

Estudo da viabilidade de construção de um padrão de
frequência atômico baseado em uma nuvem de átomos
frios em expansão

Stella Torres Müller

USP/IFSC/SBI



8-2-001662

Dissertação apresentada ao
Instituto de Física de São Carlos,
da Universidade de São Paulo,
para obtenção do título de
Mestre em Ciências: Física
Aplicada

Orientador: Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato

São Carlos – 2005

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA
INFORMAÇÃO

Livros Grátis

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.

| |
|------------------|
| IFSC - SBI |
| CLASS..... |
| CUTTER..... |
| FOMBO... 1e.1662 |

Müller, Stella Torres

“Estudo da viabilidade de construção de um padrão de frequência atômico baseado em uma nuvem de átomos frios em expansão.”

Stella Torres Müller – São Carlos, 2005

Dissertação (Mestrado) – Área de Física Aplicada do Instituto de Física de São Carlos da Universidade de São Paulo

2005 - Páginas: 87

Orientador: Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato

Padrão de átomos frios, Tempo e frequência, Metrologia, Relógio atômico.

I. Título



MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE **STELLA TORRES MULLER**, APRESENTADA AO INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS, UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, EM 30/03/2005.

COMISSÃO JULGADORA:

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

Prof. Dr. Paulo Alberto Nussenzeig – IF/USP

Prof. Dr. Daniel Pereira – UNICAMP

Aos meus pais, pelo amor e incentivo.

1980

AGRADECIMENTOS

Ao meu orientador, Prof. Dr. Vanderlei S. Bagnato, pela amizade, competência e confiança.

Aos membros da banca, Profs. Dr. Daniel Pereira e Dr. Paulo Alberto Nussenzweig, pelas sugestões e críticas apresentadas com o intuito de melhorar este trabalho.

Ao Daniel, Mônica e Aida, pela amizade e ajuda importantíssima no laboratório.

Aos meus pais, Maria Helena e José Antonio, por todo o amor, educação e esforços que me permitiram chegar até aqui.

Ao meu amado Danilo pelo amor e dedicação em todos os momentos.

À minha irmã, Cláudia, pelo apoio e carinho.

Aos grandes amigos sempre presentes Dulce e Reginaldo.

A todos os colegas do Grupo de Óptica, Kilvia, Emanuel, Valter, Anderson, Marília, Gustavo, Serginho, ... pela amizade e companheirismo.

Às secretárias do grupo, Isabel e Benê, e ao pessoal da oficina mecânica.

Ao pessoal do laboratório de eletrônica, Orlando, Elizeu, Edson e João Marcelo, por todo o apoio técnico.

Aos queridos Sebastião, Regina, Cláudia e Vinícius que me adotaram como um membro da família aqui em São Carlos.

SUMÁRIO

| | |
|--|-------------|
| DEDICATÓRIA..... | <i>i</i> |
| AGRADECIMENTOS..... | <i>ii</i> |
| ÍNDICE DE FIGURAS..... | <i>v</i> |
| RESUMO..... | <i>vii</i> |
| ABSTRACT..... | <i>viii</i> |
| 1. INTRODUÇÃO..... | 1 |
| 1.1 - Referências Bibliográficas..... | 7 |
| 2. PRINCÍPIO DE FUNCIONAMENTO DE UM PADRÃO DE FREQÜÊNCIA ATÔMICO..... | 8 |
| 2.1 - Princípios Básicos..... | 8 |
| 2.1.1 - Estabilidade..... | 12 |
| 2.1.2 - Precisão de um Padrão de Freqüência Atômico ("acuracia")..... | 15 |
| 2.2 - Princípio de Funcionamento de um Padrão de Freqüência Baseado numa Nuvem de Átomos Frios em Expansão..... | 16 |
| 2.3 - Referências Bibliográficas..... | 19 |
| 3. APRISIONAMENTO MAGNETO-ÓPTICO (MOT) DE ÁTOMOS NEUTROS..... | 20 |
| 3.1 - Resfriamento..... | 20 |
| 3.1.1 - Temperatura Limite..... | 23 |
| 3.2 - Armadilha Magneto-Óptica..... | 26 |
| 3.3 - Referências Bibliográficas..... | 29 |
| 4. MÉTODOS DE INTERROGAÇÃO DOS ÁTOMOS..... | 31 |
| 4.1 - Método de Rabi da Ressonância Magnética em Feixe Molecular..... | 31 |
| 4.2 - Método de Campos Oscilatórios Separados de Ramsey..... | 33 |
| 4.3 - Comparação dos Métodos de Rabi e Ramsey..... | 37 |
| 4.4 - Cálculo das probabilidades de transição de Rabi e Ramsey..... | 39 |
| 4.4.1 - Probabilidade de Rabi..... | 42 |
| 4.4.2 - Probabilidade de Ramsey..... | 47 |
| 4.5 - Referências Bibliográficas..... | 51 |

| | |
|--|----|
| 5. SISTEMA EXPERIMENTAL | 52 |
| 5.1 - Sistema Mecânico..... | 52 |
| 5.2 - Mesa Óptica e Lasers..... | 53 |
| 5.3 - Caracterização do MOT..... | 57 |
| 5.3.1 - Bobinas..... | 57 |
| 5.3.2 - Detecção e Cálculo do Número de Átomos Aprisionados..... | 59 |
| 5.4 - Antena e Cadeia de Microondas..... | 63 |
| 5.5 - Seqüência Temporal..... | 66 |
| 5.6 - Avaliação de um Padrão de Freqüência..... | 70 |
| 5.7 – Referências Bibliográficas..... | 71 |
| 6. RESULTADOS E ANÁLISE | 73 |
| 6.1 - Método de Rabi e Método de Ramsey de Campos Oscilatórios Separados..... | 74 |
| 6.2 - Estabilidade a Curto Prazo..... | 79 |
| 6.3 – Referências Bibliográficas..... | 83 |
| 7. CONCLUSÕES | 84 |
| 7.1 – Referências Bibliográficas..... | 87 |

ÍNDICE DE FIGURAS

| | | |
|--------------------|---|----|
| Figura 2.1 | Esquema do princípio de funcionamento de um padrão de frequência..... | 9 |
| Figura 2.2 | Níveis de energia mais relevantes do átomo de ^{133}Cs | 11 |
| Figura 2.3 | Sinal aleatório na medida da Variância de Allan..... | 13 |
| Figura 2.4 | Ilustração de um gráfico esperado numa análise de Variância de Allan..... | 14 |
| Figura 3.1 | Linhas de campo magnético geradas por bobinas na configuração anti-Helmholtz..... | 27 |
| Figura 3.2 | Esquema do princípio de funcionamento de uma armadilha magneto-óptica..... | 28 |
| Figura 3.3 | Esquema tridimensional de uma armadilha magneto-óptica..... | 29 |
| Figura 4.1 | Esquema do aparato experimental utilizado na ressonância magnética de feixe molecular..... | 32 |
| Figura 4.2 | Probabilidade de transição para o método de Rabi..... | 33 |
| Figura 4.3 | Esquema do aparato experimental utilizado no método de Ramsey..... | 34 |
| Figura 4.4 | Franja de Ramsey obtida por um padrão de frequência a feixe térmico..... | 36 |
| Figura 4.5 | Franja de Ramsey obtida por um chafariz atômico..... | 36 |
| Figura 4.6 | Gráfico comparativo dos métodos de Rabi e Ramsey para uma amostra de átomos monocinética..... | 38 |
| Figura 4.7 | Precessão do momento magnético..... | 40 |
| Figura 4.8 | Precessão do momento nuclear..... | 41 |
| Figura 4.9 | Coerência de fase entre dois campos oscilatórios..... | 42 |
| Figura 4.10 | Curvas teóricas de interrogação de Rabi para diferentes pulsos..... | 46 |
| Figura 4.11 | Regiões de interação propostas por Ramsey..... | 48 |
| Figura 5.1 | Foto do sistema mecânico..... | 53 |
| Figura 5.2 | Foto do laser de diodo em configuração de cavidade estendida..... | 54 |
| Figura 5.3 | Esquema do laser de diodo em configuração de cavidade estendida..... | 55 |
| Figura 5.4 | Diagrama de níveis do átomo de ^{133}Cs | 56 |

| | | |
|--------------------|--|----|
| Figura 5.5 | Bobinas em configuração anti-helmholtz..... | 58 |
| Figura 5.6 | Campo magnético das bobinas em configuração anti-Helmholtz, medido no eixo z com uma sonda Hall. (a) variação espacial do campo magnético na direção z; (b) módulo do gradiente do campo magnético na direção Z..... | 59 |
| Figura 5.7 | Foto do sistema de detecção dos átomos..... | 60 |
| Figura 5.8 | Foto da nuvem de átomos aprisionados, coletada por uma câmera CCD..... | 62 |
| Figura 5.9 | Diagrama no plano E, para antenas com comprimento: $\lambda/8$ (curva pontilhada), $\lambda/4$ (curva sólida) e λ (curva tracejada)..... | 64 |
| Figura 5.10 | Esquema da cadeia de microondas..... | 66 |
| Figura 5.11 | Painel de controle do programa desenvolvido em ambiente LabView..... | 67 |
| Figura 5.12 | Seqüência temporal utilizada no funcionamento do padrão de frequência..... | 68 |
| Figura 5.13 | Esquema de comparação de um padrão de laboratório..... | 71 |
| Figura 6.1 | Resposta para um pulso de interrogação Rabi de 4 ms de duração..... | 74 |
| Figura 6.2 | Resposta para um pulso de interrogação Rabi de 8 ms de duração..... | 75 |
| Figura 6.3 | Resposta para um pulso de interrogação Rabi de 12 ms de duração..... | 75 |
| Figura 6.4 | Franja de Ramsey obtida com $\tau = 2$ ms e $T = 8$ ms..... | 77 |
| Figura 6.5 | Resultado obtido para um pulso de interrogação Rabi de 12 ms com potência atenuada..... | 78 |
| Figura 6.6 | Sinal de erro coletado no método de comparação..... | 80 |
| Figura 6.7 | Gráfico de estabilidade para o padrão de átomos frios em expansão..... | 81 |
| Figura 6.8 | Gráfico comparativo das estabilidades entre o padrão de átomos frios em expansão e o padrão a feixe térmico..... | 82 |

RESUMO

Este trabalho relata a construção de um padrão primário baseado em uma nuvem de átomos frios de ^{133}Cs em expansão, além de alguns resultados preliminares. A amostra de átomos de referência é preparada através de uma armadilha magneto-óptica. Durante uma fase de expansão livre os átomos são submetidos a uma seqüência de pulsos de microondas de 9,192631770 GHz, que excitam a transição do estado fundamental que define o segundo como unidade básica do SI, caracterizando o conhecido método de interrogação de campos separados de Ramsey. Ao final do ciclo de funcionamento um laser de prova é usado para detectar, por fluorescência, a quantidade de átomos que sofreram a transição para diferentes valores de frequência de microondas. A coleta de dados, bem como o controle da seqüência temporal de funcionamento, é feita através de um microcomputador e placas de aquisição de dados. Juntamente com a caracterização inicial desse padrão primário foi realizada a otimização do experimento com respeito à duração dos pulsos de microondas e intervalos de expansão livre. Foram obtidos dados de estabilidade em frequência, cujos valores apontam para direções bastante promissoras na utilização desse tipo de padrão primário.

ABSTRACT

This dissertation describes the construction of an atomic frequency standard based on the expansion of a ^{133}Cs atomic cloud and preliminary results. The atomic sample is prepared in a magneto-optical trap. During the expansion process the atoms are submitted to a sequence of two microwave pulses at 9,192,631,770 Hz to probe the ^{133}Cs ground state transition, which is the primary definition of the second. This method characterizes the well-known two separated oscillatory fields method. Finally, a flash of trapping light detects the atoms that suffered the second transition. The data acquisition, as well as the control of the time sequence, was taken by a microcomputer. With the initial characterization of the primary standard, the optimization of the experiment with respect to the duration of the microwave pulses as well as the intervals between them was done empirically. We have also obtained data of stability in frequency, with results that show a promising use of this type of primary standard.

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

Dos nove planetas que circundam o Sol, seis possuem período de rotação entre 10 e 25 horas: Marte, o mais próximo de nós, possui período de rotação de 24,6 horas, enquanto Júpiter, Saturno, Urano e Netuno possuem 9,9; 10,7; 17,2; 16,1 horas respectivamente. Plutão leva 6,9 dias e Mercúrio 59 dias para dar a volta em torno de si mesmo. Um dia em Vênus é mais longo que o ano, ele circunda o Sol em 225 dias, enquanto leva 243 dias para dar a volta em torno de si mesmo.

Nossos ancestrais não tinham idéia desses fatos, mas podiam observar os movimentos do Sol, Lua e estrelas. Por vários anos o "relógio" que consiste no conjunto Terra-Sol foi suficiente para regular as atividades diárias. Pessoas primitivas acordavam e começavam a trabalhar ao

nascer do Sol e cessavam suas atividades ao por do Sol, não sendo necessário saber a hora com mais precisão. Eles utilizavam uma haste engastada no chão, chamada *sundial* ou relógio de Sol, para observar a sombra projetada pelo Sol do amanhecer ao entardecer.

Esses dispositivos podiam dizer a hora certa enquanto o Sol estivesse brilhando, mas não podiam ser utilizados, é claro, durante a noite. Desde então, o homem passou a desenvolver dispositivos mecânicos para medir o tempo, sendo então denominados relógios. O sol passou a ser o "relógio mestre", que servia como uma escala primária de tempo pelo qual os relógios secundários, desenvolvidos pelos homens, eram calibrados e ajustados.

Vários relógios foram desenvolvidos durante anos, dentre eles estão os relógios de água, a ampulheta, os relógios de pêndulo, dentre outros. No entanto, eles não usavam nenhuma técnica apurada para medir o tempo com precisão, pois eram calibrados através dos relógios de Sol.

Até 1956, 1 segundo era igual a $1/86.400$ do dia solar médio, considerando-se um dia de 86.400 segundos [1]. Como sabemos, o dia solar é variável e, portanto o segundo baseado no tempo solar também varia. Foi então que, de 1956 a 1967, o segundo passou a ser baseado no

movimento orbital terrestre em torno do Sol, chamado Tempo Ephemeris, onde 1 segundo era igual a $1/31556925,9747$ do ano tropical 1900, sendo que um ano tropical igual a 365,2422 dias solares médios [1].

Nesta época, os avanços nas pesquisas de física atômica eram significativos e começaram a surgir os primeiros relógios atômicos, utilizando as transições ressonantes dos átomos como osciladores de precisão. A vantagem desses relógios é que a transição não perturbada é idêntica de átomo a átomo, tal que dois relógios baseados na mesma transição podem gerar o mesmo tempo e não alteram suas propriedades com o passar do tempo.

Na década de 50, pesquisadores do laboratório Nacional Britânico de Física tornaram os relógios atômicos de césio mais estáveis. Então, em outubro de 1967, na 13ª Conferência Geral de Pesos e Medidas, realizada em Paris, a definição do segundo passou a ser baseada na transição hiperfina do átomo de césio [2].

"O segundo é a duração de 9.192.631.770 períodos correspondentes a transição entre os dois níveis hiperfinos do estado fundamental do átomo de ^{133}Cs ."

Em 1970, esta escala temporal foi denominada Tempo Atômico Internacional (TAI) e é, atualmente, mantida pelo

1980-11-11

REGISTRO DE DOCUMENTOS

BIPM (*Bureau International des Poids et Mesures*) assim como disseminada juntamente com o UTC (*Coordinated Universal Time*).

Depois dessa definição vários institutos de pesquisa em todo o mundo iniciaram trabalhos tendo em vista a construção de padrões de frequência primários (relógios atômicos de césio).

Devido à enorme precisão e estabilidade de um padrão de frequência atômico, eles são largamente utilizados em satélites, transmissão de sinais de televisão, empresas de telefonia, além de serem utilizados em testes de Física fundamental.

Na busca por melhor precisão e estabilidade surgiram vários tipos de padrões de frequência de césio. Os primeiros utilizavam seleção magnética para selecionar os átomos nos estados hiperfinos $F=4, m_F=0$ e $F=3, m_F=0$ [3]. Logo em seguida a cavidade de interrogação proposta por Rabi [4] foi substituída pela cavidade com duas zonas de interrogação proposta por Ramsey [5].

Outro importante desenvolvimento surgiu com o advento do laser e a possibilidade da manipulação populacional dos níveis atômicos pelo processo de bombeamento óptico. A partir daí foram criados os padrões de frequência operados a luz, tanto para seleção dos átomos quanto para detecção.

Em 1953 Zacharias e colaboradores [6] propuseram que um feixe atômico fosse colocado no vertical a fim aumentar o tempo entre as interações e conseqüentemente a precisão do relógio. Infelizmente na época os resultados não foram muito bons. Entretanto, com o surgimento das técnicas de manipulação e aprisionamento dos átomos [3] foi possível testar novamente a proposta de Zacharias e, então, surgiram os padrões de frequência com átomos frios, dentre eles o chafariz de átomos ("fountain" atômica) que constituem, hoje, os mais estáveis e precisos que se pode ter.

Em 1998, o Grupo de Óptica do Instituto de Física de São Carlos, atual CEPOF/USP (Centro de Pesquisa em Óptica e Fotônica), deu início à construção do primeiro relógio atômico a feixe térmico de ^{133}Cs da América Latina [7,8]. O passo seguinte foi a construção de um relógio tipo chafariz [9], que está, atualmente, sendo caracterizado.

O objetivo deste trabalho é demonstrar a viabilidade de se construir um padrão de frequência primário baseado numa nuvem de átomos frios em expansão.

A utilização de átomos frios implica em uma pequena distribuição de velocidades dos átomos, praticamente eliminando o efeito Doppler de segunda ordem, presente no relógio a feixe térmico.

A finalidade desse sistema é obter um dispositivo compacto, simples de ser operado (comparado à complexidade de uma *fountain*) e com estabilidade e precisão igual ou superior ao relógio a feixe térmico. Toda a manipulação atômica, captura de átomos, expansão e aplicação dos pulsos de microondas, é feita dentro de uma célula de vidro com vapor de ^{133}Cs .

A seguir apresenta-se como esta dissertação está subdividida:

No capítulo II será abordado o princípio básico de funcionamento de um padrão de frequência seguido dos detalhes de funcionamento do padrão que é objeto desse trabalho.

Nos capítulos III e IV será discutida a base da física envolvida na construção do padrão, como o princípio de funcionamento de uma armadilha magneto-óptica e os métodos de interrogação que podem ser utilizados.

O capítulo V abordará o sistema experimental juntamente com algumas caracterizações e cálculos. Por fim, o capítulo VI mostrará os resultados obtidos comparando-os com os resultados de outros padrões de frequência.

1.1- Referências Bibliográficas

- [1] J. Jespersen, J. Fitz-Randolph, *From sundials to atomic clocks*, Dover Publications, (1982).
- [2] "Resolution 1; CR, *Metrologia* **4**, 43 (1968).
- [3] W.M. Itano, N.F. Ramsey, *Scientific American* **23**, July (1993).
- [4] I. I. Rabi, J. R. Zacharias, S. Millman e P. Kusch, *Phys. Rev.* **53**, 318 (1938).
- [5] N. F. Ramsey, *Phys. Rev.* **78**, June (1950).
- [6] J. Zacharias, unpublshed, (1953).
- [7] F. Teles, Dissertação de Mestrado, Universidade de São Paulo - IFSC, (1998).
- [8] A. Bebeachibuli, Dissertação de Mestrado, Universidade de São Paulo - IFSC, (2003).
- [9] D.V. Magalhães, Tese de Doutorado, Universidade de São Paulo - IFSC, (2004).

CAPÍTULO 2

PRINCÍPIO DE FUNCIONAMENTO DE UM PADRÃO DE FREQUÊNCIA ATÔMICO

2.1 - Princípios Básicos

Um relógio é popularmente conhecido por ser um dispositivo que marca a hora. No caso específico de um relógio atômico, ele não marca hora mas sim mede precisamente o segundo, que é a unidade fundamental do tempo, através da medida da frequência de transição do ^{133}Cs . A rigor, trata-se de um padrão de frequência atômico. Entretanto, por simplicidade vamos nos referir ao dispositivo descrito nesse texto como um relógio, bem como aos outros dispositivos semelhantes disponíveis no nosso laboratório.

Um relógio pode ser dividido em duas partes: um oscilador (evento periódico) e um dispositivo que conte o número de oscilações ocorridas. Então, para melhorar a precisão de um relógio precisamos melhorar uma dessas partes ou até mesmo as duas. A parte de contagem das oscilações já se encontra bem avançada, deixando-nos a opção de melhorar o oscilador. É neste ponto que o padrão de frequência atômico difere dos demais, pois utiliza uma transição atômica como evento periódico. Isto ocorre porque os níveis de energia de um átomo são quantizados e a diferença de energia que separa os seus níveis é muito bem definida.

O princípio de funcionamento dos padrões de frequência atômicos passivos está baseado na estabilização da frequência ν de um oscilador local na frequência de Bohr ν_0 de um átomo de referência, como esquematizado na figura (2.1).

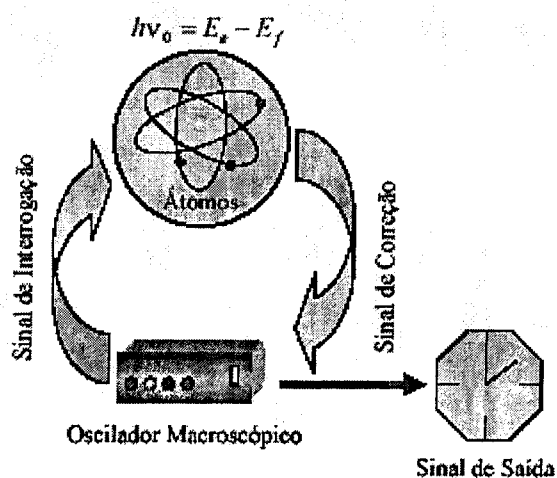


Figura 2.1: Esquema do princípio de funcionamento de um padrão de frequência.

A transição entre dois níveis de energia E_i e E_f ($E_f > E_i$) ocorre quando os átomos absorvem ou emitem um fóton de radiação eletromagnética de frequência ν_0 , dada pela relação de Bohr [1]:

$$h\nu_0 = E_f - E_i \quad (2.1)$$

onde h é a constante de Planck.

O oscilador local usado em nosso laboratório é um oscilador de quartzo de frequência 5 MHz, que se encontra em um sintetizador de rádio-frequência, e uma cadeia de multiplicação para produzir uma frequência de 9,192 631 770 GHz, ressonante com a transição hiperfina do estado fundamental do ^{133}Cs .

O Césio 133 foi escolhido para definir o segundo, em 1967, na Conferência Geral de Pesos e Medidas [2]. A partir de então o segundo passou a ser definido como "a duração de 9.192.631.770 períodos da radiação correspondente a transição entre dois níveis hiperfinos do estado fundamental do átomo de Césio 133, livre de qualquer perturbação". A estrutura hiperfina advém da interação do momento magnético nuclear com o momento magnético eletrônico dos átomos hidrogenóides. Os níveis de energia mais relevantes do átomo de ^{133}Cs são mostrados

na figura (2.2) e a transição entre os estados envolvidos na definição do segundo, ou seja, a transição relógio, é a seguinte:

$$6S_{1/2}|F=3, m_F=0\rangle \Rightarrow 6S_{1/2}|F=4, m_F=0\rangle$$

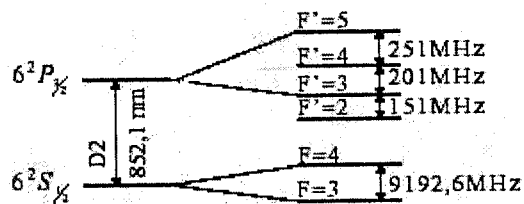


Figura 2.2: Níveis de energia mais relevantes do átomo de ^{133}Cs .

Na prática, um relógio atômico funciona da seguinte maneira: Inicialmente os átomos são preparados no estado hiperfino $6S_{1/2}|F=3\rangle$ igualmente distribuídos em todos os subníveis Zeeman, m_F . Numa segunda etapa, esses átomos interagem com radiação eletromagnética de frequência ν constante durante um intervalo de tempo t . Durante esse tempo t os átomos transitam para o estado $6S_{1/2}|F=4\rangle$. Por fim, medimos a taxa de transição atômica em função de ν .

A frequência ν do oscilador local pode ser estabilizada pelo sinal de ressonância produzido por um relógio atômico e pode ser escrita como:

$$\nu(t) = \nu_0(t)(1 + \varepsilon + \gamma(t)) \quad (2.2)$$

onde ν_0 é a frequência de ressonância de Bohr entre os dois níveis da transição relógio; ε é o deslocamento relativo da frequência devido às perturbações sofridas pelos átomos e $y(t)$ representa as flutuações de frequência desse sinal.

A incerteza ε representa a precisão de um relógio atômico, isto é, ela indica o quão bem conhecemos a frequência atômica frente aos efeitos que a perturbam. Já as flutuações de frequência determinam a estabilidade da frequência do relógio, ou seja, ela é interpretada como a capacidade do relógio em reproduzir a frequência média ao longo do tempo.

2.1.1 - Estabilidade

A estabilidade de um padrão de frequência atômico é muitas vezes caracterizada por deslocamentos devido às flutuações de frequência. Tais flutuações são denominadas de instabilidades de frequência [3] e podem ser distinguidas entre randômicas e sistemáticas.

As flutuações sistemáticas aparecem em função de parâmetros exteriores como idade do instrumento e variações das condições ambientais. Já as flutuações

randômicas só podem ser determinadas estatisticamente. Uma vez medidas as flutuações sistemáticas, podemos subtraí-las dos resultados e os dados residuais correspondem às flutuações randômicas.

• **Variância de Allan**

A mais famosa das técnicas de análise dos valores de frequência é conhecida como variância de Allan [4].

Vamos definir um conjunto de k instantes sucessivos t_k separados de τ como na figura (2.3) e y_k como os valores médios sucessivos das flutuações relativas de frequência. A variância de Allan é definida como:

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2} \langle (y_{k+1}(\tau) - y_k(\tau))^2 \rangle \quad (2.3)$$

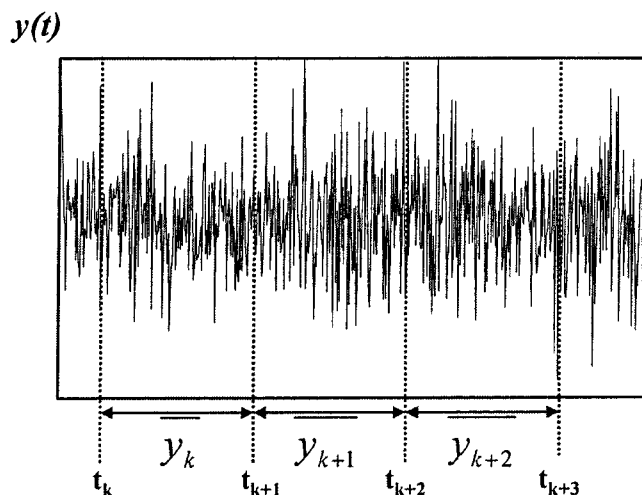


Figura 2.3: Sinal aleatório na medida da Variância de Allan.

Para um número finito de amostras temos:

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2(M-1)} \sum_{k=1}^{M-1} (y_{k+1}(\tau) - y_k(\tau))^2 \quad (2.4)$$

A estabilidade de frequência do relógio será $\sigma_y(\tau)$:

$$\sigma_y(\tau) = \left[\frac{1}{2(M-1)} \sum_{k=1}^{M-1} (y_{k+1}(\tau) - y_k(\tau))^2 \right]^{1/2} \quad (2.5)$$

O ruído mais comum encontrado nos relógios atômicos de Cs é o ruído branco e, conseqüentemente, a inclinação da curva $\sigma_y(\tau)$ cai com $\tau^{-1/2}$, figura (2.4).

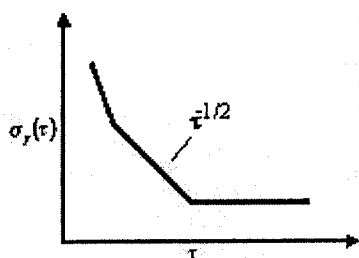


Figura 2.4: Ilustração de um gráfico esperado numa análise de Variância de Allan.

Para um relógio atômico a átomos frios, a estabilidade depende fortemente da relação sinal-ruído, S/R. Essa dependência tem a seguinte forma:

$$\sigma_y(\tau) = \frac{1}{\alpha Q_{at} S/R} \sqrt{\frac{T_c}{\tau}} \quad (2.6)$$

onde $\alpha = \pi$ e vem da interrogação de Rabi, $Q_{at} = \nu_0 / \Delta\nu$ é o fator de qualidade da ressonância atômica, T_c é o tempo de ciclo (preparação, interrogação e detecção) e τ o tempo total da média.

Os efeitos que degradam a estabilidade podem ser ruídos provenientes dos lasers, ruídos na detecção dos átomos. Dentre esses ruídos podemos citar o ruído do detector dos átomos, as flutuações de frequência do laser, a eficiência de bombeamento óptico.

2.1.2- Precisão de um Padrão de Frequência Atômico (exatidão)

O deslocamento relativo da frequência do sinal produzido pelo relógio com relação à frequência de Bohr ν_0 da transição atômica do átomo não perturbado é representado por ε , como indicado na equação (2.2).

A origem deste deslocamento é usualmente chamada de efeitos sistemáticos. A incerteza em relação à medida de ε é denominada exatidão.

As maiores fontes de incerteza na medida da frequência de um relógio estão relacionadas com os deslocamentos ocasionados por: efeito Zeeman quadrático (a transição atômica depende da amplitude do campo magnético estático), efeito Doppler de segunda ordem (relacionado com a dilatação temporal prevista pela teoria da relatividade), "Rabi Pulling" (efeito causado devido à superposição dos pedestais entre as transições adjacentes no espectro Zeeman), "Cavity Pulling" (devido à dessintonia entre o campo de microondas e a transição atômica), radiação de corpo negro, diferença de fase do campo de microondas entre as duas regiões de interrogação de Ramsey.

2.2- Princípio de Funcionamento de um Padrão de Frequência Baseado numa Nuvem de Átomos Frios em Expansão

Em nosso laboratório de metrologia de tempo e frequência do CEPOF/USP pode-se encontrar três tipos de padrões de frequência atômicos.

O primeiro relógio desenvolvido foi o de feixe térmico, onde um feixe atômico de ^{133}Cs é gerado por um forno efusivo e os átomos são preparados opticamente no

estado $6S_{1/2}|F=3\rangle$. A seguir, eles passam por uma cavidade de microondas em forma de um U invertido onde interagem com dois pulsos de microondas separados espacialmente, caracterizando o método de Ramsey de campos oscilatórios separados que será descrito detalhadamente no capítulo IV. Logo depois os átomos que fizeram a transição $6S_{1/2}|F=3\rangle \Rightarrow 6S_{1/2}|F=4\rangle$, conhecida como transição relógio [2], são detectados opticamente.

O segundo relógio que ainda está em fase de desenvolvimento é a "fountain" atômica ou chafariz atômico. Nesse dispositivo os átomos são aprisionados, preparados no estado $6S_{1/2}|F=3\rangle$ e lançados para cima num movimento balístico. Os átomos passam pela cavidade de microondas uma vez na subida e uma segunda vez na descida, caracterizando o método de Ramsey como no caso do padrão a feixe térmico [5,6].

Esta dissertação de mestrado diz respeito ao terceiro padrão de frequência, baseado numa nuvem de átomos frios em expansão. Todas as etapas deste experimento acontecem dentro de uma única célula de vidro, que serão descritas no decorrer do texto. Neste tipo de padrão de frequência os átomos são aprisionados numa armadilha magneto-óptica, explicada no capítulo III. Em seguida, os feixes de laser e o campo magnético são

desligados e os átomos, no estado $6S_{1/2}|F=3\rangle$, começam a se expandir livremente.

Durante a expansão, dois pulsos de microondas de 9,2 GHz gerados por uma antena acoplada a um sintetizador de microondas são aplicados separados temporalmente. Diferentemente dos outros relógios descritos acima, onde os pulsos são separados espacialmente. Após interagirem com o campo de microondas, os átomos que sofreram a transição relógio são detectados e o sinal da probabilidade de transição em função da diferença de frequência entre o oscilador local (sintetizador ou cadeia de microondas) e a transição atômica é analisada.

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

Alguns parâmetros como o tempo dos pulsos, tempo entre os pulsos e potência dos pulsos podem ser variados de modo a otimizar o número de átomos que fazem a transição.

A estabilidade deste relógio pode ser calculada comparando o sinal de frequência do oscilador sobre a transição relógio com um relógio comercial.

Os efeitos sistemáticos que causam os deslocamentos de frequência também podem ser calculados analisando o sinal da probabilidade de transição em função da frequência.

Neste trabalho esses efeitos não chegarão a ser calculados, pois, embora muito importantes para a caracterização de um padrão de frequência, o objetivo deste é estudar e demonstrar a viabilidade de se construir um relógio deste tipo.

2.3 - Referências Bibliográficas

- [1] C. Audoin, *Metrologia* **29**, 113 (1992).
- [2] "Resolution 1; CR, *Metrologia* **4**, 43 (1968).
- [3] C. Audoin, B.G., *Les Fondements De la Mesure Du Temps*, Masson, (1998).
- [4] D. Allan, *Proc. IEEE* **54**, 221 (1966).
- [5] F. Teles, D. V. Magalhães, M. S. Santos, G. D. Rovera e V. S. Bagnato, *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr.*, Vol. 47, No. 5, p. 1111, setembro de 2000.
- [6] F. Teles, D. V. Magalhães, M. S. Santos, A. Bebeachibuli e V. S. Bagnato, *Metrologia*, **39**, p. 135, (2002).

CAPÍTULO 3

APRISIONAMENTO MAGNETO-ÓPTICO (MOT) DE ÁTOMOS NEUTROS

3.1 - Resfriamento

“Resfriamento atômico via laser” é o nome dado à técnica de redução da velocidade dos átomos [1] e é um importante exemplo da utilização da interação átomo-luz. A força que a luz exerce sobre os átomos é dividida em duas partes: a força de dipolo (força estimulada) e a força de pressão de radiação (força espontânea). A força de dipolo, que pode ser desprezada neste caso, advém da interação do momento de dipolo atômico induzido com o gradiente do campo da radiação; e a força de pressão de radiação está associada à transferência do momento linear

do fóton para o átomo durante a absorção e emissão espontânea.

Considera-se um átomo de velocidade v que interage somente com um feixe laser contrapropagante ao seu movimento (modelo unidimensional). Ao absorver os fótons, o átomo sofre uma força média devido à transferência do momento que o fóton carregava $\hbar\vec{k}$ onde \vec{k} é o vetor de onda.

Após a absorção do fóton, o átomo emite espontaneamente e esta emissão espontânea produz um recuo nesse átomo. Se considerarmos vários ciclos de absorção e emissão, teremos que a força devido à emissão é nula, em média, porque esta pode ocorrer em qualquer direção.

Considerando dois feixes contrapropagantes agindo sobre um átomo de dois níveis teremos a força total como a soma das duas forças opostas, $F_T = F_+ + F_-$ [2,3].

$$F_T = \hbar k \Gamma \Omega_o^2 \left\{ \frac{1}{4(\Delta - kv)^2 + \Gamma^2 + 2\Omega_o^2} - \frac{1}{4(\Delta + kv)^2 + \Gamma^2 + 2\Omega_o^2} \right\} \quad (3.1)$$

onde $\Omega_o^2 = (I/I_o)(\Gamma^2/2)$ é a frequência de Rabi, Γ é a largura natural de linha da transição atômica, I é a intensidade do laser, I_o é a intensidade de saturação da transição e $\Delta = \omega_L - \omega_o$ é chamada dessintonia da frequência (*detuning*),

isto é, a diferença entre a frequência do laser (ω_l) e a frequência de ressonância do átomo (ω_0).

Na aproximação de baixas velocidades e intensidade esta força de pressão de radiação pode ser reescrita como:

$$\vec{F}_r = 16\hbar k^2 \Gamma \Omega_0^2 \Delta \left\{ \frac{\vec{v}}{(4\Delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega_0^2)^2} \right\} \quad (3.2)$$

Se equações similares forem escritas para as outras duas direções ortogonais temos que esta configuração é capaz de resfriar os átomos em uma pequena região do espaço.

Esta técnica de resfriamento gera um meio viscoso chamado melado óptico (*optical molasses*) para os átomos. O melado é capaz de resfriar os átomos, mas não pode aprisioná-los, pois não possui força restauradora para deslocar os átomos para o centro (onde os feixes se cruzam).

Os átomos resfriados com esta técnica foram considerados ideais para serem aprisionados. Então, associando o resfriamento a um campo magnético com determinadas características, foi criada a mais eficiente

armadilha de átomos neutros até agora: a armadilha magneto-óptica.

3.1.1 - Temperatura Limite

Considerando a técnica de resfriamento, se não houvesse qualquer outra influência no movimento atômico todos os átomos deveriam desacelerar para $v=0$ e $T=0$, o que não é real.

Há um aquecimento devido à luz que deve ser considerado para a obtenção da temperatura dos átomos. Isto advém do fato da emissão espontânea ser aleatória e, portanto, é necessário introduzir um termo extra na energia cinética desses átomos.

$$\frac{dK_i}{dt} = v_i F_i + H_i \quad (3.3)$$

onde $K_i = \frac{1}{2} m v_i^2$, F_i é a i^{th} componente da força dada pela eq(3.2) e H_i representa o termo de aquecimento associado a emissão espontânea.

Para o movimento aleatório dos átomos no melado óptico é normalmente utilizada a teoria do Movimento Browniano [4].

Na teoria Doppler, a temperatura limite [5] atingida por um átomo nesse resfriamento ocorre quando ocorre o equilíbrio entre a taxa de resfriamento produzida pelo melado óptico e a taxa de aquecimento produzida pela emissão espontânea. No equilíbrio o átomo permanece com energia cinética dada por:

$$K_{\min} = \frac{3\hbar \left(\Delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} \right) (1+s)}{4|\Delta|} \quad (3.4)$$

onde s é o parâmetro de saturação dado por:

$$s = \frac{\Omega_o^2}{2(\Delta^2 + \Gamma^2/4)} \quad (3.5)$$

A energia cinética mínima, equação (3.4), possui um valor ótimo para $\Delta = -\Gamma/2$, considerando $s \ll 1$, temos:

$$K_{\min} = \frac{3}{4}\hbar\Gamma \quad (3.6)$$

Utilizando o teorema da equipartição de energia ($\frac{3}{2}k_B T_{\min} = K_{\min}$) encontra-se a temperatura mínima:

$$T_{\min} = \frac{1}{2} \frac{\hbar\Gamma}{k_B} \quad (3.7)$$

Para os alcalinos, a temperatura no limite Doppler é da ordem de centenas de μK , o césio apresenta $T_D = 124 \mu K$ e o sódio $T_D = 240 \mu K$.

Apesar deste valor limite para a temperatura, experimentos mostraram que temperaturas muito mais baixas que $30 \mu K$ podem ser atingidas. A discordância entre o experimento e a teoria se deve ao fato de que o átomo não é exatamente um sistema de dois níveis e, para um sistema com seis feixes (tridimensional) se faz necessário um modelo mais preciso.

Além disso, alguns efeitos de resfriamento não foram considerados na teoria Doppler, como o resfriamento devido aos gradientes de polarização e intensidade [6]. Esta teoria é chamada de sub-Doppler e, por simplicidade, não será tratada neste trabalho, já que a armadilha magneto-óptica estraga os mecanismos desta.

3.2 - Armadilha Magneto-Óptica

A armadilha magneto-óptica (MOT-magneto-optical trap) [7,8] é fruto da conjunção de três pares de feixes laser ortogonais entre si (melado óptico) com um campo magnético que é nulo no centro e cresce linearmente em módulo nas três direções. É um sistema capaz de resfriar e aprisionar átomos neutros. Devido à presença do campo magnético os feixes laser devem estar convenientemente polarizados, como será descrito em detalhes mais adiante. Neste caso a força de dipolo pode ser desprezada, pois essa força só se torna importante quando a intensidade dos feixes varia em um intervalo da ordem do comprimento de onda e no caso da armadilha magneto-óptica, os feixes utilizados são gaussianos e criam gradientes de campo na escala macroscópica.

Este tipo de armadilha é constituído de três pares de feixes laser ortogonais e contrapropagantes que se cruzam no centro de um campo magnético gerado por um par de bobinas montadas na configuração anti-Helmholtz. Para que o par de bobinas tenha essa configuração, elas devem possuir o mesmo raio, estar separadas por uma distância de 1,25 vezes esse raio e as correntes que circulam em cada uma delas devem ser opostas.

Essa configuração gera um campo nulo $B=0$ no centro geométrico entre as duas bobinas e próximo a essa posição

o campo cresce linearmente em todas as direções, com um máximo gradiente no eixo (z) das bobinas e metade deste valor nas direções ortogonais (x, y), pois $B = A(x^2 + y^2 + 4z^2)^{1/2}$ onde A é o gradiente de campo. A figura (3.1) mostra um esquema da configuração das bobinas assim como as linhas de campo magnético.

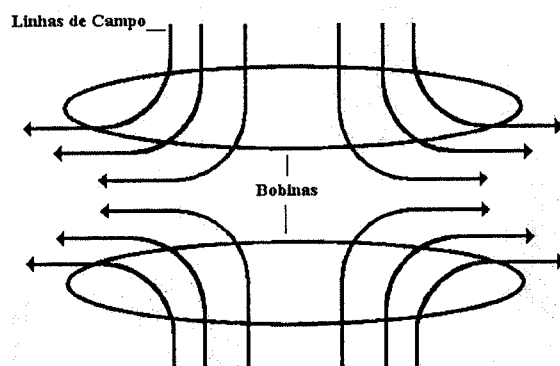


Figura 3.1: Linhas de campo magnético geradas por bobinas na configuração anti-Helmholtz.

Para compreender o funcionamento de uma armadilha magneto-óptica será necessário considerar um átomo hipotético de dois níveis, um estado fundamental de momento angular total $F=0$ ($m_F=0$) e um estado excitado $F'=1$ ($m_F=1,0,-1$), como mostra a figura (3.2). Aplicando um campo magnético fraco e não homogêneo $B(z)=bz$ nesse átomo, seus níveis sofrem um deslocamento pelo efeito Zeeman, em $z>0$ o subnível do estado excitado $m_F=+1$ é

deslocado para cima e o subnível $m_f = -1$ para baixo, já para $z < 0$ os estados são deslocados ao contrário. Se o átomo for iluminado com luz laser de polarizações $-\sigma$ na direção $-z$ e $+\sigma$ na direção $+z$, nota-se que se o laser for sintonizado para o vermelho da frequência de ressonância ($B > 0$), o átomo em $z > 0$ absorverá mais fótons $-\sigma$ do que $+\sigma$ e conseqüentemente sofrerá uma força para a origem, onde o campo é nulo e os subníveis Zeeman são degenerados. Para $z < 0$, o deslocamento Zeeman é invertido e o átomo absorverá mais fótons $+\sigma$ do que $-\sigma$, dessa maneira a força será novamente dirigida para $z = 0$.

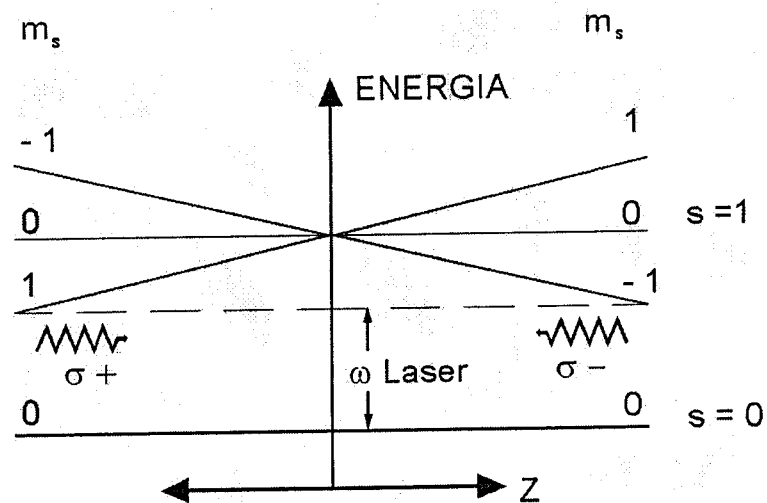


Figura 3.2: Esquema do princípio de funcionamento de uma armadilha magneto-óptica.

Adicionando feixes contrapropagantes ao longo dos eixos x e y pode-se estender o esquema para três dimensões, figura (3.3).

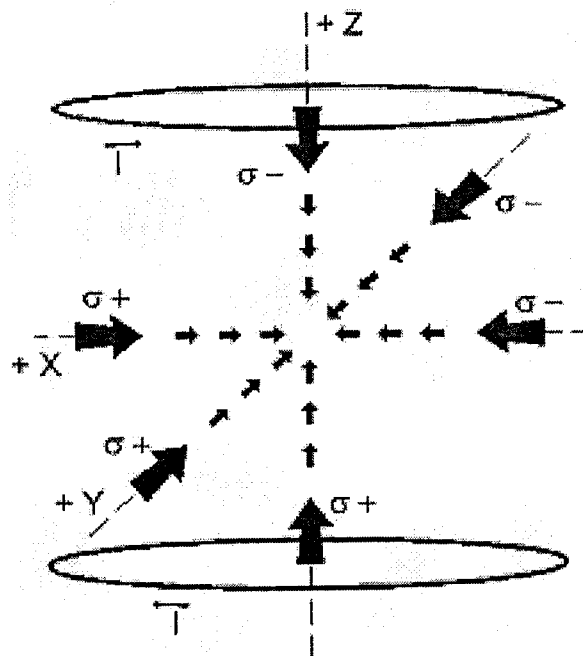


Figura 3.3: Esquema tridimensional de uma armadilha magneto-óptica.

3.3 - Referências Bibliográficas

- [1] T.Hänsch, A. Schawlow, *Opt. Commun.* **13**, 68 (1975).
- [2] R. Cook, *Phys. Rev. A* **20**, 224 (1979).
- [3] S. Chu, L. Hollberg, J. Bjorkman, A. Cable and A. Ashkin, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 48 (1985).
- [4] A. Einstein, *Annales der Physik* **19**, 371 (1906).
- [5] V.S. Bagnato and S.C. Zilio, *Revista Brasileira de Física* **19**, 127 (1989).

- [6] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2023 (1989).
- [7] D. Pritchard, E. Raab, V. Bagnato, C. Wieman e R. Watts, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 310 (1986).
- [8] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu e D. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2631 (1987).

CAPÍTULO 4

MÉTODOS DE INTERROGAÇÃO DOS ÁTOMOS

4.1 - Método de Rabi da Ressonância Magnética em Feixe Molecular

Rabi introduziu em 1937, o conceito do campo magnético girante para representar a perturbação atuante durante o movimento dos átomos. Ele obteve a expressão que especifica a probabilidade da transição ocorrer, que é conhecida como fórmula de Rabi. Contudo, a viabilidade de utilizar um campo magnético oscilante no tempo não foi reconhecida imediatamente e Rabi inventou em 1939 o método de ressonância magnética em feixe molecular [1].

Neste método um campo eletromagnético de radiofrequência é aplicado em um feixe molecular ou

atômico de modo a induzir transições entre níveis de energia e assim produzir uma mudança no momento magnético. As transições são detectadas por mudanças no fluxo de moléculas ou átomos que seguem um caminho correspondente ao momento magnético dado. A figura (4.1) mostra o aparato experimental usado por Rabi para a ressonância magnética de feixe molecular.

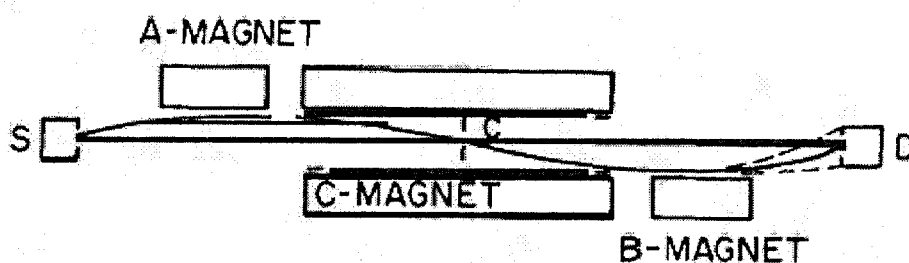


Figura 4.1: Esquema do aparato experimental utilizado na ressonância magnética de feixe molecular.

O primeiro magneto A, que gera um campo magnético inhomogêneo, localizado perto da fonte do feixe (forno) separa as trajetórias de moléculas ou átomos que possuem momentos magnéticos diferentes. Essas moléculas ou átomos passam por um colimador e entram na região onde é aplicado um campo magnético uniforme, chamado C-field, ortogonal ao campo de radiofrequência oscilante R. Na região do C-field ocorrem transições contanto que a condição de transição $E_1 - E_2 = h\nu$ e as regras de seleção sejam satisfeitas. O momento magnético das partículas do

feixe muda e um segundo magneto B, similar ao primeiro porém com gradiente oposto, seleciona as partículas nos estados especificados sobre um detector. A mudança no fluxo das partículas detecta a transição atômica.

A figura (4.2) mostra a probabilidade de transição dos átomos para esse método.

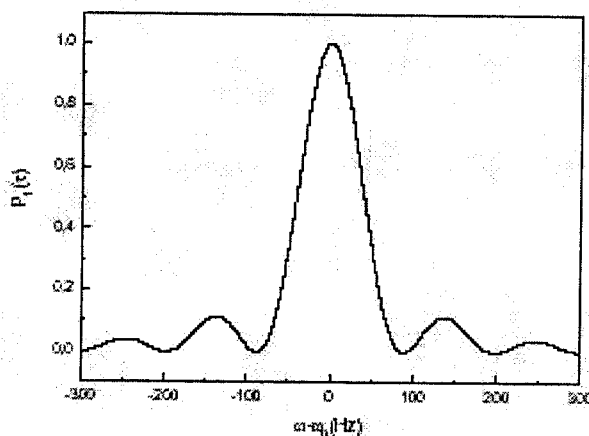


Figura 4.2: Probabilidade de transição para o método de Rabi (sinal experimental).

4.2 - Método de Campos Oscilatórios Separados de Ramsey

Norman F. Ramsey [2] desenvolveu na década de 50, o método de campos oscilatórios separados o qual causou um grande avanço na área de espectroscopia de átomos e moléculas.

O método de campos oscilatórios separados de Ramsey superou a técnica anterior, desenvolvida por Rabi [1] e

mostrada na seção anterior, aumentando a resolução das medidas.

Ramsey propôs interrogar os átomos com dois campos oscilatórios separados espacialmente por uma região livre de perturbação oscilatória. Vale destacar que neste trabalho os campos oscilatórios são separados temporalmente, o que não modifica os resultados obtidos por Ramsey.

O esquema do método de Ramsey é mostrado na figura (4.3).

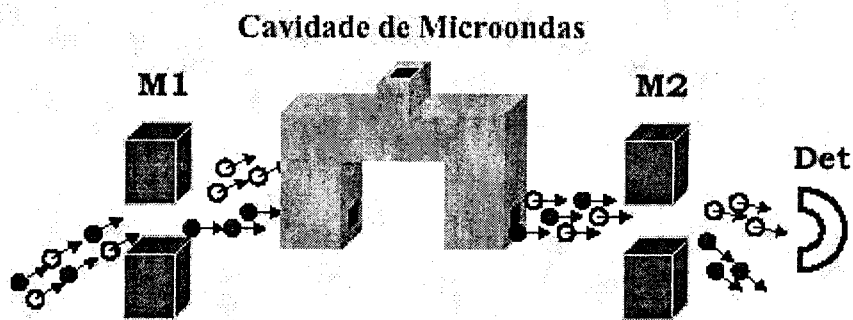


Figura 4.3: Esquema do aparato experimental utilizado no método de Ramsey.

Um feixe de átomos de ^{133}Cs (átomo de interesse em um padrão de frequência primário) é inicialmente preparado no estado hiperfino $|F=3, m_f=0\rangle$ da transição relógio $|F=3, m_f=0\rangle \rightarrow |F=4, m_f=0\rangle$. Logo depois os átomos entram numa região de campo magnético oscilante de frequência ν , durante um tempo τ , em seguida, passam por uma região

livre desse campo no intervalo temporal T , onde seu estado quântico interno evolui livremente, e novamente passam pelo campo de microondas no tempo τ . A frequência correspondente à transição entre dois níveis do estado fundamental dos átomos alcalinos, da ordem de GHz, está no regime das microondas.

Os átomos sofrem um pulso $\pi/2$ em cada região de microondas de tempo τ e após passar por essas duas regiões, conhecida como região de interrogação, sofrem no total um pulso π que os faz transitar para o estado $|F = 4, m_f = 0\rangle$.

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

A probabilidade de transição pode ser obtida medindo a população do estado atômico na saída da segunda região de interrogação, por um sistema de detecção.

Essa probabilidade de transição em função da dessintonia da frequência do oscilador de interrogação (gerador de microondas) em relação à transição atômica $\Delta\nu = \nu - \nu_{at}$ é chamada Franja de Ramsey, como mostram as figuras (4.4) e (4.5).

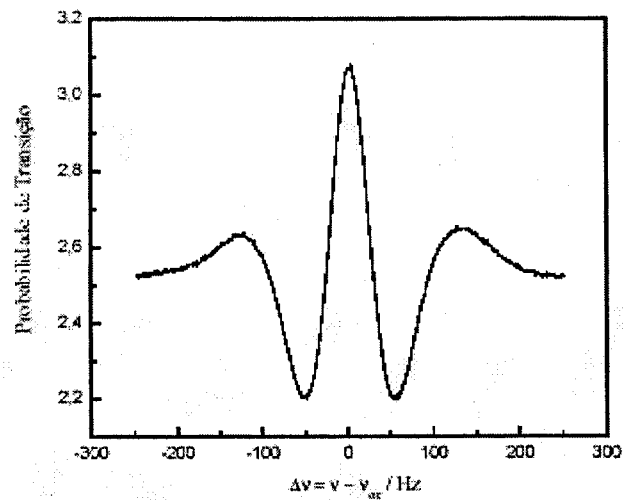


Figura 4.4: Franja de Ramsey obtida por um padrão de frequência a feixe térmico.

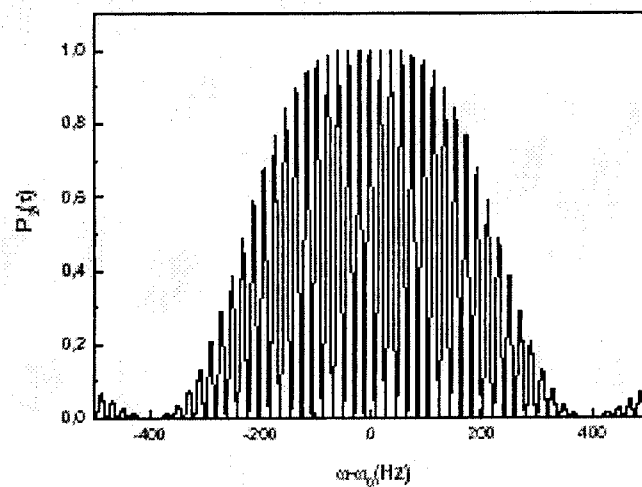


Figura 4.5: Franja de Ramsey obtida por um chafariz atômico.

As franjas de Ramsey constituem a assinatura característica dos padrões de frequência.

A largura à meia altura da franja central vale $\Delta\nu = 1/2T$, então, quanto maior a duração do tempo entre as

duas regiões de microondas, menor será a largura à meia altura da franja e portanto, melhor é a precisão do padrão.

No caso do padrão a feixe térmico a franja de Ramsey perde em resolução, pois os átomos possuem um perfil de velocidades de comportamento dado por uma distribuição de Maxwell-Boltzman.

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

4.3 - Comparação dos Métodos de Rabi e Ramsey

Se o método de Rabi for aplicado com o tempo de interação igual ao tempo das três regiões do método de Ramsey veremos que a largura da transição para o método de Ramsey será um pouco menor.

O método de Ramsey possui alta resolução e isso pode ser um problema, pois o pico central pode ser confundido com os picos laterais. O gráfico comparativo para uma amostra de átomos monocinética pode ser visualizado na figura (4.6).

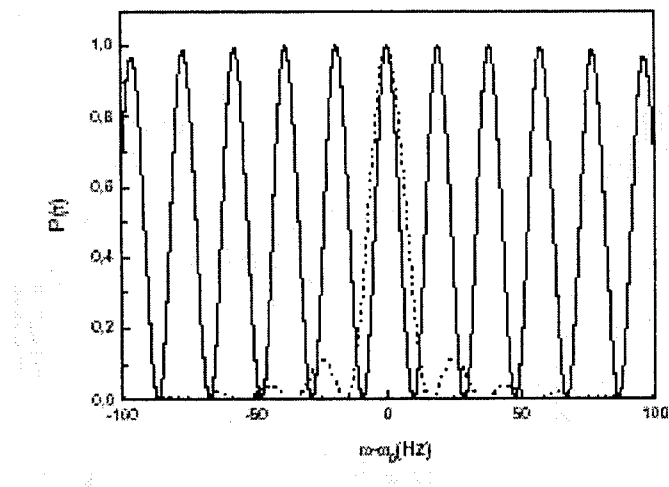


Figura 4.6: Gráfico comparativo dos métodos de Rabi e Ramsey para uma amostra de átomos monocinética.

Os picos laterais do método de Ramsey advêm da região de vôo livre dos átomos, entre as regiões de interação com o campo de microondas. Ao saírem da primeira região de interação os átomos possuem uma coerência. Durante a região de vôo livre eles ganham um deslocamento de fase com relação ao campo de interrogação e, ao entrarem na segunda região de microondas não continuam o processo de interação exatamente de onde pararam, como no caso de uma só interação, devido ao acúmulo da diferença de fase.

No padrão a feixe térmico as oscilações laterais não aparecem com tanta intensidade devido à distribuição de velocidades muito larga dos átomos. No caso de um padrão de átomos frios a resposta se aproxima da condição monocinética, mas, como ainda existe uma pequena

dispersão de velocidades, dada pela expansão da nuvem de átomos, a característica da franja se diferencia.

Um fato importante é que no método de Ramsey os pulsos $\pi/2$ são dados aos átomos apenas em cada região de interação, totalizando um pulso π no final do processo. Para a implementação do método de Rabi, um único pulso π , significa uma redução de pelo menos duas ordens de grandeza na potência do sinal de interrogação, como mostrado na figura anterior.

4.4 - Cálculo das probabilidades de transição de Rabi e Ramsey

A frequência oscilatória na qual uma transição ressonante entre os estados energéticos E_p e E_q pode ocorrer é:

$$\nu_o = \frac{(E_q - E_p)}{2\pi\hbar} \quad (4.1)$$

Para entender um pouco melhor a física do método de Rabi considere, classicamente, um núcleo com momento angular $\hbar\vec{J}$ e momento magnético $\vec{\mu} = (\mu/J)\vec{J}$, que entra em uma região de campo magnético homogêneo e forte $\vec{H}_o = H_o\hat{k}$.

Neste campo o momento magnético irá precessar em torno de \vec{H}_0 , figura(4.7), com frequência angular de Larmor:

$$\omega_0 = \frac{\mu_I}{\hbar I} H_0 = \gamma_I H_0 \quad (4.2)$$

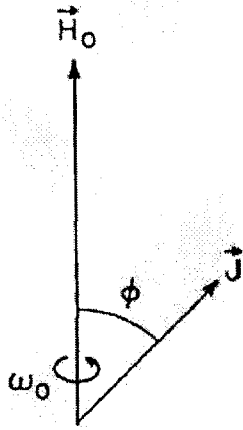


Figura 4.7: Precessão do momento magnético.

Se um campo fraco \vec{H}_1 for adicionado perpendicular a \vec{H}_0 e cuja direção permite a rotação em um eixo paralelo a \vec{H}_0 , como mostra a figura(4.8), a qualquer instante o momento nuclear irá tender a precessar em torno de \vec{H}_1 e o ângulo ϕ , entre μ_I e \vec{H}_0 , irá variar.

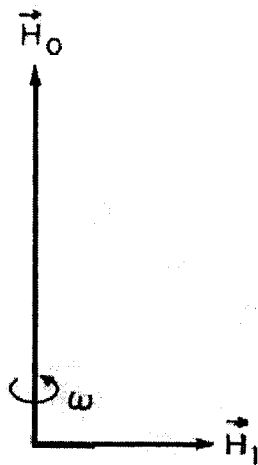


Figura 4.8: Precessão do momento nuclear.

No entanto, se \vec{H}_1 possuir uma taxa de rotação ω diferente da frequência de Larmor, equação (4.2), na qual o núcleo precessa, o ângulo ϕ algumas vezes irá tender a aumentar e outras vezes a diminuir, de forma que na média ele não apresente alteração. Mas, se \vec{H}_1 possuir uma frequência de rotação ω igual à frequência de Larmor, equação (4.2), \vec{H}_1 e o núcleo irão precessar juntos em torno de \vec{H}_0 , tal que a variação em ϕ será cumulativa, havendo uma variação média em ϕ . Esta mudança na orientação pode ser detectada se permitirmos que o feixe molecular, que possui o momento magnético, passe por campos não homogêneos como na figura (4.1).

O método de campos oscilatórios separados de Ramsey segue o mesmo conceito, exceto que o campo rotacional \vec{H}_1

visto pelo núcleo é aplicado inicialmente por um curto tempo τ , logo após a amplitude de \vec{H}_1 é reduzida a zero por um tempo relativamente grande T e então, a amplitude de \vec{H}_1 é novamente elevada e aplicada durante um tempo τ . A coerência de fase entre esses dois campos oscilatórios é preservada como na figura (4.9).

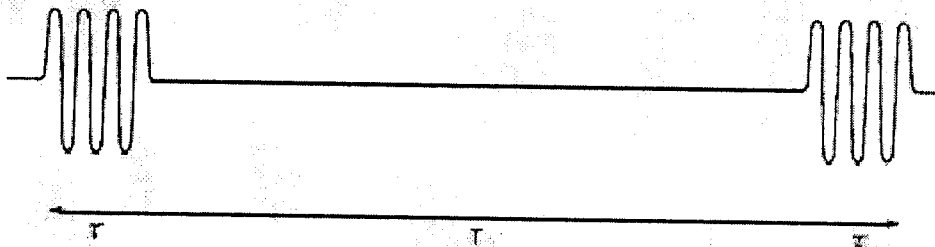


Figura 4.9: Coerência de fase entre dois campos oscilatórios.

4.4.1 - Probabilidade de Rabi

Podemos calcular a probabilidade de transição entre dois estados a e b para uma molécula sujeita a uma perturbação oscilatória.

Considere um sistema que em $t=0$ a molécula entra em uma região sujeita a uma perturbação oscilatória que induz transições entre dois estados p e q de energias E_p e E_q .

Enquanto o sistema está sujeito a um campo perturbador, transições para qualquer outro estado não

são possíveis. Os elementos de matriz da perturbação V são:

$$V_{pq} = \int \Psi_p^* V \Psi_q d\tau = \hbar b e^{i\omega t} \quad (4.3)$$

$$V_{qp} = \int \Psi_q^* V \Psi_p d\tau = \hbar b e^{-i\omega t} \quad (4.4)$$

$$V_{pp} = V_{qq} = 0 \quad (4.5)$$

Para muitos pares de estados p e q , a perturbação acima desaparece, em particular, se a perturbação é induzida por um campo magnético oscilatório, o b nas equações (4.3, 4.4, 4.5) se anula exceto para transições de dipolo magnético.

Se o campo externo é fraco tal que o número quântico F de $\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}$ é um bom número quântico, as regras de seleção são:

$$\Delta F = 0, \pm 1 \quad \Delta m = 0, \pm 1 \quad (4.6)$$

A função de onda do sistema que faz as transições entre os estados p e q pode ser escrita como:

$$\Psi(t) = C_p(t)\Psi_p + C_q(t)\Psi_q \quad (4.7)$$

e a equação de Schrödinger será:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(t)}{\partial t} = H\Psi = H_0\Psi + V\Psi \quad (4.8)$$

Assumindo que, em $t=0$, $C_p(0)=1$ e $C_q(0)=0$, num tempo t , a solução é dada por:

$$C_p(t) = \left(i \cos\theta \sin\frac{1}{2}at + \cos\frac{1}{2}at \right) e^{i\left[\frac{1}{2}\omega - \frac{(E_p+E_q)}{2\hbar}\right]t} \quad (4.9)$$

$$C_q(t) = \left(i \sin\theta \sin\frac{1}{2}at \right) e^{i\left[-\frac{1}{2}\omega - \frac{(E_p+E_q)}{2\hbar}\right]t} \quad (4.10)$$

onde $\cos\theta = \frac{(\omega_0 - \omega)}{a}$, $\sin\theta = -\frac{b}{a}$, $\omega_0 = \frac{(E_q - E_p)}{\hbar}$,

$$a = [(\omega_0 - \omega)^2 + (b)^2]^{1/2} . \quad (4.10a)$$

Tendo em vista que o átomo iniciou a interação no estado p [$C_p(0)=1$], então a probabilidade de que ocorra a transição p \rightarrow q é:

$$P_{p,q} = |C_q(t)|^2 = \text{sen}^2 \theta \text{sen}^2 \frac{1}{2} at \quad (4.11)$$

Essa probabilidade é aplicada a um tempo t no qual o átomo fica exposto ao campo oscilatório.

Substituindo os valores:

$$P_{p,q} = \frac{b^2}{(\omega_o - \omega)^2 + b^2} \text{sen}^2 \left\{ \frac{1}{2} [(\omega_o - \omega)^2 + b^2]^{\frac{1}{2}} t \right\} \quad (4.12)$$

Quando $\omega = \omega_o = \frac{(E_q - E_p)}{\hbar}$, a probabilidade de transição

é máxima $P_{p,q} = 1$ e $\frac{b^2}{(\omega_o - \omega)^2 + b^2} = 1$, desde que:

$$\text{sen}^2 \left\{ \frac{1}{2} bt \right\} = 1 \quad (4.13)$$

onde $bt = \pi$, também conhecido como pulso π .

Sabendo que $t = L/v$, onde L é o comprimento da cavidade (gera o campo oscilante) e v é a velocidade constante dos átomos temos que a largura à meia altura depende inversamente de t e portanto de L analogamente.

Analisando a curva tracejada da figura (4.10) verifica-se a afirmação acima:

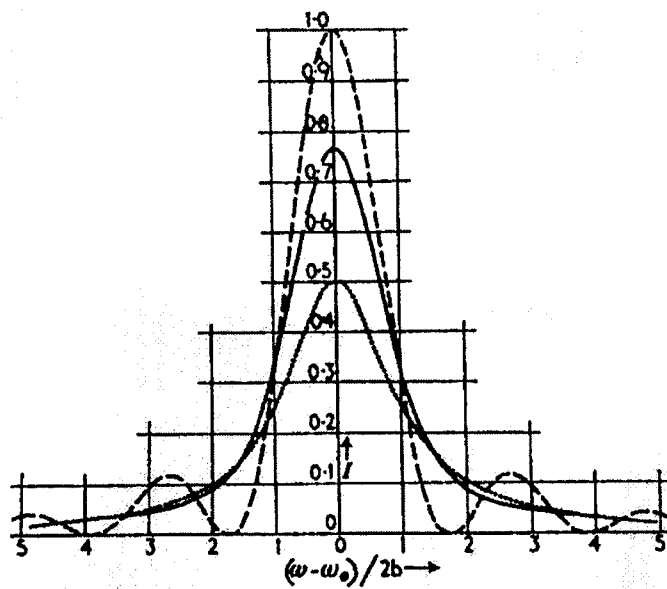


Figura 4.10: Curvas teóricas de interrogação de Rabi para diferentes pulsos. A curva tracejada assume perturbação máxima $bL/v = \pi$, a curva cheia $bL/v = 1.2\pi$ e a curva pontilhada $bL/v \gg \pi$.

$$\frac{b^2}{(\omega_0 - \omega)^2 + b^2} = \frac{1}{2}$$

logo,

$$\omega_0 - \omega = \pm b$$

Daí podemos tirar que:

$$\omega_+ = \omega_0 + b \quad (4.14)$$

$$\omega_- = \omega_0 - b \quad (4.15)$$

então a largura de frequência à meia altura será:

$$\Delta\omega = \omega_+ - \omega_- = 2b = 2\frac{\pi}{t} = 2\frac{\pi}{L}v \quad (4.16)$$

4.4.2- Probabilidade de Ramsey

A probabilidade de transição de Ramsey pode ser calculada da mesma maneira do caso anterior.

Considere que a molécula entra em um campo oscilatório quando $t = t_1$ com $C_p = C_p(t_1)$ e $C_q = C_q(t_1)$. Então, se a molécula permanece nessa região até $t_1 + T$, as equações (4.9) e (4.10) no tempo $t_1 + T$ serão:

$$C_p(t_1 + T) = \left\{ \left[i \cos \theta \sin \frac{1}{2} aT + \cos \frac{1}{2} aT \right] C_p(t_1) + \left[i \sin \theta \sin \frac{1}{2} aT \right] e^{i\omega_1 t_1} C_q(t_1) \right\} e^{\left\{ i \left[\frac{1}{2} \omega - \frac{(E_p + E_q)}{2\hbar} \right] T \right\}} \quad (4.17)$$

$$C_q(t_1 + T) = \left\{ \left[i \sin \theta \sin \frac{1}{2} aT \right] e^{-i\omega_1 t_1} C_p(t_1) + \left[-i \cos \theta \sin \frac{1}{2} aT + \cos \frac{1}{2} aT \right] C_q(t_1) \right\} e^{\left\{ i \left[\frac{1}{2} \omega - \frac{(E_p + E_q)}{2\hbar} \right] T \right\}} \quad (4.18)$$

Aplicando as equações (4.17) e (4.18) nas regiões de interação propostas por Ramsey podemos obter a probabilidade de transição. As regiões 1 (com campo oscilatório), 2 (sem campo oscilatório) e 3 (com campo oscilatório) são mostradas a seguir na figura (4.11):

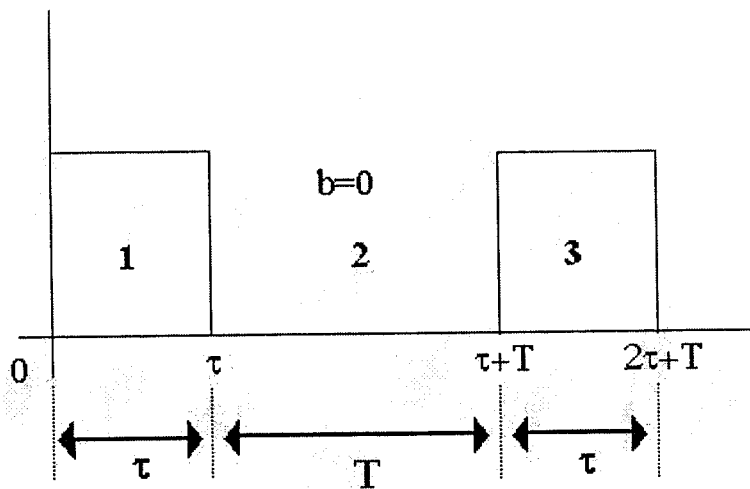


Figura 4.11: Regiões de interação propostas por Ramsey.

- **Região 1:**

Se $T = \tau$ e $t_1 = 0$ quando a primeira perturbação começa a agir e se $C_p(0) = 1$ e $C_q(0) = 0$, então:

$$C_p(\tau) = \left[i \cos \theta \operatorname{sen} \frac{1}{2} aT + \cos \frac{1}{2} aT \right] e^{\left\{ i \left[\frac{1}{2} \omega - \frac{(E_p + E_q)}{2\hbar} \right] \tau \right\}} \quad (4.19)$$

$$C_q(\tau) = \left[i \operatorname{sen} \theta \operatorname{sen} \frac{1}{2} aT \right] e^{\left\{ i \left[-\frac{1}{2} \omega - \frac{(E_p + E_q)}{2\hbar} \right] \tau \right\}} \quad (4.20)$$

- **Região 2:**

Nesta região $t_1 + T = \tau + T$ e $b = 0$ (campo desligado). Devido a impossibilidades experimentais de se obter

campos magnéticos completamente uniformes, vamos assumir que a energia entre os estados p e q não são constantes nesta região e então ela é subdividida em subregiões de modo que a k -ésima subregião tem duração Δt_k .

$$C_p(\tau+T) = e^{-\frac{i}{\hbar} \sum_k E_{p,k} \Delta t_k} C_p(\tau) = e^{-i \frac{\bar{E}_p T}{\hbar}} C_p(\tau) \quad (4.21)$$

analogamente,

$$C_q(\tau+T) = e^{-i \frac{\bar{E}_q T}{\hbar}} C_q(\tau) \quad (4.22)$$

onde \bar{E}_p e \bar{E}_q são valores médios das energias E_p e E_q respectivamente.

• **Região 3:**

Se $t_1 = \tau + T$ e $T = \tau$ então:

$$C_p(2\tau+T) = \left\{ \begin{array}{l} \left(i \cos \theta \sin \frac{1}{2} a \tau + \cos \frac{1}{2} a \tau \right) C_p(\tau+T) \\ + \left[i \sin \theta \sin \frac{1}{2} a T \right] e^{i \omega(\tau+T)} C_q(\tau+T) \end{array} \right\} e^{\left\{ i \left[\frac{1}{2} \omega - \frac{(E_p + E_q)}{2\hbar} \right] \tau \right\}} \quad (4.23)$$

$$C_q(2\tau+T) = \left\{ \begin{array}{l} \left(i \operatorname{sen} \theta \operatorname{sen} \frac{1}{2} aT \right) e^{-i\omega(\tau+T)} C_p(\tau+T) \\ + \left[-i \cos \theta \operatorname{sen} \frac{1}{2} a\tau + \cos \frac{1}{2} a\tau \right] C_q(\tau+T) \end{array} \right\} e^{\left\{ i \left[\frac{1}{2} \omega - \frac{(E_p + E_q)}{2\hbar} \right] \tau \right\}} \quad (4.24)$$

Substituindo as equações (4.21) e (4.22) nas equações acima temos $C_p(2\tau+T)$ e $C_q(2\tau+T)$. Para o cálculo da probabilidade de transição só é preciso utilizar $C_q(2\tau+T)$ pois:

$$P_{p,q} = |C_q(2\tau+T)|^2$$

Então, a probabilidade de que o sistema mude do estado p para o estado q será:

$$P_{p,q} = 4 \operatorname{sen}^2 \theta \operatorname{sen}^2 \frac{1}{2} a\tau \left[\cos \frac{1}{2} a\tau \cos \frac{1}{2} \lambda T - \cos \theta \operatorname{sen} \frac{1}{2} \lambda T \operatorname{sen} \frac{1}{2} a\tau \right]^2 \quad (4.25)$$

onde $\lambda = \frac{(\bar{E}_q - \bar{E}_p)}{\hbar} - \omega$.

As equações (4.10a) podem ser substituídas na (4.25) e assim, chegamos à conhecida probabilidade de Ramsey:

$$P_{p,q}(2\tau+T) = \frac{4b^2}{\Omega^2} \operatorname{sen}^2 \frac{1}{2} \Omega\tau \left(\cos \frac{1}{2} \Omega\tau \cos \frac{1}{2} (\Omega_0 T + \phi) - \frac{\Omega_0}{\Omega} \operatorname{sen} \frac{1}{2} \Omega\tau \operatorname{sen} \frac{1}{2} (\Omega_0 \tau + \phi) \right)^2 \quad (4.26)$$

onde:

- Ω_0 é o deslocamento de frequência de interrogação relativo à frequência de ressonância ($\omega - \omega_0$).

- ϕ é um possível deslocamento na fase do campo aplicado.

- $\Omega^2 = b^2 + \Omega_0^2$.

- $b = \mu_B B / \hbar$, que representa a amplitude da perturbação aplicada aos átomos e é expressa em unidades de frequência.

4.5 - Referências Bibliográficas

[1] I. I. Rabi, J. R. Zacharias, S. Millman e P. Kusch, *Phys. Rev.* **53**, 318 (1938).

[2] N. F. Ramsey, *Molecular Beams*, Clarendon Press, Oxford (1985).

CAPÍTULO 5

SISTEMA EXPERIMENTAL

5.1 - Sistema Mecânico

O sistema mecânico é constituído de uma célula de vidro pyrex acoplada a um pescoço de aço inox onde o reservatório de ^{133}Cs se encontra. A ampola de Cs foi colocada no sistema durante a montagem, antes de selarmos o vácuo. Após a pressão atingir 10^{-9} torr a ampola foi quebrada mecanicamente.

Para a obtenção do vácuo primário introduzimos um analisador de massa a fim de que pudéssemos monitorar o vácuo inicial. O sistema foi aquecido afim de desgaseificá-lo e atingir limites mais baixos de pressão (esse processo é tratado na linguagem corriqueira de

laboratório como *baking*). Após esse processo uma bomba iônica, Varian modelo 921-2001 foi acionada e o analisador foi desligado e retirado. Devido ao volume reduzido do sistema, como mostra a figura (5.1), apenas a bomba iônica em operação é suficiente para manter o nível de pressão.

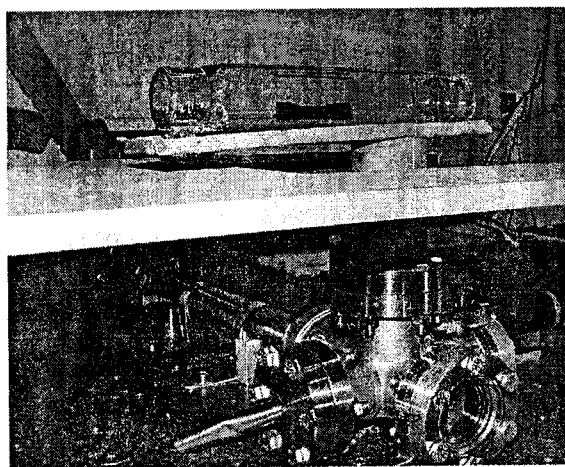


Figura 5.1: Foto do sistema mecânico.

5.2 - Mesa Óptica e Lasers

A mesa óptica e os lasers utilizados são os da fountain, ou chafariz atômico, um tipo de padrão de frequência primário que opera em nosso laboratório [1]. Para que isso fosse possível, foi necessário desviar toda a luz laser para apenas duas fibras ópticas já que a fountain utiliza três pares de feixes de luz para fazer o

aprisionamento. Essas duas fibras foram devidamente acopladas na mesa onde se encontra a célula de vidro e a luz foi dividida em três feixes de mesma intensidade, para o aprisionamento dos átomos utilizando feixes retrorefletidos.

Dois lasers de diodo de 852 nm, modelos SDL5422HI e SDL5400C, montados em configuração de cavidade estendida com uma grade de difração, mostrados na figura (5.2), foram utilizados para o aprisionamento.

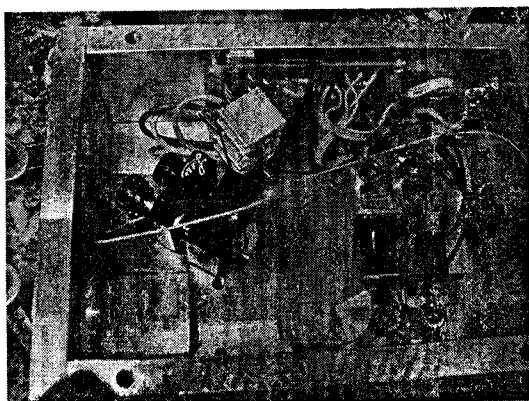


Figura 5.2: Foto do laser de diodo em configuração de cavidade estendida.

Um laser de cavidade estendida consiste de um laser de diodo adicionado de uma cavidade externa. Este tipo de montagem acarreta uma redução da largura de linha.

Para selecionar um dos modos longitudinais resultantes da cavidade estendida é necessário utilizar um elemento seletivo de comprimento de onda, ou seja, uma grade de difração.

No caso dos lasers utilizados neste experimento utiliza-se uma extensão de cavidade de 10 cm, que reduz a largura de linha de ~ 10 MHz para ~ 50 KHz. Ela foi montada na configuração Littrow, isto é, o feixe de primeira ordem difratado pela rede é retrorefletido no diodo e o feixe de saída é o de ordem zero, como mostra a figura (5.3).

A grade de difração é colocada sobre uma cerâmica piezoelétrica, PZT, montada sobre um suporte de espelho, permitindo que o feixe difratado seja retrorefletido sobre o feixe incidente.

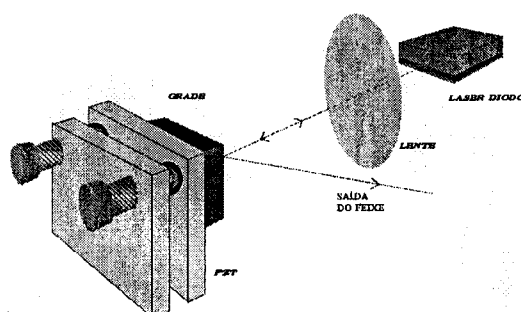


Figura 5.3: Esquema do laser de diodo em configuração de cavidade estendida.

Foram implementados aos lasers alguns sistemas de controle como o controle de temperatura das caixas, o controle de temperatura dos lasers de diodo, o controle

de corrente, amplificador de alta tensão, oscilador de varredura, circuito de travamento.

O primeiro, denominado laser mestre, bombeia um laser de diodo tipo MOPA (Master Oscillator Power Amplifier) na transição $6S_{1/2}|F=4\rangle \Rightarrow 6P_{3/2}|F'=5\rangle$, para o aprisionamento dos átomos. O segundo, chamado laser de rebombeio é travado na transição $6S_{1/2}|F=3\rangle \Rightarrow 6P_{3/2}|F'=4\rangle$ afim de que os átomos possam eventualmente transitar para o estado $6S_{1/2}|F=4\rangle$, podendo assim participar do processo de aprisionamento. Essas transições podem ser visualizadas no diagrama de níveis da figura (5.4).

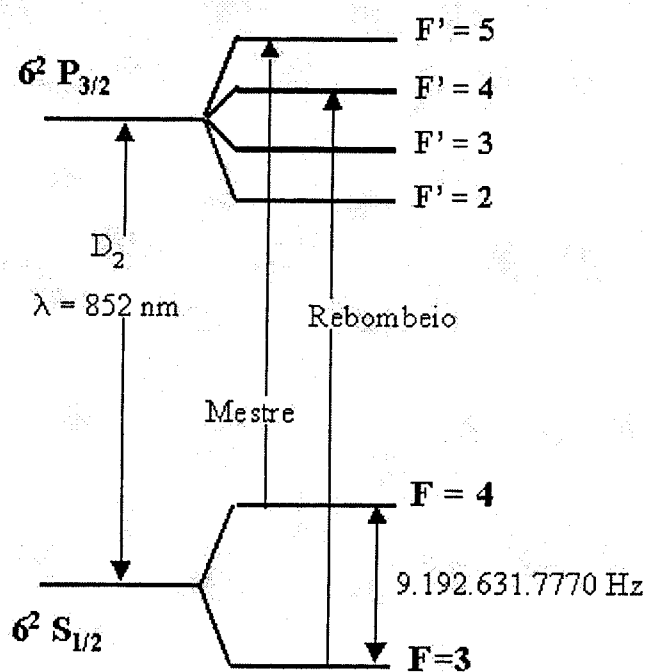


Figura 5.4: Diagrama de níveis do átomo de ^{133}Cs .

Os lasers de diodo são travados na linha de transição desejada com a utilização de sistemas de referência de absorção saturada em célula de vapor de ^{133}Cs . Moduladores acusto-ópticos são colocados na montagem para fornecer os deslocamentos de frequência necessários para o aprisionamento.

Os feixes de laser são colimados ao saírem das fibras, com a utilização de dubletos de modo a gerar feixes com 30 mm de diâmetro e cintura ($1/e^2$) de 26 mm. A

5.3 - Caracterização do MOT

5.3.1 - Bobinas

Como já foi mostrado no capítulo III, o campo magnético não homogêneo necessário para o aprisionamento dos átomos é produzido por duas bobinas montadas em configuração anti-Helmholtz. Essa configuração gera um campo magnético nulo na região central e que cresce à medida que nos afastamos do centro.

As bobinas confeccionadas para este experimento possuem 77 mm de diâmetro interno e 200 voltas de fio de

cobre de 1,18 mm de espessura, figura (5.5). As bases dessas bobinas foram feitas de PVC e não há sistema de refrigeração, tendo em vista que a corrente aplicada é baixa (1 A).

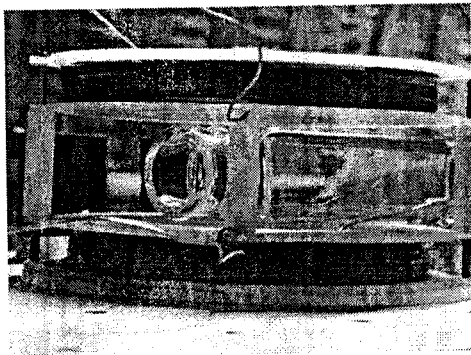


Figura 5.5: Bobinas em configuração anti-helmholtz.

A calibração do campo magnético gerado pelas bobinas na configuração anti-Helmholtz foi realizada no eixo z com 1 A, usando uma sonda Hall. Observando a figura (5.6a) nota-se que a variação espacial é linear e o gradiente de campo é $\frac{dB}{dz} = 10G/cm$, conforme mostra a figura (5.6b).

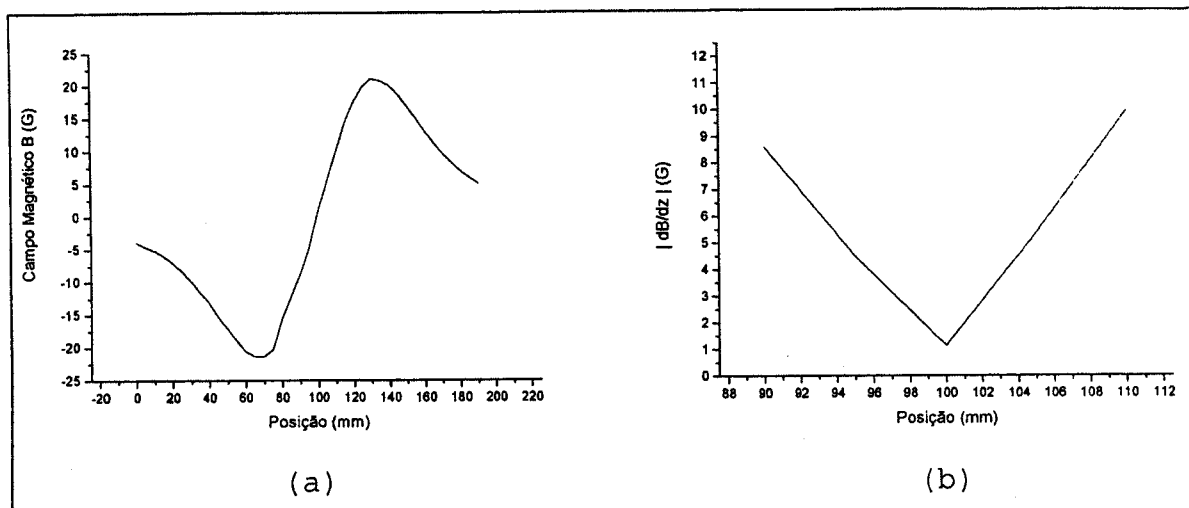


Figura 5.6: Campo magnético das bobinas em configuração anti-Helmholtz, medido no eixo z com uma sonda Hall. (a) variação espacial do campo magnético na direção z; (b) módulo do gradiente de campo magnético na direção z.

5.3.2 - Detecção e Cálculo do Número de Átomos Aprisionados

Um conjunto de duas lentes colima e focaliza a imagem da nuvem de átomos aprisionados para um fotodetector, figura (5.7). O sinal amplificado é enviado para um osciloscópio. A potência medida pelo fotodetector será:

$$P_M = \frac{V}{G_A G_D} \quad (5.1)$$

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

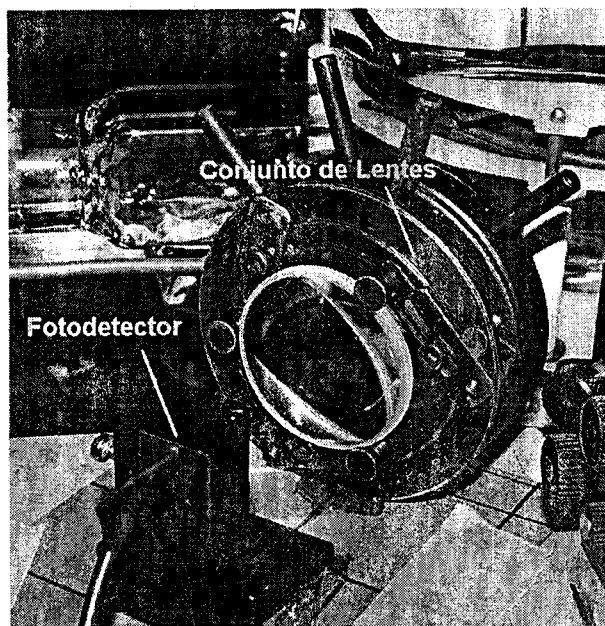


Figura 5.7: Foto do sistema de detecção dos átomos.

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

$$P_T = N \frac{\Omega_o^2/2}{2\Delta^2 + \frac{\Gamma^2}{2} + \Omega_o^2} \frac{h\nu}{\tau} \quad (5.2)$$

onde $N(\Omega_o^2/2)/(2\Delta^2 + \Gamma^2/2 + \Omega_o^2)$ é o número de átomos emitindo na transição de aprisionamento, $h\nu$ é a energia que está

sendo emitida e τ é o tempo de vida médio do estado excitado.

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

$$\frac{P_T}{P_M} = \frac{4\pi R^2}{\pi r^2} \quad (5.3)$$

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

Substituindo a equação (5.3) na (5.2) temos a equação para o número de átomos aprisionados:

$$N = 2 \frac{\left(\Delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega_o^2}{2} \right)}{\Omega_o^2/2} \frac{\lambda}{\Gamma h c} \frac{4R^2}{r^2} \frac{V}{G_A G_D} \quad (5.4)$$

Da equação (3.3) sabe-se que:

$$\frac{\Omega_o^2}{2} = \frac{I \Gamma^2}{I_o 4}$$

então:

$$N = \left(\frac{32I_o\Delta^2 + 8I_o\Gamma^2 + 8\Gamma^2}{\Gamma^3} \right) \frac{\lambda R^2 V}{hc r^2 G_A G_D} \quad (5.5)$$

Para a nuvem de átomos aprisionados obtida neste experimento, coletada por uma câmera CCD e visualizada na figura (5.8), temos os seguintes valores: $I_o = 1.1 \text{ mW/cm}^2$, $I = 1.97 \text{ mW/cm}^2$, $\Gamma = 2\pi \times 5.3 \text{ MHz}$, $\lambda = 852 \text{ nm}$, $R = 0.11 \text{ m}$, $r = 0.019 \text{ m}$, $G_A = 1 \times 10^6 \text{ V/A}$, $G_D = 0.35 \text{ A/W}$ e $\Delta = 7.9 \text{ MHz}$.

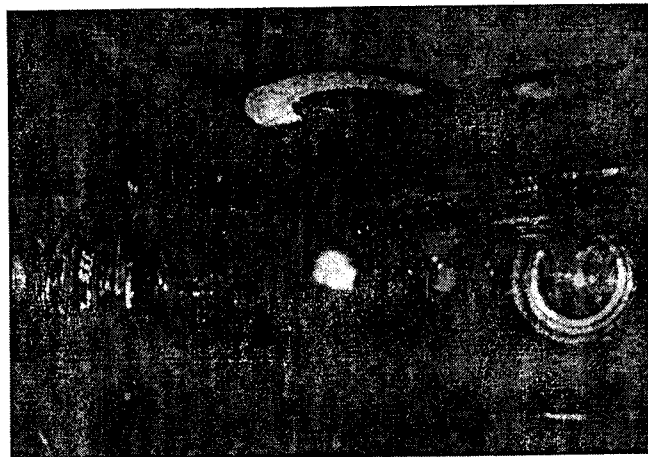


Figura 5.8: Foto da nuvem de átomos aprisionados, coletada por uma câmera CCD.

Substituindo os valores na equação (5.5) obtemos:

$$N = 1.656 \times 10^8 \text{ V}$$

O sinal medido no osciloscópio é de $V = 1.2 \text{ V}$, então:

$$N = 1.98 \times 10^8 \text{ átomos}$$

O número final de átomos é dado pelo equilíbrio entre a taxa de captura e a taxa das perdas dos átomos na armadilha [2].

Os dois principais canais de perdas são as colisões entre os átomos aprisionados com os átomos do gás de fundo e com os próprios átomos aprisionados [3].

5.4 - Antena e Cadeia de Microondas

Para interrogar os átomos usamos uma antena linear de $1/4$ de onda ($\frac{1}{4}\lambda$) posicionada perpendicularmente ao eixo z , e que gera uma onda eletromagnética propagante.

O campo magnético gerado pela antena é paralelo ao eixo z , pois ele deve ser paralelo ao campo magnético estático que define o eixo de quantização atômico.

A figura (5.9) mostra os diagramas de radiação no plano E (campo elétrico) para antenas lineares com comprimento menor ou igual a λ .

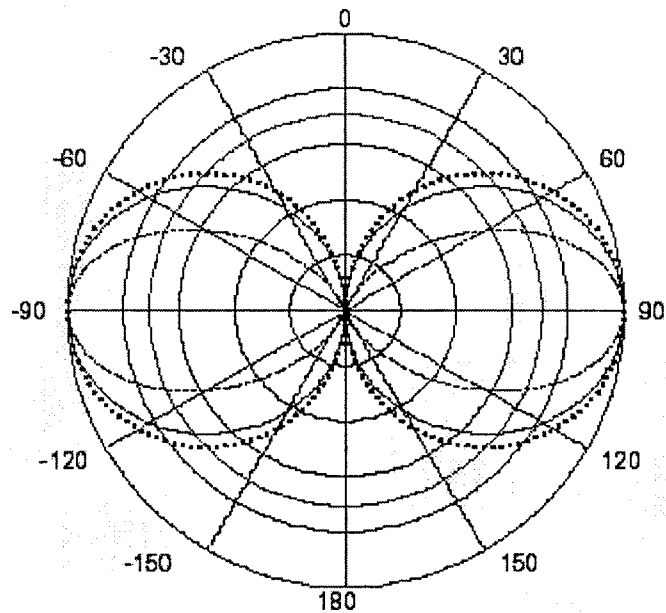


Figura 5.9: Diagrama no plano E, para antenas com comprimento: $\lambda/8$ (curva pontilhada), $\lambda/4$ (curva sólida) e λ (curva tracejada).

Essa antena é acoplada à cadeia de microondas e responsável por aplicar, na nuvem de átomos, a frequência necessária para a transição relógio descrita no capítulo II.

A cadeia é o aparelho responsável pela produção do sinal de 9,2 GHz que alimenta a antena. Ela gera esse sinal a partir de três osciladores (5 MHz, 100 MHz e 10.7 MHz) travados em fase entre si e controlados por tensão.

O sinal do oscilador de 5 MHz é multiplicado por 2, gerando um sinal de 10 MHz, ao mesmo tempo que outro sinal de 10 MHz é gerado pela divisão do sinal de 100 MHz por 10. Um misturador gera um sinal de erro $f_1 - f_2$ a

partir desses dois sinais . O sinal de erro é enviado ao oscilador de quartzo de 100 MHz para a correção do seu sinal. Após a correção, o oscilador de 100 MHz é multiplicado por 5, gerando um sinal de 500 MHz.

Um gerador de função sintetizado Stanford modelo DS345 é travado em fase com o sinal de 10.7 MHz. A frequência de saída da DDS (síntese direta digital) é 10701765 Hz e corresponde à do oscilador de quartzo de 10.7 MHz. O sinal de 10701765 Hz é somado ao de 500 MHz produzindo um sinal 510701765 Hz.

Esse sinal de 510701765 Hz é filtrado e amplificado antes de ser conduzido a um Diodo recursor de passo ("Step-Recovery-Diode" - SRD), que produz um pente de bandas de frequência. Em seguida, um filtro seleciona o 18° harmônico que corresponde a 9192631770 Hz [4], [5].

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

um padrão de frequência atômico. O esquema da cadeia pode ser visualizado na figura (5.10).

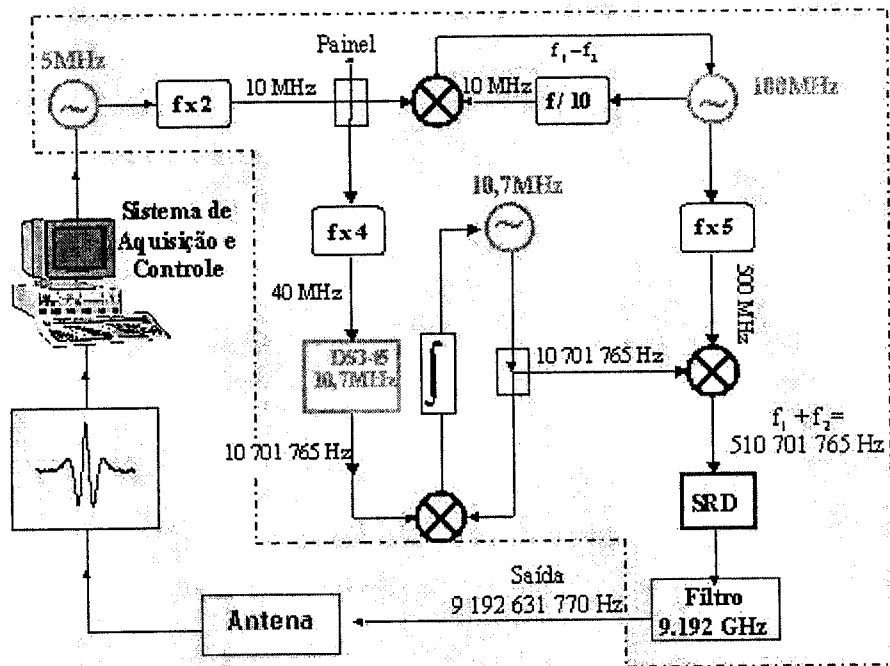


Figura 5.10: Esquema da cadeia de microondas.

5.5 - Seqüência Temporal

O programa que controla toda a seqüência temporal foi elaborado em ambiente LabView e é o mesmo utilizado na "fountain", com pequenas mudanças. O painel de controle do programa é mostrado na figura (5.11).

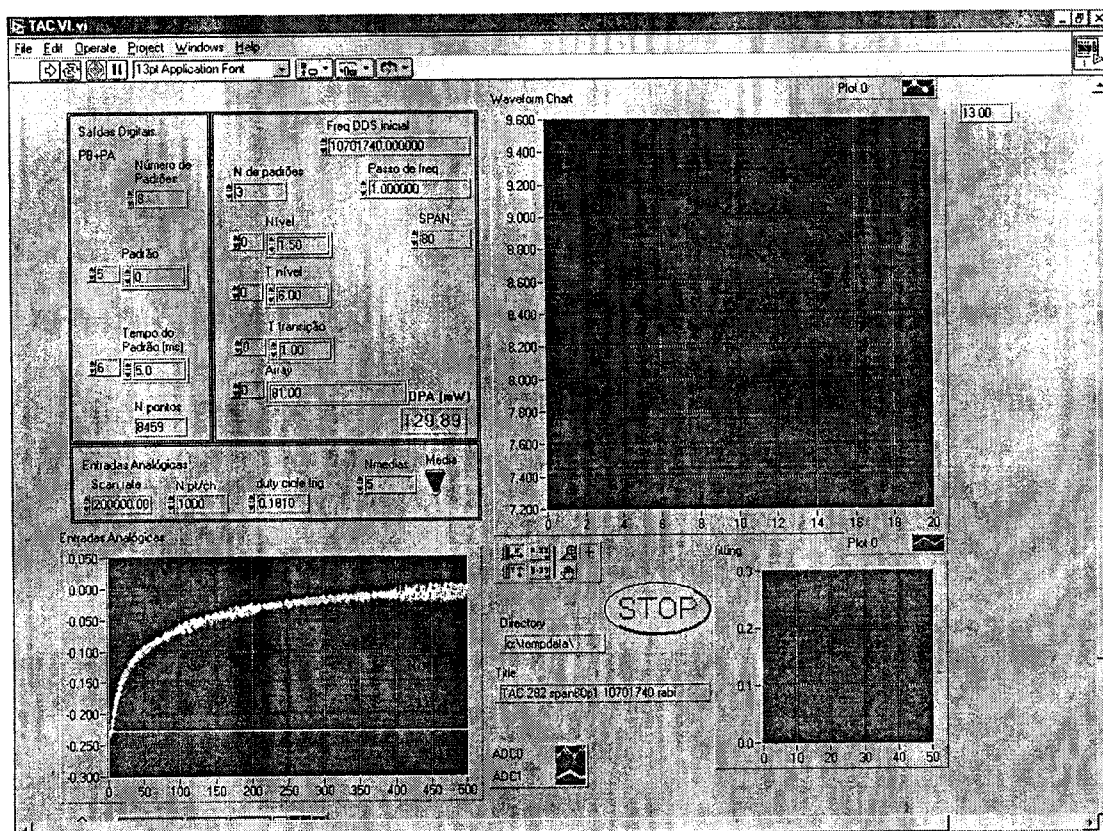


Figura 5.11: Painel de controle do programa desenvolvido em ambiente LabView.

Os dados são coletados pelo computador através de uma placa de aquisição da National Instruments modelo PCI-6025.

O computador possui interface GPIB, assim como o gerador de função.

A figura (5.12) mostra a seqüência temporal de sinais de comando necessários para fornecer o sincronismo do ciclo de funcionamento do padrão de frequência.

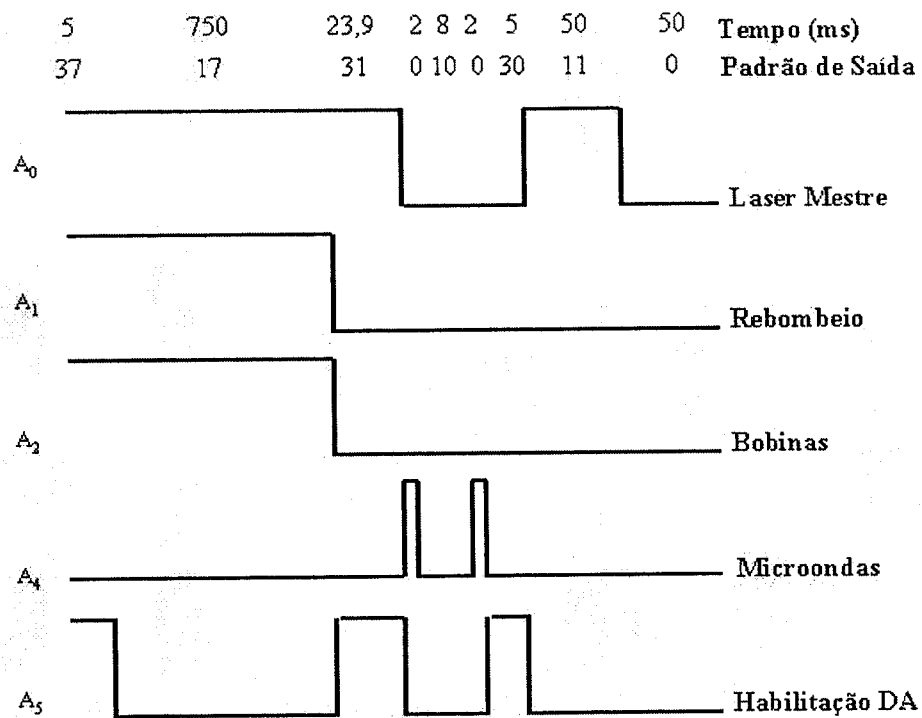


Figura 5.12: Seqüência temporal utilizada no funcionamento do padrão de freqüência.

Essa seqüência pode ser explicada da seguinte maneira:

No primeiro e segundo padrões o laser mestre e o rebombeio, travados nas transições $6S_{1/2}|F=4\rangle \Rightarrow 6P_{1/2}|F'=5\rangle$ e $6S_{1/2}|F=3\rangle \Rightarrow 6P_{1/2}|F'=4\rangle$ respectivamente, iniciam a seqüência ligados assim como as bobinas de aprisionamento.

No terceiro padrão o rebombeio e as bobinas de aprisionamento são desligados e assim permanecem até o final de toda a seqüência. Logo em seguida, no quarto padrão, o laser mestre também é desligado. Essa etapa prepara os átomos no estado $6S_{1/2}|F=3\rangle$.

Se durante a expansão da nuvem de átomos utilizarmos apenas um pulso (Rabi), o sinal de microondas permanece ligado durante o quarto, quinto e sexto padrão. Entretanto, se utilizarmos dois pulsos (Ramsey), o sinal de microondas permanece ligado durante o quarto e sexto padrão e desligado durante o quinto.

Os pulsos fazem os átomos transitarem para o estado $6S_{1/2}|F=4\rangle$. Ajustamos a potência do sinal de microondas, com um atenuador variável, para que no método de Rabi tenhamos um pulso π e no método de Ramsey dois pulsos de $\pi/2$ cada.

No sétimo padrão o laser mestre é ligado novamente para a detecção dos átomos que sofreram a transição relógio $6S_{1/2}|F=3\rangle \Rightarrow 6S_{1/2}|F=4\rangle$. Esse laser permanece travado na transição $6S_{1/2}|F=4\rangle \Rightarrow 6P_{1/2}|F'=5\rangle$ e após o tempo de vida no estado $6P_{1/2}|F'=5\rangle$ os átomos decaem para o estado $6S_{1/2}|F=4\rangle$. O sinal de fluorescência é detectado pelo sistema já descrito na seção 5.3.2.

Com base no sinal de fluorescência coletado o controle determina o sinal de erro entre a frequência do sinal de microondas injetado e o máximo da transição atômica. O valor da correção é aplicado no valor da frequência central de modulação da cadeia de microondas fornecida pelo sintetizador externo (gerador de função).

Durante a seqüência temporal acontece a atualização do DA três vezes. Essa atualização reinicializa a tensão aplicada à dessintonia do laser.

5.6 - Avaliação de um Padrão de Frequência

Para se avaliar a estabilidade de um padrão de frequência atômico comparamos aquele a ser avaliado com um segundo padrão de melhor performance, cujo valor já foi previamente determinado. Para tal utiliza-se métodos de comparação e análise estatística.

Em nosso laboratório possuímos um sistema completo de comparação, composto de um relógio atômico comercial Agilent (5071A), um contador Stanford (SR620), um receptor GPS (modelo 9390-6000- Datum), um receptor GPS Navstar (modelo TTR-6) e um computador com um sistema de aquisição de dados.

A estabilidade do padrão em questão foi avaliada da seguinte maneira: o oscilador local de interrogação dos átomos foi travado ao relógio atômico comercial. O laço fechado que constitui um padrão de frequência foi mantido da mesma maneira. O sinal de correção foi aplicado no

valor da frequência central de modulação do sintetizador e é esse sinal de erro que é tomado para o cálculo da estabilidade. O esquema da comparação pode ser analisado na figura (5.13).

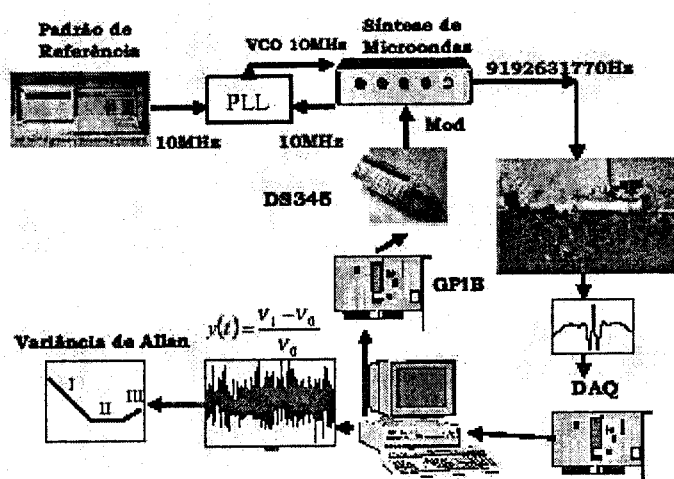


Figura 5.13: Esquema de comparação de um padrão de laboratório.

5.7 - Referências Bibliográficas

- [1] D.V. Magalhães, Tese de Doutorado, Universidade de São Paulo - IFSC, (2004).
- [2] A.M. Steane, M. Chowdhury e C.J. Foot, *J. Opt. Soc. Am. B* **9**, 2142 (1992).
- [3] D. Sesko, T. Walker, C. Monroe, A. Gallagher e C. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 961 (1989).

[4] F. Teles, Dissertação de Mestrado, Universidade de São Paulo - IFSC, (1998).

[5] NIST Cs Synthesizer - Manual de Operação.

CAPÍTULO 6

RESULTADOS E ANÁLISE

Neste capítulo iremos apresentar e discutir os resultados obtidos em um padrão de frequência atômico baseado numa nuvem de átomos frios em expansão.

Foram feitas medidas para o método de Rabi [1], para o método de Ramsey de campos oscilatórios separados [2] e uma medida da estabilidade a curto prazo [3].

Alguns parâmetros como o tempo entre os pulsos de microondas, o tempo dos pulsos e a potência de microondas foram variados a fim de se obter o melhor sinal de fluorescência.

6.1 - Método de Rabi e Método de Ramsey de Campos Oscilatórios Separados

Com o objetivo de encontrar a melhor duração para um pulso de interrogação de Rabi, sem a preocupação de otimizar a potência aplicada, variamos a largura do pulso em um intervalo de 1 a 12 ms e obtivemos os resultados mostrados a seguir. Normalizando cada uma delas e fazendo um ajuste por uma função lorentziana foi possível determinar as larguras de linha obtidas. As figuras (6.1), (6.2) e (6.3) mostram as respostas para algumas dessas medidas.

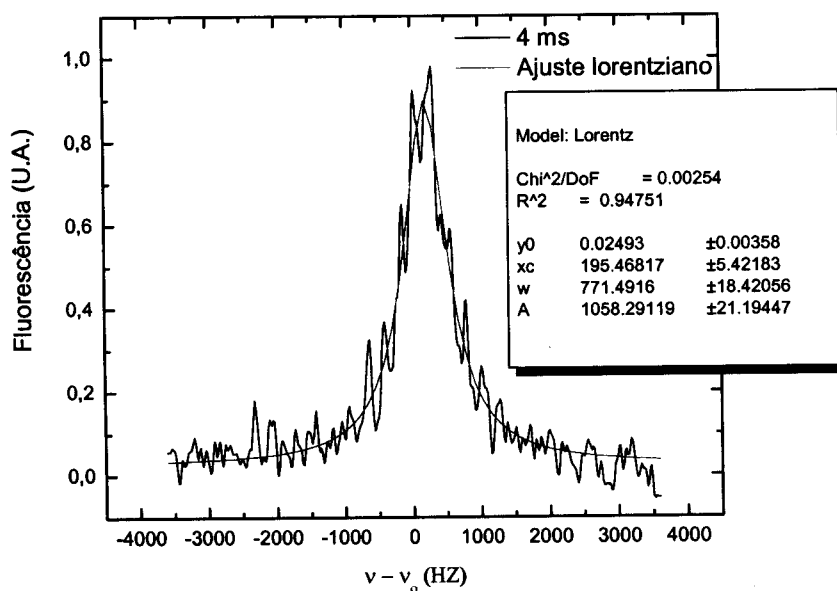


Figura 6.1: Resposta para um pulso de interrogação Rabi de 4 ms de duração.

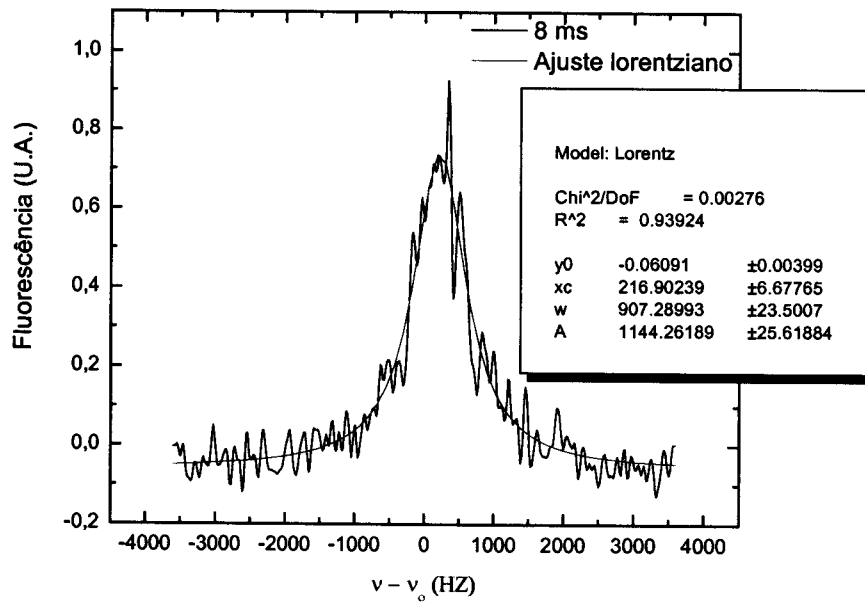


Figura 6.2: Resposta para um pulso de interrogação Rabi de 8 ms de duração.

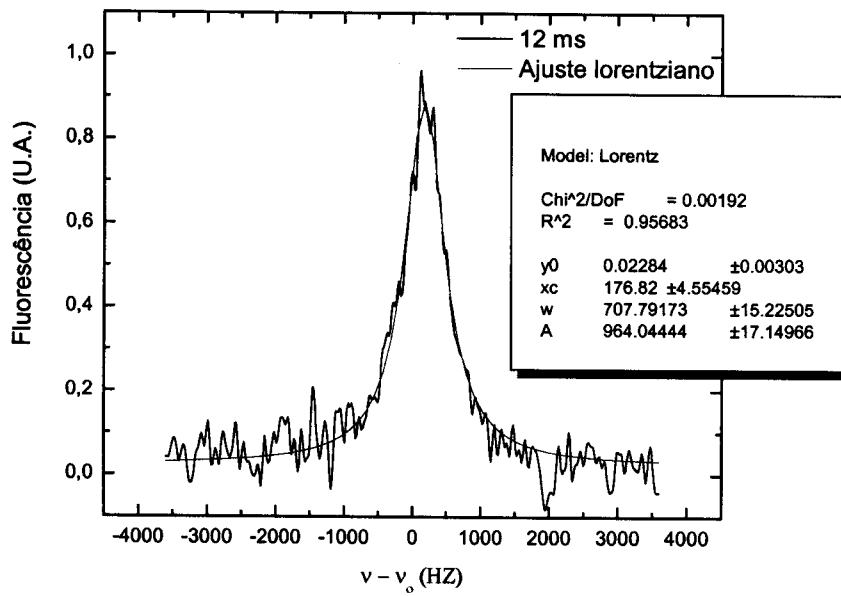


Figura 6.3: Resposta para um pulso de interrogação Rabi de 12 ms de duração.

Temos larguras de 771 Hz, 907 Hz e 707 Hz para 4, 8 e 12 ms, respectivamente, portanto utilizamos 12 ms para todas as medidas posteriores que fizemos no decorrer do experimento em se tratando de um método de Rabi. Esse tempo será usado, pois, quanto menor a largura à meia altura melhor é o fator de qualidade do sinal observado, conseqüentemente, melhor é a precisão do padrão de frequência atômico.

Outra forma de submeter os átomos a 12ms de interação com o sinal de microondas é dividir o tempo em duas fases, de igual duração, com um intervalo de tempo T entre as mesmas; período no qual os átomos não ficam submetidos à radiação oscilante. Essa forma de interrogação é conhecida como método de Ramsey [2].

Não podemos esquecer que quanto maior o tempo entre os pulsos, menor a largura à meia altura, conforme explicado no capítulo 4 - seção 4.2.

Na figura (6.4) apresentamos a franja de Ramsey obtida para duração dos pulsos, $\tau=2$ ms, e intervalo entre os pulsos $T=8$ ms, com $b\tau=\pi/2$ para cada pulso de interrogação.

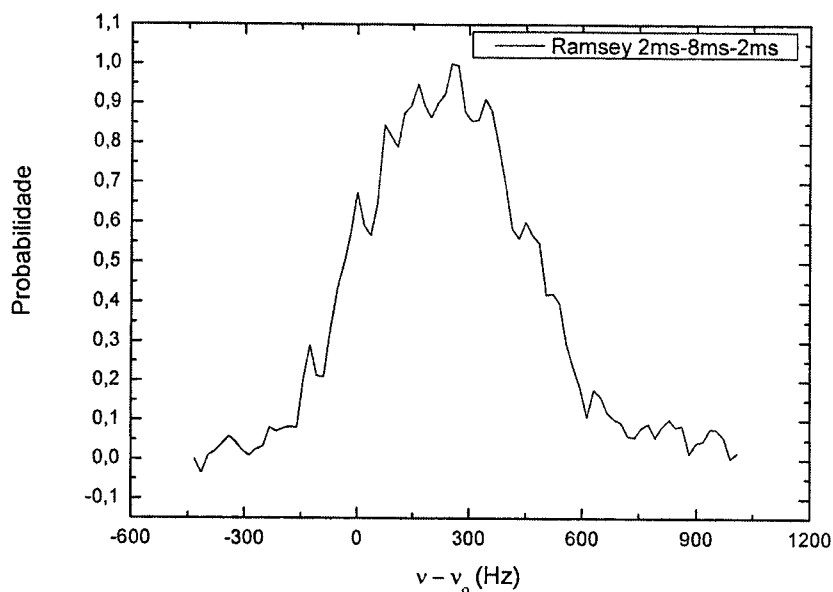


Figura 6.4: Franja de Ramsey obtida com $\tau = 2$ ms e $T = 8$ ms.

A franja medida possui um perfil diferente do esperado para um padrão de frequência atômico a átomos frios, falta contraste nas oscilações. Isso se deve a alguns efeitos causados pela antena, já que trabalhamos com uma onda propagante e não estacionária como em uma cavidade. Provavelmente um deles é o efeito Doppler, outro é a diferença de fase entre os dois pulsos. Nota-se que elas possuem as oscilações da probabilidade de Ramsey, só que superposta por um imenso perfil Doppler.

Para termos uma idéia da largura da franja central da figura (6.4) (que corresponde ao intervalo de 0 à 200 Hz), aplicamos o método de Rabi com o tempo de interação

igual à soma dos tempos das três etapas do método de Ramsey, ou seja, 12 ms. Entretanto, a potência foi atenuada para a metade, como explicado no capítulo 4 - seção 4.3. O resultado é mostrado a seguir na figura (6.5).

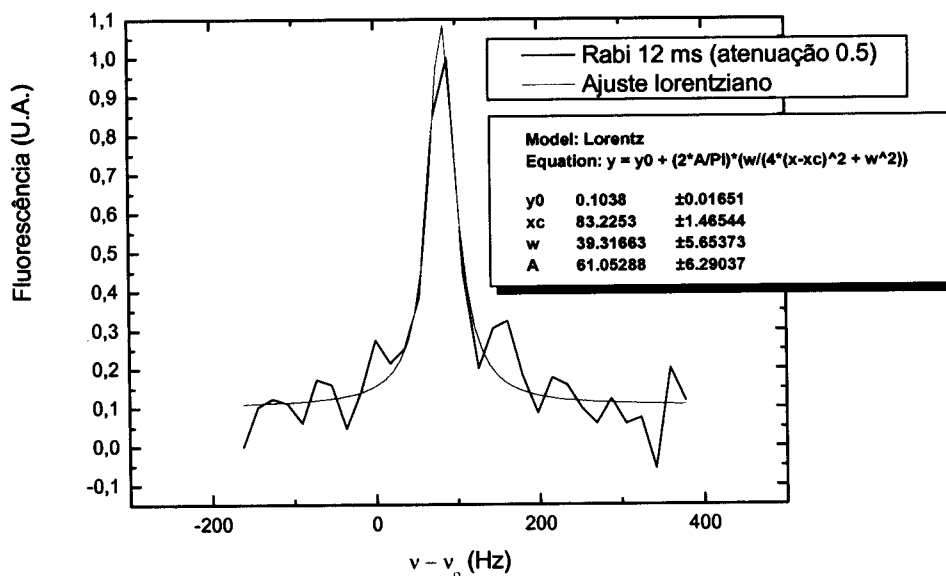


Figura 6.5: Resultado obtido para um pulso de interrogação Rabi de 12 ms com potência atenuada.

Através do ajuste matemático com uma lorentziana verificamos que a franja possui uma largura à meia altura de 39 Hz. Vale lembrar que a franja de Ramsey, quando comparada ao sinal de Rabi para a mesma condição de tempo total de interrogação, dá apenas um pequeno incremento no fator de qualidade do sinal observado.

Baseando-se nisso e considerando a resposta observada para o método de interrogação de Ramsey, optamos por avaliar a estabilidade do experimento montado através do método de Rabi. Ressaltando que essa condição é conseguida por nosso próprio sistema, pois não é possível estabelecer tempos de interrogação demasiadamente longos, dadas às próprias limitações de tempo de vôo da amostra de átomos frios.

6.2 - Estabilidade a Curto Prazo

Para a avaliação da estabilidade utilizamos o programa da seqüência temporal configurado para um pulso de interrogação de Rabi de 12 ms e potência atenuada como na figura (6.5).

O oscilador local foi travado no relógio comercial conforme a figura (5.16) e o sinal de erro coletado da correção feita na DDS (síntese direta digital) para manter o sinal no centro da linha de transição pode ser observado na figura (6.6).

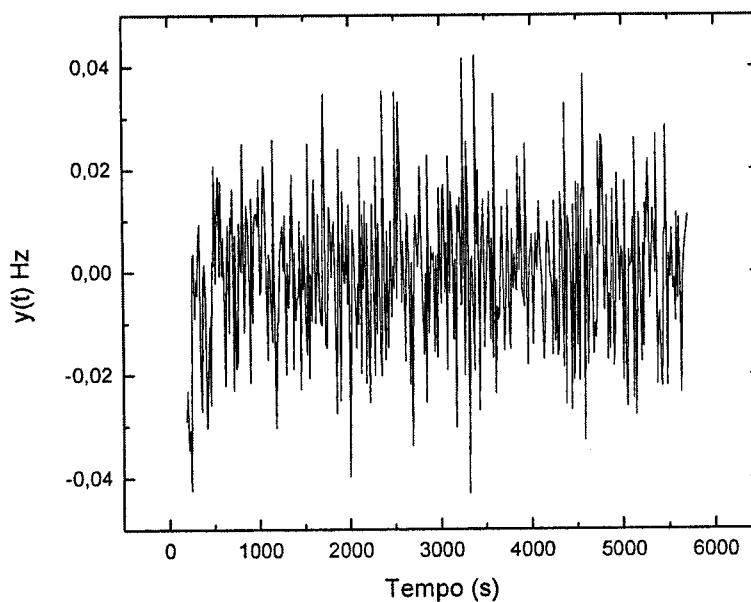


Figura 6.6: Sinal de erro coletado no método de comparação.

Com os dados do sinal de erro utilizamos o software Stable32 para calcular a variância de Allan do sistema travado, que pode ser vista na figura (6.7). Do resultado dado por esse gráfico pode-se obter a estabilidade a curto prazo, sendo o valor obtido de $9,4 \times 10^{-11} \tau^{-1/2}$

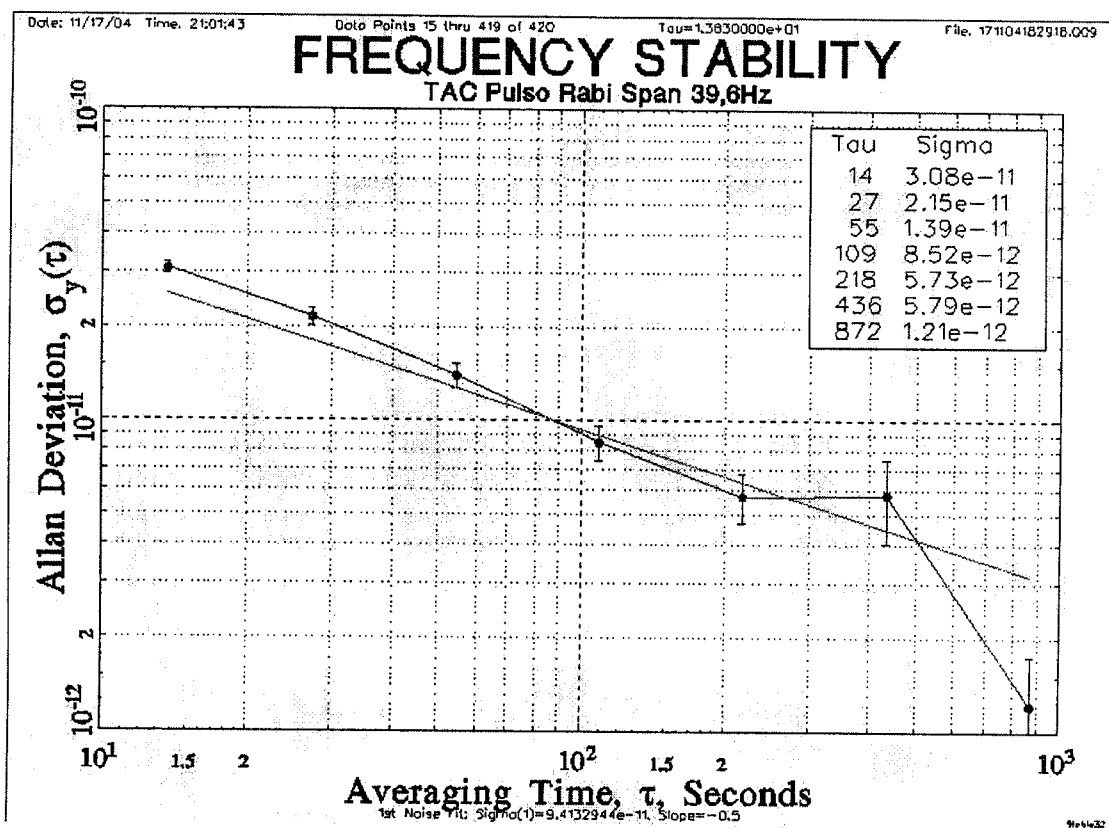


Figura 6.7: Gráfico de estabilidade para o padrão de átomos frios em expansão.

Na figura (6.8) é mostrado um gráfico comparativo entre as estabilidades do padrão de átomos frios em expansão (chamado de TAC pelos integrantes do laboratório) e do padrão a feixe térmico do nosso laboratório [4] em 1998 e em 2003, última avaliação depois de várias melhorias.

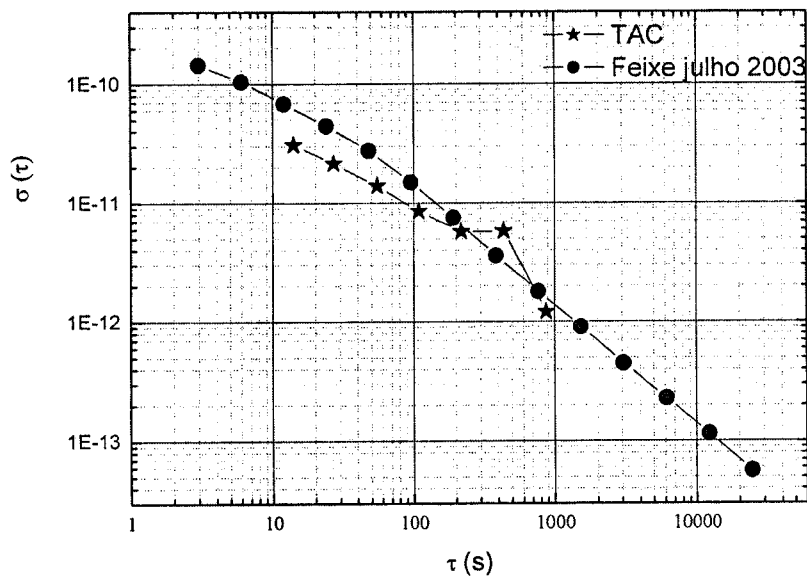


Figura 6.8: Gráfico comparativo das estabilidades entre o padrão de átomos frios em expansão e o padrão a feixe térmico.

Nota-se que o padrão de átomos frios em expansão já começa a avaliação com a estabilidade em 10^{-11} e o padrão a feixe térmico em 10^{-10} , mostrando uma boa resposta inicial do nosso sistema no que diz respeito à estabilidade.

6.3 - Referências Bibliográficas

- [1] I. I. Rabi, J. R. Zacharias, S. Millman e P. Kusch, *Phys. Rev.* **53**, 318 (1938).
- [2] N. F. Ramsey, *Molecular Beams*, Clarendon Press, Oxford (1985).
- [3] D. Allan, *Proc. IEEE* **54**, 221 (1966).
- [4] F. Teles, Dissertação de Mestrado, Universidade de São Paulo - IFSC, (1998).

CAPÍTULO 7

CONCLUSÕES

A pesquisa de metrologia científica de tempo e frequência tem um ramo voltado ao desenvolvimento de relógios compactos [1,2].

Neste trabalho ficou demonstrada a viabilidade de se construir um padrão de frequência baseado em uma nuvem de átomos frios em expansão.

Cerca de 10^8 átomos de ^{133}Cs são aprisionados por uma armadilha magneto-óptica e logo em seguida liberados. Durante a expansão da nuvem de átomos são aplicados dois pulsos de microondas separados temporalmente. Ao final do ciclo de funcionamento um laser de prova é usado para detectar, por fluorescência, a quantidade de átomos que sofrem a transição que define o segundo como unidade básica do SI.

Como os pulsos foram aplicados por uma antena, a onda eletromagnética propagante gerada acarretou um efeito Doppler bastante significativo, afetando a franja de Ramsey. Optamos então, por aplicar apenas um pulso (método de Rabi) a fim de obter um sinal de maior fator de qualidade para fazer a avaliação da estabilidade.

Observa-se que para 12 ms de duração do pulso de microondas obtemos a melhor relação sinal/ruído para a probabilidade de Rabi como função da dessintonia da frequência, a largura à meia altura da franja é de 39 Hz.

Utilizando essa configuração dados de estabilidade foram obtidos. Uma avaliação inicial resultou em uma estabilidade de $9,4 \times 10^{-11} \tau^{-1/2}$ que já é melhor que a estabilidade conseguida pelo padrão a feixe térmico do laboratório.

Os resultados obtidos apontam para direções bastante promissoras na utilização desse tipo de dispositivo como um padrão de frequência primário. Uma das grandes vantagens desse sistema é o tamanho reduzido se comparado a outros sistemas, como por exemplo, a um chafariz atômico. A idéia de reduzir ainda mais o sistema e torná-lo passível de miniaturização é um dos próximos passos a serem seguidos.

Outro ponto fundamental para alcançar uma melhor performance é a substituição da antena por uma cavidade

ressonante, já que um campo estacionário e de potência muito bem controlada se faz necessário para a obtenção de uma resposta de Ramsey ou de Rabi com boa precisão.

Depois de implementadas as mudanças pretende-se caracterizar o padrão de frequência seguindo o protocolo da área: medir os efeitos sistemáticos que determinam a precisão e permitem construir uma tabela de incertezas que caracterizam esse padrão.

As avaliações serão ainda mais estruturadas com a utilização de um MASER de Hidrogênio, que está sendo adquirido, atuando como oscilador de referência. Utilizando a elevada estabilidade a curto prazo do MASER associada à estabilidade a longo prazo do relógio comercial poderemos criar uma base de tempo própria. Essa base permitirá avaliar a estabilidade dos padrões a átomos frios encontrados em nosso laboratório e, se conectada ao Tempo Atômico Internacional (TAI), compará-los com padrões de outros países como França, EUA e Alemanha.

Todas as mudanças citadas fazem parte do projeto de doutorado que se iniciará logo após a conclusão deste trabalho.

Os padrões com átomos frios são mais difíceis de se implementar, mas nosso grupo tem demonstrado total

conhecimento das técnicas de resfriamento atômico, construção de cavidades de microondas e avaliações. Foi esse conhecimento que nos proporcionou demonstrar a viabilidade de construção de um padrão de frequência primário baseado numa nuvem de átomos frios em expansão.

A realização deste projeto foi um grande avanço na área de metrologia de tempo e frequência no Brasil já que fazemos parte, desde a construção do padrão a feixe térmico, de um seleto grupo de países que desenvolvem padrões atômicos. Com os resultados obtidos diminuimos ainda mais a distância entre as pesquisas realizadas nesses países e as realizadas no Brasil.

7.1 - Referências Bibliográficas

- [1] C. Valentin and N. Dimarcq, *1999 Joint meeting EFTF - IEEE IFCS*, 100 (1999).
- [2] Microclocks at NIST - Overall Design, <http://www.bldrdoc.gov/timefreq/ofm/smallclock/overalldesign.htm>.

Livros Grátis

(<http://www.livrosgratis.com.br>)

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)
[Baixar livros de Matemática](#)
[Baixar livros de Medicina](#)
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)
[Baixar livros de Meteorologia](#)
[Baixar Monografias e TCC](#)
[Baixar livros Multidisciplinar](#)
[Baixar livros de Música](#)
[Baixar livros de Psicologia](#)
[Baixar livros de Química](#)
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)
[Baixar livros de Serviço Social](#)
[Baixar livros de Sociologia](#)
[Baixar livros de Teologia](#)
[Baixar livros de Trabalho](#)
[Baixar livros de Turismo](#)