



SAPIENZA  
UNIVERSITÀ DI ROMA

## Laser cooling e intrappolamento magneto-ottico di atomi e molecole biatomiche

Facoltà di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali  
Corso di Laurea in Fisica e Astrofisica

Candidato

Alessandro Petrini  
Matricola 1763897

Relatore

Prof. Giovanni Batignani

Anno Accademico 2020/2021

Tesi non ancora discussa

---

**Laser cooling e intrappolamento magneto-ottico di atomi e molecole biatomiche**  
Tesi di Laurea. Sapienza – Università di Roma

© 2021 Alessandro Petrini. Tutti i diritti riservati

Questa tesi è stata composta con L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X e la classe Saphthesis.

Email dell'autore: [petrini.1763897@studenti.uniroma1.it](mailto:petrini.1763897@studenti.uniroma1.it)

# Indice

<b>1</b>	<b>Laser Cooling e Trappole magneto-ottiche di atomi neutri</b>	<b>2</b>
1.1	Forze di Scattering e Rallentamento Zeeman . . . . .	2
1.2	Doppler cooling e suo Limite . . . . .	5
1.3	Trappole Magneto-ottiche . . . . .	8
<b>2</b>	<b>Tecniche più avanzate di Raffreddamento</b>	<b>12</b>
2.1	Raffreddamento Sisifo . . . . .	12
<b>3</b>	<b>Raffreddamento laser di molecole Biatomiche</b>	<b>16</b>
3.1	Premesse . . . . .	16
3.2	Apparato Sperimentale . . . . .	18
3.3	Risultati sperimentali . . . . .	19
3.4	Confronto con la teoria . . . . .	22
3.5	Misura della temperatura . . . . .	24
	<b>Bibliografia</b>	<b>27</b>

# Introduzione

Negli ultimi decenni, l'interesse verso i processi fisici che si verificano su sistemi atomici e molecolari a temperature prossime allo 0 Kelvin, ha stimolato lo sviluppo di moderne tecniche di rallentamento e raffreddamento. Con l'avvento dei laser, a partire dalla seconda metà del '900, sono stati introdotti i primi esperimenti in cui la radiazione elettromagnetica veniva sfruttata per manipolare atomi e molecole. Nel 1970 Ashkin descrisse teoricamente come gli atomi potessero essere prima intrappolati da forze radiative per poi essere raffreddati. Nel 1978 vennero fatti i primi esperimenti sul raffreddamento laser: Wineland, Drullinger e Walls intrappolarono e raffreddarono tramite forze radiative ioni di magnesio. Poi negli anni '80, William D. Phillips riuscì a raffreddare atomi neutri raggiungendo temperature dell'ordine dei centinaia di  $\mu K$ . Negli anni '90, Steven Chu raggiunse temperature attorno ai  $40 \mu K$ . Infine, in anni più recenti, è stato possibile raffreddare anche sistemi più complessi come le molecole. Il raffreddamento laser offre l'opportunità di fare misure spettroscopiche più accurate, di studiare nuovi stati della materia come i condensati di Bose-Einstein e di progettare orologi atomici estremamente più precisi. Lo scopo di questo lavoro di tesi è introdurre le principali tecniche impiegate per raffreddare ed intrappolare gas atomici, mostrando poi la loro recente applicazione ad un sistema molecolare. A tal fine la dissertazione è articolata nelle seguenti sezioni:

- Nel Capitolo 1 si introducono i primi meccanismi per raffreddare gli atomi. Si discutono prima le forze di scattering ed il meccanismo Zeeman utilizzato per rallentare fasci atomici, la tecnica del Doppler cooling per raffreddare ed infine le trappole magneto-ottiche impiegate per intrappolare gas atomici.
- Nel Capitolo 2 si discute del Raffreddamento Sisifo, meccanismo di raffreddamento atomico che permette di raffreddare atomi oltre i limiti raggiunti con il Doppler cooling.
- Infine, nel Capitolo 3 si descrive l'esperimento eseguito da E.S.Shuman, J.F.Barry e D.DeMille pubblicato nel 2010 su Nature, in cui per la prima volta viene raffreddato un campione di molecole biatomiche [1].

## Capitolo 1

# Laser Cooling e Trappole magneto-ottiche di atomi neutri

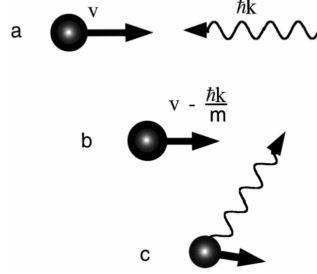
In questo capitolo si introducono le tecniche fondamentali di raffreddamento laser su atomi neutri. Dopo aver introdotto le forze di scattering ed il rallentamento Zeeman viene discussa la tecnica del raffreddamento Doppler evidenziando il suo limite sperimentale come mostrato dagli esperimenti del 1987 eseguiti da William D. Phillips, Paul Lett, Half Metcalf e altri [2]. Infine si introducono le trappole magneto-ottiche che permettono di confinare gli atomi in una regione di spazio utilizzando fasci laser combinati a campi magnetici raggiungendo temperature del centinaio di  $\mu K$ .

### 1.1 Forze di Scattering e Rallentamento Zeeman

Il processo alla base del raffreddamento atomico è dato dalla forza di radiazione esercitata da un fascio di luce sull'atomo. Considerando un atomo di massa  $M$  che si muove lungo una direzione e un fascio di luce laser monocromatica contro-propagante; la forza esercitata dal fascio laser sull'atomo è  $F = \frac{IA}{c}$ , dove  $I$  indica l'intensità luminosa,  $c$  è velocità della luce,  $A$  è la superficie su cui è esercitata la forza.

È possibile descrivere il processo in termini di fotoni. Ogni fotone ha un momento  $p = \frac{E}{c} = \frac{\hbar\omega}{c} = \frac{h}{\lambda} = \hbar k$  diretto lungo l'asse di propagazione dell'atomo, ma contro-propagante, e un'energia  $E = \hbar\omega$ , opportuna per far passare l'atomo da uno stato elettronico  $A$  (generalmente il ground state), ad energia inferiore, ad uno  $B$ , ad energia superiore. Affinché il fotone venga assorbito è necessario che la frequenza del fascio laser sia vicina alla frequenza di risonanza dell'atomo  $\omega_{ba} = \frac{E_b - E_a}{\hbar}$ . L'assorbimento di un fotone eccita l'atomo che va dallo stato  $A$  allo stato  $B$  trasferendo un momento lungo la direzione incidente del fascio e quindi una variazione di velocità pari a  $v_r = \frac{\hbar k}{M}$ . L'atomo può quindi decadere spontaneamente nel livello fondamentale

emettendo un fotone per fluorescenza che avrà in questo caso un'orientazione casuale rispetto alla direzione di propagazione del fascio come schematizzato in figura 1.1.



**Figura 1.1.** a) Atomo con una velocità iniziale  $v$  che incontra un fotone di momento  $\hbar k = h/\lambda$ . b) atomo con velocità  $v - \frac{\hbar k}{m}$ , dopo l'assorbimento del fotone. c) radiazione del fotone in una direzione casuale. Data l'isotropia di quest'ultimo processo, in seguito ad una serie di interazioni radiazione-materia, l'atomo risulterà rallentato. [2]

E' importante osservare che mentre il processo di emissione spontanea è isotropo, e quindi una serie di questi processi esercitano una forza a media nulla, il processo di scattering ed assorbimento di molti fotoni fornisce all'atomo una forza  $F_{scatt}$  media che lo rallenta. Sia  $R_{scatt} = \Gamma \rho_{22}$  il tasso di scattering con  $\rho_{22}$  la frazione di popolazione del livello eccitato B e  $\Gamma$  il tasso di decadimento spontaneo, il valore di  $F_{scatt}$  uguaglia il rate dei fotoni assorbiti e il momento trasferito all'atomo [3]:

$$F_{scatt} = pR_{scatt} = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{I}{I_{sat}}}{1 + \frac{I}{I_{sat}} + 4\frac{\delta^2}{\Gamma^2}} \quad (1.1)$$

Dove  $I_{sat}$  è l'intensità di saturazione,  $I$  è l'intensità del fascio incidente e  $\delta = \omega - \omega_0$  è la frequenza di "detuning" e rappresenta la differenza fra la frequenza del laser e quella di risonanza dell'atomo. Per  $I \rightarrow +\infty$ , poiché entrambi i livelli sono ugualmente popolati, il rate di emissione spontanea tende al suo valore minimo pari a  $\Gamma/2$  ed  $F_{scatt} = F_{max} = \hbar k \frac{\Gamma}{2}$ . Per un atomo di massa  $M$  questa forza di radiazione produce un'accelerazione che può essere scritta come

$$a_{max} = \frac{F_{max}}{M} = \frac{v_r}{2\tau} \quad (1.2)$$

Dove  $\tau = \Gamma^{-1}$  è la vita media dello stato eccitato. Dalla 1.2 è possibile scrivere l'equazione che descrive l'andamento della velocità dell'atomo in funzione della distanza percorsa.

$$v_0^2 - v^2 = 2az \quad (1.3)$$

dove  $v_0$  è la velocità iniziale e  $a = a_{max}/2$  è la decelerazione. Ad esempio, nel caso dell'atomo di sodio,  $a_{max} = 9 \times 10^5 \text{ m/s}^2 \sim 10^5 g$ , con  $g$  accelerazione di gravità.

Accelerazioni così elevate permettono di rallentare un atomo con  $v_0 = 1000$  m/s in un tempo  $T = v_0/a_{max}$  di qualche millisecondo in uno spazio  $L_0 = v_0^2/a_{max} = 1.1$  m. Tuttavia è importante osservare che, in seguito alla decelerazione dell'atomo con conseguente diminuzione della velocità, si verifica lo spostamento Doppler. Se l'atomo si muove verso la sorgente laser con una velocità  $v$ , avverte una frequenza del fascio laser incidente maggiore:  $\omega' = \omega + kv$ . Invece se si allontana dalla sorgente la frequenza del fascio avvertita risulta minore:  $\omega' = \omega - kv$ . Allora affinché il fascio contro-propagante venga assorbito dall'atomo la sua frequenza dovrà essere minore di un fattore  $kv$  rispetto a quella di risonanza dell'atomo a riposo. [3] L'assorbimento continuo di fotoni da parte dell'atomo genera un cambio dello spostamento Doppler fra le frequenze, che causa a sua volta l'uscita dell'atomo dalla zona di risonanza con il laser e ne interrompe la decelerazione. Esistono dei metodi che permettono di ovviare a questo inconveniente, rallentando ulteriormente l'atomo, cercando di mantenere i livelli dell'energia nella zona di risonanza con il laser. Una delle tecniche più utilizzate è il rallentamento per effetto Zeeman.

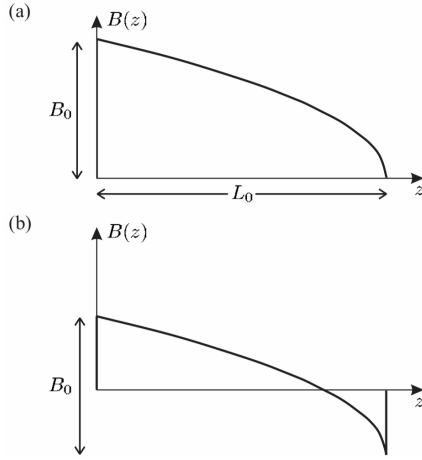
Il seguente metodo consiste nel far passare l'atomo in un solenoide che produce un campo magnetico variabile nello spazio.

$$B(z) = B_0\left(1 - \frac{z}{L_0}\right)^{1/2} + B_{bias} \quad (1.4)$$

con  $0 \leq z \leq L_0$ , distanza a cui l'atomo si ferma;  $B_0 = \frac{h\nu_0}{\lambda\mu_B}$  campo magnetico a velocità iniziale  $v_0$ , e  $B_{bias} \simeq \frac{h\nu - h\nu_0}{\mu_B}$ . Il campo magnetico genera nell'atomo uno spostamento dei livelli energetici permettendo al laser di rimanere in risonanza mano a mano che l'atomo rallenta. Infatti quando l'atomo viene colpito dal laser, assorbe i fotoni e inizia a rallentare. Non appena la sua velocità cambia si verifica lo spostamento Doppler. In presenza di un campo magnetico variabile nello spazio, lo spostamento Doppler può essere compensato dall'effetto Zeeman che incrementa la frequenza di risonanza  $\omega_0$  secondo la seguente equazione

$$\omega_0 + \frac{\mu B(z)}{\hbar} = \omega + kv \quad (1.5)$$

E' importante osservare che il valore di  $B_{bias}$ , dipendente dal *detuning*, è fondamentale per determinare il valore di  $B(z)$ . Infatti se  $B_{bias} \simeq 0$  il valore massimo di  $B(z)$  è  $B_0$  e la velocità finale dell'atomo all'uscita dal solenoide è  $v_f = 0$ . Se  $B_{bias} > 0$  il campo magnetico cambia il suo segno verso la fine del solenoide e l'atomo, vedendo un aumento del *detuning* del laser dalla risonanza che genera una riduzione delle forze di radiazione, ha una velocità finale non nulla per uscire dal campo magnetico e raggiungere altre regioni dove può essere raffreddato. La figura 1.2 fornisce un esempio di queste due diverse configurazioni.[2, 3, 4]



**Figura 1.2.** a) Campo magnetico descritto nell'equazione 1.4. b) Variante ottenuta ponendo  $B_{bias} > 0$  che genera diversi vantaggi: 1) il campo magnetico ha un massimo minore e così sono necessarie meno bobine di corrente per generarlo. 2) Il campo prodotto nelle posizioni di  $z > L_0$  è più debole perché la corrente che circola in verso opposto a quello del solenoide tende a ridurlo. 3) Il cambio improvviso del segno del campo magnetico permette agli atomi di uscire dal solenoide e raggiungere nuove regioni di raffreddamento. [3]

## 1.2 Doppler cooling e suo Limite

Una tecnica di raffreddamento fondamentale è il Doppler cooling. Questo metodo consiste nel mandare sull'atomo due fasci laser contro-propaganti con una frequenza  $\omega$  inferiore alla frequenza di risonanza  $\omega_0$ , in modo da generare sull'atomo una forza efficace di tipo viscoso. In una situazione stazionaria a velocità nulla, poiché l'atomo assorbe lo stesso numero di fotoni da entrambi i fasci, il bilancio delle forze radiative dei laser è nullo. Invece, quando l'atomo si muove con velocità  $v$  lungo una direzione, assorbe fotoni da i due fasci laser in maniera diversa. Nel sistema di riferimento dell'atomo, il fascio laser che si oppone al suo moto è spostato verso la frequenza di risonanza (detunato nel blu), mentre il fascio laser diretto nella stessa direzione è detunato nel rosso e quindi allontanato dalla frequenza di risonanza. Così l'atomo assorbe di più dal fascio che si oppone alla sua direzione di propagazione e meno dall'altro e rallenta. Nel caso di basse velocità,  $kv \ll \Gamma$ , il diverso grado di assorbimento dell'atomo genera uno sbilanciamento delle forze del tipo

$$\begin{aligned}
 F_{Dopp} &= F_{scatt}(\omega - \omega_0 - kv) - F_{scatt}(\omega - \omega_0 + kv) \\
 &\simeq F_{scatt}(\omega - \omega_0) - kv \frac{\partial F}{\partial \omega} - [F_{scatt}(\omega - \omega_0) + kv \frac{\partial F}{\partial \omega}] \\
 &\simeq -2 \frac{\partial F}{\partial \omega} kv
 \end{aligned} \tag{1.6}$$

e nella condizione in cui  $\omega < \omega_0$  e  $I < I_{sat}$ , trascurando l'emissione stimolata dei fotoni, l'equazione può essere riscritta come

$$F_{Dopp} = -\alpha v \tag{1.7}$$

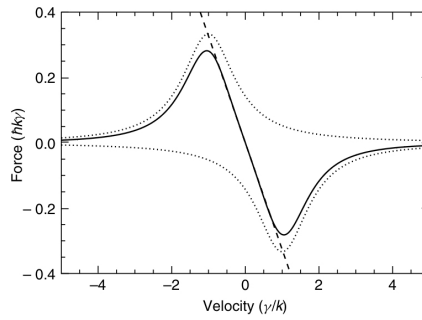


e rappresenta una forza di tipo viscoso, dove

$$\alpha = 2 \frac{\partial F}{\partial \omega} k = 4\hbar k^2 \frac{I}{I_{sat}} \frac{-2\delta/\Gamma}{1 + (2\delta/\Gamma)^2} \quad (1.8)$$

con  $\delta = \omega - \omega_0 + kv$  e  $\alpha > 0$ ;

In questa approssimazione si è trascurato il termine  $I/I_{sat}$  situato al denominatore della derivata parziale della forza nell'equazione 1.8. Il carattere viscoso della forza è mostrato nel grafico in figura 1.3 dove viene rappresentata la forza risultante dall'applicazione dei due fasci laser in funzione della velocità.



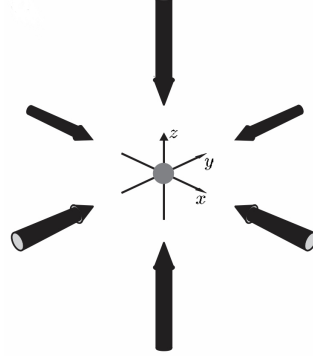
**Figura 1.3.** Forza in funzione della velocità nel raffreddamento Doppler 1D (linea continua) e azione di ciascuna delle forze generate dai due laser (linea tratteggiata.) per  $\delta = -\Gamma/2$ . Per  $v < 0$  la forza è positiva e per  $v > 0$  è negativa, quindi l'atomo viene costantemente decelerato. [5]

In presenza della sola forza di scattering, l'atomo potrebbe raggiungere velocità nulle, tuttavia, oltre alla  $F_{scatt}$ , contribuiscono al moto dell'atomo anche altri fattori. Per un singolo fascio laser  $F_{scatt}$  è seguita da una  $F_{spont}$  che genera nell'atomo un contraccolpo in una direzione casuale. Questo produce una continua variazione della direzione della velocità dell'atomo. Occorre quindi tenere conto oltre che dei processi di assorbimento,  $\overline{\delta F_{abs}}$ , anche delle fluttuazioni indotte dai processi di emissione spontanea,  $\overline{\delta F_{spont}}$ .

In un cammino casuale di  $N$  passi  $\overline{\delta F_{spont}} \sim \sqrt{N}$ . Durante un tempo  $t$  il numero medio di fotoni diffusi dall'atomo è  $N = R_{scatt}t$ . L'emissione spontanea allora genera un incremento di velocità lungo l'asse in cui si muove l'atomo.

$$\overline{v_z^2} = \eta v_r^2 N \quad (1.9)$$

dove il  $\eta = \langle \cos^2 \theta \rangle$  e rappresenta il valore medio dell'angolo di contraccolpo dell'atomo. Invece  $\overline{\delta F_{abs}}$  tiene conto del fatto che l'atomo non assorbe sempre lo stesso numero di fotoni. Assumendo che  $F_{scatt}$  obbedisca ad una statistica poissoniana, le fluttuazioni attorno al suo valore medio hanno una deviazione standard



**Figura 1.4.** Raffreddamento Doppler in tre direzioni. Si inviano 3 coppie di fasci laser contro-propaganti e ortogonali sull'atomo in modo da raffreddarlo in più direzioni. Il raffreddamento Doppler in 3D è chiamato anche melassa ottica perché il movimento degli atomi all'interno del campo radiativo assomiglia al movimento di una sostanza viscosa.[3]

di  $\sqrt{N}$  e questo genera una distribuzione casuale nel campo delle velocità. Nel caso del raffreddamento Doppler unidimensionale, ad agire sono due fasci e poiché  $F_{scatt}$  agisce sempre nella stessa direzione, il valore medio delle forze che agiscono sull'atomo sarà nullo, mentre le loro fluttuazioni cumulative.

$$\overline{v_{z\,abs}^2} = v_r^2 N \quad (1.10)$$

Quindi per due fasci paralleli all'asse  $z$ , l'equazione di Newton con gli effetti delle fluttuazioni risulta

$$\frac{1}{2}M \frac{d\overline{v_z^2}}{dt} = (1 + \eta)E_r(2R_{scatt} - \alpha\overline{v_z^2}) \quad (1.11)$$

con  $E_r = \frac{1}{2}Mv_r^2$  energia di contraccolpo. L'equazione 1.11 descrive l'equilibrio tra il rate di riscaldamento e quello di raffreddamento nell'atomo. Applicando sull'atomo 3 coppie di fasci contro-propaganti lungo 3 direzioni ortogonali, si genera un raffreddamento Doppler chiamato anche Melassa ottica (figura 1.4). Assumendo il campo radiativo dei laser simmetrico, l'emissione spontanea si può considerare isotropa e quindi  $\eta = 1/3$ . Poiché le coppie di fasci laser sono 3 il contributo totale di  $\overline{\delta F_{spont}}$  sarà tre volte maggiore, per cui il fattore  $1 + \eta$  diventa  $1 + 3\eta = 2$ . Nell'eq. 1.11, ponendo la derivata rispetto al tempo uguale a 0, è possibile ottenere la condizione di equilibrio e ricavare quindi il valore quadratico medio della velocità dell'atomo lungo l'asse  $z$ .

$$\overline{v_z^2} = 2E_r \frac{2R_{scatt}}{\alpha} \quad (1.12)$$

In accordo con il teorema di equipartizione, l'energia cinetica del moto lungo l'asse  $z$  è legato alla temperatura. Quindi si può definire la temperatura per il

raffreddamento Doppler come

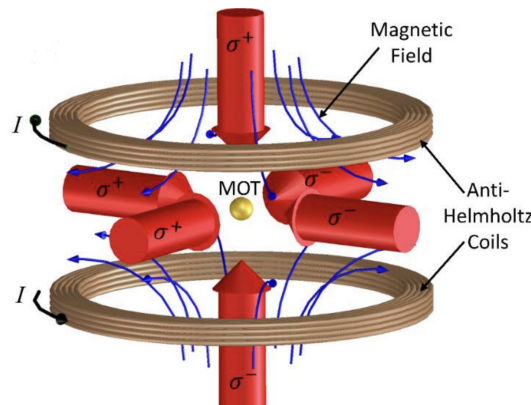
$$\frac{M\overline{v_z^2}}{2} = \frac{k_B T}{2} = \frac{1}{2} \frac{\hbar\Gamma}{4} \left( \frac{\Gamma}{2\delta} + \frac{2\delta}{\Gamma} \right) \quad (1.13)$$

che è minima per  $\delta = \omega - \omega_0 = -\frac{\Gamma}{2}$ :

$$k_B T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2} \quad (1.14)$$

Questa relazione fornisce il valore di temperatura più basso aspettato nel raffreddamento Doppler in configurazione 3D. Ad esempio il limite di temperatura teorico per atomi di sodio raffreddati attraverso questa tecnica ad una frequenza di transizione di 589 nm e  $\Gamma/2\pi = 10\text{MHz}$  è di  $240 \mu\text{K}$  e corrisponde ad una velocità  $v_z = 30 \text{ cm/s}$ .

### 1.3 Trappole Magneto-ottiche



**Figura 1.5.** Trappola magneto-ottica formata da tre coppie di fasci laser ortogonali polarizzati circolarmente (freccette grandi rosse) e un campo di quadrupolo magnetico generato da due bobine di corrente che scorrono in versi opposti la cui azione è presentata dalle freccette piccole blu. [3, 6]

Nonostante la melassa ottica riesca a rallentare gli atomi nella regione di intersezione delle 3 coppie di fasci laser, essa non riesce a confinarli. Applicando alla melassa ottica un gradiente di campo magnetico è possibile generare una trappola magneto-ottica (MOT) come schematizzato in figura 1.5: due bobine di corrente Anti-Helmholtz generano un campo magnetico di quadrupolo, statico e disomogeneo, che causa uno sbilanciamento delle forze di scattering in modo tale che gli atomi, allontanandosi dalla melassa, sentano una forza di richiamo. In figura 1.6 è mostrato il funzionamento della trappola in una dimensione. L'atomo che si muove nella me-

lassa ottica è immerso in un campo magnetico di quadrupolo statico e disomogeneo  $B(z) = Az$  con  $A = \frac{\partial B}{\partial z}$ . Per le transizioni atomiche di un sistema a due livelli  $J = 0$   $J = 1$ , soggette a campo magnetico, l'effetto Zeeman genera tre sottolivelli corrispondenti a  $M_j = -1, 0, 1$  e con uno spostamento in energia

$$\Delta E = g\mu_B B(z)M_j \quad (1.15)$$

Le frequenze dei sottolivelli dipendono quindi dalla posizione dell'atomo nel campo magnetico, come mostrato dalla seguente equazione:

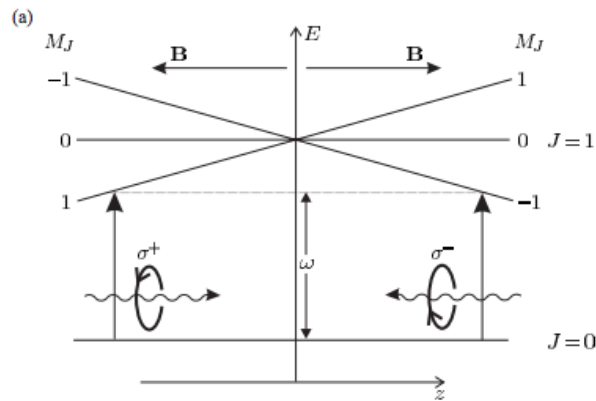
$$\beta = \frac{g\mu_B B(z)M_j}{\hbar} \quad (1.16)$$

dove  $g$  è il fattore di Landé che, per molte delle transizioni utilizzate per i laser cooling, è circa 1. Due fasci laser contro-propaganti, con polarizzazioni circolari  $\sigma+$  e  $\sigma-$  e con frequenze uguali,  $\omega$ , inferiori a quella di risonanza atomica in assenza del campo magnetico, incidono sull'atomo. L'effetto Zeeman produce uno sbilanciamento delle forze a causa della pressione di radiazione esercitata dai due fasci contro-propaganti nel seguente modo: per effetto Zeeman il livello eccitato  $M_j = 1$  è spostato ad energie maggiori per  $B > 0$  e ad energie minori per  $B < 0$ ; per  $M_j = -1$  succede l'opposto, mentre il livello  $M_j = 0$  rimane imperturbato. I due fasci con polarizzazione  $\sigma^\pm$  si propagano nella direzione  $\pm z$  e inducono transizioni  $\Delta M_j = \pm 1$ . Se un atomo si muove nella regione per  $z > 0$  assorbirà più fotoni dal fascio  $\sigma_-$  che da  $\sigma_+$ , ed, entrando in risonanza con il laser  $\sigma_-$  verrà spinto indietro al centro della trappola. In maniera speculare, se un atomo si muove nella regione per  $z < 0$ , interagirà più con il fascio  $\sigma_+$  che con il  $\sigma_-$ , ed entrandoci in risonanza, verrà spinto verso il centro della trappola, dove il campo magnetico  $B(z = 0) = Az = 0$ . Dunque la forza che agisce sull'atomo in presenza dell'effetto Zeeman diventa

$$\begin{aligned} F_{MOT} &= F_{scatt}^{\sigma+}(\omega - kv - (\omega_0 + \beta z)) - F_{scatt}^{\sigma-}(\omega + kv - (\omega_0 - \beta z)) \\ &\simeq -2\frac{\partial F}{\partial \omega}kv + 2\frac{\partial F}{\partial \omega_0}\beta z \end{aligned} \quad (1.17)$$

Dove  $\omega - kv - (\omega_0 + \beta z)$  è la frequenza di assorbimento risonante per la transizione  $\Delta M = 1$  e  $\omega + kv - (\omega_0 - \beta z)$  è la frequenza di assorbimento risonante per  $\Delta M = -1$ . La forza dipende dal detuning  $\delta = \omega - \omega_0$ , così  $\frac{\partial F}{\partial \omega_0} = -\frac{\partial F}{\partial \omega}$  e quindi

$$F_{MOT} = -2\frac{\partial F}{\partial \omega}(kv + \beta z) = -\alpha v - \frac{\alpha\beta}{k}z. \quad (1.18)$$

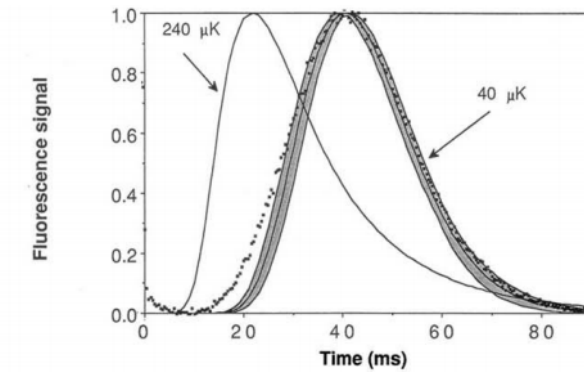


**Figura 1.6.** Meccanismo di intrappolamento in 1D per un atomo con una transizione da  $J = 0$  a  $J = 1$ . Lo splitting dei sottolivelli dovuto all'effetto Zeeman generato dal gradiente del campo magnetico, dipende dalla posizione dell'atomo. La figura non è in scala in quanto le energie dei sottolivelli sono molto più piccole delle energie per le transizioni ottiche.[3]

Lo sbilanciamento dovuto alle forze di radiazione causato dall'effetto Zeeman fornisce una forza di richiamo con costante  $\frac{\alpha\beta}{k}z$ , analoga ad una forza di richiamo elastica: lo schema sviluppato permette quindi sia di intrappolare ( $F_{Zeeman} = -\frac{\alpha\beta}{k}z$ ), sia di raffreddare ( $F_{Dopp} = -\alpha v$ ) il gas atomico.[3]

I primi esperimenti sul raffreddamento Doppler vennero eseguiti negli anni ottanta dal gruppo di Steven Chu nei laboratori Bells [7] Essi raffreddarono atomi di sodio utilizzando la tecnica di Doppler cooling in 3D. Per misurare la temperatura svilupparono una tecnica chiamata "rilascio e ricattura". In questo metodo gli atomi alternavano periodi in cui si trovavano nella melassa ottica a periodi in cui venivano lasciati liberi di espandersi in assenza di forze di scattering. Dalla frazione di atomi che rimaneva dopo diversi periodi di espansione libera si poteva misurare la temperatura e la distribuzione delle velocità degli atomi. In questo modo si arrivarono a misurare temperature comprese fra 400 e 180  $\mu K$ . [2] Nel 1988 Paul Lett, William Phillips et al. [8] realizzarono un esperimento, utilizzando l'approccio sperimentale descritto in questo capitolo e raggiunsero temperature ben al di sotto del limite Doppler. Per migliorare le misure di temperatura, Hal Metcalf propose un altro metodo: il TOF ( in inglese Time of Flight).L'idea di base è quella di utilizzare un fascio laser aggiuntivo, detto sonda, posizionato sotto alla MOT, in grado di rilevare la posizione degli atomi raffreddati. Gli atomi venivano prima catturati dalla melassa e poi, spegnendo i fasci laser, venivano lasciati espandere liberamente. Quando essi incontravano il raggio laser della sonda, si illuminavano fornendo così la distribuzione del tempo di volo da cui poi si ricavava la temperatura. Furono quindi misurate temperature di circa 40  $\mu K$  come mostrato in figura 1.7. La temperatura misurata era molto più bassa di quella limite stimata dalla tecnica del

raffreddamento Doppler di  $240 \mu K$ . Queste osservazioni sperimentali mostrano quindi che le temperature raggiunte superano il limite di raffreddamento del Doppler cooling e suggeriscono la presenza di effetti aggiuntivi in grado di raffreddare ulteriormente il gas atomico intrappolato. Una discussione di questi fenomeni verrà fornita nel capitolo 2. [2].



**Figura 1.7.** Le linee rappresentano le distribuzioni previste dal segnale di fluorescenza in una misura di TOF dell'atomo di sodio per  $T = 240 \mu K$  e per  $T = 40 \mu K$ . I puntini sono i valori sperimentali misurati con il metodo TOF e le bande intorno ai puntini sono le incertezze sulle misure.[2]

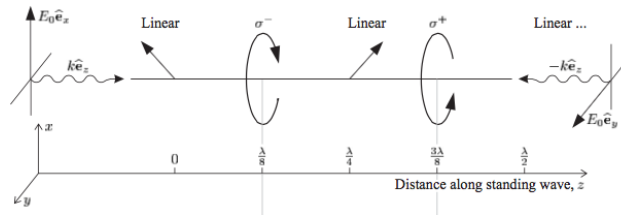
## Capitolo 2

# Tecniche più avanzate di Raffreddamento

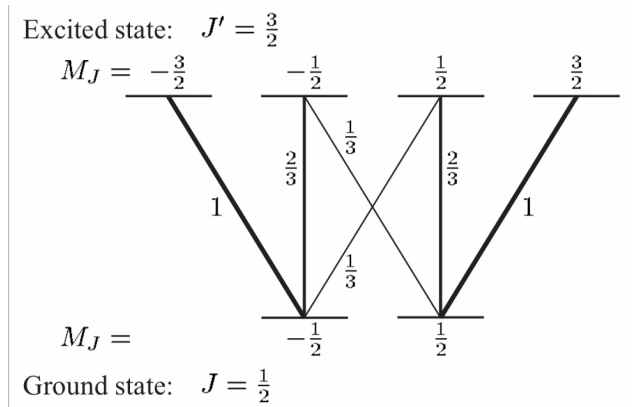
Le misure effettuate su atomi raffreddati attraverso la tecnica della melassa ottica, evidenziarono come un sistema di un atomo a due livelli, combinato con il meccanismo Doppler, fosse insufficiente per descrivere il processo di raffreddamento osservato nel caso di atomi di sodio a temperature minori di  $240 \mu\text{K}$ . In questo capitolo si affronta un diverso meccanismo di raffreddamento, ovvero il raffreddamento Sisifo discutendone applicazioni ed introducendo il suo limite. E' interessante notare che il raffreddamento Sisifo può essere realizzato, sotto opportune condizioni sperimentali, in parallelo al Doppler: è proprio l'effetto Sisifo che ha permesso di spiegare il superamento del limite del Doppler cooling osservato nell'esperimento del 1988 di Paul Lett, William Phillips et al.[8].

### 2.1 Raffreddamento Sisifo

La tecnica di raffreddamento Sisifo è stata proposta nel 1989 da J.Dalibard e C.Cohen-Tannoudji [9]. La grande differenza di questo metodo consiste nello sfruttare fasci laser contro-propaganti e con polarizzazioni opportune al fine di modificare il potenziale atomico all'interno della MOT. Si consideri un atomo con due livelli, uno inferiore con momento angolare  $J = 1/2$  e l'altro superiore con momento angolare  $J' = 3/2$ , ed una coppia di fasci laser contro-propaganti con polarizzazioni lineari ortogonali ed opposte fra loro. La combinazione dei due fasci dà luogo ad un gradiente di polarizzazione che cambia nello spazio come mostrato in figura 2.1. I livelli degli atomi in presenza del campo elettrico si separano in sottolivelli  $M_j = -1/2, 1/2$  e  $M_{j'} = 3/2, 1/2, -1/2, -3/2$  (figura 2.2) modulati dalla polarizzazione del fascio incidente. Si consideri ad esempio un atomo fermo lungo l'asse  $z$  in un punto in cui si abbia un'onda con una polarizzazione incidente  $\sigma^+$  che corrisponde ad una



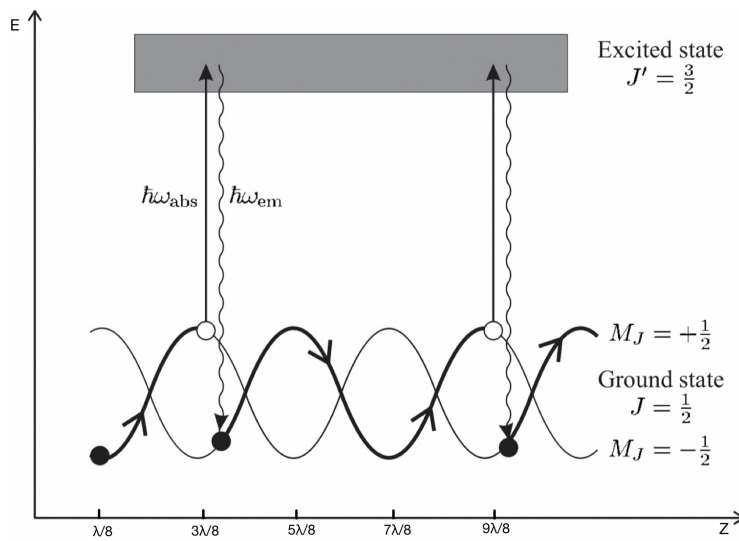
**Figura 2.1.** I due fasci laser con polarizzazioni ortogonali e lineari lungo  $\hat{e}_x$  ed  $\hat{e}_y$  danno luogo a polarizzazioni circolari, lineari ed ellittiche. Per  $\frac{\lambda}{8}$  si ha una polarizzazione circolare  $\sigma^-$  e una  $\sigma^+$  per  $\frac{3\lambda}{8}$  e in mezzo polarizzazioni ellittiche di fase arbitraria. [3]



**Figura 2.2.** Transizione elettronica fra due livelli con momento angolare  $J = 1/2$  e  $J' = 3/2$ . Le transizioni più intense, sono rappresentate da linee più spesse. Accanto ad ogni linea è presente la probabilità di transizione [3]

transizione ottica fra stati con  $\Delta M = +1$ . L'atomo, per assorbimento di fotoni  $\sigma^+$ , può andare da  $M_j = 1/2$  ad  $M_{j'} = 3/2$  oppure da  $M_j = -1/2$  ad  $M_{j'} = 1/2$ . Se l'atomo arriva nello stato eccitato con  $M_{j'} = 3/2$  decade spontaneamente nello stato con  $M_j = 1/2$ , se arriva nello stato con  $M_{j'} = 1/2$  può decadere sia in  $M_j = 1/2$  che in  $M_j = -1/2$ , dove può essere nuovamente eccitato e continuare il ciclo fino a che non decade nello stato  $M_j = 1/2$ . Alla fine lo stato  $M_j = 1/2$  è completamente popolato mentre quello con  $M_j = -1/2$  è vuoto. Nel caso in cui la frequenza del laser,  $\omega$ , sia minore di  $\omega_0$ , frequenza di transizione, i livelli dello stato fondamentale, saranno ad un'energia minore rispetto alla situazione in assenza del campo elettrico. L'effetto che genera lo spostamento dei livelli energetici è chiamato effetto Stark. Dato che la probabilità di transizione da  $M_j = 1/2$  ad  $M_{j'} = 3/2$  è tre volte maggiore rispetto alla probabilità da  $M_j = -1/2$  ad  $M_{j'} = 1/2$ , anche lo spostamento in energia, dovuto all'effetto Stark, lo sarà. Dunque lo stato  $M_j = 1/2$  sarà più in basso dell'altro. Se l'onda incidente ha polarizzazione  $\sigma^-$  il processo si inverte ed ora lo stato completamente popolato e più basso è  $M_j = -1/2$ , mentre l'altro è vuoto. Se la polarizzazione non è circolare (non è di tipo  $\sigma$ ), entrambi i sottolivelli sono popolati e sono a seconda della polarizzazione spostati a differenti livelli energetici. Infine, quando la polarizzazione è lineare, entrambi i livelli sono equamente popolati e hanno lo stesso spostamento energetico corrispondente a  $2/3$  lo spostamento nel caso di polarizzazioni circolari (figura 2.4). Questo processo in cui l'assorbimento





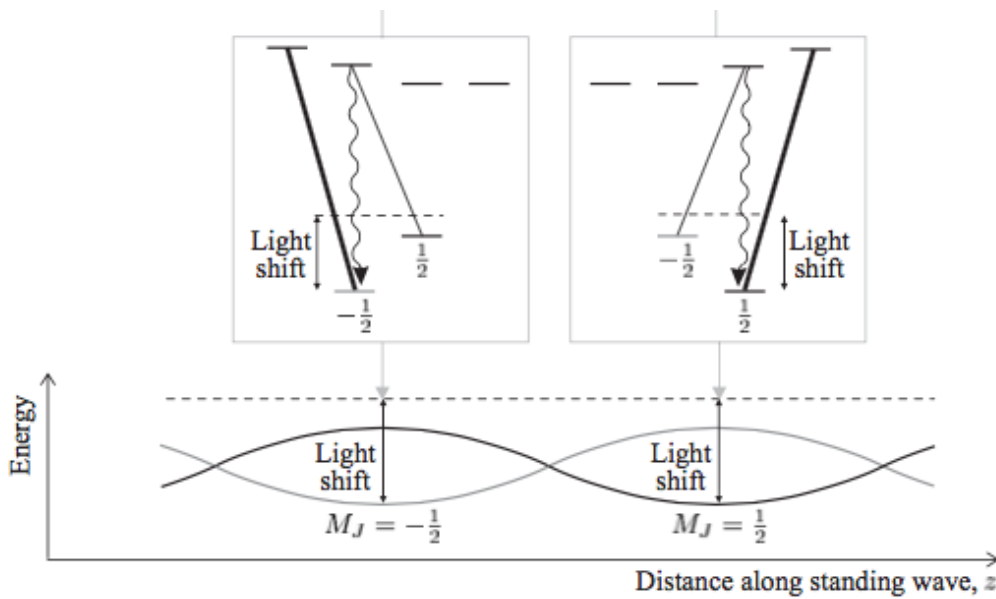
**Figura 2.3.** Raffreddamento Sisifo: l'atomo assorbe nel livello energetico di stato fondamentale più alto e viene pompato otticamente in quello più basso. L'energia cinetica usata dall'atomo per tornare al livello superiore si trasforma in potenziale e viene dissipata dall'emissione spontanea di fotoni successiva. [3]

di un fotone trasferisce la popolazione in un dato stato è chiamato pompaggio ottico. Ora si consideri l'atomo in movimento lungo l'asse  $z$  che parte dal sottolivello dello stato fondamentale più alto. Dato che le transizioni per assorbimento dal livello più alto dello stato fondamentale sono più probabili rispetto alle transizioni di assorbimento degli altri livelli, in questa posizione l'atomo assorbe un fotone e passa dallo stato fondamentale a quello eccitato per poi decadere spontaneamente nel livello più basso dello stato fondamentale. Poi, per risalire al livello più alto l'atomo trasforma la sua energia cinetica in potenziale che viene dissipata attraverso il decadimento spontaneo successivo. Ad esempio nel caso di polarizzazione  $\sigma^+$  il pompaggio ottico porta l'atomo dal livello  $M_j = -1/2$  ad  $M_j = 1/2$  (figura 2.3) e questo processo continua fino a che non cambia la polarizzazione del campo ed, in  $\sigma^-$ , dove l'atomo viene pompato otticamente a  $M_j = -1/2$ , il processo si inverte. In ogni transizione l'energia,  $U_0$ , persa dall'atomo è equivalente allo spostamento in energia fra il livello energetico più basso dello stato fondamentale e l'altro. Il processo continua fino a quando l'atomo non ha più energia cinetica per risalire al livello energetico superiore, ossia l'energia cinetica  $\simeq U_0$ . Questo implica che la temperatura limite è legata al potenziale di dipolo indotto dal campo elettrico del fascio laser come mostrato nell' eq 2.1. La tecnica viene chiamata raffreddamento Sisifo proprio perché il movimento dell'atomo di salire e scendere dai livelli energetici ricorda il personaggio Greco di Sisifo condannato a portare ripetutamente una pietra sulla cima di una collina dopo averla vista rotolare in fondo alla valle.

$$k_B T \simeq U_0 \propto \frac{I}{|\delta|} \quad (2.1)$$

In realtà, in analogia a quanto visto nel capitolo 1 per il Doppler Cooling, il raffreddamento Sisifo può esaurirsi prima di raggiungere il limite  $\frac{I}{|\sigma|}$ , ovvero quando l'energia potenziale  $U_0$ , persa per salire nel livello energetico superiore, è bilanciata dall'energia di contraccolpo  $E_r$ , acquistata dall'emissione spontanea. Con questa condizione non c'è energia persa nel pompaggio ottico fra gli stati  $M_j$ . Dal bilanciamento si ricava la temperatura limite per l'effetto Sisifo.[3, 9]

$$k_B T_r = \frac{\hbar^2 k^2}{M} = \frac{h^2}{M \lambda^2} \quad (2.2)$$



**Figura 2.4.** L'assorbimento in una polarizzazione circolare  $\sigma$  seguita da un'emissione spontanea popola lo stato con energia più bassa rispetto al caso imperturbato (linea tratteggiata). Al variare della posizione il fascio risultante che agisce sugli atomi cambia polarizzazione modulando così i processi di assorbimento e emissione, trasferendo gli atomi dal sottolivello energetico dello stato fondamentale più alto a quello più basso [3]

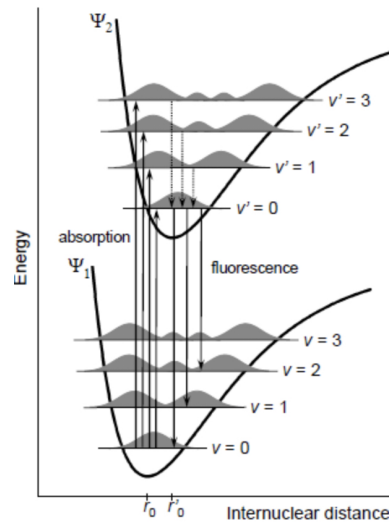
## Capitolo 3

# Raffreddamento laser di molecole Biatomiche

In questo capitolo viene descritto il primo esperimento di raffreddamento laser applicato a una molecola biatomica. In particolare si discute una tecnica recentemente introdotta da E.S. Shuman, J.F. Barry e D. DeMille che consiste nell'usare uno schema ciclico di transizioni che, attraverso l'uso di soli tre laser e un campo magnetico generano forze di dipolo e Doppler in grado di ridurre la temperatura trasversa di un fascio di molecole di SrF (stronzio monofluoride) da 1 K a pochi mK o meno.

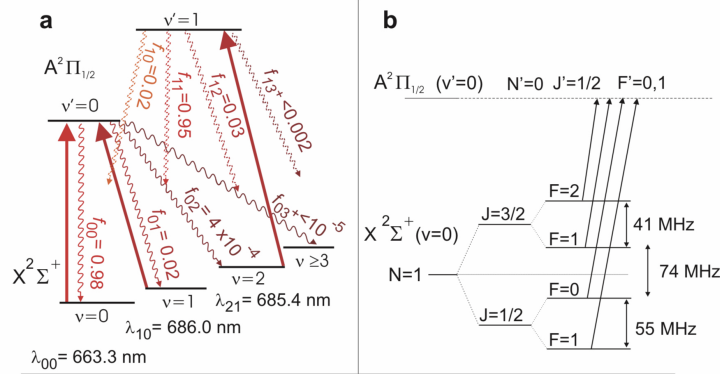
### 3.1 Premesse

Fino ad ora si è discusso dell'effetto Sisifo e del raffreddamento Doppler per gas atomici. Nel caso di un atomo, il raffreddamento si basa su un ciclo continuo di assorbimento ed emissione spontanea di fotoni, come discusso nel capitolo 1. L'atomo finisce, per emissione spontanea, in diversi livelli, anche lontani dalla zona di risonanza atomica con il laser; ma grazie ad altri fasci, chiamati "*repump laser*", è possibile riportare gli atomi nel livello in cui ricomincia il ciclo. In una molecola, a causa dei molti livelli vibrazionali e del principio di Franck-Condon (figura 3.1), che regola le transizioni vibrazionali fra stati elettronici diversi, c'è una probabilità non nulla che le molecole popolino anche altri stati vibrazionali oltre a quello di origine. Questo in linea di principio implicherebbe un gran numero di "*repump laser*" per permettere un ciclo ottico.



**Figura 3.1.** Principio di Franck-Condon fra due livelli elettronici diversi.  $\psi_1$  rappresenta la funzione d'onda del livello elettronico fondamentale e  $\psi_2$  quella del livello elettronico eccitato.  $\nu$  e  $\nu'$  sono i livelli vibrazionali relativi al livello fondamentale ed eccitato e le transizioni seguono le regole di selezione di Dipolo:  $\Delta\Lambda = 0, \pm 1$  e  $\Delta J = 0, \pm 1$ , con  $\Lambda$  momento angolare elettronico e con  $J$  momento angolare totale (elettronico + nucleare) della molecola. Le transizioni per assorbimento avvengono fra stati vibrazionali le cui funzioni d'onda hanno massimi nella stessa posizione. L'emissione spontanea avviene dal livello vibrazionale più basso dello stato elettronico eccitato per fosforescenza o fluorescenza. Invece l'emissione fra livelli vibrazionali dello stesso stato elettronico avviene per rilassamento vibrazionale non radiativo. [10]

Tuttavia ci sono delle molecole in cui le transizioni con coefficienti di Franck-Condon diagonali sono molto più probabili di altre. Ad esempio, nel caso di una molecola di SrF, se si considerano solo transizioni fra il primo livello elettronico eccitato  $A^2\Pi_{1/2}$ , con tasso di decadimento spontaneo  $\Gamma = 2\pi \times 7$  MHz, e quello fondamentale  $X^2\Sigma^+$ , dopo  $10^5$  fotoni assorbiti, sono sostanzialmente popolati solamente i primi tre livelli vibrazionali dello stato elettronico fondamentale. Così per avere un ciclo ottico sono necessari solo tre fasci laser con lunghezze d'onda  $\lambda_{i,j}$  (con  $i$  = livello vibrazionale di partenza sul ground state elettronico e  $j$  di arrivo su  $A^2\Pi_{1/2}$ ): il "pump laser", con  $\lambda_{00} = 663.3nm$ , relativo alla transizione principale fra i livelli vibrazionali fondamentali dei due stati elettronici e i "repump laser", con  $\lambda_{10} = 686nm$  e  $\lambda_{21} = 685.4 nm$ , laser secondari che servono per permettere al ciclo di continuare, come mostrato in figura 3.2a. Considerando che per i livelli rotazionali le regole di selezione sono  $\Delta N = 0, \pm 1$ , si seleziona la transizione per i livelli rotazionali  $N = 1 \rightarrow N' = 0$ , dove l'apice indica il livello rotazionale dello stato eccitato. Per gli effetti di struttura fine e di rotazione di spin il primo stato rotazionale dello stato elettronico fondamentale della molecola di SrF è formato da 4 sottolivelli Zeeman ugualmente popolati. Utilizzando un singolo laser e un

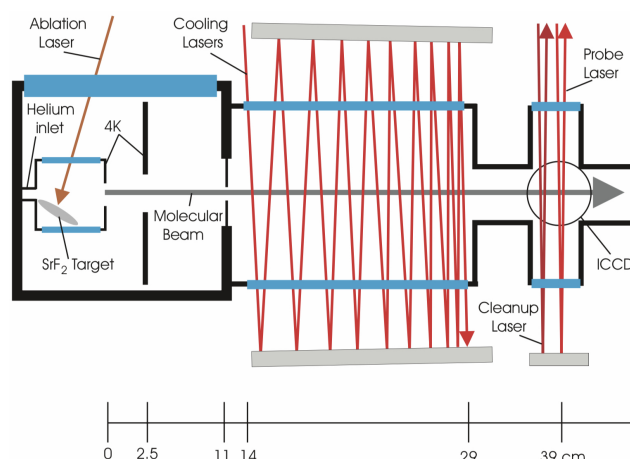


**Figura 3.2.** a) Struttura energetica del livello elettronico e vibrazionale del SrF. Le frecce rosse continue indicano le transizioni generate dai laser mentre le frecce ondulate indicano i decadimenti spontanei. I decadimenti più probabili sono associati ai coefficienti di Franck-Condon con valore maggiore ( $f_{00}$ ,  $f_{11}$ , quelli semi-diagonali). Al fine di mantenere il sistema all'interno del ciclo di cooling, ottenuto tramite l'utilizzo di un laser a lunghezza d'onda  $\lambda_{00}$  in risonanza con la transizione  $\nu = 0 \rightarrow \nu' = 0$ , vengono impiegati altri due laser, detti di repump, tunati a lunghezze d'onda  $\lambda_{10}$  e  $\lambda_{12}$ , che permettono di rimuovere i livelli vibrazionalmente eccitati. In questo modo i decadimenti spontanei più probabili avvengono sui primi tre livelli vibrazionali di stato fondamentale. b) Transizioni e struttura energetica dei livelli rotazionali e dei sottolivelli del momento angolare totale  $J = N \pm S$ , con  $S = 1/2$  spin dell'elettrone spaiato, e di  $F = J \pm I$ , con  $I$  spin nucleare. La spaziatura in energia dei sottolivelli rotazionali è circa  $\Gamma$ , tasso di decadimento spontaneo. [1]

modulatore elettro-ottico, con  $f_{mod} = 43$  MHz, si genera uno spettro le cui frequenze di banda corrispondono alle 4 transizioni  $X(N = 1) \rightarrow A(J = 1/2)$ , come in figura 3.2b.

## 3.2 Apparato Sperimentale

L'apparato sperimentale rappresentato in figura 3.3 consiste in tre zone: una prima zona dove il gas di SrF viene prodotto e raffreddato fino a temperature  $\sim 1$  K, una seconda zona dove avvengono i processi di laser cooling e una terza dove viene misurata la temperatura. In particolare nella prima zona, un YAG laser colpisce un bersaglio di  $SrF_2$  liberando molecole neutre di SrF insieme ad altre particelle. Le molecole vengono raffreddate fino a 4 K dopo una serie di collisioni con un gas di atomi di He. Un fascio di SrF e altri elementi esce con  $v_{\parallel} = 200 \pm 30$  m/s e una variazione di  $\Delta v_{\parallel} = 40$  m/s. Il fascio di SrF viene collimato e separato dagli altri elementi da una fessura in un piatto di rame uscendo con una velocità trasversale media di  $v_t^{RMS} = 1.9$  m/s e una  $T \sim 1$  K. Il fascio passa poi nella seconda zona dove viene raffreddato da dei fasci laser linearmente polarizzati che passano per due specchi orientati all'angolo di Brewster per avere l'attenuazione minima



**Figura 3.3.** Schema dell'apparato sperimentale. La prima zona è formata da una cella in cui un YAG laser colpisce un bersaglio di  $SrF_2$  liberando molecole di SrF che vengono raffreddate in una cella fino a 4K e poi collimate da un foro presente su una lastra di rame rivestita di carbone uscendo con una temperatura di 1 K. La seconda zona è caratterizzata da una camera isolata lunga 15 cm in cui il fascio di SrF viene ulteriormente raffreddato dai laser che passano per due specchi lunghi 20 cm fuori dalla zona di raffreddamento. Infine, all'esterno della zona di raffreddamento c'è un tubo fotomoltiplicatore che monitora il LIF per la determinazione della distribuzione spaziale del fascio. [1]

ed in modo da attraversare il fascio di SrF più volte possibile. Alla fine della zona di raffreddamento, i fasci vengono retroflessi per generare onde stazionarie. In combinazione con gli specchi si ha un campo magnetico  $B$  prodotto da due coppie di bobine rettangolari, che genera un mescolamento dei sottolivelli Zeeman di stato fondamentale, ugualmente popolati per decadimento spontaneo, forzando i sottolivelli (*"dark states"*), non eccitati dal laser in assenza di campo magnetico, all'interazione. Infatti, il campo magnetico attiva la precessione di Larmor, che fa precedere i sottolivelli Zeeman con una frequenza  $\omega_B = B\mu_B g_F$  con  $\mu_B$  magnetone di Bohr e  $g_F$  fattore di Landé, permettendo alle molecole di uscire dai *dark state* in presenza del fascio Laser. La combinazione del campo magnetico e delle onde stazionarie danno luogo alla Forza Sisifo che si sovrappone alla forza Doppler. Infine all'esterno della zona di raffreddamento viene effettuata una misura di fluorescenza foto-indotta (LIF - laser induced fluorescence), al fine di determinare la distribuzione spaziale del fascio si SrF.

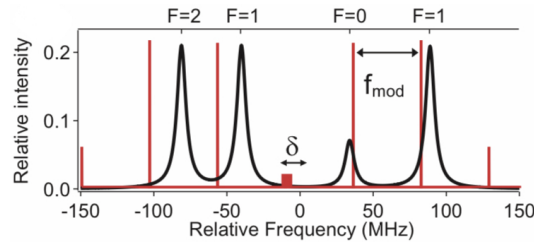
### 3.3 Risultati sperimentali

Nella figura 3.5 vengono rappresentate le distribuzioni spaziali ottenute tramite misure LIF per  $B = 5$  e  $0.6$  G. Dato che ogni laser ha diverse frequenze di banda, dovute alla presenza dei diversi sottolivelli Zeeman del primo stato rotazionale

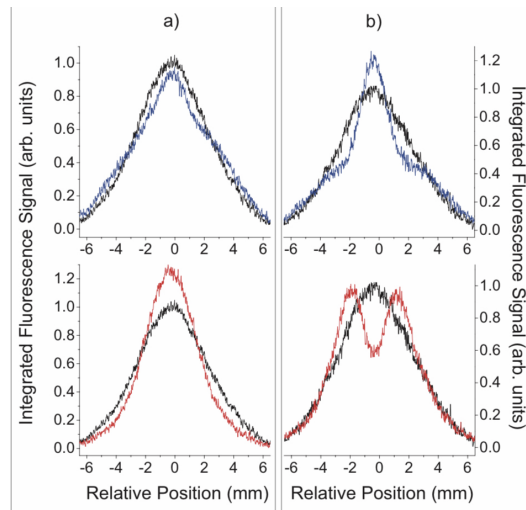
del ground state elettronico della molecola e necessarie per interagire con le varie transizioni fra lo stato elettronico fondamentale ed eccitato, non è possibile definire un valore univoco di detuning nullo per il *pump laser* e per i *repump laser*. Perciò si definiscono  $\delta_p = 0$  e  $\delta_r = 0$  i valori delle frequenze portanti alle quali il LIF rilevato sperimentalmente è massimo (figura 3.4). Così, definito  $\delta_p$  il detuning delle frequenze portanti del *pump laser* dall'origine  $\delta_p = 0$ , si possono determinare i valori delle diverse frequenze portanti. Le frequenze portanti del *pump laser*, utilizzate nei dati (3.5), sono  $\delta_p = \pm 1.5 \Gamma$  e rappresentano i regimi in cui oscillano le frequenze di banda del laser che interagiscono con le diverse transizioni fra i livelli della molecola fra 0 e  $\pm 1.5\Gamma$ . Se  $\delta_p < 0$  si ha che il detuning del laser è verso il rosso, se  $\delta_p > 0$  il detuning del laser è verso il blu. Nella 3.5 vengono presentati i dati presi per due valori del campo magnetico che, come vedremo, generano rispettivamente un effetto dominante della forza Doppler (**a**) e dell'effetto Sisifo (**b**).

Quando  $B = 5 \text{ G}$  si ha un'azione dominante delle forze Doppler. Infatti, per  $\delta_p = -1.5\Gamma$  si osserva un restringimento del fascio molecolare e un aumento delle molecole con bassa velocità trasversa  $v_t$  corrispondente ad un raffreddamento Doppler (figura 3.5a in basso). Al contrario, per  $\delta_p = 1.5\Gamma$  si osserva una diminuzione di molecole con basse  $v_t$  e un aumento delle dimensioni del fascio molecolare corrispondente ad un riscaldamento Doppler (figura 3.5a in alto). Questo è in linea con quanto descritto nel capitolo 1, dove un laser con detuning blu rispetto alla transizione ottica implica un riscaldamento del gas stesso.

Al contrario, nel regime di basso campo magnetico,  $B = 0.6 \text{ G}$ , il sistema mostra una risposta più peculiare ed il raffreddamento si verifica per detuning di segno opposto. Infatti, per  $\delta_p = -1.5\Gamma$ , si osserva che le molecole con bassa  $v_t$  si riscaldano e si accumulano attorno a due  $v_t \neq 0$  stabili, rappresentate in figura 3.5b in basso da due picchi. Se  $\delta_p = 1.5\Gamma$  le molecole con bassi valori di  $v_t$  sentono una forte forza di raffreddamento che genera quindi un picco centrale attorno a  $v_t = 0$  mentre le molecole con  $v_t$  maggiori sentono delle deboli forze di riscaldamento che aumentano la larghezza del fascio (3.5b in alto). Nella 3.5a si osserva un leggero restringimento (allargamento) del fascio per basse  $v_t$  nel caso di detuning rosso (detuning blu) causato dall'azione della forza Sisifo. Nella 3.5b si osservano dei punti di velocità stabili o instabili,  $v_t = \pm v_0$ , in cui gli atomi si accumulano o si allontanano. In questi punti una forza Doppler residua agisce come una forza di raffreddamento o riscaldamento nel caso di detuning rosso o blu generando zone in cui la forza netta è nulla.



**Figura 3.4.** Rappresentazione dello spettro molecolare con la separazione dei livelli di struttura fine dello stato fondamentale. Vengono rappresentate le linee spettrali della molecola con una larghezza di  $1.5\Gamma$ . La frequenza di modulazione ottimale del laser è  $f_{mod}^p \sim 43$  MHz poichè produce quattro frequenze di banda con la stessa intensità e in vicinanza delle linee spettrali dei livelli di struttura fine dello stato fondamentale. I valori delle frequenze di banda sono determinati sperimentalmente come parametri migliori della frequenza del laser principale nel raffreddamento Doppler. In figura è rappresentato lo spettro del laser per  $f_{mod}^p = 46.4$  MHz e  $\delta_p = -1.5 \Gamma$ . [1]

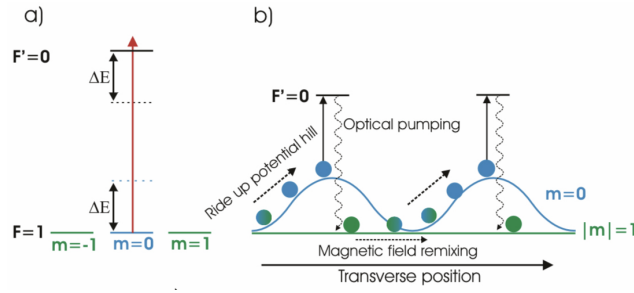


**Figura 3.5.** La fluorescenza indotta dal laser del fascio di SrF, in funzione della distribuzione spaziale del fascio senza raffreddamento laser (nero), è confrontata con la risposta misurata in presenza di un *pump laser* detunato nel rosso con  $\delta_p = -1.5 \Gamma$  (rosso), o detunato nel blu con  $\delta_p = 1.5 \Gamma$  (blu). Nel grafico a) la LIF indica un effetto dominante delle forze Doppler e in presenza di un elevato campo magnetico ( $B = 5G$ ) mentre nel grafico b) la LIF della molecola, in presenza di un campo magnetico minore ( $B = 0.6G$ ), mostra un'azione dominante data dall'effetto Sisifo. La frequenza di modulazione del laser principale è  $42 \text{ MHz} < f_{mod}^p < 46 \text{ MHz}$ . Le misure vengono fatte confrontando la distribuzione delle posizioni del fascio in presenza di forze (colori) con quella in assenza di forze (nero). Dalla distribuzione delle posizioni relative si ricava la distribuzione delle velocità del fascio. Quindi una variazione nella distribuzione delle posizioni riflette un cambio nella distribuzione delle velocità. [1]



### 3.4 Confronto con la teoria

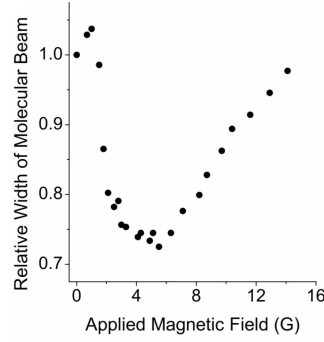
Al fine di descrivere in modo fenomenologico i risultati sperimentali ottenuti, gli autori utilizzano un modello semplificato in grado di descrivere i diversi meccanismi di raffreddamento. Infatti si può considerare un sistema in cui avviene una transizione da un livello con momento angolare totale  $F = 1$  ad un altro con  $F' = 0$  per mezzo di un fascio laser. La forza Doppler agisce sulla molecola spostandola più vicina alla risonanza del fascio laser o allontanandola. Se la molecola assorbe più fotoni, si trova più vicino alla risonanza con il laser e  $F_{dop} \propto v_t$ . Le molecole con velocità trasversa  $v_t$  in cui lo spostamento Doppler,  $\omega_D = kv_t$  con  $k = 2\pi/\lambda_{00}$ , è minore di  $\Gamma$ , sono soggette a forza Doppler. Quindi la velocità massima  $v_{max}^{Dop} = \Gamma/k = 4$  m/s. Una volta che la molecola si trova nel livello  $F' = 0$ , può decadere spontaneamente nei *Dark States* dello stato fondamentale,  $F = 1$ , che non sono eccitati dal laser. Per permettere al ciclo ottico di continuare è necessario accendere un campo magnetico esterno orientato di un angolo  $\theta_b$  rispetto alla polarizzazione lineare del laser. In questo modo i sottolivelli Zeeman potranno precedere per effetto Larmor con una frequenza caratteristica, detta frequenza di Larmor,  $\omega_B = B\mu_B g_F$  con  $\mu_B$  magnetone di Bohr e  $g_F$  fattore di Landé, che, nel caso della molecola di SrF, vale 1 per tutti i sottolivelli. La presenza della precessione di Larmor permette di rimuovere i *Dark states* e continuare il ciclo di raffreddamento. Il campo magnetico deve essere abbastanza grande da permettere alle molecole di uscire dai *Dark states* e abbastanza piccolo da permettere alle molecole di assorbire fotoni prima che escano dagli stati eccitati dal laser. Confrontando la frequenza di Larmor con  $\Gamma$ , si ricava la migliore stima del campo magnetico in presenza di forze Doppler:  $B_{Dop} \sim \frac{\Gamma}{\mu_B} = 5G$ . Per  $B = 0.6$  G si verifica l'effetto Sisifo per le molecole. Infatti un fascio polarizzato linearmente produce uno splitting dei livelli  $F' = 0$   $M' = 0$ ,  $F' = 1$   $M' = 0$  e  $F = 1$   $M = 0$  che vengono alzati o abbassati a seconda del detuning del laser, mentre lascia invariati i livelli  $F = 1$   $M = \pm 1$ . Se il detuning è rosso (blu) le molecole vanno nel livello  $F = 1$   $M = 0$  prendendo (perdendo) energia cinetica per poi finire, con un tasso di decadimento  $\gamma_p = \Gamma/42$ , negli altri due sottolivelli (figura 3.6).



**Figura 3.6.** Illustrazione delle forze Sisifo per un sistema con  $F = 1 \rightarrow F' = 0$ . a) Livelli energetici in assenza (linee continue), e in presenza (le linee tratteggiate sono i livelli spostati) di un fascio laser con detuning nel blu linearmente polarizzato. b) Livelli energetici e moto delle molecole in un'onda stazionaria con detuning nel blu. In questo caso le molecole salgono continuamente da  $M = \pm 1$  a  $M = 0$  perdendo la loro energia cinetica. Per un'onda stazionaria con detuning nel rosso il processo è inverso: le molecole scendono da  $M = 0$  a  $M = \pm 1$  perdendo la loro energia cinetica. [1]

Il campo magnetico esterno con  $\theta_B \neq 0^\circ, 90^\circ$  serve a riportare le molecole nel livello  $F=1$   $M=0$ , quando si trovano ai nodi dell'onda piana. La descrizione di questo sistema semplificato è applicabile a sistemi in cui  $F' \leq F$  per qualsiasi valore di  $F$ . La forza Sisifo è massima per molecole che attraversano una distanza di  $\lambda/4$  nel tempo  $\frac{1}{\gamma_p}$  in cui decadono nei *Dark States* ( $F = 2$ ,  $M = \pm 2$  nel caso della molecola di SrF). Il campo magnetico ottimale per avere l'effetto Sisifo si valuta dalla frequenza di Larmor,  $\omega_B$ , e dalla larghezza di transizione  $\gamma_p$ . Dunque  $B_{sis} = \frac{\gamma_p}{g_F \mu_B}$  con  $g_F = 1/2$ , da cui il valore ottimale del campo magnetico per l'effetto Sisifo:  $B^{sis} = 0.2G$ . La Forza Sisifo è massima per molecole con velocità  $v_t = v_{Max}^{sis} \simeq \frac{\lambda \gamma_p}{4}$  e vale  $\sim 0.2$  m/s. Per valori superiori di  $\omega_B^{sis}$  le forze Sisifo diminuiscono perchè le molecole popolano i livelli di  $F$  in maniera casuale ed in ogni punto dell'onda stazionaria senza perdere o guadagnare energia.

In figura 3.7 è presentato l'effetto del campo magnetico sulle forze e sul fascio nel caso di  $\delta_p = -1.5\Gamma$ . Dunque l'azione delle forze di raffreddamento è regolata dal campo magnetico. Per campi magnetici piccoli il fascio si ingrandisce a seguito degli effetti di riscaldamento dell'effetto Sisifo. Poi a  $B > 0.6$  G il fascio inizia a ridursi a causa delle forze Doppler e non varia sensibilmente fino a  $B \simeq 6$  G dove la sua ampiezza ricomincia ad aumentare a seguito del campo magnetico che aumenta la distanza fra i livelli energetici e riduce il tasso di scattering e l'azione delle forze Doppler. [1]

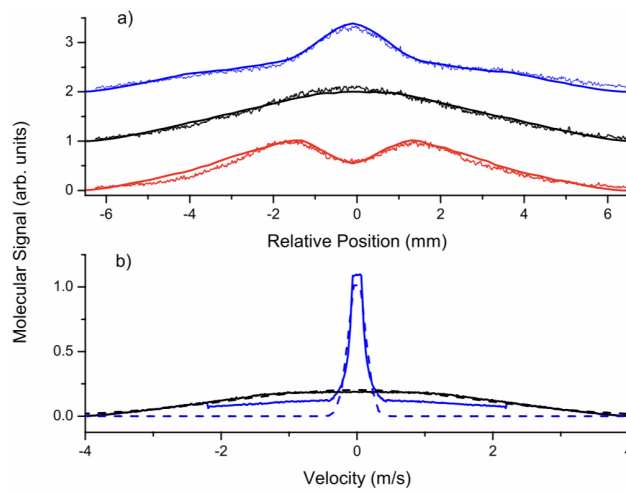


**Figura 3.7.** Dipendenza delle forze di raffreddamento dal campo magnetico nel caso di  $\delta_p = -1.5\Gamma$  e  $f_{mod}^p = 46.4MHz$  e  $\theta_B = 30^\circ$  [1]

### 3.5 Misura della temperatura

Una stima della temperatura di raffreddamento raggiunta dalle molecole è stata fatta utilizzando una simulazione Monte Carlo in cui si confronta l'effetto qualitativo delle forze Sisifo e Doppler su un sistema  $F = 1 \rightarrow F' = 0$  con il profilo sperimentale del fascio misurato dal LIF e la distribuzione delle velocità come mostrato in figura 3.8. Sono state stimate due diverse temperature limite: la temperatura minima raggiunta raffreddando le molecole tramite Forze Sisifo o Forze Doppler e poi una temperatura  $T^{max}$  che pone un limite superiore ai valori stimati. La temperatura finale stimata per le forze Sisifo è  $T \simeq T_{Sis} = 300\mu K$  ed è stata ottenuta considerando la velocità  $v_{max}^{sis}$ , calcolata precedentemente, proporzionale a  $\gamma_p$ . Invece la  $T_{sis}^{Max} = 5mK$  ed è ottenuta a una  $v_{cap}^{Sis} = 0.8m/s$ , dove  $v_{cap}^{sis}$  è la velocità delle molecole alla quale le forze Sisifo non hanno più effetto. Il limite superiore alla temperatura è stato preso considerando che le forze Sisifo agiscono a partire da 1 cm dall'inizio della zona di raffreddamento e considerando la velocità di cattura ricavata dalla simulazione. Dato che i valori delle forze ottenuti dalla simulazione sono stati riscaldati di un fattore  $\beta$  per farli coincidere con quelli rilevati dai dati sperimentali, i valori di  $v_{cap}^{Sis}$  e di  $v_{max}^{sis}$  sono sovrastimati come anche  $T_{sis}^{Max}$  e  $T_{Sis}$ . Invece la stima finale della temperatura Doppler è stata ottenuta dalla simulazione considerando una Forza Doppler della forma  $F = -\alpha v$  che agisce come un campo uniforme durante tutto il moto del fascio molecolare. Confrontando il valori della forza della simulazione con quelli ricavati dal LIF si ottiene una  $T \simeq T_{Dop} = 5mK$  e un limite superiore alla temperatura  $T_{Dop}^{Max} = 15mK$ , considerando anche qui che la forza comincia ad agire a partire da 1 cm dall'inizio della zona di raffreddamento. I valori stimati della temperatura Doppler sono in accordo con i valori di temperatura attesi nel caso di un fascio con un tasso di scattering  $\Gamma$  e con numero di fotoni diffusi pari ad  $N_{sc} = 550 - 1000$ ,

come nell'esperimento preso in considerazione.[1]



**Figura 3.8.** Simulazione Monte Carlo di un fascio SrF soggetto a Forza Doppler e Sisifo. a) Confronto del segnale del fascio sperimentale (linee "rumorose") con quello ottenuto dalla simulazione (linee continue), in assenza di perturbazione (nero), in presenza di forze Doppler (rosso) e Forze Sisifo (blu). b) Profilo della velocità della simulazione Monte Carlo: distribuzione della velocità (linea continua) e fit Gaussiano (linea tratteggiata) in assenza di Forze (linea nera) e in presenza della forza Sisifo (linea blu). [1]

# Conclusioni

Il laser cooling è una tecnica estremamente potente in grado di raffreddare gas atomici sino a temperature di pochi  $\mu K$  e si è rivelato di grande importanza nello studio dei sistemi condensati e di altri fenomeni che caratterizzano la materia a livello puramente quantistico o nell'effettuare misure spettroscopiche ad altissima precisione. Tuttavia, fino a pochi anni fa, nonostante le numerose applicazioni del laser cooling a gas atomici, questa potente tecnica sperimentale non era mai stata estesa al caso di sistemi molecolari. All'interno di questa tesi, è stata fatta una panoramica sui principali meccanismi di laser cooling ed è stato poi presentato il primo esperimento in cui viene raffreddato un campione di molecole biatomiche. Dopo un'introduzione sulle forze di scattering, si è parlato del rallentamento Zeeman che sfrutta l'utilizzo di un campo magnetico per rallentare gli atomi (capitolo 1). A seguire, si è discusso il primo meccanismo di raffreddamento introdotto sperimentalmente: il raffreddamento Doppler che, utilizzando coppie di fasci laser contro-propaganti, ha permesso di raffreddare atomi neutri fino a centinaia di  $\mu K$ . Si è quindi descritto come, sovrapponendo al raffreddamento Doppler un gradiente di campo magnetico, sia possibile creare trappole magneto-ottiche per confinare gli atomi (capitolo 1). Nel capitolo 2 si è analizzato il raffreddamento Sisifo, chiarendo come sia possibile raffreddare atomi oltre il limite Doppler, scegliendo opportunamente le polarizzazioni dei fasci contro-propaganti. Infine, si sono utilizzate le tecniche apprese per descrivere il primo esempio di raffreddamento laser di molecole biatomiche (capitolo 3). Con l'applicazione di soli tre fasci laser e un campo magnetico esterno, le forze Doppler e Sisifo hanno permesso di raffreddare molecole biatomiche di SrF fino ad una temperatura trasversa  $T \simeq 300 \mu K$  corrispondente ad una velocità trasversa  $v_t \simeq 0.2$  m/s. Il metodo di raffreddamento di molecole biatomiche descritto nel capitolo 3 è efficace solo per molecole con transizioni elettroniche chiuse e con Fattori di Franck-Condon semi-diagonali, dove quindi è sufficiente applicare un numero ristretto di fasci laser per permettere il raffreddamento. Il laser cooling di molecole si presta ad una serie di applicazioni che vanno dallo studio dei momenti di dipolo permanente nelle molecole eteronucleari fino a simulazioni quantistiche in sistemi di materia condensata e computazione quantistica.

# Bibliografia

- [1] E. S. Shuman, J.F. Barry , D. DeMille, *Laser cooling of a diatomic molecule*, Nature volume 467, pagine 820-823, 2010.
- [2] W. D. Phillips, *Laser Cooling and trapping of neutral atoms*, Reviews of Modern Physics Volume 70, Numero 3, 1998.
- [3] C.J. Foot, *Atomic Physics*, Oxford University Press, 2005.
- [4] B.H Bransden, C.J. Joachin, *Physics of Atoms and Molecules*, Pearson, 1983.
- [5] H.J. Metcalf, P. van der Straten *Laser Cooling and Trapping of Neutral Atoms*, Journal of the Optical Society of America B, Volume 20, Numero 5, pagine 10-12, 2003.
- [6] J.J McClelland, A.V Steele, B. Knuffman, K.A. Twedt , A. Schwarzkopf e T.M. Wilson *Bright Focused ion beam sources based on laser-cooled atoms*, Applied Physics Reviews, volume 3, numero 1, 2015.
- [7] E. L. Raab, M. Prentiss, Alex Cable, Steven Chu e D. E. Pritchard *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*, Physical Review Letters, Volume 59, Numero 23, pagine 2631-2634, 1987.
- [8] P. D. Lett, R. N. Watts, I. Christoph, Westbrook e W. D. Phillips, *Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit*, Physical Review Letters, Volume 61, Numero 2, pagine 169-172, 1988.
- [9] J. Dalibard e C. Cohen-Tannoudji, *"Laser Cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models"*, Journal of the Optical Society of America B, Volume 6, Numero 11, pagine 2023-2045, 1989.
- [10] A. Nano, *Towards optical memories: switchable optical system for electron and energy transfer processes*, California Institute Technology, 2015.