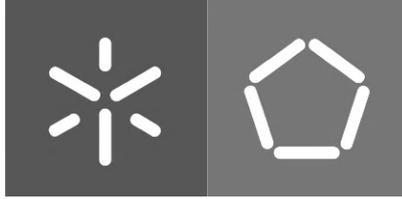


Universidade do Minho

Escola de Engenharia

Ludovic Ferreira da Ascensão

Sistema de Arrefecimento a *Laser*



Universidade do Minho

Escola de Engenharia

Ludovic Ferreira da Ascensão

Sistema de Arrefecimento a *Laser*

Tese de Mestrado

Mestrado em Engenharia Mecatrónica

Trabalho realizado sob a orientação de:

Professor Doutor José Gerardo Vieira da Rocha

Professor Doutor Luís Miguel Valente Gonçalves

DECLARAÇÃO

Nome:

Ludovic Ferreira da Ascensão

Endereço eletrónico: pg15001@alunos.uminho.pt Telefone: 917358014

Número de Identificação Civil: 13159765 5 ZZ7

Título da Dissertação:

Sistema de arrefecimento a *laser*

Orientadores:

Professor Auxiliar José Gerardo Vieira da Rocha;

Professor Auxiliar Luís Miguel Valente Gonçalves. Ano de conclusão: 2011

Designação do Mestrado:

Mestrado em Engenharia Mecatrónica

É AUTORIZADA A REPRODUÇÃO INTEGRAL DESTA TESE/TRABALHO APENAS PARA EFEITOS DE INVESTIGAÇÃO, MEDIANTE DECLARAÇÃO ESCRITA DO INTERESSADO, QUE A TAL SE COMPROMETE.

Universidade do Minho, ___ / ___ / _____

Assinatura: _____

AGRADECIMENTOS

Aos meus pais, irmão, namorada e amigos pelo apoio contínuo dado ao longo do meu percurso académico.

A todos os elementos que constituem o corpo docente do Mestrado em Engenharia Mecatrónica da Universidade do Minho pelo apoio e constante disponibilidade prestada aos alunos.

Os meus sinceros agradecimentos aos professores Dr. António A. Caetano Monteiro e Dr. José Gerardo V. Rocha pela ajuda, disponibilidade e paciência demonstrada na resolução das dúvidas que me foram surgindo ao longo do desenvolvimento deste trabalho.

Um particular agradecimento ao professor Dr. José C. Viana Gomes do Departamento de Física da Universidade do Minho pela sua permanente disponibilidade, compreensão e ajuda incondicional demonstrada na minha aprendizagem da Mecânica Quântica.

Por fim aos meus colegas de cursos, um sentido obrigado pelo companheirismo e pelos bons momentos passados juntos ao longo desta etapa da minha vida.

RESUMO

O campo do arrefecimento a *laser* é relativamente recente, mas a sua área de ação é extremamente ampla, abrangendo áreas tão distintas como a pesquisa científica aos sistemas de supercondutividade. O seu princípio de funcionamento partindo de uma aproximação macroscópica surge como sendo relativamente simples, a ideia de utilizar um feixe electromagnético proveniente de um *laser* para incidir num átomo para desta forma criar uma força contrária a sua velocidade de modo a abrandá-lo e conseqüentemente arrefecê-lo é bastante simples de entender. Porém todo este processo é conseguido através da junção de conhecimentos interligados oriundos de diversas áreas, começando na Mecânica Quântica, passando pela electrónica até à óptica, entre outras. Em termos de arrefecimento, este tipo de processo é muito eficiente em termos de temperatura alcançável, mas é preciso complementá-lo com outros para se poder atingir temperaturas extremamente baixas (na ordem de grandeza dos nano-kelvins) durante um período de tempo razoável.

O presente documento surge como sendo uma aproximação completa a todo o processo de arrefecimento a *laser*, fazendo uma abordagem a todos os elementos constituintes que interagem de forma direta ou indiretamente com o mesmo.

O principal objectivo deste trabalho foi de fornecer todo o conhecimento de base necessário para a projecção e posterior construção de um sistema de arrefecimento a *laser* de baixo custo, para futura exploração pelo Departamento de Electrónica Industrial (DEI) da Universidade do Minho.

Palavras-chave: Arrefecimento a *laser*, Mecânica Quântica, feixe electromagnético, *laser*, átomo, velocidade.

ABSTRACT

Laser cooling is relatively recent, but it is an extremely broad field, covering areas as different as scientific research to superconductivity systems. The principle behind laser cooling from a macroscopic approach appears to be relatively simple, the idea consist in using an electromagnetic beam from a laser focused on an atom, in order to create an opposite force to its velocity so it slows down and consequently cools down. It is quite simple to understand. However, this process is achieved by combining knowledge from different interconnected fields, starting in Quantum Mechanics, through optical electronics, among others. In terms of cooling, this type of process is very efficient in terms of achievable temperature, but it is necessary to complement it with other techniques, in order to achieve extremely low temperatures (in order of nano-Kelvin) over a reasonable period of time.

This document provides detailed, objective and complete information about the entire process of laser cooling, making an approach to all components that interact either directly or indirectly with this process.

The main objective of this study is to provide all the basic knowledge for designing and subsequent construction of a low cost laser cooling system for future use by the Department of Industrial Electronics of the University of Minho.

Keywords: *Laser cooling, Quantum Mechanics, electromagnetic beam, laser, atom, velocity.*

ÍNDICE

AGRADECIMENTOS	iii
RESUMO	v
ABSTRACT	vii
ÍNDICE	ix
ÍNDICE DE FIGURAS	xi
ÍNDICE DE TABELAS	xiii
ABREVIATURAS E SÍMBOLOS	xv
Capítulo 1 – INTRODUÇÃO	1
1.1– Enquadramento.....	1
1.2 – Motivação.....	4
1.3 – Objectivos	4
1.4 – Descrição do trabalho.....	5
1.5 – Conceitos fundamentais	6
1.5.1 – Átomo	6
1.5.2 – Níveis energéticos ou camadas electrónicas dos átomos	7
1.5.3 – Fóton.....	10
1.5.4 – O efeito Doppler.....	11
Referências	13
Capítulo 2 – Estrutura e interação atómica	17
2.1 – Enquadramento.....	17
2.2 – Estrutura grossa, fina e hiperfina dos átomos.....	20
2.3 – Sistema de dois níveis e coeficientes de Einstein.....	21
2.4 – Interação luz – matéria.....	23
Referências	27
Capítulo 3 – PROCESSO DE ARREFECIMENTO A LASER	31

3.1 – Características gerais do processo de arrefecimento a <i>laser</i>	31
3.2 – Obstáculos e limitações do processo de arrefecimento a <i>laser</i>	32
3.3 – Arrefecimento Doppler	35
3.4 – Melaço óptico.....	37
3.5 – Armadilha óptica-magnética.....	38
3.6 – Efeito Zeeman	39
Referências	41
Capítulo 4 – GÁS PARA O PROCESSO DE ARREFECIMENTO A <i>LASER</i>	43
4.1 – Metais alcalinos.....	43
4.2 – Gases nobres metastáveis	44
Referências	47
CAPÍTULO 5 – PRINCIPAL APARATO PARA SISTEMAS DE ARREFECIMENTO A <i>LASER</i>	49
5.1 – Lasers.....	49
5.1.1 – Enquadramento.....	49
5.1.2 – <i>Lasers</i> sintonizáveis.....	50
5.1.3 – Estabilização da frequência.....	51
5.2 – Câmara de vácuo	53
5.2.1 – Sistema de vácuo	53
5.3 – Campo magnético	55
5.4 – Óptica	56
Referências	59
Capítulo 6 – CONCLUSÃO	61
Anexo – A	63
Anexo – B	67

ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 1.1 – Tabela periódica. Adaptado de [26].	7
Figura 1.2 – Diagrama de Linus Pauling para elementos químicos com número atómico $Z = 118$. Adaptado de [28].	9
Figura 1.3 – Propagação de ondas de uma partícula parada.	11
Figura 1.4 – Propagação de ondas de uma partícula em movimento. Retirado de [33].	12
Figura 1.5 – Cores do espectro visível. Retirado de [34].	12
Figura 1.6 – Efeito Doppler para ondas electromagnéticas. Adaptado de [35].	12
Figura 2.1 – Modelo de átomo de Bohr [3].	18
Figura 2.2 – Estrutura fina do átomo de hidrogénio, no nível $n = 2$ na linha α -Lyman. Adaptado de [10].	20
Figura 2.3 – Estrutura grossa (EG), estrutura fina (EF) e estrutura hiperfina (EHF) do átomo de hidrogénio, adaptado de [13].	21
Figura 2.4 – Emissão estimulada. Adaptado de [19].	24
Figura 2.5 – Oscilador harmónico. Adaptado de [3].	26
Figura 3.1 – Conservação da energia e momento linear. Adaptado de [2].	31
Figura 3.2 – Esquema de um sistema de três níveis do tipo Λ . A seta cheia representa a transição efectuada devido a ação do <i>laser</i> , as setas tracejadas representam os caminhos possíveis do decaimento espontâneo. Adaptado de [2].	33
Figura 3.3 – Processo de arrefecimento Doppler. Adaptado de [12].	36
Figura 3.4 – Melaço óptico. Adaptado de [15].	37
Figura 3.5 – Esquema da AOM. Adaptado de [12].	39
Figura 3.6 – Explicação de uma AOM numa dimensão. Adaptado de [12].	39
Figura 3.7 – Efeito Zeeman. Adaptado de [19].	40
Figura 5.1 – Linha D_2 para o átomo de sódio. Adaptado de [12].	51
Figura 5.2 – Esquema do método de espectrometria de absorção estimulada. Adaptado de [13].	52
Figura 5.3 – Esquema de um sistema de vácuo com três bombas de vácuo complementares. Adaptado de [16].	55
Figura 5.4 – Esquema de um sistema de vácuo com uma bomba de iões. Adaptado de [13].	55
Figura 5.5 – Exemplo de um esquema óptico de um sistema de aprisionamento e arrefecimento a <i>laser</i> . Adaptado de [13].	57

Figura 5.6 – Esquema óptico de um sistema de aprisionamento e arrefecimento a *laser*.
Adaptado de [16]..... 57

ÍNDICE DE TABELAS

Tabela 1.1 – Distribuição dos electrões nos níveis energéticos. Retirado de [27].	8
Tabela 1.2 – Distribuição máxima dos electrões nos subníveis s, p, d, f. Retirado de [27].	8
Tabela 1.3 – Distribuição dos subníveis para cada um dos 7 níveis energéticos. Retirado de [27].	8
Tabela 1.4 – Numero quântico azimutal l para os subníveis s, p, d, f, retirado de [27].	9
Tabela 1.5 – Número quântico magnético (ml) para os subníveis s, p, d, f. Retirado de [27].	10

ABREVIATURAS E SÍMBOLOS

Símbolo	Descrição
Ψ	Função de onda
f_e	Frequência emitida pela fonte
f_r	Frequência recebida pelo observador
g_F	Fator g-Landé
I_b	Corrente que atravessa a bobina
k_B	Constante de Boltzmann, $1.38066 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$
L_b	Distância entre as bobinas
m_e	Massa do electrão, $9.1094 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$
n_e	População no estado excitado
n_{esp}	Número de espiras da bobina
n_g	População no estado fundamental
P_L	Potência do <i>laser</i>
R_b	Raio da bobina
V_a	Velocidade do átomo
V_{env}	Velocidade das ondas no meio
V_o	Velocidade relativa ao observador
V_S	Velocidade relativa da fonte
μ_0	Permeabilidade no espaço
μ_B	Magneton de Bohr
ω_m	Frequência angular
ω_x	Frequência de Rabi
B	Campo magnético
C	Velocidade da luz no vazio, $3 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$
d	Diâmetro
e	Carga do electrão, $1.60218 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
\mathcal{E}	Energia total
H	Operador Hamiltoniano
h, \hbar	Constante reduzida de Planck, $1.05459 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$.

$i\hbar \frac{\partial}{\partial t}$	Operador de energia, onde i representa a parte imaginária
M	Massa do átomo
s	Parâmetro de saturação
T	Temperatura
x	Posição onde o campo magnético deve ser determinado
Γ, γ	Largura de banda natural da transição
δ	Diferença entre a frequência do laser e a frequência ressonante atômica
λ	Comprimento de onda
ν	Frequência de onda
Υ	Razão giromagnética

Capítulo 1 – INTRODUÇÃO

1.1 – Enquadramento

O ser humano, desde os primeiros registos escritos da sua história sempre possuiu características intrínsecas à sua personalidade. Uma dessas características entre outras é responsável pela sua constante evolução ao longo dos anos, a curiosidade. A curiosidade caminha lado a lado com a evolução humana, no sentido em que leva ao questionamento constante sobre os acontecimentos que o ser humano tem vindo a constatar no seu dia-a-dia. Ela pode ser considerada como sendo uma das principais fontes da moção do querer saber, isto porque, é ela que move o Homem a querer saber. Esta condição levou à criação da Ciência por parte do Homem. A ciência pode ser entendida como sendo a busca constante do saber, a busca constante do conhecimento para a obtenção de respostas concisas e exatas sobre a análise de acontecimentos físicos e não físicos, testemunhados pelo ser humano ao longo do seu caminho evolutivo.

A Ciência pressupõe o estudo de todos os fenómenos independentemente das suas Naturezas que ocorrem ou ocorreram no Universo desde da sua criação. Devido à elevada extensão do seu campo de ação e à grande diversidade do mesmo, ela foi ramificada no sentido de focar a sua ação em determinados aspectos específicos verificados nos fenómenos em estudo. Um dos principais ramos criados foi o das Ciências Naturais e Exatas, no qual é incorporada a Física. A Física foi criada para descrever de forma adequada a realidade macrofísica do ser humano, isto é, descrever todas as interações que envolve o ser humano com todos os corpos (matéria) que o circunda.

No seguimento evolutivo da Física, o século XVII marca o aparecimento da Física Newtoniana, que foi estabelecida por Sir. Isaac Newton (1642 – 1727) através do seu trabalho sobre a formulação das conhecidas três Leis de Newton. Estas leis introduziram ao mundo científico o conceito da Mecânica Newtoniana, que constitui um dos principais fundamentos da Mecânica Clássica. A Mecânica Clássica pertence ao ramo da Física que foca o seu estudo principalmente no movimento e na interação entre corpos. Este estudo da interação entre corpos é limitado, visto que só é feito do ponto de vista macroscópico, o que não explica de forma

correta a interação dos corpos (matéria) a nível microscópico. Para emendar esta incapacidade, surgiu a Mecânica Quântica no século XX.

As teorias que fundamentaram a Mecânica Quântica no século XX foram apresentadas principalmente através dos trabalhos de Werner Heisenberg (1901 – 1976), Max Born (1882 – 1970), Pascual Jordan (1902 – 1980), Erwin Schrödinger (1887 – 1961) e Paul Dirac (1902 – 1984) entre outros [1]. O acontecimento propulsor do desenvolvimento da Mecânica Quântica foi a descoberta da pressão que a luz exerce sobre a matéria. Em 1873 James C. Maxwell (1831 – 1879) deduziu a pressão exercida por uma onda electromagnética utilizando as suas teorias sobre o electromagnetismo. Pyotr N. Lebedev (1866 – 1912) foi o primeiro cientista a medir a força da luz sobre um corpo através da experiência realizada em 1901 [2]. Esta experimentação veio confirmar as teorias de Maxwell sobre o electromagnetismo. Seguiram-se várias experiências em laboratório sobre a pressão exercida sobre corpos sólidos [3]. Em 1907, Pyotr N. Lebedev mediu a pressão da luz exercida sobre as partículas de um gás [4], esta ação leva à radiação das mesmas, devido à troca de energia existente entre a luz e as partículas do gás. Este processo de troca energética foi elucidado por Albert Einstein (1879 – 1955) em 1917, no seu trabalho sobre a teoria quântica das radiações [5].

Em 1933 Otto R. Frisch (1904 – 1979) foi o primeiro cientista a demonstrar a pressão da luz exercida sobre átomos, medindo a deflexão de um feixe atómico de sódio por ação de radiação ressonante de uma lâmpada de sódio [6]. Com o avanço da tecnologia no desenvolvimento do *laser* (cuja sigla em inglês significa *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, ou seja, Amplificação da Luz por Emissão Estimulada de Radiação), Arthur Ashkin na década de 70 foi o primeiro cientista a considerar a utilização do mesmo para a manipulação de átomos [7]. Esta consideração foi alvo de experimentação prática em 1972 [8], onde foi pela primeira vez utilizado um *laser* para deflectir um feixe atómico. A ideia de utilizar um *laser* para abrandar e arrefecer átomos (arrefecimento Doppler do inglês *Doppler cooling*, ver Subcapítulo 3.3) foi sugerida pela primeira vez em 1975 por Theodor W. Hänsch e Arthur L. Schawlow (1921 – 1999) [9] e por David J. Wineland e Hans G. Dehmelt [10]. Em 1978 David J. Wineland, Robert E. Drullinger e Fred L. Walls publicaram a primeira experiência de arrefecimento a *laser* [11]. Nesta experiência, arrefeceram iões positivos de magnésio (Mg^+) a uma temperatura abaixo dos 40 K ($0\text{ K} = -273,15\text{ °C}$), utilizando *lasers* sintonizados perto da frequência de ressonância dos iões. No ano seguinte David J. Wineland e Wayne M. Itano [12] publicaram um artigo detalhado da análise teórica do arrefecimento a *laser*. Este artigo constitui

a base para o desenvolvimento científico desta nova área por muitos grupos de cientistas em todo o mundo.

Em 1982 William D. Phillips e Harold J. Metcalf [13] falharam ao tentar parar no espaço átomos de sódio (Na), só três anos depois é que Wolfgang Ertmer *et al.* [14] conseguiram realizar esta operação. No mesmo ano William D. Phillips, John V. Prodan e Harold J. Metcalf [15] realizaram a primeira experiência de arrefecimento de átomos neutros numa armadilha electromagnética e Steven Chu *et al.* [16] conseguiram abrandar átomos de sódio até uma velocidade de ≈ 30 cm/s, correspondente a uma temperatura de ≈ 240 μK ($1 \mu\text{K} = 10^{-6}$ K) atingindo o valor do limite Doppler (ver Subcapítulo 3.2) para o sódio. Em 1987 Claude Cohen-Tannoudji *et al.* [17] publicaram um novo método de arrefecimento de átomos, o arrefecimento *Sisyphus*. O nome deste procedimento é referente a Sísifo, personagem da mitologia grega que foi condenado para a eternidade a rolar uma gigantesca pedra de mármore até ao cume de uma montanha, infelizmente para Sísifo, a pedra num determinado momento da subida, rolava sempre para trás, o que o levava a recomeçar de novo a subida. Um efeito parecido ao da pedra de Sísifo foi registado por Claude Cohen-Tannoudji e os seus colaboradores quando observavam um átomo viajando num intenso feixe de *laser* estacionário, verificaram que o átomo ao absorver um fóton transitava para um estado de maior energia, mas que passado um determinado tempo o átomo emitia pelo processo de emissão espontâneo um outro fóton de energia maior daquele que ele tinha inicialmente absorvido, voltando para o seu estado inicial à espera de absorver um outro fóton para recomeçar este ciclo [18].

William D. Phillips *et al.* [19] em 1988 desenvolveram uma nova técnica semelhante a de Claude Cohen-Tannoudji e colaboradores, para arrefecer átomos abaixo do limite Doppler. Esta técnica conhecida por arrefecimento sub-Doppler (do inglês *Sub-Doppler cooling*) tem como método principal o TOF (cuja a sigla em inglês significa *Time-of-Flight*, ou seja, Tempo de voo). Com este método foram registadas temperaturas na ordem dos ≈ 40 μK . Anders Katsberg *et al.* [21] em 1995, guiados por um novo entendimento teórico do arrefecimento a *laser*, utilizaram a expansão adiabática para arrefecer átomos de césio (Cs) até aos 700 nK ($1 \text{ nK} = 10^{-9}$ K), no mesmo ano Claude Cohen-Tannoudji *et al.* [22] utilizando a técnica de arrefecimento Raman (do inglês *Raman cooling*) conseguiram arrefecer átomos de césio abaixo dos 3 nK.

¹Procedimento constituído por várias técnicas, com o foco de medir o tempo necessário a um corpo para percorrer uma determinada distância num determinado meio [20].

Os avanços alcançados neste campo durante a década de 90 e de 2000 foram tão importantes que no curto espaço de quatro anos foram entregues dois Prémios Nobel da Física a seis cientistas, nomeadamente: Steven Chu, Claude Cohen-Tannoudji e William D. Phillips [23] em 1997 pelos seus trabalhos na manipulação de átomos com *lasers* e mais recentemente em 2001 a Eric A. Cornell, Wolfgang Ketterle e Carl E. Wieman [24] pelos seus trabalhos na demonstração de condensados de Bose-Einstein (BEC cuja a sigla em inglês significa *Bose-Einstein condensate*).

O campo do arrefecimento a *laser* tem vindo ao longo dos anos a ganhar proporção junto da comunidade científica especializada, descobrindo novos procedimentos e novas técnicas para o alcance de novas metas no processo de compreensão da Mecânica Quântica e afins. Estas descobertas possuem utilidades em vários campos e.g., a tecnologia onde o avanço dos relógios quântico com elevada precisão (atraso de 1 s em cada 3,7 bilhões de anos) permitem criar sistemas de posicionamento global (GPS, cuja sigla em inglês significa *Global Positioning System*) mais precisos; o estudo de colisões atômicas e transferência de energia por longo período de tempo devido à baixa velocidade com que se realizam estas colisões; ao desenvolvimento da indústria de supercondutores e até à idealização de computadores óticos concebidos a partir de átomos ultrafrios ($\approx 1 \mu\text{K}$) [25].

1.2 – Motivação

A Física do século XX ganhou um novo fôlego com o aparecimento da Física Quântica e mais especificamente com o aparecimento da Mecânica Quântica. A Mecânica Quântica como referido acima possui inúmeras aplicações em diversos campos distintos. Sem ela, a existência de grande parte da tecnologia empregue hoje seria impossível. Neste sentido, o seu constante aprofundamento é necessário para o desenvolvimento de novas tecnologias que permitirão ao Homem alcançar novas barreiras, mas que também lhe permitirá compreender e explicar melhor o mundo que o rodeia.

1.3 – Objectivos

Este trabalho de dissertação tem por finalidade proporcionar uma melhor aproximação ao tema do arrefecimento a *laser*, no sentido de fornecer uma boa base de conhecimento para a integração de conceitos e considerações importantes para futuro projeto e construção de um

sistema de arrefecimento a *laser* de baixo custo para servir as necessidades experimentais do Departamento de Electrónica Industrial (DEI) da Universidade do Minho.

1.4 – Descrição do trabalho

O presente documento é composto por 6 capítulos, os quais estão organizados de modo a facilitar a compreensão e entendimento do tema por parte do leitor.

Capítulo 1 – INTRODUÇÃO

Neste capítulo o leitor deparar-se-á com a história e respectiva evolução dos sistemas de arrefecimento a *laser* e também com a apresentação de alguns conceitos considerados relevantes por parte do autor para a melhor compreensão dos conteúdos apresentados nos capítulos seguintes.

Capítulo 2 – ESTRUTURA E INTERAÇÃO ATÓMICA

Este capítulo é referente à estrutura atómica dos átomos, sendo que eles são os elementos fundamentais utilizados nestes processos de arrefecimento a *laser*, mas também a interação entre a luz e os átomos.

Capítulo 3 – PROCESSO DE ARREFECIMENTO A *LASER*

Neste capítulo são abordados as considerações gerais, obstáculos e limitações dos processos de arrefecimento a *laser*.

Capítulo 4 – GÁS PARA O PROCESSO DE ARREFECIMENTO A *LASER*

Este capítulo contém toda a informação relevante aos gases comumente empregues nos processos de arrefecimento a *laser*.

Capítulo 5 – Principal aparato para sistemas de arrefecimento a *laser*

Este capítulo apresenta o aparato básico necessário para a construção de um sistema de arrefecimento a *laser*.

Capítulo 6 – CONCLUSÃO

Neste capítulo encontra-se a conclusão deste trabalho feita por parte do autor juntamente com algumas propostas para trabalhos futuros nesta área.

Além destes seis capítulos, este documento também possui dois anexos:

Anexo A – Neste anexo o leitor encontrará informação tabelada relativa aos átomos dos metais alcalinos e gases nobres metastáveis e a *lasers* sintonizáveis.

Anexo B – Neste anexo o leitor encontrará a modelação computacional e desenhos técnicos de um hipotético sistema de vácuo utilizado nos sistemas de aprisionamento e arrefecimento a *laser*. Modelados computacionalmente pelo autor com recurso ao *software* Autodesk Inventor Professional 2012.

1.5 – Conceitos fundamentais

O conhecimento de alguns conceitos teóricos é necessário para melhorar o entendimento e a compreensão do tema por parte do leitor. Este Subcapítulo apresenta alguns destes conceitos considerados relevantes.

1.5.1 – Átomo

Os átomos são os constituintes elementares da matéria. Um átomo é constituído por um núcleo contendo protões (com carga eléctrica positiva) e neutrões (sem carga eléctrica) e por electrões (com carga eléctrica negativa) que orbitam o núcleo. Os átomos são neutros, isto é, não possuem carga eléctrica, porque o número de protões constituintes do núcleo é igual ao número de electrões que orbitam o mesmo. A carga nuclear do átomo é igual à soma de todas as cargas dos protões existentes no núcleo. Os elementos químicos² conhecidos estão ordenados segundo o número atómico (Z) na tabela periódica (Fig. 1.1).

O número atómico (Z) de um átomo é igual ao número de protões existentes no núcleo. O número de massa (A) dos elementos químicos representa o número de partículas constituintes do núcleo atómico (protões + neutrões). Os elementos químicos representam-se da seguinte forma:

$$\begin{matrix} A \\ Z \end{matrix} E \tag{1.1}$$

²Todos os átomos que possuem o mesmo número atómico Z .

Figura 1.1 – Tabela periódica. Adaptado de [26].

1.5.2 – Níveis energéticos ou camadas electrónicas dos átomos

Os electrões de um átomo podem ser removidos do mesmo, levando à formação de iões. Quando um electrão é removido a um átomo, é criado um desequilíbrio entre o número de prótons e electrões, este passa a possuir mais prótons do que electrões. Formando-se então um catião (ião positivo, e.g., Al^{3+}). O átomo que recebe o electrão por sua vez passa a possuir um maior número de electrões do que prótons, formando-se então um anião (ião negativo, e.g., Br^-). Esta transferência de electrões é possível devido ao facto de existirem electrões que são mais facilmente removíveis que outros, estes electrões são conhecidos como os electrões de valência, e encontram-se na camada mais afastada do núcleo, a camada de valência. A camada de valência necessita na grande maioria dos átomos, de oito electrões para que seja estável, obedecendo assim à teoria do octeto. Os electrões que orbitam próximo do núcleo possuem menor energia potencial e maior energia cinética, isto é, velocidade. Quanto mais afastado do núcleo orbitar um electrão menor será a sua energia cinética e maior será a sua energia potencial. A energia total do electrão aumenta a medida que ele se afasta do núcleo. A esta diferença de energia mediante a distância ao núcleo chama-se nível energético ou camada electrónica. No átomo existem 7 níveis energéticos ou camadas electrónicas representadas pelos números quânticos primários ou principais (**K, L, M, N, O, P, Q** ou $n = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7$). Em cada nível existe um número máximo permitido de electrões, para determinar este número é utilizado a equação de Rydberg:

$$x = 2n^2 \tag{1.2}$$

Aplicando a equação 1.2 a um elemento químico cujo número atômico é $Z = 112^3$, os níveis energéticos ficam preenchidos da seguinte forma:

Tabela 1.1 – Distribuição dos electrões nos níveis energéticos. Retirado de [27].

Nível (<i>n</i>)	1	2	3	4	5	6	7
Número quântico principal	K	L	M	N	O	P	Q
Número de electrões	2	8	18	32	32	18	2

Estes níveis energéticos são divididos em subníveis energéticos ou subcamadas designados pelas letras **s, p, d, f**. Cada subnível possui um número máximo de electrões.

Tabela 1.2 – Distribuição máxima dos electrões nos subníveis s, p, d, f. Retirado de [27].

Subnível	s	p	d	f
Número máximo de electrões	2	6	10	14

A tabela 1.3 representa a distribuição dos subníveis **s, p, d, f**, para cada um dos 7 níveis energéticos.

Tabela 1.3 – Distribuição dos subníveis para cada um dos 7 níveis energéticos. Retirado de [27].

Subnível	1s	2s 2p	3s 3p 3d	4s 4p 4d 4f	5s 5p 5d 5f	6s 6p 6d	7s
Nível (<i>n</i>)	1	2	3	4	5	6	7
Numero quântico primário	K	L	M	N	O	P	Q

Os electrões preenchem sucessivamente os subníveis de energia em ordem crescente de energia, com o número máximo de electrões permitidos em cada subnível⁴. Esta ordem de preenchimento é feita seguindo as diagonais do diagrama de Linus Pauling (Fig. 1.2).

³O último elemento químico conhecido da tabela periódica é o roentgênio (Rg) com número atômico $Z = 111$ (Fig. 1.1).

⁴O preenchimento dos subníveis energéticos segue a regra de Aufbau.

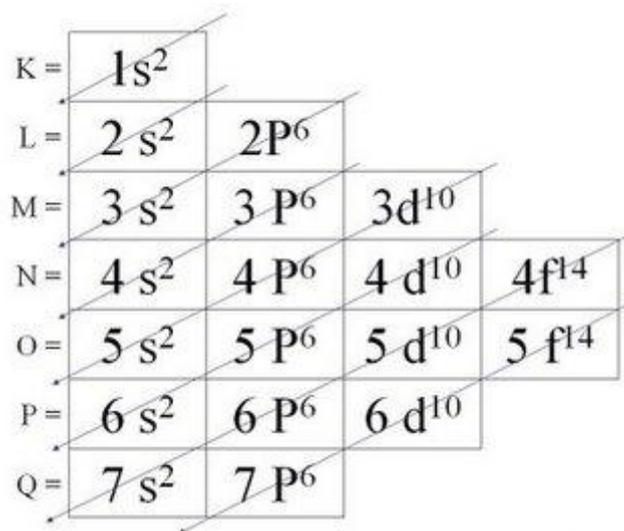
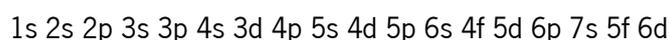


Figura 1.2 – Diagrama de Linus Pauling para elementos químicos com número atômico $Z = 118$. Adaptado de [28].

O qual lê-se da seguinte forma:

Para $Z = 112$



Para $Z = 118$



O número quântico secundário (ou número quântico azimutal; ou momento angular orbital) ℓ indica a energia do electrão no subnível e a forma da orbital. O número quântico azimutal está diretamente relacionado com o número quântico principal, sendo que os valores de ℓ variam entre 0 e $(n - 1)$. Para os subníveis **s**, **p**, **d**, **f**, o número quântico azimutal varia entre 0 e 3 (Tabela 1.4).

Tabela 1.4 – Numero quântico azimutal ℓ para os subníveis s, p, d, f, retirado de [27].

Subnível	s	p	d	f
Número quântico azimutal (ℓ)	0	1	2	3

O número quântico magnético, **m** ou m_ℓ , representa a orientação da nuvem electrónica, isto é, representa uma orbital. Cada orbital pode conter no máximo dois electrões. O número

quântico magnético, m_ℓ está relacionado com o número quântico azimutal, sendo que os valores de m_ℓ variam entre $-\ell$ e $+\ell$ (Tabela 1.5).

Tabela 1.5 – Número quântico magnético (m_ℓ) para os subníveis s, p, d, f. Retirado de [27].

Subnível	Numero quântico azimutal (ℓ)	Numero quântico magnético (m_ℓ)
s	0	(0)
p	1	(-1), (0), (+1)
d	2	(-2), (-1), (0), (1), (2)
f	3	(-3), (-2), (-1), (0), (1), (2), (+3)

O número quântico de *spin* (ou momento angular de rotação; ou *spin*) s está relacionado com o movimento de rotação do electrão sobre si mesmo. Um electrão só pode rodar sobre si mesmo no sentido inverso ou no sentido direto, sendo então que o número quântico de *spin* (s) só pode assumir o valor de $+1/2$ ou de $-1/2$ segundo o sentido da rotação.

Os números quânticos (n, ℓ, m_ℓ, s) foram criados para caracterizar as orbitais e os electrões de um átomo. Para a caracterização de uma orbital são necessários os números quânticos seguintes: n, ℓ e m_ℓ . Para a caracterização de um electrão são necessários os quatro números quânticos (n, ℓ, m_ℓ, s). Segundo Wolfgang Pauli (1900 – 1958) dois electrões não podem possuir os mesmos quatro números quânticos, se dois electrões possuírem a mesma orbital, eles terão sentido de rotação opostos. Este princípio é o conhecido princípio de exclusão de Pauli [29]. No preenchimento das orbitas é importante conhecer outra regra fundamental, a regra de Hund. A regra de Hund foi formulada em 1927 pelo físico Friedrich Hund (1896 – 1997), esta regra afirma que no preenchimento das orbitais de um mesmo nível energético deve-se colocar primeiro um só electrão com o mesmo sentido de rotação em todas as orbitas antes de preencher completamente as orbitais. Os próximos electrões a serem colocados nas orbitas deverão apresentar sentido de rotação contrário em relação ao sentido de rotação dos electrões já presentes nas orbitas [30].

1.5.3 – Fóton

O fóton é a unidade mínima de todas as radiações electromagnéticas, incluindo a luz. O fóton não possui massa e a sua interação com a matéria é feita através da transferência de uma

determinada quantidade de energia. Para a luz visível, a energia transportada por um único fóton é de 4×10^{-19} J. Esta energia é suficiente para excitar as células do olho humano, contribuindo para a visão.

1.5.4 – O efeito Doppler

Em 1842, Johann C. A. Doppler (1803 – 1853) descreveu teoricamente pela primeira vez o efeito Doppler (do inglês *Doppler effect*) [31], este efeito é uma característica observada nas ondas (sonoras, electromagnéticas, ...) quando emitidas ou reflectidas por um objecto que está em movimento em relação ao observador [32]. Nas ondas sonoras, este efeito traduz-se na diferença de som perceptível pelo observador por uma fonte emissora em movimento (Fig. 1.3 e 1.4), e.g., um veículo em marcha urgente de socorro que está em movimento em relação a um observador estático. O observador irá ouvir sons diferentes à medida que o veículo se aproxima, passa por ele e se afasta dele. Durante a fase de aproximação, a frequência recebida é maior quando comparada com a frequência emitida pelo veículo; durante a fase de passagem, onde o veículo passa junto ao observador, a frequência recebida é igual à frequência emitida e por fim na fase de afastamento, quando o veículo se afasta da posição fixa do observador, a frequência recebida é menor do que a frequência emitida pelo veículo. Este processo é traduzido pela equação 1.3,

$$f_r = f_e \left(\frac{V_{env} \pm V_o}{V_{env} \pm V_s} \right) \quad (1.3)$$

em que f_r representa a frequência recebida pelo observador; f_e representa a frequência emitida pela fonte; V_{env} representa a velocidade das ondas no meio; V_o representa a velocidade relativa ao observador e V_s representa a velocidade relativa a fonte.

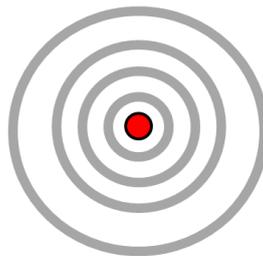


Figura 1.3 – Propagação de ondas de uma partícula parada.

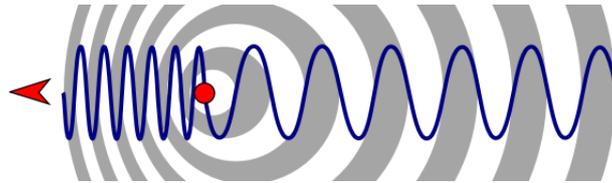


Figura 1.4 – Propagação de ondas de uma partícula em movimento. Retirado de [33].

Por analogia, o efeito Doppler para as ondas eletromagnéticas, nomeadamente a luz, traduz-se no desvio em frequência observado por um observador estático. O desvio para frequências maiores (Fig. 1.5 transição azul (do inglês *blueshift*)) é observado quando a fonte emissora se desloca para o observador. O desvio para frequências baixas (Fig. 1.5 transição vermelho (do inglês *redshift*)) é observado quando a fonte emissora se afasta da posição do observador (Fig. 1.6).

Cor	Comprimento de onda	Frequência
vermelho	~ 625-740 nm	~ 480-405 THz
laranja	~ 590-625 nm	~ 510-480 THz
amarelo	~ 565-590 nm	~ 530-510 THz
verde	~ 500-565 nm	~ 600-530 THz
ciano	~ 485-500 nm	~ 620-600 THz
azul	~ 440-485 nm	~ 680-620 THz
violeta	~ 380-440 nm	~ 790-680 THz

Figura 1.5 – Cores do espectro visível. Retirado de [34].

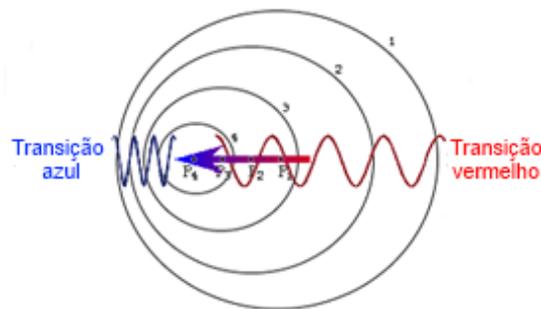


Figura 1.6 – Efeito Doppler para ondas eletromagnéticas. Adaptado de [35].

Referências

- [1] – Elias, S. M. S. - “**Introdução Geométrica à Mecânica Quântica: Átomo de Hidrogénio e Oscilador Harmónico**”. Lisboa : Instituto Superior Técnico, 2007. Dissertação de Mestrado.
- [2] – Lebedev, P. N. - “**First experimental evidence for pressure of the light on the solid bodies**”. Ann. Phys. Leipzig 6:433 (1901).
- [3] – Nichols, E. F.; Hull, G. F. - “**The Pressure due to Radiation**”, The Astrophysical Journal. Vol.17 No.5, p.315-351 (1903).
- [4] – Khramov, Y. A. - “**Petr Nikolaevich Lebedev and his school (On the 120th anniversary of the year of his birth)**”. Sov Phys Uspekhi. 29 (12), 1127–1134 (1986).
- [5] – Einstein, A. - “**On the quantum theory of radiation**”, Zeit. für physik 18, 121–128 (1917).
- [6] – Frisch, O. R. - “**Experimenteller Nachweis des Einsteinschen Strahlungsrückstosses**”. Z. Phys. 86, 42-48 (1933).
- [7] – Ashkin, A. - “**Acceleration and Trapping of Particles by Radiation Pressure**”. Phys. Rev. Lett. 24 (1970).
- [8] – Picqué, J.-L.; Vialle, J.-L. - “**Atomic-beam deflection and broadening by recoils due to photon absorption or emission**”. Optics Communications. Volume 5, Issue 5 (1972).
- [9] – Hänsch, T.r W.; Schawlow, A. L. - “**Cooling of Gases by Laser Radiation**”. Opt. Comm. 13:68 – 71 (1975).
- [10] Wineland, D. J.; Dehmelt, H. G. - “**Laser fluorescence spectroscopy on Tl^+ mono-ion oscillator**”. Bull. Am. Phys. Soc. 20, 637 (1975).
- [11] – Wineland, D. J.; Drullinger, R. E.; Walls, F. L. - “**Radiation-pressure cooling of bound resonant absorbers**”. Phys. Rev. Lett. 40: 1639 (1978).
- [12] – Wineland, D. J.; Itano, W. M. - “**Laser cooling of atoms**”. Phys. Rev. A 20, 1521–1540 (1979).

- [13] – Phillips, W. D.; Metcalf, H. J. - “**Laser deceleration of an atomic beam**”. Phys. Rev. Lett. 48, 596 (1982).
- [14] - Ertmer, W.; Blatt, R.; Hall, J.; Zhu, M. - “**Laser manipulation of atomic beam velocities: Demonstration of stopped atoms and velocity reversal**”. Phys. Rev. Lett. 54, 996, (1985).
- [15] – Phillips, W. D.; Prodan, J.; Metcalf, H. J. - “**Laser cooling and electromagnetic trapping of neutral atoms**”. J. Opt. Soc. Am. B 2, 1751, (1985).
- [16] – Chu, S.; Hollberg, L.; Bjorkholm, J.; Cable, A.; Ashkin, A. - “**Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure**”. Phys. Rev. Lett. 55, 48, (1985).
- [17] – Cohen-Tannoudji, C.; Salomon, C.; Dalibard, J.; Aspect, A.; Metcalf, H. - “**Channeling atoms in a laser standing wave**”. Phys. Rev. Lett., 59, (1987).
- [18] – Bassalo, J. M. F. - “**Curiosidades da física.**” Disponível em: WWW<URL:http://www.seara.ufc.br/folclore/folclore316.htm>. [Consultado em Junho 2011].
- [19] – Lett, P. D.; Watts, R. N.; Westbrook, C. I.; Phillips, W. D.; Gould, P. L.; Metcalf, H. J. - “**Observation of atoms laser cooled below the Doppler limit**”. Phys. Rev. Lett. 61, 169, (1988).
- [20] – Jordan TOF Products, Inc. - “**Time of Flight / TOF Mass Spectrometer Tutorial**”. Disponível em: WWW<URL:http://www.rmjordan.com/tt1.html>. [Consultado em Junho 2011].
- [21] – Kastberg, A.; Phillips, W. D.; Rolston, S. L.; Spreew, R. J. C.; Jessen, P. S. – “**Adiabatic cooling of cesium to 700 nK in an optical lattice**”. Phys. Rev. Lett. 74, 1542, (1995).
- [22] – Cohen-Tannoudji, C.; Reichel, J.; Bardou, F.; Ben Dahan, M.; Peik, E.; Rand, S.; Salomon, C. - “**Raman cooling of cesium below 3nK : new approach inspired by Lévy flight statistics**”. Phys. Rev. Lett., 75 p.4575 - 4578, (1995).
- [23] – Nobelprize.org. “**The Nobel Prize in Physics 1997**”. Disponível em: WWW<URL:http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1997/>. [Consultado em Junho 2011].

- [24] – Nobelprize.org. “**The Nobel Prize in Physics 2001**”. Disponível em: WWW<URL:http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2001/>. [Consultado em Junho 2011].
- [25] – Science Daily – “**Optical Computer Made From Frozen Light**”. Disponível em: WWW<URL:http://www.sciencedaily.com/releases/2005/04/050424201002.htm>. [consultado em Junho 2011].
- [26] – Tabelaperiódica.org. - “**Tabela periódica**”. Disponível em: WWW<URL:http://www.tabelaperiodica.org/imprimir/>. [Consultado em Junho 2011].
- [27] – Física.net – “**Estrutura atômica**”. Disponível em: WWW<URL:http://www.fisica.net/quimica/resumo1.htm>. [Consultado em Junho 2011].
- [28] – Modelo Awesome Inc. – “**Trabalhos e estudos na química**”. Disponível em: WWW<URL:http://mauroquimico.blogspot.com/2011/08/diagrama-de-linus-pauling.html> [Consultado em Junho 2011].
- [29] – Infopédia, Porto Editora - “**Princípio de exclusão de Pauli**”. Disponível em: WWW<URL:http://www.infopedia.pt/\$principio-de-exclusao-de-pauli>. [Consultado em Junho 2011].
- [30] – Infopédia, Porto Editora - “**Regra de Hund**”. Disponível em: WWW<URL:http://www.infopedia.pt/\$regra-de-hund>. [Consultado em Junho 2011].
- [31] – Doppler, J. C. - “**Über das farbige Licht der Doppelsterne und einiger anderer Gestirne des Himmels**”. Abhandlungen der königlich böhmischen Gesellschaft der Wissenschaften. Vol 2: pp. 465-482 (1842).
- [32] – Sofísica - “**Efeito Doppler**”. Disponível em: WWW<URL:http://www.sofisica.com.br/conteudos/Ondulatoria/Acustica/doppler.php>. [Consultado em Julho 2011].
- [33] – Desconhecido - “**Doppler effect diagrammatic**”. Disponível em: WWW.<URL:http://oinsurgente.files.wordpress.com/2008/04/doppler_effect_diagrammatic.png>. [Consultado em Julho 2011].

[34] – Padilha, A. - “**Círculo cromático**”. Disponível em: WWW<URL:<http://arianepadilha.com/2009/12/04/circulo-cromatico/>>. [Consultado em Junho 2011].

[35] – Expo/Science & Industry/Whispers From the Cosmos - “**The Doppler Effect**”. Disponível em: WWW<URL:<http://archive.ncsa.illinois.edu/Cyberia/Bima/doppler.html>>. [Consultado em Junho 2011].

Capítulo 2 – Estrutura e interação atômica

2.1 – Enquadramento

Na primeira década do século XX, Ernest Rutherford (1871 – 1937) apresenta o conhecido modelo atômico de Rutherford [1]. Este modelo apresenta a estrutura do átomo, sendo ela constituída por um núcleo denso carregado positivamente (protão) onde orbitam à sua volta pequenas partículas carregadas negativamente (electrão), e.g., o sistema solar, onde a Terra orbita em torno do Sol. Em 1913, Niels Bohr (1885 – 1962) baseado no modelo atômico de Rutherford, apresenta o modelo do átomo de Bohr [2] (Fig. 2.1). Este novo modelo veio corrigir uma falha do modelo de Rutherford, onde uma partícula carregada electricamente sujeita a uma aceleração emite energia sob forma de uma onda electromagnética. Neste caso o electrão ao orbitar à volta do núcleo, sujeito à aceleração centrípeta emite energia sob forma de uma onda electromagnética, pelo Principio da Conservação da Energia, esta emissão faria com que o electrão perdesse energia cinética e potencial, o que levaria ao seu colapso no núcleo, o que na prática não acontece. Para resolver esta falha, Bohr aplicou as leis da quantização à Mecânica Clássica das orbitas dos electrões. Para o seu modelo, Bohr assumiu que os electrões orbitavam o núcleo em orbitas circulares com níveis de energia quantizados e que os electrões só perdem energia quando estes passam de uma orbita para outra, esta energia é perdida sob forma de luz (fotão) com um determinado comprimento de onda. Bohr introduziu assim o número quântico principal n , que representa níveis de energia quantizados. Este modelo não explica o facto de o electrão não irradiar, porém Bohr considera este facto como um pressuposto que vai ao encontro dos dados recolhidos experimentalmente.

Arnold Sommerfeld (1868 – 1951) em 1916 apresenta uma versão melhorada do modelo de Bohr [2]. Sommerfeld assume que os electrões podem orbitar o núcleo tanto em orbitas circulares (como Bohr assumiu no seu modelo) como em orbitas elípticas. Segundo Sommerfeld, no nível um ($n = 1$), a orbita dos electrões só pode ser circular, mas no nível dois ($n = 2$) existem duas orbitas com formas diferentes, i.e., uma orbita com forma circular e outra com forma elíptica. Segundo este modelo, para um nível n existe n números de orbitas circulares e elípticas. Os electrões orbitando o núcleo num nível n em orbitas diferentes, possuem uma ligeira diferença de energia, são os chamados subníveis energéticos representados pelo número quântico azimutal l . Este modelo também estabeleceu que as orbitas num determinado nível n

não estão dispostas obrigatoriamente no mesmo plano, as suas orientações são definidas pelo número quântico magnético m_ℓ , que depende do número quântico azimutal ℓ , assumindo valores entre $-\ell$ e $+\ell$ (ver Subcapítulo 1.5).

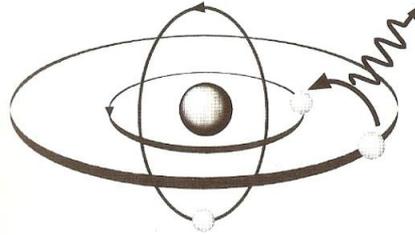


Figura 2.1 – Modelo de átomo de Bohr [3].

O electrão a orbitar em torno do núcleo gera um campo magnético. Se este sistema for sujeito a um campo magnético externo, a orbita do electrão irá adoptar uma posição especial. Este princípio é o princípio base do efeito Zeeman (ver Subcapítulo 3.6). Este modelo permitiu expor de forma precisa as energias dos vários níveis do átomo de hidrogénio, mas para átomos com mais do que um electrão, é preciso recorrer à equação de Schrödinger para determinar as energias de cada um dos níveis da estrutura de um determinado átomo.

Em 1926, Erwin Schrödinger (1887 – 1961) publicou a conhecida equação de Schrödinger [4], esta equação utilizada em Mecânica Quântica permite descrever a evolução do estado quântico¹ de um sistema físico no tempo, i.e., prevê o comportamento de um sistema dinâmico no tempo. Esta equação corresponde por analogia às Leis de Newton e à Lei da Conservação da Energia da Mecânica Clássica. A sua variação mais conhecida é a equação de Schrödinger dependente do tempo (do inglês *time-dependent Schrödinger equation*) dada por

$$H\Psi(\vec{r},t) = i\hbar \frac{\partial \Psi(\vec{r},t)}{\partial t} \quad (2.1)$$

em que H representa o operador Hamiltoniano²; Ψ representa a função de onda e $i\hbar \frac{\partial}{\partial t}$ representa o operador de energia, sendo \hbar a constante reduzida de Planck e i a parte imaginária. Esta equação permite descrever a evolução de um sistema no tempo. Para os sistemas

¹É qualquer estado possível em que um sistema quântico se pode encontrar, este estado pode ser representado por um vector de estado ou por uma função de onda (do Inglês *Wavefunction*) [5].

² Operador a que corresponde a energia total de um sistema em Mecânica Quântica [6].

estacionários, i.e., sistemas em que o Hamiltoniano não depende do tempo, é utilizada a equação de Schrödinger independente do tempo (do inglês *time-independent Schrödinger equation*) que é dada por

$$\hat{H}\Psi = \mathcal{E}\Psi \quad (2.2)$$

em que \mathcal{E} representa a energia total. As suas aproximações são utilizadas para determinar as energias dos níveis e outras propriedades dos átomos e moléculas.

Em 1927, Werner Heisenberg (1901 – 1976) [7] apresentou o conhecido princípio da incerteza de Heisenberg. Este princípio constitui os fundamentos da Mecânica Quântica. Demonstra que no átomo é fisicamente impossível conhecer simultaneamente a posição e energia de um electrão. A descoberta desta limitação levou à criação de outro modelo para o átomo, baseado na Mecânica Quântica, o modelo da nuvem electrónica que é na actualidade o modelo aceite para definir a estrutura atómica de um átomo. Neste modelo o comportamento do electrão é descrito segundo a resolução da equação de Schrödinger. A energia do electrão é quantizada mas a sua posição é considerada uma incerteza, deixou de se falar em órbita e considerou-se a probabilidade de um electrão com uma determinada energia estar localizado no espaço em torno do núcleo, passando a falar-se em orbital. Assim por definição, uma orbital é uma região do espaço onde, sob ação do núcleo, um electrão com uma dada energia possui probabilidade de se encontrar [8].

Atualmente a determinação das energias dos diferentes níveis constituintes da estrutura atómica de um átomo requer um grande conhecimento no cálculo das expressões da Mecânica Quântica. Estas energias também podem ser determinadas na prática recorrendo à espectrometria³.

³ Processo em que ondas electromagnéticas incidam numa substância, esta substância absorve a energia incidente em determinados comprimentos de onda, após a determinação das energias e comprimentos de onda absorvidos determina-se com precisão a estrutura molecular da substância [9].

2.2 – Estrutura grossa, fina e hiperfina dos átomos

Os electrões orbitam o núcleo do átomo e estão distribuídos em orbitas circulares e/ou elípticas, com diferentes valores de energias ou níveis de energia. Esta análise é feita considerando os termos de interação maiores, i.e., a energia cinética dos electrões e a atracção – repulsão entre os electrões e o próprio núcleo [10]. Esta visão permite descrever a denominada estrutura grossa do átomo ao fazer uma aproximação às interações de menores amplitudes que ocorrem no átomo, como as interações causadas por campos magnéticos internos, nomeadamente o momento angular orbital ℓ e o momento angular de rotação (do inglês *spin*) s do electrão. A combinação do momento angular orbital ℓ com o momento angular de rotação s define o momento angular total do electrão j . O momento angular total do electrão é $j = \ell + s$ e está compreendido entre:

$$|\ell - s| \leq j \leq \ell + s \tag{2.3}$$

Estas interações magnéticas levam a quebra da degenerescência⁴ dos níveis de energia e ao desdobramento das linhas espectrais⁵, o que origina a estrutura fina do átomo (Fig. 2.2).

A estrutura fina pode ser separada em três termos corretivos que são:

- O termo relativista da energia cinética;
- O termo do acoplamento rotação-orbita;
- O termo Darwiniano.

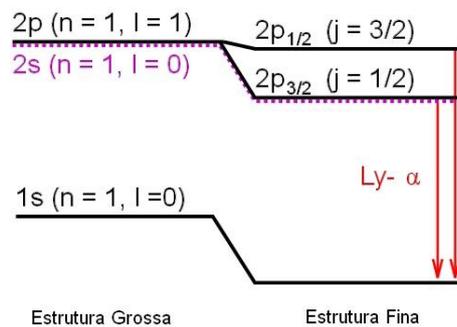


Figura 2.2 – Estrutura fina do átomo de hidrogénio, no nível $n = 2$ na linha α -Lyman. Adaptado de [10].

⁴Em Mecânica Quântica um nível degenerado é um nível que possui dois ou mais estados quânticos [11].

⁵Quando um electrão fica excitado ele muda de orbita, isto é, passa de uma orbita com menos energia para uma com maior energia. Quando se dá o processo inverso, o electrão perde energia sob a forma de emissão de um fóton, o registo deste fóton cria uma linha espectral que é específica a cada átomo [12].

A relação do desdobramento da estrutura grossa em estrutura fina é de ordem:

$$(Z\alpha)^2 \tag{2.4}$$

A estrutura dos átomos torna-se mais complicada com a introdução da interação entre a rotação nuclear I com o momento angular total J ⁶. Esta interação leva ao desdobramento dos níveis da estrutura fina, originando a estrutura hiperfina (Fig 2.3).

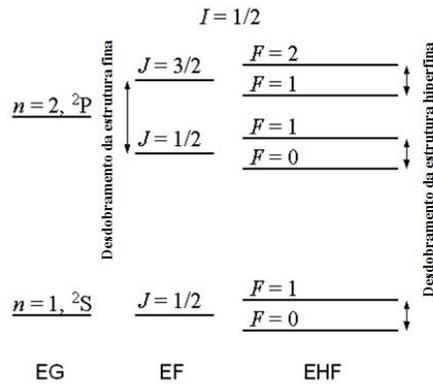


Figura 2.3 – Estrutura grossa (EG), estrutura fina (EF) e estrutura hiperfina (EHF) do átomo de hidrogênio, adaptado de [13].

Os desdobramentos da estrutura hiperfina são geralmente mais pequenos do que os da estrutura fina, porque o dipolo nuclear é muito menor do que o dos electrões. Nos níveis hiperfinos, a combinação do momento angular total J com a rotação nuclear I origina o momento angular total do átomo (núcleo + electrões) F , em que:

$$\mathbf{F} = \mathbf{I} + \mathbf{J} \tag{2.5}$$

2.3 – Sistema de dois níveis e coeficientes de Einstein

Albert Einstein (1879 – 1955) num dos seus momentos de génio idealizou e introduziu o sistema de dois níveis conhecido por E_1 e E_2 . Cada nível energético pode possuir vários estados, o número de estado com a mesma energia é o chamado nível degenerado e é representado por g_1 e g_2 . Einstein considerou que um átomo ao interagir com a radiação da densidade de energia $\rho(\nu)$ por unidade de intervalo de frequência passaria para um estado de maior energia ($E_1 \rightarrow E_2$) com uma taxa proporcional a $\rho(\nu_{12})$, onde $\nu = (E_2 - E_1) / \hbar$.

⁶Por convenção o momento angular de um electrão é indicado em minúscula e o momento angular do átomo todo é indicado em maiúscula. No átomo de hidrogênio, como este só possui um electrão esta notação não faz diferença.

Na equação 2.6, P_a representa a taxa de proporção de absorção e o coeficiente B_a , neste caso B_{12} representa a constante de proporcionalidade da absorção estimulada.

$$P_a = B_a \rho_\nu \quad (2.6)$$

Da mesma forma que esta radiação pode induzir a absorção de um fóton pelo átomo, também pode induzir um átomo no nível E_2 a decair para o nível E_1 ($E_1 \rightarrow E_2$), emitindo um fóton idêntico ao fóton que foi absorvido. Na equação 2.7, P_e representa a taxa de proporção de emissão e o coeficiente B_e neste caso B_{21} representa a constante de proporcionalidade da emissão estimulada.

$$P_e = B_e \rho_\nu \quad (2.7)$$

Por sua vez, um átomo no nível E_2 pode decair espontaneamente para o nível E_1 emitindo um fóton de energia definida mas com direção aleatória. A probabilidade por unidade de tempo de que esta emissão ocorra depende somente do átomo e da transição. Na equação 2.8, o coeficiente A_e , neste caso A_{21} representa a constante de proporcionalidade da emissão espontânea.

$$P_e = A_e \quad (2.8)$$

A probabilidade de um átomo no estado fundamental passar para um estado excitado é igual à probabilidade de um átomo no estado excitado “cair” para o estado fundamental (Eq. 2.9)

$$P_a n_g = P_e n_e \quad (2.9)$$

Em que n_g representa a população no estado fundamental e n_e a população no estado excitado.

Einstein também assumiu que os átomos estavam em equilíbrio térmico, e conclui que a razão entre n_g e n_e é:

$$\frac{n_g}{n_e} = e^{-\epsilon/kT} \quad (2.10)$$

Outro factor importante relacionado com os sistemas de dois níveis está relacionado com a taxa de dispersão da luz (do inglês *Scattering rate*). A dispersão da luz acontece quando um átomo absorve e emite de forma espontânea um fóton, dentro do contexto do sistema de dois níveis (E_1 e E_2), idealizando que o átomo possui uma velocidade igual a zero ($V_a = 0$) e que está exposto a um feixe electromagnético monocromático (*laser*) com frequência ω , o átomo virá a dispersar fótons com uma taxa constante igual a:

$$\Gamma_{\text{dispersão}} = \frac{\Gamma}{2} \times \frac{s}{1+s+(2\delta/\Gamma)^2} \quad (2.11)$$

em que Γ representa a largura de banda natural da transição; δ representa a diferença entre a frequência do *laser* e a frequência ressonante atómica e s representa o parâmetro de saturação.

2.4 – Interação luz – matéria

O processo de arrefecimento a *laser* assenta principalmente na interação entre um feixe de *laser* e um átomo. A teoria electrodinâmica quântica (EDQ ou QDE cuja a sigla em inglês significa *Quantum Electrodynamics*) formulada por Schinichiro Tomonaga (1906 – 1979) *et al.* [16], em 1940 explica a interação entre a luz e a matéria⁷ mais especificamente, a interação entre partículas carregadas⁸ com campos magnéticos. A EDQ assenta na ideia de que partículas carregadas interagem com a luz, através da absorção e emissão de fótons, que são as partículas que transmitem as forças electromagnéticas. Estes fótons são chamados “virtuais” porque não podem ser detectados ou vistos, isto porque a sua existência “real” violaria as Leis da Conservação de Energia e do Momento.

A troca de fótons é meramente a “força” da interação, porque as partículas que interagem com os fótons mudam de velocidade e trajetória à medida que vão absorvendo ou emitindo fótons virtuais [16]. Na grande maioria das teorias que descrevem a interação da luz com a matéria, o campo de radiação é analisado de um ponto de vista Clássico, utilizando as equações

⁷Subentende-se que os átomos são os constituintes elementares da matéria.

⁸Partícula com uma carga eléctrica, e.g., próton ou electrão.

de Maxwell (James C. Maxwell, 1831 – 1879). Estas equações também são utilizadas na Mecânica Quântica para descrever a propagação da própria luz. A principal formulação da EDQ expande o campo de radiação em valor próprio de cavidades ópticas⁹ com frequências, polarizações e distribuições fixas no campo [16]. A interação mais comum entre a luz e a matéria é feita através da absorção e emissão de luz pelos electrões fixos aos átomos da matéria considerada. Albert Einstein (1879 – 1955) em 1917 nas suas publicações [17] considerou três processos de radiação.

No primeiro processo ao qual ele chamou de absorção estimulada, um fóton é absorvido por um átomo, após esta absorção o átomo transita de um estado de repouso para um estado excitado. No segundo processo denominado emissão estimulada, quando um átomo já se encontra num estado excitado e absorve um fóton, o átomo emite um novo fóton com as mesmas características do fóton incidente, i.e., o fóton emitido possui a mesma fase, polarização, frequência e direção de propagação do fóton absorvido. Ao emitir os fótons, o átomo passa de um nível de maior energia para um de menor energia (Fig. 2.4), transferindo esta energia para o campo de radiação.

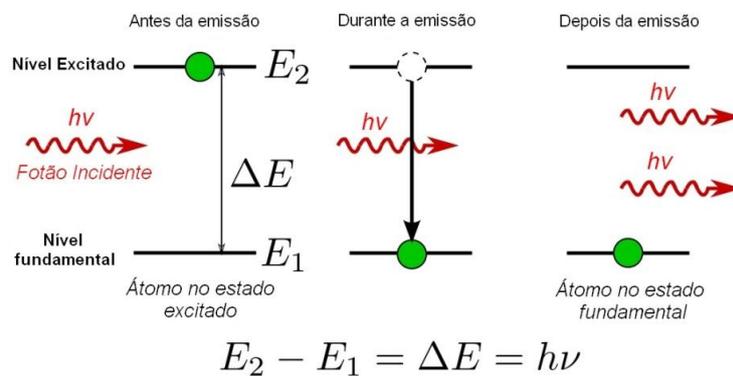


Figura 2.4 – Emissão estimulada. Adaptado de [19].

O último processo, a emissão espontânea, é muito parecido com o processo de emissão estimulada, em que um átomo absorve e emite um fóton e devido a esta ação dá-se uma transição de um nível de maior energia para um nível de menor energia. A diferença entre os dois processos reside no sentido de emissão do fóton, neste processo o fóton não é emitido no sentido do campo de radiação, mas sim numa direção e polarização aleatória.

⁹Dispositivo composto por espelhos que permite aprisionar ondas electromagnéticas estacionárias [18].

Para estudar a interação luz – matéria podemos utilizar modelos simplistas para poder perceber o princípio básico de funcionamento desta interação. Muitos modelos, como o modelo de Jaynes-Cummings [20], utilizam a junção de uma análise semi-clássica com uma análise do ponto de vista da Mecânica Quântica. O campo de radiação é descrito segundo uma análise semi-clássica, incidindo num sistema de dois níveis analisado segundo a Mecânica Quântica. Para a representação do campo de radiação é utilizado um ressonador básico. O ressonador é constituído por dois espelhos quadrados com dimensões menores do que a própria distância que os separa. Entre estes dois espelhos é propagada uma onda com uma determinada frequência e forma (modo, do inglês *mode*¹⁰) numa só dimensão. Esta disposição dos espelhos impõe uma barreira ao campo que desaparece nestas posições. Os valores do campo de radiação variam com $\sin(m\pi z/L)$, em que m representa o valor do modo, z a variável espacial e L a distância que separa os dois espelhos. Esta configuração é equivalente à de um oscilador harmónico.

O oscilador harmónico (Fig. 2.5) é muito utilizado para descrever a interação luz-matéria, porque permite medir a diferença de energia em termos da frequência, estes valores são obtidos através da equação 2.12:

$$\varepsilon_{m,n} = \left(n + \frac{1}{2}\right) \omega_m \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad (2.12)$$

em que ω_m representa a frequência angular. Os valores obtidos são registados como $|n\rangle$ ¹¹ como indicado na figura 2.5. Uma característica que diferencia este oscilador harmónico de um oscilador harmónico clássico é que a energia no nível mais baixo não é zero, mas $\omega_m/2$. Este fenómeno é conhecido como o ponto de energia zero (do inglês *zero-point energy*), ele não pode ser excluído do sistema e implica que nenhum modo da cavidade está completamente parado e possui consequências observáveis tais como a emissão espontânea e o *Lamb Shift*¹² entre outros.

¹⁰Padrões naturais de vibrações e/ou oscilações que estão associados as frequências naturais ou ressonantes nas estruturas [21].

¹¹Notação Bra-ket ou Notação Dirac, utilizada para descrever os estados quânticos [22].

¹²Descoberto por Willis Lamb (1913 – 2008) em 1951, é a diferença de energia entre os níveis $2S_{\frac{1}{2}}$ e $2P_{\frac{1}{2}}$ no átomo de hidrogénio [23].

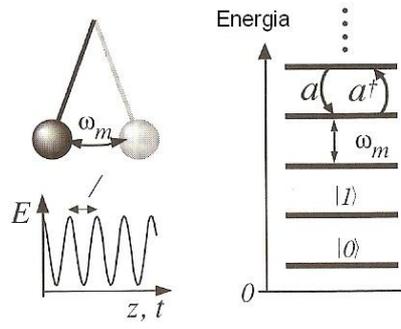


Figura 2.5 – Oscilador harmônico. Adaptado de [3].

Referências

- [1] – InfoEscola – “**Modelo atômico de Rutherford**”. Disponível em: WWW<URL: <http://www.infoescola.com/quimica/modelo-atomico-de-rutherford/>>. [Consultado entre Junho e Julho de 2011].
- [2] – Desconhecido – “**A Evolução dos Modelos Atômicos**”. Disponível em: WWW<URL: <http://enciclopediavirtual.vilabol.uol.com.br/quimica/atomistica/resumodosmodelos.htm>>. [Consultado entre Junho e Julho 2011].
- [3] – Suter, D. - “**The Physics of Laser-Atom Interactions**”. Cambridge University Press, (1997).
- [4] – Infopédia – “**Equação de Schrödinger**”. Disponível em: WWW<URL: [http://www.infopedia.pt/\\$equacao-de-schrodinger](http://www.infopedia.pt/$equacao-de-schrodinger)>. [Consultado entre Junho e Julho 2011].
- [5] – Know – “**Estado Quântico**”. Disponível em: WWW<URL: http://www.knoow.net/cienciasexactas/fisica/estado_quantico.htm>. [Consultado entre Junho e Julho 2011].
- [6] – C.R. Nave Georgia State University – “**HyperPhysics – The Hamiltonian**”. Disponível em: WWW<URL: <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/quantum/hamil.html>>. [Consultado entre Junho e Julho 2011].
- [7] – Heisenberg, W. - “**Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik**”. Zeitschrift für Physik 43 (3–4): 172–198, (1927).
- [8] – Portugal, P. - “**Orbitais e Números Quânticos**”. Disponível em: WWW<URL: http://profs.ccems.pt/PauloPortugal/CFQ/Orbitais/Orbitais_nmeros_qunticos.html>. [Consultado entre Junho e Julho 2011].
- [9] – Rocha, W. X. - “**Química 2000**”. Disponível em: WWW<URL: <http://reocities.com/Vienna/choir/9201/espectrometria.htm>>. [Consultado entre Junho e Julho 2011].
- [10] – Gallas, J. - “**Estrutura fina e hiperfina**”. Universidade Federal do Rio Grande do Sul, (2011).

- [11] – Dictionary.com - “**Degenerate state**”. Disponível em WWW<URL:http://dictionary.reference.com/browse/degenerate+state>. [Consultado entre Junho e Julho 2011].
- [12] – e-quimica - “**Linhas espectrais**”. Disponível em: WWW<URL:http://www.equimica.iq.unesp.br/index.php?option=com_content&view=article&id=85:linhas-espectrais&catid=36:videos&Itemid=55>. [Consultado entre Junho e Julho 2011].
- [13] – Wikipédia - “**Hyperfine structure**”. Disponível em: WWW<URL:http://en.wikipedia.org/wiki/Hyperfine_structure>. [Consultado entre Junho e Julho 2011].
- [14] – Desconhecido - “**Espectros Diversos e um Estudo das bases da Espectroscopia de Saturação**”. Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física “Gleb Wataghin”.
- [15] – Foot, C. J. - “**Atom Physics (Oxford Master Series in Atomic, Optical and Laser Physics)**”. Oxford University Press, USA (2005).
- [16] – Enciclopeadia Britannica - “**Quantum Electrodynamics (QED)**”. Disponível em: WWW<URL:http://www.britannica.com/EBchecked/topic/486203/quantum-electrodynamics-QED>. [Consultado em Julho 2011].
- [17] – Einstein, A. - “**On the quantum theory of radiation**”. Zeit. für physik 18, 121–128, (1917).
- [18] – Quantum Optics - “**Optical cavities**”. Disponível em: WWW<URL:http://physics.schooltool.nl/quantumoptics/cavities.php>. [Consultado em Julho 2011].
- [19] – Wikipédia - “**Stimulated emission**”. Disponível em: WWW<URL:http://en.wikipedia.org/wiki/Stimulated_emission>. [Consultado em Julho 2011].
- [20] – Quantum Optics - “**Jaynes-Cummings model**”. Disponível em: WWW<URL:http://physics.schooltool.nl/quantumoptics/rabi_jaynesmodel.php>. [Consultado em Junho 2011].
- [21] – Gárcia, A. F. - “**Modos de vibração de uma corda**”. Disponível em: WWW<URL:http://www.fisica.ufs.br/egsantana/ondas/estacionarias/estacionarias.html>. [consultado em Julho 2011].

[22] – Wolfram Research, Inc. – “**Dirac Notation**”. Disponível em: WWW<URL: <http://mathworld.wolfram.com/DiracNotation.html>>. [Consultado em Julho 2011].

[23] – Hyperphysics - “**The Lamb Shift**”. Disponível em: WWW<URL: <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/quantum/lamb.html>>. [Consultado em Julho 2011].

[24] – Mokheimer, T. A. - “**On the quantum theory of radiation**”. Physics Department, KFUPM

Capítulo 3 – PROCESSO DE ARREFECIMENTO A *LASER*

3.1 – Características gerais do processo de arrefecimento a *laser*

Durante um longo período de tempo foram utilizadas forças electromagnéticas para influenciar a mobilidade dos átomos no espaço. Este processo é conhecido como arrefecimento a *laser*. Ele possui inúmeras características comuns à óptica¹, a principal diferença entre estas duas áreas reside na manipulação da luz e da matéria², isto é, na óptica utiliza-se matéria para manipular a luz e no arrefecimento a *laser* utiliza-se luz para manipular matéria.

O arrefecimento a *laser* de um ponto de vista macroscópico resulta da utilização de uma radiação electromagnética sob forma de onda (luz) proveniente de um *laser*, sintonizada perto da frequência de ressonância das transições atómicas dos átomos. Cada fotão que constitui a onda electromagnética leva consigo uma determinada quantidade de energia ($E = \hbar\omega$), momento linear ($p = \hbar k$) e momento angular (\hbar). Quando um átomo absorve um fotão, ele armazena a energia do fotão passando para um estado³ excitado (estado de maior energia), o momento linear é armazenado através do recuo em relação à fonte de luz com um momento $\hbar k$. Por sua vez, o momento angular é armazenado sob forma de movimentação interna dos seus electrões (Fig. 3.1) [1].

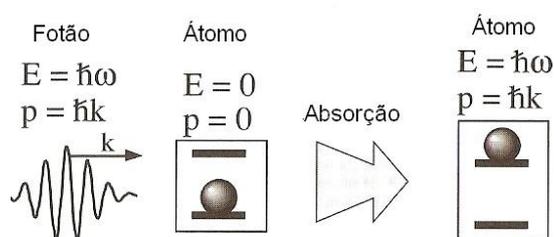


Figura 3.1 – Conservação da energia e momento linear. Adaptado de [2].

Em termodinâmica, de um ponto de vista microscópico a temperatura é a medida da energia cinética associada ao movimento (vibração) aleatório das partículas que compõem um dado sistema físico em equilíbrio térmico com a sua vizinhança. Esta noção de temperatura

¹Campo da Física que estuda as radiações electromagnéticas.

²Subentende-se que os átomos são os elementos principais constituintes da matéria.

³Estado ou nível energético.

subentende a existência de contacto térmico, i.e., troca de energia entre o sistema e a sua vizinhança, de forma a atingir um equilíbrio térmico⁴.

No arrefecimento a *laser*, esta noção de temperatura não é a mais correta, isto porque, não existe contacto térmico entre a luz e o átomo. A luz apesar de ser considerada como sendo uma forma de energia, não pode ser considerada como fonte de calor e o sistema não está em equilíbrio térmico, visto que existem perturbações nas vizinhanças dos átomos devido à constante absorção e emissão de fotões [1]. É comum utilizar a variação da energia cinética média $\langle E_k \rangle$ numa dimensão para se referir à temperatura atômica:

$$\langle E_k \rangle = \frac{1}{2} k_B T \quad (3.1)$$

em que k_B representa a constante de Boltzmann e T a temperatura.

3.2 – Obstáculos e limitações do processo de arrefecimento a *laser*

O processo de arrefecimento a *laser* possui dois obstáculos em termos do seu princípio de funcionamento e duas limitações conhecidas em termos do valor da temperatura possivelmente alcançável. Os dois obstáculos que se opõem ao arrefecimento e abrandamento dos átomos são o bombeamento óptico (do inglês *Optical pumping*) e as transições de Doppler (do inglês *Doppler shift*) [4].

Em 1966, Alfred Kastler (1902 – 1984) [5] foi condecorado com o Prémio Nobel da Física pelo seu trabalho no desenvolvimento do bombardeamento óptico. Na realidade atômica, a grande maioria dos átomos não são átomos de dois níveis, i.e., os átomos são constituídos por mais do que dois níveis energéticos. Os átomos, devido a ações de forças internas e/ou externas, podem ser separados em vários níveis energéticos. Esta separação leva à constituição das camadas finas e hiperfinas da estrutura atômica dos átomos (ver Subcapítulo 2.2). O átomo de sódio (Na) é composto por dois níveis fundamentais hiperfinos ($|1\rangle$ e $|2\rangle$) sendo cada um deles constituído por outros níveis degenerados. O processo de absorção e emissão espontânea do átomo de sódio nestes dois níveis pode ser representado por um sistema de três níveis do tipo Λ (Fig 3.2). O átomo ao ser excitado por um feixe *laser* de frequência ω_x passa do nível

⁴Quando um sistema encontra-se em equilíbrio mecânico e químico, não havendo mudança espontânea das suas propriedades [3].

fundamental hiperfino ($|1\rangle$) para o nível excitado ($|3\rangle$) e permanece neste nível até emitir um fóton por emissão espontânea. Após a emissão o átomo pode decair para o nível fundamental hiperfino de origem ($|1\rangle$) ou para o nível fundamental hiperfino ($|2\rangle$). Este processo leva à transferência de população de átomos do nível fundamental hiperfino $|1\rangle$ para o nível fundamental hiperfino $|2\rangle$ o que resultará na paragem do ciclo de absorção e emissão visto que os átomos que se encontram no nível $|2\rangle$ não estão em ressonância com o feixe *laser* que está sintonizado para o nível $|1\rangle$. Para o átomo de sódio, esta situação acontece após ≈ 100 absorções [4]. Para remediar esta situação, é utilizado um segundo *laser*, chamado de rebombeamento (do inglês *repumper*) que tem por finalidade excitar os átomos que se encontram no nível fundamental hiperfino “errado” ($|2\rangle$) para eles poderem regressar para o nível fundamental hiperfino “correto” $|1\rangle$. Esta acção permite dar continuidade ao processo de arrefecimento.

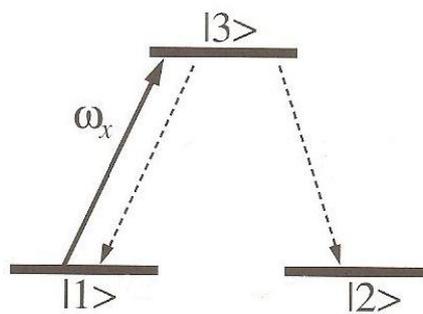


Figura 3.2 – Esquema de um sistema de três níveis do tipo Λ . A seta cheia representa a transição efectuada devido a acção do *laser*, as setas tracejadas representam os caminhos possíveis do decaimento espontâneo. Adaptado de [2].

À medida que o átomo absorve e emite fótons, vai abrandando e consequentemente arrefecendo, mas ele também vai ficando fora da frequência de ressonância do *laser* devido ao efeito Doppler. Uma pequena diferença de velocidade origina uma grande transição/desvio de Doppler. Este aspecto é problemático visto que os átomos à medida que são arrefecidos também se vão afastando da frequência de ressonância do feixe *laser*, logo no decorrer do tempo os átomos deixam de ser arrefecidos porque eles estão fora da frequência de ressonância do feixe *laser* [4]. Uma solução para este problema foi proposta em 1976 por Vladilen S. Letokhov (1939 – 2009) *et al.* [6]. A solução encontrada foi de alterar a frequência do *laser* à medida que os átomos iam arrefecendo de forma a manter todos os átomos em ressonância, este método é conhecido pelo termo técnico inglês *Chirp-cooling*.

Este método é um dos dois métodos utilizados para arrefecer um feixe atómico ultrapassando os dois obstáculos acima referidos. O outro método utilizado é o método do

arrefecimento Zeeman (do inglês *Zeeman cooling*). Este método consiste na utilização de um campo magnético para alterar a energia dos níveis separadores, de forma a manter os átomos em ressonância com uma frequência fixa de um *laser*. Como já foi visto nos capítulos anteriores, um átomo ao abrandar sofre uma mudança de velocidade, esta mudança de velocidade está associada a uma transição de Doppler que faz com que o átomo se afaste da zona de ressonância. Neste método esta transição é compensada pela transição de Zeeman (do inglês *Zeeman shift*), à medida que o átomo se move para um ponto onde o campo magnético é mais fraco [4].

A utilização do método do arrefecimento Zeeman é mais vantajosa do que o método do *Chirp-cooling*. Uma das principais vantagens do método do arrefecimento Zeeman em relação ao método do *Chirp-cooling* é que com este método consegue-se produzir átomos frios de forma contínua, o que não acontece com o método do *Chirp-cooling* devido à ação física necessária de troca de frequência para poder dar continuidade ao processo de arrefecimento. Outra vantagem do método do arrefecimento Zeeman é que com a utilização deste método, o obstáculo do bombeamento óptico fica ultrapassado devido à presença constante dos átomos num campo magnético de elevada intensidade que possui um eixo de quantização que permite fazer uso das regras de seleção para as transições radiativas [4].

Além dos dois obstáculos acima abordados, o processo de arrefecimento a *laser* possui duas limitações conhecidas em termos de temperaturas alcançáveis, uma delas está associada à limitação do arrefecimento Doppler e a outra está associada com o limite de recuo dos átomos após a emissão dos fotões.

A limitação do arrefecimento Doppler (do inglês *Doppler cooling limit* ou *Doppler temperature*) é a temperatura mínima correspondente à energia associada com a banda natural da transição atômica que pode ser atingida utilizando este método. Quando um fotão é absorvido por um átomo que se move na direção oposta da fonte emissora de luz (*laser*), a sua velocidade diminui de acordo com as Leis da Conservação do Momento. Quando o fotão é emitido, devido a esta ação, existe um ligeiro acréscimo no momento do átomo. Numa determinada temperatura T . Quando este efeito iguala o efeito de arrefecimento do *laser*, não existe mais a possibilidade de arrefecer este átomo.

A temperatura em que ocorre este fenómeno é conhecida por temperatura de Doppler, T_D . Esta temperatura pode ser obtida através de:

$$T_D = \frac{\hbar\gamma\Upsilon}{2k_B} \quad (3.2)$$

em que γ representa a largura de banda natural da transição e Υ a razão giromagnética. Os valores da temperatura de Doppler são tipicamente na ordem de grandeza dos μK , a esta temperatura também está associada uma determinada velocidade, a velocidade de Doppler $v_D = \sqrt{k_B T_D / M}$, em que M representa a massa do átomo. O valor típico desta velocidade é de $\approx 0,3 \text{ m/s}$.

O limite de recuo (do inglês *Recoil Limit*) é a menor temperatura alcançável com o método de arrefecimento a *laser*. O átomo ao emitir um fóton sofre um pequeno recuo, este recuo é traduzido por uma velocidade de recuo $v_r = \hbar k / M$. Esta velocidade está diretamente relacionada com a temperatura e é definida por:

$$T_{\text{recoil}} = \frac{(h/\lambda)^2}{2Mk_B} \quad (3.3)$$

em que λ representa o comprimento de onda. Os valores desta temperatura estão tipicamente na ordem de grandeza de poucos μK , a velocidade de recuo por sua vez possui valores típicos de $\approx 0,01 \text{ m/s}$. Apesar desta limitação, existem processos que conseguem arrefecer sistemas abaixo desta temperatura [7, 8]. A tabela A.1 do Anexo A apresenta alguns limites de velocidades e temperaturas para diferentes elementos químicos.

3.3 – Arrefecimento Doppler

O arrefecimento a *laser* é comumente referenciado em documentos científicos especializados nesta área como sendo o sinónimo do arrefecimento Doppler (do inglês *Doppler cooling*), isto porque, o arrefecimento a *laser* utiliza como mecanismo fundamental o arrefecimento Doppler. O arrefecimento Doppler surgiu em 1975 e foi proposto por dois grupos de cientistas em simultâneo, o primeiro grupo era constituído por David J. Wineland *et al.* [9]. O Segundo grupo era constituído por Theodor W. Hänsch *et al.* [10]. Em 1997, Steven Chu *et al.* [11] receberam o Prémio Nobel da Física pelos seus trabalhos no campo do aprisionamento e arrefecimento a *laser* de átomos (do inglês, *Laser Cooling and atom trapping*).

O arrefecimento Doppler possui por fundamento o efeito Doppler (Ver Subcapítulo 1.5). Os átomos só são influenciados por ondas electromagnéticas com determinadas frequências, se um feixe de *laser* for focado num átomo com uma frequência ligeiramente abaixo da frequência de ressonância do átomo, e se ele se mover na direção da fonte emissora do feixe de *laser*, através do efeito Doppler, o átomo “verá” a frequência do feixe desviada pela razão de $-(V_a/c)v_{laser}$ (em que V_a representa a velocidade do átomo; C representa a velocidade da luz no vazio; v representa a frequência de onda) para o azul (maior frequência), o que permitirá ao átomo absorver e emitir fotões em maior quantidade. O átomo ao afastar-se da fonte emissora do feixe de *laser* “vê” a frequência desviada pela razão de $-(V_a/c)v_{laser}$ para o vermelho (menor frequência), como esta frequência está “longe” da frequência de ressonância, o átomo não é afectado diretamente por este feixe de *laser* (Fig. 3.3).

Para arrefecer uma nuvem de átomos, em que os átomos se movem no espaço, i.e., em todas as direções do espaço cartesiano tridimensional (X, Y, Z), é comum utilizar vários *lasers*, um em cada eixo dispostos em contra propagação de forma a abranger todos os átomos que se movem naquele espaço criado pela intersecção dos feixes. Este processo de arrefecimento é conhecido por melaço óptico (do inglês *Optical molasses*).

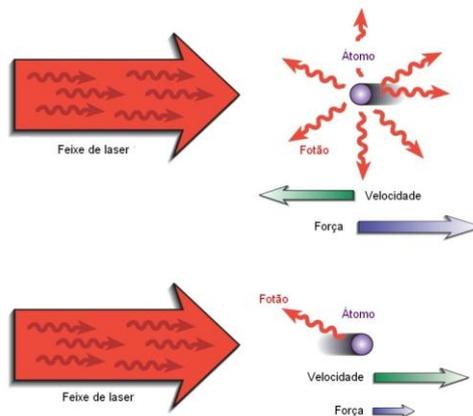


Figura 3.3 – Processo de arrefecimento Doppler. Adaptado de [12].

3.4 – Melaço óptico

A técnica do melaço óptico foi pela primeira vez observada em 1985 [13]. Ela consiste no arranjo de três conjuntos de *lasers* dispostos ortogonalmente. Este arranjo permite criar um sistema de contra propagação (Fig. 3.4) em todos os eixos cartesianos. Com esta distribuição, os átomos que se movem no espaço poderão ser abrandados utilizando para isso o mecanismo do arrefecimento Doppler. Com esta configuração é possível atingir temperaturas na ordem dos $40 \mu\text{K}$. Este método não funciona como uma armadilha para os átomos, nada impede que os átomos saiam da área onde se intersectam os feixes dos *lasers*. Os átomos ao moverem-se livremente dentro de um espaço confinado, geralmente uma câmara de vácuo, sem nenhuma armadilha para os aprisionar num determinado local, torna difícil a ocorrência de um arrefecimento eficiente, isto porque, os átomos numa determinada altura irão acabar por chocar contra as paredes da câmara de vácuo, esta ação provocará um aumento da temperatura do átomo devido ao contacto com a parede da câmara de vácuo que está a uma temperatura mais elevada⁵, esta técnica também torna restrito o número de átomos que estão a ser arrefecidos.

O tempo de vida de um átomo no melaço óptico é aproximadamente igual a 0.1 s [14]. Para remediar este problema e obter um arrefecimento eficiente de todos os átomos presentes na amostra a arrefecer, uma das técnicas possíveis a adotar é a da armadilha óptica-magnética (AOM ou *MOT* cuja as siglas em inglês significam *Magneto-optical trap*).

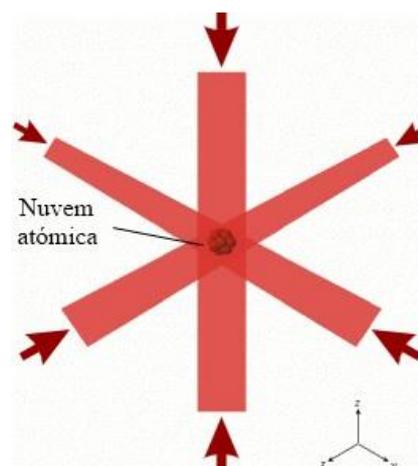


Figura 3.4 – Melaço óptico. Adaptado de [15].

⁵Em termodinâmica, a transferência de temperatura ocorre sempre do ponto mais quente para o ponto mais frio até alcançar o equilíbrio térmico.

3.5 – Armadilha óptica-magnética

À armadilha óptica-magnética (AOM) é uma das técnicas mais utilizadas para efetuar armadilhas de átomos neutros. Esta técnica foi originalmente demonstrada por Steven Chu *et al.* [16] em 1987. A AOM é uma armadilha robusta que não depende de um preciso balanço entre os *lasers* em contra propagação ou de um alto grau de polarização dos feixes [1]. A AOM é criada utilizando a configuração do melaço óptico ao qual é adicionado um campo magnético do tipo quadrupolo esférico (Fig. 3.5). Este campo magnético é criado através da disposição de bobinas em anti-Helmholtz⁶. Idealizando um átomo numa só dimensão, para facilidade de compreensão, com um momento angular $J = 0$ no estado fundamental e $J = 1$ no estado excitado, irradiado por dois feixes de *laser* com polarizações circulares opostas. Devido às polarizações, o feixe da esquerda só pode excitar transições para o estado $m_l = + 1$ e o feixe da direita só pode excitar transições para o estado $m_l = - 1$ (Fig. 3.6). A disposição das bobinas em anti-Helmholtz permitem criar no centro da armadilha um campo magnético de valor igual a zero ($\mathbf{B} = 0$), o valor do campo magnético aumenta com a distância radial a partir do centro da armadilha, ele aumenta de forma linear no sentido positivo do eixo da abcissa e decresce linearmente no sentido negativo do mesmo. A ação do campo magnético origina uma transição nos subníveis m_l ⁷. Quando a frequência do *laser* é abaixo da frequência de ressonância do átomo, e ele se mover para a esquerda da origem, há uma maior probabilidade de absorção e emissão de fóton devido ao $\sigma +$ do feixe do *laser*, porque está perto da ressonância. O $\sigma -$ do feixe de *laser* da direita por sua vez está longe da ressonância, o que pelo efeito de Doppler afecta pouco o átomo. Ao emitir um fóton o átomo sofre uma força de recuo que faz com que volte para o centro da armadilha, onde o campo magnético é igual a zero. No caso do átomo se mover para a direita da origem, acontece o oposto [12].

⁶Um par de duas bobinas magnéticas circular com o mesmo número N de espiras que estão separadas por distância h que é equivalente ao raio das bobinas. Cada bobina transporta uma corrente eléctrica de mesma intensidade na mesma direcção o que permite criar um campo magnético homogéneo \mathbf{B} entre as duas bobinas. [17]

⁷Subníveis s , p ou d associados ao número quântico magnético m_l .

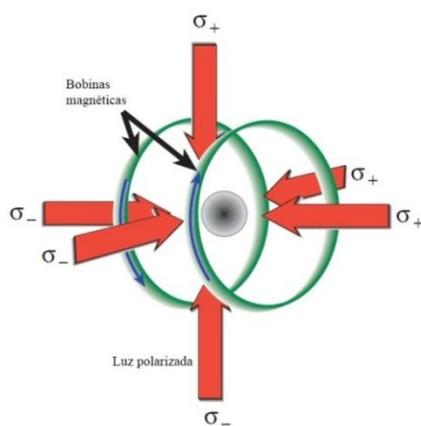


Figura 3.5 – Esquema da AOM. Adaptado de [12].

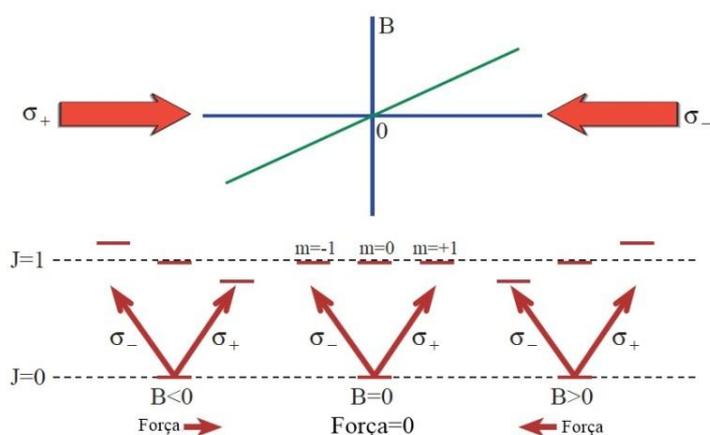


Figura 3.6 – Explicação de uma AOM numa dimensão. Adaptado de [12].

3.6 – Efeito Zeeman

Em 1902 Pieter Zeeman (1865 – 1943) e Hendrik Lorentz (1853 – 1928) [18] receberam o Prémio Nobel da Física pela descoberta do efeito Zeeman (do inglês *Zeeman effect*). O efeito Zeeman consiste no desdobramento das linhas espectrais em diferentes linhas espectrais de energias próximas através da ação de um campo magnético estático (Fig. 3.7). Quando um átomo está na presença de um campo magnético externo, a sua energia altera-se devido à ação deste campo magnético externo sobre os níveis atômicos com um número quântico azimutal ℓ , o que leva a degenerescência dos mesmos, criando várias configurações de electrões separadas por pequenas diferenças de energia. A variação da energia do átomo é dada por:

$$\Delta E = m_\ell \frac{e\hbar}{2m_e} B \quad (3.4)$$

em que e representa a carga do electrão, m_e representa a massa do electrão e B o campo magnético.

Um nível com um número quântico azimutal ℓ só pode ser desdobrado em subníveis m_ℓ pela razão:

$$2 \times \ell + 1 \quad (3.5)$$

A regra de transição $\Delta m_\ell = \pm 1$ ou 0 restringe o número possível de novas linhas espectrais. O desdobramento dos níveis é uniforme, o que só possibilita a existência de três transições energéticas diferentes: $E_0 + e\hbar B/2m_e$, E_0 e $E_0 - e\hbar B/2m_e$, que correspondem às transições com as seguintes regras: $\Delta m_\ell = +1$, $\Delta m_\ell = 0$ e $\Delta m_\ell = -1$.

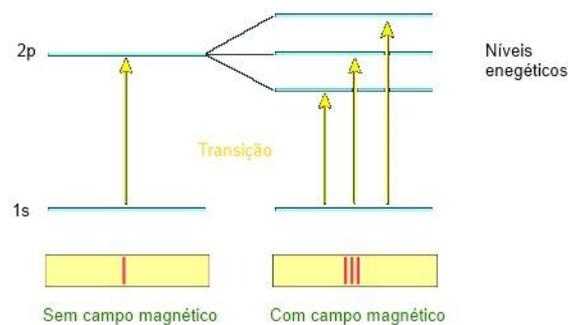


Figura 3.7 – Efeito Zeeman. Adaptado de [19].

Referências

- [1] – Metcalf, H. J.; der Straten, P. V. – “**Laser Cooling and Trapping**”. Springer, (1999).
- [2] – Suter, D. – “**The Physics of Laser-Atom Interactions**”. Cambridge University Press, (1997).
- [3] – Bright Hub – “**What is Thermodynamic Equilibrium?**”. Disponível em: WWW<URL:http://www.brighthub.com/engineering/mechanical/articles/4720.aspx>.
[Consultado em Julho 2011].
- [4] – Phillips, W. D. - “**Laser cooling and trapping of neutral atoms**”. Reviews of Modern physics, Vol. 70, NO. 3, (1998).
- [5] – Kastler, A. - “**Optical methods for studying Hertzian resonances**”. Nobel Lecture, (1966).
- [6] – Letokhov, V.; Minogin, V.; Pavlik, B. - “**Cooling and trapping atoms and molecules by a resonant laser field**’ Opt. Commun. 19, 72 (1976).
- [7] – Cohen-Tannoudji, C.; Reichel, J.; Bardou, F.; Ben Dahan, M.; Peik, E.; Rand, S.; Salomon, C. - “**Raman cooling of cesium below 3nK : new approach inspired by Lévy flight statistics**”. Phys. Rev. Lett., 75 p.4575 - 4578, (1995).
- [8] – Weidemüller, M.; Esslinger, T.; Ol'Shanii, M. A.; Hemmerich, A.; Hänsch, T. W. “**A Novel Scheme for Efficient Cooling below the Photon Recoil Limit**”. Europhysics Letters (EPL), vol. 27, issue 2, pp. 109-114.
- [9] Wineland, David J.; Dehmelt, Hans G. - “**Laser fluorescence spectroscopy on Tl^+ monocation oscillator**”. Bull. Am. Phys. Soc. 20, 637 (1975).
- [10] – Hänsch, Theodor W.; Schawlow, Arthur L. - “**Cooling of Gases by Laser Radiation**”. Opt. Comm. 13:68 – 71 (1975).
- [11] – Nobelprize.org. “**The Nobel Prize in Physics 1997**”. Disponível em: WWW<URL:http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1997/>. [Consultado em Julho 2011].

- [12] – Advanced Optics Laboratory - “**laser Cooling and Trapping**”. Advanced Optics Lab script, University of Colorado.
- [13] – Chu, S.; Bjorkholm, J. E.; Ashkin, A.; Cable, A. - “**Experimental Observation of Optically Trapped Atoms**”. Physical Review Letters, (1986).
- [14] – Williamson III, R. S. - “**Magneto-optical trapping of potassium isotopes**”. University of Wisconsin – Madison, (1997).
- [15] – Mitchell, M. - “**Quantum Information with Atoms and Light**”. Disponível em: WWW<URL:<http://quantumoptics.es/MorganMitchell/research/researchCACT.php>>.
[Consultado em Julho 2011].
- [16] – Raab, E. L.; Prentiss, M.; Cable, A.; Chu, S.; Pritchard, D. E. - “**Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure**”. Phys. Rev. Lett. 59, 2631–4, (1987).
- [17] – Department of Physics College of Arts & Sciences Embry-Riddle Aeronautical University - “Helmholtz coil”. Disponível em: WWW<URL:<http://physicsx.pr.erau.edu/HelmholtzCoils/index.html>>. [Consultado em Julho 2011].
- [18] – Nobelprize.org. “**The Nobel Prize in Physics 1902**”. Disponível em: WWW<URL:http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1902/>. [Consultado em Julho 2011].
- [19] – Astronomy 162 Stars, Galaxies, and Cosmology - “**The Zeeman Effect**”. Disponível em: WWW<URL:<http://csep10.phys.utk.edu/astr162/lect/light/zeeman-split.html>>. [Consultado em Julho 2011].

Capítulo 4 – GÁS PARA O PROCESSO DE ARREFECIMENTO A LASER

Na realidade atômica, os átomos possuem vários níveis atômicos e a luz interage com mais do que dois níveis simultaneamente. Os átomos que mais se utilizam para efetuar aprisionamento e arrefecimento são os átomos do primeiro grupo da tabela periódica, os metais alcalinos e os átomos do décimo oitavo grupo da respectiva tabela, os gases nobres metastáveis [1].

4.1 – Metais alcalinos

O grupo dos metais alcalinos é o primeiro grupo da tabela periódica e é constituído pelos seguintes elementos: hidrogénio (H), lítio (Li), sódio (Na), potássio (K), rubídio (Rb), célio (Cs) e frâncio (Fr). Os átomos dos metais alcalinos foram os primeiros a serem aprisionados e arrefecidos, nomeadamente o sódio (Na) [2, 3]. Os átomos deste grupo da tabela periódica são populares nos sistemas de arrefecimento a *laser* devido à transição entre o nível de mais baixa energia (nível fundamental) e o primeiro nível excitado ser realizado na região visível ou perto da região infravermelha do espectro de luz. Esta condição é importante visto que torna fácil a criação de luz para a ocorrência desta transição. Outra razão pela popularidade destes átomos nos processos de arrefecimento a *laser* é que o estado é obtido facilmente. Aquecendo os metais alcalinos a poucas centenas de graus Celcius. Obtém-se um vapor de gás com elevada pressão que é facilmente manipulado pela incidência de uma fonte emissora de luz (*laser*). Os metais alcalinos possuem uma estrutura simples com níveis fechados¹ com um electrão de valência. Os níveis fechados não contribuem para o momento angular orbital do átomo \mathbf{L} , logo o momento angular orbital do átomo é igual ao momento angular orbital do electrão de valência ($\mathbf{L} = \mathbf{l}$), o momento angular de rotação do átomo é igual ao momento angular de rotação do electrão de valência ($\mathbf{S} = \mathbf{s}$) e o momento angular total do átomo é igual ao momento angular do electrão de valência ($\mathbf{J} = \mathbf{j}$). Nos átomos dos metais alcalinos, os estados electrónicos são especificados segundo a notação de Russell-Saunders ou notação espectroscópica, $n^{2S+1} L_j$. Nesta notação, n representa o número quântico principal do electrão de valência. A interação rotação-orbita, que é proporcional a $L \cdot S$, origina estados com diferentes valores de \mathbf{J} que possuem diferentes valores de energia. Esta interação é responsável pelo aparecimento da camada fina do átomo abordada no Subcapítulo 2.2. A camada fina do átomo desdobra o primeiro nível excitado

¹Níveis electrónicos completamente preenchidos.

em níveis $n^2P_{1/2}$ e $n^2P_{3/2}$. A transição do estado fundamental $n^2S_{1/2}$ para o nível $n^2P_{1/2}$ é conhecida por linha D_1 e a transição do estado fundamental $n^2S_{1/2}$ para o nível $n^2P_{3/2}$ é conhecida por linha D_2 . Para o átomo de sódio (Na) o desdobramento da camada fina entre os dois níveis excitado $3^2S_{1/2} \rightarrow 3^2P_{3/2}$, correspondente à linha D_2 é aproximadamente de 515 GHz [1]. Outros valores para os átomos dos metais alcalinos estão disponíveis na tabela A.2 do Anexo A. Como já foi abordado no Subcapítulo 2.2, a estrutura dos átomos torna-se complexa com a interação da rotação nuclear I com o momento angular total J , esta interação origina a camada hiperfina do átomo. Nestes átomos, o nível $2P_{1/2}$ é desdobrado em dois níveis hiperfinos com uma separação típica na ordem dos 100 – 1000 MHz, e o nível $2P_{3/2}$ é desdobrado em quatro níveis hiperfinos com uma separação típica na ordem dos 10 – 100 MHz [4]. Cada nível hiperfino é depois desdobrado em $2F + 1$ subníveis de Zeeman, representado pelo número quântico magnético m_l . Na ausência de campo magnético estes níveis estão degenerados, para campos magnéticos fracos, a transição de Zeeman é aproximadamente linear:

$$\Delta E = g_F \mu_B m_l B \quad (4.1)$$

em que g_F representa o fator g-Landé, μ_B representa o magneton de Bohr.

4.2 – Gases nobres metastáveis

Os átomos dos gases nobres metastáveis são, a seguir aos átomos dos metais alcalinos os mais utilizados em processos de aprisionamento e arrefecimento a *laser*. Uma das principais vantagens dos átomos dos gases nobres metastáveis em relação aos átomos dos metais alcalinos é que eles não possuem rotação nuclear I o que origina a não existência da interação com J e por consequência a não existência das camadas hiperfinas. A não existência destas camadas reduz consideravelmente o número de níveis dos átomos. Os gases nobres metastáveis podem ser considerados como átomos de um só electrão, isto porque, o electrão de valência encontra-se num estado elevado de excitação perto do nível de ionização. Outra característica importante dos gases nobres metastáveis é que a última camada do núcleo não é fechada, ela possui momento angular orbital (ℓ) e momento angular de rotação (s). Estes momentos angulares juntamente com o momento angular orbital (ℓ) e o momento angular de rotação (s) do

electrão de valência precisam de serem agrupados de forma a poder formar o momento angular total do átomo \mathbf{J} [1].

O esquema utilizado para acoplar estes momentos angulares é referido como o acoplamento jj^2 , a primeira acoplagem é feita com o momento \mathbf{L} e \mathbf{S} do núcleo, a que corresponde um momento angular total do núcleo \mathbf{J} , que é depois acoplado momento angular orbital ℓ do electrão de valência, para formar o momento angular \mathbf{K} , que é finalmente acoplado ao momento angular de rotação \mathbf{s} do electrão de valência para formar o momento angular total do átomo \mathbf{J} . A notação para os níveis é dado por $^{2s+1}L_j n l [k]_J$, onde n corresponde ao número quântico principal do electrão de valência [1].

O grupo dos gases nobres é composto pelo hélio (He), néon (Ne), árgon (Ar), cripton (Kr), xénon (Xe) e pelo elemento radioativo rádón (Rn). De todos os elementos químicos deste grupo, o hélio é o gás nobre mais utilizado em experiências de arrefecimento a *laser*, isto porque, é o elemento deste grupo com menor massa e a sua estrutura atómica é a mais simples, quando comparada com os restantes elementos químico do grupo dezoito. A estrutura simples do átomo de hélio é devida ao electrão excitado do núcleo ser um electrão- \mathbf{s} , o que leva a que o momento angular orbital total do núcleo seja um estado- \mathbf{s} . O acoplamento da rotação do núcleo (\mathbf{s}) com o electrão de valência pode formar estados singleto³ ou estados tripleto⁴, as transições ópticas entre os estados singleto e tripleto são proibidas. No hélio o estado tripleto mais baixo, que também pode ser considerado como um estado fundamental é o estado 2^3S_1 e o primeiro estado tripleto excitado é o estado $2^3P_{0,1,2}$. Onde $\mathbf{J} = 0$ corresponde o estado tripleto de maior energia e $\mathbf{J} = 2$ representa o estado com menor energia. A transição entre o estado tripleto 2^3S_1 para o estado tripleto 2^3P_2 é de $\lambda = 1.083\mu\text{m}$ perto da região do infravermelho [1, 6]. A tabela A.3 do Anexo A apresenta algumas constantes relativas aos átomos dos gases nobres metastáveis.

Para a elaboração de um sistema de aprisionamento e arrefecimento a *laser*, é favorável recorrer à utilização de um gás pertencente ao grupo dos metais alcalinos ou ao grupo dos gases nobres metastáveis, isto porque, além das vantagens apresentadas neste capítulo, existe uma

²A representação espectroscópica dos gases nobres é diferente das dos metais alcalinos.

³Estado que contém um par de electrões não compartilhados com valores de s diferentes num mesmo orbital [5].

⁴Estado onde os electrões não compartilhados possuem o mesmo valor de s e ocupam orbitais diferentes [5].

vasta bibliografia referente a sistemas de arrefecimento a *laser* utilizando estes gases, o que certifica a integridade destes gases nestes processos.

Referências

- [1] – Metcalf, H. J.; der Straten, P. V. – “**Laser Cooling and Trapping**”. Springer, (1999).
- [2] – Chu, S.; Bjorkholm, J. E.; Ashkin, A.; Cable, A. - “**Experimental Observation of Optically Trapped Atoms**”. Physical Review Letters, (1986).
- [3] – Chu, S.; Hollberg, L.; Bjorkholm, J. E.; Cable, A.; Ashkin, A. - “**Three-dimensional Viscous Confinement and Cooling of Atoms by Resonance Radiation Pressure**”. Physical Review Letters, Vol. 55, Issue 1, (1985).
- [4] – Lindvall, T. - “**Alkali-metal atoms in laser fields: optical pumping, coherent population trapping, and laser cooling**”. TKK Dissertations 258, Aalto university, Espoo, (2010).
- [5] – Scielo Brasil - “**Química nova – Nitrenium ions**”. Disponível em: WWW<URL:http://www.scielo.br/scielo.php?pid=S0100-40421998000400014&script=sci_arttext>. [Consultado em Agosto de 2011].
- [6] – Lawall, J.; Kulin, S.; Saubamea, B.; Bigelow, N.; Leduc, M.; Cohen-Tannoudji, C. - “**Three Dimensional laser cooling of Helium Beyond the Single-Photon Recoil Limit**”. Physical Review Letters, Volume 75, Number 23, (1995).

Capítulo 5 – PRINCIPAL APARATO PARA SISTEMAS DE ARREFECIMENTO A LASER

5.1 – Lasers

5.1.1 – Enquadramento

Em 1905, Albert Einstein (1879 – 1955) surgiu pela primeira vez com a ideia que está por detrás do funcionamento do *laser*, o fóton. Einstein baseado na Lei de Max Planck (1858 – 1947) [1] explicou e demonstrou no seu trabalho sobre o efeito fotoelétrico [2] que a luz não é composta por ondas contínuas de partículas sólidas mas sim por parcelas de onda energética a qual ele apelou de fótons. A energia transportada por cada fóton corresponde à frequência de onda daquela parcela, quanto mais elevada for a frequência, maior será a energia transportada pela parcela e conseqüentemente possuirá uma cor mais azulada [3]. Einstein foi recompensado em 1921 com o Prémio Nobel da Física pelo seu trabalho neste campo.

O processo que dá origem ao *laser* é o processo da emissão estimulada, formulado em 1917 por Albert Einstein [4] (ver Subcapítulo 2.4). Este processo ficou esquecido até ao final da Segunda Guerra Mundial. Em 1952 Nikolay Basov (1922 – 2001) e Aleksander Prohorov (1916 – 2002) descreveram pela primeira vez o princípio de funcionamento do *maser* (cuja a sigla em inglês significa *Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, ou seja, Amplificação de Micro-ondas por Emissão Estimulada de Radiação). Um ano depois, Charles Townes *et al.* [5] construíram o primeiro *maser* de amónia. Infelizmente o *maser* de Townes apresentava uma limitação, não conseguia emitir ondas de forma contínua. Na atualidade, existe alguma dúvida em relação ao verdadeiro criador do *laser*, o primeiro registo documentado sobre a descrição de um *laser* surge em 1958 e foi publicada por Charles Townes e Arthur Schawlow (1921 – 1999) [6], mas no mesmo ano Gordon Gould (1920 – 2005) idealizou a construção de um *laser* óptico o qual patenteou em 1959. Gould foi a primeira pessoa a utilizar a palavra *laser* para identificar este tipo de equipamento. Em 1964 Charles Townes, Nikolay Basov e Aleksander Prohorov dividiram o Prémio Nobel da Física pelas suas contribuições na construção de osciladores e amplificadores baseados no princípio dos *masers-lasers* [7].

Desde 1960 até aos dias de hoje o campo do *laser* tem vindo a evoluir de forma considerável. Esta evolução trouxe novas descobertas em vários ramos distintos da Ciência devido à grande versatilidade e eficiência dos *lasers* para a estimulação de partículas.

Existem na atualidade uma grande variedade de *lasers*, estes podem ser classificados segundo alguns factores, e.g., comprimento de onda, tipo de emissão, fonte, etc. Para os sistemas de arrefecimento a *laser*, o tipo de *lasers* comumente empregues são os *lasers* sintonizáveis (do inglês *tunable lasers*) porque, permitem alterar a frequência de emissão do feixe electromagnético dentro de uma gama de frequências definida.

5.1.2 – *Lasers* sintonizáveis

Os *lasers* sintonizáveis permitem regular a frequência de emissão do feixe electromagnético para se ajustarem no tempo a várias frequências de valores diferentes desejados. Estas frequências variam dentro de uma gama de frequências características a cada tipo, modelo e por vezes fabricantes do equipamento. Na tabela A.4 do Anexo A, estão apresentados alguns tipos de *laser* sintonizáveis, classificados segundo o comprimento de onda do feixe emitido. A relação entre o comprimento de onda e a frequência correspondente é dada pela equação 5.1.

$$\lambda = \frac{C}{\nu} \tag{5.1}$$

Para os sistemas de arrefecimento a *laser*, existem dois tipos de *lasers* sintonizáveis que são preferencialmente utilizados, o *laser* sintonizável de corante (do inglês *tunable dye laser*) e o *laser* sintonizável semicondutor (do inglês *tunable semiconductor laser*).

O *laser* sintonizável de corante utiliza um corante em solução líquida como meio amplificador¹. Estes *lasers* oferecem uma ampla gama de frequência, desde perto do ultravioleta até perto do infravermelho [9].

O *laser* sintonizável semicondutor, mais especificamente o *laser* de diodo utiliza um diodo como meio amplificador. O ganho proporcionado é gerado pela passagem de uma corrente eléctrica pela junção P-N do diodo [10]. Na atualidade este tipo de *laser* é o mais utilizado nos processos de arrefecimento a *laser*, onde empresas já disponibilizam para a venda ao público,

¹Meio para amplificar a potência da luz do feixe, este dispositivo permite compensar as perdas de potência pelos ressonadores [8].

lasers de diodo para arrefecer átomos de sódio (Na) na transição $3^2S_{1/2} \rightarrow 3^2P_{3/2}$ correspondente à linha D_2 (Fig. 5.1) [11].

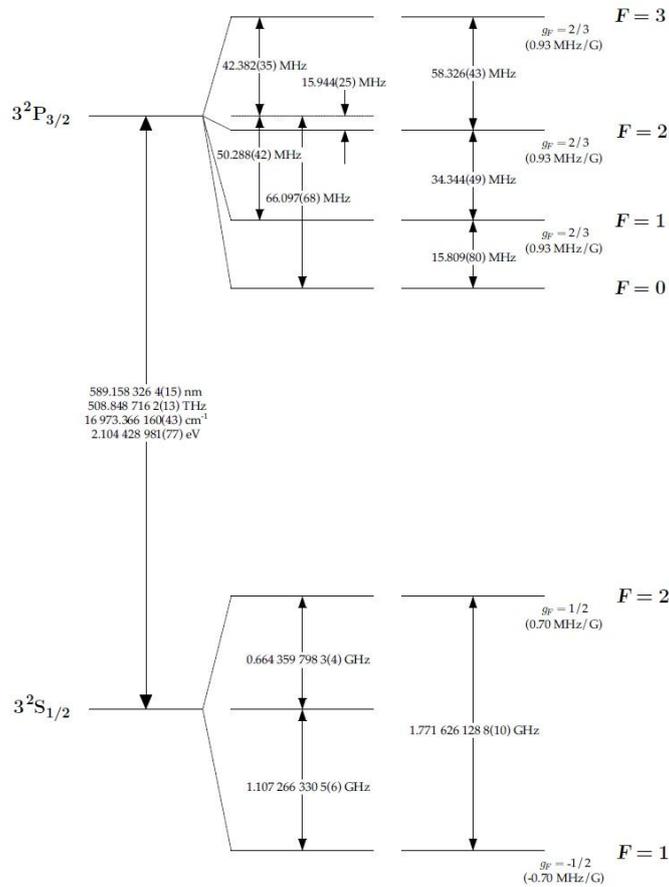


Figura 5.1 – Linha D_2 para o átomo de sódio. Adaptado de [12].

5.1.3 – Estabilização da frequência

A escolha do *laser* para um sistema de arrefecimento é principalmente influenciada pelo comprimento de onda correspondente à transição na qual o *laser* irá incidir. A tabela A.5 do Anexo A apresenta valores de comprimento de onda de alguns átomos do grupo dos metais alcalinos e do grupo dos gases nobres metastáveis.

Uma característica importante a ter em consideração para o sistema de arrefecimento é a estabilidade da frequência do *laser*. Durante o processo de arrefecimento, é primordial manter a frequência do feixe *laser* contínua e com o mesmo valor, i.e., deve-se garantir a sua estabilidade, eliminando as flutuações devidas à mudança da cavidade do *laser* causada por vibrações mecânicas ou desvios de temperatura [13]. Os métodos utilizados para estabilizar a frequência

do *laser* podem dividir-se em duas categorias cujos termos técnicos em inglês são: *Doppler-broadened* e *Doppler-free* [14].

Os métodos da categoria do *Doppler-free* são métodos preferenciais em relação aos da categoria do *Doppler-broadened*, porque apresentam maior precisão em manter a frequência num valor determinado. Um dos métodos do *Doppler-free* mais utilizado é o método de espectrometria de absorção saturada (do inglês *Saturated Absorption Spectroscopy*). A figura 5.2 representa esquematicamente este método aplicado numa experimentação de aprisionamento de átomos [13]. Explicando o seu método de funcionamento de forma simplificada, a frequência de saída do *laser* é ajustada por um piezoeléctrico, o valor da sua voltagem é regulada de forma a compensar as oscilações recebidas pelo do fotodiodo.

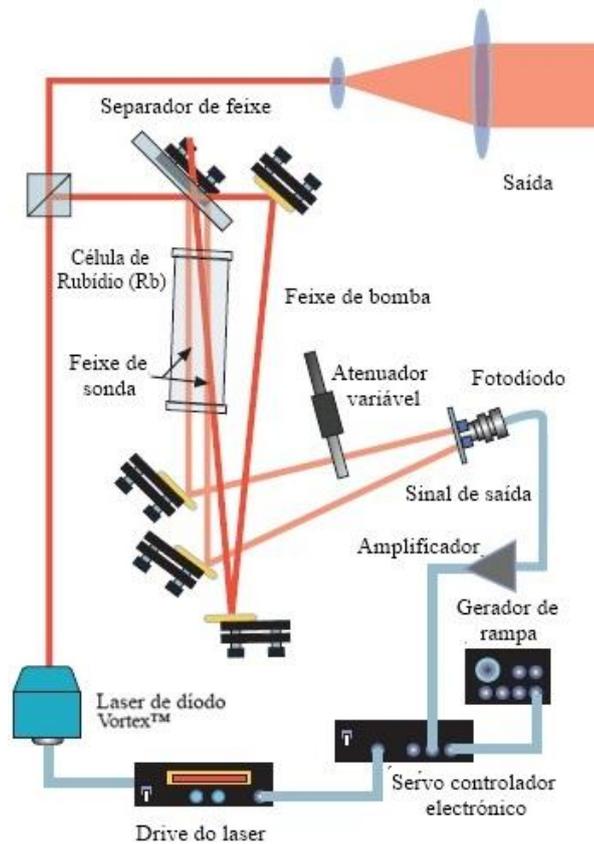


Figura 5.2 – Esquema do método de espectrometria de absorção estimulada. Adaptado de [13].

Além destes dois métodos, também existem no mercado para venda ao público, módulos electrónicos que permitem modular e estabilizar a frequência de saída do *laser*. Estes módulos permitem obter valores satisfatórios em termos de estabilidade de frequência [15].

5.2 – Câmara de vácuo

A câmara de vácuo ou câmara de aprisionamento representa um dos elementos essenciais para este processo, porque é nela que todo o processo ocorre. A câmara pode possuir várias formas consoante o *design* especificado aquando do seu dimensionamento, de um modo geral, neste tipo de sistemas as câmaras podem possuir duas formas: cúbica ou esférica. A forma esférica apresenta uma pequena vantagem em relação à forma cúbica, nesta configuração, as franjas de interferências² possuem maior frequência espacial e estão menos espaçadas regularmente [16]. O material constituinte da câmara é geralmente vidro do tipo Pyrex[®], em que várias secções podem ser coladas com resina epoxy. O quartzo também revela ser um bom material para construir este tipo de câmaras de vácuo. A utilização do quartzo não é recomendada nas experiências que requerem vácuo extremamente elevado (UHV cuja a sigla em inglês significa *Ultra high Vacuum*, 10^{-9} Pa a 10^{-12} Pa) porque o quartzo possui uma elevada permeabilidade ao hélio (He) presente na atmosfera (o hélio possui a capacidade de se difundir através do vidro).

5.2.1 – Sistema de vácuo

As bombas de vácuo que permitem criar vácuo na câmara para os sistemas de aprisionamento e arrefecimento a *laser* devem ser capazes de alcançar e manter um vácuo extremamente elevado (UHV). A pressão requerida para estes processos é de $\approx 10^{-8}$ Torr ($1 \text{ Pa} = 7.5 \cdot 10^{-3}$ Torr). Para a criação desta pressão é possível utilizar um só tipo de bomba ou a conjugação de várias (3) bombas de vácuo complementares umas às outras.

Nos sistemas com três bombas complementares, inicialmente admitindo que a câmara de vácuo está à pressão atmosférica utiliza-se uma bomba de vácuo parcial (do inglês *rough pump*), esta bomba irá atuar desde da pressão atmosférica até $\approx 40^{-3}$ Torr, sendo que a partir deste valor esta bomba torna-se ineficiente. Para continuar com a criação de vácuo até a pressão desejada é necessário utilizar uma bomba turbo (do inglês *Turbo pump*) a qual consegue alcançar uma pressão igual a 10^{-8} Torr. A bomba turbo só é utilizada para alcançar os 10^{-8}

²Diferença de espessura na emulsão causada pela exposição ou não à luz.

Torr. Para manter a câmara nesta pressão recorre-se à utilização de uma bomba de iões (do inglês *ion pump*). A figura 5.3 apresenta uma configuração deste sistema.

Para os sistemas que utilizam uma só bomba (Fig. 5.4), o tipo de bomba geralmente utilizada é a bomba de iões. A utilização desta bomba apresenta um ligeiro inconveniente na sua utilização, ela necessita de um grande campo magnético que é fornecido por um íman permanente. A presença deste campo magnético pode interagir com a armadilha óptica-magnética. Para evitar esta situação é possível isolar a bomba com uma chapa metálica [13].

O volume da câmara de vácuo tem de ser adequado para poder acomodar a nuvem atómica a aprisionar e posteriormente arrefecer. O volume da câmara de vácuo está diretamente relacionado com o diâmetro do feixe do *laser* que é utilizado. Não é recomendado utilizar feixes de *lasers* com diâmetros inferiores a 1.5 cm [13], isto porque, o número de átomos que serão afectados pelo feixe aumenta com o aumento do diâmetro, aumentando a facilidade de alinhamento do mesmo. Consequentemente quanto maior for o feixe do *laser*, maiores serão os espelhos refletores empregues no sistema e menor será a sua potência. A relação entre a potência, o diâmetro do feixe e a irradiância do *laser* é dada por:

$$I_{\text{irradiância}} = \frac{P_L}{\pi \left(\frac{d}{2}\right)^2} \quad (5.2)$$

em que P_L representa a potência do *laser* e d o diâmetro do feixe.

Alguns valores de irradiância para diferentes elementos químicos encontram-se na tabela A.6 do Anexo A.

Para um feixe de *laser* com diâmetro de 1.5 cm, o volume possível de uma hipotética câmara de vácuo esférica poderia ser de $\approx 14 \text{ cm}^3$ (raio = 1.5 cm) ou de 8 cm^3 para uma câmara com forma cúbica (2 x 2 x 2 cm).

No Anexo B do presente documento encontra-se a modelação computacional e respetivos desenhos técnicos de algumas peças constituintes de um hipotético sistema de vácuo.

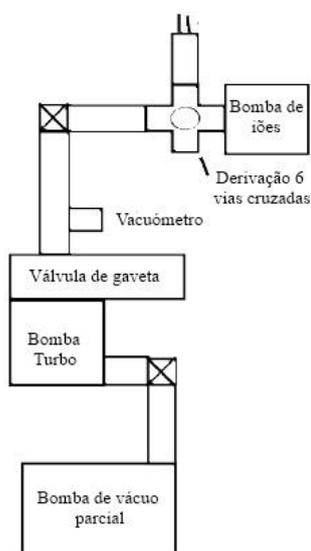


Figura 5.3 – Esquema de um sistema de vácuo com três bombas de vácuo complementares. Adaptado de [16].

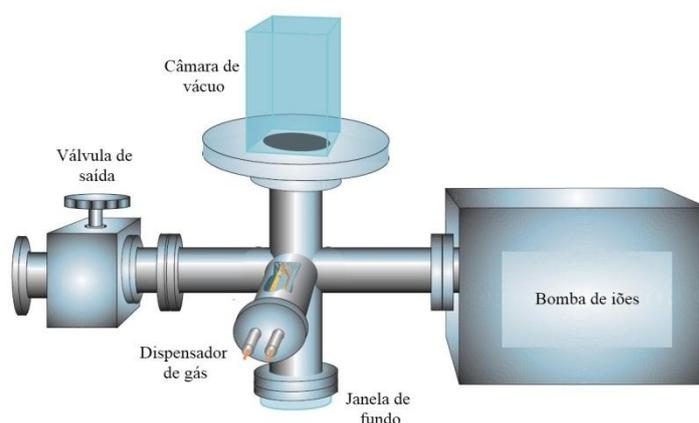


Figura 5.4 – Esquema de um sistema de vácuo com uma bomba de iões. Adaptado de [13].

5.3 – Campo magnético

Nos sistemas de arrefecimento a *laser*, nomeadamente nos sistemas que utilizam uma armadilha óptica-magnética (ver Subcapítulo 3.5), a câmara encontra-se rodeada de bobinas magnéticas. O valor do campo magnético necessário para formar a armadilha para os átomos é geralmente compreendido entre 10 e 15 G. cm⁻¹. O número de espiras juntamente com o diâmetro das bobinas para criar um campo magnético compreendido entre estes valores podem ser calculados através da equação 5.3.

$$B(x) = \frac{\mu_0 n_{\text{esp}} I_b R_b^2}{2(R_b^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}} - \frac{\mu_0 n_{\text{esp}} I_b R_b^2}{2(R_b^2 + (L_b - x)^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (5.3)$$

em que x representa a posição onde o campo magnético deve ser determinado; μ_0 representa a permeabilidade no espaço; n_{esp} representa o número de espiras da bobina; R_b representa o raio da bobina; I_b representa a corrente que atravessa a bobina; L_b representa a distância entre as bobinas.

5.4 – Óptica

Nos sistemas de aprisionamento e arrefecimento a *laser* o principal objectivo é de irradiar a nuvem atômica que está aprisionada no centro da câmara de vácuo nos seis semieixos do espaço cartesiano tridimensional (X,Y,Z). Esta ação pode ser alcançada recorrendo à utilização de vários *lasers*, um em cada semieixo do plano cartesiano. Esta configuração eleva consideravelmente o custo total do sistema, devido à existência de pelo menos três *lasers*. Uma alternativa a este procedimento é a utilização de um só *laser* em que com a ajuda de uma série de dispositivos ópticos, e.g., lentes, espelhos, etc., onde se redireciona o seu feixe ao longo das seis direções pretendidas.

Qualquer sistema de aprisionamento e arrefecimento de átomos, independentemente do número de *lasers* empregues, deve possuir na sua implementação alguns elementos ópticos indispensáveis para o alcance de bons resultados. Logo à saída do *laser* é necessário utilizar um isolador óptico para poder emitir o feixe electromagnético numa só direção. São também necessárias lentes de expansão para conseguir expandir o diâmetro do feixe até à medida pretendida. Separadores de feixe (do inglês *beam splitter*) ou espelhos semi-reflectores são necessários para dividir o feixe do *laser* em três feixes com intensidades iguais para poder direcioná-los nas seis direções desejadas ou para dividir o feixe em dois feixes com intensidade iguais para poder controlar a sua frequência. Os feixes, antes de entrar na câmara devem ser polarizados; esta polarização é realizada através da utilização de lâminas de meia-onda e/ou de quarto de onda. As figuras 5.5 e 5.6 apresentam dois sistemas com configurações ópticas diferentes.

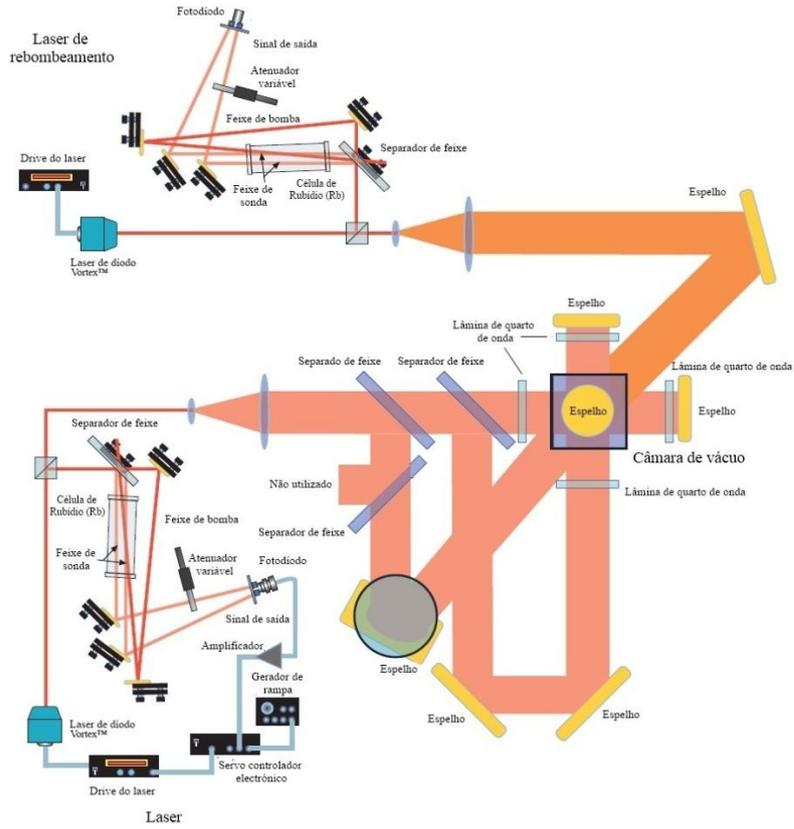


Figura 5.5 – Exemplo de um esquema óptico de um sistema de aprisionamento e arrefecimento a laser. Adaptado de [13].

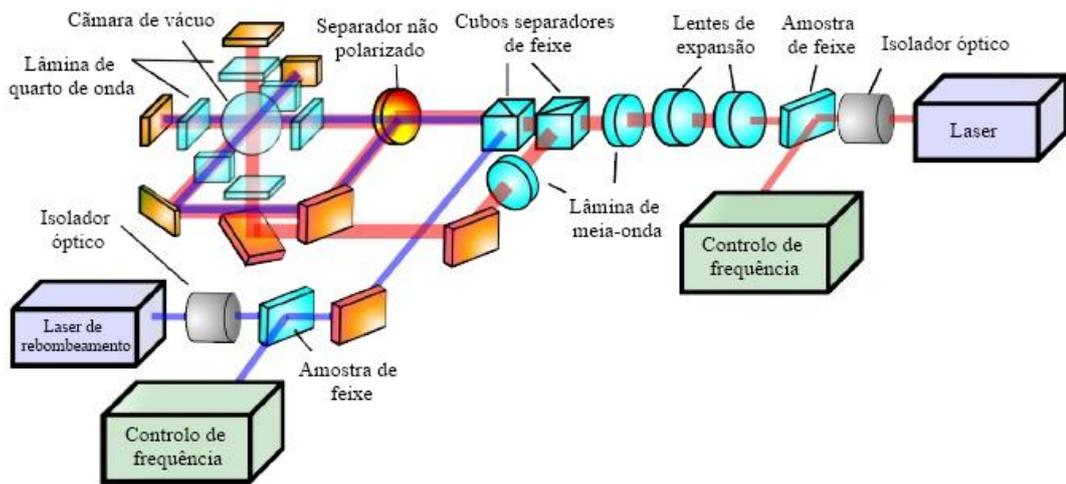


Figura 5.6 – Esquema óptico de um sistema de aprisionamento e arrefecimento a laser. Adaptado de [16].

Referências

- [1] – Física Moderna - “**Efeito Fotoelétrico**”. Disponível na em: WWW<URL:http://www.if.ufrgs.br/tex/fis142/fismod/mod03/m_s02.html>. [Consultado em Setembro 2011].
- [2] – Einstein, A. - “**Concerning an Heuristic Point of View Toward the Emission and Transformation of Light**”. Annalen der Physik 17, (1905).
- [3] – Forward, R. L. - “**Einstein’s Legacy**”. Disponível em: WWW<URL:<http://laserstars.org/history/einstein.html>>. [Consultado em Setembro 2011].
- [4] – Einstein, A. - “**On the quantum theory of radiation**”. Zeit. für physik 18, 121–128, (1917).
- [5] – Bell-labs.com – “**The invention of the Laser at Bell Laboratories: 1958 – 1998**”. Disponível em: WWW<URL:<http://www.bell-labs.com/history/laser/invention/townes-bio.html>>. [Consultado em Setembro 2011].
- [6] – Schawlow, A. L. and Townes, C. H. - “**Infrared and Optical Masers**”. Phys. Rev. V.112, (1958).
- [7] – Nobelprize.org - “**The Nobel Prize in Physics 1964**”. Disponível em: WWW<URL:http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1964/>. [Consultado em Setembro 2011].
- [8] – Encyclopedia of Laser Physics and Technology - “**Gain Media**”. Disponível em: WWW<URL:http://www.rp-photonics.com/gain_media.html>. [Consultado em Setembro 2011].
- [9] – Encyclopedia of Laser Physics and Technology - “**Dye Lasers**”. Disponível em: WWW<URL:http://www.rp-photonics.com/dye_lasers.html>. [Consultado em Setembro 2011].
- [10] – Encyclopedia of Laser Physics and Technology - “**Lasers Diodes**”. Disponível em: WWW<URL:http://www.rp-photonics.com/laser_diodes.html>. [Consultado em Setembro 2011].
- [11] – Toptica Photonics - “**Narrow-band 2 Watt laser at 589 nm**”. Disponível em: WWW<URL:http://www.toptica.com/pr_news/news/news_single/article//narrow-band-2-watt-laser-at-589-nm.html>. [Consultado em Setembro 2011].

- [12] – Steck, D. A. - “**Sodium D Line Data**”. Los Alamos National Laboratory, (2000).
- [13] – Advanced Optics Laboratory - “**laser Cooling and Trapping**”. Advanced Optics Lab script, University of Colorado.
- [14] – Ooijen van, E. - “Realization and Illumination of Bose-condensed Sodium Atoms”. Universiteit Utrecht.
- [15] – TeraXion - “**PS-FSL Frequency Stabilized Laser**”. Disponível em: WWW<URL: <http://www.teraxion.com/html/en/products/purespectrum/fiche.php?p=8>>. [Consultado em Setembro 2011].
- [16] – Rigby, C. I. - “**Development of a Laser Cooling and Magneto-Optical Trapping Experiment for Rubidium 87 Atoms**”. Stellenbosch : Stellenbosch University, 2011. Dissertação de Mestrado.
- [17] – Duarte, F. J. - “**Tunable Lasers HANDBOOK**”. Academic Press, (1995).

Capítulo 6 – CONCLUSÃO

O processo de arrefecimento a *laser* pode à primeira aproximação parecer um processo relativamente simples, mas a sua compreensão requer conhecimento intrínseco a várias áreas distintas, e.g., Mecânica Quântica, electrónica, mecânica, óptica, aquisição e tratamento de sinal entre outras. A eficiência do arrefecimento de um gás por ação incidente de um *laser* só atinge valores razoáveis quando este sistema é complementado por uma armadilha óptica-magnética, que permite aprisionar os átomos constituintes do gás num determinado local fixo durante todo o procedimento. Estes dois métodos em conjunto (aprisionamento e arrefecimento a *laser*) permitem o alcance de temperaturas na ordem de grandeza dos nano-kelvins (10^{-9} K).

Os átomos que melhor se adequem a estes tipos de procedimentos são os gases pertencentes ao grupo dos metais alcalino e ao dos gases nobres metastáveis, devido as suas características atómicas serem propícias para o aprisionamento e posterior arrefecimento dos mesmos.

O desenvolvimento de novas técnicas de arrefecimento a *laser* tem vindo a aumentar ao longo das últimas duas décadas sendo cada vez mais comum a publicação de artigos científicos referentes a este tema. Esta nova e envolvente área levou ao aparecimento de novos materiais nomeadamente na indústria dos supercondutores e relógios atómicos, entre outras; e também permitiu abrir um novo campo de entendimento relativamente a interação e colisões atómicas, devido à redução considerável da velocidade a que estas se realizam.

As principais dificuldades com que se deparou o autor durante todas as fases de desenvolvimento do conteúdo que consta neste documento foram, em sua grande maioria relacionadas com a falta de conhecimento de base na área da Mecânica Quântica. O domínio de conhecimentos nesta área é considerado um factor fundamental para a boa compreensão do funcionamento de todo o processo de arrefecimento a *laser*.

O autor deixa as seguintes possíveis propostas para trabalhos futuros complementares:

- Estudo e posterior escolha do gás a utilizar no processo de aprisionamento e arrefecimento a *laser*.
- Estudo e posterior escolha de todos os equipamentos constituintes da parte óptica do processo (*lasers*, lentes de expansão, espelhos semi-reflectores, etc.).

- Estudo e posterior escolha de todos os componentes constituintes do sistema de vácuo do processo (bombas de vácuo, sistema de válvulas, dispensador de gás, sistema de ligação entre os diferentes componentes, etc.).
- Estudo e posterior escolha de todos os componentes constituintes do sistema da armadilha óptica-magnética (Bobinas magnéticas).
- Estudo e posterior escolha de todos os elementos constituintes da parte de controlo do sistema (controlo de potência dos *lasers*, temperatura e pressão dentro da câmara, etc.).
- Modelação computacional e posterior maquinagem de todos os componentes constituintes do sistema de arrefecimento a *laser*.
- Montagem final do sistema.

O autor recomenda que todas as escolhas e dimensionamento dos equipamentos necessários para a construção de um sistema de arrefecimento a *laser* sejam feitas tendo em atenção as considerações feitas no presente documento.

Anexo – A

LISTA DE TABELAS

Tabela A.1 – Valores limites de velocidade e temperatura para arrefecimento a laser de diferentes elementos. Retirado de [1] do capítulo 3.

Tabela A.2 – Constantes das estruturas finas e hiperfinas para vários átomos dos metais alcalinos. Retirado de [1] do capítulo 4.

Tabela A.3 – Constantes para vários átomos dos gases nobres metastáveis. Retirado de [1] do capítulo 4.

Tabela A.4 – Gama de comprimentos de onda de lasers sintonizáveis de onda contínua. Retirado de [17] do capítulo 5.

Tabela A.5 – Informação espectrométrica para transições ópticas. Retirada de [1] do capítulo 4.

Tabela A.6 – Valores característicos de excitação de diferentes elementos químicos por ação de luz laser. Retirado de [1] do capítulo 4.

Tabela A.1 – Valores limites de velocidade e temperatura para arrefecimento a laser de diferentes elementos. Retirado de [1] do capítulo 3.

Atom	Capture limit		Doppler limit		Recoil limit	
	v_c	T_c	v_D	T_D	v_r	T_r
	(m/s)	(mK)	(cm/s)	(μ K)	(cm/s)	(μ K)
^1H	12.11	17.77	443.	2389.	325.	1285.
$^4\text{He}^*$	1.76	1.49	28.44	38.95	9.200	4.075
$^4\text{He}^*$	0.58	0.16	27.25	35.75	25.6	31.61
^7Li	3.97	13.33	41.03	142.11	8.474	6.061
^9Be	25.58	709.4	155.23	2612.	18.8	38.48
$^{20}\text{Ne}^*$	5.43	70.80	29.07	203.29	3.116	2.335
^{23}Na	5.90	96.18	29.47	240.18	2.945	2.399
^{24}Mg	23.09	1539.	82.04	1942.	5.830	9.80
$^{40}\text{Ar}^*$	4.77	109.33	17.12	140.96	1.230	0.727
^{39}K	4.67	102.23	17.66	146.16	1.335	0.836
^{40}Ca	14.64	1031.	41.57	831.	2.361	2.680
^{52}Cr	2.13	28.41	13.87	120.23	1.805	2.035
$^{84}\text{Kr}^*$	4.51	205.47	11.50	133.40	0.586	0.346
^{85}Rb	4.66	222.12	11.85	143.41	0.602	0.370
^{88}Sr	14.74	2299.	26.94	768.	0.985	1.025
$^{132}\text{Xe}^*$	4.25	286.83	8.54	115.64	0.343	0.186
^{133}Cs	4.42	312.14	8.82	124.39	0.352	0.198
^{138}Ba	10.15	1710.	16.28	439.96	0.522	0.453

Tabela A.2 – Constantes das estruturas finas e hiperfinas para vários átomos dos metais alcalinos. Retirado de [1] do capítulo 4.

Element	Abundance	I	F_g	A	ΔE_{fs}	F_e	A	F_e	A	B
			($J_g=1/2$)	(MHz)		(GHz)	($J_e=1/2$)	(MHz)	($J_e=3/2$)	(MHz)
^1H	99.985	$1/2$	0,1	1420.405	10.968	0,1	59.18	1,2	23.67	—
^6Li	7.5	1	$1/2, 3/2$	152.137		$1/2, 3/2$	17.375	$1/2, 3/2, 5/2$	-1.155	-0.10
^7Li	92.5	$3/2$	1,2	401.752	10.091	1,2	45.914	0,1,2,3	-3.055	-0.221
^{23}Na	100	$3/2$	1,2	885.813	515.53	1,2	94.3	0,1,2,3	18.69	2.90
^{39}K	93.26	$3/2$	1,2	230.859	1730.4	1,2	28.85	0,1,2,3	6.06	2.83
^{40}K	0.0117	4	$7/2, 9/2$	-285.731		$7/2, 9/2$	—	$5/2, 7/2, 9/2, 11/2$	-7.59	-3.5
^{41}K	6.73	$3/2$	1,2	127.007		1,2	—	0,1,2,3	3.40	3.34
^{85}Rb	72.17	$5/2$	2,3	1011.910	7123.0	2,3	120.72	1,2,3,4	25.009	25.88
^{87}Rb	27.83	$3/2$	1,2	3417.341		1,2	406.2	0,1,2,3	84.845	12.52
^{133}Cs	100	$7/2$	3,4	2298.157	16611.8	3,4	291.90	2,3,4,5	50.34	-0.38

Tabela A.3 – Constantes para vários átomos dos gases nobres metastáveis. Retirado de [1] do capítulo 4.

Element	Metastable level	Exc. energy (eV)	IP (eV)	Lifetime (s)
He	2^3S_1	19.82	24.580	7900
Ne	$3s[3/2]_2(^3P_2)$	16.62	21.559	20
Ar	$4s[3/2]_2(^3P_2)$	11.55	15.755	60
Kr	$5s[3/2]_2(^3P_2)$	9.915	13.996	85
Xe	$6s[3/2]_2(^3P_2)$	8.315	12.127	150

Tabela A.4 – Gama de comprimentos de onda de lasers sintonizáveis de onda contínua. Retirado de [17] do capítulo 5.

Laser source	Wavelength range
Dye lasers	320–1000 nm ^a [18]
Ti ³⁺ :Al ₂ O ₃ laser	710–870 nm ^b [19]
Semiconductor lasers ^c	
InGaAsP/InP	55 nm at 1500 nm [20]
InGaAsP/InP	1255–1335 nm [21]
GaAlAs	815–825 nm [22]
GaAlAs	20 nm at 780 nm [23]

Tabela A.5 – Informação espectrométrica para transições ópticas. Retirada de [1] do capítulo 4.

Atom	transition	<i>I</i>	λ (nm)	$\hbar\omega_a$ (eV)	τ (ns)	$\gamma/2\pi$ (MHz)
¹ H	$1^2S_{1/2} - 2^2P_{3/2}$	1/2	121.57	10.199	1.60	99.58
⁴ He*	$2^3S_1 - 2^3P_2$	0	1083.33	1.144	98.04	1.62
⁴ He*	$2^3S_1 - 3^3P_2$	0	388.98	3.187	106.83	1.49
⁷ Li	$2^2S_{1/2} - 2^2P_{3/2}$	3/2	670.96	1.848	26.87	5.92
⁸ Be	$2^1S_0 - 2^1P_1$	0	234.93	5.277	1.46	108.88
²⁰ Ne*	$3^3P_2 - 3^3D_3$	0	640.40	1.936	18.79	8.47
²³ Na	$3^2S_{1/2} - 3^2P_{3/2}$	3/2	589.16	2.104	15.90	10.01
²⁴ Mg	$3^1S_0 - 3^1P_1$	0	285.30	4.346	1.97	80.95
⁴⁰ Ar*	$4^3P_2 - 4^3D_3$	0	811.75	1.527	27.09	5.87
³⁹ K	$4^2S_{1/2} - 4^2P_{3/2}$	3/2	766.70	1.617	26.13	6.09
⁴⁰ Ca	$4^1S_0 - 4^1P_1$	0	422.79	2.933	4.60	34.63
⁵² Cr	$a^7S_3 - z^7P_4$	0	425.55	2.913	31.77	5.01
⁸⁴ Kr*	$5^3P_2 - 5^3D_3$	0	811.51	1.528	28.63	5.56
⁸⁵ Rb	$5^2S_{1/2} - 5^2P_{3/2}$	5/2	780.24	1.589	26.63	5.98
⁸⁸ Sr	$5^1S_0 - 5^1P_1$	0	460.86	2.690	4.98	31.99
¹³² Xe*	$6^3P_2 - 6^3D_3$	0	882.18	1.405	33.03	4.82
¹³³ Cs	$6^2S_{1/2} - 6^2P_{3/2}$	7/2	852.35	1.455	30.70	5.18
¹³⁸ Ba	$6^1S_0 - 6^1P_1$	0	553.70	2.239	8.68	18.33

Tabela A.6 – Valores característicos de excitação de diferentes elementos químicos por ação de luz laser. Retirado de [1] do capítulo 4.

Atom	σ_{ge} (10^{-15} m ²)	I_s (mW/cm ²)	a_{\max} (10^6 m/s ²)	$\omega_r/2\pi$ (kHz)	ε (10^{-3})
¹ H	7.1	7244.	1019.	13391.	134.5
⁴ He*	560.4	0.17	0.469	42.46	26.2
⁴ He*	72.2	3.31	1.199	329.35	221.0
⁷ Li	215.0	2.56	1.577	63.15	10.7
⁹ Be	26.4	1097.	64.444	400.98	3.68
²⁰ Ne*	195.8	4.22	0.829	24.33	2.87
²³ Na	165.7	6.40	0.926	24.99	2.50
²⁴ Mg	38.9	455.	14.824	102.17	1.26
⁴⁰ Ar*	314.6	1.44	0.227	7.57	1.29
³⁹ K	280.7	1.77	0.256	8.71	1.43
⁴⁰ Ca	85.3	59.9	2.569	27.92	0.81
⁵² Cr	86.5	8.50	0.284	21.20	4.23
⁸⁴ Kr*	314.4	1.36	0.102	3.61	0.65
⁸⁵ Rb	290.7	1.64	0.113	3.86	0.65
⁸⁸ Sr	101.4	42.72	0.990	10.68	0.33
¹³² Xe*	371.6	0.92	0.052	1.94	0.40
¹³³ Cs	346.9	1.09	0.057	2.07	0.40
¹³⁸ Ba	146.4	14.12	0.301	4.72	0.26

Anexo – B

Segue a modelação computacional e desenho técnico de algumas partes essenciais pertencentes ao sistema de vácuo de um hipotético sistema de aprisionamento e arrefecimento a *laser*.

Este trabalho foi realizado com recurso ao *software* Autodesk Inventor Professional 2012.

LISTA DE FIGURAS

Figura B.1 – Câmara de vácuo hipotética com 14 cm³ de volume.

Figura B.2 – Hipotético forno necessário para aquecer o material em estado sólido para gasoso, e.g., sódio (Na).

Figura B.3 – Representação esquemática de uma bomba de iões.

Figura B.4 – Bobinas magnéticas para a geração de um campo magnético necessário para aprisionar os átomos no centro da câmara de vácuo.

Figura B.5 – Derivação com 6 vias cruzadas para ligar os diferentes equipamentos a câmara de vácuo.

Figura B.6 – Sistema hipotético de aprisionamento de átomos montado. Baseado no modelo de [13] do capítulo 5.

LISTA DE DESENHOS TÉCNICOS

1 – Desenho técnico da câmara de vácuo.

2 – Desenho técnico do forno.

3 – Desenho técnico da bomba de iões.

4 – Desenho técnico das bobinas magnéticas.

5 – Desenho técnico da derivação com 6 vias cruzadas.

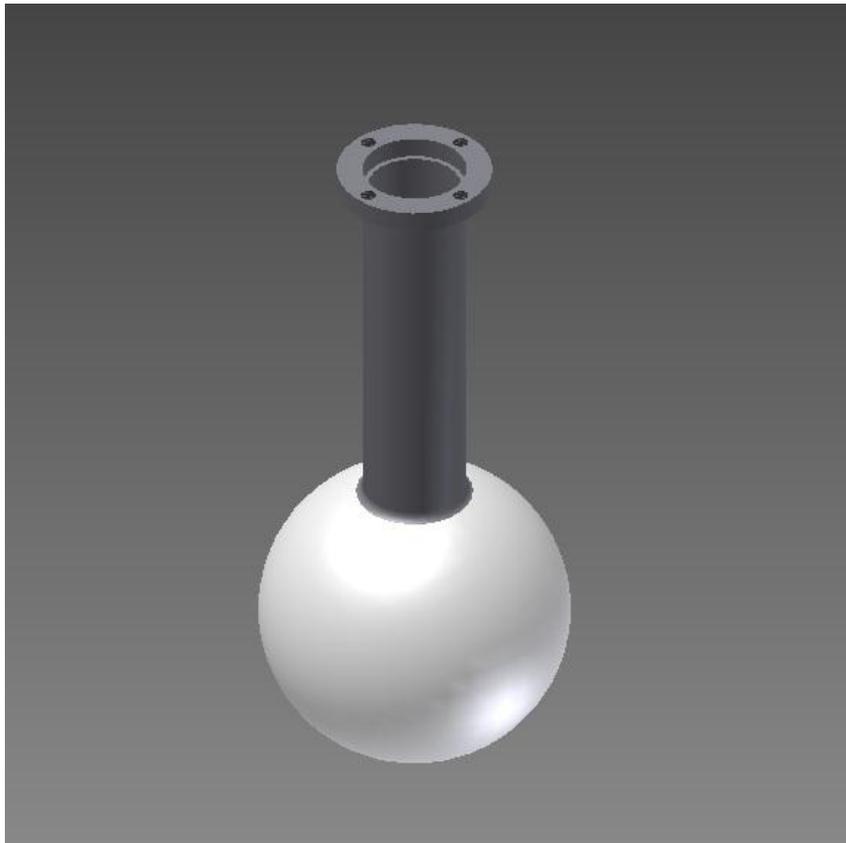


Figura B.1 – Câmara de vácuo hipotética com 14 cm³ de volume.

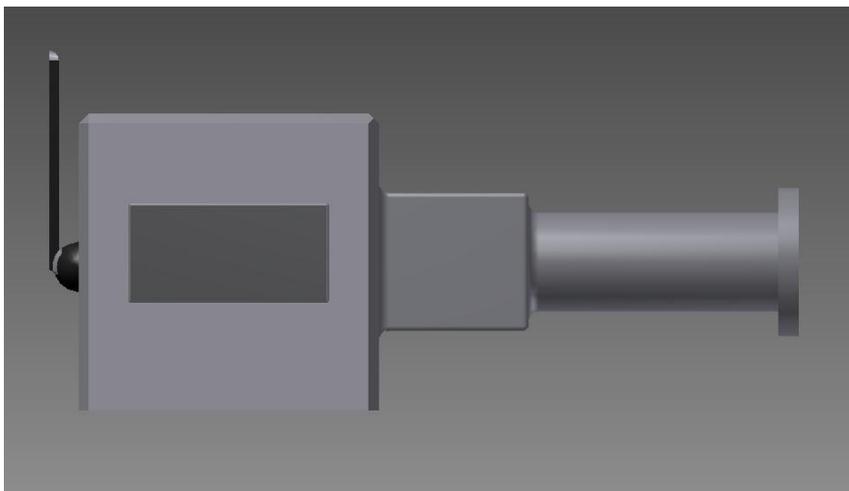


Figura B.2 – Hipotético forno necessário para aquecer o material em estado sólido para gasoso, e.g., sódio (Na).

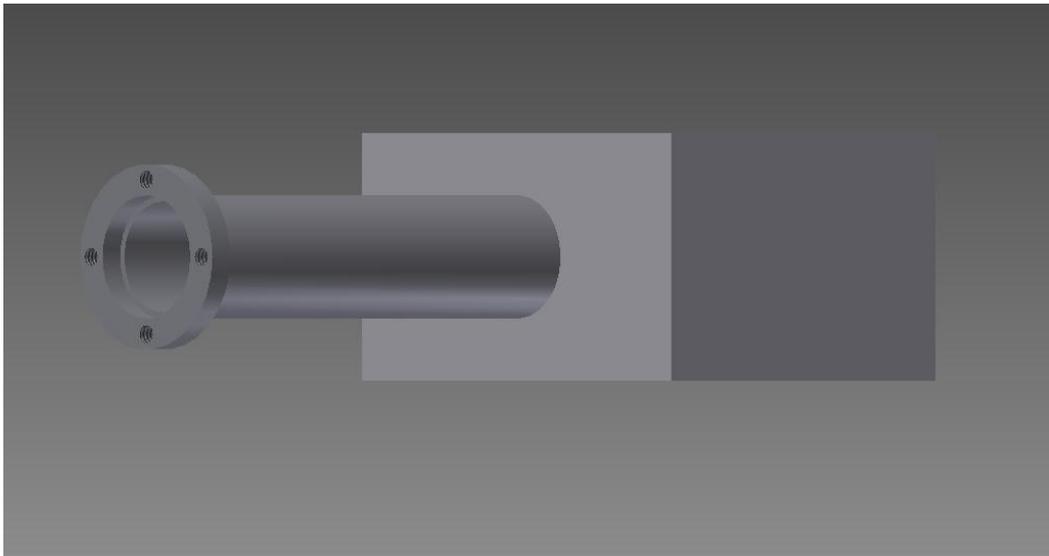


Figura B.3 – Representação esquemática de uma bomba de íões.

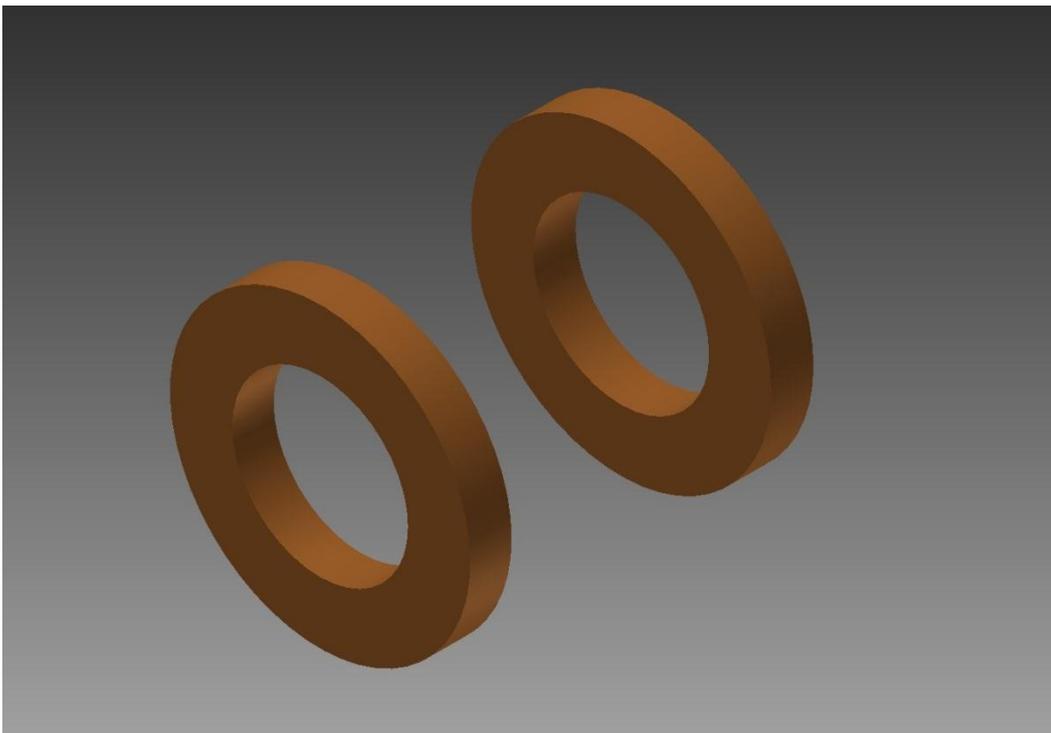


Figura B.4 – Bobinas magnéticas para a geração de um campo magnético necessário para aprisionar os átomos no centro da câmara de vácuo.

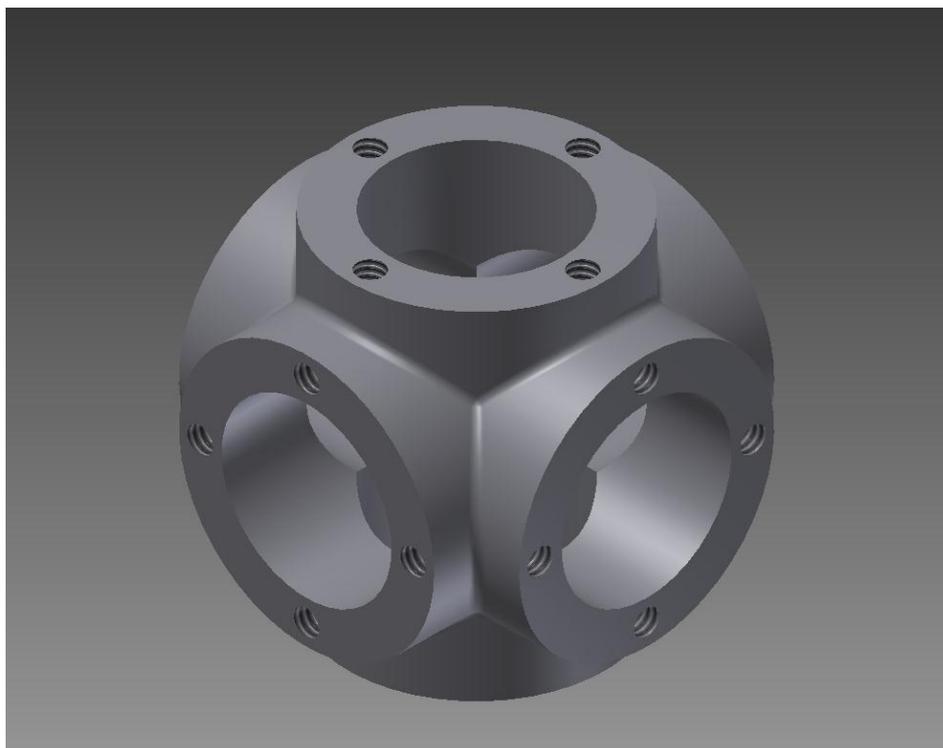


Figura B.5 – Derivação com 6 vias cruzadas para ligar os diferentes equipamentos a câmara de vácuo.

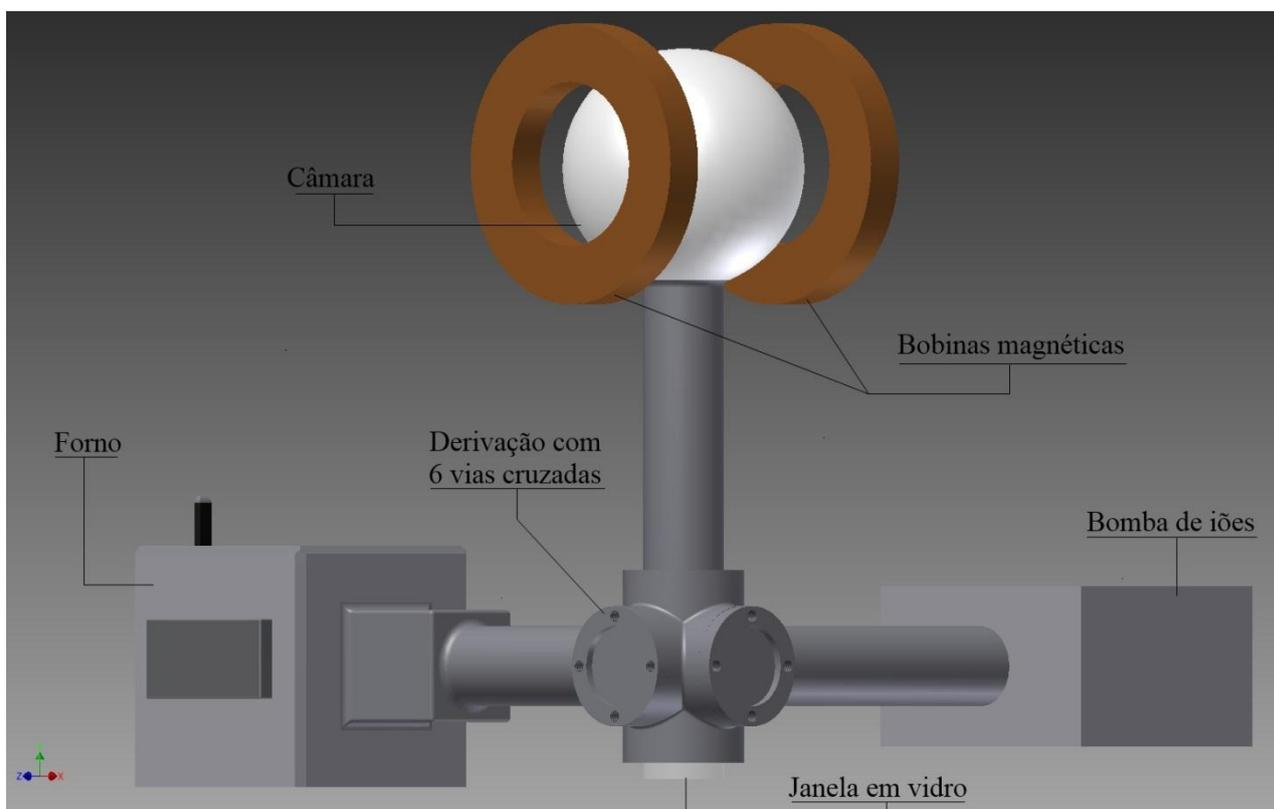
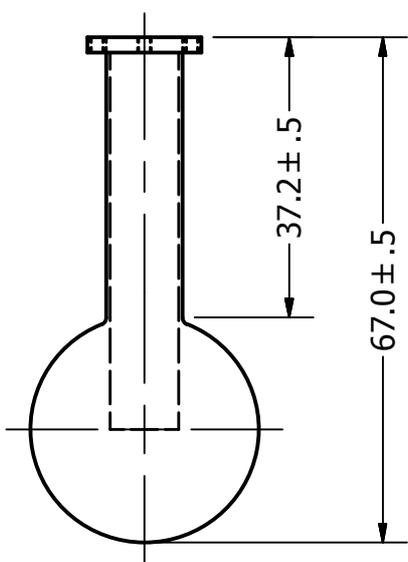
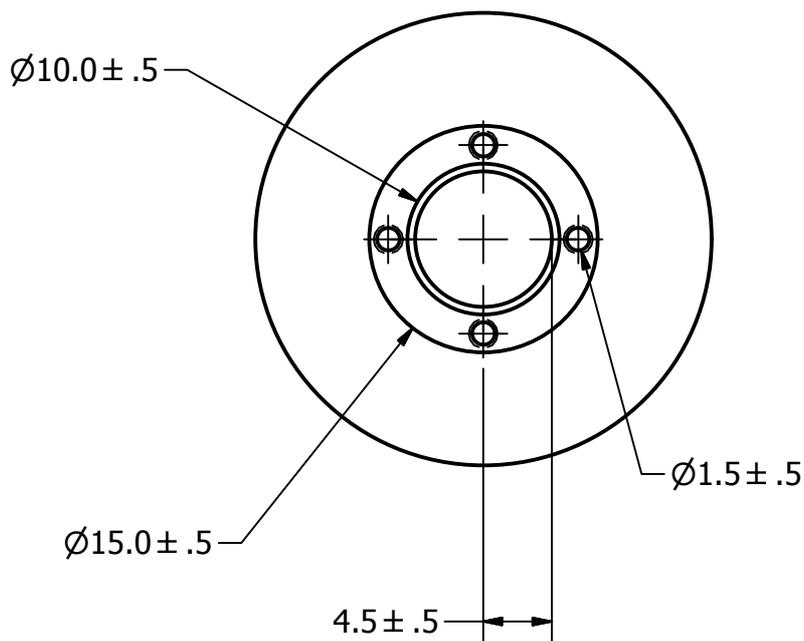
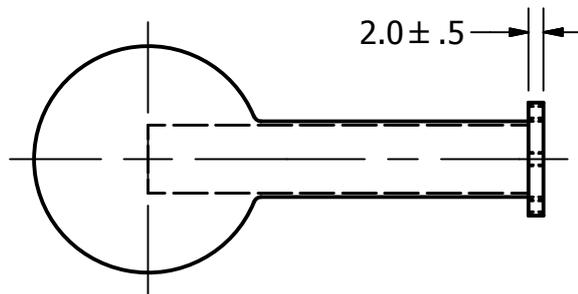
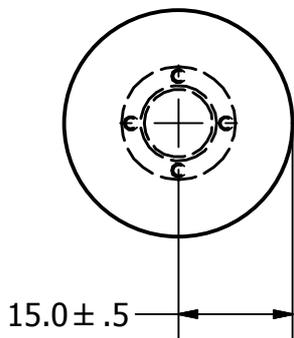
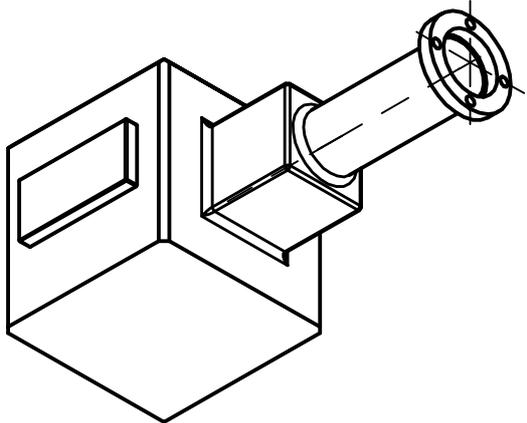
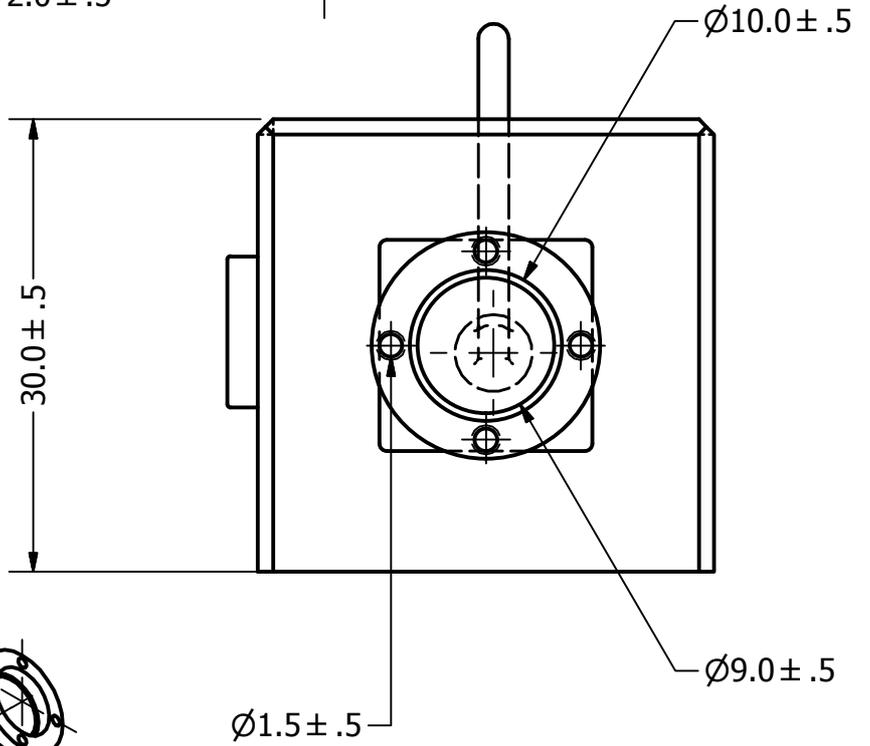
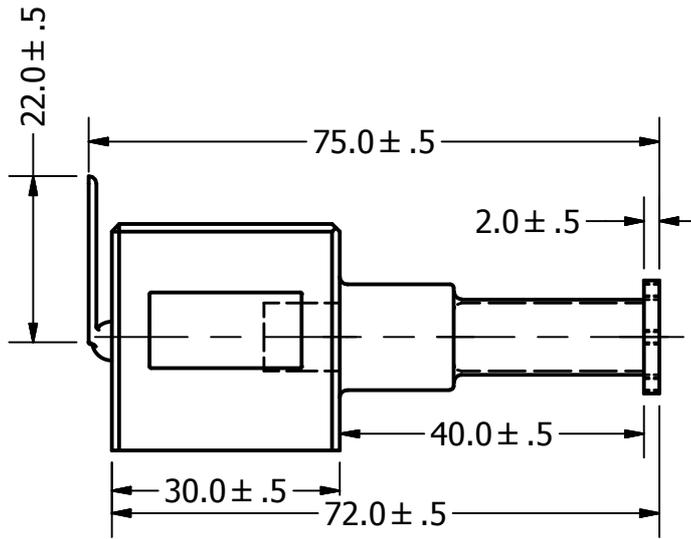


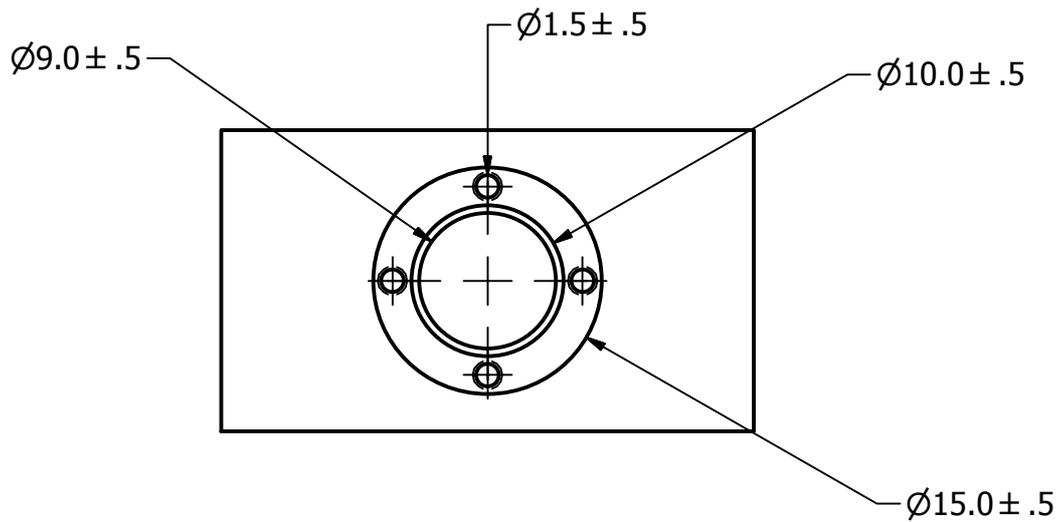
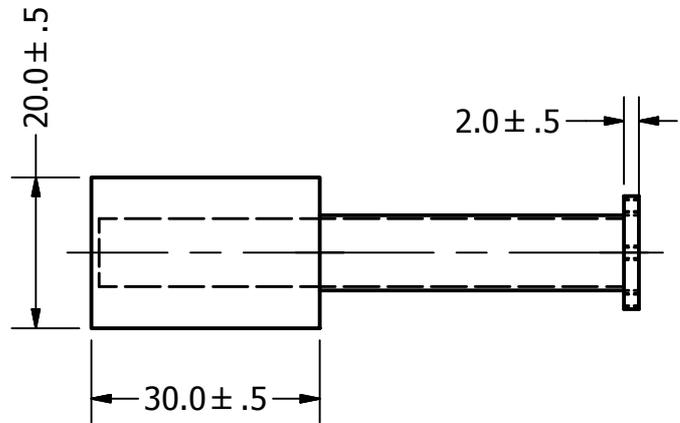
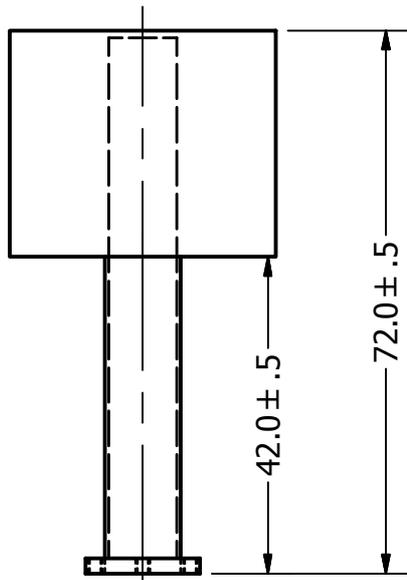
Figura B.6 – Sistema hipotético de aprisionamento de átomos montado. Baseado no modelo de [13] do capítulo 5.



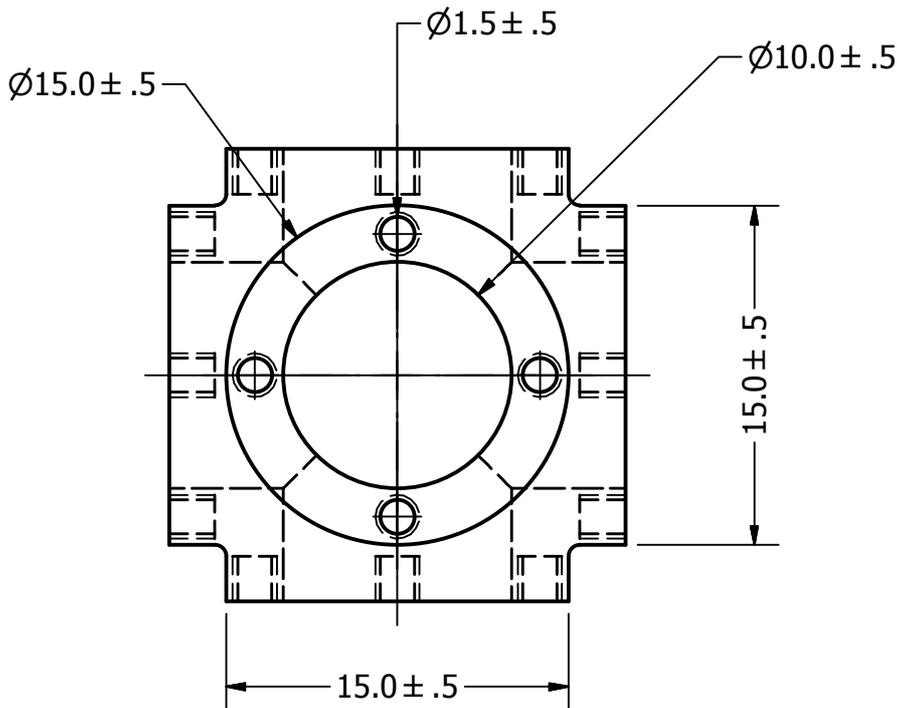
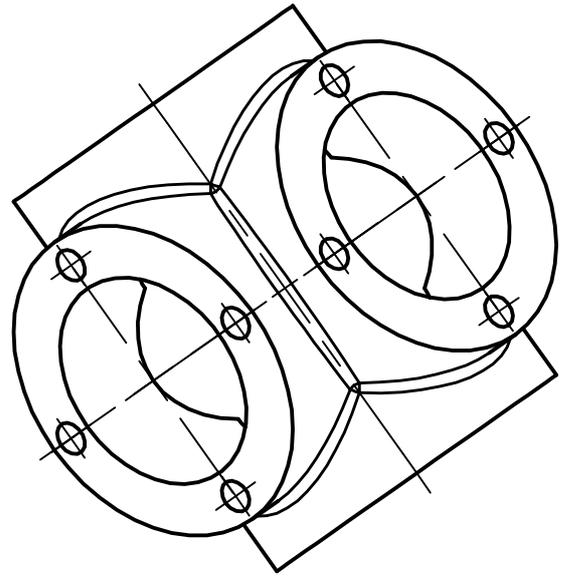
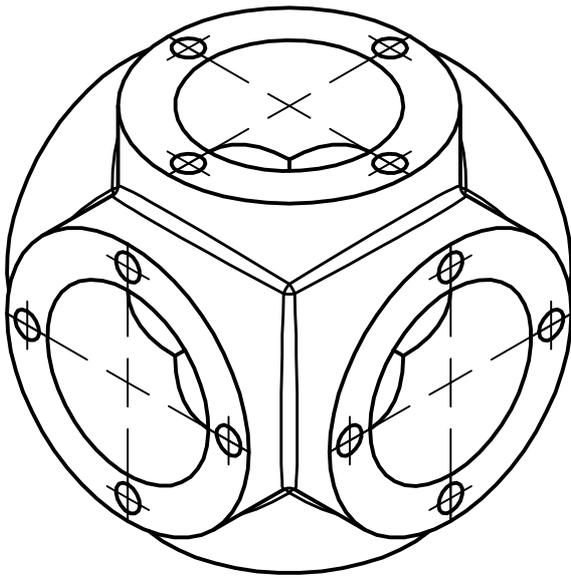
DRAWN Ludovic Ascensão		Sistema de Arrefecimento a Laser
SIZE A4	DWG NO 1	CÂMARA DE VÁCUO
SCALE		SHEET 1 OF 1



DRAWN Ludovic Ascensão		Sistema de Arrefecimento a Laser
SIZE A4	DWG NO 2	FORNO
SCALE		SHEET 1 OF 1

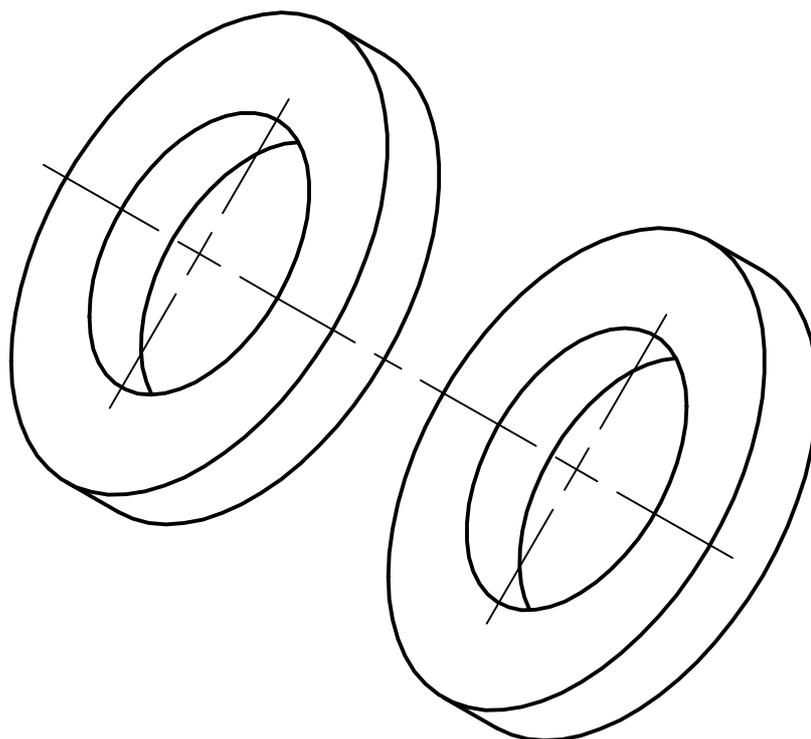
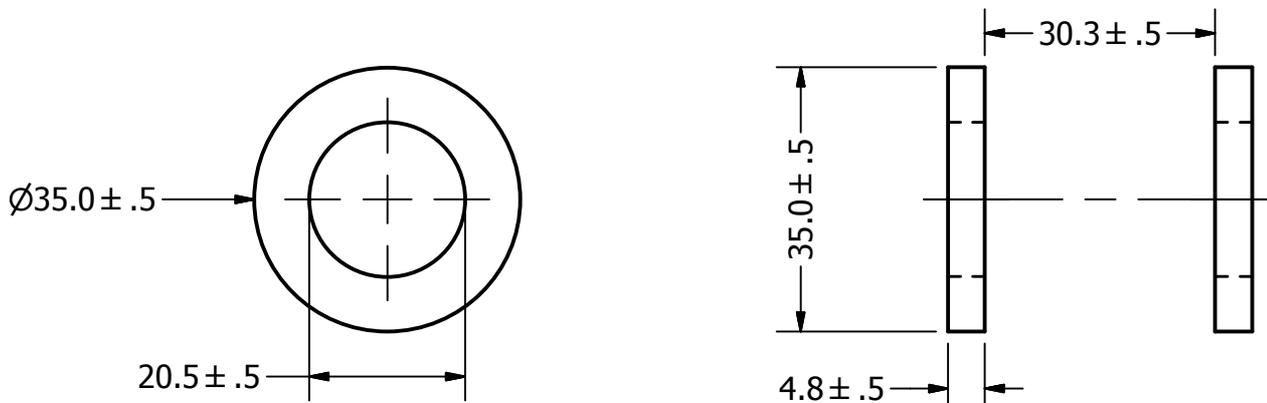


DRAWN Ludovic Ascenção		Sistema de Arrefecimento a Laser
SIZE A4	DWG NO 3	BOMBA DE IÕES
SCALE		SHEET 1 OF 1



DRAWN Ludovic Ascensão		Sistema de Arrefecimento a Laser
SIZE A4	DWG NO 4	DERIVAÇÃO COM 6 VIAS CRUZADAS
SCALE		SHEET 1 OF 1





DRAWN Ludovic Ascensão		Sistema de Arrefecimento a Laser
SIZE A4	DWG NO 5	BOBINAS MAGNÉTICAS
SCALE		SHEET 1 OF 1