para o "loop filter".

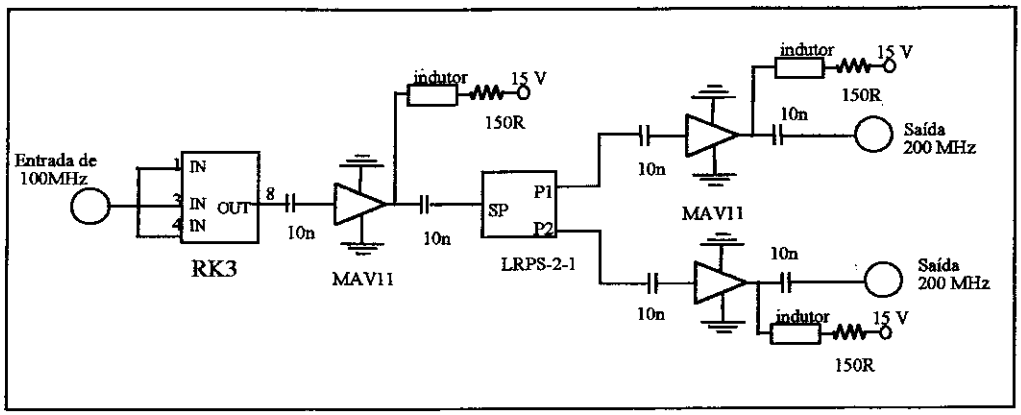


Fig. 3.21: Circuito 01.

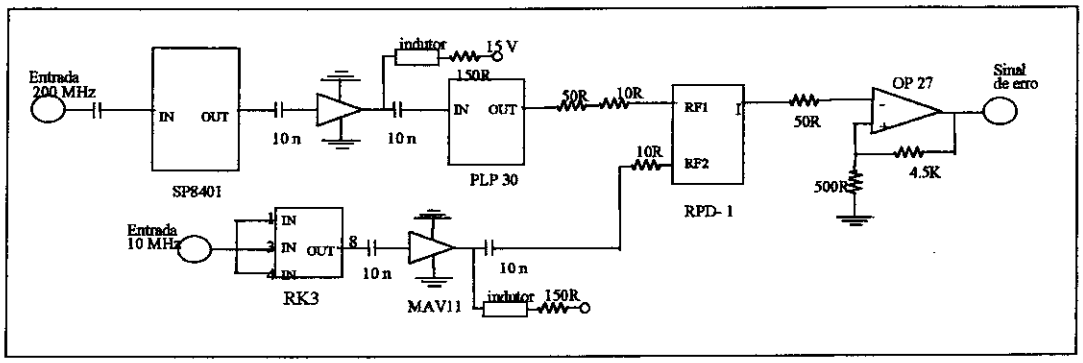


Fig. 3.22: Circuito 02.

Conforme mencionado anteriormente, podemos ter vários tipos de "loop filter". O que mais se adapta aos objetivos desejados é um filtro integrador-condutor, mostrado no **Circuito 03** (Fig. 3.23). A característica principal deste filtro é a diferença entre o valor do ganho em alta freqüência em relação ao de baixa freqüência. Através da escolha de R2 e C pode-se determinar em que freqüência (zero do filtro) ocorre essa mudança de ganho. Para R_1= 1 KΩ, R_2 = 100 KΩ e C = 47 nF o zero de freqüência está em aproximadamente 33 Hz. Isto é observado no gráfico do ganho de malha aberta de todo os sistema de travamento de fase, apresentado na Fig. 3.24.

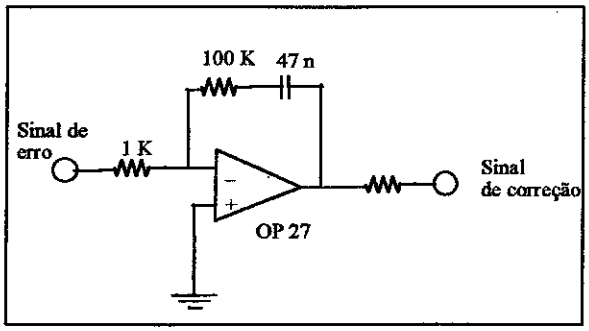


Fig. 3.23: Circuito 03.

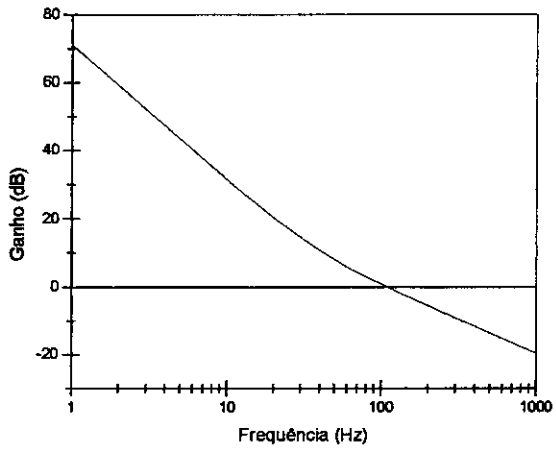


Fig. 3.24: Ganho em malha aberta do sistema de travamento de fase, para R_1= 1 KΩ, R_2 = 100 KΩ e C = 47 nF .

Com a construção do circuito de "loop filter", fechamos a malha de travamento de fase entre o BVA e o VCXO. Para determinarmos a eficiência do sistema de travamento de fase, medimos o ruído de fase de dois sistemas idênticos, como descrito na Fig. 3.25. Nesta topologia utilizamos dois VCXO de 100 MHz e dois BVA de 10 MHz. Cada VCXO tem sua freqüência travada em fase com a freqüência de um BVA, este travamento é realizado por dois sistemas idênticos de PLL. Uma parte do sinal de 100 MHz de cada VCXO é enviada para um comparador (mixer – TUF 3HSM). Ao medirmos o ruído de fase do resultado desta comparação, estamos medindo o ruído dos VCXO quando estão travados em fase com os BVA. Desta forma, medimos a eficiência do travamento. Deve-se notar que ao utilizarmos esta topologia de medida não desprezamos o ruído do BVA e do VCXO, pois esses elementos são independentes em cada ramo da comparação. Utilizamos uma

pequena porção da saída do misturador para realimentar um BVA, apenas para garantir que os dois BVA terão o mesmo valor de freqüência. Assim, as saídas dos VCXO serão iguais em freqüência, condição necessária para medirmos o ruído de fase através da PLL.

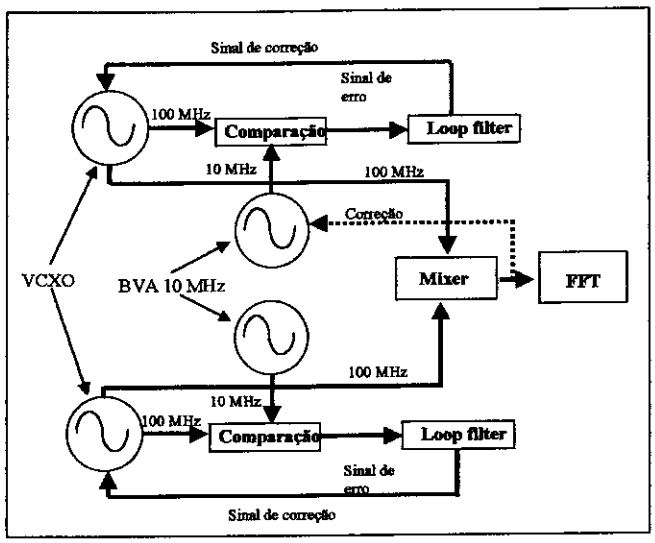


Fig. 3.25 : Topologia utilizada para medir o ruído de fase do sistema de travamento de fase 100/10 MHz

A medida da eficiência do sistema de travamento de fase é mostrada na Fig. 3.26. Observamos que o ruído de fase do VCXO, travado em fase com o BVA, possui o mesmo ruído de fase do BVA para freqüências menores que aproximadamente 33 Hz. Entre 33 Hz e 5000 Hz o ruído do VCXO travado é maior que o do VCXO livre e acima de 5 kHz é o mesmo do VCXO livre. Com este resultado concluímos que alcançamos os objetivos da PLL. A piora do ruído entre 33 Hz e 5KHz deve-se à limitações do "loop filter" e falta de ajuste finos. Entretanto, esta característica não prejudica o desempenho do padrão atômico [23].

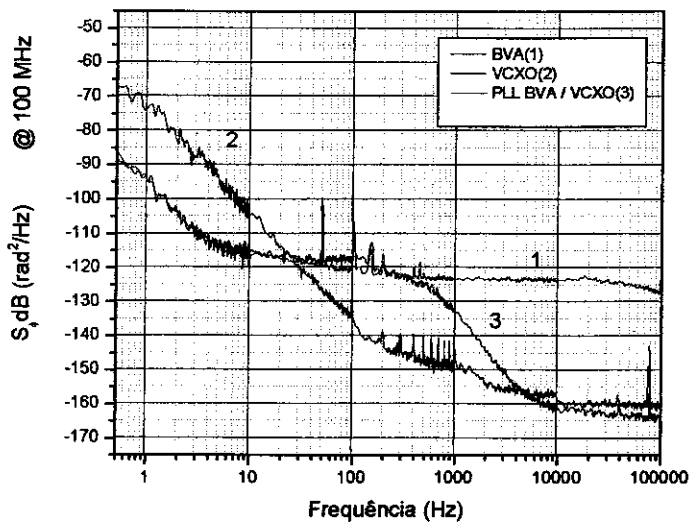


Fig. 3.26: Ruído de fase do BVA, VCXO e VCXO travado em fase com BVA.

3.5.3.3) Região de alta freqüência (200 MHz a 9 GHz)

Esta parte engloba a ORD, seu sistema de travamento com a parte de baixa freqüência e com um sinal externo (DS345 da Stanford). O primeiro item a ser abordado é o travamento de fase da ORD com o sinal do BVA de 10 MHz, pois como foi dito anteriormente todos os osciladores devem ser travados em fase entre si. Ao travarmos a ORD com o sinal de 200 MHz, proveniente da multiplicação por dois da saída do VCXO, estamos travando em fase a ORD com o VCXO, como este se encontra travado com o BVA, o sinal de saída da ORD automaticamente estará travado em fase com o BVA. O travamento com um sinal externo (sinal da DDS) é extremamente necessário. Pois é através da modulação do sinal da DDS que conseguimos modular o sinal de RF enviado a cavidade. Esta modulação dá origem as Franjas de Ramsey na "fountain".

Para obtermos um sinal que relacione a freqüência de 4.596 GHz com a de 200 MHz (sinal da parte de baixa freqüência) utilizamos um "Sampling Mixer". Este componente possui duas entradas(uma para o sinal de rádio-freqüência (RF), outra para o do oscilado local (LO)) e uma saída (para a freqüência intermediária (IF)). A freqüência do sinal de saída (IF) é dada por:

$$IF = RF \pm N * LO \qquad (I)$$

Onde N é a ordem de um harmônico do sinal do oscilador local. O principio de funcionamento deste dispositivo é derivado da teoria de amostragem. Que podemos escrever como sendo "Um sinal cuja a banda é limitada durante a amostragem, reconstitui-se depois se a freqüência de amostragem é duas vezes a banda do sinal" (Teorema de Shannon) [24] . No nosso caso RF= 4.596 GHz, LO= 200 MHz , N=23, IF= 3.684 MHz.

A saída do "sampling mixer" (IF) é enviada para um circuito que realiza o travamento de fase da ORD com a parte de baixa freqüência e com o sinal externo. Este circuito é mostrado na Fig. 3.27 (**circuito 04**). O sinal externo (entrada 1) com freqüência de 29.472 é dividido por 8, com a utilização de um divisor de baixo ruído (MC12093- Motorola). O resultado desta divisão (3.864 MHz) tem sua fase ou freqüência comparada com a do saída FI do "'sampling mixer"(Entrada 2). Esta comparação é realizada pelo componente MCH12140 (Motorola). A saída desta comparação passa por um filtro de ganho unitário e por um "loop filter". O sinal de saída do "loop filter" é enviado para a ORD, com a finalidade de corrigir sua freqüência. Com este esquema conseguimos corrigir alterações na freqüência da ORD tanto em relação a parte de baixa freqüência da cadeia, como em relação ao sinal externo. Pois se a freqüência da ORD se altera em relação ao sinal de 200 MHz (dá parte de baixa freqüência). A saída do sampling Mixer (IF) é alterada, consequentemente, a comparação de FI com o sinal da DDS será modificada. Isto provocará mudanças no sinal de saída do MCH1240, esta alterações serão sentidas pelo circuito de PLL, que modificará a tensão enviada para a ORD, na tentativa trazer a sua freqüência para o valor inicial. Este mesmo processo ocorrerá se o sinal da DDS se altera em relação a saída do "sampling mixer"

O primeiro passo para medir a estabilidade da parte de alta freqüência da é medir o ruído de fase do "Sampling Mixer". Para isso, usamos a topologia descrita na Fig. 3.28. Fizemos essa medida utilizando primeiro uma ORD de 4.596 GHz como fonte de sinal e depois usando uma ORD de 9.192 GHz. Podemos concluir pelo gráfico da Fig. 3.29, que o ruído do "Sampling Mixer " é o mesmo não importando a fonte utilizada para sua alimentação. O ruído medido é de aproximadamente –105 dB em 1Hz e estabiliza em aproximadamente –148 dB. Havia muita expectativa em relação a essa medida, pois o "Sampling Mixer" altera

muito suas características dependendo do fabricante, mas as medidas realizadas mostraram um desempenho melhor que o esperado.

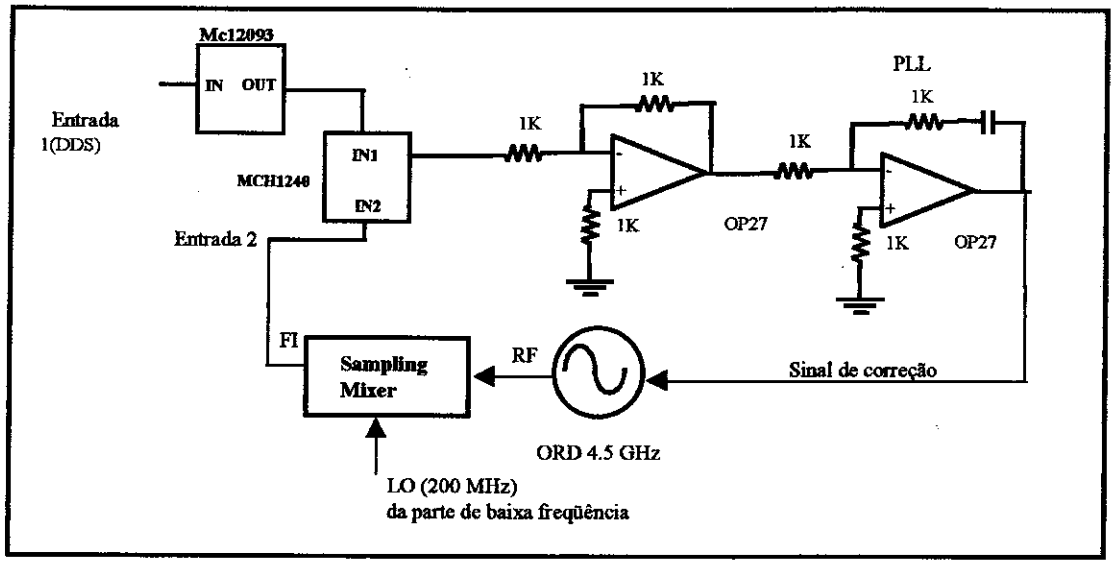


Fig. 3.27: Circuito 04

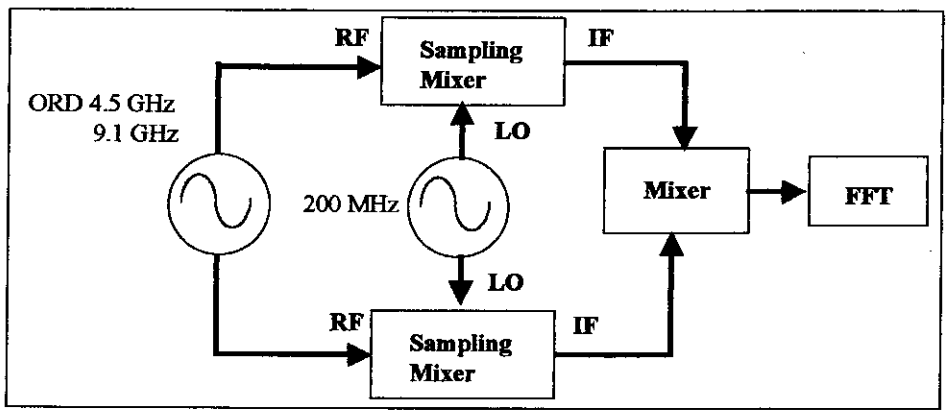


Fig. 3.28 : Topologia utilizada para medir o ruído de fase do "Sampling Mixer"

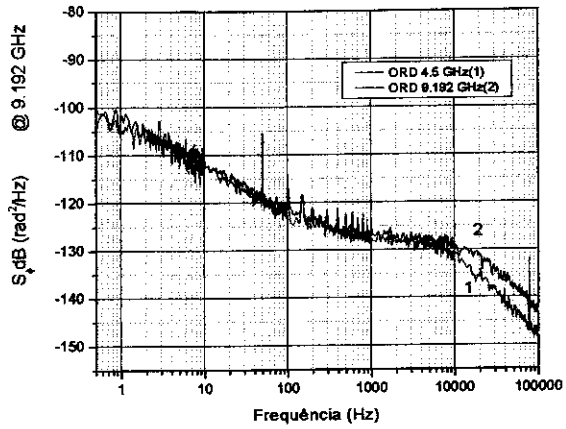


Fig. 3.29: Ruído de fase do "Sampling Mixer" com RF= 4.5 e 9.1 GHz.

Para medirmos a eficiência do travamento de fase em alta freqüência construímos dois sistemas de PLL e fizemos um batimento entre eles, como mostra o esquema da Fig. 3.30. No sistema I o "Sampling Mixer " é alimentado com RF = 4.596 GHz, LO = 200 MHz e possui FI= 3.6 MHz. Esta saída é comparada com um sinal de 3.6 MHz de um gerador externo. A ORD de 4.5 GHz é corrigida para ter sua freqüência e fase ajustada com o sinal de 200MHz e com o de 29.4 MHz. No sistema II o "Sampling Mixer" possui RF = 9.192 GHz, LO = 200 MHz e IF = 7.3 MHz. O sinal (FI) é comparado com um sinal de 7.3 MHz de um gerador externo, o resultado da comparação gera um sinal de erro que, através de um "loop filter ", corrige a ORD de 9.1 GHz. Se analisarmos o resultado da comparação dos sinais de 9.192 das duas ORDs, podemos medir a eficiência da PLL de alta freqüência (Fig. 3.31). Deve-se lembrar que os sinais externos de 29.4 MHz e 7.3 MHz são provenientes de dois geradores de sinais, que estão em fase entre si. Isto é necessário para obtermos dois sinais com a mesma freqüência na saída das ORD.

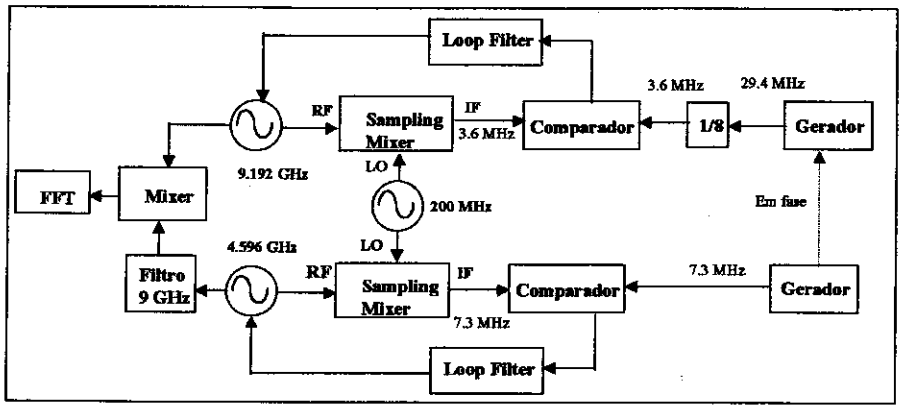


Fig. 3.30: Topologia utilizada para medir a eficiência da PLL de alta freqüência

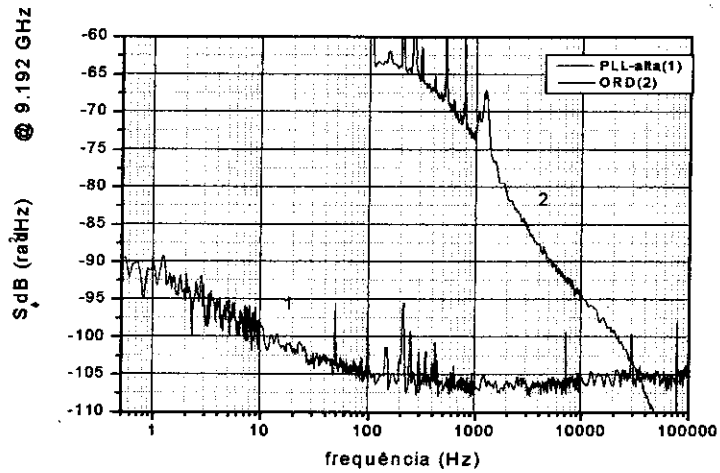


Fig. 3.31: Ruído de fase da PLL de alta freqüência.

Pelo gráfico da Fig. 3.31, podemos concluir que o ruído de fase em baixa freqüência de uma ORD travada em fase com o BVA e uma DDS externa é muito melhor que o de uma ORD livre, ou seja, conseguimos transmitir para ORD uma parte da característica do BVA e do VCXO. O ruído limite da PLL de alta freqüência é de aproximadamente -108 dB. Este é o limite mínimo de ruído de fase da cadeia de interrogação.

3.5.3.4)Resultados

Para caracterizamos um cadeia de rádio-freqüência devemos compará-la com um padrão de freqüência mais estável [25]. De modo que o fator limitante da comparação seja o ruído de fase da cadeia de RF. Assim, ao analisarmos o sinal desta comparação podemos determinar o ruído mínimo da cadeia. Em nossas

medidas a referência utilizada foi a cadeia de rádio-freqüência do relógio PHARAO (relógio de átomos frios que será enviado para o espaço) [26]. A cadeia do PHARAO possui um VCXO de 100 MHz, uma ORD de 9.192 GHz e um DDS interna, necessitando apenas de um sinal de 10 MHz com entrada. A topologia utilizada nesta medida é mostrada na Fig. 3.32. Desta forma, medimos o ruído de fase de duas cadeias que têm suas freqüência de saída em 9.192 GHz travadas em fase com um único oscilador de 10 MHz. Analisando o resultado desta medida, mostrado na Fig. 3.33, verificamos que o ruído de fase em 1 Hz é da ordem de –70 dB, o patamar de estabilização é de aproximadamente –105 dB. Acreditávamos que este seriam os valores característicos da cadeia de interrogação, uma vez que a cadeia do PHARAO possui níveis ruído de fase menores que os vistos na Fig. 3.33 [27]

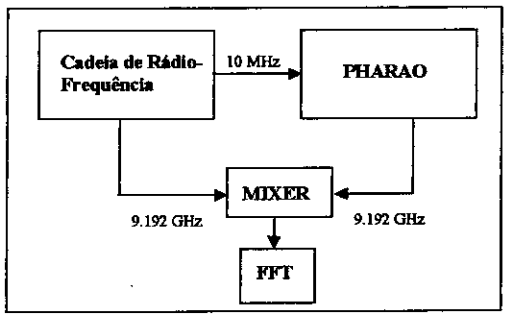


Fig. 3.32: Esquema utilizado para medir o ruído de fase da cadeia de interrogação.

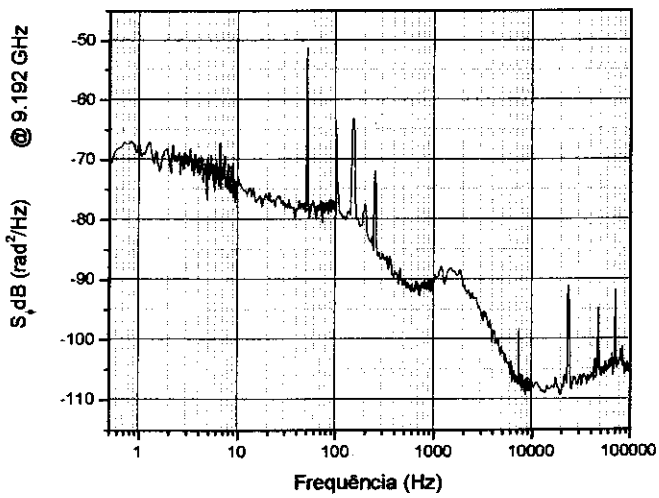


Fig. 3.33: Ruído de fase de duas cadeia de 9.1 92 GHz travada em fase sobre um BVA de 10 MHz.

Para confirmarmos os valores de ruído de fase da cadeia de interrogação, decidimos compará-la com uma outra cadeia (cadeia II). Esta cadeia possui a mesma topologia da cadeia de interrogação, com os mesmos componentes nas regiões de alta e baixa freqüência. A única diferença é que a cadeia II possui uma ORD de 9.192 GHz e não uma de 4.596 GHz. O resultado esperado era que o ruído de fase desta comparação fosse pior ou igual ao apresentado na Fig. 3.33, caso a cadeia II tivesse ruído de fase maior ou igual a da cadeia de interrogação, respectivamente. Para nossa supressa, obtivemos um resultado melhor que o da comparação com o PHARAO, como mostrado na Fig. 3.34. O que nos levou a concluir, que a cadeia do PHARAO estava desajustava e era o fator limitante na comparação com nossa cadeia de interrogação. Depois realizamos alguns testes, descobrimos que a PLL de baixa freqüência da cadeia do PHARAO não estava otimizada. Assim, tivemos que utilizar a comparação entre a cadeia de interrogação e a cadeia II para caracterizar o ruído da cadeia de interrogação. O que podemos concluir deste resultado, é que no pior dos casos nossa cadeia possui ruído de fase de –75 dB em 1Hz e um patamar mínimo em aproximadamente –105 dB.

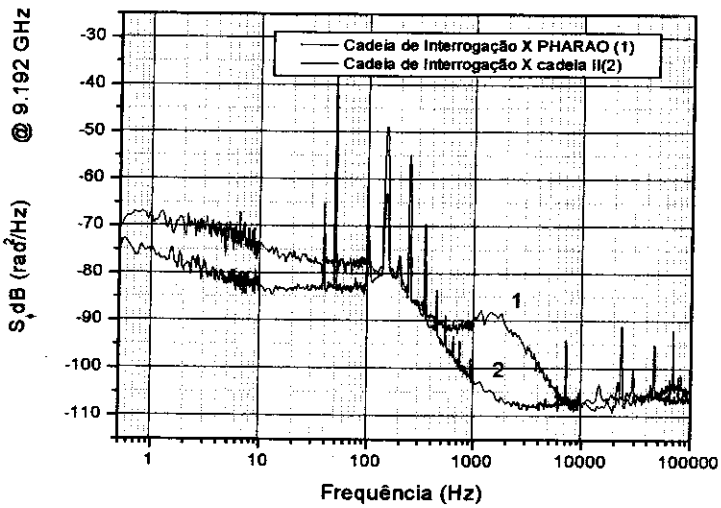


Fig. 3.34 : Ruído de fase de duas cadeias de 9.192 GHz travadas em fase sobre um BVA de 100 MHz.

Para medirmos a estabilidade em frequência da cadeia de interrogação comparamos seu sinal de 9 GHz com o sinal da cadeia II através de um mixer de

RF, cuja saída é enviada para um multímetro (HP 34970A), como mostra a Fig. 3.35. Neste multímetro armazenamos as pequenas variações de tensão da saída do Mixer, essas variações são proporcionais a variações entre as freqüências dos sinais comparados. Se fizermos uma variância de Allan nesta variações de freqüência, obteremos a estabilidade em freqüência da cadeia. O gráfico da variância de Allan com intervalo de amostragem de 10 segundos é mostrado na Fig. 3.36. A estabilidade de curto período da cadeia de interrogação é de aproximadamente 9 x 10^{-4}, que representa uma estabilidade relativa de **9.7 x 10^{-14}** . A medida de estabilidade de longo período ainda não foi medida.

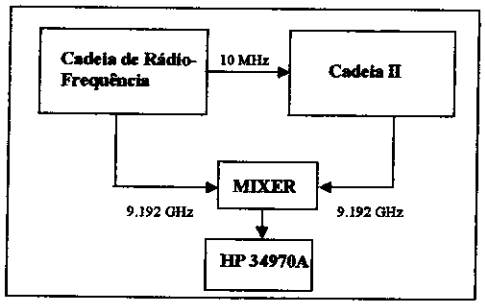


Fig. 3.35 : Configuração utilizada para medir a estabilidade da cadeia de interrogação.

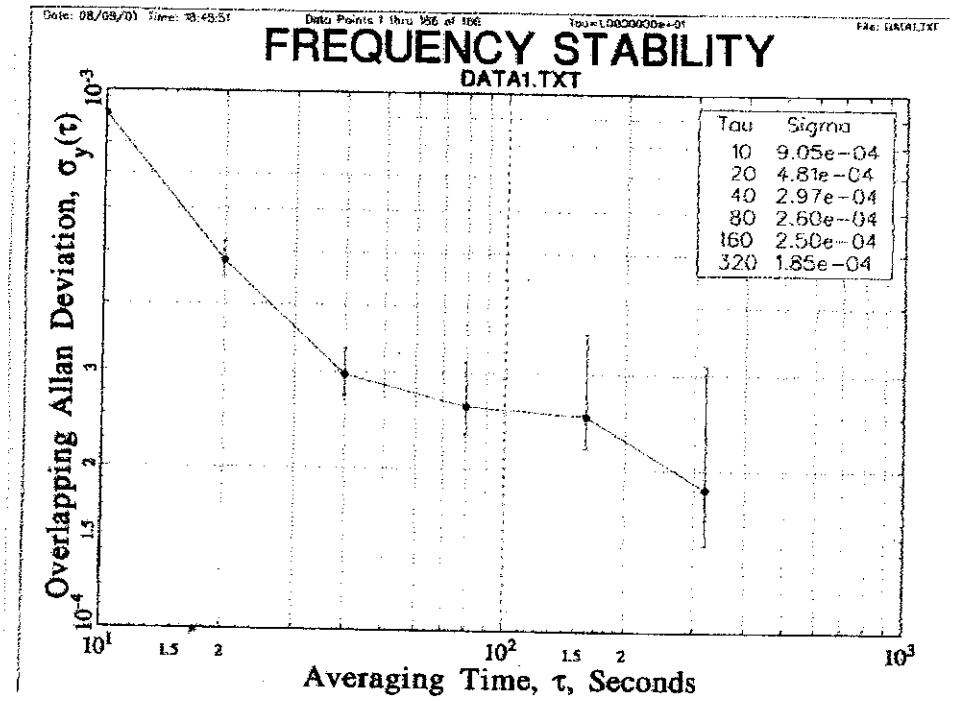


Fig. 3.36 : Variância de Allan da comparação entre duas cadeias de 9.1 GHz travadas em um único BVA de 10 MHz

Para medirmos a estabilidade da cadeia de interrogação com relação à temperatura, utilizamos a mesma topologia da medida de estabilidade de freqüência. Colocamos um termistor em cada cadeia e medimos a variação de freqüência com relação à variação de temperatura de uma das cadeias. Como a temperatura da sala não estava estabilizada, tínhamos variação de 3^0 a 4^0 C do dia para noite, não podemos medir com precisão esta estabilidade. Entretanto fizemos uma estimativa desta estabilidade, medindo o deslocamento da freqüência da cadeia de interrogação com relação a alterações na sua temperatura, considerando que a cadeia II estava estável em temperatura, o valor obtido é de aproximadamente 1.5ps/C. Este é um excelente valor para a estabilidade de fase, em relação à variações de temperatura de um sintetizador de microondas [23]. Deve-se ressaltar que é necessário medidas mais precisas para confirmação deste valor.

3.5.4) Sintetizador de Preparação

Esta cadeia é utilizada para alimentar a cavidade de preparação. Ela deve ser alimentada com um sinal de 9.192 GHz, mas como não está tão próxima da região de vôo livre dos átomos não nos preocupamos tanto com a potência desta alimentação. Por isso podemos utilizar uma ORD de 9.192 GHz (10,84 dBm) para fornecer este sinal de alimentação. Outra característica importante desta cadeia é que aproveitamos todo a parte de baixa freqüência da cadeia de interrogação. Assim a cadeia de preparação possui apenas a parte da PLL de alta freqüência, que funciona de maneira idêntica à PLL de alta da cadeia de interrogação. A diferença é que os valores do "Sampling Mixer " são RF = 9.192 GHz (vindo da ORD de 9.1 GHz), LO = 200 MHz(proveniente de uma multiplicação por 2 de um sinal de 100 MHz da cadeia de interrogação), N= 46 e FI = 7.3 MHz. Como a estabilidade desta cadeia não influencia muito a estabilidade do relógio não há necessidade de diminuirmos o ruído de fase da DDS externa. Assim, uma DDS externa fornece um sinal de 7.3 MHz para cadeia de preparação. Este sinal é comparado com a saída do "Sampling Mixer" gerando o sinal de erro que corrigirá a ORD de 9.1 GHz. O esquema desta cadeia é mostrado na Fig. 3.37.

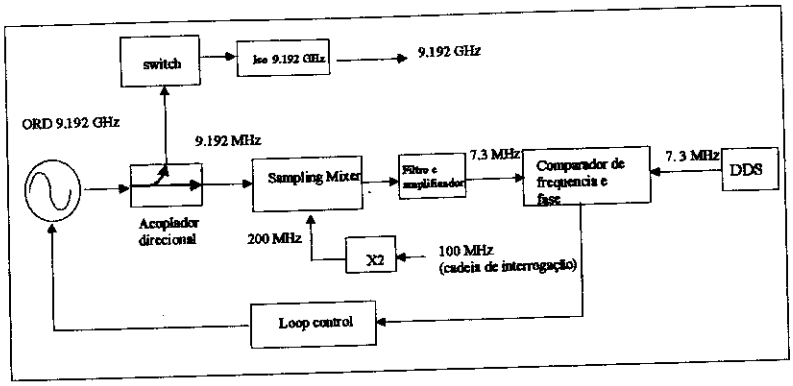


Fig. 3.37: Diagrama da cadeia de preparação.

Como a ORD de 9.1 GHz possui apenas uma saída, utilizamos um acoplador direcional para dividir o seu sinal. Uma parte vai para a saída da cadeia (10 dBm) e outra é a entrada de RF do "Sampling Mixer" (-2 dBm). Após a passagem dos átomos através desta cadeia sua alimentação deve ser desligada até o próximo ciclo do relógio. Para isso, colocamos um chave analógica (F192A da General Microwave) na saída da cadeia de preparação, que corta a alimentação da cadeia com 80 dB de isolamento ao receber o pulso de comando. O único ruído de fase medido nesta cadeia é o da eficiência da PLL de alta, sendo seu valor o mesmo da PLL de alta da cadeia de interrogação. Como dito anteriormente, esta cadeia não influencia a estabilidade do sistema por isso não medimos a sua estabilidade em freqüência, nem o seu coeficiente de variação com a temperatura.

3.5.4.1) Entradas e saídas

A cadeia de preparação possui as seguintes entradas :

-100 MHz proveniente da cadeia de interrogação, que representa a parte de baixa freqüência desta cadeia.

- 7.3 MHz proveniente da DDS externa
- Sinal de controle do chave, para cortar a saída de 9.192 GHz

Esta cadeia possui apenas uma saída :

- 9.192 GHz para alimentar a cavidade de preparação.

3.6) Sistema de Controle

3.6.1)Introdução

Cada ciclo de funcionamento da "fountain" (produção do MOT, lançamento da nuvem atômica, vôo livre e detecção) é comandado por um conjunto de pulsos, chamados pulsos de controle. Este sistema teve como referência o sistema de controle da "fountain" de ^{133}Cs desenvolvida pelo LPTF- França[28].

3.6.2) Seqüência temporal

Toda a seqüência de funcionamento da "fountain" obedece à seqüência temporal apresentada na Fig.3.38.

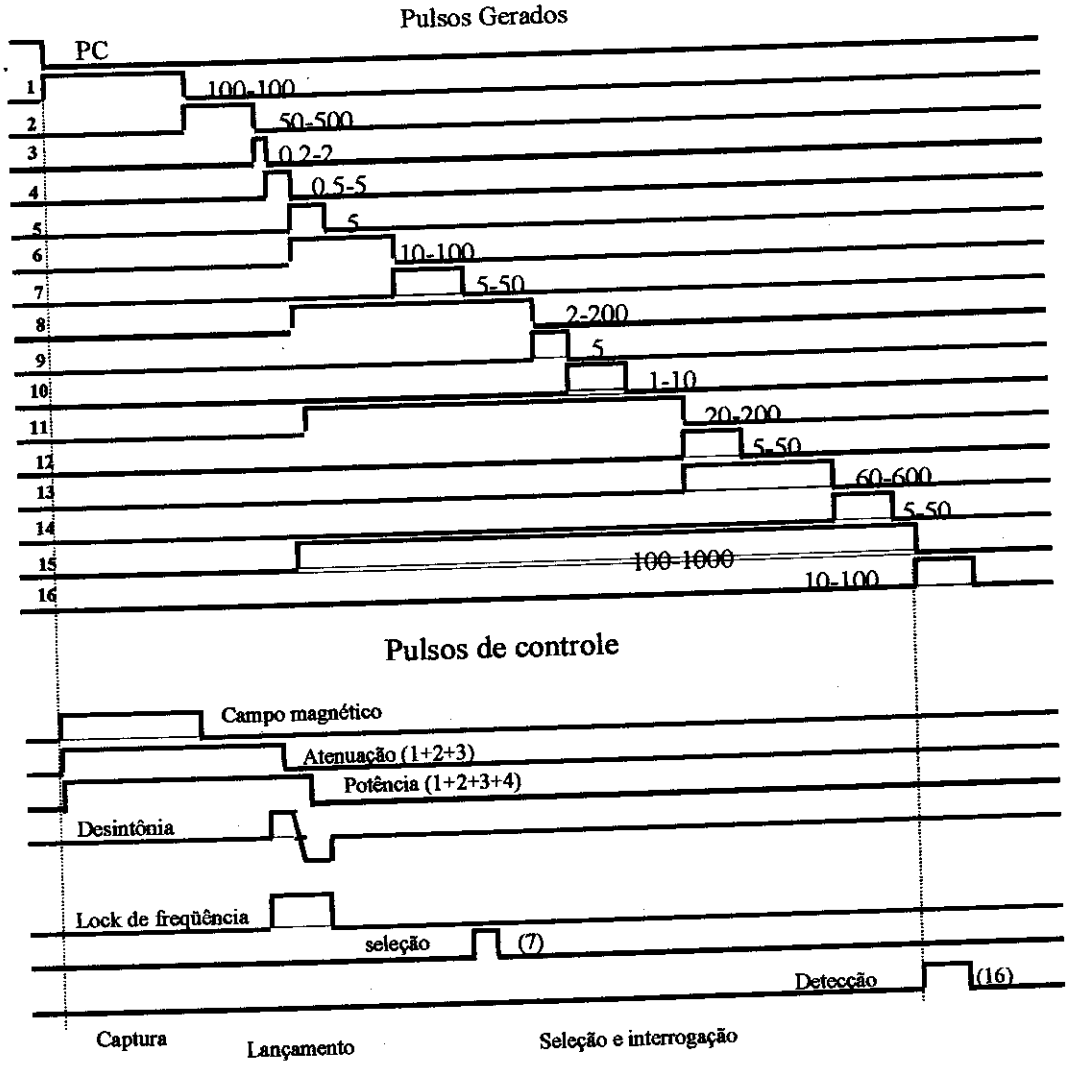


Fig. 3.38 : Seqüência temporal da "fountain".

Os dezesseis pulsos que dão origem a seqüência temporal são gerados pelo circuito descrito na Fig. 3.39. Neste circuito, utilizamos oito multivibradores monoestáveis (SN74LS123) para gerar os 16 pulsos, a duração de cada pulso é dada pela seguinte relação [29] :

$$T_w = 0{,}33 \times R_t \times C_{ext}$$

onde T_w é a duração do pulso em nanosegundos, R_t é a resistência em KΩ e C_{ext} é a capacitância em picofarads. Como a duração de cada pulso poderia variar num intervalo predeterminado, colocamos um potenciômetro em série com um resistor para produzirmos o pulso na largura desejada.

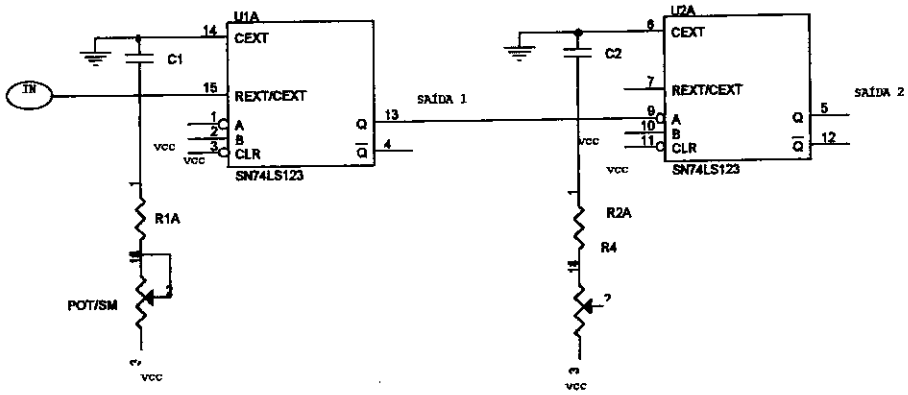


Fig. 3.39 : Circuito para a geração dos pulsos da seqüência temporal da "fountain".

Os pulsos gerados são mostrados na primeira metade da Fig. 3.38. Na outra metade desta figura apresentados os pulsos que comandam os mais variados mecanismos durante o funcionamento da "fountain" . A conversão dos pulsos gerados pelo circuito da Fig.3.39 para os pulsos de controle é realizada pelo circuito mostrado na Fig. 3.40. A saída deste circuito são os 7 pulsos que comandam a "fountain". Estes pulsos são descritos abaixo:

a) Campo magnético: determina o intervalo de tempo de atuação do campo magnético na região da armadilha magneto-óptica (MOT).

b) Atenuação: atenua a potência da freqüência injetada nos moduladores acusto-ópticos que geram os feixes da armadilha. Assim conseguimos diminuir a intensidade desses feixes e, conseqüentemente, a temperatura dos átomos lançados para cima.

c) Potência: determina o momento em que a freqüência de alimentação dos moduladores é cortada. Isto é realizado para extinguir os feixes do MOT após o lançamento da nuvem atômica e assim eliminarmos o deslocamento de freqüência devido à presença de luz espúria na região das cavidades de microondas("light shift")

d) Desintonia: comanda o valor da desintonia da freqüência dos feixes da armadilha em relação a freqüência de transição $6S_{1/2}$ F=4 $\rightarrow$ $6P_{3/2}$ F'=5.

e) Travamento fase/freqüência: altera o travamento entre os osciladores que fornecem a frequência para os moduladores acusto-óptico.

f) Seleção: determina o intervalo de tempo de atuação da cavidade de preparação.

g) Detecção: comanda o circuito de detecção dos átomos no final dos ciclos de funcionamento da "fountain".

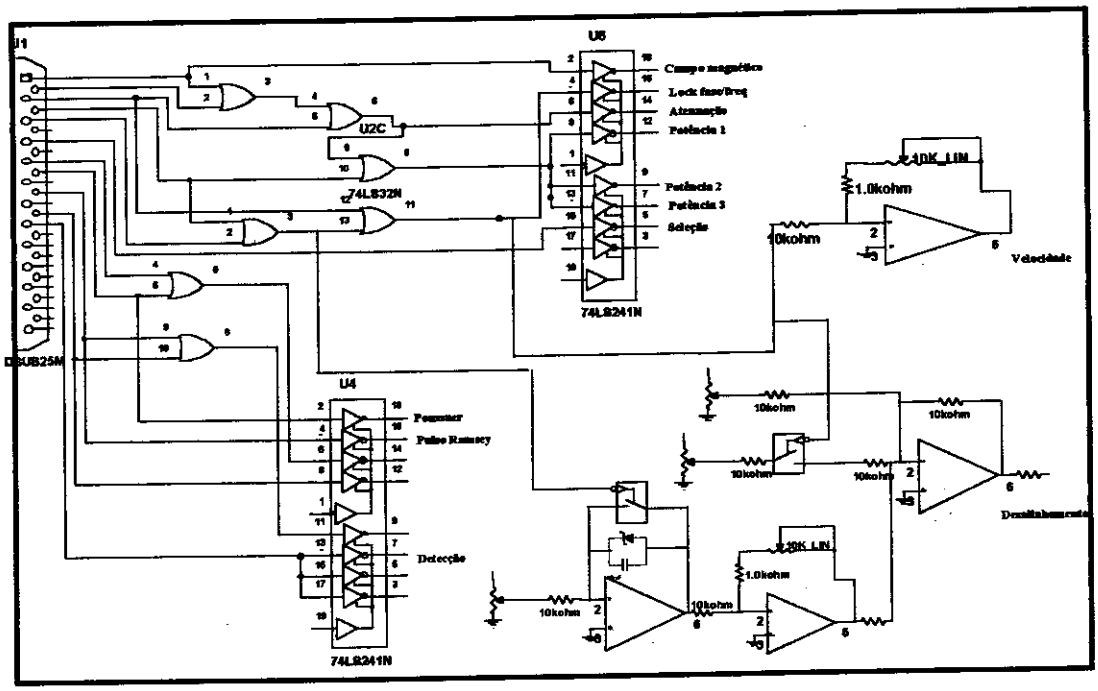


Fig. 3.40 : Circuito que gera os 7 pulsos de controle da "fountain".

O passo seguinte na execução do controle da "fountain" é a conexão dos pulsos de controle com seus respectivos sistemas. Apresentaremos a seguir o sistema de comando dos osciladores e sua correlação com os pulsos de controle . A correlação dos demais pulsos com os mecanismos de controle(bobinas do MOT, sistema de detecção) será mostrada em trabalhos futuros.

3.6.3) Osciladores controlados por tensão

Como dito anteriormente, para alimentar os Moduladores Acusto-Ópticos (MAO) do sistema óptico da "fountain", utilizamos osciladores controlados por tensão da Vectron (VC371). Estes VCOs nos fornece uma freqüência entre 55 MHz e 80 MHz. Para utilizarmos este oscilador, montamos um circuito mostrado na Fig.3.41. Neste circuito a saída do VCO é amplificada em 16 dB, através do amplificador MAN1AD e isolada do resto do circuito por um acoplador com 35 dB de isolamento (TDC-10-1). O sinal de saída do acoplador é enviado para o atenuador TFAS-1SM, que pode atenuar o sinal entre 1 e 65 dB, dependendo do seu sinal de controle. O último estágio do circuito é um chave de RF (MSWA- 2-20). Este componente possui duas portas de saída, uma delas é conectada ao MAO (P1) e a outra a uma carga fixa (P2). Tal sistema, nos permite eliminar a alimentação dos MAO rapidamente, apenas transferindo a freqüência de saída do circuito de P1 para P2. Esta característica é utilizada para interrompermos os laseres do MOT, após efetuarmos o lançamento dos átomos para cima.

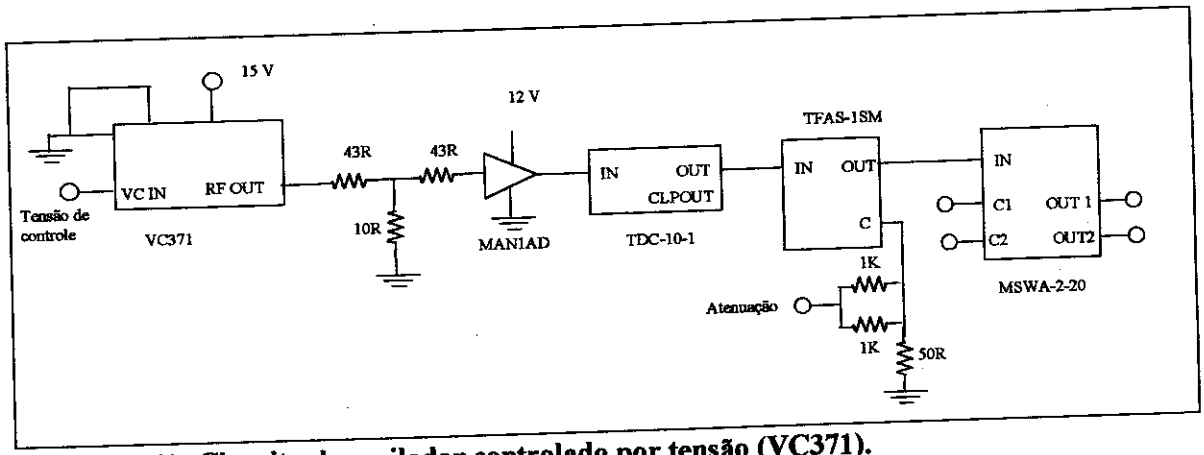


Fig. 3.41: Circuito do oscilador controlado por tensão (VC371).

O controle da freqüência dos feixes dos lasers da armadilha é realizado pelo oscilador (Mestre), que alimenta os feixes acedentes e pelo oscilador (escravo), que alimenta os feixes descendentes. Durante a fase de lançamento, para obtermos o melaço em movimento, deve haver uma diferença de freqüência entre esses dois osciladores (1 MHz a 5MHz). No restante do ciclo da "fountain" (aprisionamento, vôo livre e detecção) os osciladores devem estar travados em fase. Para obtermos

uma alternância entre o travamento de fase e a existência de uma determinada diferença de freqüência entre os osciladores, utilizamos um circuito de correção de freqüência (Fig. 3.4) e um de geração de sinal de erro entre os osciladores (Fig. 3.43).

Com o circuito de correção conseguimos selecionar a freqüência de operação do Oscilador Mestre em aproximadamente 70 MHz durante a maior parte do ciclo da "fountain" (aprisionamento, vôo livre e detecção) e alterar esta freqüência para 71.75 MHz durante a etapa de lançamento. Este circuito atua também sobre o oscilador escravo travando-o em 70 MHz (aprisionamento, vôo livre e detecção) e em 68.75 durante a fase de lançamento. Assim, a diferença de freqüência entre os osciladores no lançamento é de 3.5 MHz, o que imprime aos átomos uma velocidade de aproximadamente 3m/s na direção vertical ascendente.

Para que, durante todo o ciclo de operação da "fountain", o oscilador escravo acompanhe as alterações de freqüência do oscilador mestre, um sinal de erro é injetado no oscilador escravo. Quem gera os sinais de erro de fase ou de diferença de freqüência é o circuito geração de sinal de erro, mostrado na Fig. 3.43. Este circuito compara o sinal do oscilador mestre, do escravo e um sinal externo, que no nosso caso é produzido por um sintetizador digital direto DDS (DS345-Stanford). Esta DDS seleciona a diferença de freqüência que deve existir entre os osciladores mestre e escravo. O circuito de geração do sinal de erro compara a diferença de freqüência entre o oscilador mestre e o escravo para produção do sinal de erro fase. Este sinal trava a fase dos osciladores nas etapas e aprisionamento, vôo livre e detecção. Durante a fase de lançamento, o sinal de erro é gerado devido a comparação da diferença de freqüência entre os osciladores mestre e escravo em relação a freqüência da "DDS". O resultado desta comparação é o enviado para o oscilador escravo, para que a diferença de freqüência entre ele e o oscilador mestre seja a mesma que foi selecionada no DDS. Esta fase é chamada de travamento de freqüência. Logo, podemos controlar a velocidade de lançamento dos átomos através da freqüência selecionada na DDS. A alternância entre o travamento de fase e de frequencia dos osciladores mestre e escravo é comandada pelo pulso de controle " Lock de freqüência" , que atua nos circuitos de controle dos osciladores e gerador de erro.

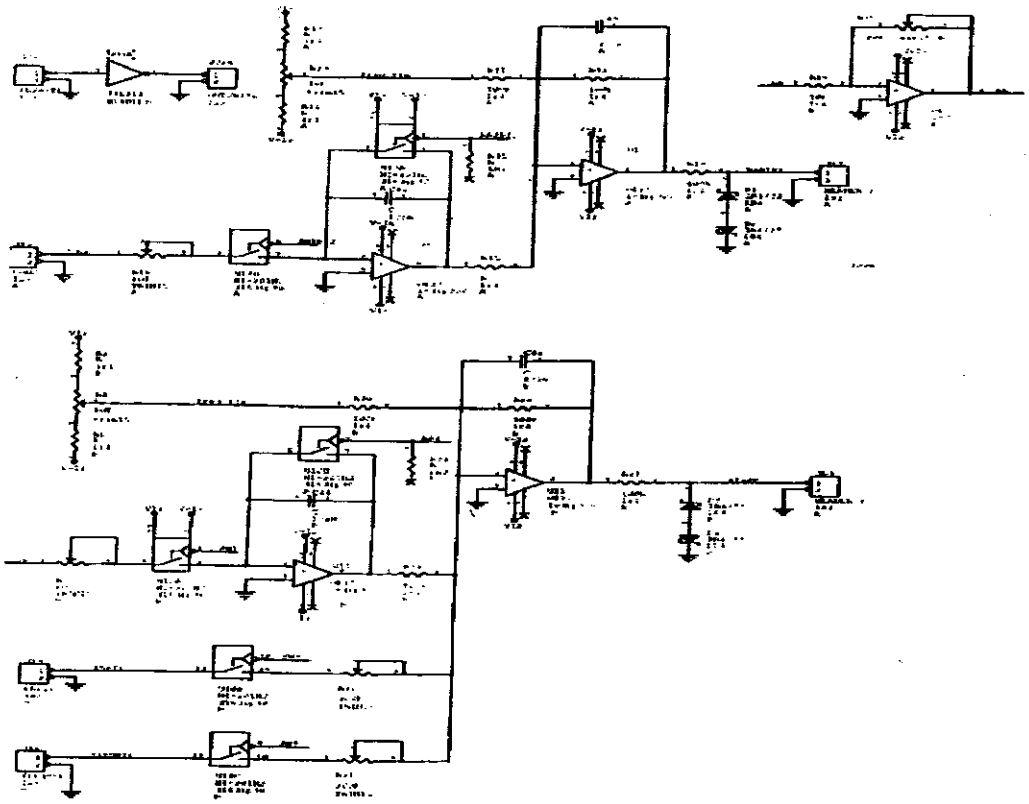


Fig. 3.42: Controle dos osciladores.

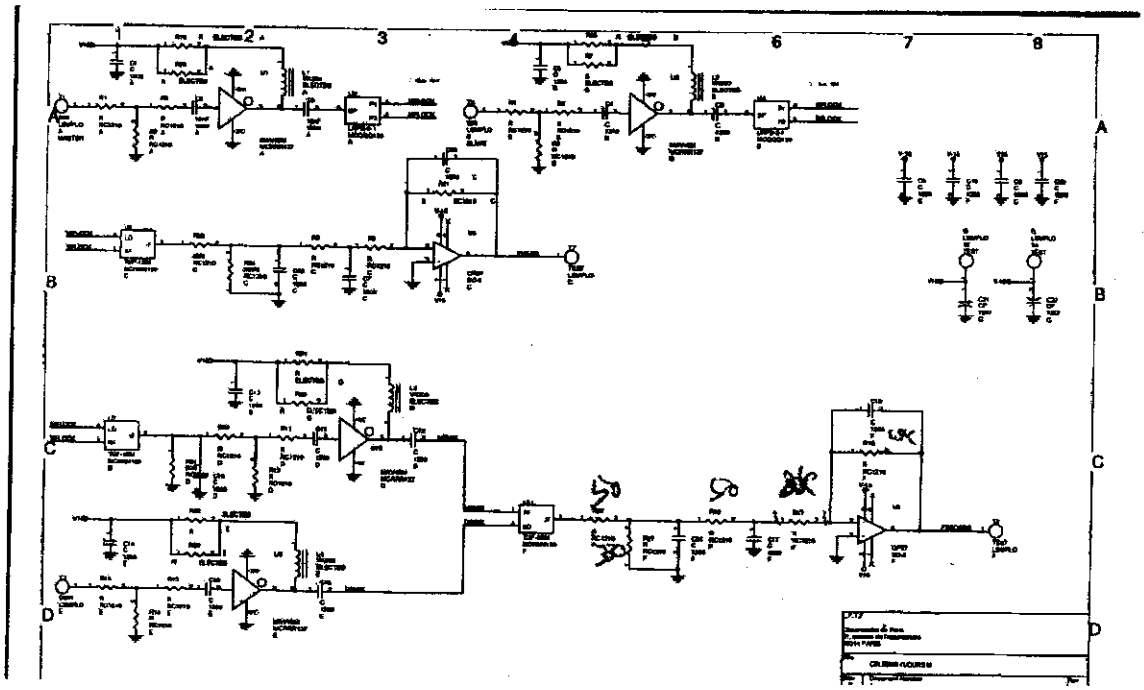


Fig. 3.43 : Gerador de erro.

No gráfico apresentado na Fig. 3.44 observamos a variação da tensão enviada para o oscilador mestre e o escravo com relação ao pulso de controle. Pode-se notar, que após a mudança de estado do pulso de controle pulso (0→1), a tensão de controle do oscilador escravo é aumentada, conseqüentemente, sua freqüência é diminuída (70 MHz → 68.25 MHz) . Ao mesmo tempo a tensão de controle do oscilador mestre é diminuída, aumentando a freqüência de saida do seu sinal (70 MHz → 61.75 MHz). Este gráfico nos mostra que conseguimos alternar entre o "lock" de fase e de freqüência com relativo sucesso, pois não se observa grandes atrasos entre a mudança de estado do pulso de controle e a atuação dos circuitos de controle na freqüência de saída do oscilador mestre e do escravo. O retorno ao "lock de fase, que não é mostrado nesta figura, também funciona como o esperado. Deve-se ressaltar que só poderemos finalizar a parte de controle dos osciladores do padrão a átomos frios, quando verificarmos a performance deste controle durante o aprisionamento e lançamentos dos átomos dos átomos. Esta etapa deverá ser realizadas nos próximos meses, com a finalização da parte óptica da "fountain".

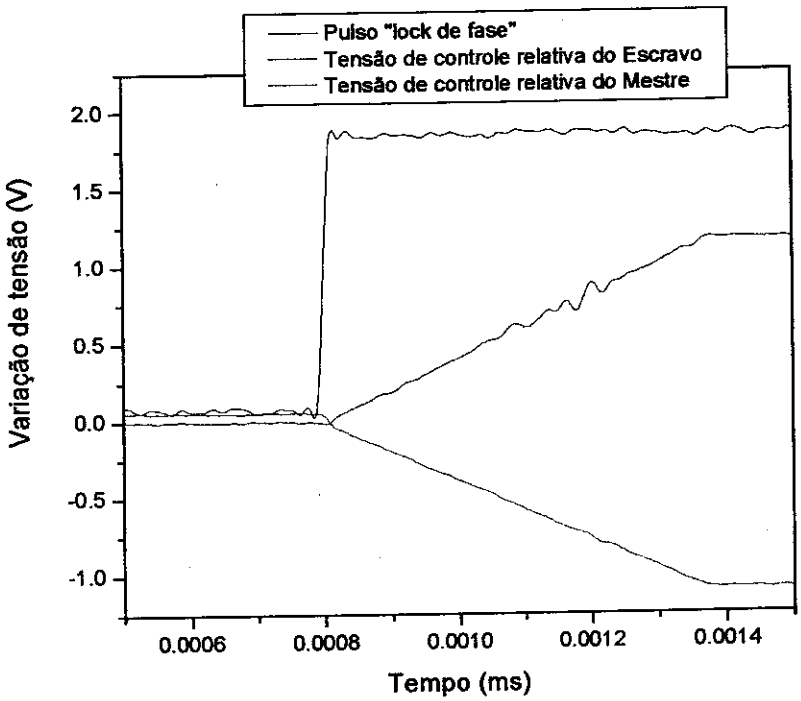


Fig. 3.44 : Sinal de controle ("lock de fase"), correção do oscilador escravo e do mestre.

3.7) Referências Bibliográficas

[1] J. Zacharias, unplublished, 1953.

[2] N. Ramsey, "Molecular Beams", Oxford University Press, Oxford (1985)

[3]S. N. Lea et al, Phys. Scripta, **T51**, 78 (1994).

[4] A. de Marchi, Metrologia, **18**, 103 (1982)

[5] J. Hall and M. Zhu, J. Opt. Soc. Am. **B6**, 2195 (1989).

[6] G. Beausoleil and T. Hansch, Phys. Rev. A, **33**, 1661 (1986).

[7] M Kasevich et al, Phys Rev. Lett, **63**, 612 (1989).

[8] A. Clairon et al, Europhys. Lett, **16**, 165 (1991).

[9] P. Laurent et al, Proc. of the International Conference on Laser Spectoscopy , Singapore (1999).

[10] S. R. Jeffets et al, a ser publicado.

[11] S. Chu et. al, Phy. Rev. Letters, **55**, 48 (1985).

[12] E. L Raab, et al, Phys. Rev. Letters, **59**, 2631 (1987).

[13] M. W. Fleming and A. Mooradian, IEEE J. Quantum Electron QE-**17**,_44 (1981).

[14] S. Ghezali, "Premiere Evaluation de l'Exactitude d'une Fontaine d'Atomes Froids de Césium à 2.10^{-15} et Perspectives", Tese de Doutorado, Universidade Pierre et Marie Curie Paris VI (1997).

[15] R. E. Collin, "Engenharia de Microondas", McGraw-Hill (1979).

[16]D. Kajfez, P. Guillon, "Dieletric Resonators", Art-House (1986).

[17] S. Y. Liao, "Microwave Devices and Circuits", pretince Hall (1990).

[18] G.J, Dick, "Local oscillator induced instabilities", in Proc. 9th Annual Precise Time and Time Interval (PTTI), pp. 133-147 (1987)

[19] G, J, Dick, J.D. Prestage, C. A Greenhall and L. Maleki, "Local oscillator induced degradation of medium-term stability in passive atomic frequency standards", in Proc. 22th Annual Precise Time and Time Interval (PTTI), pp 487-508 (1990).

[20]C. Audoin, Lacey, L.S. Cutler, "Frequency offset due to spurious line in cesium beam standards", IEEE Trans. Instrum. Meas., **IM27**, 325 (1978).

[21] E. Blanchard, "Phase Loccked Loop", John Wiles&Sons (1997).

[22] Datasheet do BVA-OCXO 8600- Oscilloquartz, Suiça

[23] G. Santarelli, " Contribution à la realisation d'une fontaine atomique", Tese de Doutorado, Universidade Pierre et Marie Curie Paris VI (1996).

[24] Datasheet Sampling Mixer- GMI 403-5 – Omega Technology, França

[25] D. W. Allan, Proc. IEEE, **54**, 221 (1966).

[26] E. Simon et al, Acta Astronaut., **40** , 837 (1997).

[27] G. Santarelli et al, (comunicação privada).

[28] G. Santarelli, S. Ghezali, A.Clairon , BNM-Labotaroire Primaire du temps et des Fréquences", Comunicação Privada (1999).

[29] DataBook TTL Logic, Texas Instruments (1998).

Capítulo 4 - Conclusão

O objeto deste trabalho foi dar continuidade as pesquisas na área de tempo e freqüência, que se iniciaram em 1996, e ao mesmos tempo solidificar nossos conhecimentos nos padrões primários, que nos propusemos a construir e caracterizar.

Em relação ao padrão a feixe térmico, obtivemos um maior domínio das técnicas de estabilização de laser de diodo, o que levou a estabilização do laser durante dias. Com isto, o laser deixou de ser o fator limitante para o funcionamento ininterrupto deste padrão. Melhoria no sistema de vácuo também contribuíram para realização de medidas de estabilidade do padrão com duração de três dias.

A maior parte do trabalho realizado no padrão de feixe térmico envolveu medidas e cálculos realizados para a caracterização deste padrão atômico de freqüência. Atualmente, temos uma boa estimativa do valor da razão sinal ruído deste padrão e conhecemos o perfil de velocidade do feixe térmico envolvido no funcionamento do padrão. Através da franja de Ramsey, estimamos o valor da freqüência de Rabi, do deslocamento Doppler de 2ª ordem e do deslocamento devido a fase da cavidade de microondas. Temos medido o deslocamento de freqüência do padrão a feixe devido ao efeito Zeeman, ao Doppler de 2ª ordem, radiação de corpo negro e ao efeito gravitacional.

O mais significativo avanço conseguido em relação a esta parte do trabalho foi a estruturação do nosso sistema de análise de estabilidade de padrões de freqüência atômico a feixe de césio (de laboratório ou comerciais). Este sistema nos tornou independentes de instituições externas para caracterização de nosso padrão. O que nos permite fazer as mais diversas alterações e testes com o padrão, com a finalidade de otimizarmos seu funcionamento. Todas as alterações descritas nesta tese, nos permitiram melhora a estabilidade do padrão de um fator de 100. O reconhecimento do trabalho realizado neste padrão veio através da publicação de artigos nas revistas IEEE. Transactions on Ultrasonics, Ferroelectris and Freqency Control" [1], Metrologia – Bureau International des Poids et Mesures" [2], Revista de Física Aplicada a Instrumentação [3,4]. Com os resultados obtidos neste padrão também participamos do 13th e 14th European Frequency and Time Forum (EFTF) [5,6] e

ganhamos o prémio excelência em metrologia 2001, concedido pela Sociedade Brasileira de metrologia (SBM) [7].

Os próximos trabalhos a serem realizados no padrão a feixe térmico, terão como objetivo a medida dos deslocamentos de freqüência que não foram realizados nesta tese. A finalidade destes trabalhos será a caracterização completa da incerteza sistemática deste padrão. Também devem ser realizada medidas para o estabelecimento da reprodutibilidade do padrão a feixe térmico. Com essas medidas este padrão estará totalmente caracterizado.

O padrão de freqüência a átomos frios é um padrão mais recente e mais difícil de ser implementado. Embora o projeto não esteja finalizado, acreditamos ter dado uma substancial contribuição para sua realização. Pois das três partes principais que compõem a "fountain" (vácuo, óptica e microondas), duas se encontram prontas para a obtenção das primeiras franjas de Ramsey deste padrão. Logicamente não podemos afirmar que tanto a parte de vácuo como a de microondas estejam finalizadas. Pois em relação ao vácuo na câmara devemos alcançar valores na ordem de 1.33×10^{-8} Pa, sendo necessária a colocação de uma bomba do tipo iônica do topo da torre de lançamento e um sistema de controle da quantidade de átomos dentro da câmara [8]. Em relação a parte de microondas, devemos construir outra cavidade de interrogação, desta vez utilizando cobre livre de oxigênio para aumentar seu fator de qualidade. A cavidade de preparação deve ser instalada e um novo sistema de posicionamento das cavidades deve ser montado. O sintetizador de microondas que alimenta a cavidade de interrogação deve ter sua estabilidade de longo período medida. Sua estabilidade em relação a variação de temperatura deve ser alvos de novos estudos.

Devemos considera como uma grande avanço obtido, o nosso contato com técnicas de construção de sintetizadores de microondas, que atingem estabilidade de freqüência de 1 parte em 10^{17} ao dia. Isto é o limiar do conhecimento nesta área. Além disso, tivemos a oportunidade de aprofundar nossos conhecimentos temos das técnicas para a produção do melaço em movimento, cavidade de microondas, blindagem magnética.

Como trabalhos futuros na "fountain", temos a obtenção das franjas de Ramsey deste padrão, o cálculo dos deslocamentos de freqüência e a medida da estabilidade

deste padrão. A obtenção das franjas na "fountain" será um grande avanço na área de metrologia de tempo e freqüência no Brasil, pois se com o padrão a feixe térmico conseguimos colocar nosso país no seleto grupo de países que desenvolvem padrões atômicos. Com a "fountain" eles estará no grupo, de não mais de dez países, que desenvolvem este tipo de padrão. Outra grande vantagem, será a estruturação do sistema de avaliação deste padrão, pois para se avaliar uma "fountain" necessita-se de um Maser de hidrogênio, atuando como oscilador de referência. Assim, podemos criar uma base de tempo própria, que utilize a elevada estabilidade de curto período do Maser, somada a estabilidade de longo período do relógio comercial a feixe térmico [9]. Com esta base de tempo, poderemos medir a estabilidade tanto do padrão de feixe, com o de átomos frios. Se esta base estiver conectada com o tempo Atômico Internacional (TAI), podemos comparara a estabilidade de nossos padrões em relação a padrões localizados em outros países (NIST-EUA, LPTF-França, PTB-Alemanha).

Com a realização dos trabalhos descritos neta tese, no relógio de feixe e no de átomos frios, acreditamos que houve uma diminuição da distância entre as pesquisas, na área de tempo e freqüência, realizadas em nosso país e as realizadas em países do primeiro mundo.

Referências Bibliográficas:

[1] F.Teles, D. V. Magalhães, M. S. Santos, G. D. Rovera and V. S. Bagnato, IEEE Trans. Ultras. Ferr. Freq Control, **47**, 111 Setembro (2000).

[2] F.Teles, D. V. Magalhães, M. S. Santos, A. Bebeachibuli and V. S. Bagnato "Characterization of the Brazilian Cs atomic frequency standard: evaluation of major shifts" aceito na revista Metrologia-BIPM.

[3] F.Teles, D. V. Magalhães, M. S. Santos, A. Bebeachibuli, F. L. Ribeiro and V. S. Bagnato, "Construção e avaliação do relógio atômico Brasileiro", aceito na Revista de Física Aplicada e Instrumentação.

[4] F.Teles, D. V. Magalhães, M. S. Santos, and V. S. Bagnato, "Construção de um sinteizador de microondas com vista à aplicação em metrologia ", aceito na Revista de Física Aplicada e Instrumentação.

[5] F. Teles, D. V. Magalhães G. D. Rovera and V.S. Bagnato, "Evaluation of the Frist Brazilian Atomic Clock", in Proc. 13th European Frequency and Time Forum and The IEEE International Frequency Control Symposium, Besançon, França (1999)

[6] F. Teles, D. V. Magalhães A. D. Bebeachibule and V.S. Bagnato, "Analysis of the Signal Obtained with the Cs-Brazilian Atomic clock", in Proc. 14th European Frequency and Time Forum, Torino, Italia (2000)

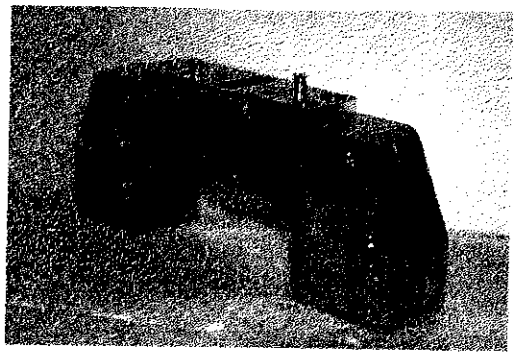
[7] Revista Instrumentação Metrologia, **10**, Fevereiro, editora Banas (2002)

[8] Giorgio Santarelli, " Contribution a la realisation d'une fountaine atomique", Tese de Doutorado , Universidade Pierre et Marie Curie Paris VI (1996).

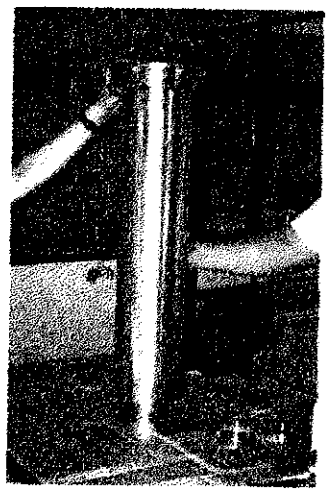
[9] Parker, T. E., "Hydrogen Maser ensembel performace and characterization of frequency standard", in Proc. 13th European frequency and Time Forum, Besançon, França (1999).

APÊNDICE A

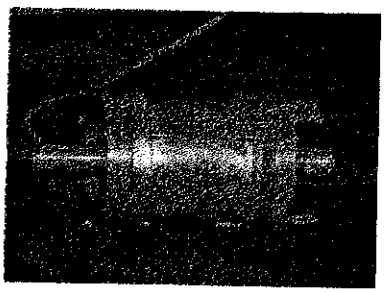
Cavidade do relógio de feixe



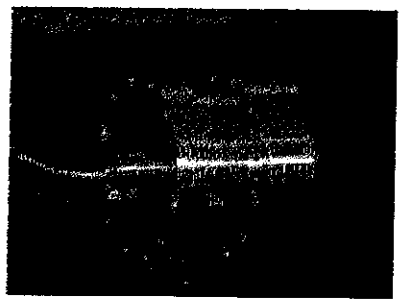
Parte do sistema de vácuo da fountain



cavidade de interrogação (fountain)



Cavidade de preparação (fountain)



APÊNDICE B

1)Probabilidade de transição segundo o método de Rabi.

Considere um atômo entrando em uma região de perturbação oscilatória em t=0. Esta perturbação induz uma transição entre dois níveis de energia (p e q) do átomo. Assumindo que a perturbação V é de tal forma que seus elementos de matriz são :

$$V_{pq} = \int \psi_p^* V \psi_q^* dt = \hbar b e^{iwt} \quad V_{qp} = \hbar b e^{-iwt} \quad V_{pp} = V_{qq} = 0 \qquad \text{(I)}$$

A função de onda do sistema que faz a transição entre os estados p e q pode ser escrita como

$$\Psi(t) = C_p(t)\psi_p + C_q(t)\psi_q \qquad \psi \qquad \text{(II)}$$

Depois de multiplicar por ψ_p^* ou ψ_q^* e integrando sobre todo espaço, temos as condições de normalidade e ortogonalidade para

$$\begin{aligned} i\hbar C_p'(t) &= W_p C_p(t) + \hbar b e^{iwt} C_q(t) \\ i\hbar C_q'(t) &= W_q C_q(t) + \hbar b e^{-iwt} C_p(t) \end{aligned} \qquad \text{(III)}$$

Assumindo que em t=0

$$C_p(0)=1, \quad C_q(0)=0 \qquad \text{(IV)}$$

Então no tempo t a solução é

$$\begin{aligned} C_p(t) &= (i\cos\Theta \operatorname{sen}\frac{1}{2}at + \cos\frac{1}{2}at)\exp\left\{i\left[\frac{1}{2}w - (W_p + W_q)/2\hbar\right]t\right\} \\ C_q(t) &= (+i\operatorname{sen}\Theta \operatorname{sen}\frac{1}{2}at)\exp\left\{i\left[\frac{1}{2}w - (W_p + W_q)/2\hbar\right]t\right\} \end{aligned} \qquad \text{(V)}$$

Com

$$\cos\Theta = \frac{w_0 - w}{a} \qquad a = \left[(w_0 - w)^2 + (2b)^2\right]^{\frac{1}{2}}$$

$$\operatorname{sen}\Theta = -\frac{2b}{a} \qquad w_0 = \frac{W_p - W_q}{\hbar} \qquad \text{(VI)}$$

A probabilidade $P_{p,q}$ de transição do estado p para o estado q segundo a eq. IV

$$P_{p,q} = \left|C_q(t)\right|^2 = \text{sen}^2\,\Theta\,\text{sen}^2\,\frac{1}{2}at \qquad \text{(VII)}$$

Assumindo que a distribuição de velocidade do feixe é do tipo Maxwellian. A probabilidade de transição (**probabilidade Rabi**)entre os estados p e q é dada por

$$P_{p.q} = 2\int \exp\left(\frac{v^2}{\alpha^2}\right)\frac{v^4}{\alpha^4}\text{sen}^2\,\Theta\,\text{sen}^2\left(\frac{al}{2v}\right)dv \qquad \text{(VIII)}$$

sendo α a velocidade mais provável dos átomos em um feixe térmico.

1) Probabilidade de transição segundo o método de Ramsey (campos oscilantes separados).

Considere o átomo entrando em uma região de perturbação oscilatória no tempo t_1 com C_p e C_q tendo os valores $C_p(t_1)$ e $C_q(t_1)$. Se o átomo permanece nesta região ate t_1+T, a solução da equa. III no tempo t_1+T para as condições iniciais é

$$\begin{aligned}
C_p(t_1+T) &= \left\{\left[i\cos\Theta\,\text{sen}\frac{1}{2}aT + \cos\frac{1}{2}aT\right]C_p(t_1) + \left[i\,\text{sen}\,\Theta sin\frac{1}{2}aT\exp(iwt_1)\right]C_q(t_1)\right\} \\
&\exp\left\{i\left[\frac{1}{2}w - (W_p+W_q)/2\hbar\right]T\right\} \\
C_q(t_1+T) &= \left\{\left[-i\cos\Theta\,\text{sen}\frac{1}{2}aT + \cos\frac{1}{2}aT\right]C_q(t_1) + \left[i\,\text{sen}\,\Theta sin\frac{1}{2}aT\exp(-iwt_1)\right]C_p(t_1)\right\} \\
&\exp\left\{i\left[-\frac{1}{2}w - (W_p+W_q)/2\hbar\right]T\right\}
\end{aligned} \qquad \text{(IX)}$$

Quando b=0 a eq. IX é escrita como

$$\begin{aligned}
C_p(t_1+T) &= \exp\left[-i(W_p/\hbar)T\right]C_p(t_1) \\
C_q(t_1+T) &= \exp\left[-i(W_q/\hbar)T\right]C_q(t_1)
\end{aligned} \qquad \text{(X)}$$

Assumindo que o átomos sinta a perturbação por uma distancia ℓ por um intervalo de tempo t, depois ele entra em uma região de comprimento L e durante o intervalo de T o valor de b=0, depois o átomo volta a sentir uma perturbação durante um intervalo de tempo t. Considerando que pata t=0

$$C_p(0)=1, \quad C_q(0)=0 \qquad \text{(XI)}$$

Podemos calcular C_p e C_q usando as eq. (IX) e (X)

$$C_p(t)=\left[i\cos\Theta\,\mathrm{sen}\frac{1}{2}at+\cos\frac{1}{2}at\right]\exp\left\{i\left[\frac{1}{2}w-\left(W_p-W_q\right)/2\hbar\right]t\right\}$$
$$C_q(t)=\left[ic\,\mathrm{sen}\,\Theta\,\mathrm{sen}\frac{1}{2}at\right]\exp\left\{i\left[-\frac{1}{2}w-\left(W_p-W_q\right)/2\hbar\right]t\right\} \qquad \text{(XI)}$$

$$C_p(t+T)=\left[\exp\left(-i\overline{W}_pT/\hbar\right)\right]C_p(t)$$
$$C_q(t+T)=\left[\exp\left(-i\overline{W}_pT/\hbar\right)\right]C_q(t) \qquad \text{(XII)}$$

Substituindo a eq. (XI) em (XII) temos

$$C_q(2t+T)=\left\{\begin{matrix}\left[i\,\mathrm{sen}\,\Theta\,\mathrm{sen}\frac{1}{2}at\exp(-iw(t+T))\right]C_p(t+T)+\left[-i\cos\Theta\,\mathrm{sen}\frac{1}{2}at+\cos\frac{1}{2}at\right]\\ C_q(t+T)\end{matrix}\right\}\times \qquad \text{(XIII)}$$
$$\exp\left\{i\left[-\frac{1}{2}w-\left(W_p+W_q\right)/2\hbar\right]t\right\}$$

Eliminando os termos intermediários da eq. (XIII) temos

$$C_q(2t+T)=-2i\,\mathrm{sen}\,\Theta\left[\cos\Theta\,\mathrm{sen}^2\frac{1}{2}at\,\mathrm{sen}\frac{1}{2}\lambda T-\frac{1}{2}\mathrm{sen}\,at\cos\frac{1}{2}\lambda T\right]\times$$
$$\exp\left\{-i\left[\left(\left[\frac{1}{2}w+\left(W_p+W_q\right)/2\hbar\right]\right)(2t+T)+\left[\left(\overline{W_p}-W_p+\overline{W_q}-W_q\right)/2\hbar\right]\right]\right\} \qquad \text{(XIV)}$$

com

$$\overline{W_p}=(1/T)\sum_k W_{p.k}\Delta t_k \qquad \text{e} \qquad \lambda=\left[\left(\overline{W_q}-\overline{W_p}\right)/\hbar\right]-w$$

De acordo com eq. (XIV) a probabilidade que o átomos mude do nível p para o nível q é

$$P_{p,q}=\left|C_q(t)\right|^2=4\,\mathrm{sen}^2\Theta\,\mathrm{sen}^2\frac{1}{2}at\left[\cos\frac{1}{2}\lambda T\cos\frac{1}{2}at-\cos\Theta\,\mathrm{sen}\frac{1}{2}\lambda T\,\mathrm{sen}\frac{1}{2}at\right]^2 \qquad \text{(XV)}$$

Assumindo que a distribuição de velocidade do feixe é do tipo Maxwellian. A probabilidade de transição (**probabilidade Ramsey**)entre os estados p e q é dada por

$$P_{p.q}=2\int\exp\left(\frac{v^2}{\alpha^2}\right)\frac{v^4}{\alpha^4}\mathrm{sen}^2\left(\frac{2bl}{2v}\right)\cos^2\left(\frac{\lambda L}{2v}\right)dv \qquad \text{(XVI)}$$