

UNIVERSIDADE
ESTADUAL DE
CAMPINAS

doutorado

INSTITUTO DE FÍSICA "GLEB WATAGHIN"

UNICAMP

2003

**Bombeamento Óptico e Resfriamento com Laser
de Feixes Atômicos de Magnésio e Cálcio**

por

João Victor Boechat Gomide

Orientador: Prof. Dr. Artemio Scalabrin

*Este exemplar corresponde à redação final
da Tese de Doutorado defendida pelo aluno
João Victor Boechat Gomide e aprovada pelo
Conurso Julgado*

Tese apresentada ao Instituto de Física "Gleb
Wataghin" da Universidade Estadual de Campinas-
Unicamp- como parte dos requisitos necessários para
a obtenção do título de Doutor em Física

Campus 16/12/2003

Artemio Scalabrin

Campinas, Dezembro de ~~1993~~ 2003

UNIDADE	IFGW
Nº CHAMADA	UNICAMP
	G586b
V	EX
TOMBO BC/	57771
PROC	16/117104
C	<input type="checkbox"/>
D	<input checked="" type="checkbox"/>
PREÇO	11,00
DATA	16/04/2004
Nº CPD	

IF/516

CM00197045-1

BIB 11) 314861

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP

G586/b

Gomide, João Victor Boechat
Bombeamento óptico e resfriamento com laser de
Feixes atômicos de magnésio e cálcio / João Victor
Boechat Gomide. – Campinas, SP : [s.n.], ~~1993~~
2003

Orientador: Artemio Scalabrin.
Tese (doutorado) - Universidade Estadual de
Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".

1. Átomos – Resfriamento. 2. Feixes atômicos.
3. Espectroscopia de laser. 4. Tempo – Medição.
I. Scalabrin, Artemio. II. Universidade Estadual de
Campinas. Instituto de Física "Gleb Wataghin".
III. Título.

200405295

Aos meus filhos Pedro e Paola

AGRADECIMENTOS

Em um trabalho experimental, como o que realizamos, devemos sempre, e antes de tudo, agradecer sinceramente à colaboração de todo um conjunto de pessoas que tornam viável e mais leve este tipo de trabalho, que em muitas etapas é especialmente árduo.

Com este espírito, agradeço ao Prof. Artemio Scalabrin pela orientação, amizade e apoio constantes para que conseguíssemos levar a um bom termo todo este volume de trabalho. Ao Prof. Daniel Pereira pela colaboração e apoio imprescindíveis à conclusão desta tese. Ao Prof. Fernando Paixão pelas lições e sugestões valiosas, sempre muito bem recebidas. Ao Prof. Carlos Alberto Ferrari pelo apoio e amizade, especialmente na fase conclusiva desta tese.

Ao colega Guilherme Garcia pela ajuda inestimável em todas as etapas do trabalho na Unicamp. Aos colegas Flávio e Edjar pelas discussões e sugestões. Ao técnico Antônio João Polaquini que fez as diversas partes do sistema de vácuo e o forno do feixe atômico, além da ajuda fundamental em todos os momentos que necessitei de componentes da oficina mecânica. Ao técnico Maurício Arruda pelo apoio nas resoluções de problemas com a eletrônica, e na construção de diversos equipamentos.

Aos professores Franco Strumia e Nicolò Beverini por terem me recebido em Pisa, por terem me proporcionado ensinamentos valiosíssimos e por terem me dado a oportunidade de realizar grande parte dos experimentos aqui relatados em seus laboratórios. Aos colegas da Itália, Giulio, Simona, Gian Luca, Angela e, em especial, ao Enrico, pela amizade e colaboração. Aos técnicos Montanari e Francesconi pelo apoio logístico competente na parte do trabalho realizado "altrove".

À minha família pelo apoio dado neste período.

Aos colegas da sala 113, Gildo, Mirian, Jose Luiz, Omar, Fernando e Eunice, pelos momentos de descontração.

Às secretárias do Departamento, Cora e Miyoko, e da Pós-Graduação, Maria Ignez e Cidinha.

Ao CNPq, Fapesp e Faep/Unicamp pelo apoio financeiro.

E a todos que ajudaram na realização deste trabalho.

Resumo

Esta tese discorre sobre trabalhos realizados com feixes atômicos de magnésio e cálcio. Tendo como fio condutor as aplicações metrológicas destes átomos, reporta uma série de experimentos feitos com o intuito final de melhorar o protótipo do padrão atômico de tempo e frequência de magnésio existente, e de viabilizar a realização de relógios atômicos com estes elementos químicos nas quatro transições propostas.

Ela descreve a construção de um sistema de feixe atômico que produz átomos no estado fundamental ou em uma mistura de estados fundamental e metaestável, os espectros de emissão da região de excitação do feixe por colisão elétron-átomo, e medidas da densidade de átomos no primeiro tripleto metaestável do cálcio.

A montagem, estabilização e sintonização de sistemas de lasers de diodo duplicados em frequência são mostradas, assim como as medidas feitas em feixes atômicos de magnésio e cálcio, e posteriores aplicações.

Os experimentos de bombeamento óptico no tripleto metaestável destes átomos em feixes são estudados, e o impacto que estas medidas deverão ter na melhoria dos padrões destes elementos é enfatizado.

A colimação de um feixe resfriado de cálcio é apresentada. A possibilidade de desacelerar o feixe metaestável de magnésio é demonstrada experimentalmente e as razões do insucesso de realizar o mesmo esquema com o cálcio são discutidas. A aplicação da desaceleração do feixe de magnésio para produzir um padrão atômico com átomos lentos é descrita.

Abstract

This thesis relates the works done with atomic beams of magnesium and calcium. Having as logical background the metrological applications of these atoms, it relates the series of experiments realized with the final scope of improving the magnesium atomic frequency and time standard prototype, and to viabilize the realization of atomic clocks with these chemical elements in the four proposed transitions.

It describes the construction of an atomic beam system that produces atoms in the ground state or in a mixture of fundamental and metastable states, the emission spectra of the excitation region by electron-atom collision, and measurements of the density of atoms in the first metastable triplet of calcium.

The assembling, stabilization and sintonization of frequency doubled diode laser systems are shown, as well as the measurements done in magnesium and calcium beams, and future applications.

Optical pumping measurements of the metastable triplet of these atoms in beams are studied, and the impact of these measurements in future improvements of frequency standards is discussed.

The cooled beam collimation is presented. The possibility of decelerating a magnesium metastable beam is demonstrated and the reasons of the insuccess to use this scheme with calcium is discussed. The applications of decelerating a magnesium beam to realize a slow-atom standard frequency are described.

Apresentação

Esta dissertação é o resultado do trabalho realizado com feixes atômicos durante o doutoramento. Podemos considerá-lo dividido em dois períodos. Um primeiro, desenvolvido no Departamento de Física da Università di Pisa, no qual fizemos experimentos com feixes atômicos de cálcio e magnésio no laboratório dirigido pelo Prof. Franco Strumia, onde tive a oportunidade de entrar em contato com diversas técnicas de espectroscopia de alta resolução e de manipulação de átomos com lasers. No outro período, no laboratório do Prof. Artemio Scalabrin, construímos um sistema de feixe atômico e realizamos alguns experimentos com o cálcio. Em todo este tempo, sob a orientação do Prof. Artemio Scalabrin, o objetivo foi o de conseguir montar em nosso laboratório a infraestrutura básica que possibilitasse trabalhar com espectroscopia em feixes atômicos e, em um futuro próximo, com metrologia de tempo e frequência, e de aprender fazendo experimentos com espectroscopia e resfriamento de feixes atômicos. Esta escolha mostrou-se correta na medida em que conseguimos implementar a infraestrutura básica e iniciar esta linha de pesquisa, realizando medidas com o feixe atômico e com perspectivas de continuidade promissoras.

O fio condutor deste trabalho é a realização de experimentos que visam a melhoria dos padrões atômicos de tempo e frequência de magnésio e cálcio e a montagem de um sistema de feixe atômico no Brasil que nos colocará em condições de contribuir com esta pesquisa. Estes padrões foram sugeridos pelo Prof. Franco Strumia em 1972 [1] e tem se mostrado ao longo destes anos como uma alternativa original e especialmente promissora, já que apresenta teoricamente uma performance superior ao dos padrões atômicos de césio e funciona na região do infravermelho longínquo, região do espectro sem frequência de referência precisa. Os trabalhos de pesquisa e desenvolvimento com estes padrões estão ainda totalmente abertos, tendo sido realizado apenas um protótipo até hoje com o magnésio, havendo ainda muito a ser feito para se poder avaliar com precisão a qualidade do seu desempenho e suas possibilidades, e para que ele tome a sua forma definitiva. A construção do sistema de feixe atômico, a finalização da montagem da infraestrutura e a formação de pessoal, que está em curso, colocar-nos-á em uma posição competitiva nas pesquisas desta área. No Brasil não existe até hoje um esforço efetivo para se trabalhar com pesquisa e desenvolvimento de relógios atômicos - limitando-se à atividade do Serviço da Hora do Observatório Nacional de fazer a manutenção de padrões atômicos comerciais e de disseminar a hora oficial - mesmo sabendo-se das inúmeras aplicações dos

padrões atômicos de tempo e frequência [2]. Os trabalhos com o relógio de césio, exaustivamente realizados desde o primeiro protótipo de 1955 por grupos nos Estados Unidos, Alemanha, Canadá, França, ex- União Soviética, Japão, China, dentre outros países, fazem com que a pesquisa, a nível internacional, se torne altamente competitiva com o grande montante de recursos financeiros e humanos por eles utilizados. Recentemente foram abertas novas perspectivas para este padrão com o bombeamento óptico [3] e as fontes de Zacharias [4].

Como consequência deste trabalho, uma série de subprodutos úteis são gerados. Primeiramente, o sistema de feixe atômico em si, que apresenta características originais que permitem que se trabalhe exclusivamente no estado fundamental de átomos de diversos elementos químicos, ou em um feixe com uma mistura de átomos no estado fundamental e estados metaestáveis. A produção dos níveis metaestáveis é muito eficiente em feixes deste tipo [5]. O entendimento dos processos básicos envolvidos na obtenção destes estados metaestáveis e dos efeitos da colisão elétron-átomo na distribuição de velocidade do feixe atômico é fundamental [6]. As aplicações em espectroscopia de alta resolução, medidas de secção de choque por impacto eletrônico, de manipulação de átomos com lasers, dentre outras, são amplas. No momento, estamos desenvolvendo sistemas de laser semiconductor estabilizados em frequência, monomodo, sintonizáveis e duplicados em frequência, que prometem melhorias com relação a outros sistemas semelhantes [7], cuja utilidade não se restringe aos experimentos com o feixe atômico. Além do mais, a continuidade da pesquisa em metrologia de tempo e frequência nos permitirá trabalhar com a construção de canais de multiplicação e de sintetizadores de frequência e dominar esta tecnologia.

Durante o período que passei em Pisa, colaborei na realização de experimentos de resfriamento com laser de feixes atômicos metaestáveis de cálcio e magnésio [8, 9, 10] - procurando reduzir a velocidade dos átomos para diminuir os efeitos de desvios nos padrões dependentes da velocidade -, de bombeamento óptico no magnésio [10] - para aumentar a razão sinal-ruído no protótipo -, de colimação com laser de feixes resfriados de cálcio no estado fundamental - para aumentar a intensidade do feixe atômico -, de construção de descargas elétricas transversais ao feixe atômico [9] - com a finalidade de excitar feixes atômicos no estado fundamental para os estados de interesse metrológico, sem perturbar o perfil de velocidade longitudinal ao feixe -, de sistemas de lasers de diodo duplicados em frequência para experimentos de espectroscopia com o Mg [7] e o Ca, e de resfriamento do feixe metaestável de magnésio [10] - estes lasers como fonte de radiação são confiáveis para aplicações metrológicas. No período final, na Unicamp, após construir o sistema de feixe atômico, o operamos com cálcio e realizamos a primeira espectroscopia

da região da descarga elétrica relatada na literatura [5], medimos a eficiência da descarga para produzir o tripleto metaestável de interesse metrológico [6], o bombeamento óptico dos estados metaestáveis [1¹], e ainda estamos avaliando o papel desempenhado na produção destes estados pelos vários processos de excitação na descarga elétrica com a ajuda do programa Multiconfiguration Hartree-Fock (MCHF) [12].

Organizamos esta monografia em uma ordem lógica, e não na sequência cronológica em que os experimentos foram feitos, para permitir uma exposição mais clara dos resultados obtidos. Sendo assim, no primeiro capítulo discutimos os relógios de magnésio e cálcio, a estrutura eletrônica destes elementos, as transições atômicas e regras de seleção envolvidas, o funcionamento dos padrões e valores de performance, e suas vantagens, limitações e perspectivas. No capítulo II detalhamos a construção do sistema de feixe atômico, com ou sem a descarga elétrica longitudinal ao feixe, as grandezas esperadas, e medidas de espectroscopia de emissão e da eficiência da descarga para popular o tripleto 3P . O capítulo III é dedicado aos sistemas de lasers de diodo, à geração de segunda harmônica e aos experimentos de calibração, que são as medidas de desvio isotópico com o cálcio e observação das fluorescências do magnésio. No capítulo IV discutimos o bombeamento óptico nos estados metaestáveis do magnésio e do cálcio e, no V, o resfriamento com laser de um ponto de vista geral, com o exemplo do resfriamento do feixe de cálcio no estado fundamental e de colimação do mesmo. A demonstração da possibilidade de resfriamento do feixe metaestável do magnésio e as tentativas feitas com o cálcio são tratadas no capítulo VI. No último capítulo discutimos os resultados obtidos, as perspectivas com a infraestrutura que montamos e os experimentos que estão em curso.

Índice

Resumo	iv
Abstract	v
Apresentação	vi
Capítulo I: Padrões atômicos de tempo e frequência de magnésio e cálcio	1
I- Generalidades sobre padrões atômicos de tempo e frequência	1
II- Características dos átomos de magnésio e cálcio	3
1. Níveis de energia envolvidos e regras de seleção	3
2. Transições do relógio	5
III- Funcionamento do padrão atômico	6
1. Padrões genéricos de tempo e frequência	6
2. Padrões atômicos de magnésio e cálcio	9
IV- Performance do padrão e discussão sobre aperfeiçoamentos a serem introduzidos	14
Capítulo II: Construção de um sistema de feixe atômico e produção eficiente de átomos nos estados fundamental e metaestáveis	19
I- Introdução	19
II- Sistema de feixe atômico	20
1. Descrição geral	20
2. O sistema de vácuo	22
3. Fonte de átomos	24
III- Produção eficiente de estados metaestáveis	27
1. Processos de excitação	27
2. A descarga elétrica longitudinal	29

IV- Cronograma de execução	31
V- Espectro de emissão da região da descarga	33
VI- Eficiência de produção dos estados $4s4p\ ^3P$	41
VII- Conclusões	43
Capítulo III: sistema de laser de diodo duplicados em frequência e aplicações à espectroscopia atômica e metrologia	44
I- Introdução	44
II- Características dos lasers de diodo utilizados	47
1. Características gerais de lasers de diodo	47
2. Arranjo experimental	51
3. Resultados	55
3.1. Comportamento dos lasers com a temperatura	55
3.2. Comportamento dos lasers com a corrente	59
4. Laser com cavidade externa	61
III- Geração de segunda harmônica	67
1. Discussão teórica	67
2. Arranjo experimental	75
3. Resultados de duplicação de frequência	76
3.1. Cristal de $LiIO_3$	76
3.2. Cristal de $KNbO_3$	77
IV- Experimentos com lasers duplicados em frequência	79
1. Desvio isotópico em átomos	79
1.1. Desvio de massa	79
1.2. Desvio de campo	82
1.3. Desvio isotópico em transições e separação do efeito de massa e de campo	85

2. Desvio isotópico na linha ressonante do cálcio	86
2.1. Arranjo experimental	86
2.2. Procedimento adotado para encontrar a transição atômica	89
2.3. Resultados	90
2.4. Discussões e perspectivas	90
3. Fluorescências e desvios isotópicos do magnésio	91
Capítulo IV: Bombeamento óptico do nível 3P do magnésio e do cálcio	95
I- Introdução	95
II- Bombeamento óptico do magnésio	97
1. Generalidades	97
2. Aparato experimental	99
3. Medidas feitas na ausência de um campo magnético	101
4. Medidas na presença de um campo magnético	109
5. Conclusões	113
III- Bombeamento óptico do cálcio	114
1. Introdução	114
2. Arranjo experimental	115
3. Resultados e perspectivas	117
Capítulo IV: Desaceleração de feixes atômicos com laser	119
I- Breve histórico	119
II- Átomos lentos em padrões atômicos de tempo e frequência	121
III- Colimação de um feixe resfriado de cálcio	129
1. Introdução	129
2. Aparato experimental	130
3. Resultados e conclusões	134

IV- Desaceleração de um feixe metaestável de cálcio	136
1. Introdução	136
2. Arranjo experimental	138
3. Resultados	139
4. Medidas do “branching ratio”	141
4.1. Análise dos dados	143
4.2. Estimativas do “branching ratio”	143
5. Discussão dos resultados e conclusões	144
V- Desaceleração de um feixe de magnésio metaestável	145
1. Introdução	145
2. Arranjo experimental	148
3. Resultados	149
4. Conclusões	150
Perspectivas e conclusões	152
Referências	154

Capítulo I

Padrões atômicos de tempo e frequência de magnésio e cálcio

I- Generalidades sobre padrões atômicos de tempo e frequência

O segundo, no Sistema Internacional, é definido desde 1967 como a duração de 9192631770 períodos da radiação correspondente à transição entre dois níveis de estrutura hiperfina do estado fundamental do átomo de césio-133, substituindo o padrão de tempo astronômico baseado no movimento da Terra em torno do Sol. O segundo solar médio é sujeito a flutuações da ordem de 1 parte em 10^8 e o segundo efemérico de 1 parte em 10^9 . No primeiro relógio de césio, as flutuações eram de 1 parte em 10^9 [13]- valores atuais são dados mais a frente. A qualidade da medida da frequência da transição do padrão atômico e a disseminação da mesma são fundamentais para a codificação e decodificação de informações, para a navegação marítima e espacial, para a radioastronomia, para melhores testes da teoria da relatividade, dentre outros. Atualmente, relógios atômicos dentro de satélites orbitando em torno da Terra, o Global Positioning System, GPS, permite a qualquer um, com um receptor de rádio adequado e um computador, determinar a sua posição na superfície da Terra com um erro de 10 metros e o tempo correto com uma precisão melhor que 10^{-7} segundos. Dois observadores monitorando o mesmo satélite podem sincronizar seus relógios com erro de poucos nanosegundos. Mesmo com estes avanços, a procura por padrões mais confiáveis é contínua e encontra demanda em radioastronomia, em pesquisa de física fundamental, além de relógios comerciais mais compactos e precisos que permitem maior versatilidade em trabalhos de campo [14, 15]. Desta maneira, procura-se melhorar o desempenho dos

dispositivos atuais através do bombeamento óptico [3], usar padrões com frequências mais altas [16], armadilhas magneto-ópticas para armazenar íons e átomos [17, 18]. Assim, o tempo e a frequência podem ser definidos de maneira tão precisa e acurada que a determinação de outras medidas fundamentais são representadas em termos de medidas de tempo e frequência, como o metro [19], a voltagem e a resistência [20].

O segundo é a única unidade do SI definida diretamente a partir das propriedades internas de um átomo. As características mais importantes de um relógio são a sua estabilidade, acurácia e reproducibilidade. A estabilidade é uma medida de quanto a frequência se mantém constante. Ela depende da extensão no tempo τ em que é observada, de curto, médio e longo termo, i.e., entre 0,3 e 100s, entre 100 s e 1 dia, e acima de um dia. Ela é em geral determinada pela chamada variância de Allan que é função de τ como τ^n , onde n depende da natureza do ruído predominante, sendo igual a 1/2 para o ruído Schott e a 0 para o ruído flicker. A acurácia é a medida da capacidade de repetir um intervalo de tempo, como o segundo, e a reproducibilidade refere-se ao quanto sistemas independentes e semelhantes reproduzem a mesma frequência.

Na busca de padrões de melhor performance, Strumia propos em 1972 [1] a utilização do cálcio e do magnésio como elementos químicos para relógios atômicos. A motivação para isto foi o de aumentar o fator de qualidade nas transições de interesse metrológico aumentando a frequência do relógio. As transições dos padrões de Mg (Ca) estão na região do infravermelho longínquo e, naquela época, um oscilador em 10^{12} Hz tinha sido travado em fase com a oscilação de um cristal de quartzo e a primeira fonte eficiente de cálcio metaestável havia sido feita. Atualmente, trabalhos de pesquisa e desenvolvimento destes padrões de tempo e frequência estão em pleno desenvolvimento, como se pode observar na literatura, e indicam uma performance superior à dos relógios de césio, como discutiremos ao longo deste capítulo.

Na próxima secção é dada a estrutura eletrônica dos primeiros estados excitados do Mg e Ca e são apresentados os níveis atômicos de interesse metrológico. Na secção

III, descrevemos o arranjo do relógio e, na última secção, discutimos a performance destes padrões, as maiores fontes de erro e melhorias a serem introduzidas.

II- Características dos átomos de magnésio e cálcio

1. Níveis de energia envolvidos e regras de seleção

O estado fundamental do magnésio, de número atômico $Z=12$, está na configuração $[\text{Ne}] 3s^2$, e do cálcio, com $Z=20$, na configuração $[\text{Ar}] 4s^2$, onde o gás nobre entre colchetes representa as camadas internas do átomo. A camada de valência ns está completa e o termo do estado fundamental é 1S_0 para todos os alcalinos terrosos.

Na primeira configuração excitada, $[\text{Ne}] 3s3p$ ou $[\text{Ar}] 4s4p$, temos quatro termos: o singlete 1P_1 e os três tripletos 3P_0 , 3P_1 e 3P_2 , como nos diagramas dos primeiros estados do magnésio e do cálcio nas figuras 1a e 1b. A transição ressonante do singlete 1P_1 para o estado fundamental 1P_0 é de dipolo elétrico, com um comprimento de onda λ de 285,2 nm para o Mg e de 422,7 nm para o Ca. Os níveis do triplete 3P são metaestáveis. Para a transição $^3P_0 - ^1S_0$ temos $J=0 \rightarrow J=0$ e para $^3P_2 - ^1S_0$ $\Delta J=2$, violando regras de seleção fortes, já que o número quântico j é bom. Para a transição $^3P_1 - ^1S_0$ $\Delta S=0$, mas como a função de onda do estado 3P_1 é levemente misturada com a do 1P_1 , a regra de seleção sobre S é violada, e o subnível 3P_1 decai para o estado fundamental com um tempo de vida de 2,4 ms, emitindo luz em 457,1 nm, para o Mg, e de 0,55 ms para o Ca, em 657,2 nm.

Para os alcalinos terrosos a partir do cálcio, o singlete 1D_2 da configuração $ns(n-1)d$, onde n é o número quântico principal do último nível ocupado no estado fundamental, possui a energia mais baixa que a do singlete $nsnp$ 1P_1 , sendo também este 1D_2 metaestável. O decaimento deste singlete para o estado fundamental envolve uma transição

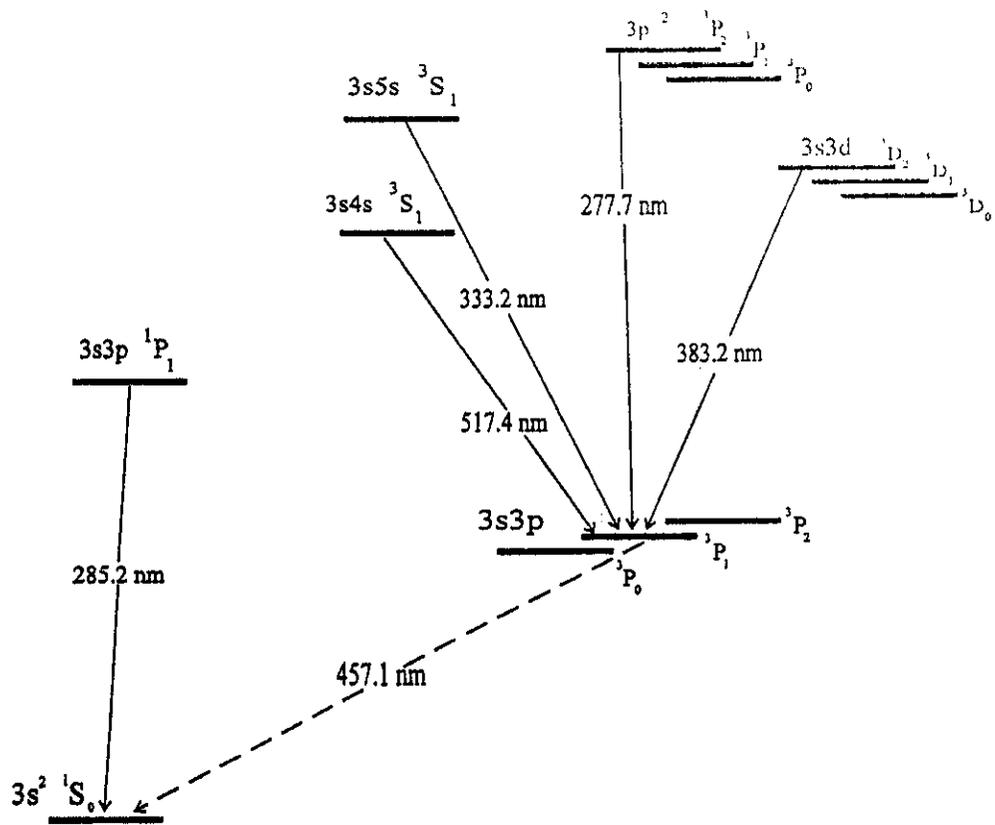


Figura 1.1.a: diagrama dos primeiros níveis do átomo de magnésio

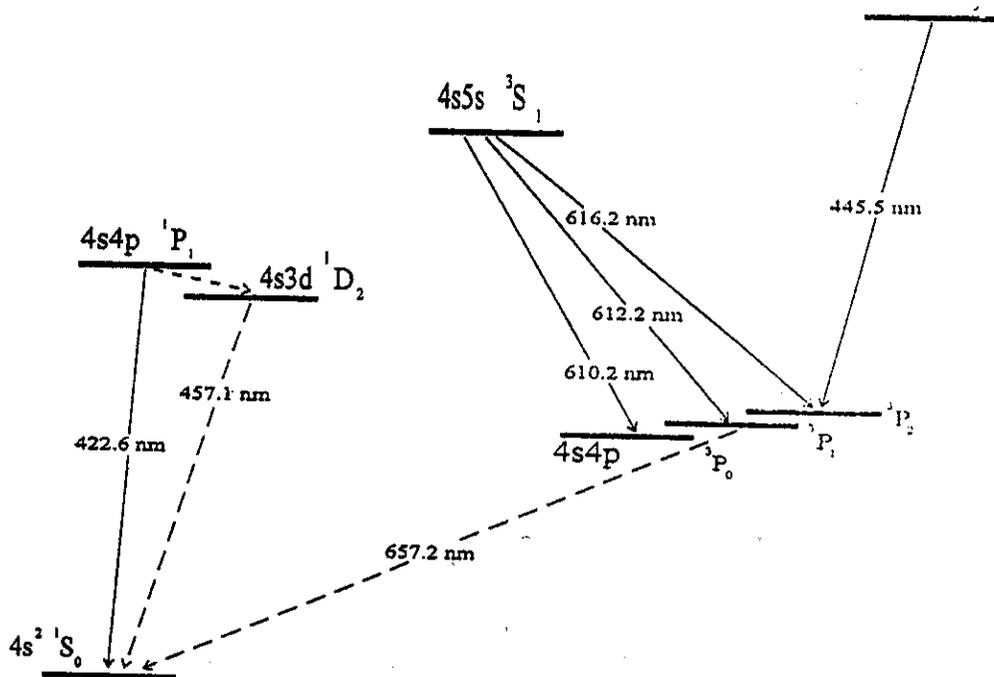


Figura 1.1.b: diagrama dos primeiros níveis do cálcio

de quadrupolo elétrico, já que $\Delta J=2$. Para o cálcio, o comprimento de onda desta transição é de 457,1 nm, e o tempo de vida de 1D_2 é de 2,3 ms.

Como vemos no diagrama de níveis na figura 1b, os níveis excitados $4s3d\ ^3D$ e $4s4p\ ^3P$ estão abaixo do singlete $4s3d\ ^1D_2$. Decaimento de 1D_2 para o nível 3D é proibido por spin e dipolo elétrico, mas a transição de dipolo elétrico proibida por spin $4s3d\ ^1D_2 - 4s4p\ ^3P_1$ pode ocorrer por uma mistura spin-órbita. Dos resultados de [21], aproximadamente 75% dos átomos excitados para 1D_2 decaem para 3P_1 .

2. Transições do relógio

As transições para os padrões de tempo e frequência do magnésio e do cálcio são de dipolo magnético entre os subníveis Zeemann do tripleto metaestável 3P , com $\Delta m_j = 0$, dos isótopos mais abundantes ^{24}Mg e ^{40}Ca . Para o Mg, as transições $^3P_0 - ^3P_1$ e $^3P_2 - ^3P_1$ estão em 0,6 THz e 1,2 THz para o Mg e 1,6 THz e 3,2 THz para o cálcio, respectivamente. Valores esperados para estas transições estão na tabela 1.1 [22].

Atualmente, existe um protótipo baseado na transição $^3P_0 - ^3P_1$ do magnésio funcionando no Instituto Galileo Ferraris, em Turim, na Itália. Como as transições de interesse estão na região espectral do infravermelho longínquo, as dificuldades que existem com relação à geração da radiação para a interação com os átomos é a de fazer a extensão da técnica de síntese da frequência até esta região do espectro [23], e construir um oscilador travado em fase e com potência de saída suficiente na frequência de interação [24], o que foi conseguido somente para aquela transição do magnésio, cuja frequência é medida como $601\,277\,157\,860 \pm 20$ Hz [25].[26]

As vantagens em se escolher estas transições está no fato delas serem de estrutura fina, o que implica uma frequência maior que as de microonda de estrutura hiperfina, implicando em um Q maior, na baixa sensibilidade a campos magnéticos externos, e na forma de detecção, como será discutido na próxima seção.

	Mg	Ca
ν_{01} (MHz)	601 277,157 360 (20)	1 563 630 (150)
ν_{12} (MHz)	1 220 575,1 (33)	3 174 230 (100)
g_1 (exp)	1,501111	1,5010834
g_2 (exp)	1,501118	1,5011313
g_1 (teo)	1,501158	1,50108
g_2 (teo)	1,501160	1,4654
α_{01} (Hz/Gauss ²)	3,8093	1,4654
τ (³ P ₁) (ms)	2,4	0,55
τ (¹ D ₂) (ms)		2,3
g (¹ D ₂)		0,99995
A_{21} (s ⁻¹)	0,910x10 ⁻⁶	16,0x10 ⁻⁶
A_{01} (s ⁻¹)	0,145x10 ⁻⁶	2,57x10 ⁻⁶

Tabela 1.1: parâmetros relacionados às transições do Mg e Ca [22];

III. Funcionamento do padrão atômico

1. Padrões genéricos de tempo e frequência

Os padrões atômicos de tempo e frequência são divididos em duas categorias conforme são detectadas as condições de ressonância. Se for através da utilização direta da radiação emitida, o padrão é ativo, como o maser ativo de hidrogênio, e se for por um efeito provocado pelos átomos que fizeram a transição do relógio, o padrão é passivo, como os relógios de césio, rubídio, magnésio e cálcio. Os padrões ativos apresentam uma

perturbações externas, a sua qualidade deteriora rapidamente, o que não ocorre com os padrões passivos, como pode ser visto no gráfico na figura 1.2, onde são mostrados os desvios da frequência do relógio para diversos padrões.

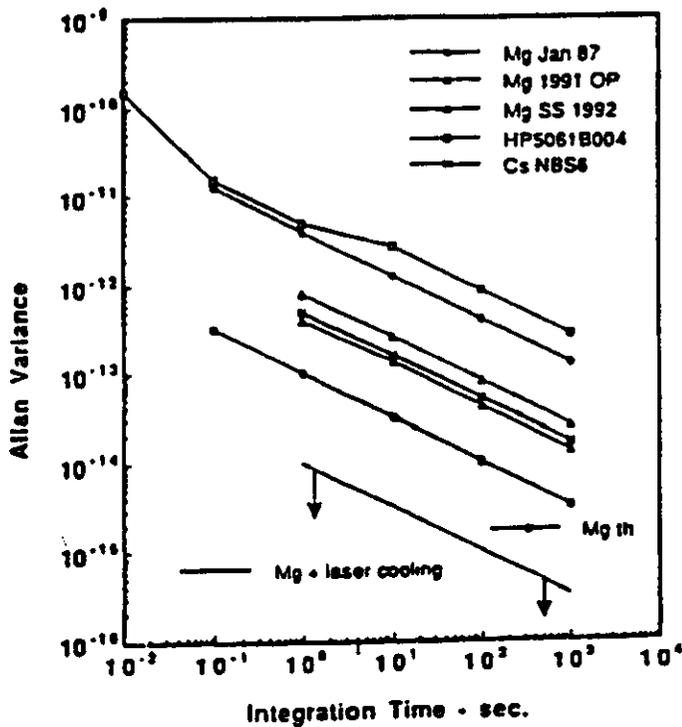


Figura 1.2: estabilidade de diversos padrões comerciais e de laboratório

Na figura, Mg Jan 87 refere-se às primeiras medidas de performance do relógio de magnésio [16]. Mg 1991 OP é o desempenho do padrão de magnésio com o bombeamento óptico do nível 3P através de 3S [23], como será discutido no capítulo IV. No Mg SS 1992 utiliza-se o bombeamento através do canal 3D [10]. O HP5061B004 é um relógio comercial de césio. Cs NBS 6 refere-se ao padrão primário de césio do NIST; infelizmente ainda não temos em mãos os dados de performance do padrão primário mais recente, o NIST 7. Mg th é o limite de desempenho teórico do padrão de magnésio sem resfriamento e bombeamento com laser no feixe atômico. Pode-se observar que Mg SS 1992 já apresenta a estabilidade de curto termo superior ao Cs NBS 6.

Na figura 1.3 temos um diagrama de bloco do processo usado para determinar a frequência da transição em todos os padrões passivos de frequência. Os átomos são inicialmente preparados em uma distribuição não térmica entre dois níveis de energia. Depois da preparação dos estados, a radiação como a frequência ν da transição é aplicada nos átomos para que possa ser transferida a população de um nível para outro, no caso do diagrama com microondas. Esta mudança de nível é detectada monitorando o número de átomos que realizou a transição. O controle servo-eletrônico automaticamente ajusta a frequência da radiação para o máximo de sinal na detecção [27].

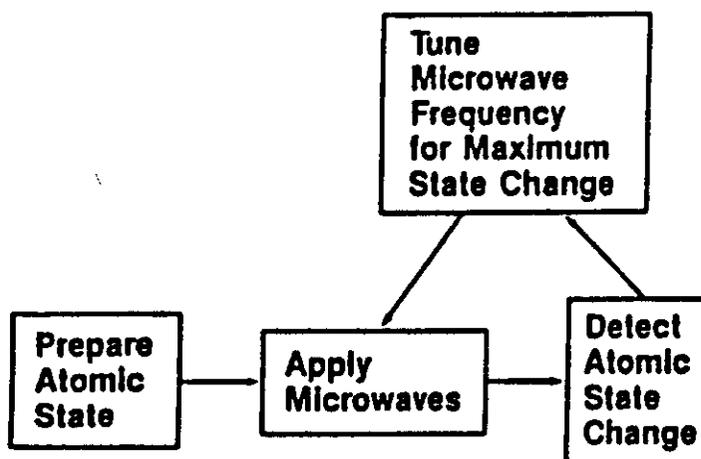


Figura 1.3: diagrama de bloco de um padrão passivo de tempo e frequência [27]

Um outro diagrama de bloco do método usual de travamento de uma frequência de referência à ressonância atômica está na figura 1.4. O oscilador de quartzo (oscilador escravo) possui uma frequência de oscilação de 5 ou 10 MHz, com uma estabilidade de curto termo excelente [27]. O sinal para a interrogação dos átomos é gerado por esta fonte de baixa frequência por uma combinação de canais de multiplicação e sintetizadores de frequência, de tal maneira que a razão da frequência de interrogação com relação à

frequência do oscilador de quartzo é uma constante bem conhecida. A frequência de interrogação é modulada em uma frequência de áudio, produzindo uma modulação do sinal atômico. Detecção sensível à fase do sinal atômico é utilizada para ajustar a frequência do oscilador de quartzo para obter-se uma resposta máxima do sistema atômico. A saída do oscilador de quartzo é usada como a saída do padrão. Desta maneira, a excelente estabilidade de curto termo do quartzo é combinada com a excelente estabilidade de longo termo da ressonância atômica [27].

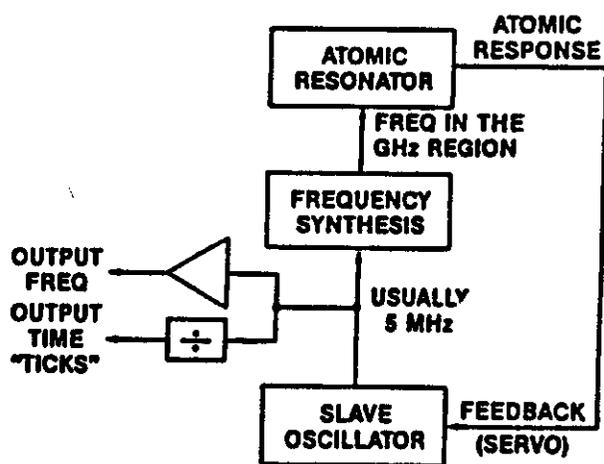


Figura 1.4: diagrama de bloco do arranjo experimental do relógio atômico [27]

2. Padrões atômicos de magnésio e cálcio

O relógio de Mg (Ca) é basicamente um sistema de feixe atômico com átomos selecionados para fazer a transição do relógio, e de um aparato para detectar os átomos que a realizaram e medir a frequência da transição com as melhores acurácia, estabilidade e precisão possíveis. O sistema de feixe atômico é a melhor aproximação que temos de átomos em repouso, isolados e livre de interações, evitando-se ao máximo que a

frequência da transição seja deslocada por efeitos dependentes da velocidade, das colisões e de campos externos. A fonte de átomos é um forno com um pequeno furo de saída, chamado de boca do forno, por onde os átomos efundem para fora, como será descrito em detalhes no capítulo II, onde relatamos a construção de um sistema de feixe atômico como o usado para os padrões de Mg (Ca).

Na temperatura de operação do forno, 540 °C para o Mg e 700 °C para o Ca, eles saem no estado fundamental. Próximo à boca do forno os átomos são excitados para o tripleto 3P através de colisões elétron-átomo por uma descarga elétrica longitudinal ao feixe atômico, cujo funcionamento será também descrito no capítulo II. A eficiência desta descarga para popular o tripleto está entre 30 e 40 % [6, 28, 29], na proporção 1:3:5 para $^3P_0: ^3P_1: ^3P_2$. Logo após a descarga é posicionado um colimador para reduzir a divergência do feixe atômico, cujo ângulo total torna-se 10 mrad, com um fluxo atômico da ordem de 10^{14} átomos/segundo.

Uma diferença significativa de população entre 3P_2 e 3P_1 e entre 3P_0 e 3P_1 é criada naturalmente ao longo do feixe atômico pelo decaimento de 3P_1 para o estado fundamental, emitindo radiação a 457,1 nm para o Mg e a 657,2 nm para o Ca. Deve-se deixar que os átomos em 3P_1 decaiam o suficiente para haver um ruído de fundo tolerável para então aplicar a radiação no infravermelho longinquo que induz as transições do relógio, e observar a ressonância da radiação com os átomos através das alterações da intensidade da fluorescência emitida no decaimento de 3P_1 para 1S_0 .

Para o césio, a transição do relógio é entre os termos de estrutura hiperfina do estado fundamental $^2S_{1/2}$, $(F=3, m_f=0) \rightarrow (F=4, m_f=0)$, na frequência de 9,2 GHz, na região de microondas. Na construção clássica do relógio com seleção magnética, dois ímãs são colocados, um antes e um depois da região de interrogação, fazendo com que somente os átomos que realizaram a transição do relógio - da ordem de 1/16 do total de átomos, já que os subníveis de estrutura hiperfina são 16 - atinjam o detector. O detector é um fio aquecido de metal, como o tungstênio, a platina ou o tântalo, ou uma liga como a de

platina-irídio. A função trabalho destes materiais é muito maior que o potencial de ionização do céscio. Assim, o seu elétron externo é preso no metal, evaporando Cs⁺. O fluxo de átomos é então convertido em corrente elétrica, com uma eficiência próxima a 100 % [4]. Para o magnésio e o cálcio, a deflexão dos átomos por ímãs do tipo Stern-Gerlach é pouco útil, devido à seleção natural dos átomos, e inviável de realizar tecnologicamente, pois os campos gerados deveriam atingir 100 T.

No relógio de magnésio de Turim, a região de decaimento entre a descarga e a zona de interrogação, com 1,15 m de comprimento, cria uma diferença de população entre 3P_1 e 3P_0 de 10 % [23]. O arranjo experimental do relógio de Mg está na figura 1.5 e o do Cs na figura 1.6. Uma fotomultiplicadora, a 0,5 m da região de interrogação, observa a fluorescência da linha de intercombinação $^3P_1 \rightarrow ^1S_0$.

A interação da radiação com os átomos é feita pelo método dos osciladores separados, o método de Ramsey [30, 31]. Na região do infravermelho longínquo o comprimento de onda é muito curto para se aplicarem as técnicas clássicas desenvolvidas para a interrogação de Ramsey na região de microondas. O diâmetro do feixe atômico na região de interação é de 15 mm e o comprimento de onda da transição é de 498 μm . A probabilidade de transição é do tipo Ramsey se para cada trajetória atômica o átomo cruzar zonas com a mesma fase nas duas regiões de interação. Devido à divergência do feixe, caminhos atômicos diferentes poderiam fazer a média do sinal total vindo das várias contribuições serem zero. Se reduzirmos mais ainda a divergência do feixe, diminuimos a razão sinal-ruído (S/N), e se reduzimos a distância entre as duas regiões, diminuimos também o tempo de trânsito dos átomos. A melhor solução encontrada para resolver este problema foi a de colocar uma grade com um período entre as linhas de $\lambda/2$ entre as duas regiões. Ela é construída para interromper o feixe ao longo de seu corte por um comprimento de $\lambda/4$ com um período de $\lambda/2$. A grade é montada sobre um PZT para otimizar o alinhamento [32].

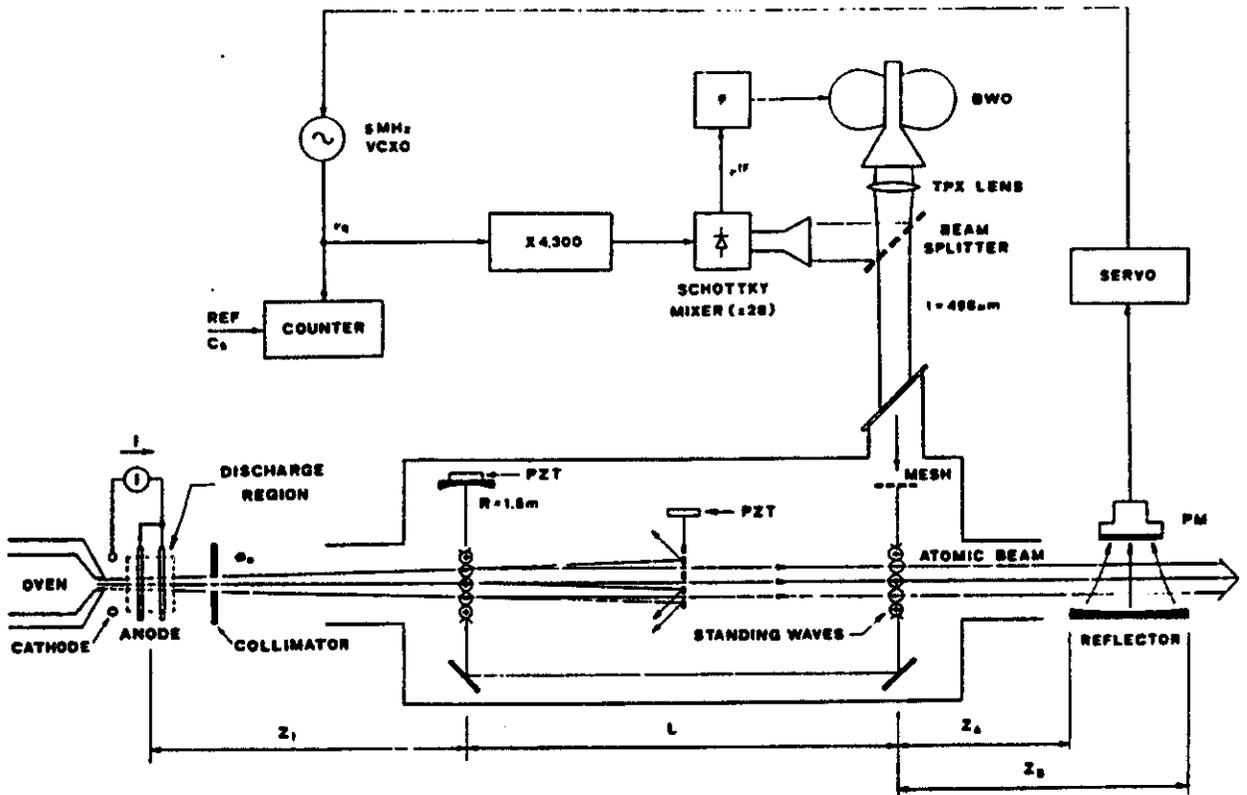


Figura 1.5: arranjo experimental do relógio de magnésio

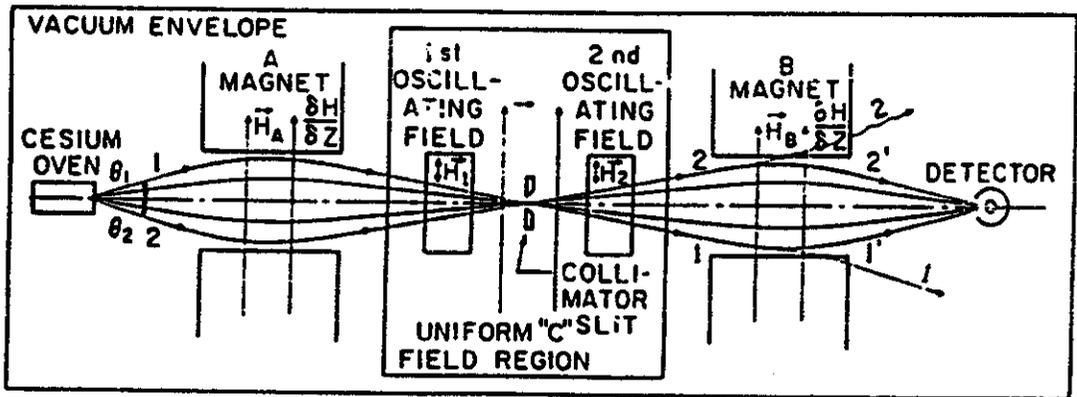


Figura 1.6: arranjo experimental do relógio de césio

A radiação de interrogação é fornecida por um "backward-wave-oscillator" (BWO) [23], que está entre as melhores fontes para aplicações metrológicas e espectroscópicas na região de 200 GHz a 1 THz, ou por um diodo Gunn, na última versão do relógio [32]. O sinal do BWO é travado em fase por um oscilador de quartzo de 5 MHz, utilizando a técnica da primeira derivada, através de um canal de multiplicação de frequência com baixo ruído de fase [25]. O ressonador aberto é composto por dois espelhos de alumínio a 45°, um espelho de alumínio esférico e um espelho plano acoplador de cobre, cuja refletância é de 98 % a 600 GHz. O comprimento total do ressonador é de 54 cm, e o ajuste fino da sintonia é fornecido pelo PZT que sustenta o espelho esférico. As duas zonas de interação estão separadas de 50 cm. O casamento de modo entre o ressonador e o BWO é feito por uma lente ($f=10$ cm) e por uma corneta [26]. Para o diodo Gunn, o esquema da cavidade ressonante é a mesma, mas o canal de multiplicação é modificado, pois parte-se de um diodo operando em 100 GHz e se obtém maior potência em 601 GHz, sem os problemas de campos magnéticos residuais e de travamento em fase do BWO [32].

A transição atômica induzida é detectada por uma fotomultiplicadora, através do aumento da fluorescência emitida na linha de intercombinação. São observados 15 cm do feixe atômico e o ângulo sólido de observação é $\Theta/4\pi \cong 1/3$. A eficiência do fotocatodo em 457,1 nm é de 24 %.

Tanto na região de interrogação quanto na de detecção é aplicado um campo magnético B axial constante. A função deste campo perpendicular ao feixe atômico é o de induzir as transições π . As franjas de Ramsey observadas com um BWO são mostradas na figura 1.7, para diversos deslocamentos da grade que fica entre as duas zonas de interação [26].

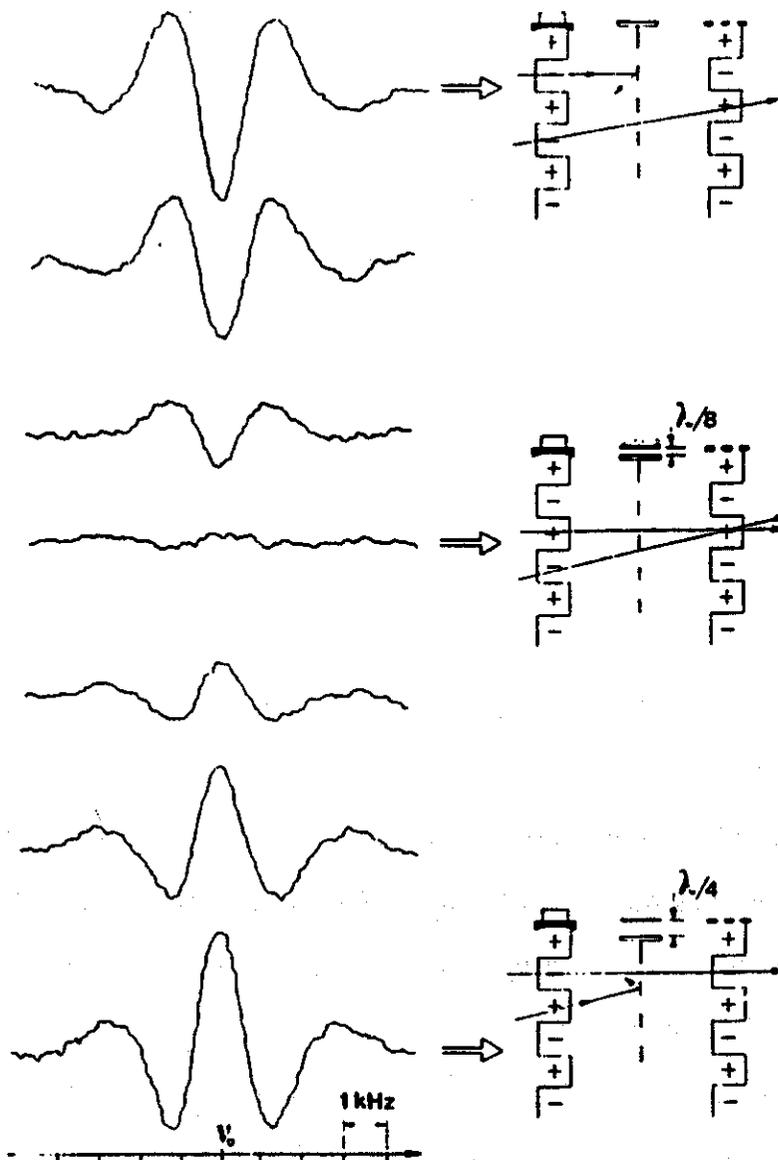


Figura 1.7: seqüência de franjas de Ramsey obtidas deslocando a grade [26]

IV- Performance do padrão e discussão sobre aperfeiçoamentos a serem introduzidos

A definição do segundo através dos relógios atômicos implica que os átomos estejam em repouso, isolados e no vácuo. Estas condições não são totalmente atingidas nestes padrões, dando origem a deslocamentos de frequência que são pequenos, mas em

grande número [3, 31]. Conhecimento imperfeito destes deslocamentos tornam a frequência do padrão incerta a um determinado nível. Estes deslocamentos também são a origem de flutuações de longo termo sensíveis às condições do ambiente e ao efeito do envelhecimento. Nesta secção pretendemos fornecer os valores de estabilidade, acurácia e precisão já medidos e aqueles esperados, discutir as mudanças que estão em curso para melhorar a performance - algumas das quais tornar-se-ão possíveis devido a trabalhos desenvolvidos durante esta tese, e que serão detalhados em capítulos posteriores -, e mostrar os deslocamentos mais significativos para os padrões de Mg (Ca), muitos dos quais ainda não foram medidos.

A estabilidade de curto termo, entre $0,3 \leq \tau \leq 100s$, onde τ é o tempo de contagem, é determinada pelo ruído Shott. O desvio é avaliado pela variância de Allan, e, neste caso, é dado por

$$\sigma_y(\tau) = K(Q S/N)^{-1} \tau^{-1/2}$$

onde K é uma constante próxima a 1, Q é o fator de qualidade da transição ($=\nu/\Delta\nu$) e S/N é a razão sinal ruído.

A estabilidade do padrão de Mg é principalmente limitada pela razão S/N na detecção da transição do relógio. Uma contribuição significativa para o ruído de fundo vem de uma inversão de população incompleta na região de interrogação. A razão S/N em uma banda de 1 Hz é de $(S/N)_{1 \text{ Hz}} \cong 250$, com uma potência de 50 μW (o nível ótimo é estimado em 500 μW) [26]. Este valor pode chegar a 10^5 aumentando a potência da radiação de interação, a eficiência de detecção do sinal e o tempo de vôo dos átomos, e reduzindo o número de átomos que foram excitados para 3P_1 na região da descarga e ainda estão decaindo na zona de interrogação e de detecção. Isto pode ser solucionado com o uso do diodo Gunn, com fotodetectores mais eficientes, com o resfriamento do feixe atômico e o bombeamento óptico, respectivamente.

O melhor fator de qualidade medido até hoje é de 5×10^8 [26], quando o esperado é $\cong 10^{10}$, com a largura natural da transição estimada em 30-60 Hz e a frequência 601 GHz. Como

$$Q = \nu/\Delta\nu \cong \nu L/v$$

onde L é a distância percorrida entre os dois campos oscilantes, v é a velocidade do átomo, e $T=L/v$ o tempo de vôo dele, um aumento de Q só é possível aumentando o tempo de trânsito dos átomos. A largura FWHM da transição medida é de 1,2 kHz [26].

Chegamos então ao valor $\sigma_y(\tau) = 8 \times 10^{-12} \tau^{-1/2}$. Para uma contagem de $\tau=1$ s, a estabilidade do padrão de magnésio já é melhor que a de qualquer relógio atômico comercial. Com os esquemas de bombeamento óptico que despopulam o nível 3P_1 , diminuindo o ruído de fundo em mais da metade, S/N melhora de uma ordem de grandeza, e está sendo esperado uma estabilidade de $\sigma_y(\tau) = 8 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$, que é melhor que a de qualquer padrão primário de césio. O bombeamento óptico será discutido em maiores detalhes no capítulo IV.

A acurácia do relógio de magnésio ainda está limitada ao nível de 10^{-11} [23], e é vinculada ao uso do BWO para a geração da radiação. O baixo Q em altas frequências destes geradores implicam em um ruído flicker grande, assim como a síntese de frequência para fontes no infravermelho longínquo introduzem perturbações na coerência das fases. Além do mais, o campo magnético dispersado pelos ímãs do BWO colocam limitações na definição do campo magnético estático. A multiplicação da frequência de um diodo Gunn de InP, operando em 100 GHz com 75 mW, através de um canal feito de componentes de estado sólido, permitindo a geração de 0,3 mW em 601 GHz, deverão elevar esta acurácia para o nível de 10^{-13} , o que é da ordem dos melhores padrões primários de césio.

Neste nível de estabilidade e acurácia, os deslocamentos em frequência devido a efeitos físicos fundamentais, ao método de interrogação e à eletrônica do sistema

começam a tornar-se significativos. Foram feitas poucas avaliações teóricas e experimentais destes desvios para os padrões de Mg e Ca. Para o Mg, os dois efeitos de deslocamento de frequência mais significativos são o Doppler de segunda ordem e o deslocamento de fase entre os dois osciladores do sistema. Discutiremos brevemente os mais importantes efeitos de deslocamento com algumas referências bibliográficas onde são mais detalhados, já que uma discussão mais aprofundada fugiria ao objetivo da tese.

Dentre os deslocamentos relacionados a efeitos físicos fundamentais, podemos citar o Zeeman de segunda ordem e o Doppler de segunda ordem. Para as transições do tipo π envolvidas no relógio de magnésio, não há efeito Zeeman de primeira ordem e o efeito Zeeman de segunda ordem é dado pela expressão

$$\nu = \nu_0 + \alpha B^2$$

onde α é uma constante que foi avaliada em [33]. O deslocamento causado pelo campo magnético e por suas inhomogeneidades e flutuações na região C é reduzido em quatro ordens de grandeza com relação ao padrão de Cs [22].

O efeito Doppler de segunda ordem é uma consequência direta do efeito de dilatação do tempo da teoria da relatividade especial. Para átomos com velocidade v , o deslocamento em frequência $\Delta\nu_d$ é dado por

$$\Delta\nu_d/\nu_0 = -v^2c^{-2}/2$$

onde c é a velocidade da luz. A velocidade média $\langle v \rangle$ em feixes atômicos de magnésio e cálcio é maior que nos de césio, na temperatura de operação dos mesmos. Para o Mg, $\langle v \rangle = 741$ m/s, para o cálcio 635 m/s, e para o Cs ela está entre 90 e 300 m/s. A avaliação experimental para o padrão de magnésio ainda não foi feita, mas deve ser menor que 10^{-13}

[26]. O fato da performance do padrão primário do PTB, na Alemanha, ser superior à dos demais se deve em grande parte à utilização de átomos com velocidades mais baixas.

Um outro fator de desvio de frequência, relacionado à interrogação, é o deslocamento de fase entre os dois osciladores. Ele depende de assimetrias no ressonador e no feixe atômico. Desvios provocados pelo diâmetro do feixe maior que o comprimento de onda são satisfatoriamente solucionados usando a grade descrita na secção anterior. O deslocamento na fase provocado pelas perdas e assimetrias nas duas zonas de interação foi avaliado em [34]. O erro provocado pelo deslocamento de fase é menor que 10^{-13} utilizando uma região de interrogação de apenas 0,3 m.

Concluindo, podemos afirmar que os relógios de Mg e Ca, em particular o de Mg que é atualmente realizável, são padrões originais e extremamente competitivos com os padrões existentes, apresentando a vantagem de permitir ainda a pesquisa em suas características básicas e praticamente todo o desenvolvimento para que ele tome a sua forma finalizada, como padrão primário de tempo e frequência. Na tabela 1.2 temos alguns valores de estabilidade e acurácia para o Mg, comparados com os de Cs.

	PTB Cs 1	NIST NBS6	NRC Cs VI	IGF Mg	Teórico Mg
Separação entre os osciladores (m)	0,8	3,7	1	0,5	
$\langle v \rangle$ (m/s)	93	195	200	741	
Largura de linha (Hz)	60	26	100	1200	65
$\sigma_v(\tau) \tau^{1/2}$	4×10^{-12}	2×10^{-12}	3×10^{-12}	8×10^{-12}	5×10^{-14}
Acurácia	$1,5 \times 10^{-14}$	9×10^{-14}	7×10^{-14}	$\approx 10^{-11}$	$\approx 10^{-15}$

Tabela 1.2: comparação entre os principais padrões de césio e o protótipo de magnésio

Capítulo II

Construção de um sistema de feixe atômico e produção eficiente de átomos nos estados fundamental e metaestáveis

I. Introdução

Neste capítulo relatamos a construção de um sistema de feixe atômico, alguns resultados de espectroscopia de emissão no feixe, que são os primeiros realizados com o cálcio, e a eficiência da descarga para produzir os estados metaestáveis. O sistema construído é bastante versátil, sendo possível operá-lo com uma grande variedade de elementos químicos, tanto no estado fundamental quanto em estados metaestáveis. Optamos por uma configuração em torno da boca do forno diferente de algumas anteriores [28, 29], por permitir a instalação e a retirada de uma descarga elétrica que excita os átomos que saem do forno, podendo-se operar com feixes atômicos excitados ou não.

O objetivo com a construção deste sistema de feixe atômico, além da realização de experimentos de espectroscopia de alta resolução, é o de iniciar trabalhos de pesquisa e desenvolvimento com padrões atômicos de tempo e frequência. No momento estamos trabalhando com o cálcio e pretendemos operar com o magnésio em um futuro próximo. A configuração eletrônica do estado fundamental do cálcio é $[\text{Ar}] 4s^2$ e do magnésio $[\text{Ne}] 3s^2$, ambos com o termo 1S_0 . Como discutido no capítulo anterior, as transições de estrutura fina do primeiro tripleto 3P destes elementos apresentam-se como excelentes

candidatos a padrões atômicos de tempo e frequência, além de operarem na região do infravermelho longínquo, onde não existem padrões passivos.

Além disso, o cálcio é um elemento que tem tido um papel importante no desenvolvimento teórico e experimental da física atômica [35]. Na tabela periódica, ele está localizado antes do preenchimento do nível 3d, apresentando resultados interessantes de correlação entre os orbitais [36]. O seu núcleo tem um número mágico de prótons e, portanto, vários isótopos estáveis, e os dois isótopos mais abundantes (^{40}Ca e ^{48}Ca) possuem também um número mágico de neutrons, sendo de grande interesse para estudos dos efeitos de desvios isotópicos [37, 38]. O espectro fotoelétrico utilizando luz síncrotron foi feito pela primeira vez para um átomo ionizado, utilizando o cálcio em um feixe atômico [39].

No texto que se segue, apresentamos na secção II uma descrição de um feixe atômico genérico, com alguns valores esperados para o cálcio e o magnésio e detalhamos as características do sistema de vácuo e da fonte de átomos do nosso sistema. Na secção III, discutimos os processos de excitação dos níveis metaestáveis e a descarga elétrica longitudinal utilizada, na secção seguinte o cronograma da construção do sistema, e, na secção V, o espectro de emissão obtido. A secção VI trata da eficiência da descarga para popular os estados metaestáveis e, na última secção, fechamos com as conclusões.

II. Sistema de feixe atômico

1. Descrição geral

Um sistema de feixe atômico típico é constituído de uma fonte de átomos e de um ambiente evacuado por onde eles viajam, e é descrito em diversos trabalhos, como o

clássico de N.F. Ramsey [30]. A fonte de átomos é projetada para produzir um feixe de partículas bem definido. O vácuo no ambiente por onde os átomos passam deve ser tal que o caminho livre médio, λ_{MS} , não afete as medidas planejadas, devendo ser maior que as dimensões do aparato para evitar colisões entre átomos. O caminho livre médio em um ambiente é dado por [30]

$$\lambda_{MS} = 1/(n\sigma 2^{1/2}) = 7,321 \times 10^{-20} (T/P\sigma) \text{ cm} \quad (1)$$

onde n é o número de átomos por unidade de volume, σ a secção de choque para colisão atômica em cm^2 , T a temperatura absoluta e P a pressão em Torr. Nos padrões atômicos de tempo e frequência, a pressão é da ordem de 10^{-8} Torr.

No nosso caso, a distância percorrida pelos átomos da boca do forno até a janela no final do sistema é de 116 cm, e para se fazer espectroscopia de alta resolução bastaria uma pressão da ordem de 10^{-6} Torr. Em experimentos de resfriamento de átomos com laser deve-se trabalhar com a pressão em torno a 10^{-7} Torr, chegando a 10^{-9} Torr para os melados ópticos.

A nossa fonte de átomos é um forno cilíndrico cuja saída permite que eles efundam para fora. Para que haja efusão é necessário que o caminho livre médio dos átomos dentro do forno seja maior ou da mesma ordem de grandeza que as dimensões do furo de saída, isto é, o seu diâmetro ($2r$) e a sua espessura (d). Na temperatura de operação do forno com o cálcio, 700°C , o caminho livre médio é de 10 mm, e com o magnésio, de 530°C , 6 mm. O diâmetro do furo de saída do forno é de 2,2 mm e sua espessura de 3 mm.

Devido à efusão e ao fato de que $r \sim d$, o número total de átomos por segundo Q que saem do forno é dado por [30]

$$Q = (1/4k) n \langle v \rangle A_s \quad (2)$$

onde n é o número de átomos por unidade de volume dentro do forno, $\langle v \rangle$ a velocidade média dos átomos dentro do forno, A_s é a área da boca do forno ($= 3,8 \text{ mm}^2$) e $1/k$ um fator que depende do raio e da espessura da boca, igual a 1,5 no nosso caso [30]. Para o cálcio a $700 \text{ }^\circ\text{C}$, $n = 1,0 \times 10^{15} \text{ átomos/cm}^3$, $\langle v \rangle = 635 \text{ m/s}$, e $Q \sim 0,9 \times 10^{18} \text{ átomos/segundo}$. Para o magnésio a $530 \text{ }^\circ\text{C}$, $n = 1,9 \times 10^{15} \text{ átomos/cm}^3$, $\langle v \rangle = 741 \text{ m/s}$, e $Q \sim 2,0 \times 10^{18} \text{ átomos/segundo}$.

2. O sistema de vácuo

No sistema de feixe atômico construído temos duas câmaras de vácuo separadas por um colimador com 2 mm de diâmetro que fica a 11 cm da boca do forno. Cada câmara é evacuada por uma bomba turbomolecular com vazão de 240 l/s, cada uma coligada a uma bomba mecânica de duplo estágio. O desenho do sistema está na figura 2.1.

A primeira câmara, na forma de um "T" - com uma derivação lateral em sua parte inferior, para a coligação do "bellow" e da turbomolecular -, é onde fica alojado o forno, mais a descarga elétrica em uma das configurações. Nas laterais do "T" foram colocados dois prolongamentos de Pyrex com janelas, que permitem ver diretamente a região da boca do forno. Separado do "T" pelo colimador, que tem a função de reduzir a divergência do feixe atômico, está a segunda câmara, que é basicamente um tubo de Pyrex com 5 cm de diâmetro interno e 100 cm de comprimento, com janelas ópticas em sua lateral e ponta, todas coladas com Torr-seal, onde serão feitos os experimentos de espectroscopia de alta resolução e resfriamento com laser.

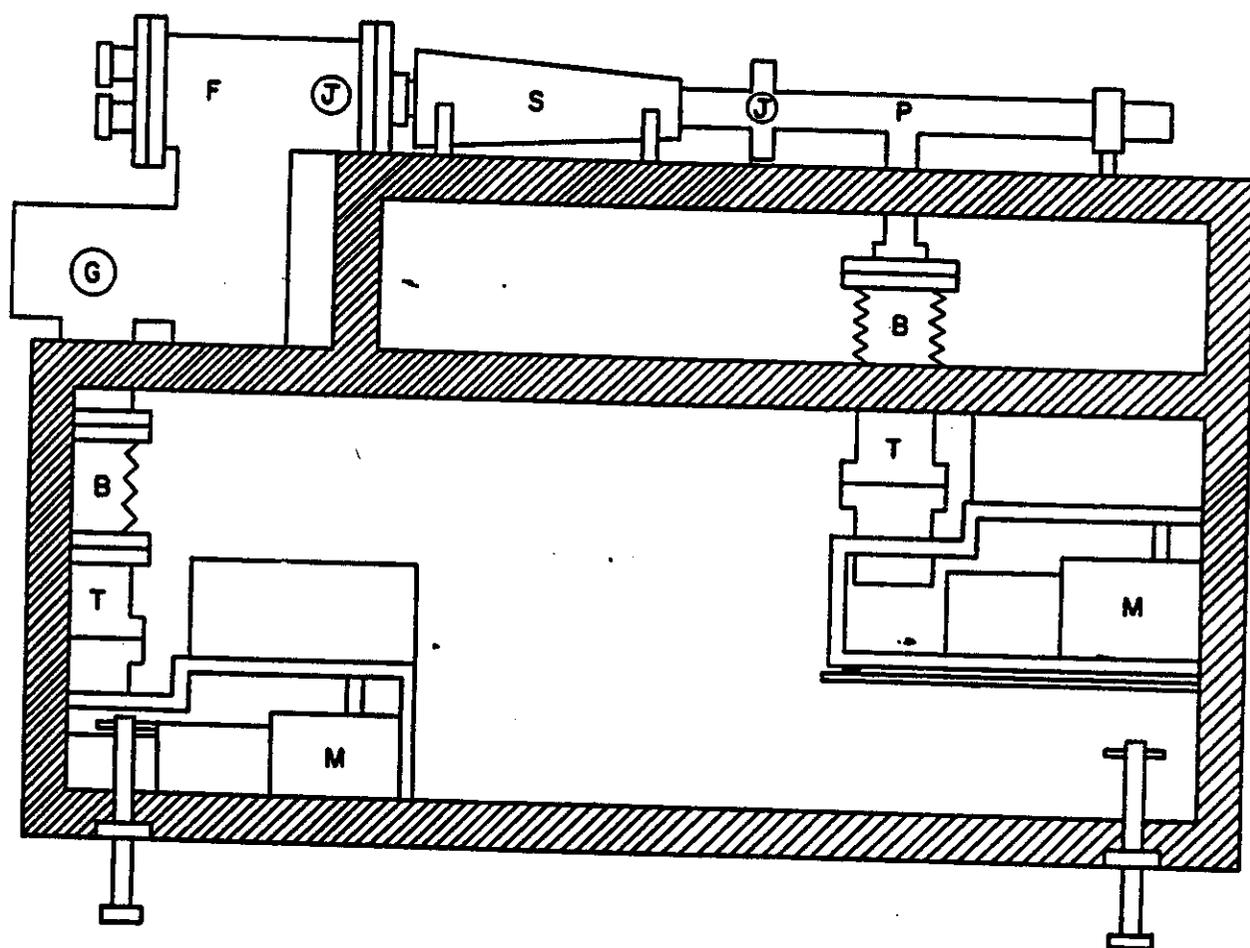


Figura 2.1: sistema de feixe atômico construído na Unicamp: f: região do forno; S: solenóide para experimentos de resfriamento com laser; J: janela; P: tubo de Pyrex; G: medidor de vácuo; B: bellow; T: bomba turbomolecular; M: bomba mecânica.

Uma flange fecha o "T" no lado oposto ao tubo de Pyrex. Nesta flange está fixada a estrutura do forno e duas flanges menores com os passantes de corrente. Temos três passantes para estas duas flanges menores: um permanente, para o aquecimento do forno e um termopar do tipo K, e outros dois cambiáveis, um para o aquecimento da boca do forno com seu termopar, e o outro para a fiação da descarga elétrica.

A pressão no sistema é medida com duas cabeças do tipo Penning, uma na parte inferior do "T" e outra entre o tubo de Pyrex e a turbomolecular, que permitem uma leitura entre 10^{-3} e 10^{-10} Torr. Entre cada bomba mecânica e turbomolecular é colocado um medidor do tipo Pirani. Cada conjunto Penning e Pirani de cada câmara envia o sinal para uma unidade de controle que lê as pressões simultaneamente.

Todos os anéis de vedação do sistema são de cobre, com exceção dos dois que estão nos medidores do tipo Penning, que são de alumínio-Viton. A pressão final do sistema nesta configuração é de 2×10^{-8} Torr, e sobe a 2×10^{-7} Torr quando o forno é aquecido. Com a mudança destes dois anéis de alumínio-Viton por anéis de cobre e soldando as janelas ao Pyrex deveremos obter uma pressão final da ordem de 10^{-9} Torr.

3. Fonte de átomos

A fonte de átomos é basicamente um forno cilíndrico projetado para perder o mínimo de calor para o ambiente exterior. A estrutura central é um copo de aço, onde é colocado o elemento químico, envolta por uma camisa de cobre, para permitir um bom contato térmico. Em torno do cobre é enrolada uma resistência coaxial de níquel-cromo, isolada por uma camada de óxido de magnésio, que esquento o forno. Um desenho esquemático do forno utilizado em uma das configurações está na figura 2.2. O forno no

desenho está na posição na qual se observa a boca do forno na parte superior, na forma de um cone.

Um cilindro duplo de aço, concêntrico com a estrutura central, reduz a perda de calor por irradiação. O conjunto forno e cilindro duplo é sustentado por um cilindro externo de aço, através de parafusos tocando-os na menor área possível. Este cilindro externo, por sua vez, está fixado na flange que fecha o "T". É nele que se encaixa a descarga elétrica em uma das configurações.

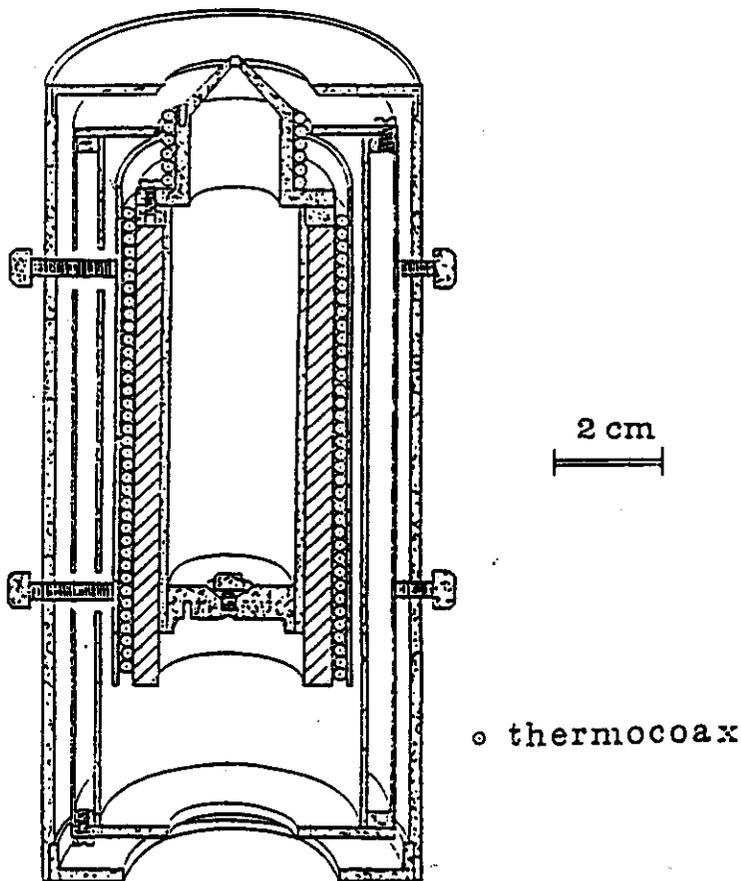


Figura 2.2: desenho esquemático do forno

No copo de aço é aparafusada a boca do forno, que é uma peça cônica com um furo no vértice de 2,2 mm de diâmetro por 3 de espessura. No fundo do copo é feito um furo para alojar o termopar, que monitora a sua temperatura.

A resistência de níquel-cromo é alimentada por um tiristor. Uma unidade de controle de temperatura do tipo PID faz a leitura da temperatura no termopar e a compara com aquela que programamos. Este controlador aciona o tiristor para que ele aqueça a resistência e aproxime a temperatura do forno daquela programada suavemente, e permaneça nela sem oscilações que representem flutuações na intensidade do feixe atômico prejudiciais aos experimentos.

A boca do forno é aquecida a uma temperatura maior que a do resto do forno para evitar que se condensem placas de metal na saída do feixe atômico. Na configuração em que trabalhamos com o feixe atômico no estado fundamental, sem excitação dos átomos, um outro termopar é colocado próximo à boca do forno e o aquecimento é feito por um segundo enrolamento de resistência em torno da boca, com a temperatura controlada por um sistema semelhante ao descrito no parágrafo acima. Quando trabalhamos com a descarga elétrica, na outra configuração em que produzimos os níveis metaestáveis, não há necessidade deste enrolamento de resistência adicional, pois o catodo trabalha a 1200 °C e está próximo à saída dos átomos. Neste caso, utilizamos a descarga com a geometria, onde está a boca do forno, diferente para se adaptar a esta situação.

III. Produção eficiente de estados metaestáveis

1. Processos de excitação

Na saída do forno os átomos estão todos no estado fundamental. De fato, sendo a população relativa dos estados dada pela equação de Boltzmann

$$N_j/N_i = (g_j/g_i)e^{-\Delta E/\kappa T}, \quad (3)$$

onde N_j e N_i e g_j e g_i são as densidades de átomos e os pesos estatísticos para os estados inicial i e final j , ΔE a diferença de energia entre os estados, κ a constante de Boltzmann, T a temperatura absoluta, e sendo j o subnível do primeiro tripleto metaestável 3P_1 e i o estado fundamental 1S_0 , temos para o cálcio $N_j/N_i \sim 5 \times 10^{-10}$ e para o magnésio $N_j/N_i \sim 10^{-38}$.

É, portanto, necessário intervir externamente para popular os estados excitados. Isto pode ser feito irradiando o feixe atômico com luz ressonante intensa ou bombardeando os átomos através de uma descarga elétrica. Optamos por este último caminho, dada a alta eficiência das colisões elétron-átomo para popular os estados excitados, enquanto que com o laser esta excitação é seletiva e, para os estados metaestáveis, pouco eficiente. O diagrama de níveis do cálcio está na figura 2.3.

Para o primeiro tripleto metaestável dos alcalinos terrosos, as transições partindo do estado fundamental 1S_0 para $^3P_{0,1,2}$ são fortemente proibidas, mas por uma mistura das funções de onda do subnível 3P_1 e do singleto da mesma configuração 1P_1 , ocorre o decaimento deste subnível do tripleto para o estado fundamental, com um tempo de vida da ordem de milissegundos. A descarga elétrica popula eficientemente todos os subníveis do tripleto, diretamente através da linha de intercombinação por colisões elétron-átomo ou

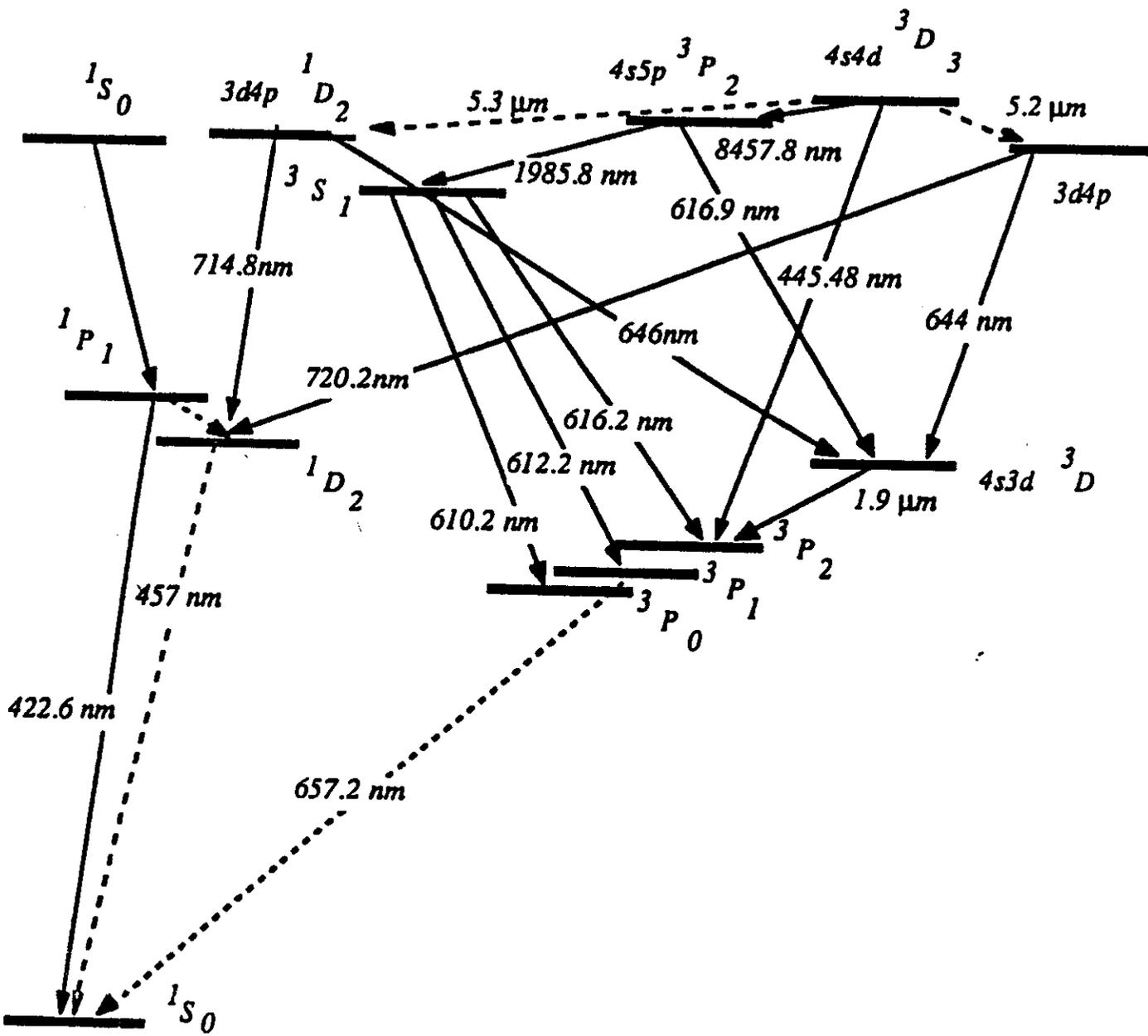


Figura 2.3: diagrama de níveis do cálcio

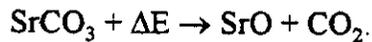
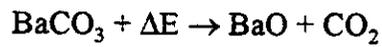
por decaimento em cascata dos estados excitados para o tripleto. Para os alcalinos terrosos a partir do Ca, o singleto 1D_2 fica abaixo do primeiro 1P_1 e também ele torna-se um estado metaestável, com transição de quadrupolo elétrico para o estado fundamental ou proibida por spin para 3P_1 . No feixe atômico de cálcio, portanto, temos uma mistura de átomos no estado fundamental $4s^2\ ^1S_0$ e nos metaestáveis $4s4p\ ^3P_{0,1,2}$ e $4s3d\ ^1D_2$.

A descarga elétrica pode ser longitudinal ou transversal ao feixe atômico. Como estamos trabalhando com os estados metaestáveis sem resfriar o feixe atômico, utilizamos a descarga longitudinal que possui uma eficiência mais alta que a transversal, apesar de mudar o perfil de velocidade dos átomos ao longo do feixe. A eficiência da descarga longitudinal é da ordem de 40% nas melhores configurações [29], enquanto uma estrutura transversal na forma de triodo apresentou uma eficiência de 0,1% em um feixe não resfriado [9]. A eficiência da nossa descarga para popular o tripleto $4s4p\ ^3P_{0,1,2}$ é da ordem de 30%.

2. A descarga elétrica longitudinal

A descarga elétrica é basicamente constituída de um catodo enrolado toroidalmente próximo à boca do forno e do anodo anular, ambos submetidos a um campo magnético paralelo à distância catodo-anodo, como na figura 2.4. Toda a estrutura é montada sobre um disco de ferro que se encaixa no cilindro de aço externo do forno. Neste disco ficam os contatos para o catodo e o anodo, isolados com cerâmica, e quatro hastes de ferro que sustentam o ímã que fornece o campo magnético de 300 Gauss na região da descarga.

O catodo é feito de um fio de tântalo enrolado em forma toroidal, coberto por uma mistura de carbonato de bário e estrôncio. Antes de ser colocado no vácuo, a mistura é aquecida passando-se uma corrente no catodo, o que provoca as reações



A mistura destes óxidos possui um baixo potencial para extração dos elétrons ($\sim 1 \text{ eV}$), ao contrário do tântalo, que é de 10 eV . O catodo é aquecido por uma fonte que fornece uma corrente em torno a 7 A : uma de suas extremidades é coligada à terra e a outra a um potencial positivo.

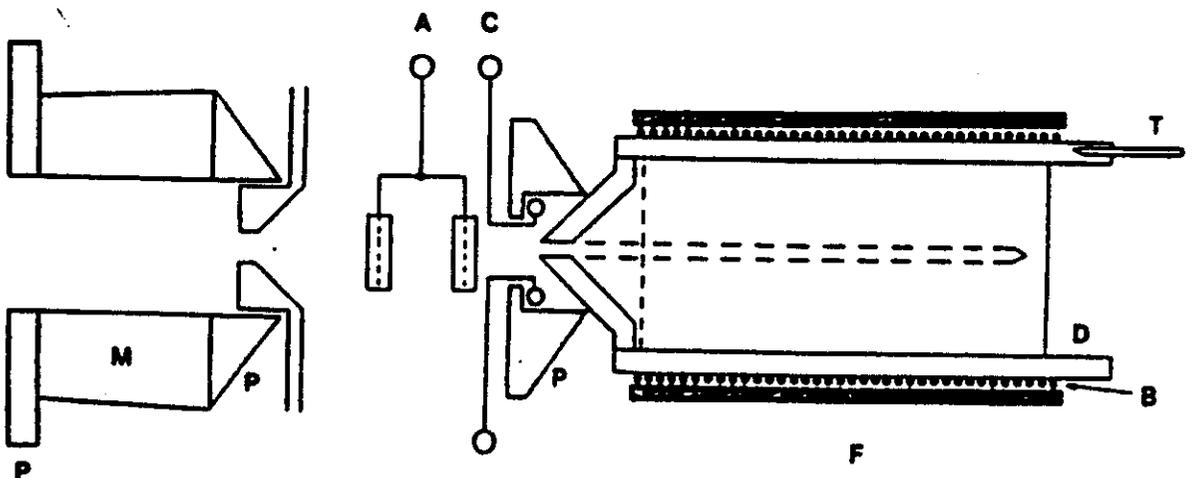


Figura 2.4: descarga elétrica e boca do forno: P: pólos magnéticos; M: ímã permanente; A: anodo; C: catodo; F: cobre; B: resistência para aquecimento; E: grade, T: termopar

O anodo é uma estrutura com dois anéis separados entre si de 1 cm, com o feixe atômico passando no seu centro. Aplicamos uma diferença de potencial entre o anodo e o terra. O campo magnético, de 300 G na região da descarga, faz com que os elétrons emitidos do catodo descrevam trajetórias afuniladas em torno das linhas de campo, na direção do anodo, aumentando a probabilidade de colisão elétron-átomo.

A descarga funciona em dois regimes distintos. No regime antes da ruptura do plasma formado entre os eletrodos, temos um ponto de trabalho com 250 V e 50 mA entre o catodo e o anodo, e observa-se uma fluorescência tênue entre os dois, principalmente devido à fluorescência da transição ressonante $4s^2 \ ^1S_0 - 4s4p \ ^1P_1$. Aplicando uma diferença de potencial de 800 V através de um banco de capacitores, se estabelece o regime auto-sustentado com o ponto de trabalho em 50 V e 150 mA, tornando a fluorescência na região da descarga muito intensa, e visível o decaimento a 657 nm ao longo do feixe atômico.

IV- Cronograma da construção do sistema de feixe atômico

Todo o sistema de vácuo, com exceção das bombas, dos medidores, da bancada, e do controlador de temperatura do forno, foi feito na Unicamp, representando uma redução de custos bastante grande. A construção do sistema começou em fevereiro de 1992, quando utilizamos um maquinário do Laboratório Nacional de Luz Síncrotron para fazer furos em tubos de aço para montar o "T". Em seguida, foi iniciada a usinagem destes tubos de aço para soldagem e a confecção de todas as flanges na oficina mecânica do Departamento de Eletrônica Quântica. A montagem do "T" com as flanges foi finalizada em meados de novembro do mesmo ano. O tubo de Pyrex foi trabalhado na oficina de vidro do Instituto de Física. A bancada de ferro foi feita fora da Unicamp.

Fizemos também diversas outras opções para a redução final de custos, tais como a construção das fontes de alimentação da descarga, dos passantes de corrente para alto vácuo - que foram feitos a partir de uma sugestão do Prof. Vanderlei Bagnato -, da não utilização de gavetas no sistema de vácuo, dentre outras. Todas estas escolhas por redução de custos funcionaram com sucesso. Além disso, fizemos diversas modificações com relação a outros sistemas de feixe de alcalinos terrosos, como viabilizar, através de detalhes na construção, a sua operação com ou sem a descarga elétrica, a observação direta da região da boca do forno, evitando a deposição precoce do metal, que está no forno, nas janelas, e a utilização de uma bomba turbomolecular no "T" do forno, o que permite um funcionamento menos problemático que o da bomba difusora, que é normalmente utilizada. O fato de se poder trabalhar com o feixe atômico em duas configurações em um mesmo sistema deixa-nos à vontade para optar por uma variedade maior de experimentos. Em Pisa, por exemplo, existem dois sistemas de feixe atômico, um para cada tipo de configuração, e não existe a possibilidade de intercambiá-las. O segundo sistema de Pisa foi só construído recentemente em 1988, o que permitiu a realização de experimentos com átomos no estado fundamental. Montamos todo o aparato sobre uma bancada com rodas, que permite o seu deslocamento com facilidade, além de mudar a sua altura através dos pés que permitem levantá-lo em até 20 cm.

Fizemos a primeira montagem do sistema completo no início de dezembro de 92, mas o tubo de Pyrex, que não foi bem cozido, quebrou. Tivemos que desmontar todas as peças e mandar uma das bombas turbomolecular para limpeza. A segunda montagem começou na segunda quinzena de janeiro, e pudemos testar o vácuo pela primeira vez. Posteriormente, com o forno carregado com cálcio e com a descarga elétrica, começamos a procurar produzir o feixe atômico excitado. Conseguíamos sempre fazer a descarga funcionar antes da ruptura do plasma, como podia ser detectado da fluorescência azul que

era emitida na região próxima à boca do forno, mas quando a densidade de átomos já era suficiente para funcioná-la no regime auto-sustentado, algum problema surgia. Aquele que mais tempo nos tomou foi relacionado a problemas no anodo. Quando aplicávamos a tensão do banco de capacitores para fazer a descarga funcionar, um trecho do anodo fundia. Cercamos diversas possíveis causas para que isto acontecesse, o que representava, em cada uma das vezes que isto ocorria, a abertura de todo o sistema, a substituição da carga de cálcio e a construção de um novo anodo, o que era um trabalho bastante longo até poder fazer funcionar o feixe atômico novamente. Este problema foi solucionado trocando o aço de que era feito o anodo por tântalo. Assim, a descarga partiu pela primeira vez no final de junho, e desde então temos trabalhado continuamente quase sem maiores contratemplos.

V. Espectro de emissão da região da descarga elétrica

Com o forno carregado com o cálcio e a 700 °C, operamos a descarga antes do regime auto-sustentado e durante o mesmo. Em uma das janelas que observam a região da descarga, colocamos uma lente e focalizamos a fluorescência na fenda de entrada do espectrômetro Spex 1402. Colocamos um disco de ferro na frente da janela, dentro do sistema de vácuo. Quando fazíamos as medidas, deslocávamos o disco com um ímã para permitir a passagem da luz. Com isto, protelamos a formação de filmes de cálcio na janela. A fluorescência passa pelas duas redes de difração do espectrômetro e é recolhida pela fotomultiplicadora RCA C31034. O sinal da fotomultiplicadora é mandado para um eletrômetro 610CR quando não está modulado, ou para o lock-in SR 530 e para o computador quando modulamos a fluorescência com um chopper mecânico na entrada do espectrômetro.

Obtivemos o espectro da descarga antes da ruptura do plasma e no regime auto-sustentado, entre 3600 e 7340 Å, sendo esta a primeira vez que foi tirado um espectro de emissão da região da descarga para o cálcio. No regime de pré-ruptura, observamos somente as transições entre singletos, todas pouco intensas, com exceção da linha $4s^2\ ^1S_0-4s4p\ ^1P_1$. Quando trabalhamos no regime auto-sustentado, as linhas dos singletos se tornam várias ordens de grandeza mais intensas e aparecem as transições de tripleto e do cálcio ionizado, Ca II. As tabelas I, II e III com as linhas mais intensas, juntamente com suas intensidades, estão a seguir para as transições de singlete e tripleto do cálcio neutro, Ca I, e para o Ca II. A intensidade é dada para o valor de pico, tomando-se a da transição ressonante $4s^2\ ^1S_0-4s4p\ ^1P_1$ como sendo igual a 1000.

λ (Å)	Transição	Intensidade
3624.11-3645.00	$4p\ ^3P^0_{(0,1,2)}-5d\ ^3D_{(1,2,3)}$	70
4283.01-4318.65	$4p\ ^3P^0_{(0,1,2)}-4p^2\ ^3P_{(0,1,2)}$	410
4425.44-4456.61	$4p\ ^3P^0_{(0,1,2)}-4d\ ^3D_{(1,2,3)}$	510
4578.55-4585.96	$3d\ ^3D_{(1,2,3)}-4f\ ^3F^0_{(2,3,4)}$	100
5581.97-5602.85	$3d\ ^3D_{(1,2,3)}-4p\ ^3D^0_{(2,3,4)}$	370
6102.72-6162.17	$4p\ ^3P_{(0,1,2)}-5s\ ^3S_1$	370
6156.02-6169.56	$3d\ ^3D_{(1,2,3)}-5p\ ^3P^0_{(0,1,2)}$	200
6439.07-6508.85	$3d\ ^3D_{(1,2,3)}-4p\ ^3F^0_{(2,3,4)}$	380

Tabela I: transições de tripleto mais intensas do Ca I

λ (Å)	Transição	Intensidade
4226.73	$4s^2 \ ^1S_0 - 4p \ ^1P_0^o$	1000
4240.46	$3d \ ^1D_2 - 7p \ ^1P_0^o$	710
4355.08	$3d \ ^1D_2 - 5f \ ^1F_3^o$	220
4526.94	$3d \ ^1D_2 - 6p \ ^1P_0^o$	410
4685.27	$4p \ ^1P_0^o - 6d \ ^1D_2$	210
4878.13	$3d \ ^1D_2 - 4f \ ^1F_3^o$	340
5041.62	$3d \ ^1D_2 - 4p' \ ^1P_0^o$	330
5188.85	$4p \ ^1P_0^o - 5d \ ^1D_2$	440
5349.47	$3d \ ^1D_2 - 4f \ ^1F_3^o$	440
5512.98	$4p \ ^1P_0^o - 4p^2 \ ^1S_0$	170
5857.75	$4p \ ^1P_0^o - 4p^2 \ ^1D_2$	1000
5867.56	$4p \ ^1P_0^o - 6s \ ^1S_0$	90
6717.69	$3d \ ^1D_2 - 5p \ ^1P_0^o$	410
7148.15	$3d \ ^1D_2 - 4p' \ ^1D_0^o$	300
7326.15	$4p \ ^1P_0^o - 4d \ ^1D_2$	410

Tabela II: transições de singlete mais intensas do Ca I

λ (Å)	Transição	Intensidade
3706.07	$4p \ ^2P_{1/2} - 5s \ ^2S_{1/2}$	41
3736.90	$4p \ ^2P_{3/2} - 5s \ ^2S_{1/2}$	98
3933.66	$4s \ ^2S_{1/2} - 4p \ ^2P_{1/2}$	>1000
3968.47	$4s \ ^2S_{1/2} - 4p \ ^2P_{3/2}$	711

Tabela III: transições do Ca II

Estão sendo feitos cálculos para identificar, nas intensidades das fluorescências, as contribuições dos vários canais de populamento dos estados excitados [12]. Com isto poderemos determinar o papel desempenhado pela excitação diretamente do estado fundamental, através de colisões elétron-átomo, e pelo decaimento em cascata para popular os níveis metaestáveis. Pretendemos colocar um OMA para observar a região da descarga, fazendo-a funcionar com diversos valores de corrente.

Dos dados obtidos, vemos que as intensidades das transições mais fortes do Ca II são comparáveis àquela da linha ressonante do Ca I, $4s^2 \ ^1S_0-4s4p \ ^1P_1$. De fato, para obter a condição de descarga auto-sustentada pelo fluxo atômico, a taxa de geração de ions tem que garantir a conservação de carga na região neutra da descarga. A intensidade da linha de intercombinação $4s^2 \ ^1S_0-4s4p \ ^3P_1$, que não está nas tabelas, é de 130. Observamos também a transição de quadrupolo elétrico $4s^2 \ ^1S_0-4s3d \ ^1D_2$, mas a intensidade é de 30. Como estes níveis são metaestáveis, acreditamos que uma parte significativa das fluorescências das transições que os envolvem seja devido a colisões elétron-átomo, partindo diretamente deles, e não decaimento por cascata. Análise teórica das taxas de transição para estes níveis associados ao conhecimento das secções de choque para os mesmos, inexistentes na literatura, podem contribuir para futuros melhoramentos na descarga elétrica.

De fato, como os processos de colisão envolvidos na excitação dos átomos são inelásticos, em [29] considerou-se as seguintes equações de taxa, escritas para as densidades atômicas dos estados fundamental e excitados, n_a e n_e , respectivamente, na região da descarga, como feito em [29]

$$n_e = \frac{\sigma_E}{e} J n_a - \frac{\sigma_D}{e} J n_e - \frac{\sigma_i^P}{e} J n_e \quad (4)$$

$$\dot{n}_a = -\frac{\sigma_E}{e} J n_a + \frac{\sigma_D}{e} J n_e - \frac{\sigma_i^S}{e} J n_a \quad (5)$$

onde σ_E , σ_D , σ_i^S e σ_i^P são, respectivamente, as secções de choque para excitação a partir do tripleto metaestável, de deexcitação do tripleto metaestável, de ionização do estado fundamental e de ionização do tripleto metaestável. J é a densidade de corrente da descarga. Nestas equações, não se leva em conta o decaimento por cascata dos níveis superiores e supõe-se que as secções de choque são independentes da corrente da descarga. Com o nosso arranjo experimental poderemos verificar a validade desta última suposição e levar em conta o decaimento por cascata, pois estaremos observando diretamente os processos envolvidos.

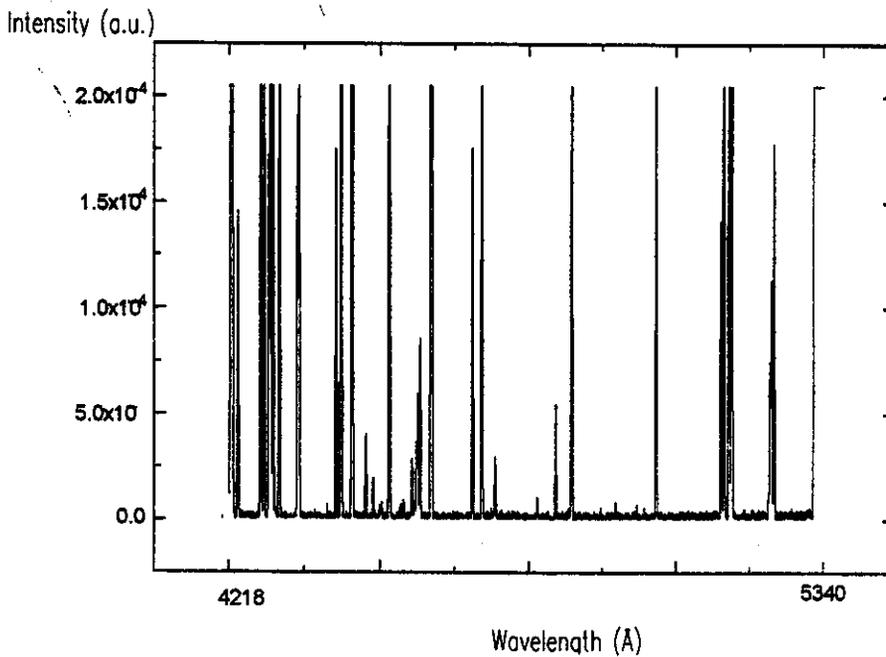


Figura 2.5: espectro de emissão da região da descarga, entre 4218 e 5340 Å

Na figura 2.5 temos o espectro de emissão da região entre 4218 e 5340 Å. Podemos resolver linhas separadas de 1 Å entre si. Na figura 2.6 temos o diagrama de Grotrian das transições de singleto detectadas em nosso espectro de emissão, na 2.7 as transições de tripleto, e na 2.8 as transições do Ca II, todas com as respectivas intensidades relativas dos sinais medidos.

Ca I GROTRIAN DIAGRAM (20 electrons, Z = 20)
(Configuration: $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^4 4s n l$, Singlet System)

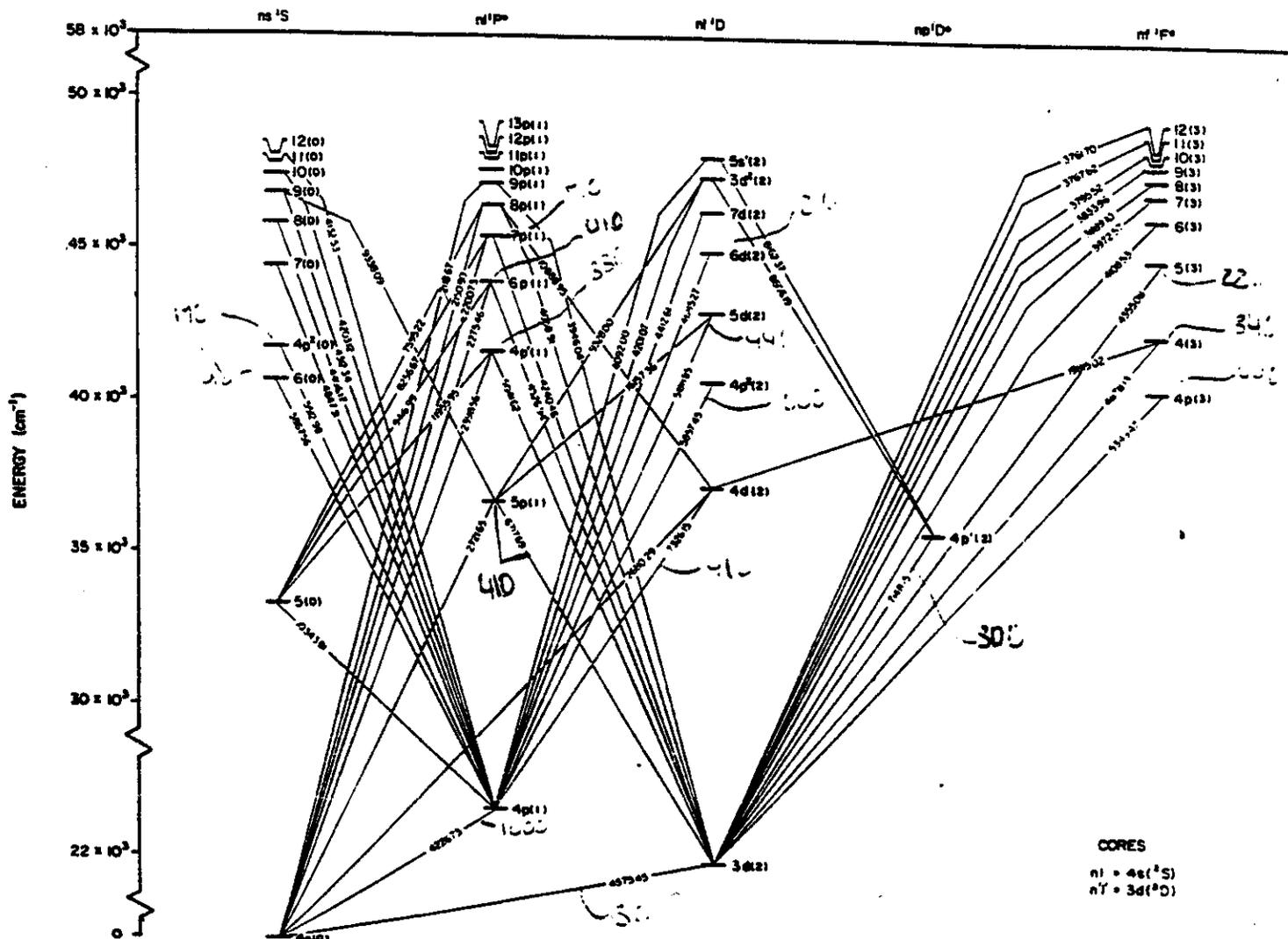


Figura 2.6: diagrama de Grotrian das transições de singleto do Ca I, com aquelas observadas no espectro de emissão indicadas com respectivas intensidades [40]

Ca II GROTRIAN DIAGRAM (19 electrons, Z=20)
 (K I sequence, Configuration $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 n l$, Doublet System)

Ca II
 DOUBLET
 GROTRIAN
 DIAGRAM

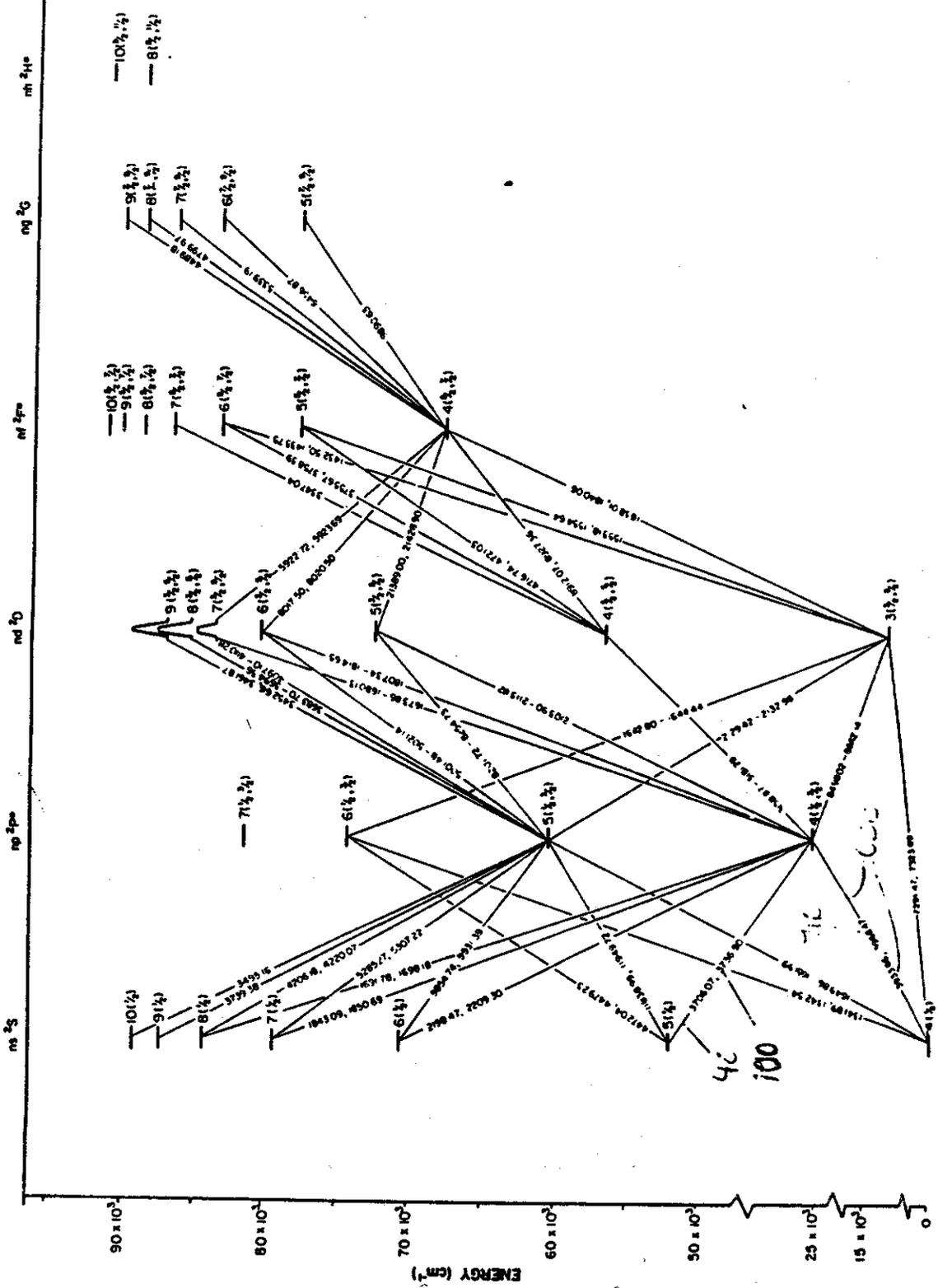


Figura 2.8: diagrama de Grotrian das transições do Ca II, com aquelas observadas no espectro de emissão indicadas com respectivas intensidades [40]

VI. Eficiência de produção dos estados 4s4p ³P

Para realizar esta medida, utilizamos a transição 4s4p ³P₀ - 4s5s ³S₁, em 610,2 nm. Mandamos o laser ressonante com esta transição perpendicularmente ao feixe atômico, 20 cm depois do último colimador. A radiação é fornecida por um laser CR 699-21, com largura de linha de 1 MHz, trabalhando com o corante rodamina 590, bombeado por um laser de argônio operando na linha de 514,6 nm. Medimos a intensidade de absorção do laser pelo feixe atômico no centro da transição. Utilizamos a transição 4s4p ³P₀ - 4s5p ³S₁, em 610,2 nm para medir a absorção e levamos em conta as populações relativas do tripleto metaestável, ³P₀:³P₁:³P₂ com 1: 3 :5, para chegar ao valor final.

A densidade de átomos que absorvem a radiação pode ser calculado de duas maneiras diferentes [41]. A absorção total em uma linha espectral é obtida integrando o logaritmo da razão de intensidades através da linha

$$\int \ln [I_0(\nu)/I(\nu)] d\nu \quad (6)$$

que leva a

$$x \int k(\nu) d\nu = xN\lambda_0^2 (1 - 5N'/3N)/24\pi\tau \quad (7)$$

onde $I_0(\nu)$ é a intensidade de radiação, $I(\nu)$ a intensidade de transmissão, x o comprimento da região de absorção, $k(\nu)$ o coeficiente de absorção, λ_0 o comprimento de onda da absorção, N a população do nível 4s4p ³P₀, N' do 4s5s ³S₁, cujo tempo de vida é de 10,7 ns [42].

Uma outra maneira de se avaliar a densidade de absorvedores pode ser feita tomando o centro da linha de absorção quando $N' \ll N$ e uma forma de linha Gaussiana

$$\ln \left(\frac{I_0(\nu_0)}{I(\nu_0)} \right) = xk(\nu_0) = 2(\ln 2)^{1/2} \lambda_0^2 \left(\frac{N}{24\pi^{3/2}} \right) \tau \Delta\nu \quad (8)$$

Até um valor de absorção de $A=0,8$ as duas avaliações dão o mesmo resultado [41]. Em nosso caso, para uma corrente de 200 mA entre o catodo e o anodo medimos $I/I_0 = 0,94$. Utilizando (8) chegamos ao valor

$$N = 1,7 \times 10^8 \text{ átomos/cm}^3 \quad (9)$$

o que, levando-se em conta a proporção 1:3:5 das densidades de população de 3P_0 :
 3P_1 : 3P_2 , temos

$$N(^3P) = 6,9 \times 10^8 \text{ átomos/cm}^3 \quad (10)$$

Isto é equivalente a uma densidade de população de $(45 \pm 10)\%$ no tripleto metaestável, visto que a densidade de átomos na região de interação, a 31 cm da boca do forno, é dada por [30]

$$N = \frac{1}{4\pi} N_f \frac{A_c}{d^2} \quad (11)$$

onde N_f é a densidade de átomos no forno, que é de $1,24 \times 10^{15}$ átomos/cm³ a 700 °C, A_c a área do colimador e d^2 a distância entre o forno e a região de interação. Neste caso, a densidade de átomos em d é de $3,3 \times 10^9$ átomos/cm³.

V- Conclusões

Montamos, com sucesso, um sistema de feixe atômico bastante versátil, que permite a operação com uma gama variada de elementos químicos em seu estado fundamental ou nos níveis metaestáveis. Este sistema também permite que se observe a região em torno à boca do forno, que é útil para se fazer espectroscopia de emissão da descarga elétrica, como a que realizamos, a primeira feita com o cálcio, segundo o nosso conhecimento, revelando, assim, os mecanismos envolvidos na produção das populações dos diversos níveis. Com a análise que está sendo feita do espectro de emissão, associada ao conhecimento das secções de choque dos estados envolvidos, poderemos melhorar a eficiência destas descargas elétricas. Medimos uma eficiência da ordem de 27% na produção do primeiro tripleto metaestável.

As aplicações deste sistema são variadas, podendo ser utilizado em padrões atômicos de tempo e frequência, em espectroscopia de alta resolução, em experimentos de manipulação de átomos, de medidas de secções de choque, dentre outras.

Capítulo III

Sistemas de laser de diodo e aplicações à espectroscopia atômica e metrologia

I- Introdução:

Os lasers de diodo, conhecidos também como lasers de semicondutor, estão progressivamente se estabelecendo como fontes de luz de alta pureza espectral e fácil sintonia em diversas regiões do infravermelho e do visível, com aplicações daí advindas em metrologia e física atômica. Exemplos destas aplicações, com um guia das características e de como utilizar os lasers de diodo, estão na revisão do ponto de vista da física atômica de C. Wieman e L. Hollberg [43]. Lasers com um fator de qualidade Q alto são possíveis de se obter [43, 44, 45], chegando a larguras da linha de emissão menor que 100 KHz, assim como uma faixa de sintonia contínua de 1 THz [46].

Na figura 3.1 mostramos um gráfico da potência de saída em função do comprimento de onda de operação dos lasers de diodo existentes. Desde a publicação deste gráfico [43], muitos avanços foram conseguidos, existindo agora lasers comerciais que fornecem 100 W de potência de saída no infravermelho [47], mais de 2 W no visível, assim como lasers operando na região de comprimentos de onda de 1,48 μm , 960 e 610 nm [48]. Os lasers em 1,3 e 1,5 μm , que foram inicialmente desenvolvidos para aplicações com sistemas de fibras ópticas, foram construídos com semicondutores de InGaAsP. Os lasers na região de 750-890 nm são de AlGaAs e os que estão na região de 670nm de InGaAlP. As suas características espectrais variam consideravelmente, sendo aqueles que operam na região 750-890 nm mais adequados para aplicações espectroscópicas.

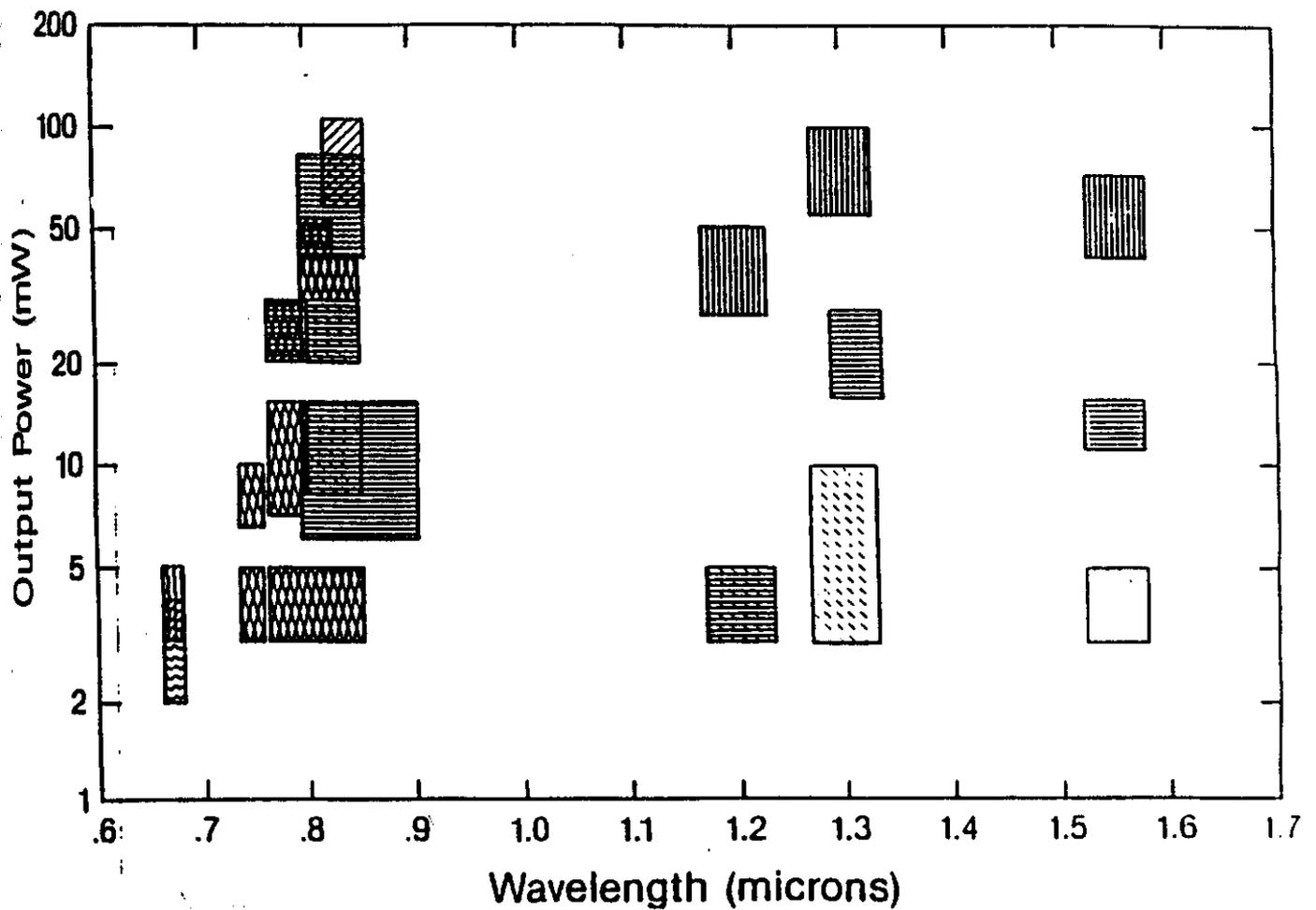


Figura 3.1: potência de saída em função do comprimento de onda para os diversos lasers de semicondutor [43]

A duplicação da frequência de emissão de lasers de semicondutor tem aberto perspectivas promissoras da utilização das características desses lasers na região do azul e do ultravioleta próximo. A geração de segunda harmônica de lasers de diodo foi obtida para diversos cristais e em diferentes configurações [7, 49], sendo o resultado mais espetacular a obtenção de 41 mW a 430 nm utilizando-se um cristal de neobato de potássio, o que representa um fator de conversão da potência da frequência fundamental para a segunda harmônica de 32% [50].

Neste capítulo apresentamos os sistemas de lasers de diodo duplicados em frequência que montamos e as medidas espectroscópicas realizadas em feixes atômicos com estes sistemas. O nosso objetivo ao construí-los foi o de obter radiação laser em dois

comprimentos de onda de interesse metroológico: a 422,7 nm para o resfriamento do cálcio no estado fundamental, e a 383 nm, para o bombeamento óptico do tripleto metaestável 3P do magnésio, utilizando a transição $3s3p\ ^3P - 4s3d\ ^3D$, e o resfriamento do feixe utilizando a mesma transição, utilizando lasers operando em 845 e 767 nm, respectivamente. As funções destes comprimentos de onda foram descritos no capítulo I e serão discutidos mais detalhadamente nos capítulos IV e V.

Nesta etapa do trabalho em Pisa, estabilizamos lasers de diodo em temperatura e corrente, e diminuimos a largura de emissão com o retorno óptico de uma rede de difração. A duplicação em frequência foi testada para cada um dos dois comprimentos de onda, utilizando dois cristais diferentes, e caracterizando a geração de segunda harmônica em cada caso. Passamos, então, a fazer medidas do desvio isotópico da linha ressonante do cálcio, a 422,7 nm, e a observar as fluorescências do magnésio, para otimizar os sistemas de laser de diodo duplicado em frequência. Posteriormente construímos uma cavidade para aumentar a eficiência de geração da segunda harmônica. Este trabalho foi feito em conjunto com Gian Luca Genovesi, sendo que estes resultados também fazem parte de sua tese de láurea [51].

Este capítulo está organizado como descrito a seguir. Na próxima secção descrevemos algumas características gerais de lasers de diodo, mostrando os resultados de medidas por nós realizadas para caracterizar o comportamento dos lasers em função da temperatura e da corrente de injeção. Discutimos a seguir o comportamento do laser com o retorno óptico de uma cavidade externa e apresentamos medidas feitas com uma cavidade externa utilizando o retorno de uma rede de difração. A física básica dos lasers de semicondutor de um ponto de vista formal não será abordada nesta secção porque fugiríamos dos objetivos deste trabalho. Este tema é discutido em diversos textos, como o livro de Petterman [52]. Descreveremos somente algumas propriedades relevantes do ponto de vista do usuário em espectroscopia.

Na secção III tratamos do fenómeno de geração de segunda harmónica e mostramos as características por nós medidas dos cristais utilizados na obtenção do laser de diodo duplicado em frequência. A secção seguinte é dedicada a um tratamento mais detalhado dos desvios isotópicos em átomos. O objetivo é o de preparar a apresentação das medidas realizadas com o cálcio e o magnésio e de mostrar as perspectivas do que pode ser feito em termos de espectroscopia de alta resolução em nosso laboratório na Unicamp. Os experimentos feitos com os lasers de diodo duplicados em frequência está na secção V, onde também discutimos as consequências e perspectivas deste trabalho.

II- Características dos lasers de semicondutor utilizados

1- Características gerais de lasers de diodo

A construção de um laser de diodo típico está esquematizada na figura 3.2 [53], onde são mostradas algumas das propriedades básicas de estrutura comum a todos os lasers com emissão contínua (c.w.), a menos de sua composição química, que determina o comprimento de onda de emissão. A base do diodo é um substrato feito de um semicondutor do tipo n. Sobre o substrato se cresce uma camada planar de cladding de um material de tipo n, uma região ativa de um semicondutor com baixa dopagem, e um outro cladding do tipo p. Quando a corrente - denominada corrente de injeção - passa através dos contatos metálicos, os elétrons injetados da camada do tipo n e os buracos injetados da camada de tipo p recombina-se na fina região ativa, emitindo fótons. Os fótons vão e voltam entre as faces terminais parcialmente-refletoras do diodo e o efeito laser começa quando o ganho na ida e vinda dos fótons supera as perdas (absorção e espalhamento) na cavidade óptica com o aumento da corrente.

O modo espacial do laser é determinado por um canal estreito na região ativa que confina a luz. Devido à luz ser emitida por uma região retangular pequena (da ordem de

0,1 a 0,3 μm), a emissão do laser de diodo tem uma divergência grande. Um feixe típico tem uma divergência, levando-se em conta a largura espacial total da linha de emissão na metade da intensidade máxima (FWHM), de 30% na direção perpendicular à junção e de 10% na paralela.

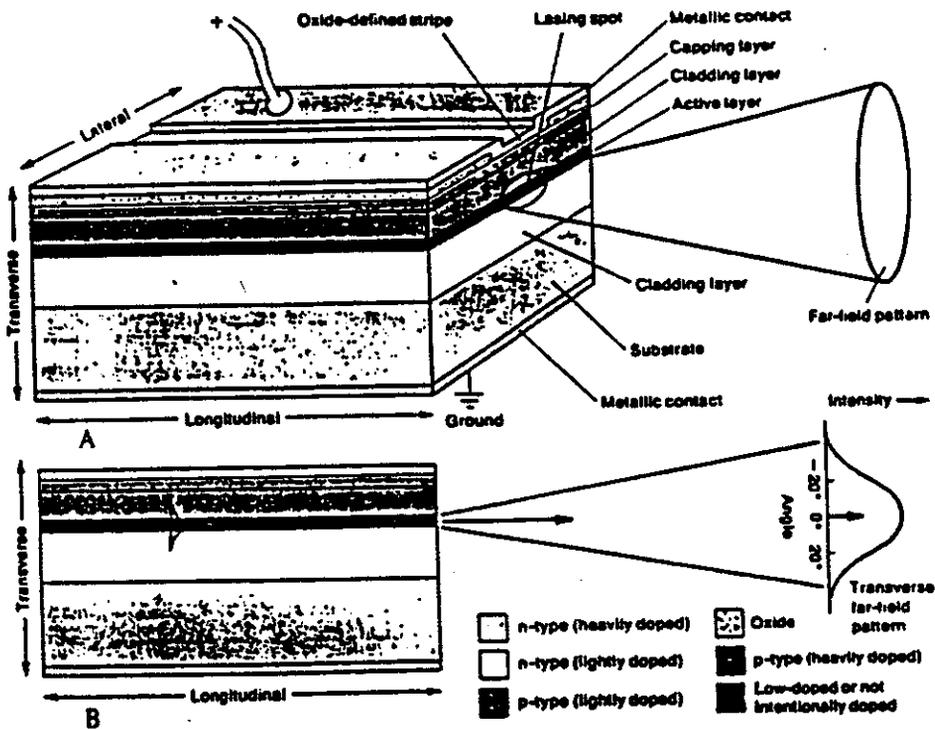


Figura 3.2: construção de um laser de diodo típico [53]

A potência de saída do laser depende da corrente de injeção. Na figura 3.3 temos um gráfico típico com medidas da potência de saída em função da corrente de injeção de

um laser de AlGaAs [54]. Acima da corrente de limiar, onde começa a ocorrer emissão do tipo laser, o comportamento da função é linear. Esta linearidade é uma das propriedades que facilitam as aplicações destes lasers.

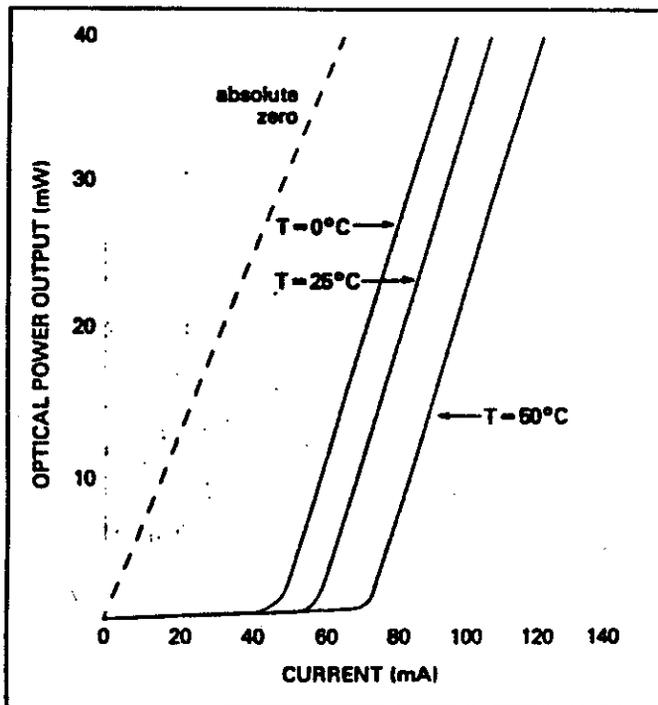


Figura 3.3: curva $P \times I$ de um laser típico de AsGaAl na faixa de 3 a 50 mW [54]

A figura 3.4 mostra um gráfico da corrente de injeção versus tensão de um laser de AsGaAl [54]. O trecho com inclinação pronunciada da curva corresponde à corrente de limiar do mesmo. Os lasers de diodo em geral apresentam uma curva $I \times V$ similares à da figura. Observa-se da figura que é mais simples controlar o laser com uma fonte estabilizada em corrente que em tensão.

Existem duas escalas naturais para o espectro de oscilação dos lasers de diodo. A primeira escala refere-se ao espaçamento dos modos da cavidade do laser, que é da ordem de 160 GHz ($\approx 0,35$ nm). A segunda relaciona-se à largura de linha de uma cavidade monomodo. A largura de linha de um laser de diodo monomodo varia entre 10 e 500 MHz, existindo lasers comerciais que já vêm com a largura de 1 MHz [3].

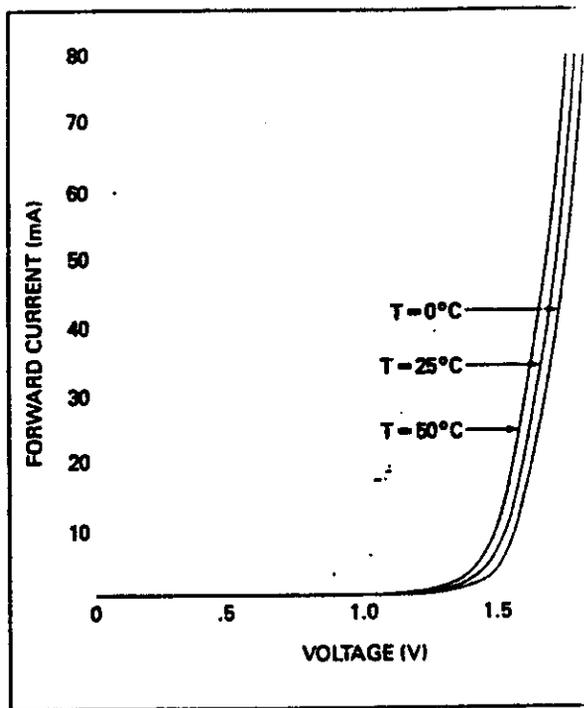


Figura 3.4: curvas $I \times V$ de um laser típico de GaAsAl que opera de 3 a 50 mW [54]

O comprimento de onda de emissão é determinado primariamente pelo intervalo entre as bandas de condução e de valência do diodo ("band gap") e, posteriormente, pela temperatura e densidade de corrente da junção. Um laser comercial permitirá um intervalo de sintonia de no máximo 20 nm. O usuário deve então comprar um laser que seja dopado para operar no intervalo de sintonia do comprimento de onda de interesse.

A frequência do laser sintoniza-se com a temperatura, porque tanto o comprimento do caminho óptico quanto o comprimento de onda em função da curva de ganho dependem da temperatura. Para um laser de AlGaAs o comprimento da cavidade muda na razão de +0,06 nm/K e a curva de ganho desloca-se de +0,25 nm/K. O resultado dessas características é que a curva de sintonia de frequência com a temperatura tem a forma de uma função degrau para os modos longitudinais. Quando o pico de ganho do meio se desloca consideravelmente, o laser salta para outro modo estável [43]. Esta característica poderá ser notada nos gráficos que apresentaremos dos lasers utilizados. Portanto, a temperatura do laser deve ser mantida constante, o que é conseguido com par

termoelétrico que utiliza o efeito Peltier para mudar a temperatura [55]. Um termistor monitora a temperatura e um circuito de realimentação da corrente do par termoelétrico, do tipo PID, muda a temperatura do laser até a que desejamos e nela permanece, com flutuações de temperatura da ordem de mK.

À medida que a temperatura da junção do laser diminui, a distribuição de população eletrônica muda e uma menor quantidade de elétrons é necessária para se conseguir a mesma inversão de população. Portanto, com uma corrente de injeção constante, diminuindo-se a temperatura do laser aumenta-se a sua potência de saída, como pode ser visto na figura 3.4.

Mudanças na corrente de injeção afetam tanto a temperatura do diodo quanto a densidade de portadores, o que por sua vez altera o índice de refração, mudando o comprimento de onda de emissão. A corrente afeta a temperatura da junção devido ao aquecimento Joule, e a curva de comprimento de onda em função da corrente é semelhante à de λ versus temperatura, como poderá ser visto nas próximas subsecções. Para lasers de AlGaAs a variação da frequência de emissão é $\approx -3\text{GHz/mA}$ para frequências de modulação de corrente abaixo de 3 MHz, como no nosso caso. [43]

2- Arranjo experimental

Os lasers utilizados estão na tabela 3.1. O λ é o comprimento de onda de emissão com o laser funcionando com a corrente de operação, I_T , a 25 °C. I_l é a corrente de limiar e P a potência de saída do laser com a corrente I_T e a 25 °C. O desenho de um laser como os que utilizamos está na figura 3.5.

	Mitsubishi		STC	
	ML6411A	ML67010A	LT4C-82	LT50A-03U
λ (nm)	780	780	780	850
I_T (mA)	65	140	110	100
I_r (mA)	40	70	40	40
P (mW)	10	30	40	50

Tabela 3.1: características nominais dos lasers utilizados

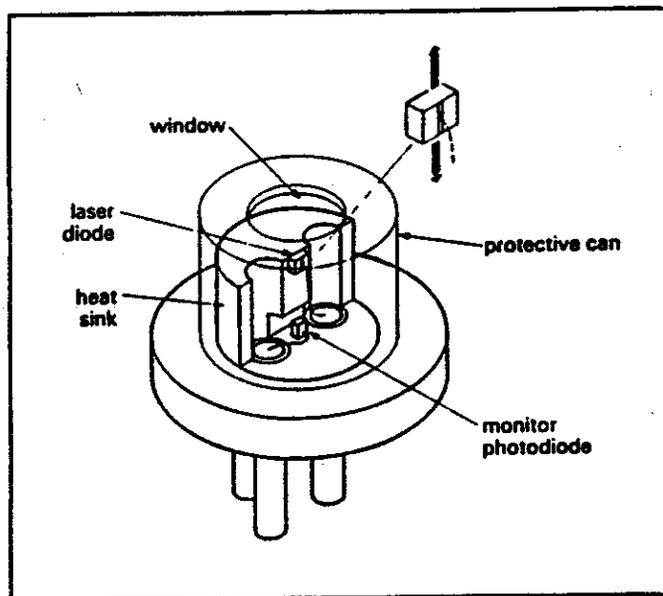


Figura 3.5: desenho de um laser como os utilizados nos experimentos

A estrutura onde o laser é instalado está na figura 3.6. Como a temperatura ambiente todos os lasers têm o comprimento de onda mais alto que aquele no qual geramos a segunda harmônica (845 e 767 nm), devemos resfriá-los. A temperatura de

operação é obtida com o par termoeletrico, que esfria a placa de cobre onde está instalado o laser, transferindo calor para a chapa de alumínio, que funciona como reservatório de calor e suporte da lente de colimação. Um termostato próximo ao laser mede a temperatura que é monitorada pelo controlador de temperatura, cujo diagrama lógico está também na figura 3.6. Ele fornece a corrente ao par termoeletrico para que o laser opere a uma temperatura fixa e com flutuações da ordem de mK. O gráfico da variação da temperatura na placa de cobre em função da corrente aplicada ao par termoeletrico está na figura 3.7.

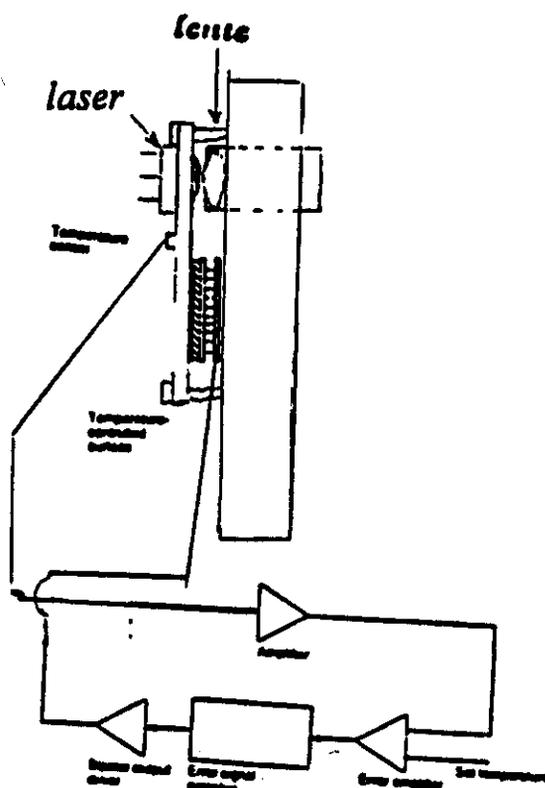


Figura 3.6: montagem do sistema de laser de diodo

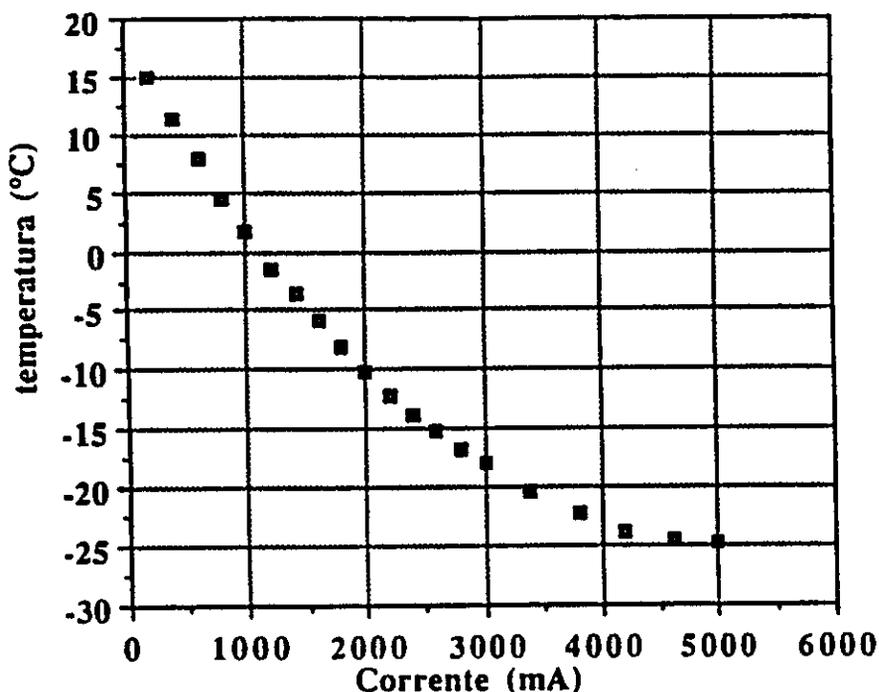


Figura 3.7: comportamento da temperatura na placa de cobre com a corrente aplicada ao par termoeletrico

Passamos um fluxo laminar de nitrogênio na janela do laser para evitar a condensação de vapor d'água, já que operamos abaixo de 0 °C. A formação de gelo na janela faria com que parte da luz do laser retornasse à sua cavidade, introduzindo ruído na emissão, como será discutido na subsecção referente à cavidade externa. A lente de colimação, com tratamento anti-reflexão, corrige a divergência do laser. As características das lentes utilizadas, da Laser Diode Optics, são: distância focal: 4,5 mm; abertura numérica: 0,47; distância ao laser ~ 2mm; diâmetro: 7,6 mm.

O feixe, ao sair da lente, passa por um isolador óptico, que evita o retorno de luz à região ativa do laser devido às reflexões nas superfícies dos vários componentes do experimento. Este isolador funciona utilizando o efeito Faraday: um cristal submetido a um campo magnético gira a polarização da luz incidente em 45°. Dois polarizadores de calcita são colocados antes e depois deste cristal, com os seus eixos de polarização

fazendo um ângulo de 45° entre si; a luz linearmente polarizada paralela ao eixo do primeiro passa por ele, é girada de 45° no cristal e passa a segunda placa de calcita. A luz que retorna, passa pelo polarizador de saída do isolador, roda a polarização de 45° no cristal e encontra o eixo da calcita de entrada perpendicular ao seu vetor campo elétrico. A atenuação do retorno do laser nestes isoladores ópticos chega a 66 dB.

Os aparelhos de medida para cada tipo de experimento são colocados depois do isolador óptico: fotodetector para medir a potência do laser, espectrômetro com resolução de 0,1 Å para determinar o comprimento de onda e um dos três Fabry-Perot com FSR de 300 MHz, 1,5 GHz e 15 GHz. Alguns destes experimentos foram posteriormente refeitos substituindo o espectrômetro por um λ -meter construído no NIST, que funciona contando o número de franjas produzidos em um interferômetro de Michelson com os braços variáveis e comparando-o com o de um laser de He-Ne estabilizado em frequência.

3- Resultados

3.1- Comportamento dos lasers com a temperatura

Dos diversos parâmetros do laser que dependem da temperatura, o mais importante para as nossas medidas é a variação do comprimento de onda de emissão. Para se atingir o comprimento de onda desejado, mudamos a temperatura até atingir a região que estamos interessados e fazemos o ajuste fino com a corrente de injeção.

Outros parâmetros importantes do laser dependentes da temperatura são o valor da corrente de limiar e a potência de saída. Medimos estas características para o laser da Mitsubishi ML 67010E, que foi utilizado nos experimentos com o magnésio. O aumento da potência de saída com a diminuição da temperatura é mostrado na figura 3.8.

As curvas de potência em função da corrente de injeção para temperaturas fixas estão na figura 3.9. A corrente de limiar diminui com a temperatura, como discutido em II.2 e pode ser observado no gráfico da figura 3.10

Mitsubishi ML67010E

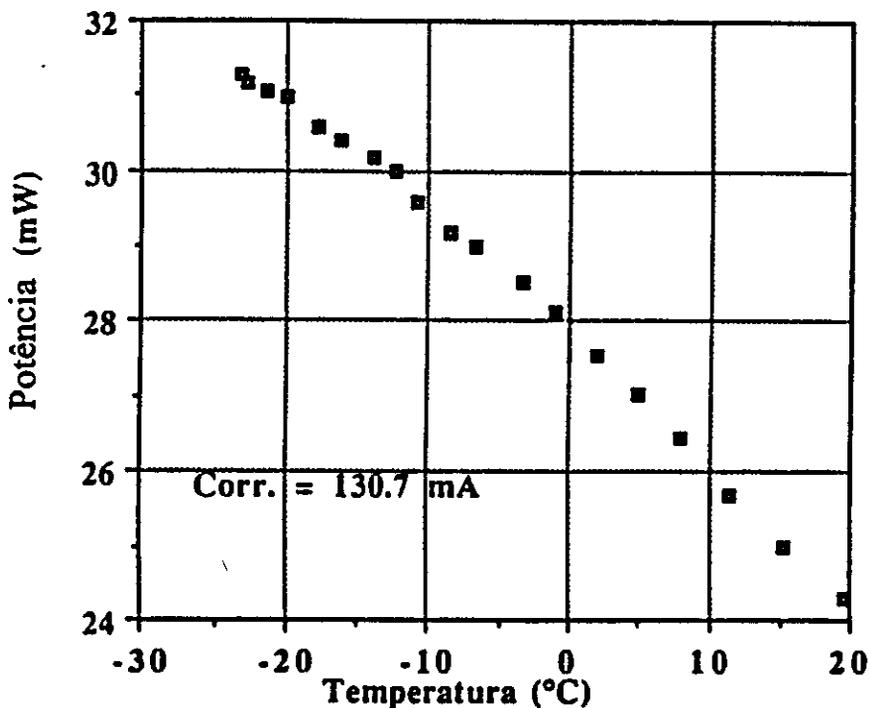


Figura 3.8: potência de saída em função da temperatura no laser

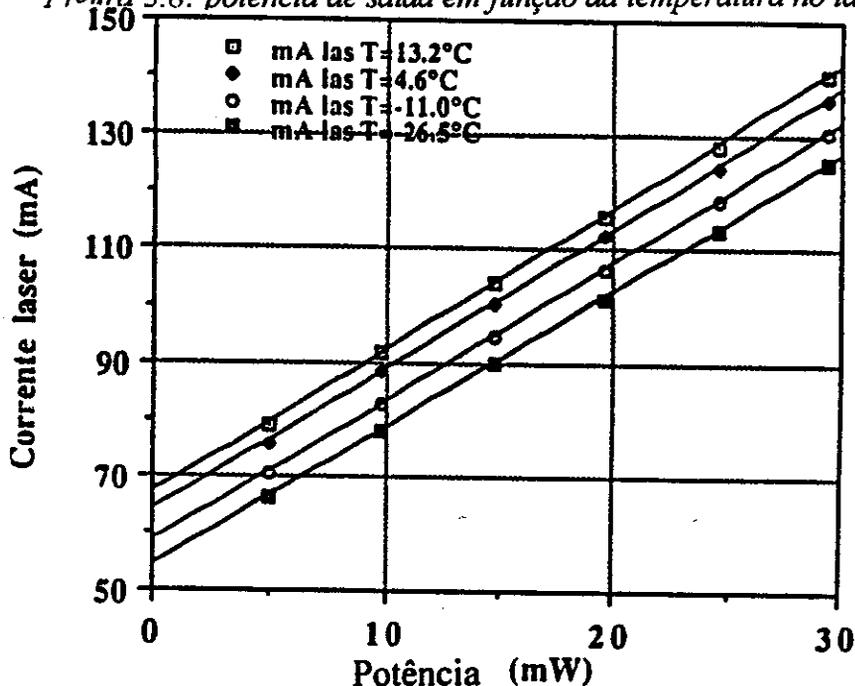


Figura 3.9: curvas de potência em função da corrente de injeção para temperaturas fixas

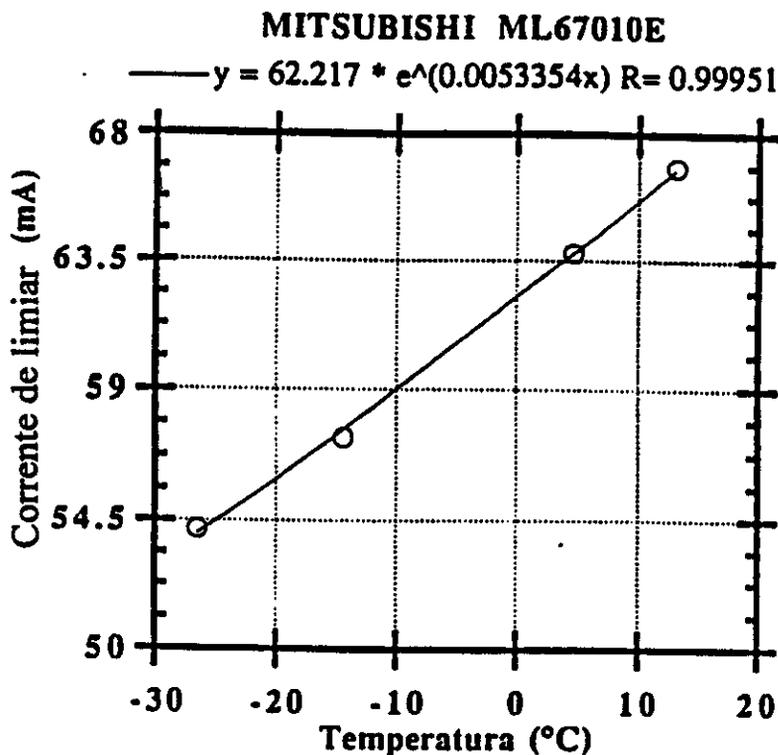


Figura 3.10: corrente de limiar em função da temperatura

Os resultados que nos interessam são as variações do comprimento de onda do laser com a temperatura. O comportamento dos dois tipos de laser, com dupla heteroestrutura (Mitsubishi) e de poço quântico (STC), são diferentes, como foi discutido em III.2.1.

Os gráficos do comprimento de onda do laser em função da temperatura foram obtidos utilizando o espectrômetro para determinar o λ . A temperatura é medida pelo termistor próximo ao laser, através de uma calibração da resistência x temperatura. As curvas para cada laser estão nas figuras 3.11, 3.12 e 3.13.

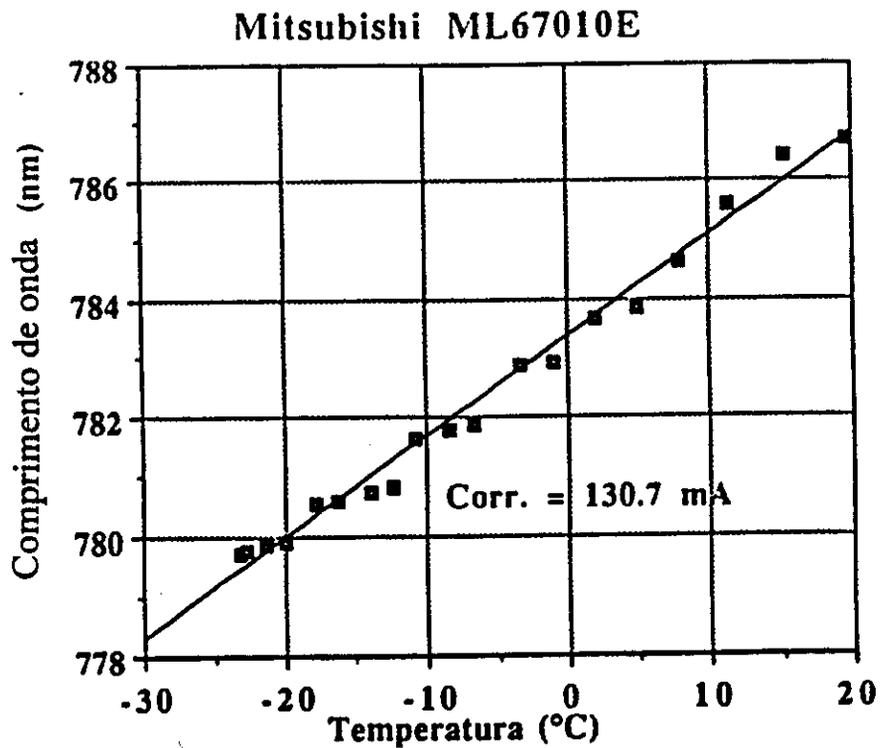


Figura 3.11: λ em função da temperatura; potência do laser ≈ 30 mW; inclinação da reta:

$0,23 \text{ nm}/^{\circ}\text{C}$

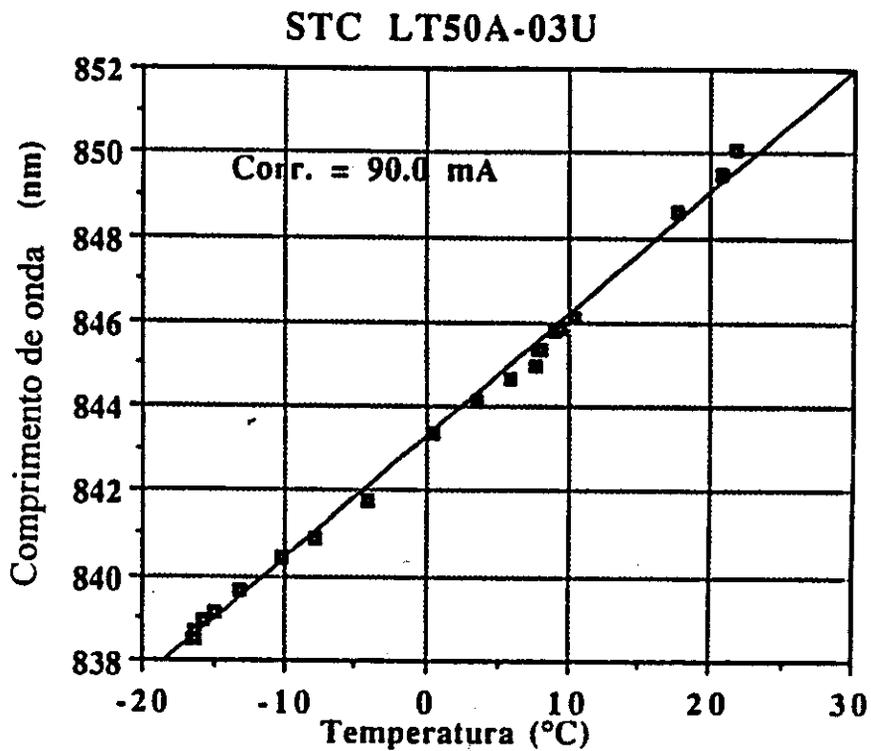


Figura 3.12: curva de λ em função da temperatura; inclinação da curva: $: 0,29 \text{ nm}/^{\circ}\text{C}$

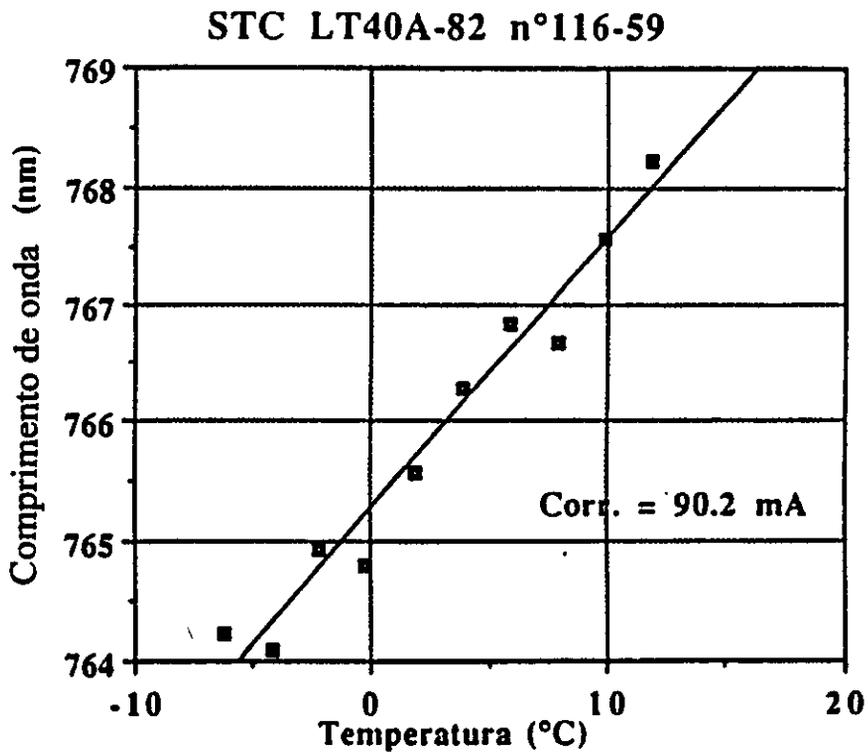


Figura 3.13: curva de λ em função da temperatura; inclinação da curva: : 0,23 nm/°C

3.2- Comportamento dos lasers com a corrente

Os próximos gráficos foram obtidos variando a corrente de injeção do laser e observando a mudança do comprimento de onda no espectrômetro.

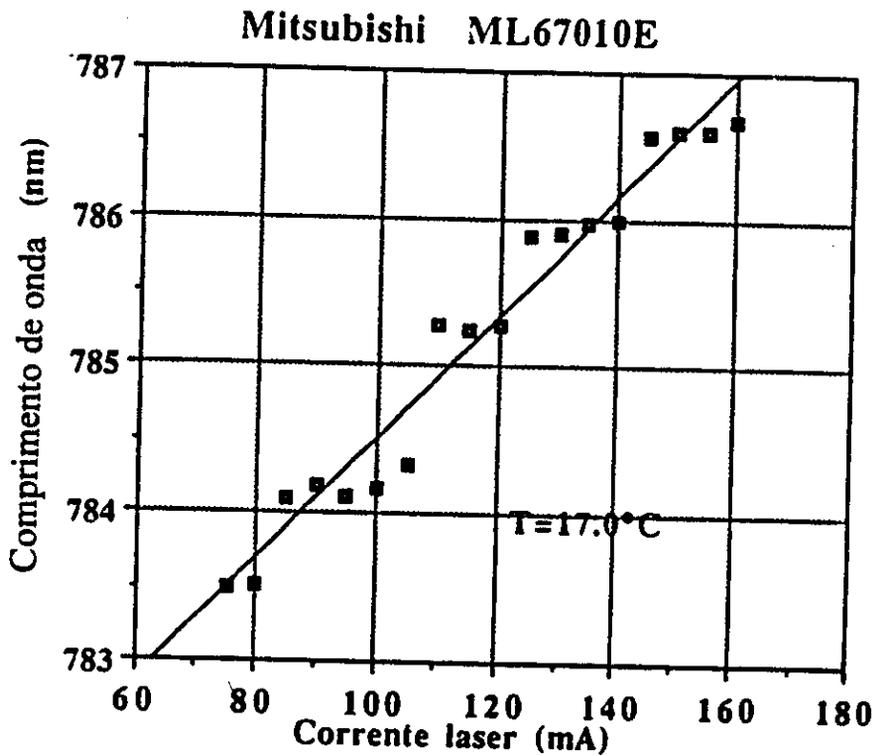


Figura 3.14: sintonia do laser: 0,06 nm/mA
STC LT50A-03U

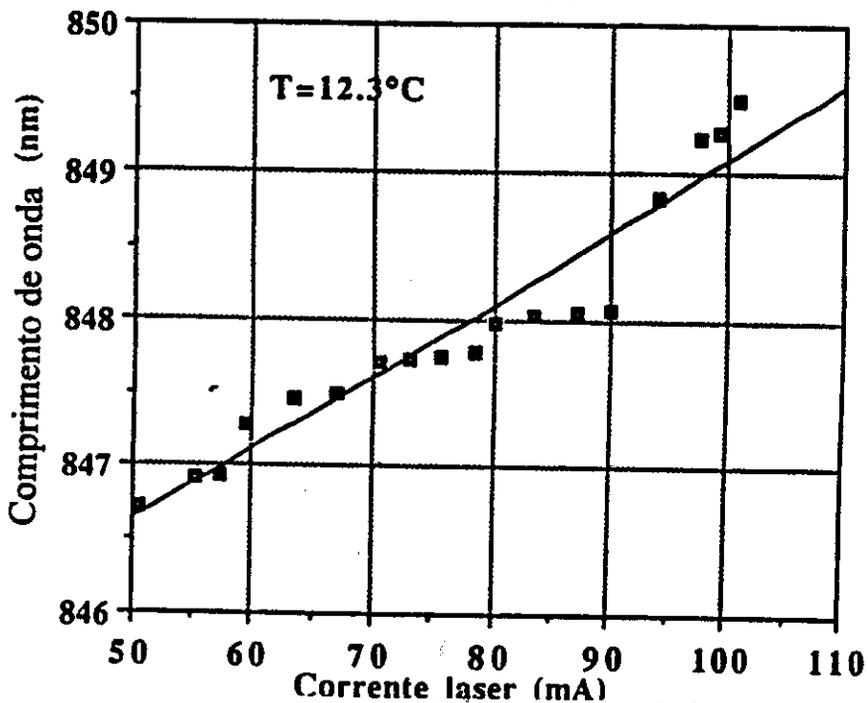


Figura 3.15: sintonia do laser: 0,04 nm/mA

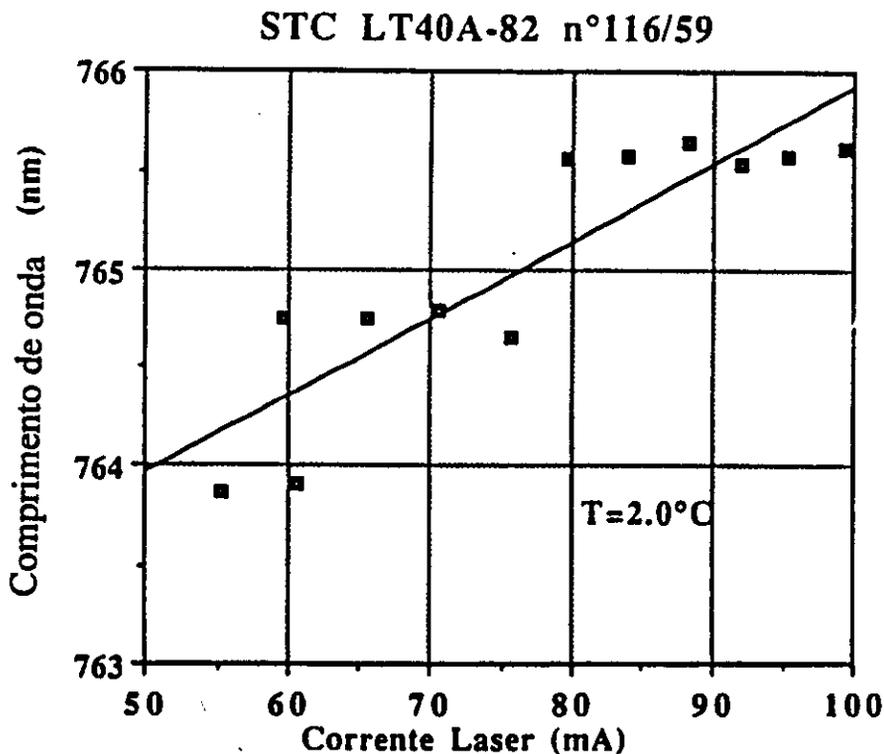


Figura 3.16: sintonia do laser: 0,04 nm/mA

4- Laser com cavidade externa

Uma das características que mais fortemente distingue os lasers de diodo dos demais é a sua extrema sensibilidade ao retorno óptico do feixe à cavidade do laser. Este retorno pode ser usado favoravelmente ou pode ter consequências desagradáveis, tais como a introdução de ruído na emissão e, em muitos casos, a danificação do laser.

Como discutido nas referências [43, 52], a sensibilidade dos lasers de semicondutor ao retorno óptico é resultado de uma série de fatores. A curva de ganho é muito plana com relação ao comprimento de onda, a finesse da cavidade é baixa devido à refletividade das faces do laser ($\sim 40\%$), e a cavidade é muito curta. Como consequência, a emissão espontânea tem um peso grande, o ganho total do sistema tem uma dependência extremamente fraca com o comprimento de onda e existe um número relativamente

pequeno de fótons na cavidade, e portanto a frequência de emissão é facilmente perturbada. Além disso, quando a luz retorna ao laser, ele funciona como um fotodiodo, gerando mais portadores na junção e afetando o ganho. A referência [52] traz uma discussão quantitativa detalhada e diversas referências sobre o tema.

Para que o retorno óptico permita que se reduza a largura de linha do laser e controle a frequência de emissão, deve-se projetá-lo adequadamente. Podemos utilizar elementos ópticos simples para retornar luz à região ativa, tais como espelhos, etalons, redes de difração, cavidades em fibras ópticas ou espelhos com fase conjugada. Neste caso, devemos considerar o sistema composto pelo laser e o elemento de reflexão externo como ressonadores complexos. A figura 3.16 mostra um arranjo composto de um laser com coeficientes de reflexão em suas duas faces, r_1 e r_{2s} , e a cavidade com coeficiente de reflexão r_{2ext} .

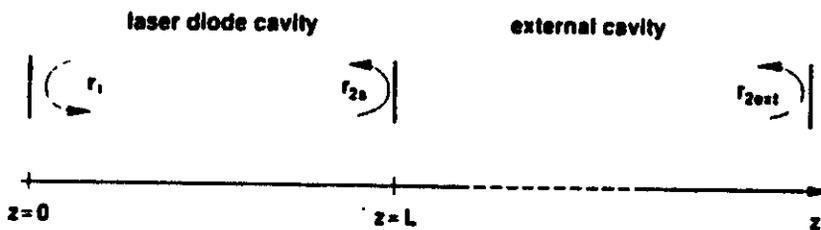


Figura 3.16: arranjo esquemático de um laser com retorno óptico [52]

Na referência [52] encontramos uma classificação fenomenológica para diferentes regimes de retorno óptico para um laser de InGaAsP operando em $1,5 \mu\text{m}$, cujo

comportamento é semelhante aos utilizados em nossos experimentos. A figura 3.17 ilustra estes regimes no gráfico de R_{2ext} em função de τ_{ext} . A refletividade externa efetiva é $R_{2ext} = r_2^2$ e τ_{ext} é o tempo que o fóton leva para ir ao espelho e retornar à face de saída do laser.

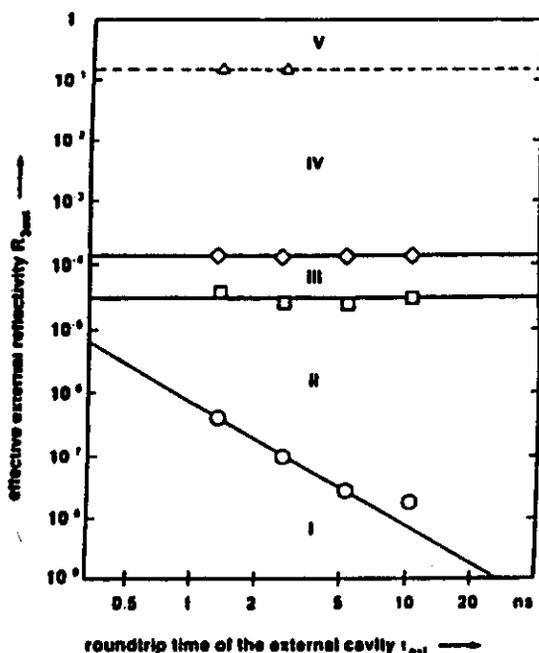


Figura 3.17: regimes de retorno óptico para um laser de InGaAsP [52]

No regime I, a largura de linha é aumentada ou diminuída de acordo com a fase do retorno óptico. É difícil obter-se um regime estável para cavidades externas longas. Por exemplo, para $\tau_{ext} = 10$ ns R_{2ext} deve ser menor que 10^{-8} , o que é muito difícil de se conseguir em termos práticos. Para o regime II, em princípio o laser funciona com múltiplos modos. Dependendo da fase da luz refletida, pode-se manter um único modo estável com considerável estreitamento da largura de linha; o modo com a fase ajustada para o mínimo de largura de linha torna-se mais estável com relação a outros modos com limiar mais baixo.

À medida que se aumenta a intensidade do retorno, obtém-se uma forte variação do ganho do limiar para os diferentes modos da cavidade, juntamente com uma diminuição da largura de linha. No regime III o laser opera com uma emissão estável independente da

fase do retorno à cavidade do laser. O aumento da intensidade do retorno, no regime IV, traz fortes instabilidades ao laser, chamadas de "colapso de coerência", com diversos modos operando, larguras de linha da ordem de 10 GHz e um ruído intenso. No regime V, com aumento do retorno, que é também equivalente a uma diminuição de r_{2S}^2 , o laser é então formado basicamente pela cavidade externa, voltando à operação estável.

Nos nossos experimentos, trabalhamos com os lasers em regimes semelhantes ao II, III e IV fazendo com que se retornasse ao laser a luz da difração de primeira ordem de uma rede na configuração do tipo Littrow, isto é, na qual o ângulo de incidência α é igual ao ângulo de difração β . Com um cristal piezoelétrico, PZT, variamos o ângulo de incidência. O esquema experimental está na figura 3.18.

No experimento, utilizamos um divisor de feixe para mandar a luz para a rede de difração e para os aparelhos que analisam o laser. A rampa que é mandada à fonte de alimentação do laser é amplificada e aplicada ao PZT, para que haja sincronia entre ambas. Mudando a refletância do divisor de feixe alteramos o regime de retorno óptico.

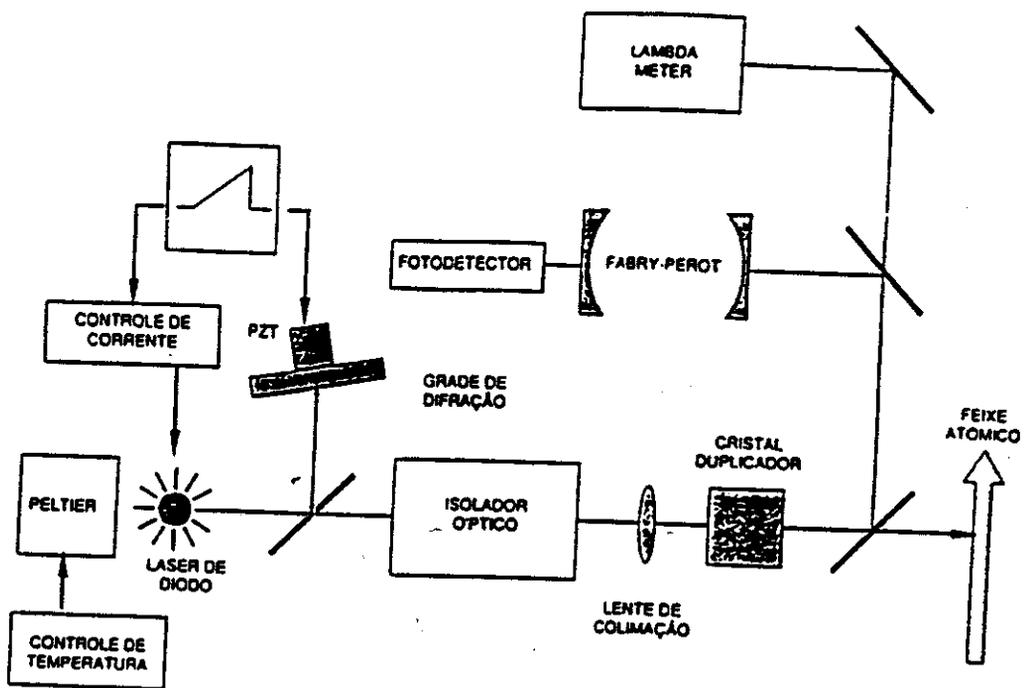


Figura 3.18: diagrama do experimento com retorno óptico de uma rede de difração

Na figura 3.19 observamos um laser operando sem o retorno óptico através de um Fabry-Perot. Na figura 3.20 temos este mesmo laser com o retorno óptico de um divisor de feixe com refletância da ordem de 10%, que foi aquela onde ele operou de forma mais estável. Fizemos o batimento entre dois lasers ML 67010E com esta mesma configuração e medimos uma largura de linha inferior a 1 MHz. A largura de linha sem o retorno óptico era de 30 MHz. Na figura 3.21 colocamos um divisor de feixe com 50% de refletância e observamos que a largura de linha aumenta notavelmente assim como o ruído, correspondendo a um regime de funcionamento do tipo IV.

Concluindo, podemos constatar que utilizando um sistema de retorno óptico simples com uma rede de difração podemos reduzir consideravelmente a largura de linha do laser, tornando-se mais fácil a sintonia do mesmo.

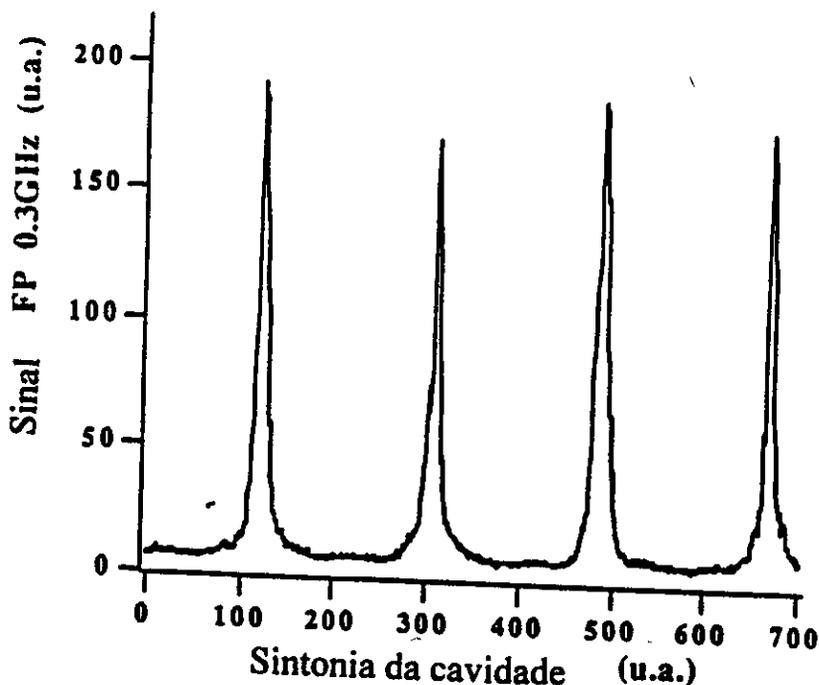


Figura 3.19: espectro de emissão do ML 67010E através de um FP de 300 MHz sem retorno óptico

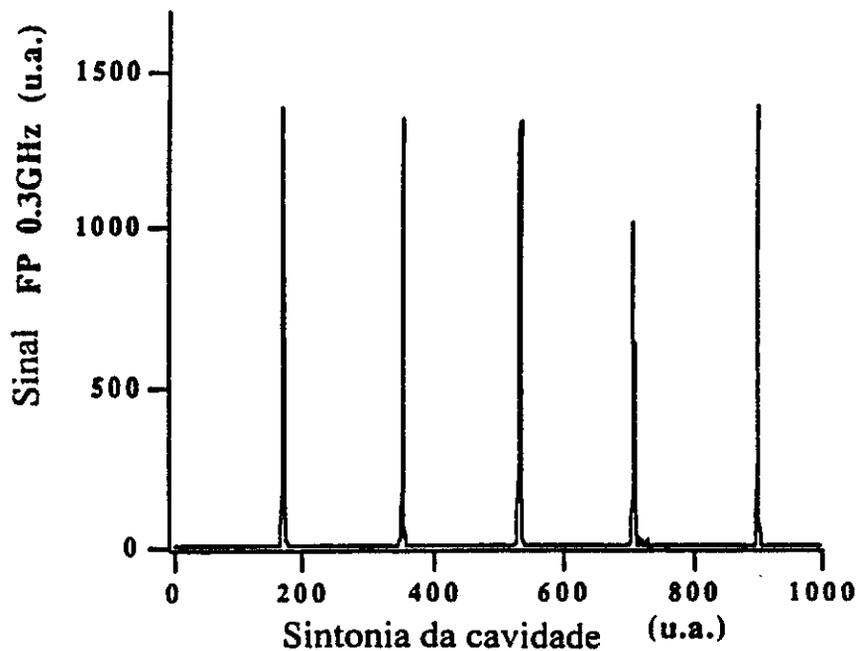


Figura 3.20: espectro de emissão do ML 67010E através de um FP de 300 MHz com retorno óptico

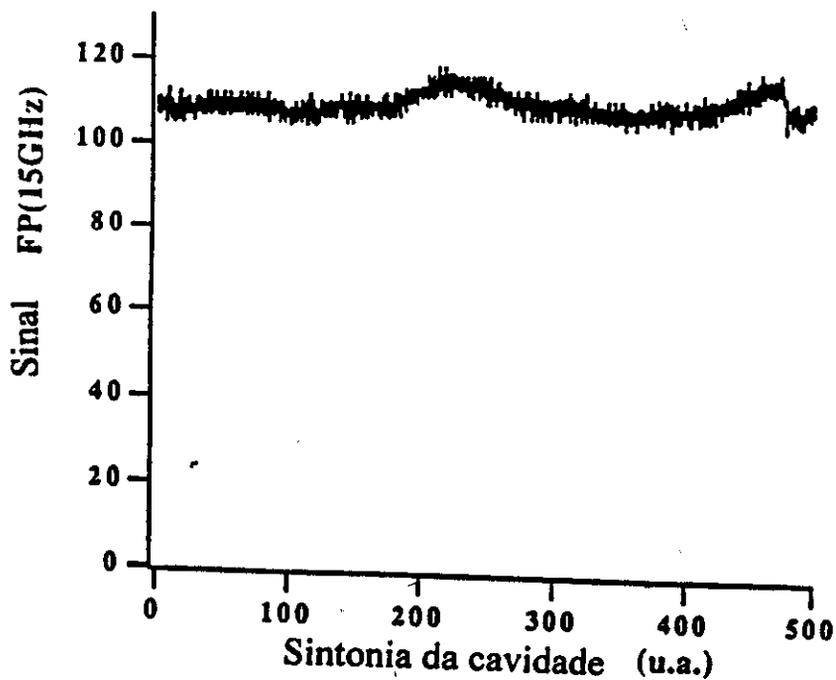


Figura 3.21: emissão do laser ML 67010E operando no regime equivalente ao IV em FP de 15 GHz

III- Geração de segunda harmônica

1- Discussão teórica:

Considerando-se a propagação de uma onda eletromagnética plana em um meio isotrópico e homogêneo, ϵ e μ , respectivamente a permeabilidade elétrica e magnética do meio, são constantes escalares. Neste caso, a polarização induzida no meio é proporcional e paralela ao campo elétrico aplicado [56]

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi^{(1)} \mathbf{E} \quad (1)$$

onde ϵ_0 é a permeabilidade elétrica do vácuo, $\chi^{(1)}$ a suscetibilidade elétrica do material e \mathbf{P} e \mathbf{E} são os vetores polarização e campo elétrico, respectivamente.

Para cristais dielétricos, a polarização induzida dependerá, tanto em amplitude quanto em direção, do campo elétrico aplicado. Sendo o campo elétrico pouco intenso, para cada componente da polarização teremos

$$\begin{aligned} P_x &= \epsilon_0 (\chi^{(1)}_{11} E_x + \chi^{(1)}_{12} E_y + \chi^{(1)}_{13} E_z) \\ P_y &= \epsilon_0 (\chi^{(1)}_{21} E_x + \chi^{(1)}_{22} E_y + \chi^{(1)}_{23} E_z) \\ P_z &= \epsilon_0 (\chi^{(1)}_{31} E_x + \chi^{(1)}_{32} E_y + \chi^{(1)}_{33} E_z) \end{aligned} \quad (2)$$

onde as letras maiúsculas são as amplitudes complexas das quantidades envolvidas. A matriz 3x3 com elementos $\chi^{(1)}_{ij}$ é o tensor de suscetibilidade elétrica. Este tensor pode ser diagonalizado com uma escolha adequada dos eixos x, y e z, para se obter as expressões

$$\begin{aligned} P_x &= \epsilon_0 \chi_{11} E_x \\ P_y &= \epsilon_0 \chi_{22} E_y \\ P_z &= \epsilon_0 \chi_{33} E_z \end{aligned} \quad (3)$$

Estes eixos, nos quais o tensor é diagonal, são chamados de eixos dielétricos principais do cristal. A polarização induzida é, portanto, linearmente relacionada ao campo elétrico aplicado.

Com os campos elétricos intensos envolvidos em feixes de laser, a relação linear acima não é mais uma boa aproximação, e outros termos em que \mathbf{P} é relacionado a potências de ordem superior de \mathbf{E} devem ser considerados. Esta resposta não-linear pode levar a uma troca de energia entre ondas eletromagnéticas com frequências diferentes.

Nesta secção consideraremos somente um dos efeitos produzidos pelo termo de polarização não-linear proporcional ao quadrado do campo elétrico, isto é, a geração de segunda harmônica, na qual um laser com frequência ω é parcialmente convertido, em um meio não-linear, em um feixe coerente na frequência 2ω , como primeiramente observado por Franken et al em 1961 [57].

Definindo um coeficiente não-linear $\mathbf{d}^{(n)}$ para relacionar as amplitudes temos as expressões gerais

$$P^{(n)} = \mathbf{d}^{(n)} : E'_1 E'_2 \dots E'_n \quad (4)$$

$$\mathbf{P}^{(n)} = (2)^{n-1} \mathbf{d}^{(n)} : \mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2 \dots \mathbf{E}_n \quad (5)$$

Para a dependência com o quadrado do campo elétrico, podemos introduzir algumas idéias utilizando a suposição de que a polarização não-linear induzida, \mathbf{P}^{NL} , está relacionada com o campo elétrico \mathbf{E} por uma equação escalar [58], isto é,

$$\mathbf{P}^{NL} = 2\epsilon_0 \mathbf{d} \mathbf{E}^2 \quad (6)$$

onde \mathbf{d} é um coeficiente cuja dimensão é o inverso de um campo elétrico. A origem física da equação (6) vem do fato que os elétrons exteriores de um átomo ou sistema atômico

sofrem deformações não lineares quando submetidos a campos elétricos intensos. Comparando (6) e (1) observamos que o termo de polarização não-linear torna-se comparável ao termo linear para um campo elétrico $E \approx \chi/d$. Como $\chi \approx 1$, vemos que $(1/d)$ é o valor no qual uma deformação não-linear dos elétrons exteriores ocorrerá. Portanto, espera-se que $1/d$ seja da ordem do campo elétrico produzido por uma carga eletrônica a uma distância correspondente a uma dimensão atômica típica, isto é, $(1/d) \approx e/4\pi\epsilon_0 a^2$. Portanto, $(1/d) \approx 10^{11}$ V/m para $a \approx 1\text{Å}$ [58].

Considerando uma onda monocromática plana com frequência ω propagando na direção z através de um cristal, obtemos a equação

$$E_\omega(z,t) = \frac{1}{2} \{E(z,t)\exp[i(\omega t - k_\omega z)] + c.c.\} \quad (7)$$

onde $c.c$ é o complexo conjugado do outro termo e

$$k_\omega = \omega/c_\omega = n_\omega \omega/c_0 \quad (8)$$

sendo c_ω a velocidade da luz no cristal, n_ω o índice de refração do cristal na frequência ω , e c_0 a velocidade da luz no vácuo. Substituindo (7) em (6), observamos que P^{NL} contém um termo oscilando em 2ω , isto é,

$$P^{NL}_{2\omega} = \frac{d}{2} \epsilon_0 \{E^2(z,\omega) \exp[i(2\omega t - 2k_\omega z)] + c.c.\} \quad (9)$$

Esta equação descreve uma polarização oscilando na frequência 2ω e com variação espacial na forma de uma onda. Esta onda de polarização irradiará na frequência 2ω . Portanto, ela gera uma onda eletromagnética na frequência da segunda harmônica 2ω , na forma

$$E_{2\omega}(z,t) = \frac{1}{2} \{E(z,2\omega) \exp[i(2\omega t - k_{2\omega}z)] + c.c\} \quad (10)$$

onde

$$k_{2\omega} = 2\omega/c_{2\omega} = 2n_{2\omega}\omega/c_0 \quad (11)$$

é a magnitude do vetor de onda na frequência 2ω . A origem física da geração de segunda harmônica pode então ser retirada do fato que, como um resultado da relação não linear (6), a onda eletromagnética na frequência fundamental ω baterá consigo mesma produzindo a polarização em 2ω . Comparando (10) e (9) observamos uma importante condição que deve ser satisfeita para que este processo ocorra eficientemente, isto é, que a velocidade de fase da onda de polarização ($v_p = 2\omega/2k_\omega$) deve ser igual à da onda eletromagnética gerada ($v_E = 2\omega/k_{2\omega}$). Esta condição pode então ser escrita como

$$k_{2\omega} = 2k_\omega \quad (12)$$

Esta condição é conhecida como a condição de casamento de fase ("phase-matching"). A equação (12), de acordo com (11) e (8), é reduzida a

$$n_{2\omega} = n_\omega \quad (13)$$

Se as direções de E_ω e de P^{NL} (e portanto de $E_{2\omega}$) fossem as mesmas, como está implícito na equação (6), não seria possível satisfazer a condição da equação (13) devido à dispersão do cristal ($\Delta n = n_{2\omega} - n_\omega$). Isto imporá um limite ao comprimento do cristal l_c no

qual P^{NL} contribuiria para formar a onda de segunda harmônica. Este comprimento l_c - o comprimento de coerência- deve de fato corresponder à distância na qual a onda P e a $E_{2\omega}$ ficam fora de fase mutuamente de π , isto é,

$$k_{2\omega}\tau_c - 2k_{\omega}l_c = \pi. \quad (14)$$

Desta condição e das equações (11) e (8), temos

$$l_c = \lambda/4\Delta n \quad (15)$$

onde $\lambda = 2\pi c_0/\omega$ é o comprimento de onda no vácuo da onda fundamental.

Com valores típicos do índice de dispersão na região do visível, o comprimento de coerência é limitado à ordem de 10 μm . Portanto, a intensidade da segunda harmônica é muito pequena. Um método eficaz de igualar as velocidades de fase da onda fundamental e da segunda harmônica consiste em utilizar a birrefringência de cristais uniaxiais ou biaxiais. Restringiremos a discussão a cristais uniaxiais, que é formalmente mais simples.

Uma onda plana incidente em um cristal anisotrópico em geral se divide em duas diferentes ondas polarizadas ortogonalmente entre si. Correspondente a estas duas direções de polarização existem dois índices de refração diferentes. Esta diferença dos índices de refração é chamada de birrefringência. No cristal uniaxial existe uma direção, conhecida como o eixo óptico do cristal, na qual não há separação das ondas. O tensor n_{ij} do índice de refração pode ser descrito geometricamente introduzindo um elipsóide de revolução, como na figura 3.22, em torno do eixo óptico, que corresponde ao eixo z da figura.

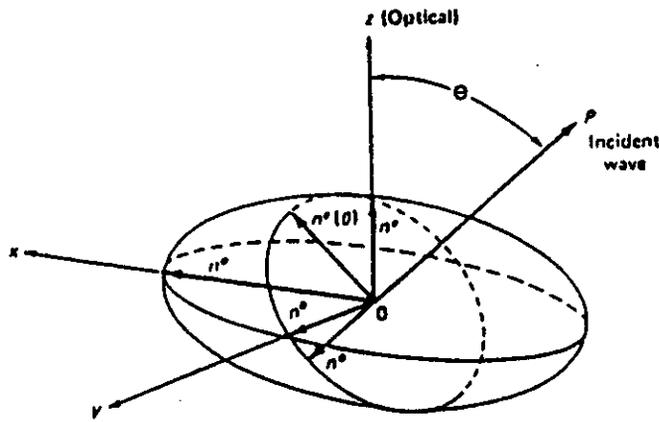


Figura 3.22: elipsóide dos índices de refração para um cristal uniaxial negativo

No caso de uma onda incidente com o ângulo θ com relação ao eixo óptico, as direções de polarização permitidas e os correspondentes índices de refração são encontradas como descrito a seguir. Através do centro do elipsóide traça-se uma reta na direção de propagação da onda, OP, e um plano perpendicular à mesma. A intersecção deste plano com o elipsóide é uma elipse. Os eixos dela são paralelos à direção de polarização, e o comprimento de cada um de seus semi-eixos é igual ao índice de refração para aquela direção de polarização.

Uma das direções é necessariamente perpendicular ao eixo óptico e a onda que tem esta direção de polarização é chamada de ordinária, e o seu índice de refração n_o é independente da direção de propagação, como pode ser visto da figura. A onda com a outra direção de polarização é chamada de extraordinária e o seu índice de refração $n_e(\theta)$ assume valores entre n_o - quando OP é paralelo a z - e n_e - quando OP é perpendicular a z - também chamado de índice extraordinário. Se $n_e > n_o$ o cristal é uniaxial positivo e, no caso inverso, de uniaxial negativo. Trataremos a seguir somente dos cristais uniaxiais negativos, que foram aqueles com os quais trabalhamos. A equação para $n_e(\theta)$ tem a forma

$$n_e(\theta) = \frac{n_o n_e}{(n_o^2 \sin^2 \theta + n_e^2 \cos^2 \theta)^{1/2}} \quad (16)$$

O casamento de fase pode ser obtido em um cristal uniaxial negativo quando um raio ordinário na frequência ω combina-se com um outro raio ordinário na frequência ω para dar origem a um raio extraordinário com 2ω , ou, em símbolos, $o_\omega + o_\omega = e_{2\omega}$. Isto é chamado de geração de segunda harmônica do tipo I. Um outro esquema para cristais uniaxiais negativos, o tipo II, se combina uma onda ordinária na frequência ω com uma onda extraordinária na mesma frequência $pP_i^{2\omega} = \sum_{j,k=1,2,3} \epsilon_0 d_{ijk}^{2\omega} E_j^\omega E_k^\omega$ para gerar uma onda extraordinária na frequência 2ω , ou, em símbolos, $o_\omega + e_\omega = e_{2\omega}$ [59].

Como mostrado anteriormente, em geral a relação escalar (6) deve ser substituída por uma relação tensorial. A componente da polarização da segunda harmônica na direção i do cristal, por exemplo, pode ser escrita como

$$P_i^{2\omega} = \sum_{j,k=1,2,3} \epsilon_0 d_{ijk}^{2\omega} E_j^\omega E_k^\omega \quad (17)$$

Esta equação pode ser escrita na forma mais condensada

$$P_i^{2\omega} = \sum_1^m \epsilon_0 d_{ijk}^{2\omega} E_j^\omega E_k^\omega \quad (18)$$

onde m varia de 1 a 6. A notação abreviada do campo é tal que $(EE)_1 \equiv E_1^2 \equiv E_x^2$, $(EE)_2 \equiv E_2^2 \equiv E_y^2$, $(EE)_3 \equiv E_3^2 \equiv E_z^2$, $(EE)_4 \equiv 2E_2E_3 \equiv 2E_yE_z$, $(EE)_5 \equiv 2E_1E_3 \equiv 2E_xE_z$, $(EE)_6 \equiv 2E_1E_2 \equiv 2E_xE_y$. Na forma matricial, d_{im} é uma matriz 3×6 que opera no vetor coluna $(EE)_m$. Dependendo da simetria do cristal, alguns dos elementos da matriz d_{im} serão iguais ou nulos.

Para a geração de segunda harmônica do tipo I, da figura 3.22 observamos que uma onda com $E_z=0$ é uma onda ordinária, enquanto uma onda com $E_z \neq 0$ é um onda

extraordinária. Portanto, um raio ordinário na frequência fundamental ω tende, neste caso, a gerar uma onda extraordinária com 2ω . Para satisfazer a condição de casamento de fase, pode-se propagar a onda fundamental em um ângulo θ_m com relação ao eixo óptico tal que

$$n_e(2\omega, \theta_m) = n_o(\omega) \quad (19)$$

Para geração de segunda harmônica do tipo II temos [59]

$$n_e(2\omega, \theta_m) = \frac{1}{2} [n_e(\omega, \theta_m) + n_o(\omega)] \quad (20)$$

Se a onda se propaga em uma direção não coincidente com um dos eixos principais, existe um ângulo $\rho \neq 0$ entre as direções dos vetores de Poynting da onda fundamental e da duplicada. Este ângulo é expresso pela seguinte equação para cristais uniaxiais negativos:

$$\text{tg } \rho = \frac{n_o^2(\omega)}{2} \left(\frac{1}{n_e^2(2\omega)} - \frac{1}{n_o^2(2\omega)} \right) \text{sen} 2\theta \quad (21)$$

Esta divergência tem o efeito de limitar o volume efetivo do cristal onde se dá a duplicação. Quando $\theta_m = 90^\circ$ obtém-se $\rho = 0$. Isto é chamado de casamento de fase a 90° , e pode ser obtido mudando a temperatura do cristal, já que tanto n_e quanto n_o em geral mudam diferentemente com a temperatura. Este é o caso do cristal de KNbO_3 por nós utilizado.

A otimização da potência da segunda harmônica do tipo I na presença de um feixe gaussiano, usada para todos os cristais com que trabalhamos, foi exaustivamente estudado por Boyd e Kleinman [60] e aqui daremos os resultados principais, sem deduzí-los. A

geometria utilizada está na figura 3.23, onde um feixe gaussiano com o foco em $z=f$ incide sobre um cristal uniaxial negativo de comprimento l , com faces planas paralelas orientadas para haver o casamento de fase. O ângulo de birrefringência é pequeno o suficiente para que seja válida a aproximação $\tan \rho \approx \rho$. Indiquemos por $\delta_0 = 2w_0/b$ a metade do ângulo de difração, e por $b=2z_f=w_0K_0$ o parâmetro confocal, onde w_0 é a cintura do feixe e $K_0=\omega d_{\text{eff}}/(nc)$ e d_{eff} é uma expressão que contém os elementos de matriz d_{im} . Sendo α_1 e α_2 os coeficientes de absorção da onda fundamental e da duplicada, respectivamente, $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$ e $C = \frac{2\omega^2}{\pi c^3 n^2 n_{2\omega}} |d_{\text{eff}}|^2$, a potência da segunda

harmônica será dada por

$$P_{2\omega} = C / K_0 e^{-\alpha l} P_{\omega}^2 h_m(b, \xi) \quad (22)$$

onde $h_m(B, \xi)$ é o fator de Boyde e Kleinman, que está relacionado à focalização do feixe, $\xi = 1/b$ é parâmetro de focalização e $B=\rho/(K_0)^{1/2}$.

2- Arranjo experimental

O sistema de controle de temperatura e corrente do laser são semelhantes aos dos experimentos anteriores. Nas medidas de geração de segunda harmônica não utilizamos o retorno óptico da grade de difração. O laser passa pela lente de colimação e pelo isolador óptico. Colocamos um divisor de feixe para mandar pouco menos de 4% do laser para o espectrômetro. O laser então passa por uma lente que focaliza o feixe no cristal duplicador.

O cristal duplicador é controlado em temperatura, no caso do KNbO_3 , para obter-se a condição de casamento de fase, ou é montado em uma estrutura que permite o seu deslocamento angular com relação ao laser, no caso do LiIO_3 , para obter-se a mesma

condição. Após sair do cristal, o laser passa por um filtro que corta a radiação na frequência fundamental, deixando passar apenas a segunda harmônica, e incide no fotodiodo que mede a sua intensidade. Colocamos o laser no comprimento de onda de interesse, a 845 ou 766 nm, variando a sua temperatura e corrente, e otimizamos a geração de segunda harmônica.

3- Resultados de duplicação de frequência

3.1- Cristal de LiIO₃

O cristal de iodato de lítio, também conhecido como LIO, é do tipo uniaxial negativo. As suas características a 766 nm são:

$$n \approx 1,8; d_{31} = -4,1 \text{ pm/V}; K_1 = 1,48 \times 10^7 \text{ rad/m}; B = 14,8 (l)^{1/2}; \xi_m = 1,3892$$

$$d_{\text{eff}} = d_{\text{eff}} \text{sen}(\theta + \rho) = 3,05 \times 10^{-12}; C = 2,58 \times 10^{-4} \text{ u.S.I.}$$

O cristal que utilizamos tinha um comprimento de 1,5 cm, e, neste caso, $B = 18,1$ e $h = 0,039$. A potência de segunda harmônica, utilizando a equação (22), deve ser

$$P_{2\omega} = 2,23 e^{-\alpha l} P_{\omega}^2. \quad (23)$$

O termo $e^{-\alpha l}$ corresponde, para o cristal, a uma perda de 10%.

A distância focal ótima da lente de focalização para as características do laser é $f=11\text{cm}$. Utilizamos uma lente com $f=10 \text{ cm}$. Procuramos otimizar a potência do laser duplicado em frequência variando a posição das lentes de colimação e de focalização, e variando o ângulo de incidência do laser no cristal.

Obtivemos, para o cristal de 1,5 cm, 120 nW de potência, que está razoalmente de acordo com os 180 nW previstos teoricamente. Na figura 3.23 mostramos o gráfico da potência da segunda harmônica em função da potência ao quadrado da fundamental.

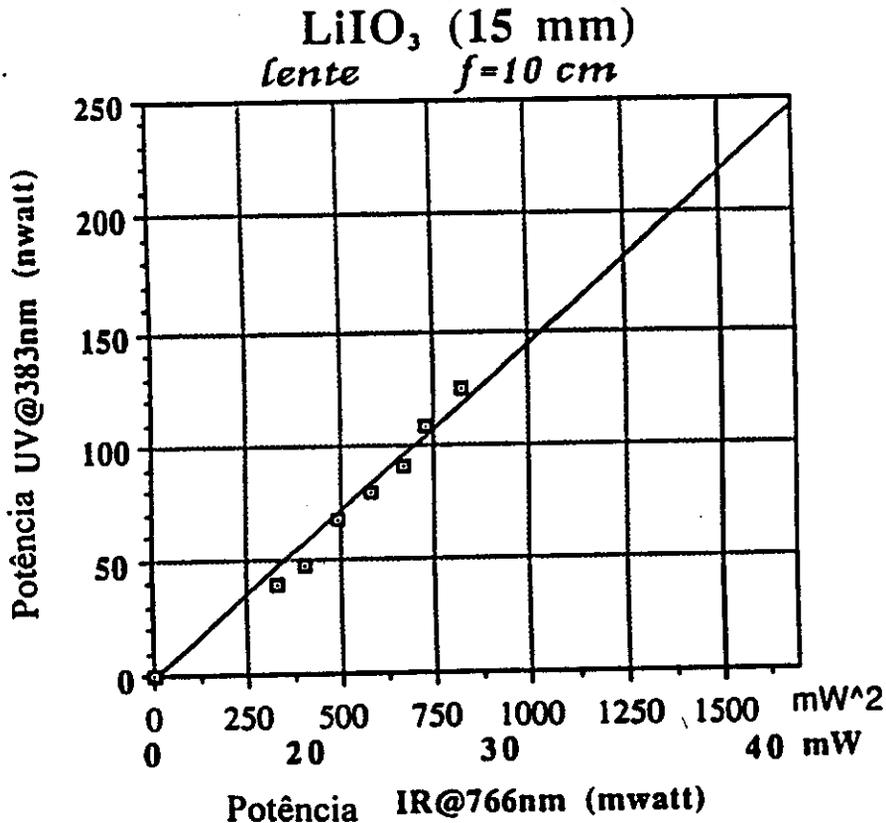


Figura 2.23: valores experimentais de geração de segunda harmônica do LIO

3.2- Cristal de KNbO₃

O cristal de neobato de potássio é um cristal biaxial negativo, cujas características a 850 nm são [61]:

$$n \approx 2,28; K_1 = 1,685 \times 10^7; B = 0; h = 1,068; \xi(B) = 2,84; d_{32} = -20,5 \text{ pm/V}$$

$$K = 4,67 \times 10^{-7} \text{ u.S.I}$$

Para um cristal de 1 cm, como o que trabalhamos, $P_{2\omega} = 7,8 \times 10^{-2} P_{\omega}^2$. A sincronização de fase para o KNbO₃ foi obtida variando a temperatura do cristal.

Observamos que com uma variação de 0,05 °C a potência da segunda harmônica reduzia de 50 %, o que significa que devemos utilizar o mesmo controle de temperatura do laser, que fornece uma estabilidade de aproximadamente 1 mK.

Iluminando o cristal com 40 mW no fundamental, obtivemos 11 μ W de segunda harmônica, que é bem inferior ao valor teórico de 125 μ W. A provável causa desta diferença é a qualidade do feixe do laser, que é astigmatica. Na figura 3.24 temos um gráfico da potência da segunda harmônica em função da potência ao quadrado da fundamental.

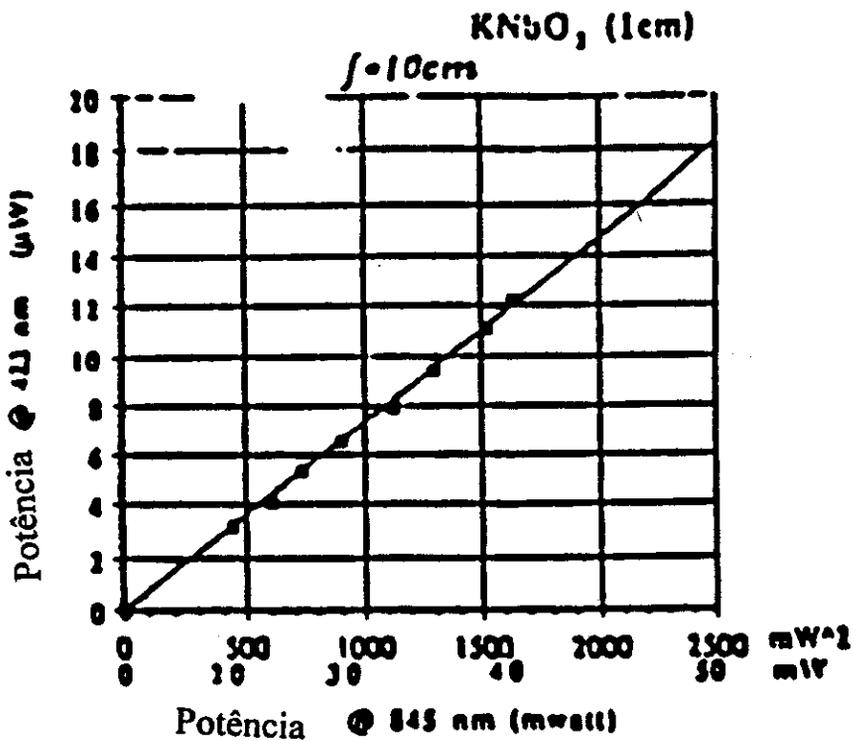


Figura 2.24: valores experimentais de geração de segunda harmônica do KNbO_3

IV- Experimentos com lasers de diodo duplicados em frequência

1. Desvio isotópico em átomos

Uma linha espectral é característica do elemento químico que produz o espectro. A energia da linha espectral depende ligeiramente do isótopo, e as diferenças de energia entre os diversos isótopos de um átomo são chamados de desvios ou deslocamentos isotópicos.

O desvio isotópico do nível entre um isótopo de número de massa A e massa M e um outro com número de massa A' e massa M' , com $A' > A$, é a diferença de energia entre os desvios do nível dos dois isótopos medidos com relação a um ponto de zero comum. Este ponto de zero pode ser a energia do nível fundamental do átomo ou algum limite de ionização relevante. Então as energias são definidas acima do estado fundamental ou são energias de ligação abaixo de um limite de ionização relevante, também chamadas de valores do termo. A convenção usualmente adotada é a do desvio do nível ser positivo se o termo do isótopo mais pesado estiver mais profundo que o termo do isótopo mais leve [37, 38].

O desvio isotópico do nível (LIS) pode ser escrito em uma aproximação muito boa como a soma de dois efeitos, o desvio de massa (LMS) e o desvio de campo (LFS) do nível, e escrito como

$$\text{LIS} = \text{LMS} + \text{LFS} \quad (1)$$

1.1- Desvio de massa

O momento angular de um nível tem um valor fixo definido, tal que se a massa do núcleo atômico é alterada, substituindo um isótopo por outro, a energia do nível é mudada

para manter o momento angular constante. O Hamiltoniano não-relativístico incluindo o movimento do núcleo, quando escrito no referencial do centro de massa do átomo, é dado por

$$H_M = \sum_i \frac{1}{2\mu} p_i^2 + \frac{1}{M} \sum_{i < j} \bar{p}_i \bar{p}_j + \sum_i \left(-\frac{Z}{r_i} \right) + \sum_{i < j} \frac{1}{r_{ij}} \quad (2)$$

$\mu = mM/(m+M)$ é a massa reduzida, M a massa atômica e m a do elétron, \bar{p}_i e \bar{p}_j os momentos lineares dos elétrons i e j , r_i a distância elétron-núcleo, e r_{ij} a distância entre os elétrons i e j .

Quando tornamos a massa do núcleo infinita, os operadores $\sum_i \frac{1}{2\mu} p_i^2$ e $\frac{1}{M} \sum_{i < j} \bar{p}_i \bar{p}_j$, que representam os operadores de massa normal, de massa reduzida ou de Bohr (NMS) e de deslocamento de massa específico (SMS), respectivamente, desaparecem e obtemos o Hamiltoniano convencional para massa nuclear infinita (H_∞).

De acordo com o Teorema do Virial, o valor do termo é igual à energia cinética média do átomo. Então

$$T_\infty - T_M = E_M - E_\infty \quad (3)$$

onde T_∞ e T_M são os valores do termo para massa infinita e massa M , respectivamente, e E_∞ e E_M as energias cinéticas para massa infinita e massa M , respectivamente. De (2)

$$E_M + E_\infty = \frac{1}{2(M+m)} \left\langle \sum_i p_i^2 \right\rangle + \frac{1}{M+m} \left\langle \sum_{i < j} \bar{p}_i \cdot \bar{p}_j \right\rangle \quad (4)$$

O momento do núcleo, \bar{p} , é dado por

$$\bar{p} = \sum_i \bar{p}_i \quad (5)$$

e

$$|\bar{p}|^2 = \sum_i p_i^2 + 2\sum_{i,j} \bar{p}_i \cdot \bar{p}_j \quad (6)$$

Na ausência de correlação entre os elétrons,

$$\left\langle \sum_{i,j} \bar{p}_i \cdot \bar{p}_j \right\rangle = 0 \quad (7)$$

e

$$\langle p^2 \rangle = \left\langle \sum_i p_i^2 \right\rangle \quad (8)$$

Então, na ausência de correlação, a equação (4) toma a forma

$$E_M - E_\infty = \frac{1}{2(M+m)} \left\langle \sum_i p_i^2 \right\rangle \quad (9)$$

Portanto, o desvio de massa é o desvio de massa normal quando não existe correlação entre os elétrons.

A segunda parte da média da energia cinética, que depende da correlação entre os elétrons, não é determinada pela energia do nível envolvido, mas pelas propriedades específicas do nível, e este desvio de massa extra é chamado de desvio de massa específico.

Para um núcleo de massa infinita, a energia cinética é a energia cinética dos elétrons, e com $E = -T$,

$$E_M - E_\infty = \frac{m}{M+m} T_\infty + \frac{1}{M+m} \left\langle \sum_{i<j} \bar{p}_i \cdot \bar{p}_j \right\rangle \quad (10)$$

A razão entre os termos é [37]

$$\frac{T_M}{T_\infty} = \frac{M}{M+m} \quad (11)$$

Como T_M é mensurável e T_∞ não, podemos rearranjar a equação (11) para obtermos

$$E_M - E_\infty = \frac{m}{M} T_\infty + \frac{1}{M} \left\langle \sum_{i<j} \vec{p}_i \cdot \vec{p}_j \right\rangle \quad (12)$$

Desprezamos a massa do elétron somada no denominador da segunda parte da equação, pois o seu efeito é menor que a acurácia obtida nos experimentos. O primeiro termo pode ser calculado com a acurácia em que são conhecidos M e T_M . O segundo termo pode ser calculado à medida em que as funções de onda são conhecidas. Ele é o valor esperado do operador de massa específica $\frac{1}{M} \sum_{i<j} \vec{p}_i \cdot \vec{p}_j$.

1.2- Desvio de campo

A energia de um nível atômico depende do tamanho e da forma da distribuição da elétrica nuclear. A distribuição espacial dos prótons é afetada pelo número de nêutrons de cada isótopo, alterando o campo elétrico do núcleo. As mudanças de energia de um nível provocadas por diferenças do campo elétrico nuclear entre os isótopos são chamadas de desvio de campo do nível (LFS), também conhecidas como desvio de volume.

É possível dividir o desvio de nível por campo em uma parte eletrônica e uma nuclear. A contribuição nuclear é, em uma primeira aproximação, simplesmente a mudança no raio quadrático médio do núcleo entre os isótopos A e A' , $\delta \langle r^2 \rangle^{AA'}$, enquanto

o fator eletrônico, na mesma aproximação, é a probabilidade relativística do elétron estar na origem.

Em uma primeira aproximação grosseira, o núcleo tem uma densidade de carga uniforme ρ até um raio R , onde cai a zero. A interação forte é tal que a matéria do núcleo A tem uma densidade constante independente do número de núcleons. Os raios de todos os núcleos, com exceção dos mais leves, são dados por

$$R = 1,2 A^{1/3} \text{ fm} \quad (13)$$

como na figura 3.25.a, onde A é a massa atômica e $\text{fm} = 10^{-15} \text{ m}$. Em uma segunda aproximação, a superfície é difusa, como na figura 3.25.b, e a densidade de carga é dada por uma distribuição de Fermi [37]. Na realidade, não existe o raio nuclear; vários parâmetros de tamanho ou de momento espaciais de certas funções espaciais devem ser considerados [37]. Uma distribuição mais próxima da real é dada na figura 3.25.c.

Fora da região nuclear o campo elétrico do núcleo é Coulombiano devido à sua carga Ze e o mesmo acontece para todos os isótopos, e a energia de ligação é $-Ze/r$. Na região nuclear, entretanto, ela difere para cada isótopo, como pode visto na figura 3.26 : distribuição de carga mais larga - usualmente para isótopos mais pesados - dão um potencial de ligação menor. A energia de ligação de qualquer elétron que tem uma probabilidade de estar na região nuclear é então menor para os isótopos maiores.

De acordo com Heilig e Steudel [62], é possível expressar o FS em termos da probabilidade não-relativística do elétron na origem, $|\psi(0)|^2$, como

$$\delta E = \pi |\psi(0)|^2 \frac{\hbar a_0^3}{Z} f(Z) \delta \langle r^2 \rangle^{AA} \quad (14)$$

onde o fator $f(Z)$ corrige o uso de uma densidade de probabilidade não relativística para um núcleo puntual e a_0 é o raio de Bohr.

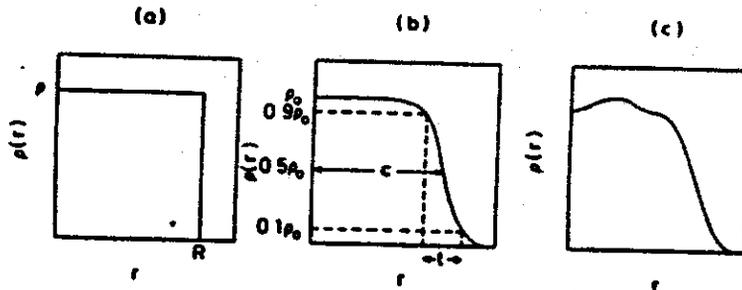


Figura 3.25: funções de distribuição de carga nuclear, como descritas no texto [37]

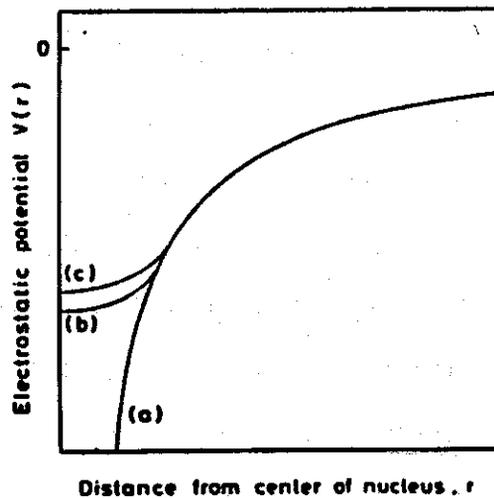


Figura 3.26: potenciais eletrostáticos para o núcleo: (a) potencial coulombiano para uma carga nuclear puntual Ze ; (b) potencial eletrostático para uma carga de dimensão finita; (c) mesmo potencial de (b) mas para núcleo de dimensões maiores.

Uma transição eletrônica s-p, como a transição ressonante do cálcio com a qual trabalhamos, é um bom exemplo para demonstrar o deslocamento do campo. A diferença de potencial na figura 3.26 atua principalmente no elétron s, que possui uma densidade maior no núcleo, que para o elétron p. O nível inferior da transição é levantado para os isótopos maiores com relação aos menores; os primeiros têm uma energia menor que os últimos. Como, em geral, quanto maior o isótopo maior a massa, o deslocamento de campo é negativo, como veremos dos dados apresentados para o cálcio e o magnésio.

2.3- Desvio isotópico em transições e separação das contribuições de massa e campo

Levando em consideração o desvio de massa do nível (LMS) e o desvio de campo do nível (LFS) para os níveis superiores, j, e inferiores, i, envolvidos em uma transição k de frequência

$$\nu = (E_j - E_i)/h \quad (\nu \geq 0; E \leq 0) \quad (15)$$

o desvio isotópico da transição (TIS) é dado por

$$\delta \nu_k^{AA'} = \frac{(\delta E_j^{AA'} - \delta E_i^{AA'})}{h} \quad (16)$$

O desvio entre os dois isótopos pode também ser escrito com uma soma de três efeitos

$$\delta \nu_k^{AA'} = \delta \nu_{k,NMS}^{AA'} + \delta \nu_{k,SMS}^{AA'} + \delta \nu_{k,FS}^{AA'} \quad (17)$$

Pode ser demonstrado, o que foge do objetivo desta tese, mas pode ser encontrado nas referências [37, 62, 63], que o desvio isotópico da transição pode ser escrito na forma

$$\delta_k^{AA'} = F_k \lambda^{AA'} + M_k / g^{AA'} \quad (18)$$

onde F_k e M_k são fatores eletrônicos, $\lambda^{AA'}$ depende das diferenças nas distribuições da carga nuclear e $g^{AA'} = \frac{AA'}{A-A'}$.

Multiplicando (18) por $g^{AA'}$, temos os desvios modificados

$$y_k^{AA'} = g^{AA'} \delta \nu_k^{AA'} \quad (19)$$

que dependem linearmente de $g^{AA'}\lambda^{AA'}$, e, então, linearmente dos desvios isotópicos modificados de outras transições.

Uma comparação dos desvios isotópicos em duas linhas espectrais a e b dá origem aos gráficos de King (King plot); o gráfico do desvio isotópico modificado na linha b é uma reta com inclinação F_a/F_b e passa pelo ponto $A_a - (F_a/F_b) A_b$ [37, 62]. Quando temos dados em diversas linhas, podemos chegar aos valores para as diversas contribuições.

2- Desvio isotópico na linha ressonante do cálcio

2.1- Arranjo experimental

No nosso experimento, o laser de diodo duplicado em frequência é mandado ortogonalmente ao feixe atômico operando no estado fundamental. No laboratório de Pisa existem dois sistemas de feixes atômicos, um que trabalha com os átomos exclusivamente

no estado fundamental e outro que trabalha exclusivamente com a mistura de estados fundamental e metaestáveis. O sistema utilizado nestas medidas é o mesmo onde se fazem os experimentos de resfriamento com átomos, tendo portanto o solenóide para manter os átomos em ressonância com o laser desacelerador.

Várias características o distinguem do sistema construído na Unicamp, tais como: a utilização de uma bomba difusora para fazer o vácuo na região onde está o forno; a pressão final do sistema com o forno frio, da ordem de 10^{-7} Torr, é uma ordem de grandeza maior que a que obtemos; a geometria e densidade de átomos no feixe são diferentes, já que as dimensões do sistema não são iguais e a temperatura do forno é mais baixa quando se trabalha com o feixe no fundamental; dentre outros aspectos.

O arranjo experimental para realizar esta medida está na figura 3.27. O laser de diodo operando em 845 nm é da STC, com o retorno óptico de uma rede de difração e o controle de temperatura e corrente descritos anteriormente. O feixe do laser na frequência fundamental passa pelo isolador óptico que utiliza o efeito Faraday e por uma lente de colimação, antes de incidir no cristal de KNbO_3 . Para se obter o casamento de fase com este cristal, variamos a sua temperatura com um par termoeletrônico controlado por um sistema semelhante ao utilizado para o laser de diodo. A condição de casamento de fase é obtida a -13 °C. Para evitar condensação de vapor d'água na superfície do cristal, passamos um fluxo laminar de nitrogênio em suas faces de entrada e saída.

Um divisor de feixe é colocado antes da lente focalizadora para mandar cerca de 4% da intensidade total do laser para um Fabry-Perot com FSR de 300 MHz, que monitora a varredura de frequência, para o λ -meter, que determina o comprimento de onda da radiação na frequência fundamental, e para um fotodiodo que observa a variação de intensidade da radiação.

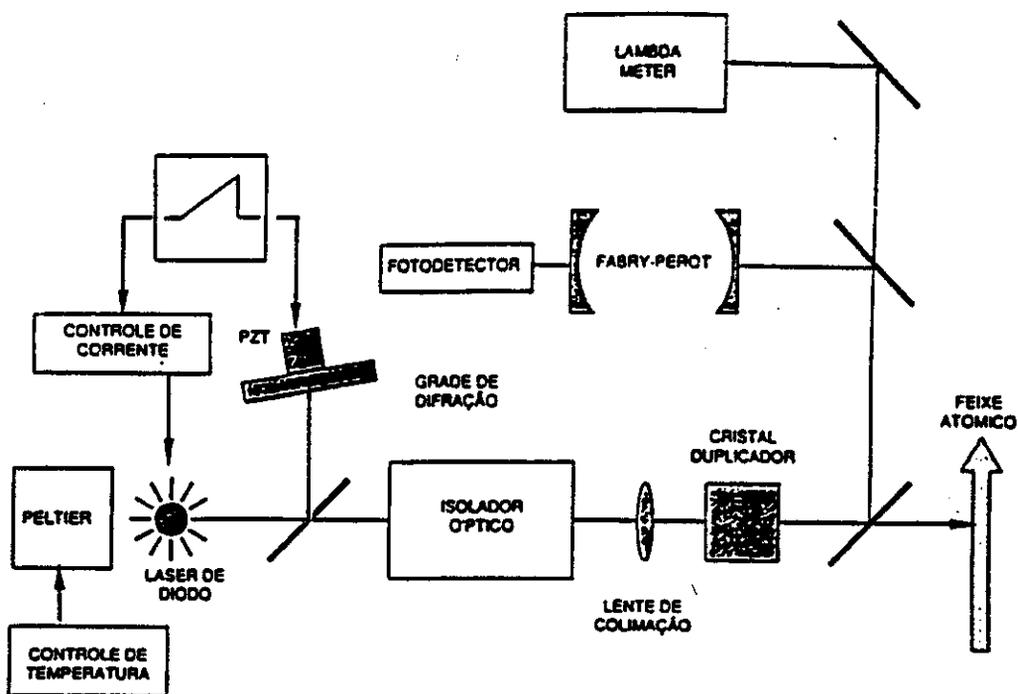


Figura 3.27: arranjo experimental para se observar o desvio isotópico do cálcio

O laser duplicado em frequência é mandado ortogonalmente ao feixe atômico. Uma fotomultiplicadora com o eixo de observação perpendicular ao feixe atômico e ao laser recolhe a fluorescência emitida pelos átomos. A frequência do laser é sintonizada em torno da transição $^1S_0 - ^1P_1$ para cada isótopo. O sinal da fotomultiplicadora passa por um filtro RC e é monitorado em um osciloscópio.

Os sinais do Fabry-Perot, do fotodiodo, da fotomultiplicadora e da rampa que é aplicada ao laser e ao PZT são armazenados simultaneamente no computador McIntosh,

que utiliza o programa LabView para a aquisição de dados. Posteriormente estes dados são elaborados com o software Igor.

2.2- Procedimento adotado para encontrar a transição atômica

Sem o retorno óptico da rede de difração, aplicamos ao laser a corrente de injeção em torno da qual é mais conveniente operar, isto é, uma corrente não muito alta, para evitar o envelhecimento rápido do laser e que dê uma potência próxima à potência máxima à temperatura ambiente, 30 mW. Com o par termoeletrico variamos a temperatura do laser até chegar ao comprimento de onda no fundamental desejado, que está em torno a -20°C, determinado pelo λ -meter. Neste ponto introduzimos o retorno óptico e sincronizamos a varredura das fontes de alimentação do laser e do PZT da rede mudando o offset das mesmas. Tendo obtido uma varredura da frequência sem salto de modos em torno do comprimento de onda de interesse, incidimos o feixe no cristal e variamos a sua temperatura até observar a geração de luz no azul.

Depois de otimizar a potência da segunda harmônica, em torno de 10 μ W, incidimos o laser duplicado em frequência no feixe atômico. Em geral, com a leitura dada pelo λ -meter, com precisão da ordem de centésimos de Å, já estamos em ressonância com a transição do cálcio dentro do intervalo de varredura. Variamos então o offset das fontes de alimentação para obter todos os deslocamentos isotópicos dentro da varredura do laser, que nas condições iniciais era pouco superior a 2 GHz no fundamental, 4 GHz na segunda harmônica. A largura do laser no fundamental está em torno de 10 MHz, com a utilização de uma lâmina de microscópio como divisor de feixe para fazer o retorno óptico, que não é a escolha mais adequada. Nos experimentos posteriores com o magnésio, utilizamos um vidro óptico, tendo melhorado a largura para menos de 1 MHz, como pode ser observado nas medidas de batimento a 770 nm.

2.3- Resultados

As fluorescências dos isótopos está na figura 3.28, juntamente com a abundância relativa de cada isótopo. Amplificamos por vinte o sinal da fotomultiplicadora para os isótopos diferentes de 40.

Pode-se observar que o sinal relativo ao Ca^{48} emerge claramente do ruído de fundo. Como a abundância relativa deste isótopo com relação ao Ca^{40} é de 0,185 %, a razão S/N em nossas medidas é superior a 4000. Os valores de desvios isotópicos estão de acordo com os reportados na literatura [63].

2.4- Discussão e perspectivas

O objetivo deste trabalho foi o de realizar as primeiras medidas com lasers de diodo duplicados em frequência no laboratório de Pisa e de trabalhar alguns aspectos da construção do sistema realizando simultaneamente estas medidas de desvio isotópico. A intenção do nosso grupo na Unicamp é a de melhorar as condições de estabilidade do laser e a intensidade da geração de segunda harmônica para poder fazer medidas sistemáticas do deslocamento isotópico na transição ressonante do cálcio com mistura heterodina de frequência e realizar o resfriamento com lasers de diodo duplicado em frequência nesta mesma transição do cálcio.

No trabalho de Palmer et al [63] foram feitas medidas do desvio isotópico da transição ressonante do cálcio com mistura heterodina de frequência com a intenção de melhorar medidas anteriores feitas com um Fabry-Perot confocal [64]. Os erros em [63] eram da ordem de 3-4 MHz devido à largura do laser de corante e ao tempo de trânsito dos átomos, já que o diâmetro do laser que incidia em uma cela com cálcio para fazer espectroscopia de absorção saturada era de 100 μm . Acreditamos que podemos reduzir ainda mais a imprecisão destas medidas utilizando os lasers de diodo, que fornece uma

largura de linha mais estreita, e o feixe atômico, que permite a utilização de um feixe mais largo.

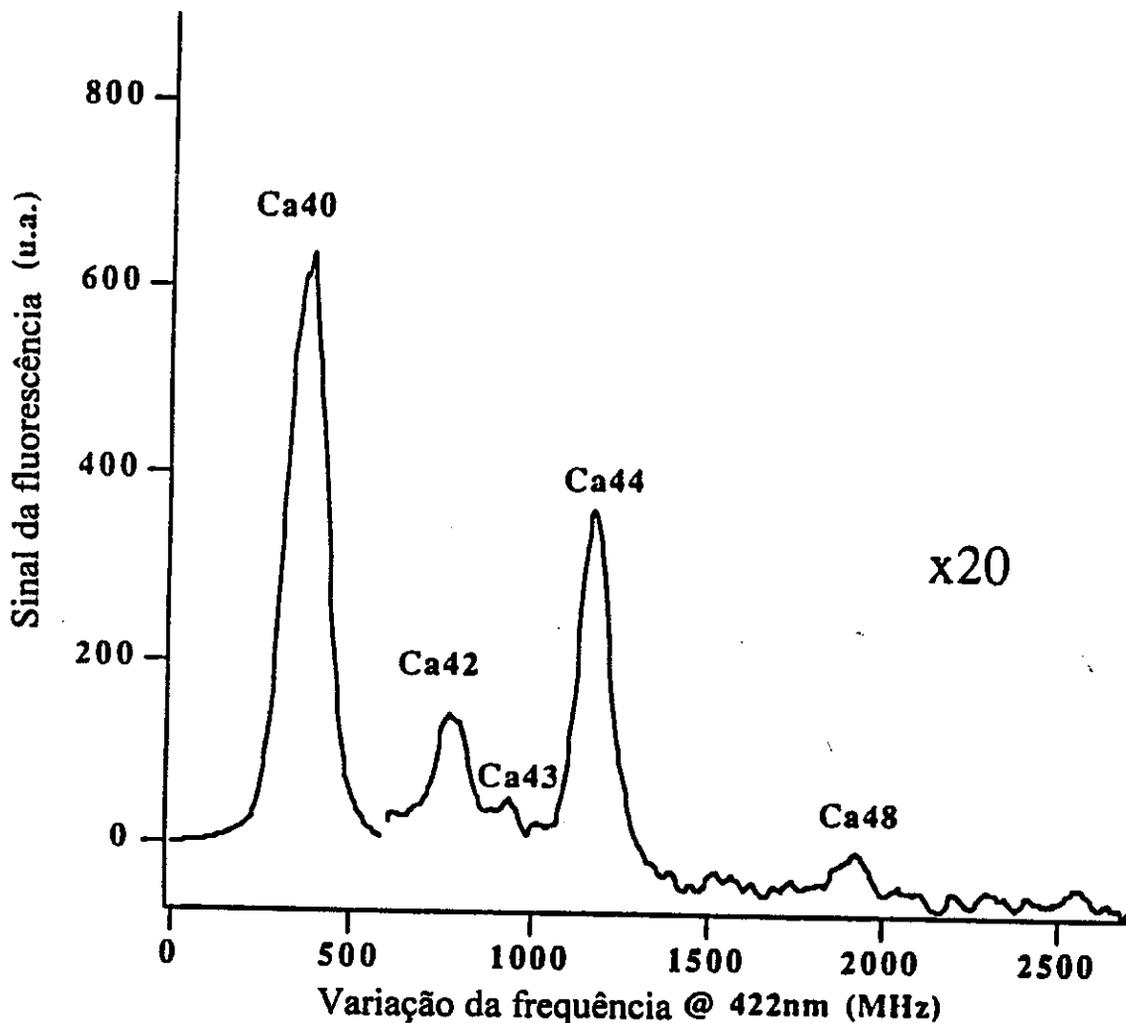


Figura 3.28: medidas do desvio isotópico e abundâncias relativas para o Ca

3. Fluorescências e desvios isotópicos do magnésio

Como uma segunda aplicação dos lasers de diodo duplicados em frequência, observamos as fluorescências das transições $^3P_1 - ^3D_1$ e $^3P_1 - ^3D_2$ na região de 383,2 nm, e de $^3P_2 - ^3D_2$ e $^3P_2 - ^3D_3$ na região de 383,8 nm. O arranjo experimental é semelhante ao descrito na subsecção anterior. Para o magnésio, no entanto, trabalhamos com o sistema

de feixe atômico com a descarga elétrica e com comprimentos de onda diferentes. O sistema de feixe atômico é do tipo descrito no capítulo II, mas com diferenças com relação à pressão final, uma ordem de ordem de grandeza superior ao da Unicamp, à geometria do feixe atômico, à utilização da bomba difusora na região do forno, dentre outras características. O cristal utilizado foi o LIO, com o qual se obtém a condição de casamento de fase variando o ângulo de incidência do laser. O método para atingir a transição atômica é semelhante ao descrito anteriormente, com a diferença apenas na condição de casamento de fase.

Como a intensidade da segunda harmônica gerada era baixa (~ 120 nW), tivemos que modular a luz que incidia sobre o feixe atômico e utilizar detecção sensível a fase com um amplificador lock-in. As medidas das fluorescências estão nas figuras 3.29 e 3.30.

Estes resultados objetivavam estudar a viabilidade da utilização dos lasers de diodo como feixe de análise no experimento de resfriamento com laser do feixe de magnésio. Como a potência da segunda harmônica era baixa, construímos posteriormente uma cavidade de "enhancement" linear.

Ao iniciar os experimentos de resfriamento, observamos a estrutura isotópica das transições partindo de 3P_1 para 3D , utilizando o laser de corante CR 699-21 com Exalite 392 E para fornecer o comprimento de onda desejado. A abundância relativa dos isótopos do magnésio é: ^{24}Mg com 79%, ^{25}Mg com 10% e o ^{26}Mg com 11%. O resultado está na figura 3.31, onde observa-se que o desvio do isótopo ^{26}Mg para o ^{24}Mg é de +60 MHz. Observa-se também a estrutura hiperfina do ^{25}Mg espalhada em 2 GHz. Análises destes dados relacionados ao bombeamento óptico do magnésio estão em curso.

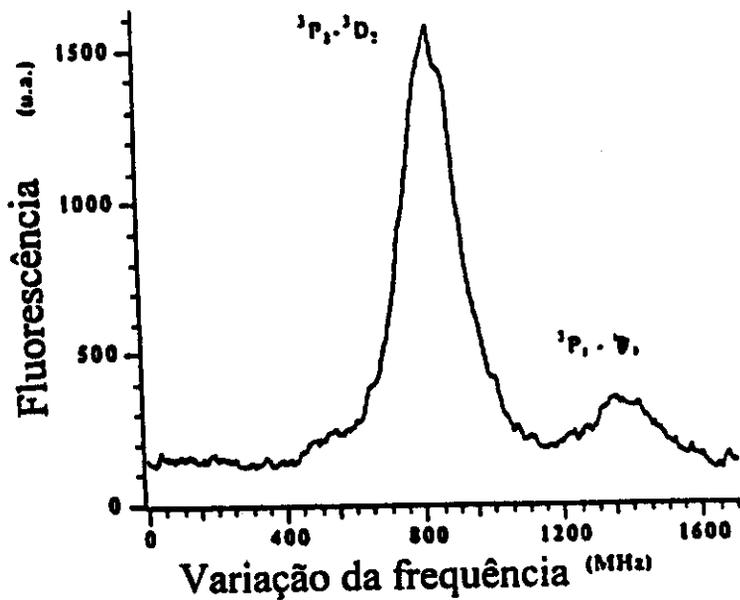


Figura 3.29: fluorescências das transições ${}^3P_1 - {}^3D$

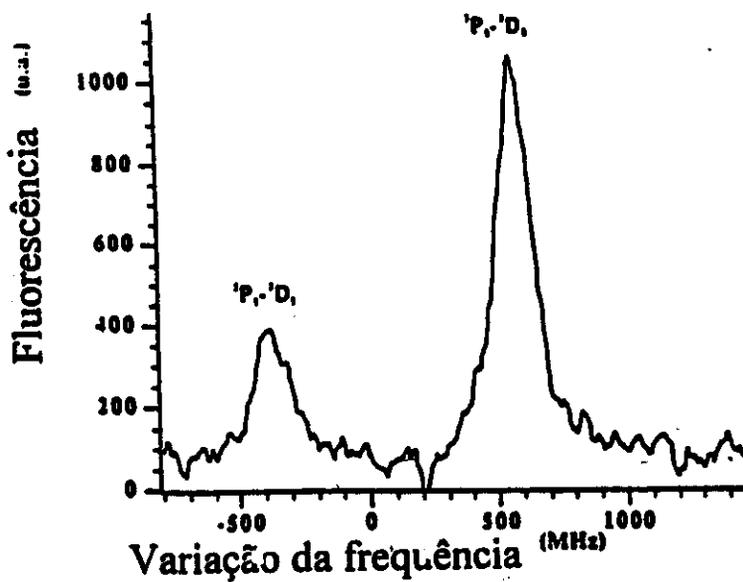


Figura 3.30: fluorescências das transições ${}^3P_2 - {}^3D$

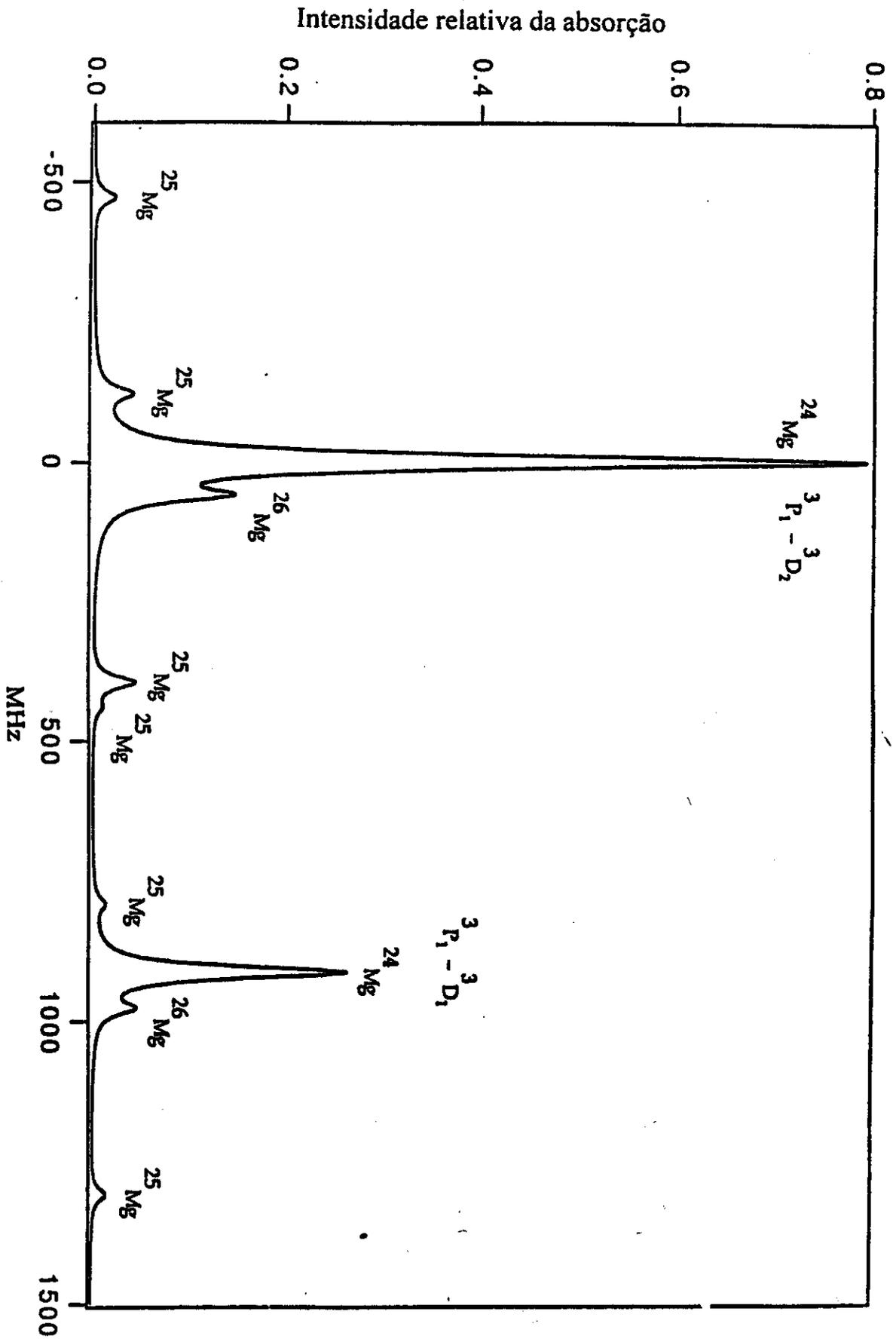


Figura 3.31: estrutura isotópica do magnésio para $^3P_1 - ^3D$

CAPITULO IV

Bombeamento Óptico do Nível 3P do Magnésio e do Cálcio

I- Introdução:

O bombeamento óptico é um método para produzir mudanças significativas nas distribuições de população de átomos através da irradiação com luz. Estas mudanças podem ser monitoradas pela mudança da intensidade da polarização da luz ressonantemente espalhada ou diretamente através da variação da intensidade da luz transmitida através da amostra bombeada ópticamente [65]. A utilização do laser em um experimento de bombeamento óptico foi primeiramente proposto por Javan [66] em 1964. A alta potência do feixe do laser concentrada em uma largura espectral estreita e em um pequeno volume, cria campos elétricos ópticos intensos, induzindo, nas melhores condições, transições ressonantes entre dois níveis do átomo.

Nos experimentos realizados durante esta tese, o objetivo foi o de criar a maior densidade de população possível no subnível Zeeman de partida para a transição do relógio de magnésio ou cálcio. Como discutido anteriormente, o decaimento do subnível 3P_1 para o estado fundamental, com tempo de vida de 2,4 ms para o Mg e de 0,5 ms para o cálcio, cria naturalmente, ao longo de um feixe atômico com alta densidade destes estados metaestáveis, uma diferença de população de 3P_1 com relação a 3P_0 e 3P_2 .

Devido ao tempo de vida longo dos estados $3s3p\ ^3P_1$ e $4s4p\ ^3P_1$ do magnésio e do cálcio, respectivamente, haverá ainda átomos que foram excitados na região da descarga elétrica decaindo na zona de detecção do padrão, contribuindo para o ruído de fundo. Além do mais, o baixo nível de potência dos osciladores que operam na região de THz

utilizados para induzir a transição do relógio fazem com que se procurem métodos para aumentar o sinal da transição. Como até o momento não se obtiveram lasers na região do infravermelho longínquo operando suficientemente próximo destas transições para permitir a sintonização para haver ressonância, o esforço tem sido dirigido a aumentar a potência dos geradores existentes e da população do nível de partida do padrão atômico.

Portanto, o bombeamento óptico antes da região de interrogação despovuando 3P_1 e aumentando a densidade de átomos em 3P_2 tem sido utilizado para aumentar a razão S/N do relógio de magnésio [10, 23] e proposto para viabilizar futuros padrões de cálcio [11]. Para o magnésio, o caminho que demonstrou ser mais eficiente para o bombeamento foi o $3s3p\ ^3P - 3s3d\ ^3D$, com comprimento de onda em torno a 383 nm, que pode ser obtido por um laser de diodo duplicado em frequência. Para o cálcio, a transição $4s4p\ ^3P - 4s5s\ ^3S$ está sendo utilizada, na região de 610 nm, que é também atingível por lasers de diodo de construção mais recente. Nestes experimentos, irradiamos o feixe atômico com o laser ressonante com a transição de um daqueles subníveis para o estado mais energético, de tempo de vida curto, da ordem de 10 ns, e quando os átomos decaem de volta ao tripleto metaestável, se redistribuem entre os subníveis, reduzindo a população do subnível de partida. O bombeamento é detectado observando as diferenças de intensidade da fluorescência emitida na linha de intercombinação. Uma etapa posterior, dada a viabilidade de se utilizar lasers de semicondutor, seria a de incidir dois lasers antes da região de interrogação para despovar 3P_1 e 3P_2 ou 3P_0 e aumentar drasticamente a população de 3P_0 ou 3P_2 .

Neste capítulo, trataremos do bombeamento óptico realizado com o magnésio em Pisa e dos experimentos que estão sendo feitos com o cálcio em nosso laboratório na Unicamp. Os experimentos realizados em Pisa foram feitos em conjunto com Simona del Tredici, também fazendo parte dos resultados de sua tese [67].

II- Bombeamento Óptico do Magnésio

1. Generalidades

Como a vida média de 3P_1 é de 2,4 ms e a velocidade mais provável no feixe atômico é da ordem de 1000 m/s, e supondo que a distância entre a descarga elétrica que excita os átomos e a região de observação é de 1 metro, ainda teremos 70% dos átomos excitados pela descarga para 3P_1 na região de observação. Portanto, no relógio de magnésio, o sinal da interrogação de Ramsey é uma pequena variação sobre um fundo relativamente intenso. O ideal seria despovoar totalmente 3P_1 , como discutido, para que a fluorescência observada seja devida somente aos átomos excitados pelo método de Ramsey, além de aumentar a sua intensidade.

Escolhemos a via $3s3p\ ^3P - 3s3d\ ^3D$ por apresentar as vantagens, além daquelas advindas da possibilidade de utilização de um laser de diodo duplicado em frequência, de possuir o ciclo de bombeamento mais favorável devido às regras de propensão [68], além de ser praticamente um sistema de dois níveis. Na figura 4.1 temos o diagrama de níveis do magnésio com as possíveis vias para fazer o bombeamento. O grupo de pesquisa de Turim utilizou as transições em 517,4 nm e 277,7 nm, empregando um laser de corante com cumarina para a primeiro comprimento de onda e duplicando a frequência deste laser para o segundo comprimento de onda [23].

O esquema das transições entre os tripletos 3P e 3D , com as respectivas intensidades relativas previstas teoricamente usando um acoplamento LS puro, estão na figura 4.2 [69]. Analisando em particular aquilo que ocorre se excitarmos um átomo de 3P_1 para 3D_1 , a probabilidade de que ele decaia novamente em 3P_1 é de 41,7%, enquanto os outros canais de decaimento 3P_0 e 3P_2 é de 55,5 % e 2 8 %, respectivamente. Desta maneira, se N_0 é a população inicial de 3P_1 , depois de n ciclos de absorção e emissão, a população deste subnível será de

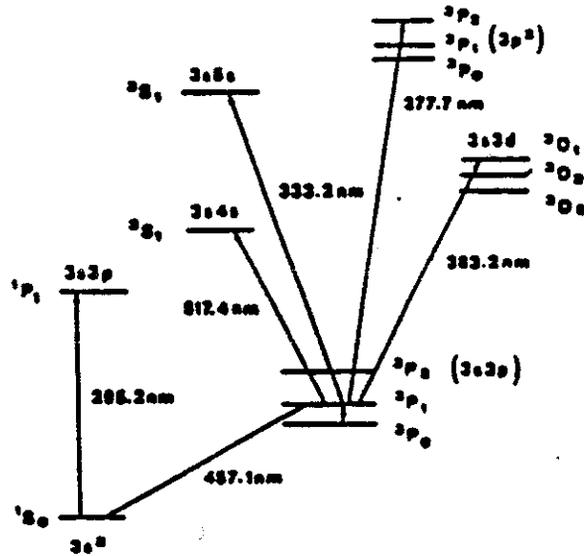


Figura 4.1: diagrama de níveis do magnésio, com os possíveis canais de bombeamento

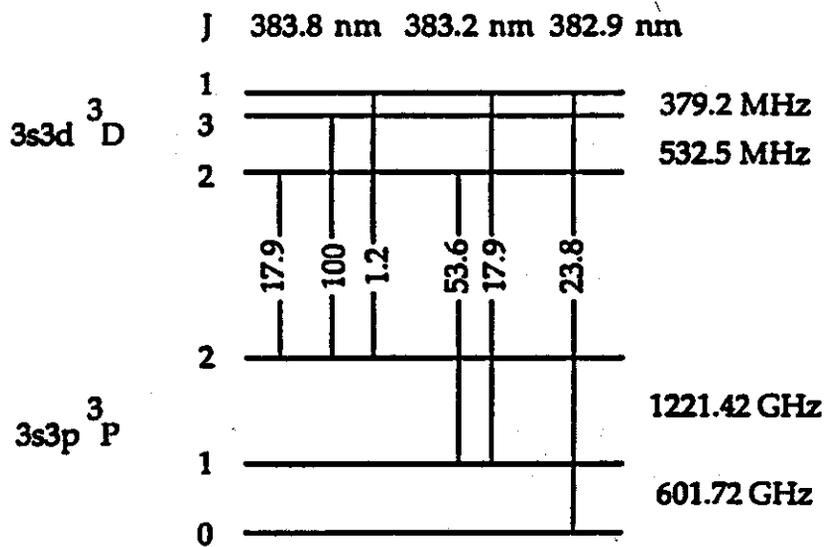


Figura 4.2: termos $3s3p \ ^3P$ e $3s3d \ ^3D$, com as intensidades relativas teóricas das transições

$$N = N_0 (0,417)^n \quad (1)$$

Bastarão 4 ciclos para reduzir em 97% a população de 3P_1 . Analogamente, no caso da transição $^3P_1 - ^3D_2$, os átomos tem uma probabilidade de retornar a 3P_1 de 75%, enquanto os restantes 25% decaem em 3P_2 . A probabilidade de absorção na transição $^3P_1 - ^3D_2$ é três vezes maior do que na $^3P_1 - ^3D_1$, com a mesma potência do laser. Como $(0,75)^2=0,422$, pode-se prever uma eficiência de bombeamento de igual eficiência nas duas linhas. Deve ser notado, porém, que os átomos bombeados através da transição $^3P_1 - ^3D_2$ são transferidos para 3P_2 , enquanto na transição $^3P_1 - ^3D_1$ eles são em grande parte transferidos para 3P_0 , contribuindo para o aumento do sinal do relógio.

De fato, o decaimento em 3P_0 é dado por $\left[0,555 \sum_{i=0}^n (0,417)^i \right]$, onde n é o número de ciclos de absorção e emissão, que quando $n \rightarrow \infty$ tende a $\frac{0,555}{1-0,417} = 95,3\%$.

Entretanto, como veremos a seguir, a presença de três isótopos distintos, com abundâncias relativas para o ^{24}Mg , ^{25}Mg e ^{26}Mg de 79%, 10% e 11% respectivamente, e diversas frequências de absorção, interferem na medida final de bombeamento.

2. Aparato experimental

O sistema de feixe atômico é o mesmo descrito no capítulo III para as medidas de fluorescência do magnésio. Mandamos o laser ortogonalmente ao feixe atômico, 55 cm depois da boca do forno, e coletamos a fluorescência na linha de intercombinação 30 cm depois do ponto onde o laser incide sobre o feixe. A radiação em 383 nm é fornecida por um laser de corante CR 699-21 com o Exalite 392E como meio ativo, bombeado por um laser de argônio Spectra Physics 2045-25 operando no ultravioleta. O sinal da fluorescência em 457,1 nm é coletado por um sistema com lentes para melhorar a

eficiência de recolhimento da luz, filtros para cortar a radiação em 383 nm, e uma fotomultiplicadora 56-AVP, que tem uma eficiência quântica de 7% em 457,1 nm. O diagrama do esquema experimental utilizado está na figura 4.3. O sistema de aquisição de dados é semelhante ao descrito no capítulo anterior.

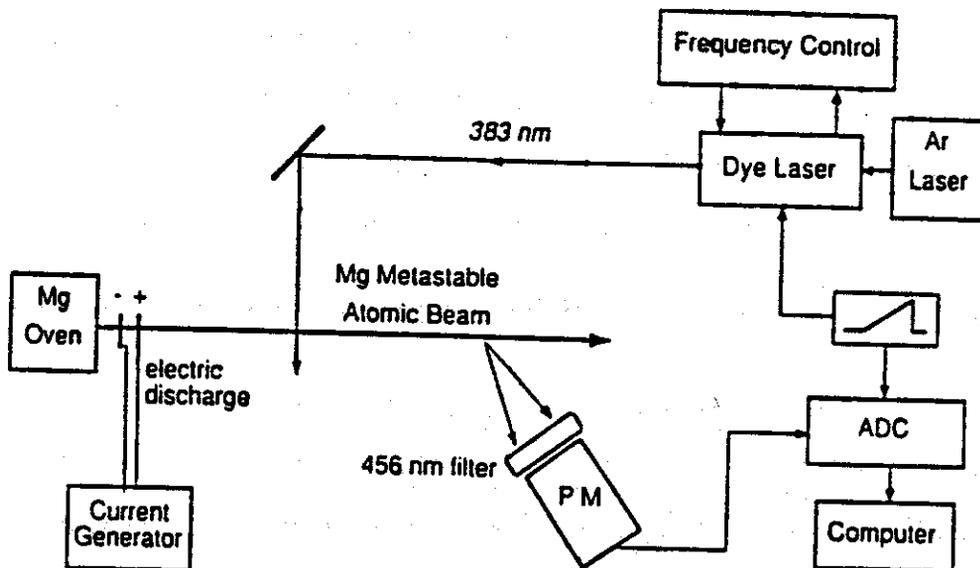


Figura 4.3: arranjo experimental para o bombeamento óptico do Mg

3. Medidas feitas na ausência de um campo magnético

Uma primeira série de medidas foi feita enviando a luz polarizada paralelamente ao eixo de observação e sem a aplicação de um campo magnético externo artificial. Mostramos, em seguida, alguns registros feitos, a potências crescentes, com os percentuais relativos de bombeamento.

O erro nas medidas é de aproximadamente 2-3% e foi estimado observando como variavam os percentuais de bombeamento, enviando a mesma potência do laser sobre o feixe atômico, e vendo o efeito sobre registros consecutivos. A potência foi medida quando o laser entrava na linha de vácuo. Em todas as medidas com o magnésio, o primeiro pico é devido à transição $^3P_1 - ^3D_2$, enquanto o segundo é da linha $^3P_1 - ^3D_1$, com um deslocamento em frequência entre as duas transições de aproximadamente 911 MHz [69]. Em cada figura temos os dados relativos à medida.

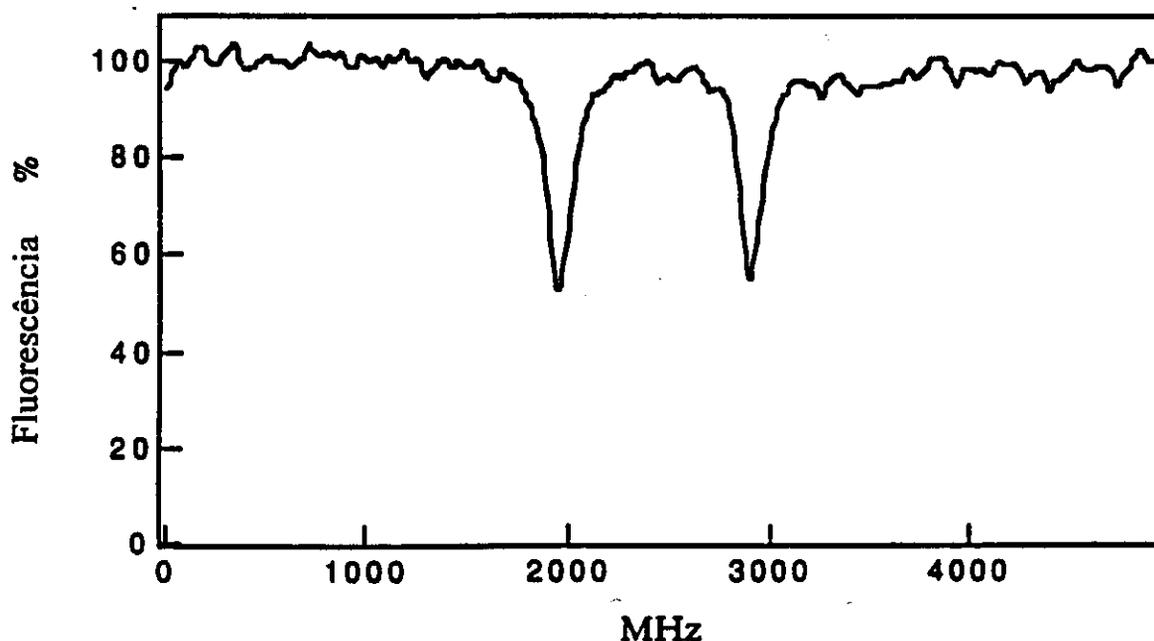


Figura 4.4: potência do laser: 0,8 mW; os percentuais de bombeamento são de 48% para a primeira transição e de 46% para a segunda.

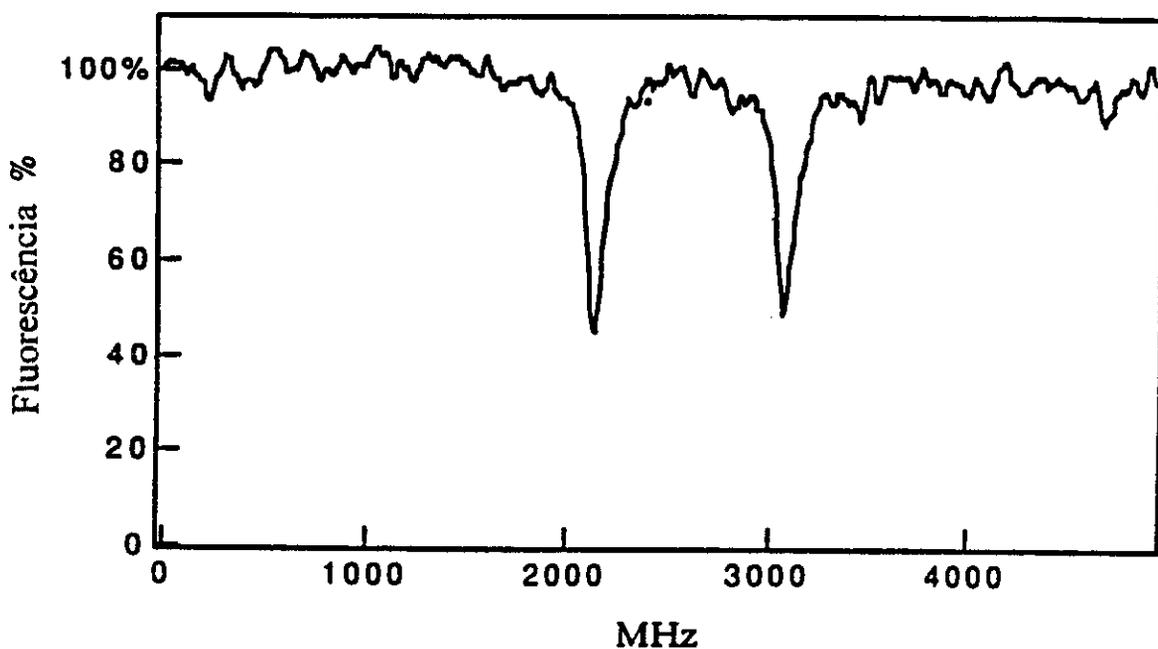


Figura 4.5: potência do laser: 1,5 mW; os percentuais de bombeamento são de 55% para a primeira transição ($^3P_1 - ^3D_2$) e de 53% para a segunda.

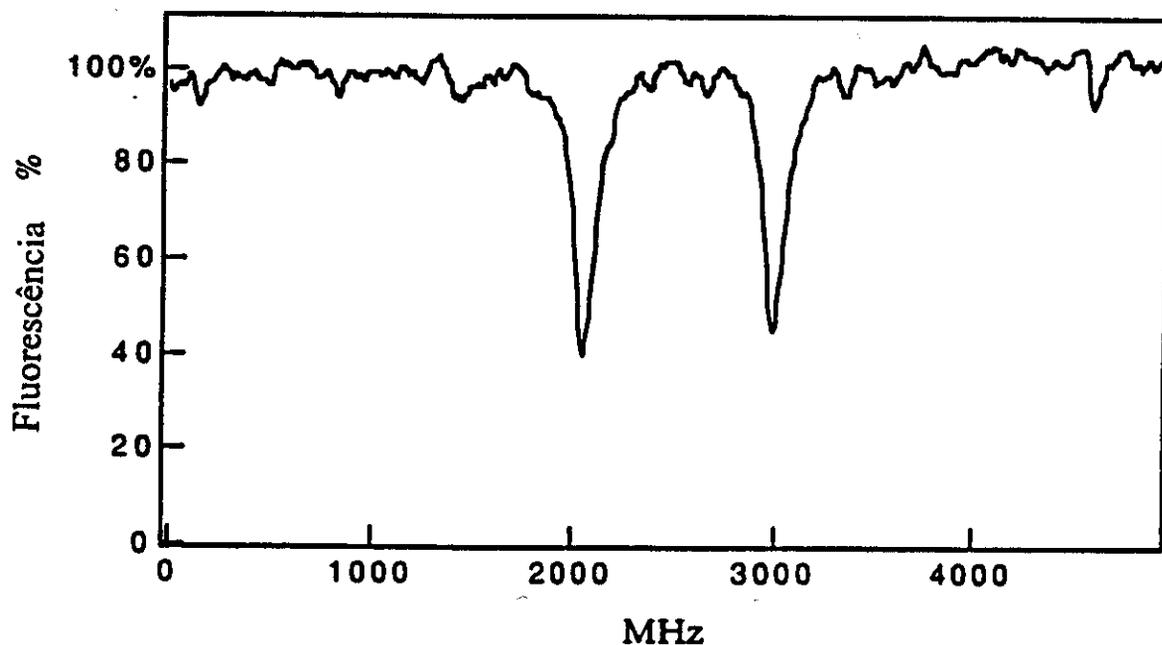


Figura 4.6 potência do laser: 2,3 mW; os percentuais de bombeamento são respectivamente de 69% e 63%.

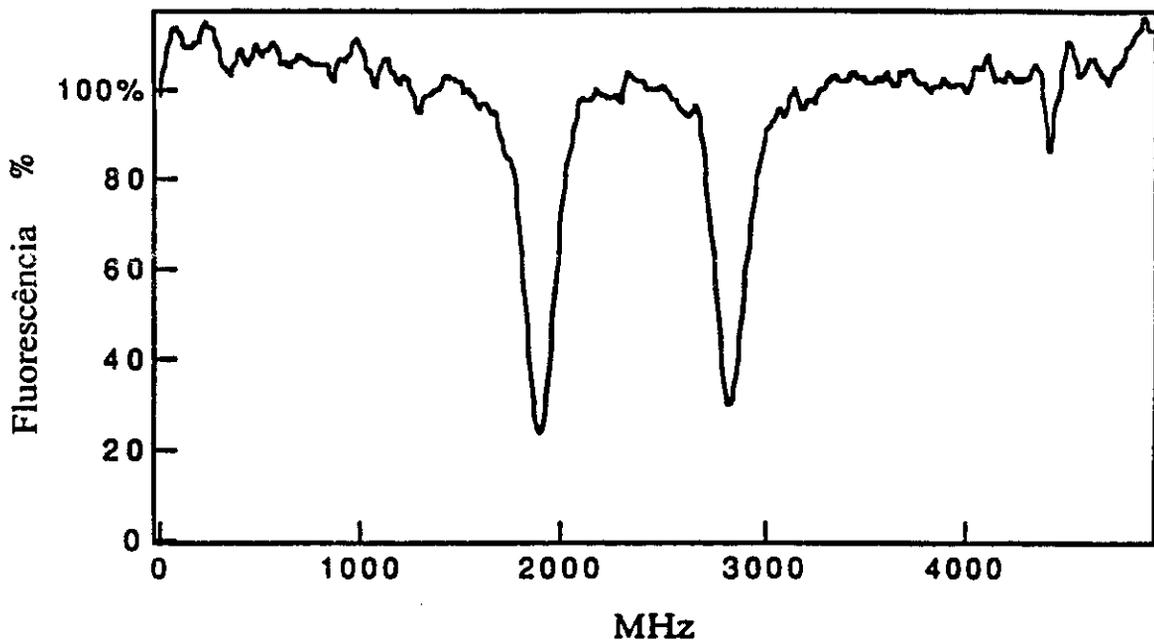


Figura 4.7: potência do laser: 4,55 mW; percentuais de bombeamento: 78% e 72%, .

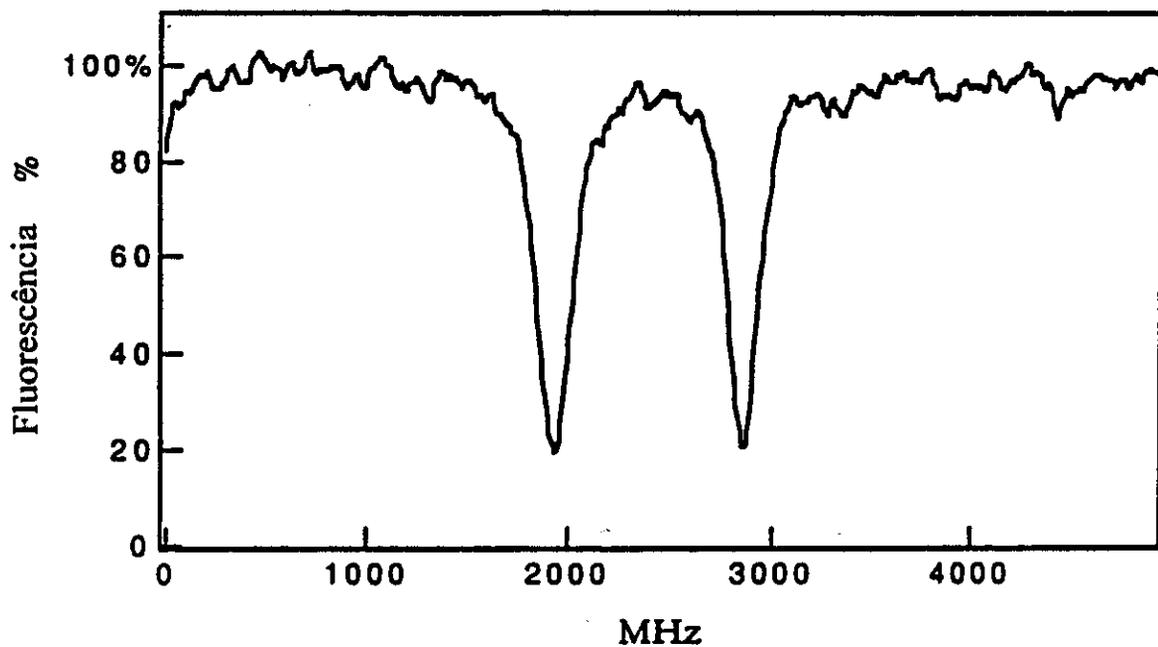


Figura 4.8: potência do laser: 5,2 mW; percentuais de bombeamento de 81% e 79%

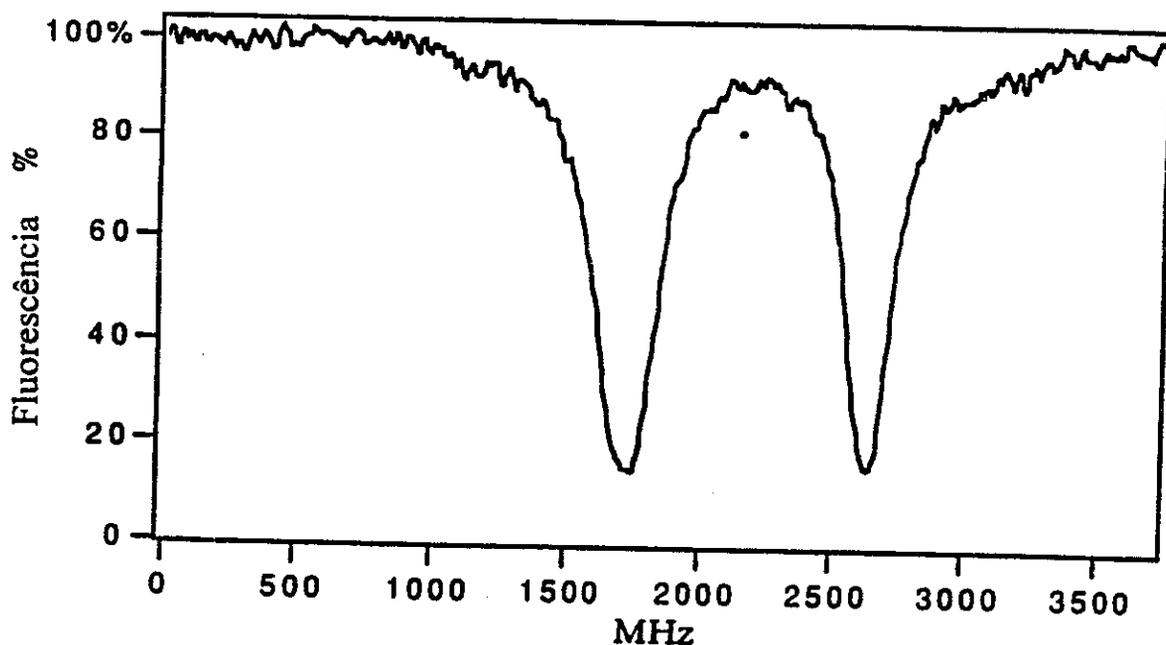


Figura 4.9: potência do laser: 13 mW; percentuais de bombeamento de 85% e 84%

Observamos como nas figuras 4.8 e 4.9 os percentuais de bombeamento é superior a 79%, isto é, a abundância relativa do isótopo ^{24}Mg . Isto pode ser explicado do fato que o desvio isotópico entre ^{24}Mg e o ^{26}Mg é de 60 MHz nesta transição [69], e observa-se que a largura de linha das transições superior a 100 MHz nestas figuras devido ao alargamento por potência., fazendo com que o isótopo ^{26}Mg esteja parcialmente ressonante com a radiação. Como o ^{25}Mg tem uma estrutura hiperfina distribuída em um intervalo de 2 GHz, não é claro que ele também esteja ressonante com o laser.

Para investigar como depende o efeito do bombeamento com relação ao estado de polarização da luz, fizemos uma outra série de medidas com o laser polarizado tanto verticalmente quanto horizontalmente com relação ao eixo de observação. Estas medidas evidenciaram as seguintes características: com relação $^3\text{P}_1 - ^3\text{D}_1$ não se observa diferença sensível nos percentuais de bombeamento entre as duas polarizações, enquanto no caso da

linha $^3P_1 - ^3D_2$ existe um efeito ligeiramente maior quando a polarização do laser é ortogonal ao eixo de observação.

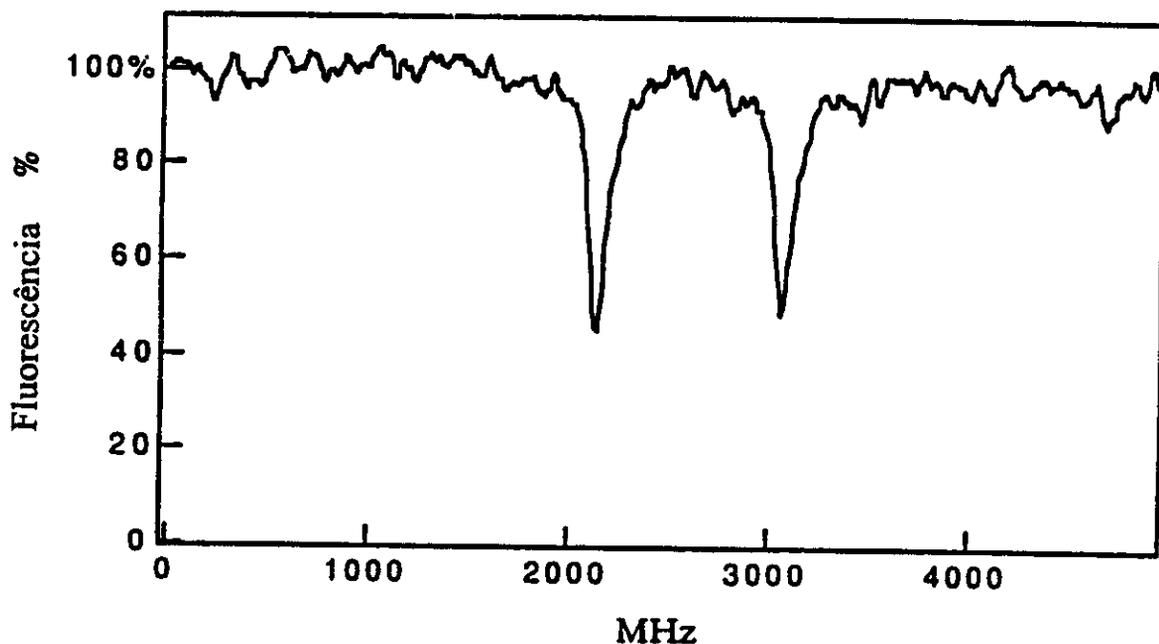


Figura 4.10: medidas com a polarização vertical, sem campo magnético aplicado; potência do laser: 1,5 mW; percentuais de bombeamento: 55% e 53%, respectivamente.

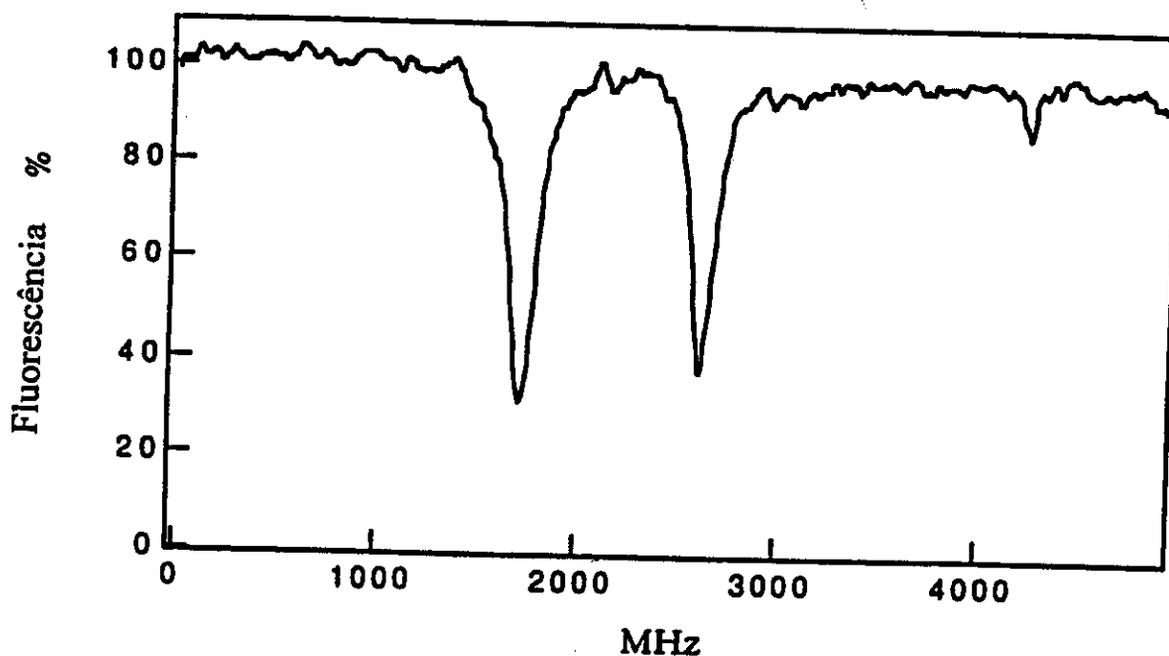


Figura 4.11: medidas com a polarização horizontal sem campo magnético aplicado; potência do laser: 1,5 mW; percentuais de bombeamento: 61% e 55%, respectivamente.

As diferenças de eficiência do bombeamento óptico entre as duas polarizações do laser podem ser explicadas admitindo-se a existência, nas zonas de interação e de detecção, de um campo magnético residual. Utilizamos uma sonda Hall para verificar a validade desta hipótese, e observamos que existe um campo magnético vertical com a intensidade 6 a 7 vezes maior que a componente horizontal, que é da ordem do campo magnético da Terra. A seguir analisamos como se comportam as transições se o campo for puramente vertical.

Para a transição $^3P_1 - ^3D_1$, se o laser incide paralelamente ao campo magnético, como na figura 4.12, são excitadas as transições do tipo π , que estão na figura 4.13 em um diagrama esquemático das transições, juntamente com os coeficientes de Clebsch-Gordon. Dada a geometria deste experimento, podemos observar somente transições do tipo σ na linha de intercombinação. Temos, assim, uma diminuição do sinal devido ao despovoamento dos subníveis m_j de 3P_1 .

Quando a polarização é ortogonal ao campo magnético, como na figura 4.14, excitamos as transições do tipo σ de 3P_1 a 3D_1 . As probabilidades de absorção dos subníveis para os diferentes tipos de excitação podem ser calculados tomando os coeficientes de Clebsch-Gordon mostrados nas figuras 4.13 e 4.15. Para excitação do tipo π temos um efeito proporcional à soma das duas transições, isto é, $0,5 + 0,5 = 1$, enquanto que para a excitação do tipo σ temos igualmente $0,5 + 0,5 = 1$. Portanto, como estamos observando transições do tipo σ na linha de intercombinação, não observamos diferenças de intensidade entre as duas polarizações.

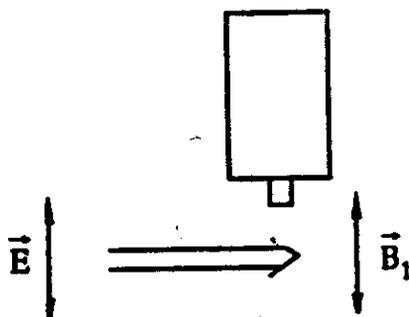


Figura 4.12: polarização paralela ao campo magnético

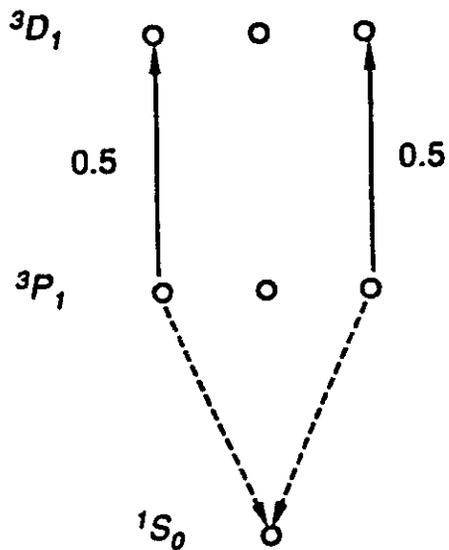


Figura 4.13: excitação do tipo π

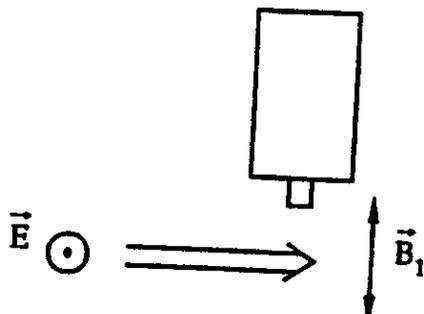


Figura 4.14: polarização ortogonal ao campo magnético

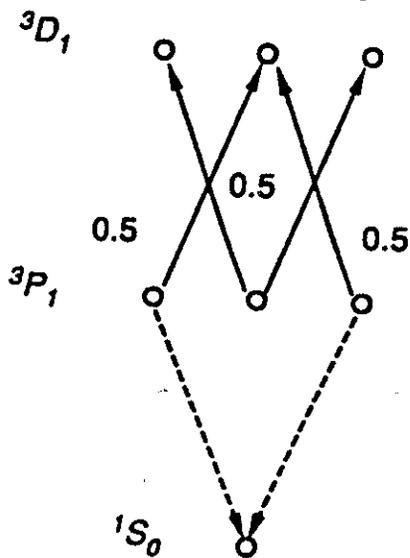


Figura 4.15: excitação do tipo σ

Para a linha ${}^3P_1 - {}^3D_2$, para excitação do tipo π temos $0,3 + 0,3 = 0,6$, e para excitação do tipo σ temos $0,6 + 0,1 + 0,6 + 0,1 = 1,4$, como pode ser visto nas figuras 4.16 e 4.17. Deve-se, então, observar intensidades diferentes para os dois tipos de polarização do laser, como pode ser visto nas medidas que estão nas figuras 4.10 e 4.11. A existência de um campo magnético puramente vertical permite explicar de um ponto de vista qualitativo as diferenças observadas. A seguir, aplicamos um campo magnético horizontal para verificar como comportam-se as intensidades da fluorescência na linha de intercombinação.

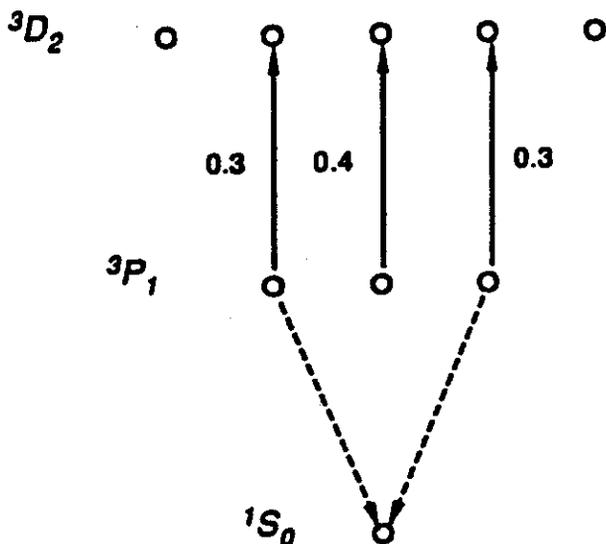


Figura 4.16: excitação do tipo π

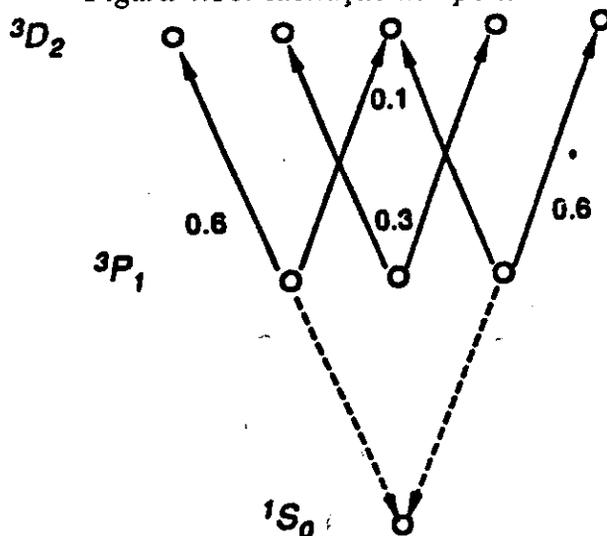


Figura 4.17: excitação do tipo σ

3. Medidas na presença de um campo magnético externo

Para caracterizar melhor o efeito do campo magnético, introduzimos, nas regiões de interação e observação, um campo gerado por duas bobinas de Helmholtz paralelo ao feixe atômico, de aproximadamente 1,5 Gauss, para definir um eixo de quantização. Colocamos um polarizador na frente da fotomultiplicadora com o eixo de transmissão paralelo ao feixe atômico. Desta maneira, é possível observar somente as transições do tipo π na linha de intercombinação, isto é, a transição $^3P_1, m_j=0 \rightarrow ^1S_0, m_j=0$, que é a mesma observada no padrão de magnésio. Incidimos sobre o feixe atômico o laser polarizado paralelamente ou ortogonalmente ao campo magnético. Os resultados estão nas figuras que se seguem.

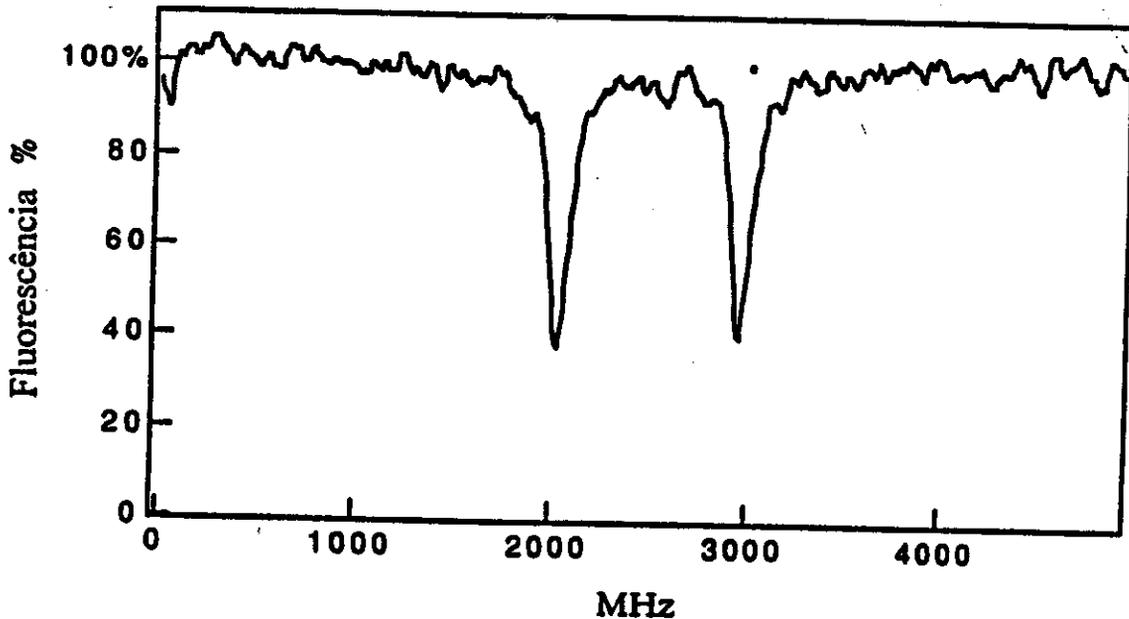


Figura 4.18: polarização do laser ortogonal ao campo magnético; potência do laser: 2,1 mW; percentuais de bombeamento: 64% e 61%, respectivamente.

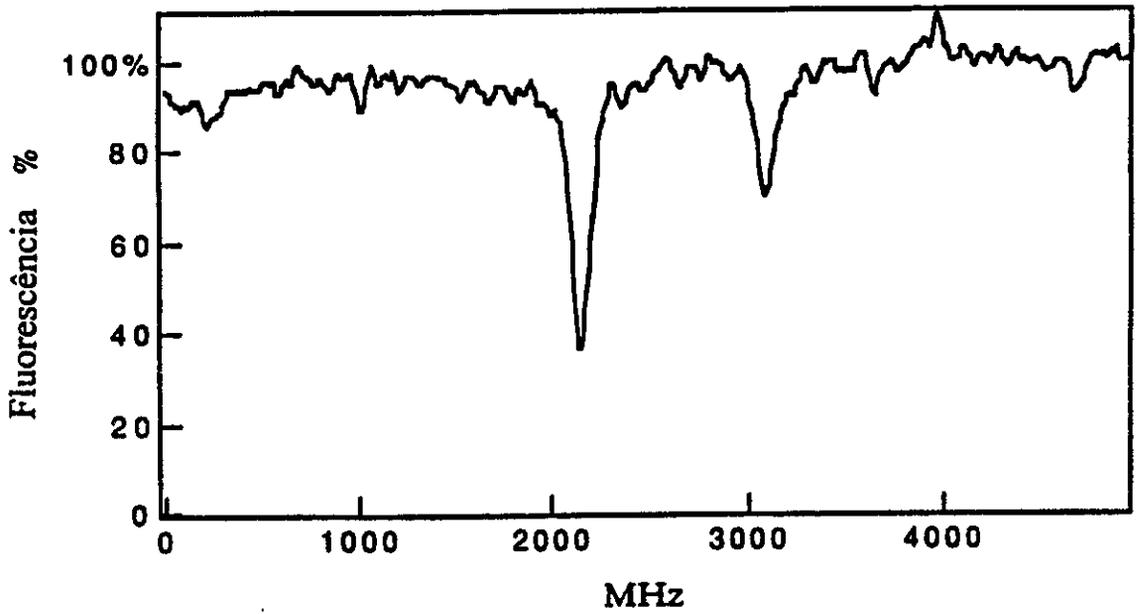


Figura 4.19: laser paralelo a B com 2,1 mW de potência; bombeamento de 60% e 31%

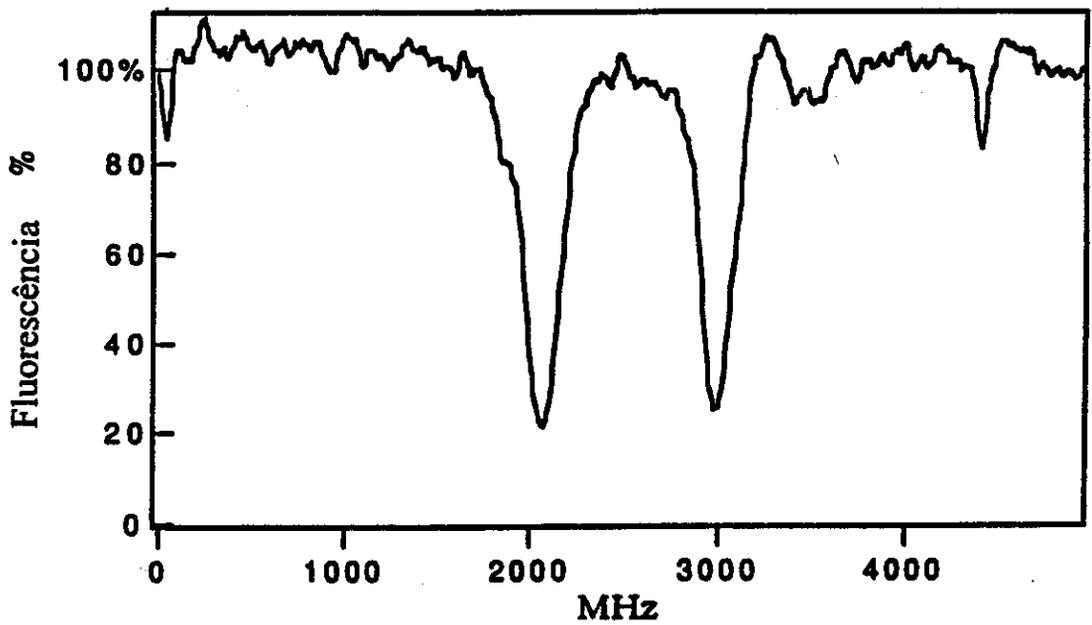


Figura 4.20: polarização do laser vertical a B com 4,6 mW de potência; percentuais de bombeamento de 79% e 76%; eficiência mais alta obtida com est. esquema experimental.

O efeito do bombeamento com o laser polarizado ortogonalmente ao campo magnético é mais intenso que com a polarização paralela. Em particular, para a transição $^3P_1 - ^3D_1$, a despopulação do subnível metaestável é quase o dobro para polarização vertical.

Mandando a luz polarizada ortogonalmente ao eixo de quantização determinado pelo campo magnético, excitamos somente as transições do tipo σ de 3P_1 para 3D_1 . De acordo com o esquema da figura 4.21, bombeamos átomos que estão nos subníveis $m_j=0$ de 3P_1 para os subníveis $m_j=\pm 1$ do 3D_1 , o que faz que a intensidade da fluorescência devido à transição π na linha de intercombinação diminua. Se o laser é polarizado paralelamente ao campo magnético, as linhas do tipo π são excitadas e como a transição $^3P_1, m_j=0 \rightarrow ^3D_1, m_j=0$ são proibidas, nenhum átomo é tirado deste subnível, não se observando nenhuma diferença na fluorescência na linha de intercombinação (figura 4.22).

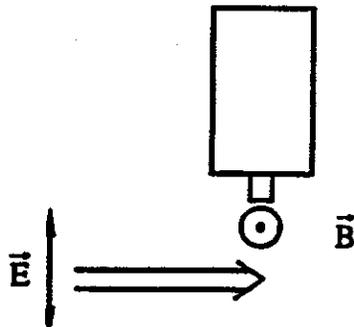


Figura 4.21: excitação do tipo σ

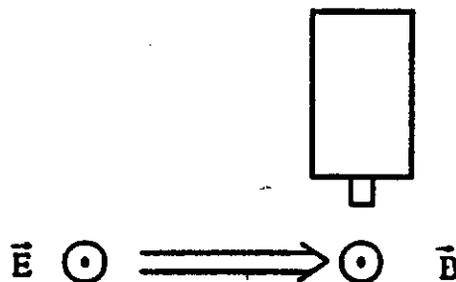


Figura 4.22: excitação do tipo π

A observação de um efeito de bombeamento, mesmo quando não se deveria existir, pode ser explicado pela não perfeita linearidade de polarização do laser, devido às várias reflexões pelas quais ele passa, tornando a polarização levemente elíptica, e também devido ao alinhamento não perfeito do campo magnético.

Para a transição $^3P_1 - ^3D_2$, supondo que a luz seja ortogonal ao campo magnético, vemos da figura 4.23 que o efeito de bombeamento é proporcional a 0,6. Se a polarização é paralela ao campo, é proporcional a 0,4, como na figura 4.24. Isto explica o percentual ligeiramente inferior de efeito de bombeamento nesta transição.

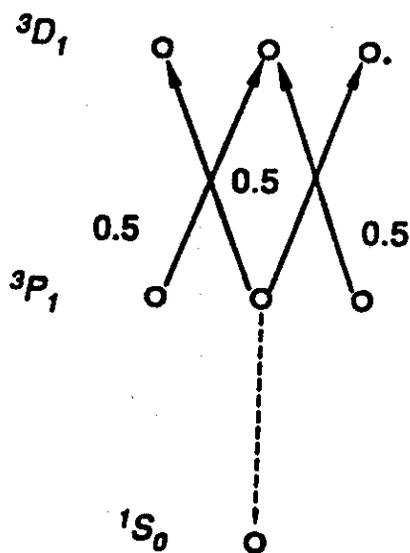


Figura 4.23: excitação do tipo σ

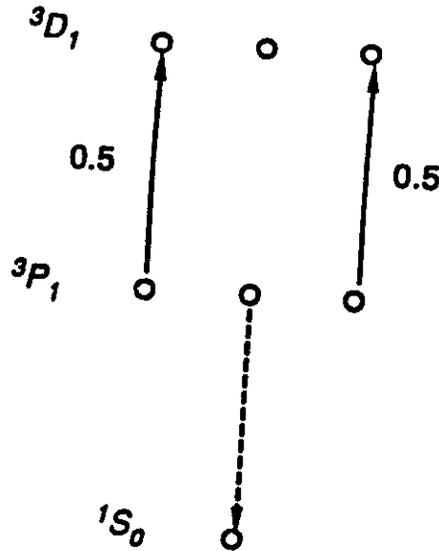


Figura 4.24: excitação do tipo π

4. Conclusões

No gráfico da figura 4.25 é mostrado o efeito de bombeamento em função da potência do laser. A linha tracejada representa a abundância natural do ^{24}Mg . Nesta etapa do trabalho queríamos avaliar a possibilidade de bombeamento óptico do subnível $3P_1$ e estimar a potência do laser necessária para obter uma despopulação deste subnível suficiente para reduzir o ruído de fundo. Dos resultados obtidos, podemos prever que a melhoria do S/N no relógio de magnésio será de 5 a 6 vezes, o que fará com que a estabilidade de curto termo chegue a 8×10^{-13} .

No entanto, são indispensáveis entre 2 e 3 mW de potência do laser para obter uma diminuição significativa da população de $3P_1$. Portanto, se desejamos utilizar lasers de diodo duplicados em frequência, deveremos construir uma cavidade para a geração de segunda harmônica diretamente sobre o feixe atômico, para amplificar de 40 a 60 vezes a potência. Utilizando um laser em 776 nm conseguimos produzir no máximo $50 \mu\text{W}$ de

potência duplicada na saída de uma cavidade de "enhancement" partindo de 35 mW na fundamental.

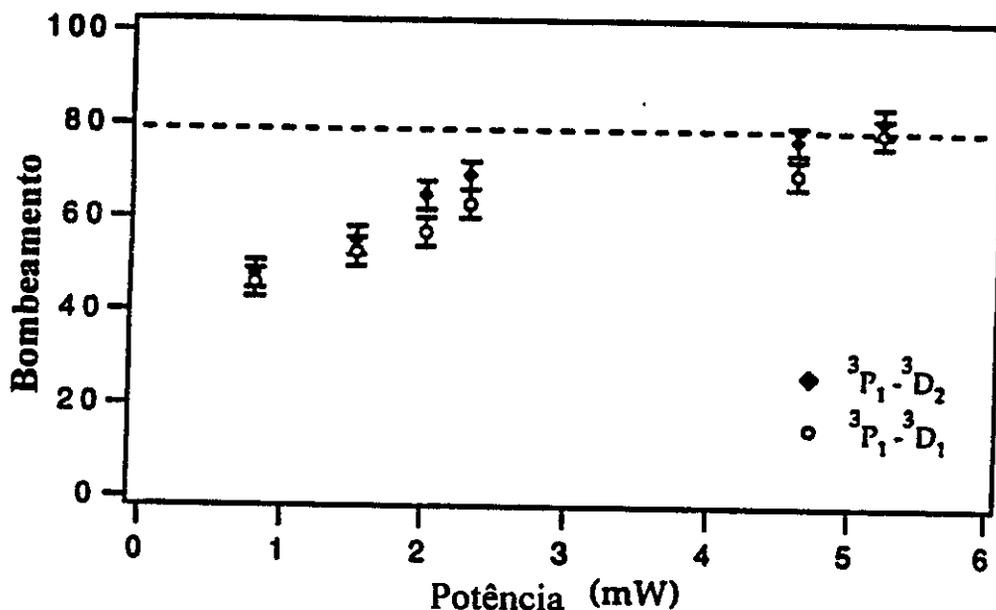


Figura 4.25: efeito do bombeamento sem campo magnético aplicado

IV- Bombeamento óptico do cálcio

1. Introdução

O bombeamento óptico do nível $4s4p\ ^3P$ do cálcio, através do nível $4s5s\ ^3S_1$, está sendo concluído no laboratório da Unicamp. Devido a diversos problemas surgidos durante esta etapa de medidas, conseguimos observar, até o momento, somente o bombeamento partindo de 3P_0 , com o comprimento de onda de 610,2 nm.

O objetivo deste experimento é o de verificar a viabilidade de se usar este canal para transferir a população de 3P_1 e 3P_0 ou 3P_2 completamente para os estados 3P_2 ou 3P_0 , aumentando significativamente a população do estado de partida da transição de um padrão de cálcio. Os osciladores para induzir as transições $^3P_0 - ^3P_1$, em 1,6 THz, e $^3P_2 -$

3P_1 , em 3.2 THz, possuem um nível de sinal muito baixo, fazendo com que o bombeamento óptico tenha um papel imprescindível para futuros padrões deste elemento. Outro caminho que viabilizaria a realização destes padrões, seria a obtenção de uma linha laser no infravermelho longínquo que possibilitasse a sintonia com uma destas transições, o que não foi possível até o momento.

O tempo de vida do nível $4s5s\ ^3S_1$ é de 10,7 ns e a largura natural da linha é da ordem de 10 MHz (FWHM). As transições $4s4p\ ^3P_0 - 4s5s\ ^3S_1$ possuem os comprimentos de onda 610,2 nm, 612,2 nm e 616,6 nm para $J=0,1$ e 2, respectivamente, o que viabiliza o uso do laser de corante do laboratório, com Rodamina 590, fornecendo potências entre 350 mW e 100 mW, na ordem crescente de comprimentos de onda. Em um padrão de cálcio, os lasers de diodo recentemente construídos operando na região de 610 nm poderiam ser utilizados.

2. Arranjo experimental

O aparato experimental utilizado neste experimento está na figura 4.26. O sistema de feixe atômico foi descrito no capítulo II. Incidimos o laser perpendicularmente ao feixe atômico, 40 cm depois da boca do forno. O laser CR 699-21 com a rodamina 590, bombeado por um laser de argônio operando na linha 514,6 nm, fornece a radiação nos comprimentos de onda das transições.

Uma fotomultiplicadora observa a fluorescência emitida na linha de intercombinação, correspondente à transição $4s4p\ ^3P_1 \rightarrow 4s^2\ ^1S_0$, a 657,2 nm. A frequência do laser é varrida em torno à ressonância de cada uma destas linhas. Colocamos, entre a fotomultiplicadora e o feixe atômico, uma lente para aumentar a eficiência de recolhimento da luz emitida, e um filtro para cortar a luz do laser e deixar

passar somente a fluorescência. Modulamos em intensidade a luz do laser, e o sinal do fototubo é mandado a um amplificador "lock-in".

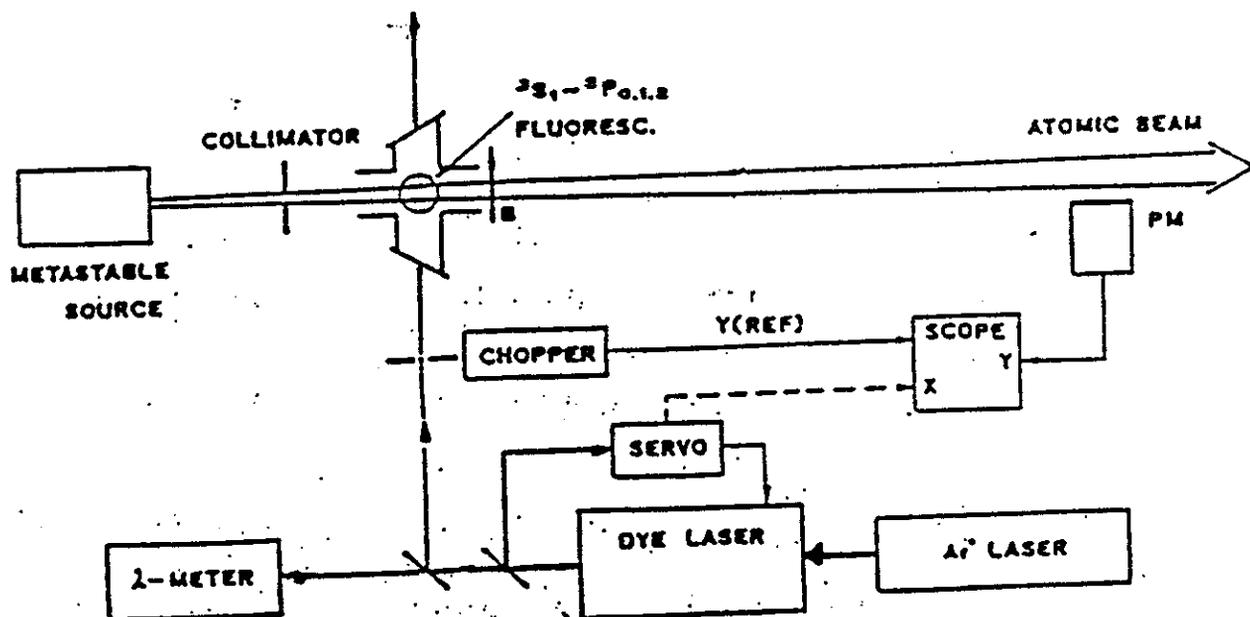


Figura 4.26: esquema experimental para o bombeamento do nível 3P do cálcio

Instalamos, na região de incidência do laser, uma fibra óptica que leva a luz emitida ao espectrômetro. Assim, podemos separar a fluorescência induzida em cada um dos canais de excitação.

A varredura do laser é monitorada através de um Fabry-Perot de 75 MHz construído em nosso laboratório. O comprimento de onda do laser é determinado detectando-se as fluorescências emitidas pelo iodo em uma célula, também construída em na Unicamp. Para se chegar ao comprimento de onda desejado, fazemos um ajuste grosso através do espectrômetro de duas redes de difração, SPEX 1402. Posteriormente, com a

cela de iodo, chegamos ao comprimento de onda desejado com um erro da ordem de algumas centenas de MHz. O iodo possui um grande número de transições na região do visível, e, através de um atlas com o seu espectro de Fourier, chegamos ao comprimento de onda desejado.

Utilizamos o programa fornecido pelo lock-in SR 530 para adquirir os sinais do fotomultiplicadora, da cela de iodo e do Fabry-Perot no microcomputador. A elaboração dos dados é feita com o programa Origin.

3. Resultados e perspectivas

O bombeamento óptico do nível 3P é observado, através da fotomultiplicadora, como um aumento da fluorescência quando o subnível de partida é o 3P_0 ou o 3P_2 , e como uma diminuição quando é o 3P_1 . Na figura 4.27 temos o efeito de bombeamento tendo com subnível de partida 3P_0 e observando com a fotomultiplicadora o decaimento na linha de intercombinação. Temos simultaneamente o sinal do fotodetector na saída do Fabry-Perot cujo FRS é de 75 Mhz.

Estamos fazendo uma sequência de experimentos para determinar a intensidade do bombeamento e a dependência do mesmo com o tipo de transição induzida, se do tipo π ou σ , monitorando simultaneamente o decaimento na linha de intercombinação e a fluorescência induzida pelo laser na região de interação laser-feixe atômico.

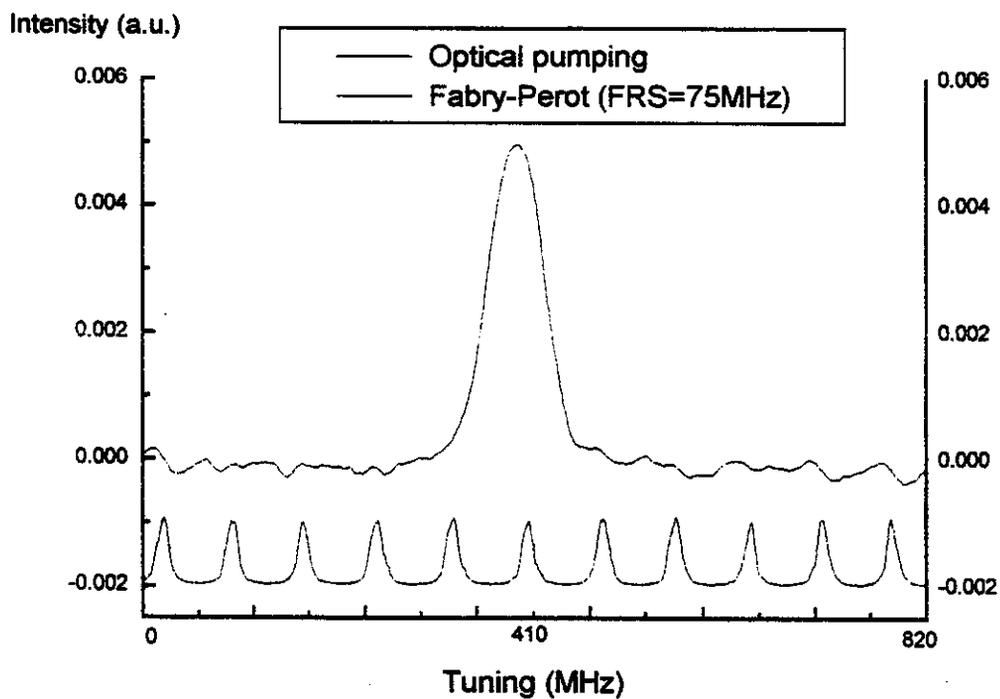


Figura 4.27: efeito de bombeamento óptico tendo como nível de partida 3P_0 . A curva verde é o sinal observado na fotomultiplicadora devido ao decaimento na linha de intercombinação e a azul é o do fotodetector na saída do Fabry-Perot.

Capítulo V

Desaceleração de feixes atômicos com laser

I- Breve histórico

A pressão da luz na matéria é um dos ramos do estudo da interação da luz-matéria que mais tem se desenvolvido nos últimos anos. Podemos dividir os estudos deste problema em dois períodos. No primeiro, que vai até a década de 60, as contribuições de Maxwell, Lebedev e Einstein deixaram os fundamentos da teoria e estabeleceram a existência da pressão da luz sobre a matéria. No segundo período, utilizando a pressão de radiação do laser, o interesse é deslocado para a investigação sobre o movimento de átomos em campos de luz e no desenvolvimento de novos métodos para controle deste movimento.

Em 1975, Wineland e Dehmelt [71, 72] e Hänsch e Schawlow [73] propuseram uma nova idéia de usar luz ressonante para resfriar partículas atômicas. Por resfriamento queremos dizer que a energia cinética dos átomos é reduzida, fazendo com que a temperatura, que é definida por

$$T = \frac{mv^2}{2k} \quad (1)$$

diminua, onde m é a massa do átomo, v sua velocidade e k a constante de Boltzmann.

O fenômeno de resfriamento por radiação das partículas atômicas é baseado no fato de que a força da luz é uma função dependente da velocidade do átomo, devido ao

efeito Doppler. De fato, para um dado átomo, o valor da pressão da luz pode ser considerável somente se o desvio Doppler é compensado pelo desvio correspondente de frequência

$$\omega - \omega_0 = \vec{k} \cdot \vec{v} \quad (2)$$

onde ω_0 é a frequência atômica, ω a frequência da radiação, e $\vec{k} \cdot \vec{v}$ o desvio Doppler, com \vec{k} sendo o vetor de onda da radiação e \vec{v} a velocidade do átomo.

Em particular, quando o átomo é irradiado com luz sintonizada para um valor de frequência mais baixa na curva de absorção, isto é, com $\omega < \omega_0$, a força exercida pela luz é oposta ao sentido da velocidade do átomo, desacelerando-o.

Os primeiros estudos teóricos mostraram que este tipo de resfriamento poderia ser usado para diminuir a temperatura atômica até um valor determinado pela metade da largura natural da linha, γ ,

$$T_{\min} = \frac{h\gamma}{\kappa} \quad (3)$$

os valores da temperatura mínima, T_{\min} , estariam, para transições de dipolo elétrico, entre 10^{-3} e 10^{-4} K [74]. Desenvolvimentos posteriores do estudo de resfriamento com laser permitiram atingir limites menores, onde a energia cinética atômica é da ordem da energia de recuo do átomo, $E_R = \frac{h^2 \kappa^2}{2M}$, onde M é a massa do átomo, com a temperatura na região de μK [75].

A possibilidade de se obter átomos com uma temperatura translacional tão baixa, tem provocado um grande esforço de pesquisa para a construção de padrões atômicos de tempo e frequência mais precisos [4, 9, 17, 76], para o estudo de colisões atômicas [77], interferometria com átomos [78], para citar alguns exemplos.

Neste capítulo apresentamos o processo de resfriamento de átomos com o interesse em aplicações metrológicas, com os resultados de desaceleração de feixes de alcalinos terrosos. Sendo assim, na próxima secção discutimos os aspectos principais da teoria semiclássica da desaceleração de átomos com luz, colocando os parâmetros mais importantes para o magnésio e o cálcio. Na secção III descrevemos a colimação com laser de feixe atômico resfriado de cálcio. A desaceleração de feixes metaestáveis de Ca e Mg será discutida nas secções IV e V.

II- Átomos lentos em padrões de tempo e frequência

Um fóton de frequência ω transporta uma quantidade de movimento $\hbar\omega / c$, com uma energia $\hbar\omega$. Pela lei de conservação de movimento, em todo processo de absorção a velocidade do átomo sofre uma variação de amplitude $\hbar\omega / Mc$ na direção de propagação do fóton. Se a emissão é estimulada, no final do ciclo absorção-emissão a quantidade de movimento do átomo permanece constante. Se, porém, a emissão é espontânea, a direção na qual o fóton é emitido é totalmente casual, e depois de vários ciclos de emissão esta torna-se isotrópica na média. Como resultado, o átomo sofre uma variação de impulso depois de diversos ciclos de absorção-emissão.

Em um átomo de dois níveis, a taxa máxima de emissão espontânea, R_M , é atingida quando a transição é fortemente saturada e, conseqüentemente, os níveis são igualmente populados

$$R_M = \frac{1}{2\tau} \quad (4)$$

onde τ é o tempo de vida do nível superior. Os átomos experimentam então uma aceleração

$$a_M = \frac{\Delta v}{2\tau} = \frac{h}{2M\lambda\tau} \quad (5)$$

onde λ é o comprimento de onda da transição. Se a potência da radiação ressonante com a transição é constante, um átomo com uma velocidade inicial v_0 é parado depois de uma distância mínima

$$L_m = \frac{v_0^2 \tau}{\Delta v} = \frac{v_0^2 M \lambda \tau}{h} \quad (6)$$

Portanto, átomos com um tempo de vida e comprimento de onda da transição ressonante curtos são mais facilmente desacelerados. No caso de saturação finita, a taxa de emissão espontânea é dada por

$$R(S) = \frac{1}{2\tau} \frac{S}{1+S} \quad (7)$$

onde $S = I / I_s$ é o parâmetro de saturação, sendo I a intensidade da luz incidente e I_s a intensidade de saturação. A aceleração pode ser escrita então na forma

$$a_M = \frac{\Delta v}{2\tau} \frac{S}{1+S} \quad (8)$$

e

$$L_s = L_m \left(1 + \frac{1}{S} \right) \quad (9)$$

Assim, também para uma saturação baixa a distância de frenamento é da mesma ordem de L_m , e um laser pouco intenso pode ainda ser útil.

A média do momento dos fótons reemitidos não é exatamente nula. De fato, se N fótons são espalhados durante o processo de desaceleração, a velocidade transversal dos átomos executará um caminho randômico de N etapas, cada uma igual a Δv . Então, o espalhamento final das velocidades é aproximadamente

$$\delta v = \Delta v N^{1/2} \quad (10)$$

A taxa de excitação E e o parâmetro de saturação são dados por [22]

$$E = B_{12} \frac{I(\nu)}{c} \frac{g_2}{g_1} \frac{I_\nu}{h\nu} \frac{\gamma^2}{(\nu - \nu_0) + \gamma^2} \quad (11)$$

$$S = \frac{B_{21} I(\nu)}{c A_{21}} \left(1 + \frac{g_2}{g_1} \right) = \tau E \left(1 + \frac{g_2}{g_1} \right) \quad (12)$$

onde A_{21} , B_{12} , B_{21} são os coeficientes de Einstein para emissão espontânea e absorção e emissão estimuladas, respectivamente, γ é a largura HWHM, g_1 e g_2 são as degenerescências dos níveis inferior e superior, e $I(\nu)$ é a intensidade do laser.

Se a frequência do laser é fixa, somente uma pequena fração dos átomos na distribuição térmica de velocidade, que tem a componente ao longo do laser que compensa o desvio de frequência, pode absorver a radiação. Assim que o processo de desaceleração é iniciado, a velocidade do átomo é reduzida e ele sai de ressonância pelo efeito Doppler. Não haverá mais absorção e o perfil da distribuição de velocidade é como na figura 5.1.

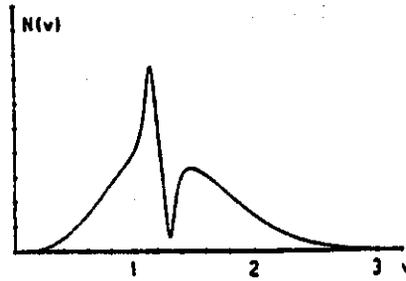


Figura 5.1: distribuição de velocidade em um feixe térmico depois da desaceleração com o laser com a frequência fixa [22]

Alguns métodos existem para evitar esta limitação advinda do efeito Doppler. Abordaremos somente a técnica que utiliza o efeito Zeeman para manter os átomos em ressonância com a frequência de radiação. Observando a figura 5.2, um átomo com velocidade v tem o seu pico de absorção na frequência

$$\omega_a = \omega \left(1 + \frac{v}{c} \right) = (\omega_o + \Delta\omega) \left(1 + \frac{v}{c} \right) \equiv \omega_o \left(1 + \frac{v}{c} \right) - \Delta\omega \quad (13)$$

onde ω_a é a frequência de absorção, ω_o corresponde à frequência de pico na ausência de efeito Doppler, e $\Delta\omega$ é o deslocamento do laser com relação a ω_o .

Para o magnésio, no caso do estado 1P_1 é

$$\omega_a = \omega_o \pm 2\pi \mu B \quad (14)$$

onde $\mu = 1,399 \text{ MHz/Gauss}$ e B é o campo magnético aplicado. A condição de ressonância ao longo do feixe, isto é, na direção z , é dada por

$$2\pi \mu B(z) = \omega_0 \frac{v}{c} - \Delta\omega \quad (15)$$

com uma velocidade final v_f quando $B=0$,

$$v_f = \frac{\lambda \Delta\omega}{2\pi} \quad (16)$$

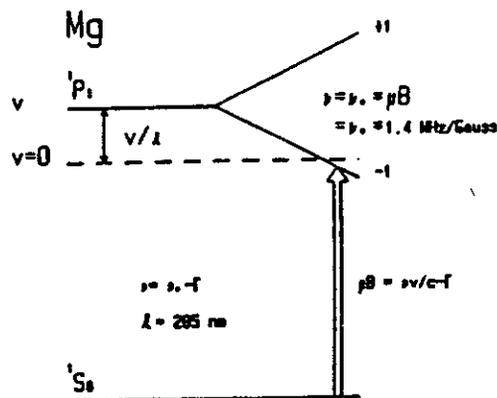


Figura 5.2: esquema da sintonização Zeeman para a desaceleração com laser através de um campo magnético axial

Para um efeito Zeeman linear, que é o caso do Mg e do Ca, e uma desaceleração constante a , a velocidade é

$$v(z) = (v_0^2 - 2az)^{1/2} \quad (17)$$

e

$$B(z) = \frac{v_0}{\mu \lambda} \sqrt{1 - \frac{2az}{v_0^2}} = B_0 \sqrt{1 - \frac{z}{L(S)}} \quad (18)$$

A equação (18) é a expressão para o valor mínimo do campo. Outros perfis de campo são permitidos, mas existe um valor máximo para o seu gradiente que é dado por

$$\left| \frac{dB}{dz} \right| \leq \frac{k|a(z)|}{2\pi g \mu v} \quad (19)$$

Se $\left| \frac{dB}{dz} \right| > \frac{k|a(z)|}{2\pi g \mu v}$ os átomos saem de ressonância e acaba a desaceleração.

A seguir, passamos a apresentar as vantagens de se utilizar um padrão atômico de tempo e frequência com átomos lentos obtidos pelo processo de desaceleração com laser.

A estabilidade de curto termo de um padrão atômico de tempo e frequência é determinada pelo ruído shot, e usando-se a variância de Allan para medir o erro em um tempo de amostragem τ , é dada por

$$\sigma(\tau) = \frac{K}{Q S/N \sqrt{\tau}} \quad (20)$$

onde K é uma constante próxima de 1 e depende do padrão, Q é o fator de qualidade da transição e S/N a razão sinal-ruído. O fator de qualidade é expressado na forma

$$Q = \frac{\nu}{\Delta \nu} = k \nu \frac{L}{v} \quad (21)$$

onde ν é a frequência da transição do padrão, $\Delta\nu$ a medida da largura de linha, L o comprimento da região de interação da radiação de interrogação com os átomos, v a velocidade dos átomos, e k uma constante próxima da unidade, que depende da distribuição do campo da radiação de interrogação ao longo do feixe atômico. O aumento do comprimento de interação L traz diversas desvantagens, tais como a redução da intensidade do feixe atômico com a diminuição da razão S/N , e uma maior dificuldade na blindagem da região de interrogação e na estabilização da radiação de interação.

Portanto, uma maneira acessível e eficiente de aumentar Q é reduzindo a velocidade dos átomos. Uma redução da velocidade dos átomos para 10 m/s, sendo a velocidade mais provável em um feixe térmico de Ca e Mg da ordem de 1000 m/s, já aumentaria o Q de duas ordens de grandeza.

Além do mais, o efeito Doppler de primeira ordem pode se tornar igual ou menor à largura natural da linha, e desvios da frequência da transição devido a efeitos dependentes da velocidade, tais como o efeito Doppler de segunda ordem, seriam drasticamente reduzidos. Como a potência da radiação de interrogação depende da velocidade com v^{-2} , a desaceleração do feixe atômico diminuiria o problema advindo das baixas intensidades dos osciladores na região de THz. E a razão S/N aumentaria com os átomos permanecendo mais tempo na região de detecção.

Alguns dados comparativos das transições passíveis de serem usadas para o processo de desaceleração do sódio, célio, magnésio e cálcio estão na tabela 5.1 [10]. Nesta tabela encontramos também os dados referentes ao Ca e Mg metaestáveis.

Para os padrões atômicos de magnésio e cálcio, devemos obter um feixe atômico desacelerado diretamente no tripleto metaestável, onde ocorre a interrogação de Ramsey. Existem duas vias para se obter um feixe metaestável resfriado de cálcio ou magnésio: resfriando-o no estado fundamental e depois excitando-o para o tripleto metaestável P, ou resfriando-o diretamente neste tripleto, excitando-o previamente. O resfriamento de feixes atômicos de cálcio e magnésio no estado fundamental, utilizando a transição ressonante

$^1S_0 - ^1P_1$ já foi realizado com sucesso [79 - 80]. A dificuldade para produzir uma quantidade razoável de átomos lentos no tripleto metaestável, quando temos o feixe resfriado no estado fundamental, surge do processo de excitação. Caso façamos esta excitação através de uma descarga elétrica longitudinal, as colisões elétron-átomo farão com que os átomos ganhem energia cinética, aumentando a sua velocidade. No caso da descarga elétrica transversal, a eficiência de excitação é muito baixa, da ordem de 0,1 % [8, 9].

	^{23}Na	^{133}Cs	^{24}Hg	^{40}Ca
$\lambda(\text{nm})$	589.0	852.1	285.2	422.6
$\tau(\text{ns})$	16	32	2.02	4.57
γ HWHM (MHz)	5	2.5	39	17.5
Δv (cm/s)	2.29	0.35	5.84	2.36
v_0 (m/s)	800	300	1000	800
N ($\times 10^3$)	35	85.7	17.1	33.9
L_m (cm)	45	82.3	3.46	12.4
v_c (m/s)	4.3	1.02	7.6	4.34
v_m (m/s)	0.41	0.12	1.13	0.41
I_s (mw/cm^2)	6.4	1.05	444	60

Tabela 5.1: dados referentes ao resfriamento (N é o número de fótons necessários para a desaceleração de átomos com velocidade v_0)

Tentamos então o resfriamento do feixe atômico diretamente no tripleto metaestável, excitando precedentemente os átomos através da descarga elétrica longitudinal, que possui, no caso de Pisa, uma eficiência da ordem de 30%. A transição para o resfriamento deve ser escolhida para que possa se comportar como um sistema de

dois níveis na melhor aproximação, para não haver perda de átomos para outros canais de decaimento que não aquele de resfriamento.

O caminho natural, partindo do tripleto metaestável, é escolher a transição coligando as componentes Zeeman $m_j = +2 \rightarrow m_j = 3$ de $^3P - ^3D$, utilizando luz circularmente polarizada para a direita, σ^+ . Desta maneira, evita-se que se excite uma transição dos subníveis $m_j = 1, 2$ do multipletto 3D . Se isto acontecesse, ocorreria o bombeamento óptico em canais de decaimento diferentes daquele de resfriamento.

Os experimentos descritos a seguir foram feitos em conjunto com Simona del Tredici, sob a orientação do Prof. Franco Strumia, sendo também parte de sua tese de láurea [67].

III- Colimação de um feixe resfriado de cálcio

1. Introdução

O objetivo deste trabalho é o de demonstrar a viabilidade de se colimar um feixe atômico de cálcio. A obtenção de um feixe colimado deste elemento pode possibilitar a utilização de uma descarga elétrica transversal ao feixe atômico para excitar os átomos resfriados no estado fundamental.

Devido à difusão transversal dos átomos, tem-se uma diminuição dos átomos na região de interação, além do alargamento Doppler da linha de absorção quando se excita o átomo opticamente na direção perpendicular ao seu movimento. O uso de um colimador reduziria a intensidade do feixe atômico. Utilizando-se a pressão de radiação iluminando o feixe ortogonalmente, supera-se os dois problemas colocados acima.

Com o feixe atômico com um diâmetro menor, pode-se reduzir a distância entre os eletrodos da descarga, reduzindo o problema da criação de carga espacial, e aumentar a densidade de átomos na região da descarga. Isto permitiria a obtenção de um feixe

metaestável resfriado longitudinalmente, e separado espacialmente dos átomos no estado fundamental, pois as colisões inelásticas elétron-átomo defletiriam o feixe no tripleto metaestável. Além disso, o fato dos átomos serem lentos longitudinalmente, aumenta a probabilidade de colisões eficazes.

Diversos trabalhos foram feitos de desaceleração de um feixe atômico de cálcio e armadilhamento [80] utilizando a transição ressonante $^1S_0 - ^1P_1$. O comprimento de onda desta transição é 422,7 nm, com a intensidade de saturação $I_s = 60 \text{ mW/cm}^2$, e largura natural HWMM de 17,5 MHz.

Como os momentos angulares totais dos estados fundamentais do cálcio e do magnésio são nulos, e os spins nucleares são também nulos para os isótopos mais abundantes, o processo de resfriamento pode ocorrer em um sistema de dois níveis se a luz for circularmente polarizada, induzindo as transições $^1S_0, m_j = 0 \rightarrow ^1P_1, m_j = -1$ ou $+1$. O átomo de cálcio, porém, tem um estado $4s3d \ ^1D_2$ abaixo de $4s1p \ ^1P_1$. Medidas do "branching ratio" $R = A(^1P_1) / A(^1D_2)$, onde A é a taxa de transição da transição, foram realizadas [80b] dando um valor $R = 1,0 \times 10^5$, que é grande o suficiente para não perturbar significativamente o ciclo de resfriamento, não se tornando necessário um outro laser para despolarizar 1D_2 . A seguir apresentamos o aparato experimental e os resultados de desaceleração do feixe atômico.

2. Aparato experimental

O arranjo experimental para se colimar um feixe de cálcio resfriado está na figura 5.3. O sistema de feixe atômico está descrito no capítulo III, secção IV.2. Para gerar o campo magnético com o gradiente necessário para manter os átomos em ressonância, utilizamos três solenóides de diâmetros e dimensões diferentes, colocados dentro de uma estrutura de ferro, como na figura 5.4. Devido a este revestimento com ferro, que serve

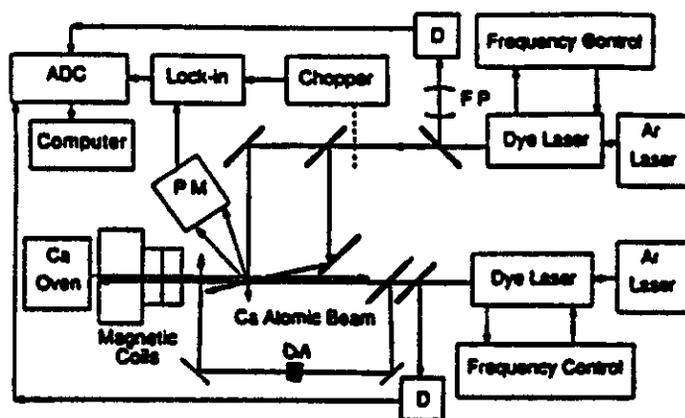


Figura 5.3: arranjo experimental para colimar o feixe resfriado de cálcio

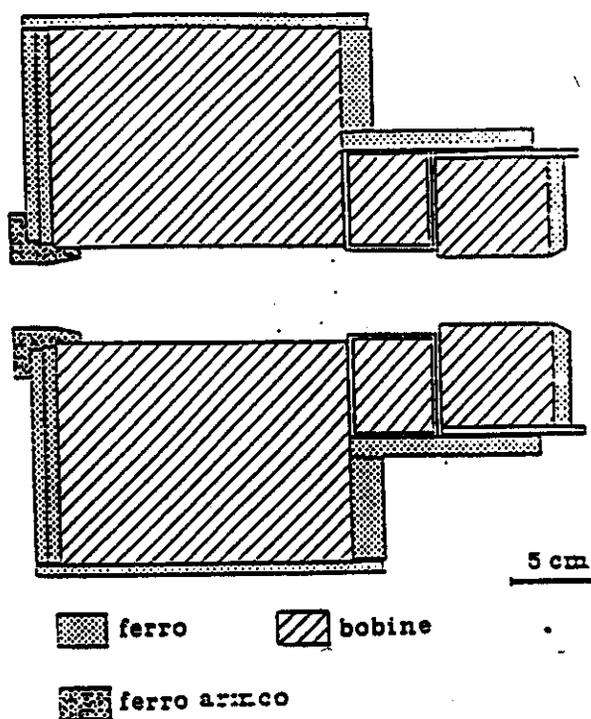


Figura 5.4: o solenóide que produz o efeito Zeeman para manter os átomos em ressonância com a radiação de resfriamento.

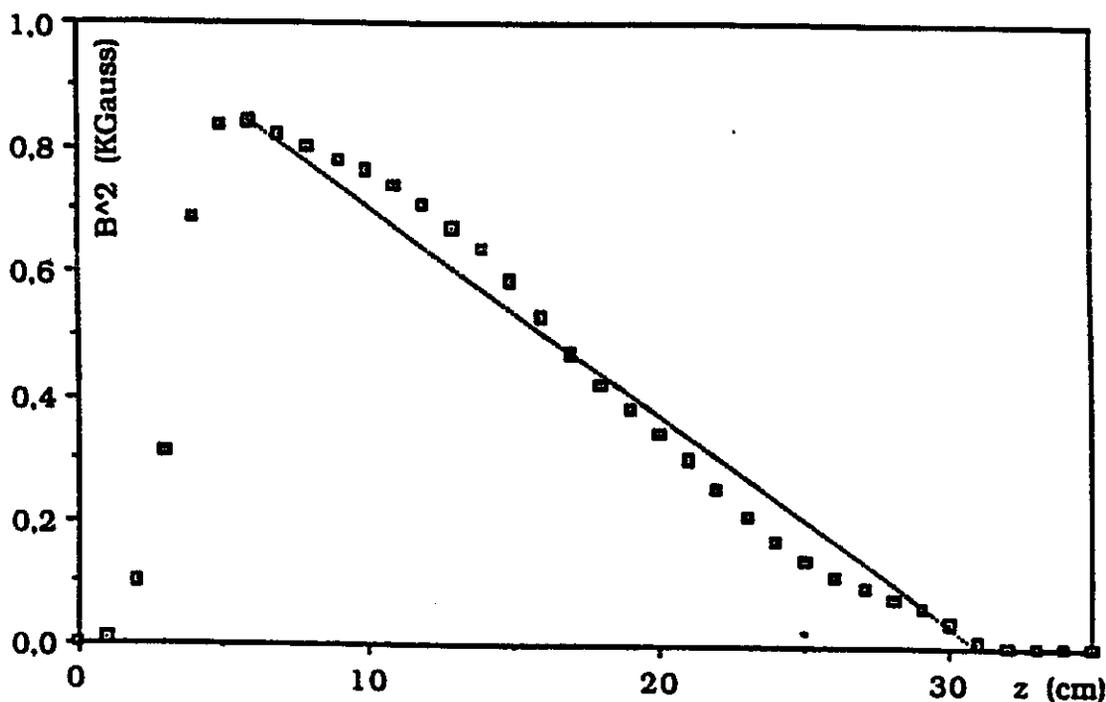


Figura 5.5: quadrado do campo magnético em função do deslocamento ao longo do eixo do solenóide

também para blindagem contra campos externos, as linhas de fluxo do campo ficam confinadas na parte interna do solenóide. Na figura 5.5 temos o gráfico do comportamento do quadrado do campo magnético com o deslocamento ao longo do feixe atômico. A linha tracejada é a previsão teórica do comportamento de B^2 , enquanto os quadrados mostram a configuração obtida experimentalmente. O resfriamento começa na região de máximo do campo, a 918 Gauss, correspondente a uma velocidade atômica de 543 m/s. O forno opera na temperatura de 600 °C.

O laser para resfriar os átomos é mandado contrapropagante ao feixe atômico. A sua frequência é fixa dentro do perfil Doppler de absorção dos átomos que vêm em sua direção. A frequência do laser de análise, que induz a fluorescência na mesma linha

ressonante, é varrida em torno da ressonância para observar o perfil de velocidade dos átomos. Ele passa por um divisor de feixes e é mandado ortogonalmente ao feixe, para dar a referência da fluorescência em torno à velocidade zero, e também fazendo um pequeno ângulo com o feixe de análise, para fornecer a curva de distribuição de velocidade. Os lasers de resfriamento e análise se cruzam na região do feixe atômico observada pela fotomultiplicadora. O laser de resfriamento é modulado em intensidade, e a fluorescência por ele induzida é detectada em fase através de um amplificador "lock-in". Desta maneira, evita-se coletar a fluorescência induzida no processo de resfriamento. Os lasers de resfriamento e de análise operam com o corante Stilbene 3, bombeados por lasers de argônio operando no ultravioleta.

Os resultados de desaceleração estão na figura 5.6 [80 a, b]. Nesta figura, a curva (a) corresponde à distribuição de velocidade com o campo magnético desligado; na curva (b) o campo magnético está ligado; na figura (c) a frequência do laser, com o campo ligado, é deslocada para um valor mais alto.

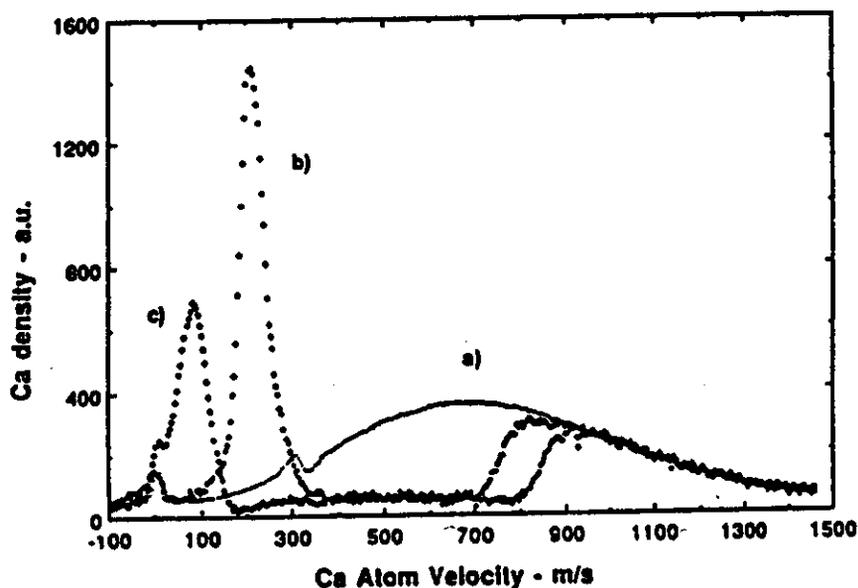


Figura 5.6: evidências do resfriamento com laser e sintonia Zeeman; explicação da figura no texto [80 a, b]

A radiação para fazer a colimação é obtida passando-se parte do feixe de resfriamento através de um modulador acusto-óptico. O laser, ao passar pelo modulador, é deslocado no sentido de frequências mais baixas, isto é, para o vermelho. Isto faz com que a luz exerça um efeito desacelerador sobre os átomos, que possuem uma velocidade transversal muito mais baixa que a longitudinal. Na última configuração utilizada neste experimento, o laser de colimação passa por um "beam-splitter", e cada feixe resultante é mandado ortogonalmente ao feixe atômico, em direções opostas entre si, pouco antes da região de análise. A eficiência da colimação é observada pela variação do sinal da fluorescência do laser de análise; um aumento do sinal significa uma colimação mais eficiente. A aquisição de dados é semelhante à feita no capítulo III, secção IV.2.

3. Resultados e conclusões

Na figura 5.7 mostramos o resultado de colimação com o laser de resfriamento bloqueado, isto é, em um feixe atômico térmico, para diversos valores do deslocamento em frequência do laser de colimação. Observa-se o aumento de intensidade com o aumento do deslocamento para o vermelho, significando um aumento da densidade atômica ao longo do eixo do feixe atômico.

Na figura 5.8 temos uma comparação de duas curvas de velocidade com o feixe atômico desacelerado, com o laser de colimação bloqueado e desbloqueado. A intensidade do laser de colimação é de 30 mW/cm^2 , isto é, $S = 0,5$. O pico dos átomos resfriados corresponde a 90 m/s .

Podemos concluir que é possível obter a colimação com laser do feixe atômico de cálcio. Isto traz a vantagem de aumentar a densidade de átomos em uma determinada região e de reduzir a divergência lateral do feixe atômico, sem a necessidade de se colocar outros colimadores, que reduziriam a sua intensidade. Abrem-se, assim, perspectivas para

se testar uma descarga transversal ao feixe atômico, para a produção átomos desacelerados no estado metaestável.

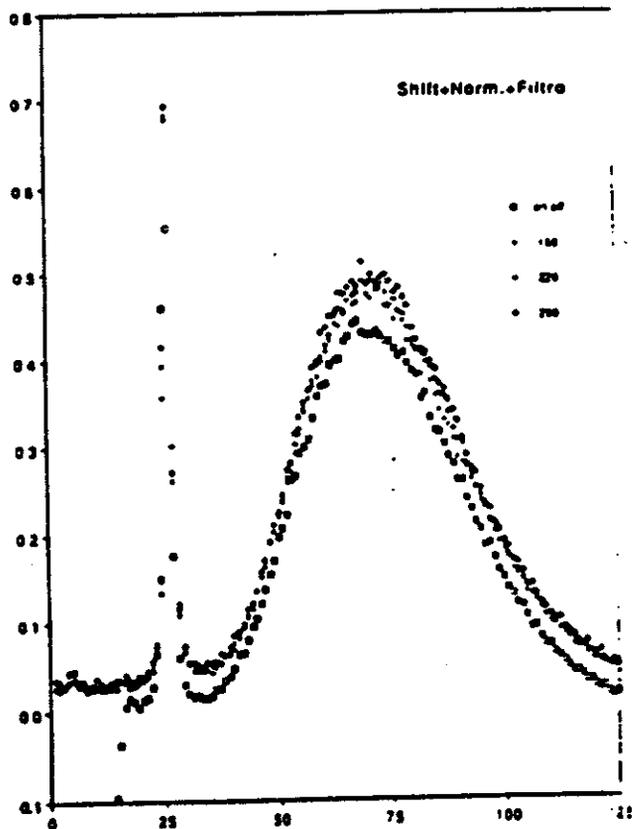


Figura 5.7: colimação com laser de um feixe de cálcio térmico

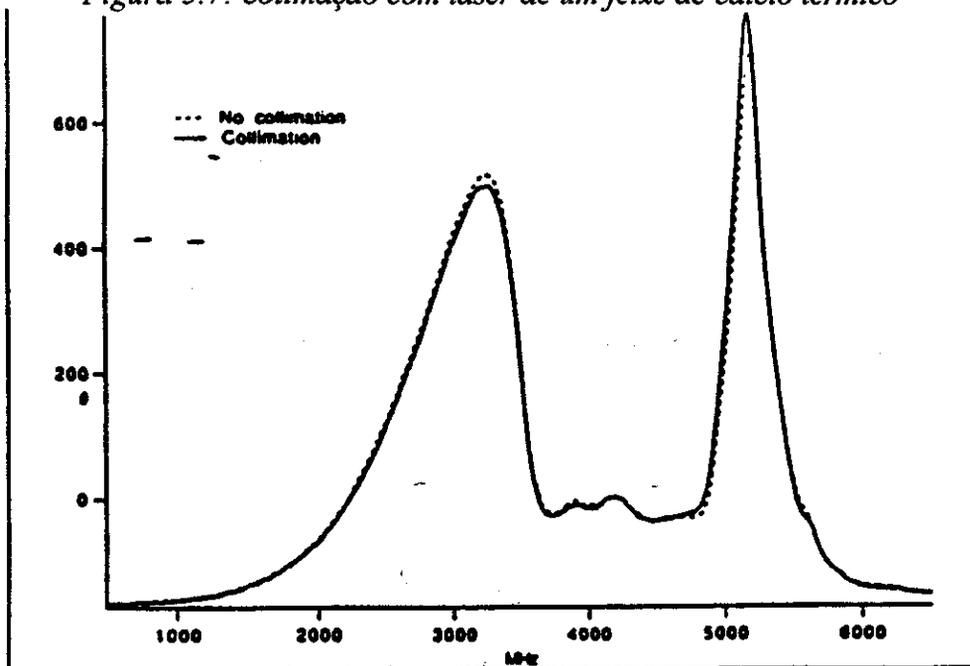


Figura 5.8: colimação com laser de um feixe de cálcio resfriado

IV- Desaceleração de um feixe metaestável de cálcio

1. Introdução

O diagrama de níveis do cálcio está na figura 5.9. O multipletto $4s3d\ ^3D$, de energia mais baixa, não pode ser usado porque a transição correspondente $^3P - ^3D$ está no infravermelho, a $1,97\ \mu\text{m}$, e, conseqüentemente, tem uma probabilidade de transição baixa. A transição $4s4p\ ^3P - (4s4d)\ D$ possui o comprimento de onda de $445,48\ \text{nm}$, que pode ser atingido com um laser de corante com Stilbene 3. Neste caso, entretanto, são permitidos outros canais de decaimento, através dos níveis $(4s5p)\ ^3P$, $(3d4p)\ ^1D$ e $(3d4p)\ ^3F$, cujos comprimentos de onda estão no infravermelho, respectivamente a $8,5\ \mu\text{m}$, $5,3\ \mu\text{m}$ e $5,2\ \mu\text{m}$. Como a probabilidade de emissão espontânea é proporcional ao cubo da frequência de emissão através da expressão [65]

$$A_{ki} = \frac{e^2 \omega_{ki}^3}{3\pi \epsilon_0 h c^3} \left| \int \psi_i^* r \psi_k dv \right|^2 \quad (22)$$

onde $\left| \int \psi_i^* r \psi_k dv \right|^2$ é o momento de dipolo elétrico, pode-se esperar uma probabilidade de decaimento espontâneo relativamente baixa para estes níveis.

Para realizar a desaceleração, portanto, devemos escolher a transição coligando as componentes Zeeman $m_j = +2 \rightarrow m_j = 3$ de $^3P_2 - ^3D_3$, utilizando luz circularmente polarizada para a direita, σ^+ . Desta maneira, evita-se que se excite uma transição dos subníveis $m_j = 1, 2$ do multipletto 3D . Se isto acontecesse, ocorreria o bombeamento óptico em canais de decaimento diferentes daquele de resfriamento.

Em todos os experimentos não foi usado o campo magnético para compensar o deslocamento da frequência de ressonância pelo efeito Doppler. Desta maneira, a função do laser de resfriamento é a de fazer um buraco na curva de distribuição de velocidade

para um dado valor da mesma, com o consequente aparecimento de um pico de intensidade para velocidades menores, o que prova o efeito de desaceleração do feixe atômico provocado pelo laser: transferência de átomos com velocidades mais altas para velocidades mais baixas.

A seguir são descritos o aparato experimental e os resultados, com uma discussão dos mesmos.

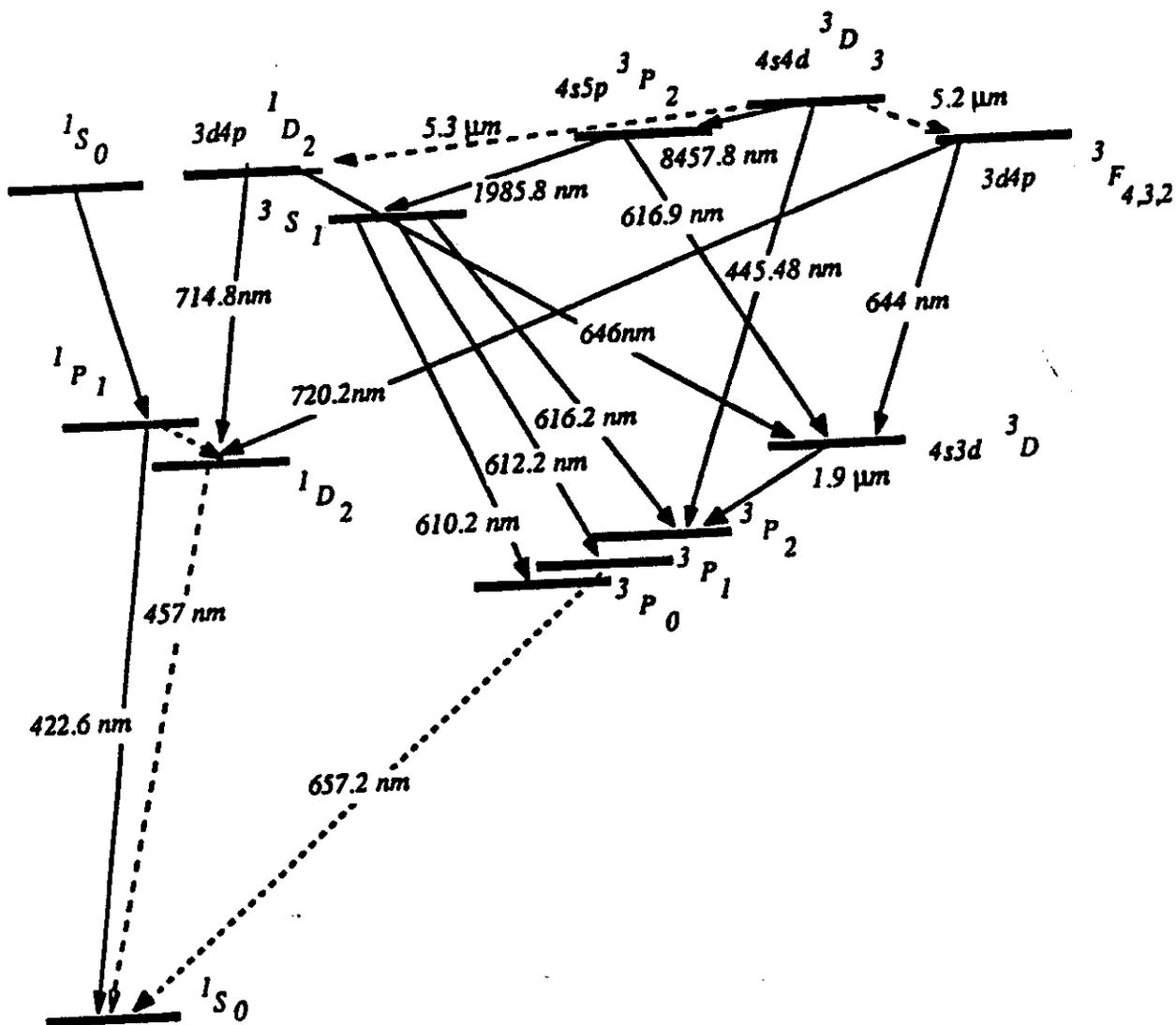


Figura 5.9: diagrama de níveis do cálcio

Como feixe de análise foi utilizado um laser de corante com a cavidade linear, o CR-599, com Rodamina 6G como meio ativo. Ele é bombeado pelo laser de argônio Innova 20, operando na linha 514,6 nm. Para analisar a distribuição de velocidade do feixe atômico, fizemos a frequência do laser de corante variar em torno a 616,2 nm, correspondente à transição $(4s4p) \ ^3P_2 - 4s5s \ ^1S_0$. Ela foi escolhida para que a radiação do laser de análise não interferisse no ciclo de resfriamento.

O laser de análise passa por um divisor de feixes, indo uma parte para o Fabry-Perot, com FSR = 350 MHz, para se ter uma referência do deslocamento de frequência do laser e, conseqüentemente, da velocidade do feixe atômico. A outra parte do laser passa por um chopper, que o modula em intensidade, e por um outro divisor de feixes. Uma parte deste laser é mandado no feixe atômico, cruzando o laser de resfriamento com um pequeno ângulo na frente da fotomultiplicadora. A fluorescência emitida pelos átomos excitados por esta parte do feixe de análise dá o perfil de velocidade do feixe atômico. A outra parte cruza o feixe atômico perpendicularmente, neste mesmo ponto, para dar a referência do sinal de fluorescência não deslocado pelo efeito Doppler.

Para observar o sinal de fluorescência, colocamos uma fenda em frente ao fotocatodo da fotomultiplicadora RCA31000A e, com uma lente, maximizamos o sinal do feixe atômico recebido pela mesma. O sinal da fotomultiplicadora é mandado a um amplificador sensível a fase ("lock-in") e daí ao sistema de aquisição de dados. Esta parte é feita por um microcomputador McIntosh II, com o software Labview. Para a análise de dados é utilizado o software Igor.

3. Resultados

Na figura 5.11 vemos a distribuição de velocidade, na ausência da radiação de resfriamento e na presença dela, para três valores diferentes do parâmetro de saturação.

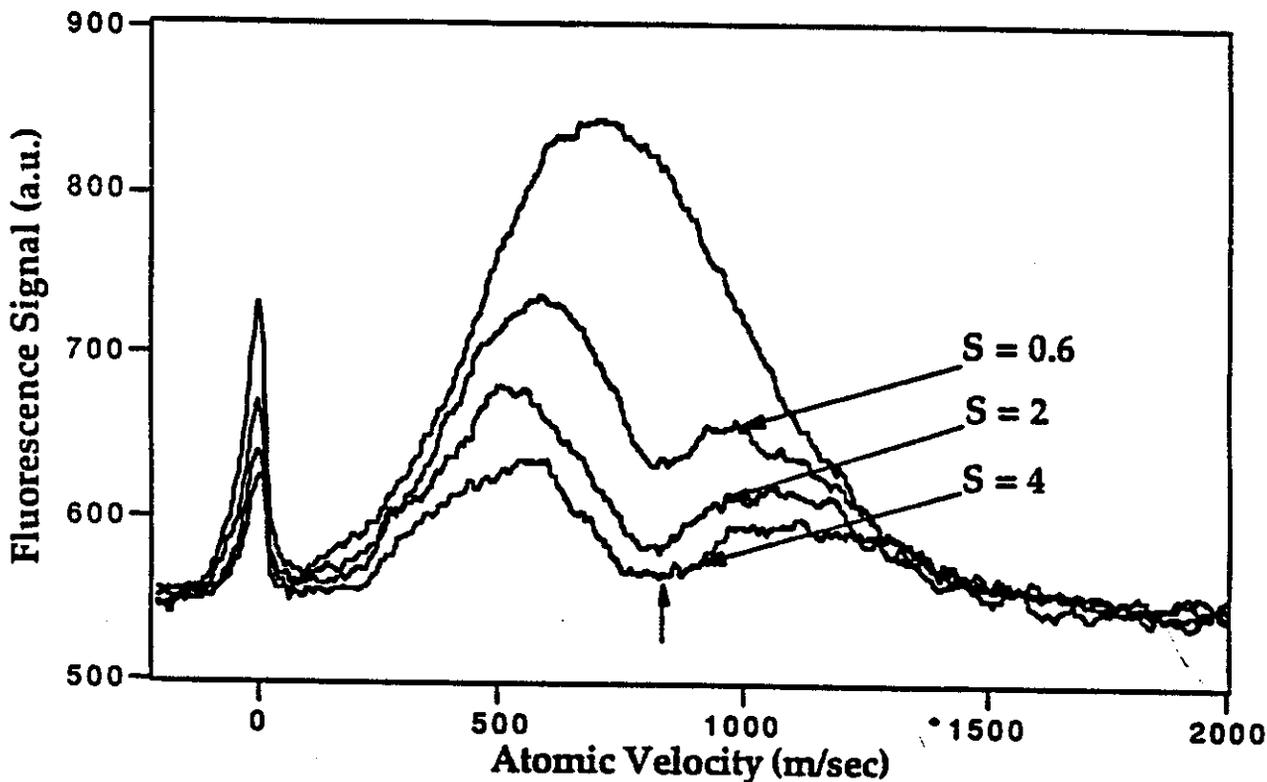


Figura 5.11: sinal da fluorescência, sem o laser de resfriamento e com ele, para três valores diferentes do parâmetro de saturação S [8, 9]

O laser de resfriamento faz um buraco na distribuição de velocidade. Deveria ser observado um pico de fluorescência correspondente a valores mais baixos de velocidade relativamente àquela em que é posicionado o laser. Entretanto, isto não ocorreu e, além do mais, a largura do buraco na curva de velocidade é maior que a largura homogênea da transição saturada. Isto pode ser devido ao efeito de bombeamento óptico através de canais de perda, isto é, para os níveis $(4s5p) \ ^3P$, $(3d4p) \ ^1D$, e $(3d4p) \ ^3F$, e deste para o tripleto $(4s3d) \ ^3D$.

Diante destes resultados, fizemos medidas do "branching ratio" entre o decaimento espontâneo do $4s4d\ ^3D$ ao $4s4p\ ^3P_2$ e o dos outros canais possíveis, para saber se ele era alto o suficiente para permitir o resfriamento. A seguir, descrevemos estas medidas.

4. Medidas do "branching ratio"

As medidas foram feitas excitando o feixe atômico metaestável com um laser operando em 445,48 nm, na direção ortogonal ao feixe. O decaimento dos diversos níveis envolvidos pode ser visto observando as emissões na faixa de 610 a 720 nm, pelo decaimento em cascata, como na figura 5.9. Colocando na frente da fotomultiplicadora, que observa a região onde o laser cruza o feixe atômico, filtros ópticos passa-banda (PB) e passa-faixa (PF), as contribuições provenientes de cada região espectral podem ser tiradas da fluorescência total, conhecendo-se a curva de transmitância de cada filtro.

Foram medidos os coeficientes de transmissão dos filtros utilizados. Colocamos cada filtro entre uma lâmpada incandescente e um monocromador e obtivemos a curva de transmitância em função do comprimento de onda. Em alguns casos, encontramos discrepâncias entre os valores que obtivemos e os fornecidos pela fábrica. Montamos uma tabela com a transmitância de cada filtro para os comprimentos de onda de maior interesse, juntamente com o valor da eficiência quântica da fotomultiplicadora, como está na tabela 5.2. Os valores entre parênteses são os fornecidos pela fábrica.

Os valores do sinal de tensão da fotomultiplicadora ao observar a fluorescência do feixe atômico estão na tabela 5.3, com filtro e sem filtro, para a mesma intensidade do laser, ≈ 50 mW, e com a polarização do laser perpendicular ao eixo de observação.

FILTRO	T ₆₁₇	T ₆₄₆	T ₇₁₅
PA 595	75%(80)	95%(90)	95%(90)
PA 650	0.3%(0)	44%(31)	90%(90)
PA 697	0(0)	0(0)	85%(81)
PB 550	5%(1)	0(0)	0(0)
PB 650	52%(46)	57%(57)	0(0)
PB 700	2%(0)	15%(12)	65%(62)
η	3,2%	7,1%	4%

Tabela 5.2: valores da transmitância e da eficiência da fotomultiplicadora para os principais comprimentos de onda

FILTRO	Fluorescência (mV)
Sem	300±10
PA 595	0.80±0.05
PA 650	0.70±0.05
PA 697	0.00±0.05
PB 550	0.10±0.05
PB 650	1.10±0.05
PB 700	0.70±0.05

Tabela 5.3: tensão de saída da fotomultiplicadora para os diversos filtros e sem filtro

4.1- Análise dos dados

Baseando-se nestes resultados, chegamos a valores para o peso da contribuição para a fluorescência total de cada canal de decaimento, usando as regras de seleção, junto a regras de três simples e eliminação.

Do filtro passa-alta PA697, com o qual o sinal foi nulo, podemos dizer que não se observa fluorescência na faixa de 680 a 800 nm, onde a eficiência da fotomultiplicadora não é nula. Com isto, eliminamos inicialmente o canal $^3D_3 - ^1D_2$ a 5,3 μm , pois o decaimento deste nível seria revelado pela transição $(3d4p) ^1D_2 - (4s3d) ^1D_2$ a 714,8 nm. O outro caminho de decaimento possível a partir de 1D_2 , a 646 nm, envolve uma transição singleto-triplete, cuja intensidade é naturalmente fraca.

Tendo eliminado o grupo de linhas entre 680 e 800 nm, podemos dizer que o sinal observado com o filtro passa-alta PA650 é todo devido ao grupo de transições em 644 nm. Desta maneira, a intensidade sem o filtro a 644 nm é de aproximadamente $1,6 \pm 0,1$ mV. Utilizando o sinal medido com o PB650 chegamos a um valor para a fluorescência em 617 nm, $0,4 \pm 0,2$ mV.

4.2- Estimativa do "branching ratio"

A intensidade total, I_T , medida sem qualquer filtro na frente da fotomultiplicadora, praticamente representa o sinal da fluorescência da transição de resfriamento, $(4s4d) ^3D_3 - (4s4p) ^3P_2$, em 445,48 nm. Sendo assim, da razão α entre I_T e a intensidade com o filtro PA595, com $\lambda > 610$ nm, podemos chegar a uma estimativa para o branching ratio. Desta maneira, corrigindo os valores da intensidade, de acordo com a eficiência da fotomultiplicadora para aqueles comprimentos de onda (η_{646} e η_{445}), e com a transmitância do filtro em 646 nm (T_{646}^{PA595}), temos

$$\alpha = \frac{I_{TOT}}{I_{PA}} \frac{\eta_{646} T_{646}^{PA595}}{\eta_{445}} = 460 \pm 50 \quad (23)$$

Como $I \approx hvA = hAc/l$, onde A é a probabilidade de emissão espontânea, temos para o branching ratio R

$$R = \frac{A(445,48)}{A(646)} = \frac{I(445,48)}{I(646)} \frac{445,5}{646} = \alpha \frac{445,5}{646} \quad (24)$$

Assim, o R experimental é

$$R_{exp} = 320 \pm 35 \quad (25)$$

5. Discussão dos resultados e conclusões

A probabilidade que um átomo passe por N ciclos de absorção e emissão é dado por

$$P = \left[\frac{R}{R+1} \right]^N \approx e^{-N/R} \quad (26)$$

onde R é o branching ratio.

Para a transição por nós estudada, superestimando o branching ratio, isto é, levando-se em conta que $r \approx 1000$,

temos

$$P < 10^{-17} \quad (27)$$

ou seja, os átomos são bombeados por canais secundários depois de $N = 4,3 \times 10^4$.

Para o caso da transição ressonante do cálcio, como discutido na secção III, $R = 10^5$ e $P \approx 0,9$, existindo uma boa eficiência de resfriamento.

Uma explicação para o que ocorre com a transição escolhida para fazer o resfriamento do cálcio metaestável, que a princípio deveria funcionar adequadamente, pode basear-se no fato do estado $(4s4d) \ ^3D_3$ ter uma interação de configuração com algum outro estado que não seja ortogonal ao nível $(3d4p) \ ^3F$, já que, em um acoplamento LS, este último nível é ortogonal a $(4s4d) \ ^3D_3$.

Como resultado deste trabalho, demonstramos a impossibilidade de se obter o resfriamento com laser utilizando a transição a 445,48 nm.

V- Desaceleração de um feixe metaestável de magnésio

1. Introdução

O sistema dos primeiros níveis excitados do magnésio é mais simples que o do cálcio, como pode ser visto no diagrama de níveis na figura 5.12. A transição $(3s3p) \ ^3P_2 - (3s3d) \ ^3D_3$ está a 383,83 nm, e comporta-se praticamente como um sistema de dois níveis. O estado $(3s4p) \ ^3P$ tem uma energia menor que o $(3s3d) \ ^3D$, mas a frequência desta transição é de 150 GHz, possuindo uma probabilidade de emissão espontânea desprezível.

A princípio, uma dificuldade poderia surgir devido à estrutura peculiar do multiplete $(3s3p) \ ^3D$. A magnitude do termo de quadrupolo é da mesma ordem daquela de dipolo, mas com o sinal inverso. Desta maneira, a regra do intervalo de Landè é fortemente perturbada, e o nível $J=3$ fica entre os níveis $J=1$ e $J=2$, com um deslocamento de estrutura fina com campo nulo bastante pequeno [9,10], como pode ser visto na figura 5.13.

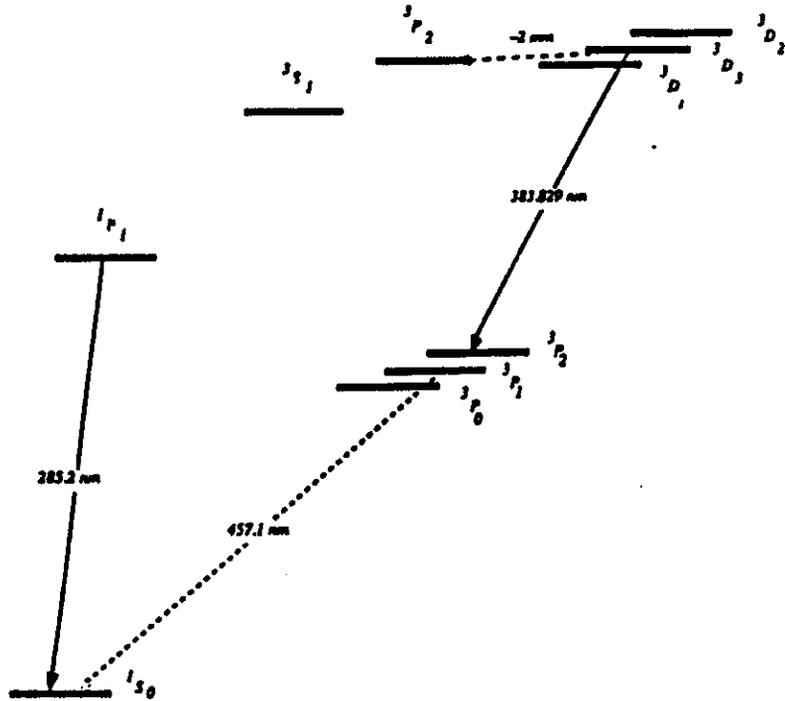


Figura 5.12: diagrama dos primeiros estados excitados do magnésio

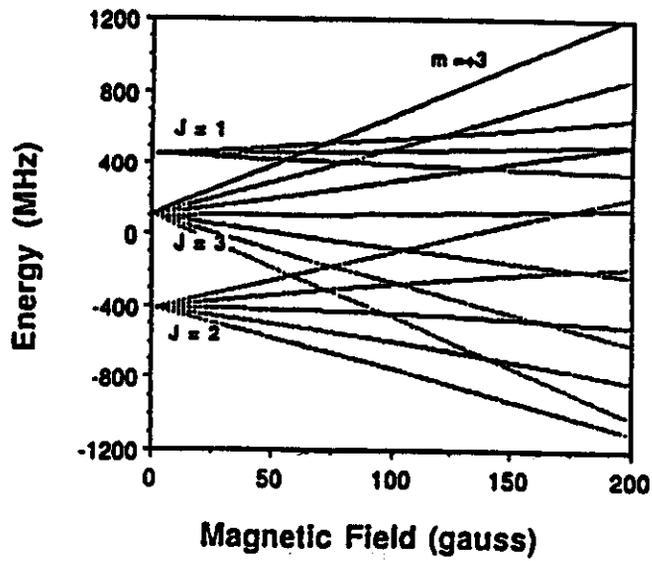


Figura 5.13: efeito Zeeman do multipletto (3s,3d) D

Iluminando o feixe metaestável que está no estado 3P_2 , $m_j = +2$, com o laser contrapropagante a 383,83 nm e circularmente polarizado, somente o ciclo $^3P_2 - ^3D_3$ ($m_j = +2 - m_j = +3$) será excitado. Entretanto, desvios de uma perfeita polarização σ^+ pode fazer excitar transições dos subníveis Zeeman $m = +2$ ou $m = +1$ do multipletto 3D . Mas a força de oscilador da transição $J=2 \rightarrow J=1$ é 84 vezes menor que a da $J=2 \rightarrow J=3$ [9].

A probabilidade de uma transição que sai de 3P_2 , $m_j = +2$, retornar em um subnível diferente do multipletto 3P , devido a polarização errada, foi calculada numericamente como uma função do campo magnético, da frequência e intensidade do laser, e comparada com a probabilidade da transição $^3P_2 - ^3D_3$ ($m = +2 - m = +3$) [9]. A figura 5.14 mostra os resultados do cálculo para igual intensidade nas duas componentes σ^+ e σ^- , $S=1$, e o laser ressonante com a transição de resfriamento. Podemos ver que, para campos maiores que 10 mT; com 1% de polarização σ^- , mais de 10 absorções e emissões podem ocorrer por átomo no ciclo de resfriamento antes que ele vá para um subnível 3P diferente de 3P_2 .

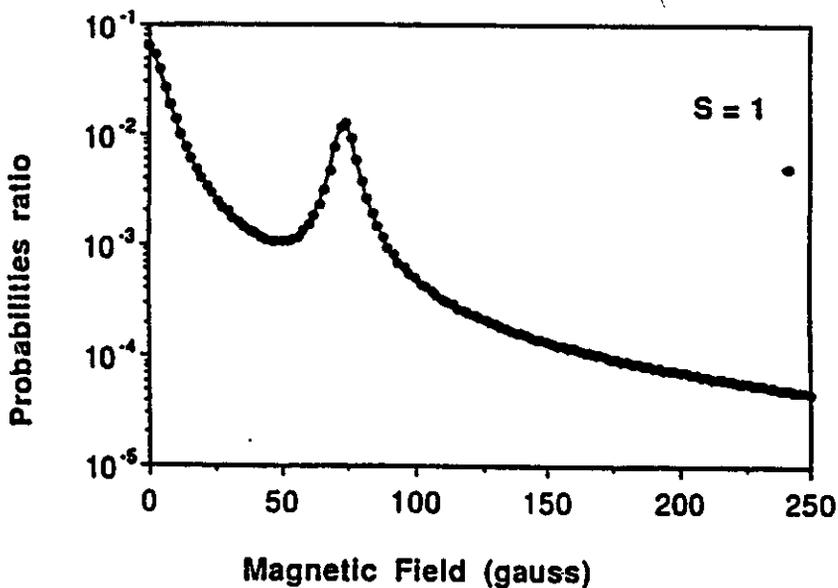


Figura 5.14: razão entre a probabilidade de uma transição sair de 3P_2 , $m_j = +2$ devido à polarização σ^- , retornar a outro estado, e a probabilidade da absorção σ^+ $^3P_2 - ^3D_3$, ($m_j = +2 - m_j = +3$), para a mesma intensidade do laser ($S=1$)

2. Arranjo experimental

Da mesma maneira que para o cálcio metaestável, não foi utilizada a sintonização Zeeman dos níveis para compensar o efeito Doppler. O processo de excitação do feixe atômico para o tripleto metaestável é semelhante ao descrito no capítulo II, assim como o sistema de produção do feixe atômico. O diagrama do aparato experimental está na figura 5.15.

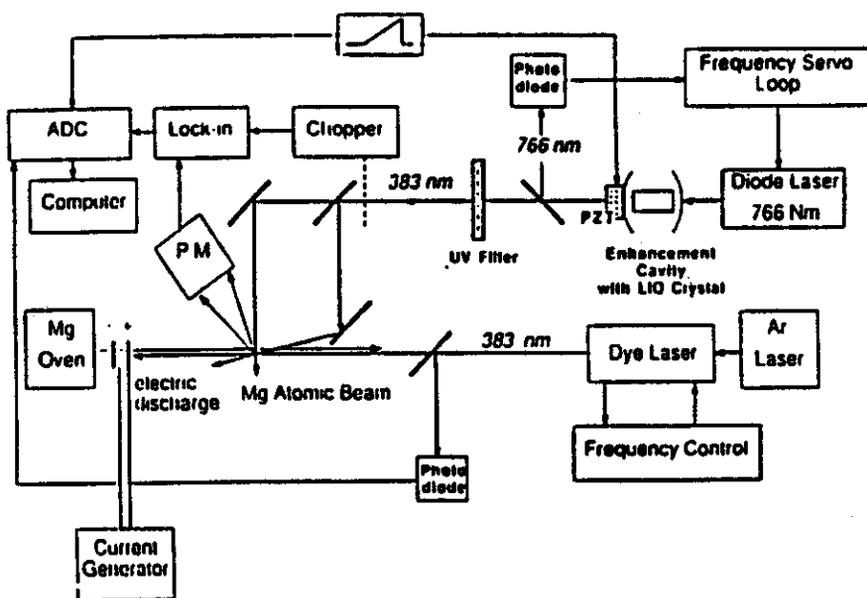


Figura 5.15: diagrama do aparato experimental para o resfriamento do feixe metaestável de magnésio

Como fonte de radiação para excitar a transição de resfriamento, utilizamos o corante Exalite 392E como meio ativo para o laser CR-699-21. Ele é bombeado pelo laser

de argônio Spectra Physics 2045-25 operando no ultravioleta. Com uma potência de bombeio de 5 W obtêm-se 50 mW a 383,83 nm. O feixe do laser, após passar por uma placa de um quarto de onda, para colocá-lo na polarização correta, é mandado sobre o feixe atômico em direção contrapropagante.

A radiação de um laser de diodo operando em torno a 767 nm foi duplicada em frequência por um cristal LiIO dentro de uma cavidade de "enhancement" para produzir o feixe de análise. Depois de atravessar um filtro que só permite a passagem da radiação duplicada em frequência, o feixe de análise é mandado sobre o feixe atômico da mesma maneira que para o cálcio metaestável, mas, no caso do magnésio, a frequência do laser de análise é varrida em torno da transição de resfriamento.

A fluorescência produzida no feixe atômico pelo laser de diodo modulado em intensidade é coletada por uma fotomultiplicadora XP 1002. Coloca-se diante da fotomultiplicadora uma fenda e uma lente em posição adequada para coletar somente o sinal da fluorescência, com o mínimo de ruído de fundo, provocado pelo espalhamento da luz do laser pelo tubo de Pyrex. O sinal da fotomultiplicadora é mandado ao amplificador "lock-in" e daí ao sistema de aquisição de dados, igual ao descrito para o cálcio. Para o magnésio, como a intensidade do laser de diodo duplicado em frequência é muito baixa, em torno a 10 μ W, colocamos um mediador de sinal EGEG 4202 na saída do "lock-in" para melhorar a razão S/N.

3. Resultados

Na figura 5.16 estão os sinais de fluorescência dos experimentos realizados, com e sem o laser de resfriamento. A razão S/N em ambos os casos não é boa devido a uma estabilização do laser de diodo não satisfatória. O retorno óptico provoca modulação na intensidade do laser e existe um "jitter" grande, como se pode observar da figura.

Como pode ser observado da figura 5.16, o laser de resfriamento provoca um buraco no extremo direito da curva de distribuição de velocidade, e aparece um pico correspondente a um grupo de velocidade menor que aquele correspondente à frequência do laser. Isto demonstra o efeito de desaceleração do feixe metaestável de magnésio.

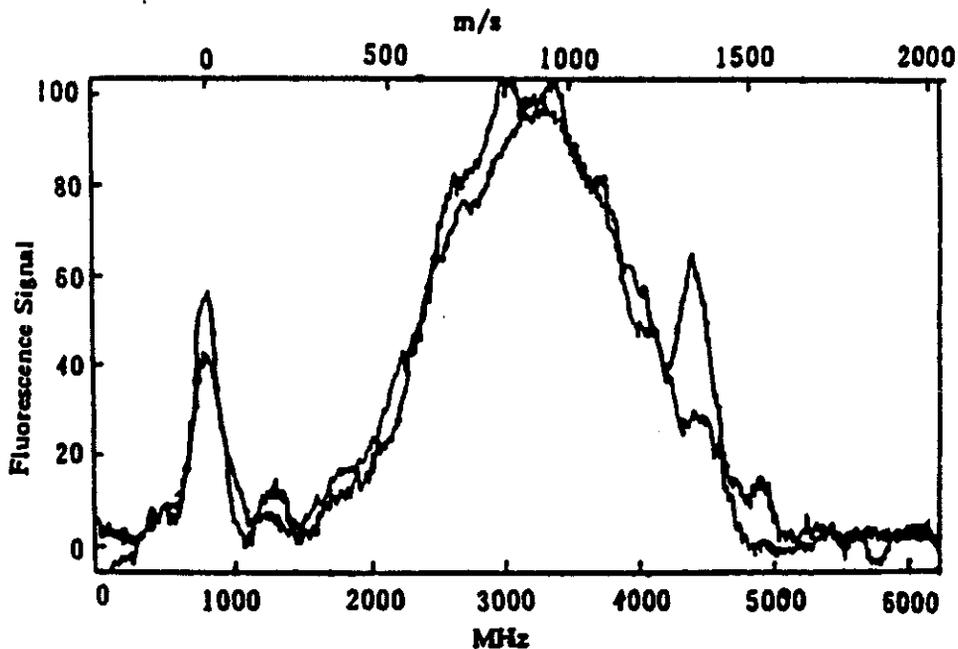


Figura 5.16: efeito de resfriamento em um feixe metaestável de magnésio. A posição do laser de resfriamento está à direita provocando um buraco, e fazendo aparecer um pico em 1400 m/s.

4. Conclusões

Provamos ser possível resfriar o feixe metaestável de magnésio utilizando a transição $^3P_2 - ^3D_3$, ($m_j = +2 - m_j = +3$). Este, porém, não é o subnível envolvido na

transição do protótipo existente. Para transferir a população do subnível resfriado para 3P_0 , podemos utilizar o esquema de bombeamento óptico de 3P_2 para 3D_1 , iluminando o feixe atômico com o laser ressonante com esta transição, incidindo perpendicularmente ao feixe. Depois de N ciclos, teremos átomos somente em 3P_0 . Este esquema foi mostrado no capítulo IV.

Conclusões e perspectivas finais

Construímos um sistema de feixe atômico versátil, que está operando na configuração que permite obter estados excitados. Realizamos medidas que indicam uma eficiência para popular o primeiro tripleto metaestável da ordem de 30 %. Obtivemos o primeiro espectro de emissão da região da descarga elétrica com um feixe atômico de cálcio, que abre perspectivas de estudos mais completos para entender os processos de excitação dos estados metaestáveis, ainda pouco conhecidos. Iniciamos, com sucesso, medidas do bombeamento óptico do tripleto metaestável do cálcio, que permitirão descobrir mecanismos para aumentar a população de um dos subníveis deste tripleto, com o despovoamento dos demais.

Em parte do trabalho, feito em Pisa, com a intenção de permitir a aquisição do conhecimento tecnológico para construir este sistema de feixe atômico, demonstramos a possibilidade de desacelerar um feixe de magnésio no estado metaestável. Este resultado, juntamente com as medidas de eficiência do bombeamento do tripleto metaestável do magnésio que obtivemos, permitirão introduzir melhorias significativas no protótipo de padrão atômico de tempo e frequência existente, com perspectivas promissoras.

Demonstramos a impossibilidade de resfriar o feixe de cálcio metaestável utilizando a transição que, teoricamente, seria a mais conveniente. Colimamos um feixe de cálcio resfriado no estado fundamental, o que possibilitará novas tentativas de se obter um feixe metaestável resfriado, utilizando-se uma descarga elétrica transversal ao feixe para excitar os átomos sem perturbar o perfil da velocidade longitudinal.

Construímos sistemas de lasers de diodo duplicados em frequência e realizamos algumas medidas com os mesmos. Estamos instalando sistemas semelhantes, mas com melhoramentos conceituais, em nosso laboratório na Unicamp, com a finalidade de explicar de maneira conclusiva o mecanismo que não permite a realização do resfriamento

do cálcio metaestável, e de obter um feixe desacelerado deste elemento químico no estado fundamental, utilizando a segunda harmônica gerada por cristais dentro de cavidades bombeadas por lasers de diodo.

As perspectivas de uso deste sistema de feixe atômico associado aos lasers de diodo para se trabalhar com espectroscopia de alta resolução e metrologia de tempo e frequência tem se mostrado muito promissoras.

Referências

1. F. Strumia, *Metrologia* **8**, 85 (1972)
2. "Time and Frequency", *Proc. IEEE* **79**, n. 7 (1991)
3. C. Audoin, *Metrologia* **29**, 113 (1992)
4. S. Chu and K. Gibble, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1771 (1993)
- A. Clairon, C. Salomon, S. Guelatti, and W.D. Philips, *Europhys. Lett.* **16**, 165 (1991)
5. J.V.B. Gomide, G.A. Garcia, F.C. Cruz, D. Pereira, A. Scalabrin, *Construction of an Atomic Beam System and Efficient Production of Metastable States*, *Brazilian Journal of Physics* **27**, 266 (1997)
6. J.V.B. Gomide, G.A. Garcia, F.C. Cruz, D. Pereira, and A. Scalabrin, *Production Efficiency and Velocity Distribution of an Intense Metastable Calcium Beam*, em preparação final
7. N. Beverini, G. Genovesi, J.V.B. Gomide, E. Maccioni, A.M. Messina, and F. Strumia, *Atomic Spectroscopy in the Near UV on a Mg Metastable Beam by a Frequency Doubled Diode Laser*, in *International Conference on Quantum Electronics Technical Digest Series 1992*, vol. 9, pp. 22, Viena, Austria, 1992
- 8- N. Beverini, J.V.B. Gomide, E. Maccioni, F. Strumia, and G. Vissani, *Ca and Mg Atomic Frequency Standards Using Laser Cooled Atomic Beams*, X Vavilov Conference, Novosibirsk, 1990
- 9- N. Beverini, J.V.B. Gomide, E. Maccioni, F. Strumia, and G. Vissani, *Laser Cooling of Ca and Mg and its Application to Far Infrared Frequency Standards*, in "Light Induced Kinetic Effects on Atoms, Ions and Molecules, ed. L. Moi et al, pp. 111, ETS Editrice, Pisa, 1991
- 10- W.Q. Cai, N. Beverini, S. del Tredici, J.V.B. Gomide, E. Maccioni, and F. Strumia, *Optical Pumping and Laser Cooling of Magnesium Atomic Beam in Metastable States*,

- SPIE Vol. 1726, Shanghai International Symposium on Quantum Optics, pp. 212, Shanghai, 1992
- N. Beverini, W.Q. Cai, S. del Tredici, J.V.B. Gomide, E. Maccioni, A.M. Messina, and F. Strumia, *Optical Pumping of Metastable Mg in an Atomic Beam*, submetido para o Optics Communications
11. J.V.B. Gomide, G.A. Garcia, F.C. Cruz, D. Pereira, A. Scalabrin, *Optical Pumping of Calcium Metastable Triplet*, submetido para a International Quantum Electronics Conference, Anaheim, USA, 1994
 - 12- J.V.B. Gomide, F.J. Paixão Filho, G.A. Garcia, D. Pereira, and A. Scalabrin, *Excitation Dynamics for Producing an Intense Metastable Calcium Beam*, em preparação
 - 13- R.E. Beehler, R.C. Mockler, F.M. Richardson, *Metrologia* **1**, 115 (1965)
 - 14- N.F. Ramsey, *Proc. IEEE* **79**, 921 (1991)
 - 15- W.M. Itano and N.F. Ramsey, *Scient. Am.*, July 1993, 46
 16. E. Bava, A. Godone, G. Giusfredi, and C. Novero, *IEEE J. Quant. Elect.* **QE-23**, 455 (1987)
 17. S. L. Rolston and W.D. Philips, *Proc. IEEE* **79**, 943 (1991)
 18. W.M. Itano, *Proc. IEEE* **79**, 936 (1991)
 19. Bureau International des Poids et Mesures: *Metrologia* **19**, 163 (1984)
 20. B.N. Taylor and T.J. Witt, *Metrologia* **26**, 47 (1989)
 21. L. Pasternack, D.M. Silver, D.R. Yarkony, and P.J. Dagdigian, *J. Phys. B* **13**, 2231
 22. F. Strumia, in *Laser Science and Technology*, edited by A. N. Chester et al, Plenum Press, 367 (1988)
 23. A. Godone, C. Novero, and E. Bava, *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **IM-40**, 149 (1991)
 24. A. De Marchi, A. Godone, *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **IM-30**, 132 (1981)
 25. E. Bava, A. Godone, G.D. Rovera, *Infrared Phys.* **23**, 157 (1983)
 26. A. Godone, E. Bava, and C. Novero, *Metrologia* **24**, 133 (1987)
 27. L.L. Lewis, *Proc. IEEE* **79**, 927 (1991)

28. G. Giusfredi, P. Minguzzi, F. Strumia, and M. Tonelli, *Z. Physik A* **274**, 279 (1975)
29. G. Giusfredi, A. Godone, E. Bava, and C. Novero, *J. Appl. Phys.* **63**, 1279 (1988)
30. N.F. Ramsey, *Molecular Beams*, Oxford Press, 1956 and 1985
31. J. Vanier and C. Audoin, *The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards*, Adam Hilger, 1989
32. A. Godone and C. Novero, *Recent Progresses in the Mg Beam Frequency Standard*, to be published
33. C. Novero, A. Godone, and E. Bava, *Il Nuovo Cimento* **10**, 841 (1988)
34. E. Bava, A. Godone, and C. Novero, *Appl. Phys.* **B48**, 495 (1989)
35. J. Sugar and C. Corliss, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **8**, 865 (1979)
36. N. Vaeck, M. Godefroid, and J.E. Hansen, *J. Phys. B* **24**, 361 (1991)
37. A. Aspect, J. Bauche, M. Godefroid, P. Grangier, J.E. Hansen, and N. Vaeck, *J. Phys. B* **24**, 4077 (1991)
38. W.H.King, *Isotope Shifts in Atomic Spectra*, Plenum Press, 1984
39. J.M. Bizeau, D. Cubaynes, E. Källne, T.J. Morgan, J. Obert, J.-C. Putaux, M. Richter, S. Sorensen and F.J. Wuilleumier, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 576 (1991)
40. S. Bashkin and J.O. Stoner, Jr, *Atomic Energy Level & Gortian Diagrams*, vol. 2, North Holland Publishing Company, 1978
41. a) A.C.G. Mitchell and M.W. Zemansky, *Resonance Radiation and Excited Atoms*, Cambridge University Press, 1961
b) J. Tenenbaum, I. Smilanski, S. Gabay, G. Erez, and L.A. Levin, *J. Appl. Phys.* **49**, 2662 (1978)
42. W. Gornik, D. Kaiser, W. Lange, J. Luther, K. Meier, H.-H. Radloff and H.H. Schulz, *Phys. Lett.* **45A**, 219 (1973)
43. C. Wieman and L. Hollberg, *Rev. of Sci. Instrum.* **62**, 1 (1991)
44. P.B. Coates, *Phys. E: Sci. Instrum.* **21**, 812 (1988)
45. Ch. Breant, Ph. Laurent and A. Clairon, *IEEE J. Quantum Electron.* **25**, 257 (1989)

46. A.T. Scheremer and C.L. Tang, *IEEE Photonics Tech. Lett.* **2**, 3 (1990)
47. *Photonics Spectra*, pag. 75, May 1993
48. D.R. Scifres, *Photonics Spectra*, pag. 72, January 1993
49. A. Hemmerich, D.H. McIntyre, C. Zimmermann and T. Hänsch, *Opt. Lett.* **15**, 372 (1990)
- G.J. Dixon, C.E. Tanner and C.E. Wieman, *Opt. Lett.* **14**, 731 (1989)
50. Gian Luca Genovesi, *Produzione de radiazione nel blu e nell'UV tramite laser a diodo duplicati in frequenza*, tese de láurea, Università di Pisa, novembro de 1991
51. W.J. Kozlovsky, W. Lenth, E.E. Latta, A. Moser and G.L. Bona, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 2291 (1990)
52. K. Petermann, *Laser Diode Modulation and Noise*, Kluwer Academic Press, 1991
53. D. Botez, *IEEE Spectrum*, June 1985, 43
54. *Optics Guide*, Melles Griot, 1990
55. L.A. Johnson, *Laser & Optronics*, April 1988, 109
56. A. R. Shen, *The Principles of Nonlinear Optics*, John Wiley & Sons, 1984
57. P.A. Franken, A.E. Hill, C.W. Peters and G. Weinreich, *Phys. Rev. Lett.* **7**, 118 (1961)
58. O. Svelto, *Principles of Lasers*, Plenum Press, 1989
59. R.L. Byer, in *Quantum Electronics*, ed. by H. Rabin and C.L. Tang, Academic Press, pag. 588, 1975
60. G.D. Boyd and D.A. Kleinman, *Journ. Appl. Phys.* **39**, 3597 (1968)
61. J.C. Baumert, J. Hoffnagle and P. Günter, *Nonlinear optical effects in KNbO₃ crystals at Al_xGa_{1-x}As wavelenghts*, Laboratory of Solid State Physics, Switzerland
62. K. Heilig and A. Steudel, *At. Data Nucl. Data Tables* **14**, 613 (1974)
63. C.W.P. Palmer, P.E.G. Baird, S.A. Blundell, J.R. Brandenberger, C.J. Foot, D.N. Stacey and G.K. Woodgate, *J. Phys. B* **17**, 2197 (1984)

64. C.W.P. Palmer, P.E.G. Baird, J.L. Nicol, D.N. Stacey and G.K. Woodgate, *J. Phys. B* **15**, 993 (1982)
65. A. Corney, *Atomic and Laser Spectroscopy*, Clarendon Press, Oxford (1987)
66. A. Javan, *Bull. Am. Phys. Soc.* **9**, 489 (1964)
67. S. del Tredici, *Rallentamento laser di un fascio metastabile di magnesio*, tese de láurea, Università di Pisa, 1992
68. U. Fano, *Phys. Rev. A* **32**, 617 (1985)
69. L. Hallstadius, *Z. Phys. A* **291**, 203 (1978)
70. A. Morinaga, N. Ito and T. Sakurai, *Appl. Phys.* **B54**, 29 (1992)
71. D. J. Wineland and H. Dehmelt, *Bull. Amer. Phys. Soc.* **20**, 637 (1975)
72. H. Dehmelt, *Nature* **262**, 777 (1976)
73. T.W. Hänsch and A.L. Schawlow, *Opt. Comm.* **13**, 68 (1975)
74. V.G. Minogin and V.S. Letokhov, *Laser light pressure on atoms*, Gordon and Breach Science Publishers, 1987
75. A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste and C. Cohen-Tanoudji, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 826 (1988)
76. K. Gibble and S. Chu, *Future Slow-atom Frequency Standards*, *Metrologia* **29**, 201 (1992)
77. V. Bagnato, L. Marcassa, C. Tsao, Y. Wang and J. Weiner, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3225 (1993)
78. U. Eichmann, J.C. Bergquist, J.J. Bollinger, J.M. Gilligan, W.M. Itano, M.G. Raizen and D.J. Wineland, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2359 (1993)
79. Para o resfriamento do magnésio, veja por exemplo
- a) N. Beverini, S. De Pascalis, E. Maccioni, D. Pereira, F. Strumia, G. Vissani, Y.Z. Wang, C. Novero, *Opt. Lett.* **14**, 350 (1989);
- b) K. Sengstock, U. Sterr, G. Hennig, D. Bettermann, J.H. Muller, W. Ertmer, *Opt. Commun.* **103**, 73 (1993)