



Università degli Studi di Ferrara

DOTTORATO DI RICERCA IN
FISICA
CICLO XXVI

COORDINATORE Prof. Vincenzo Guidi

Sviluppo di nuove tecniche per lo studio di atomi di Francio in una Trappola Magneto-Ottica

Settore Scientifico Disciplinare FIS/01

Dottorando

Dott. GIUSEPPE MAZZOCCA

Tutore

Prof. ROBERTO CALABRESE

co-Tutore

Dott. LUCA TOMASSETTI

ANNI 2011/2013

Indice

Lista delle Figure	III
Lista delle Tabelle	VII
Introduzione	1
1 Motivazione dell'esperimento	5
1.1 Il Modello Standard	5
1.2 Le Simmetrie	7
1.2.1 Violazione della Parità nelle Interazioni Deboli	7
1.2.2 Violazione della Simmetria di Inversione Temporale	8
1.3 Violazione della Parità nell'Atomo	8
1.4 Esperimenti di APNC	12
1.4.1 Risultati con il Cesio	13
1.4.2 Esperimenti di APNC con il Francio	14
1.4.3 Il Francio	15
1.4.4 Intrappolamento Ottico	18
1.5 La Trappola Magneto Ottica	18
1.5.1 Molasse Ottiche	19
1.5.2 Temperature Caratteristiche nei Processi di Raffreddamento Laser	20
1.5.3 La Forza Spontanea	20
1.5.4 Tecnica di Raffreddamento ed Intrappolamento	23
1.5.5 Il Principio di Funzionamento di una MOT	25
1.5.6 Caricamento di una MOT	27
1.5.7 Reazioni Nucleari	29
1.5.8 Trasporto	30
2 Produzione ed Intrappolamento del Francio	33
2.1 Il Fascio Ionico Primario	37
2.2 Il Bersaglio	38
2.3 Sistema di Rivelazione	41
2.4 Rate di Produzione	42

2.5	La Linea di Trasporto	42
2.6	Il Filtro di Wien	46
2.7	La Cella	50
2.8	Il Neutralizzatore	54
2.9	Il Sistema Laser	56
2.10	Stabilizzazione dei Laser	57
2.11	Allineamento del Sistema Laser	59
2.12	Rivelazione della Trappola tramite CCD	61
2.13	Analisi del Rumore	64
2.14	Dinamica di Intrappolamento	65
3	Risultati Sperimentali	69
3.1	Studio dei Livelli Eccitati dell'Atomo di Rubidio tramite MOT	69
3.1.1	Apparato Sperimentale	70
3.1.2	Studio della Riga D_1 del Rubidio	73
3.1.3	Eccitazione della Riga D_2 del ^{85}Rb	76
3.1.4	Eccitazione del Livello $7S_{1/2}$ del Rubidio	80
3.1.5	Studio dei Livelli $5D_{3/2,5/2}$ del Rubidio	83
3.2	La MOT di Francio	84
3.3	Effetto LIAD	87
3.3.1	Desorbimento dal Neutralizzatore di Ittrio per il Caricamento della MOT	89
3.3.2	Risultati Sperimentali per Illuminazione Continua del Neutralizzatore . .	92
3.3.3	Effetto LIAD da Illuminazione Pulsata del Neutralizzatore	93
3.3.4	Variazione di Atomi Intrappolati in Funzione della Frequenza della Luce Desorbente e della Potenza del Laser	96
3.4	Attività in Corso e Future	102
	Conclusioni	105
	Bibliografia	107

Elenco delle figure

1.1	Le tre famiglie di quarks e leptoni	5
1.2	I bosoni mediatori	6
1.3	Scambio diretto di bosoni virtuali e fotoni virtuali	9
1.4	Risultati sperimentali nel piano $(C_{1u} - C_{1d}), (C_{1u} + C_{1d})$	16
1.5	Angolo di mixing debole	17
1.6	La Forza Spontanea	21
1.7	Andamento della forza spontanea	23
1.8	Dipendenza dalla velocità della forza di raffreddamento Doppler.	25
1.9	Modello 1-D di una MOT	26
1.10	Modello 3-D di una MOT	28
2.1	Acceleratore Tandem-XTU presso LNL.	34
2.2	Linea di trasporto fascio secondario.	35
2.3	Sezione d'urto della produzione di isotopi del francio	36
2.4	Quadrupolo magnetico	37
2.5	Camera di scattering	38
2.6	Simulazione delle traiettorie di uscita con SIMION	39
2.7	Il bersaglio	40
2.8	Schema della camera di scattering con il rivelatore	41
2.9	Spettro delle particelle α dal rivelatore al silicio	43
2.10	Rate di produzione del francio in funzione della temperatura del bersaglio	44
2.11	Elementi elettrostatici della linea secondaria	45
2.12	Profilo del fascio	46
2.13	La corrente termoionica	47
2.14	Anelli di guardia del filtro di Wien	48
2.15	Spettro di massa della corrente termoionica	50
2.16	Filtro di Wien: tensioni applicate per la trasmissione di Rb e Fr	51
2.17	La cella	52
2.18	Formula di struttura per il Dry-film	52
2.19	Densità di vapore in funzione del tempo di passivazione	54
2.20	Il neutralizzatore	55

2.21	Transizioni di intrappolamento e ripompa del francio	57
2.22	Segnale dalla cavità Fabry-Perot	58
2.23	Schema banchi ottici con i laser	59
2.24	La cella MOT con le direzioni dei fasci laser.	60
2.25	Segnale della trappola di rubidio	61
2.26	Calibrazione CCD	63
2.27	Regione di interesse (ROI)	65
2.28	Immagine della trappola senza e con sottrazione di fondo pesata	66
2.29	Atomi di rubidio intrappolati in funzione della frequenza di intrappolamento	67
3.1	Livelli energetici del francio	71
3.2	Schema apparato sperimentale per indagine livelli eccitati	72
3.3	Cella con i fasci laser di interesse	73
3.4	Schema dei livelli coinvolti nella transizione $D_1 (F_g = 3)$ del Rb	74
3.5	Numero degli atomi di ^{85}Rb intrappolati in funzione del detuning del fascio di sonda	75
3.6	Schema dei livelli coinvolti nella transizione $D_1 (F_g = 2)$ del Rb	75
3.7	Numero degli atomi di ^{85}Rb intrappolati in funzione del detuning del fascio di sonda relativo al livello iperfine $F_g = 2$	76
3.8	Schema dei livelli coinvolti nella transizione $D_2 (F_g = 3)$ del Rb	77
3.9	Numero degli atomi di ^{85}Rb intrappolati in funzione del detuning del fascio di sonda nella transizione $D_2 (F_g = 3)$	77
3.10	Schema dei livelli coinvolti nella transizione $D_2 (F_g = 2)$ del Rb	78
3.11	Numero di atomi di ^{85}Rb intrappolati come funzione del detuning del Ti:Sa rispetto al livello iperfine $F_g = 2$ della linea D_2	79
3.12	Schema dei livelli coinvolti nella transizione $5P_{3/2} (F_g = 4) \rightarrow 7S_{1/2} (F_e = 3)$ del Rb	80
3.13	Numero di atomi intrappolati di ^{85}Rb in funzione del detuning del fascio di sonda rispetto alla transizione $5P_{3/2} (F_g = 4) \rightarrow 7S_{1/2} (F_e = 3)$	81
3.14	Numero di atomi intrappolati di ^{85}Rb in funzione del detuning del fascio di sonda rispetto alla transizione $5P_{3/2} (F_g = 4) \rightarrow 7S_{1/2} (F_e = 3)$ per alte intensità del fascio di sonda.	82
3.15	Schema dei livelli atomici coinvolti nelle transizioni $5P_{3/2} (F_g = 4) \rightarrow 5D_{5/2,3/2}$ del Rb.	83
3.16	Variazioni relative del numero di atomi di ^{85}Rb intrappolati in funzione del detuning del laser Ti:Sa rispetto alla $5P_{3/2} (F_g = 4) \rightarrow 5D_{5/2}$	84
3.17	Variazioni relative del numero di atomi di ^{85}Rb intrappolati in funzione del detuning del laser Ti:Sa rispetto alla $5P_{3/2} (F_g = 4) \rightarrow 5D_{3/2}$	85
3.18	MOT di francio di circa 100 atomi	86
3.19	Atomi di ^{210}Fr intrappolati con neutralizzatore acceso e successivamente spento.	87

3.20	Trappola di ^{210}Fr con neutralizzatore a temperatura ambiente.	88
3.21	Schema di desorbimento atomico.	89
3.22	Effetto LIAD su una MOT di Rb tramite un Nd:YAG laser che illumina il rivestimento di dry-film delle pareti della cella.	90
3.23	Numero di atomi di Rb intrappolati in presenza di luce desorbente a 532 nm a due diverse potenze.	93
3.24	Desorbimento atomico da illuminazione continua a $\lambda = 532$ nm per $P = 10$ mW. .	94
3.25	Desorbimento atomico da illuminazione continua a $\lambda = 532$ nm per $P = 30$ mW. .	94
3.26	Desorbimento atomico per mezzo di illuminazione continua a 532 nm per $P = 50$ mW.	95
3.27	Desorbimento atomico per mezzo di illuminazione continua a 532 nm per $P = 100$ mW.	95
3.28	Fit del desorbimento atomico per mezzo di illuminazione continua ($\lambda = 532$ nm) per $P = 100$ mW.	96
3.29	Andamento dei fattori C e W a diverse potenze della luce desorbente.	97
3.30	MOT di Rb: Effetto LIAD da flash fotografico sul neutralizzatore.	98
3.31	Effetto LIAD da flash fotografico sul neutralizzatore per la MOT di Rb. $T_Y = 458^\circ$ e $T_Y = 475^\circ$	99
3.32	Effetto LIAD sulla MOT di ^{210}Fr . Neutralizzatore a temperatura ambiente.	100
3.33	Caricamento della MOT di Rb con effetto LIAD tramite laser CW	101
3.34	Schema cella di intrappolamento con neutralizzatore esterno	103
3.35	Cella di intrappolamento in acciaio inox e finestre in quarzo	104

Elenco delle tabelle

1.1	Parametri per l'intrappolamento di atomi alcalini	29
1.2	Energie di ionizzazione	31
2.1	Reazioni nucleari per la produzione di isotopi del francio	35
2.2	Decadimento α di isotopi del Fr	42
2.3	Conversione Potenza/numero di atomi	63
3.1	Frequenze assolute misurate per isotopi del francio, in GHz	70

Introduzione

Il raffreddamento e l'intrappolamento di atomi e ioni mediante l'uso di tecniche laser ha permesso la realizzazione di nuovi esperimenti in diversi campi della fisica. Nelle Trappole Magneto-Ottiche (MOT) si possono ottenere campioni con un numero elevato di atomi confinati in una regione di spazio molto piccola (tipicamente qualche mm^3), a temperature molto basse (dell'ordine del centinaio di μK), che rendono possibili diversi tipi di esperimenti, quali spettroscopia laser ad alta risoluzione, condensazione di Bose-Einstein, test sulla struttura nucleare: ad esempio, osservando gli spostamenti dei livelli atomici a causa dell'interazione iperfine, si può ottenere una misura dei raggi nucleari. L'utilizzo di atomi radioattivi permette di effettuare esperimenti unici per lo studio di interazioni fondamentali: studio dei decadimenti α e β , test di simmetria temporale e, più in generale, test precisi del Modello Standard delle particelle elementari. Questi studi sono complementari a quelli fatti negli esperimenti ad alte energie. In particolare, la MOT rende possibili studi della Non Conservazione della Parità a livello Atomico (APNC) prevista dal Modello Standard. L'origine della violazione della parità è dovuta allo scambio del bosone virtuale neutro Z^0 tra elettrone e nucleone, in aggiunta alla predominante interazione elettromagnetica.

Attualmente, i migliori risultati di APNC in esperimenti di bassa energia provengono da misure effettuate su fasci atomici di cesio (Cs) e su vapori di Cs confinati in una cella di assorbimento e sono in accordo con le previsioni del Modello Standard. Gli atomi alcalini sono adatti allo studio della APNC in quanto i calcoli teorici relativi alla loro struttura elettronica, necessari per estrarre dai dati sperimentali i parametri del Modello Standard da verificare, possono raggiungere notevole precisione. Inoltre, l'effetto di non conservazione della parità è favorito secondo il fattore Z^3 (con Z numero atomico). Il francio (Fr) è l'alcalino più pesante ed associa struttura elettronica semplice ad un elevato valore di Z ; considerando inoltre gli effetti relativistici in un sistema multi elettronico, esso diventa un candidato ideale per questo tipo di esperimenti. L'effetto di APNC atteso è 18 volte superiore a quello misurato per il Cs.

Presso i Laboratori Nazionali di Legnaro (LNL) dell'INFN è stato realizzato un apparato sperimentale per la produzione, il trasporto e l'intrappolamento del francio in una MOT. Tutti gli isotopi del francio sono radioattivi; è necessario quindi produrlo per reazione nucleare e poichè il tempo di dimezzamento degli isotopi così ottenuti è al massimo dell'ordine di pochi minuti,

la produzione deve essere fatta in linea con l'esperimento. La reazione di fusione-evaporazione utilizzata è $^{197}\text{Au}(^{18}\text{O},xn)^{215-x}\text{Fr}$, ottenuta all'acceleratore Tandem - XTU presso LNL. Lo scarso flusso di atomi disponibile (dell'ordine di 10^6 atomi/s) rispetto a quello di atomi stabili ($\sim 10^{13}$ atomi/s) rende necessario effettuare le misure su campioni atomici intrappolati.

Dall'idea iniziale di MOT di J. Dalibard si è arrivati ai primi esperimenti di intrappolamento di francio condotti a Boulder dal gruppo di Wieman (^{221}Fr ottenuto da una sorgente di attinio) e a Stony-Brook dal gruppo di Sprouse-Orozco (^{210}Fr ottenuto da reazione nucleare). Allo stato attuale pochi sono gli esperimenti attivi nel mondo dedicati alla MOT di Fr: la facility realizzata a Legnaro attualmente è l'unica attiva in Europa; la facility a TRIUMF, Vancouver (presso cui si è trasferito parte del gruppo di Stony-Brook) sta diventando operativa, mentre a Sendai è partito presso la Tohoku University uno studio per la misura dell'EDM (Momento di Dipolo Elettrico Permanente), per il quale è previsto l'utilizzo di una MOT di Fr.

Obiettivo di tutti i gruppi di ricerca è aumentare l'efficienza di intrappolamento e realizzare campioni atomici sufficientemente grandi per effettuare misure significative di APNC o misure di EDM.

Presso i laboratori di Legnaro è stata sviluppata una innovativa tecnica, che consente la spettroscopia laser ad alta precisione di livelli atomici deboli; tramite essa si potranno ottenere nuovi dati sul francio, da confrontare con i calcoli teorici. L'utilizzo di tale tecnica inoltre consentirà una misura precisa dei parametri atomici relativi alla transizione fortemente proibita dalle regole di selezione elettromagnetiche $7S - 8S$ a 507 nm del francio. In una misura di APNC si deve rivelare un cambiamento nel rate di eccitazione della transizione proibita quando il sistema è sottoposto ad una simmetria di inversione spaziale. Essendo proibita, la transizione $7S-8S$ risulterà molto più debole di quelle permesse (di circa 13 ordini di grandezza), ne consegue la necessità di avere un sistema di rivelazione estremamente sensibile. Inoltre bisogna disporre di una grande quantità di atomi per avere un buon rapporto segnale/rumore e potere effettuare misure significative.

Oggetto di questo lavoro è la descrizione dei risultati più importanti conseguiti nel triennio 2011 - 2013 presso l'apparato sperimentale realizzato ai LNL. L'apparato viene utilizzato anche per intrappolare il rubidio, atomo alcalino stabile, che ha la riga spettrale di raffreddamento vicina a quella del francio (780 nm e 718 nm, rispettivamente), che consente le prove e calibrazioni necessarie a tutto il sistema e l'ottimizzazione delle tecniche sperimentali.

La tesi si sviluppa nel seguente modo:

- **Capitolo 1** Vengono espone le motivazioni dell'esperimento, con una trattazione della violazione della parità nelle interazioni deboli. Segue l'illustrazione dei principi di base del raffreddamento ed intrappolamento laser, in particolare è mostrato il funzionamento di una MOT. Viene descritto il metodo usato per la produzione degli isotopi di francio ed il trasporto alla zona di intrappolamento.

- **Capitolo 2** Viene descritto l'apparato sperimentale realizzato presso i Laboratori Nazionali di Legnaro, per la MOT di francio e rubidio. Vengono presentati in dettaglio la modalità di produzione, il trasporto in forma ionica, la neutralizzazione in cella degli isotopi del francio e relativo confinamento, i sistemi laser necessari al funzionamento della MOT.
- **Capitolo 3** Vengono illustrati i risultati sperimentali conseguiti. E' presentata una nuova tecnica sviluppata presso la facility di LNL per la rivelazione diretta di transizioni deboli per fasci radioattivi. Questo metodo, applicato con successo a transizioni del Rb, consentirà la spettroscopia ad alta precisione per i livelli D del francio ed altre più deboli transizioni non ancora osservate. Vengono in seguito mostrati i risultati della presa dati di novembre 2012, durante la quale è stata osservata la trappola di francio e si è avuta la prima evidenza di effetto LIAD (Light Induced Atom Desorption) su una lamina di ittrio utilizzata come neutralizzatore per la trappola di rubidio. Il LIAD è un effetto che consiste in un grande desorbimento di atomi in precedenza adsorbiti da superfici a diverso grado di porosità, quando questi sono illuminati da luce anche di debole intensità e non risonante (ad es. un flash commerciale). Il LIAD può essere usato per incrementare il caricamento della MOT, soprattutto nel caso di trappole di atomi radioattivi, scarsamente popolate.
Vengono infine illustrati gli sviluppi futuri di questa linea di ricerca.

Capitolo 1

Motivazione dell'esperimento

1.1 Il Modello Standard

Il Modello Standard (MS) delle particelle elementari è una teoria di campo quantistica e relativistica che descrive la realtà della materia e delle forze dell'universo (esclusa la forza di gravità) per mezzo di poche particelle ed interazioni fondamentali fra tali costituenti. Poichè è formulato nel linguaggio della teoria dei campi, sia i costituenti della materia che le interazioni sono descritti da operatori matematici definiti in ogni punto dello spazio-tempo. In particolare i fermioni (campi di materia) sono particelle elementari di spin 1/2 e rappresentano i costituenti fondamentali della materia, mentre i campi che mediano le interazioni fondamentali sono bosonici con spin 1. Tali particelle sono riassunte nelle Fig. 1.1 e 1.2.

Leptons spin = 1/2			Quarks spin = 1/2		
Flavor	Mass GeV/c ²	Electric charge	Flavor	Approx. Mass GeV/c ²	Electric charge
ν_L lightest neutrino*	$(0-0.13)\times 10^{-9}$	0	u up	0.002	2/3
e electron	0.000511	-1	d down	0.005	-1/3
ν_M middle neutrino*	$(0.009-0.13)\times 10^{-9}$	0	c charm	1.3	2/3
μ muon	0.106	-1	s strange	0.1	-1/3
ν_H heaviest neutrino*	$(0.04-0.14)\times 10^{-9}$	0	t top	173	2/3
τ tau	1.777	-1	b bottom	4.2	-1/3

Figura 1.1: I costituenti fondamentali del MS: le tre famiglie di quarks e leptoni.

Essendo la teoria relativistica, è possibile la conversione di energia in materia e viceversa:

BOSONS			force carriers spin = 0, 1, 2,...		
Unified Electroweak spin = 1	Mass GeV/c ²	Electric charge	Strong or color spin = 1	Mass GeV/c ²	Electric charge
γ photon	0	0	g gluon	0	0
W^-	80.22	-1			
W^+	80.22	+1			
Z^0	91.187	0			

Figura 1.2: I bosoni mediatori delle forze fondamentali.

questo significa che sono possibili processi di creazione e distruzione di particelle di materia e non solo processi di scambio di interazioni. Componenti essenziali del MS sono la simmetria di gauge e la rottura spontanea di questa simmetria che produce le masse. Il modello di rottura più studiato è il meccanismo di Higgs, che si realizza mediante una particella, il bosone di Higgs (da Peter Higgs, che lo ipotizzò nel 1964). Nel 2012 gli esperimenti ATLAS [1] e CMS [2] presso Il Large Hadron Collider al CERN hanno annunciato, con una significatività di circa 5.9σ , una particella compatibile con il bosone di Higgs, con massa compresa tra 125 GeV e 126 GeV. Questa è una importante verifica del MS, che ha avuto numerose conferme sperimentali delle sue previsioni sia ad alte che a basse energie. Tuttavia molte sono le questioni lasciate aperte, tra le altre:

- la forza gravitazionale non è compresa nel MS;
- il modello non prevede l'esistenza della materia oscura che costituirebbe gran parte della materia esistente nell'Universo;
- l'oscillazione dei neutrini;
- l'asimmetria materia-antimateria;
- la quantizzazione della carica elettrica.

Ci sono quindi vari motivi che fanno ritenere il MS un modello che descrive con successo una certa classe di fenomeni, ma che necessita di essere modificato/esteso per giungere ad una teoria più generale e cercare eventuale nuova fisica, al di là del MS: supersimmetria, teorie di stringa, dimensioni spazio-temporali aggiuntive ecc..

1.2 Le Simmetrie

Per simmetria si intende una trasformazione che applicata ad un sistema fisico lo lascia invariato. Le simmetrie continue costituiscono un gruppo i cui elementi sono identificati da parametri che variano con continuità, come le simmetrie per rotazioni o traslazioni. Le simmetrie discrete sono operazioni isolate che formano un gruppo con un numero finito di elementi. Tali simmetrie sono molto importanti in fisica, tra queste:

- la simmetria per inversione di coordinate spaziali (la parità P), che cambia di segno le componenti spaziali di un quadrivettore e lascia invariata la componente temporale;
- la simmetria di inversione temporale T ;
- la coniugazione di carica C (lo scambio tra materia e antimateria).

Dal teorema CPT di Pauli la teoria dei campi quantistici è simmetrica rispetto alla combinazione delle simmetrie C, P, T . Nonostante fino alla metà del secolo scorso si pensasse che le tre simmetrie fossero singolarmente valide, si è osservato che il MS non è invariante sotto queste trasformazioni e nemmeno sotto la trasformazione combinata CP : queste simmetrie sono diventate oggetto di numerosi studi perchè sono conservate nelle interazioni forte ed elettromagnetica, ma vengono violate nell'Interazione Nucleare Debole.

1.2.1 Violazione della Parità nelle Interazioni Deboli

Una delle caratteristiche peculiari delle interazioni deboli è la violazione di parità. La prima evidenza sperimentale di tale violazione fu ottenuta osservando il decadimento β di nuclei di Cobalto 60 [3], di seguito brevemente descritto: gli spin dei nuclei venivano allineati in una direzione data da un campo magnetico. Con questo campione polarizzato si osservava una asimmetria nel decadimento: gli elettroni erano emessi preferenzialmente in direzione opposta alla direzione di polarizzazione dei nuclei. La probabilità del decadimento del cobalto dipendeva quindi dal prodotto scalare tra uno pseudovettore, lo spin del nucleo (pari), ed un vettore, la direzione degli elettroni (dispari). Anche l'Hamiltoniana del decadimento doveva mostrare la stessa dipendenza e non era quindi invariante sotto trasformazioni di parità. Quindi la parità non era conservata nei decadimenti dei nuclei.

La realizzazione di campioni polarizzati è divenuta più efficiente utilizzando la tecnica di pompaggio ottico [4]. Infatti l'assorbimento da parte di un gas di luce polarizzata circolarmente ne determina un cambio netto di popolazione nei livelli iperfini e nei sottolivelli Zeeman creando quindi una netta polarizzazione atomica. L'interazione iperfine trasmette poi la polarizzazione atomica al nucleo. Il campione di atomi ha però una densità bassa ed occupa una regione ampia di spazio: la grandezza e la distribuzione in energia di una sorgente limita la precisione con la quale si studia la distribuzione angolare delle particelle emesse. Con l'avvento ed il

perfezionamento delle tecniche di raffreddamento ed intrappolamento laser è possibile avere campioni di atomi radioattivi completamente polarizzati e con un'alta densità nello spazio delle fasi, sorgente ideale per misure precise e test di leggi fondamentali della natura.

Le ricerche si dividono in due aree principali: esperimenti sulla Non Conservazione della Parità a livello atomico e sulla simmetria di inversione temporale; esperimenti relativi a misure di correlazione associate a decadimenti α e β .

1.2.2 Violazione della Simmetria di Inversione Temporale

Dopo la scoperta della violazione della simmetria CP nei decadimenti dei mesoni K, è iniziata la ricerca della non conservazione della simmetria temporale (T). La presenza di un momento di dipolo elettrico (EDM) nel neutrone o nell'elettrone sarebbe la dimostrazione di una rottura della simmetria T. Ricercare EDM in atomi pesanti può essere un test preciso per la presenza di un EDM nell'elettrone. In particolare, un modello supersimmetrico prevede l'esistenza di un EDM non nullo dell'ordine di 10^{-27}cm ($\times e$ (carica dell'elettrone)), o, equivalentemente a livello atomico, uno spostamento del centro di gravità delle cariche negative da quello delle cariche positive minore di 10^{-27}cm . Il rapporto tra l'EDM dell'atomo e quello dell'elettrone scala come $Z^3\alpha^2\chi$, dove χ è la polarizzabilità elettrica dell'atomo. Il limite attuale sul valore di EDM atomico, consistente con lo zero, è stato misurato dal gruppo di Seattle sul mercurio [5]. Elementi con alto valore di Z possono essere buoni candidati per esperimenti che ricercano l'esistenza di un EDM dell'elettrone tramite la misura di EDM atomico. Il francio, avendo un alto valore di Z e struttura atomica semplice, è candidato ideale per questo tipo di esperimenti. Recentemente l'esperimento BaBar ha ottenuto la prima osservazione diretta della violazione della simmetria temporale in un sistema di mesoni B^0 , raggiungendo una significatività di 14σ [6].

1.3 Violazione della Parità nell'Atomo

Fino al 1957, non vi erano prove sperimentali che l'invarianza delle leggi della fisica per inversione di parità non fosse valida. L'interpretazione di Lee e Yang del decadimento del mesone K necessitava la non conservazione della parità nell'interazione debole [7]. Gli esperimenti condotti successivamente da Wu et al. [3], da Garwin et al [8], da Friedman et al. [9] confermarono tale violazione della parità. A quel tempo era conosciuta solo l'interazione debole con scambio di carica, mediata dai bosoni W^+ e W^- . Negli anni 70, nell'ambito dell'unificazione dell'interazione debole con quella elettromagnetica, nasceva l'ipotesi dell'esistenza di un terzo bosone, lo Z^0 , da aggiungere ai W^+ e W^- nel mediare l'interazione debole. Lo Z^0 , essendo neutro, non cambia l'identità delle particelle interagenti e viene scambiato anche tra gli elettroni e i quark del nucleo in un atomo. Questo scambio di bosoni virtuali Z^0 , tra gli elettroni ed il nucleo, va a completare la dominante interazione elettromagnetica, dovuta allo scambio di fotoni virtuali

(Fig.1.3), e comporta un effetto di APNC, che nasce dalle piccole modificazioni nella struttura atomica dovute all'interazione debole.

In meccanica quantistica l'inversione spaziale è rappresentata dall'operatore di parità P che trasforma \mathbf{r} in $-\mathbf{r}$. Nell'interazione elettrodebole l'Hamiltoniana totale del sistema atomico ha così una parte pari ed una dispari sotto riflessione spaziale:

$$H = H^{even} + H^{odd}. \quad (1.1)$$

L'inversione spaziale dell'Hamiltoniana dà:

$$P^{-1}HP = H^{even} - H^{odd} \neq H. \quad (1.2)$$

Segue che gli autostati dell'Hamiltoniana atomica non sono autostati della parità. Le correnti neutre che interessano la APNC sono descritte dalla Lagrangiana:

$$L = -e \sum_i q_i \bar{\psi}_i \gamma_\mu \psi_i A^\mu - \frac{e}{\sin^2 \theta_W} \sum_i \bar{\psi} \gamma_\mu (V_i - A_i \gamma_5) \psi_i Z^\mu, \quad (1.3)$$

dove A^μ, Z^μ sono rispettivamente i campi di gauge elettromagnetico e debole-neutro; γ_μ, γ_5 sono le matrici di Dirac; q_i rappresenta la carica, A_i, V_i sono le costanti di accoppiamento, ψ_i sono le funzioni d'onda e θ_W è l'angolo di mixing debole (angolo di Weinberg) e rappresenta un parametro fondamentale del Modello Standard. L'indice i varia sui tre tipi di fermioni: l'elettrone ($q_e = -1, V_e = -\frac{1}{2} - 2 \sin^2 \theta_W, A_e = -\frac{1}{2}$), il quark up ($q_u = \frac{2}{3}, V_u = \frac{1}{2} - \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W, A_u = \frac{1}{2}$) ed il quark down ($q_d = -\frac{1}{3}, V_d = -\frac{1}{2} + \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W, A_d = -\frac{1}{2}$).

La violazione di parità ha la sua origine nella natura vettore-pseudo vettore (V-A) dell'in-

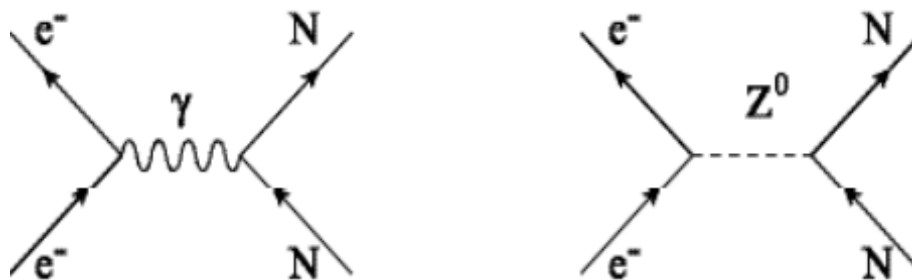


Figura 1.3: A sinistra: i fotoni virtuali mediano l'interazione elettromagnetica dell'elettrone con il nucleo. A destra: scambio diretto di bosoni virtuali Z^0 tra il nucleo N e l'elettrone e^- .

terazione debole per la quale il bosone di gauge Z^0 accoppia la componente vettoriale (indipendente dallo spin) di una particella con la componente pseudo vettoriale (dipendente dallo spin) dell'altra particella interagente. Essendo la componente pseudo vettoriale dipendente dallo spin della particella, il contributo dovuto all'accoppiamento pseudo vettore elettronico - vettore adronico domina su quello vettore elettronico - pseudo vettore adronico. Infatti la

componente pseudo vettoriale adronica è proporzionale allo spin del nucleo mentre la componente vettoriale adronica non dipende dallo spin, quindi tutti i quarks danno il loro contributo coerentemente. La carica debole, Q_W , è la somma coerente dei contributi all'interazione debole dai $2Z + N$ quarks up e dai $2N + Z$ quarks down nel nucleo:

$$Q_W(Z, N) = -2[(2Z + N)C_V^u + (2N + Z)C_V^d]. \quad (1.4)$$

Le costanti di accoppiamento vettoriali C_V^u e C_V^d sono date nel MS (a livello albero) da:

$$\begin{cases} C_V^u = \frac{1}{2} - \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W \\ C_V^d = -\frac{1}{2} + \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \end{cases} \quad (1.5)$$

quindi:

$$Q_W(Z, N) = -N + Z[1 - 4 \sin^2(\theta_W)], \quad (1.6)$$

con N il numero di neutroni, Z il numero atomico e θ_W l'angolo di Weinberg. Sostituendo il valore numerico di $\sin^2 \theta_W = 0.23116(12)$ [10] calcolato all'energia dello Z^0 nell'espressione per Q_W :

$$Q_W \approx Z(0.07) - N. \quad (1.7)$$

Quindi, la carica nucleare debole ha una più forte dipendenza dal numero di neutroni che di protoni nel nucleo.

L'interazione tra il nucleo e l'elettrone, che viola la parità, comporta un mixing degli stati elettronici con opposta parità, in particolare tra gli stati S e P. Ad esempio, uno stato S viene ad ottenere, a causa dell'interazione, una piccola parte dello stato P (tipicamente per atomi pesanti dell'ordine di 10^{-11}) permettendo quindi una transizione di dipolo tra due stati S che altrimenti sarebbe negata. La frazione di stato P in uno stato S è proporzionale alla carica debole Q_W per l'elemento di matrice atomica. Questo elemento di matrice deve essere ricavato da calcoli teorici che risultano essere più semplici per atomi alcalini. L'interazione scala più velocemente di Z^3 ed è quindi favorita negli atomi più pesanti [11]. Questo può essere spiegato nel seguente modo: un nucleo più pesante ha più nucleoni che possono scambiare uno Z^0 , l'elettrone inoltre risulta avere una lunghezza orbitale inferiore dovuta alla maggiore attrazione elettrica ed inoltre la sua quantità di moto è tale da favorire effetti relativistici. Eseguire una misura di APNC per differenti isotopi di un alcalino pesante può portare ad eliminare alcune delle incertezze nei calcoli teorici.

Un altro effetto di APNC, in aggiunta a quello di scambio diretto di Z^0 virtuali, nasce dall'interazione elettrodebole all'interno del nucleo che influenza la struttura atomica attraverso l'interazione elettromagnetica tra il nucleo stesso e gli elettroni. Gli effetti di non conservazione della parità, che si creano all'interno del nucleo, danno luogo ad un momento elettromagnetico, di contatto, proporzionale allo spin nucleare, che viola la parità, detto *momento di anapolo*

nucleare (MAN). L'interazione elettromagnetica dell'elettrone con il momento di anapolo dà luogo ad un effetto osservabile di APNC. Tale effetto è dipendente dallo spin nucleare essendo proporzionale al prodotto dello spin stesso con il momento angolare elettronico (analogamente all'interazione iperfine).

L'effetto APNC dovuto al MAN è minore di quello del semplice scambio di Z^0 , in quanto richiede un ulteriore termine dato dall'interazione elettromagnetica, che scala come la costante di struttura fine α , oltre a quella debole. Comunque il MAN scala con il numero di massa A secondo $A^{\frac{2}{3}}$, quindi risulta essere l'interazione dipendente dallo spin che domina per atomi con masse superiori a ≈ 20 [12].

Per gli atomi pesanti, studiati nell'ambito di esperimenti di APNC, l'interazione indipendente dallo spin nucleare risulta essere maggiore di quella dovuta al MAN di un fattore ~ 100 . Le interazioni tra correnti cariche adroniche possono essere studiate in decadimenti con cambiamento di stranezza o charm; le interazioni neutre possono essere studiate solo in interazioni nucleone-nucleone, dove la violazione di parità dà modo di separare la componente debole da quella forte ed elettromagnetica che prevalgono. La misura del MAN offre una possibilità unica per fare un test di questa interazione. Wood et al. [13] hanno fatto una misura del MAN su atomi di cesio, ottenendo risultati in ottimo accordo con i calcoli teorici. Queste misure richiedono di determinare la dipendenza della APNC dallo spin nucleare e quindi precisione estrema. Poichè il MAN scala come $A^{\frac{2}{3}}$, gli atomi più pesanti sono favoriti per future misure. Si può quindi scrivere l'Hamiltoniana non conservante la parità come somma di tre termini:

$$H_{APNC} = H_{APNC}^{QW} + H_{APNC}^{spin} + H_{APNC}^{anapole}, \quad (1.8)$$

il primo termine proviene dall'accoppiamento vettore adronico - pseudo vettore elettronico, che è dominante, il secondo termine dipende dallo spin nucleare e viene dall'accoppiamento pseudo vettore adronico - vettore elettronico e l'ultimo termine è dovuto al momento di anapolo nucleare. L'interazione PNC dominante è data da:

$$H_{APNC}^{QW} = -\frac{G_F}{2\sqrt{2}} Q_W \gamma_5 \rho_N(\mathbf{r}), \quad (1.9)$$

che, nel limite non relativistico diventa [11]:

$$H_{APNC}^{QW} = \frac{G_F}{4\sqrt{2}} Q_W \frac{\bar{\sigma}_e \cdot \mathbf{p}_e}{m_e c} \rho_N(\mathbf{r}) + \text{h.c.}, \quad (1.10)$$

dove G_F è la costante di fermi, γ_5 la matrice di Dirac, $\rho_N(\mathbf{r})$ la densità di massa nucleare, m_e massa dell'elettrone, $\bar{\sigma}_e$ lo spin dell'elettrone, \mathbf{p}_e la quantità di moto dell'elettrone e h.c. l'hermitiano coniugato.

H_{APNC}^{QW} è il prodotto scalare di uno pseudo vettore, $\bar{\sigma}_e$, che non cambia segno sotto trasformazione di parità ed un vettore polare, \mathbf{p}_e , che cambia segno: si ottiene uno pseudo scalare che è dispari sotto parità. Questo introduce il termine dispari nella Eq. 1.1.

Negli anni '70 l'osservazione della APNC aveva una particolare rilevanza, in quanto avrebbe dimostrato l'esistenza del bosone Z^0 . Essendo la massa dello Z^0 molto elevata rispetto alle energie in gioco a livello atomico, l'effetto di APNC è tuttora molto difficile da rivelare. Pur avendo osservato lo Z^0 al CERN di Ginevra, gli esperimenti di APNC sono ancora oggi importanti, in quanto possono confermare il MS o porre limiti a sue estensioni per scale di energie basse e quindi ottenere risultati complementari a quelli che si hanno da esperimenti ad alte energie [14]; così come una discrepanza dal valore di carica debole per un particolare isotopo, potrebbe indicare nuova fisica non contenuta nel MS.

Inoltre, la precisione attualmente ottenibile in esperimenti di APNC permette di studiare la struttura nucleare e le interazioni nucleari [12].

1.4 Esperimenti di APNC

L'ampiezza A_{APNC} di una transizione che viola la conservazione della parità è troppo piccola rispetto all'ampiezza A_{em} di una tipica transizione elettromagnetica, per poter essere osservata direttamente ($A_{APNC}/A_{em} < 10^{-5}$) [15]. Per questo negli esperimenti di APNC si misura l'interferenza S , in una stessa transizione, tra l'ampiezza A_{APNC} che viola la parità e quella A_{PC} che non la viola:

$$S \propto |A_{PC} + e^{i\theta} A_{APNC}|^2 \approx |A_{PC}|^2 - 2 \sin \theta A_{PC} A_{APNC}, \quad (1.11)$$

dove $e^{i\theta}$ è la fase tra A_{PC} e A_{APNC} . Il termine $|A_{PC}|^2$ domina il rate di transizione ed è invariante per inversione delle coordinate spaziali mentre quello di interferenza $-2 \sin \theta A_{PC} A_{APNC}$ cambia segno. Questa proprietà rende quindi possibile la distinzione tra le due ampiezze A_{PC} e A_{APNC} .

La differenza ΔR nel valore del rate di transizione R per inversione delle coordinate spaziali, diviso per il rate totale (approssimabile a $|A_{PC}|^2$), è dato da:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{4 \sin \theta A_{APNC}}{A_{PC}}. \quad (1.12)$$

Questo metodo sperimentale è detto di *interferenza di Stark* poichè la transizione elettromagnetica che conserva la parità è ottenuta applicando un campo elettrico esterno continuo che rende possibile una transizione di dipolo elettrico E1 tra i due stati atomici coinvolti.

Il metodo è applicabile anche scegliendo come transizione che conserva la parità una transizione M1 ed in tal caso è detto di *rotazione ottica* in quanto in questo tipo di esperimenti si misura la rotazione nella polarizzazione di un fascio di luce incidente sul campione di atomi.

Per la realizzazione di un esperimento di APNC si devono fare le seguenti scelte:

- la scelta della transizione che conserva la parità con ampiezza A_{PC} con la quale fare

interferire la transizione che viola la parità. In generale la scelta è tra una transizione E1 o M1,

- la scelta della specie atomica, indirizzata dal fattore Z^3 che favorisce l'ampiezza dell'effetto di APNC. Inoltre l'atomo deve possedere un'appropriata transizione per effettuare la misura; in particolare per tali transizioni devono esistere dei laser con frequenze sintonizzabili e con potenza sufficientemente elevata. In aggiunta, se la rivelazione è sulla fluorescenza emessa, come negli esperimenti con effetto Stark indotto, la lunghezza d'onda della luce di fluorescenza deve essere diversa da quella del laser di eccitazione. Come ultimo parametro da considerare, la struttura atomica deve essere la più semplice possibile.

L'attenzione è attualmente rivolta agli atomi alcalini pesanti quali Cesio e Francio in quanto presentano una struttura elettronica semplice ed appropriate transizioni atomiche.

1.4.1 Risultati con il Cesio

Nel Cs, il livello fondamentale $6S$ e quello eccitato $7S$ hanno due sottolivelli iperfini $F = 3$ e $F = 4$. In presenza di un campo elettrico \mathbf{E} , un campo magnetico, un campo di radiazione laser con vettore di propagazione \mathbf{K} e polarizzazione ϵ , l'ampiezza $A_{6S \rightarrow 7S}$ per la transizione $6S \rightarrow 7S$, $F = \pm 1$ è:

$$A_{6S \rightarrow 7S} = [i\beta(\mathbf{E} \times \epsilon) + M1(\mathbf{K} \times \epsilon) + E1_{APNC}\epsilon] \cdot \langle F'm'_F | \bar{\sigma} | Fm_F \rangle, \quad (1.13)$$

dove $M1$ è l'ampiezza di dipolo magnetico e $\bar{\sigma}$ è il vettore delle matrici di Pauli. Il tensore di polarizzabilità β caratterizza la grandezza dell'ampiezza di dipolo elettrico indotto tramite effetto Stark; $E1_{APNC}$ è l'elemento di matrice dato da:

$$Im(E1_{APNC}) \equiv \langle \overline{7S} | \mathbf{D} | \overline{6S} \rangle = \frac{Q_W}{N} k_{APNC}, \quad (1.14)$$

dove $|\overline{nS}\rangle$ è uno stato $|nS\rangle$ nel quale la parte di Hamiltoniana che viola la parità (H_{APNC}) ha mescolato una frazione dello stato $|nP\rangle$, \mathbf{D} è l'operatore di dipolo elettrico, N il numero di neutroni e k_{APNC} è un fattore di forma atomico che deve essere calcolato teoricamente.

I calcoli atomici sono quindi indispensabili per estrarre dalla misura sperimentale il valore di Q_W e quindi per effettuare il test del M.S.. Wood et al. [13] hanno eseguito una misura della grandezza $Im(E1_{APNC})/\beta$ su un fascio atomico di ^{133}Cs ottenendo il seguente valore:

$$\frac{Im(E1_{APNC})}{\beta} = 1.5935(56) \text{ mV/cm}. \quad (1.15)$$

Grazie ai lavori di Blundell et al. [16] e di Dzuba et al. [14] sulla relativa teoria atomica, è stato possibile determinare la carica debole $Q_W(Z,N)$ del ^{133}Cs :

$$Q_W^{exp}(55, 78) = -72.11(27)_{exp}(89)_{th}, \quad (1.16)$$

dove il primo errore è dovuto alle condizioni sperimentali mentre il secondo deriva dalle incertezze nella teoria atomica. Questo risultato non è in accordo con il valore previsto teoricamente dal MS [17]:

$$Q_W^{MS} = -73.09(3). \quad (1.17)$$

Misure più precise, condotte da Bennett e Wieman [18], hanno portato ad un nuovo valore, comprensivo di una nuova valutazione dell'errore sui calcoli teorici:

$$Q_W^{exp}(55, 78) = -72.06(28)_{exp}(34)_{th}. \quad (1.18)$$

Questo nuovo valore è in disaccordo con il valore previsto dal MS di 2.3σ . Nel 2000, Derevianko [19] introdusse nel calcolo di $Q_W^{exp}(55, 78)$ l'effetto dell'interazione di Breit nella struttura atomica e una correzione per la distribuzione dei neutroni ottenendo il seguente valore:

$$Q_W^{exp}(55, 78) = -72.65(28)_{exp}(34)_{th}, \quad (1.19)$$

che si discosta da Q_W^{MS} di 1.2σ .

Negli anni 2000 - 2010 ulteriori miglioramenti nei calcoli atomici (ad es. tenendo conto della polarizzazione del vuoto) hanno condotto al valore [20]:

$$Q_W^{exp}(55, 78) = -73.16 \pm 0.29_{exp} \pm 0.20_{th}, \quad (1.20)$$

mentre il Modello Standard fornisce [10]

$$Q_W = -73.16 \pm 0.03. \quad (1.21)$$

Dopo essere partiti con un disaccordo di 2.5σ si è quindi ottenuto un perfetto accordo con le previsioni del Modello Standard a seguito di calcoli atomici più accurati. La situazione non è completamente soddisfacente dal punto di vista sperimentale, in quanto la previsione teorica è stata ottenuta a misura effettuata. Ripetere la misura con un atomo diverso è quindi particolarmente importante.

1.4.2 Esperimenti di APNC con il Francio

L'ampiezza prevista dell'effetto di APNC nella transizione $7S \rightarrow 8S$ del francio è circa 18 volte più grande [21] di quella della transizione $6S \rightarrow 7S$ del cesio con il quale sono state effettuate le misure più precise. Grazie a ciò, ci si attende una riduzione significativa dell'errore sperimentale.

Le principali fonti di errore sono:

- incertezze sperimentali, casuali e sistematiche,
- calcoli della struttura teorica,

- influenza della struttura nucleare.

Supponendo condizioni sperimentali uguali a quelle del Cs, compreso il numero degli atomi del campione sul quale si effettua la misura, il rapporto segnale-rumore è 18 volte maggiore con il Fr rispetto al Cs. Per la carica debole prevista per il Fr significa un'incertezza sperimentale di circa ± 0.25 . Riguardo la struttura nucleare, il suo effetto è da considerare negli atomi pesanti dove la funzione d'onda elettronica varia nel volume nucleare in modo sufficiente ad influenzare i risultati [22]. La quantità rilevante è il rapporto rispettivamente tra il raggio della distribuzione neutronica e quella protonica. Quest'ultima è generalmente conosciuta con maggiore precisione. Con il Fr, comunque, non si possono produrre bersagli sui quali eseguire misure di scattering e quindi anche la distribuzione protonica deve essere ottenuta da calcoli teorici: sono importanti quindi i dati ottenuti con metodi di spettroscopia atomica e nucleare. Data l'interazione coerente degli elettroni con i quarks nel nucleo, la APNC determina una certa combinazione lineare degli accoppiamenti tra elettrone e quark up, C_{1u} e tra elettrone e quark down, C_{1d} . Il risultato dipende dal rapporto tra il numero di neutroni e quello di protoni e si ha $Q_W \sim (C_{1u} + 1.12C_{1d})$. Questo è praticamente ortogonale alla combinazione $C_{1u} - 0.5C_{1d}$ che è misurata nei classici esperimenti di scattering inelastico e-D a SLAC [23]. Lo scattering e-C, misurato a Bates è sensibile a $C_{1u} + C_{1d}$ [24] (Fig. 1.4).

Un modo per ridurre i limiti dovuti alla teoria atomica, consiste nel misurare rapporti isotopici dell'APNC [17] in quanto Q_W è maggiormente sensibile al numero di neutroni. La maggior parte dell'incertezza dovuta alla teoria atomica si cancella in questi rapporti:

$$\frac{A_{APNC}(N')}{A_{APNC}(N)} = \frac{Q_W(N')}{Q_W(N)}, \quad (1.22)$$

con A_{APNC} l'ampiezza della transizione che non conserva la parità.

Nel francio non è difficile effettuare la misura per differenti isotopi una volta che l'APNC sia stata misurata per uno. Quindi, poichè la teoria atomica si cancella, è vantaggioso usare elementi con un maggiore numero di isotopi (per ottenere rapporti isotopici) e con maggiore effetto APNC. L'alta precisione dei dati relativi all'esperimento con il Cs dimostra come l'APV sia complementare a misure a più alta energia per testare interazioni fondamentali e mettere vincoli alla nuova fisica oltre il MS (Fig.1.5).

1.4.3 Il Francio

Il francio è il più pesante tra gli atomi alcalini ($Z=87$). Fu scoperto da Marguerite Perey dell'Istituto Curie di Parigi [11] nel 1939. Dei primi 101 elementi, esso è il più instabile.

Attualmente sono stati identificati 34 isotopi del francio. Quelli con masse comprese tra 204 e 213 sono stati scoperti prima del 1964, gli altri successivamente. Gli isotopi di Fr a emivita maggiore sono il ^{223}Fr con tempo di dimezzamento $T_{\frac{1}{2}} = 22$ min e il ^{212}Fr con $T_{\frac{1}{2}} = 20$ min. Il

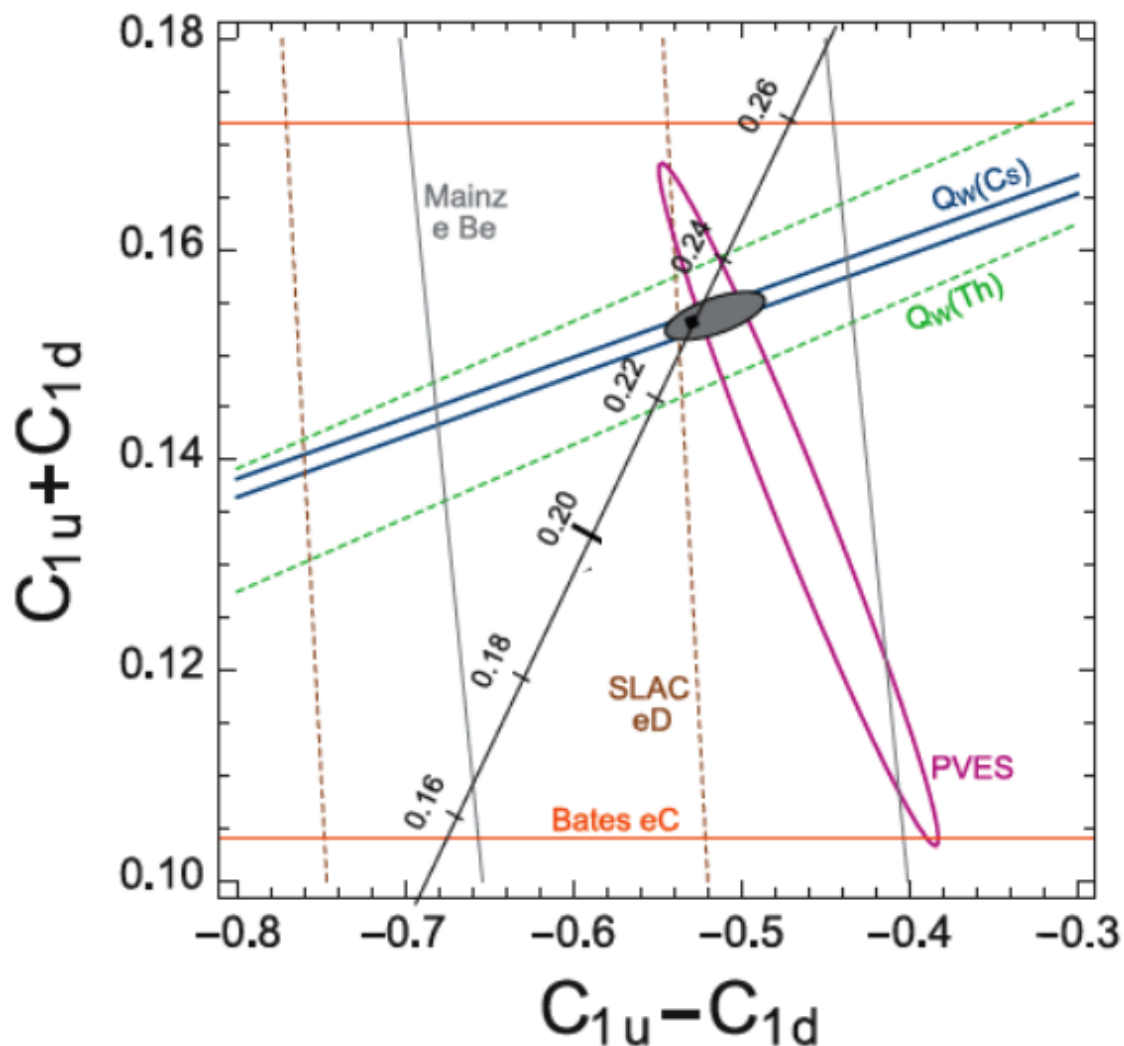


Figura 1.4: Risultati sperimentali nel piano $(C_{1u} - C_{1d}), (C_{1u} + C_{1d})$.

^{209}Fr , il ^{210}Fr e il ^{211}Fr hanno tempi di dimezzamento dell'ordine di minuti (rispettivamente 50 sec, 3.2 min, 3.1 min).

Studi dettagliati sui prodotti di decadimenti di elementi radioattivi presenti in natura, hanno dimostrato che gli isotopi del Fr sono prodotti intermedi di certe catene radioattive. Il ^{223}Fr è un prodotto della catena actinio-uranio (è il risultato del decadimento alfa del ^{227}Ac); una tonnellata di uranio naturale contiene $3.8 \times 10^{-10}\text{g}$ di ^{223}Fr . Il ^{221}Fr è un membro della serie del nettunio (Np); essendo conosciuta l'abbondanza di ^{237}Np nei minerali di uranio si può stimare la presenza all'equilibrio di $1.0 \times 10^{-17}\text{g}$ di ^{221}Fr .

L'isotopo ^{224}Fr è un membro della catena del torio, ma ha una vita media troppo breve. Si può quindi fare una stima della quantità di francio all'equilibrio, nella crosta terrestre, ottenendo il valore di 25-30 gr. Contrariamente a molti elementi prodotti artificialmente (Pu, Np, Tc, Pm),

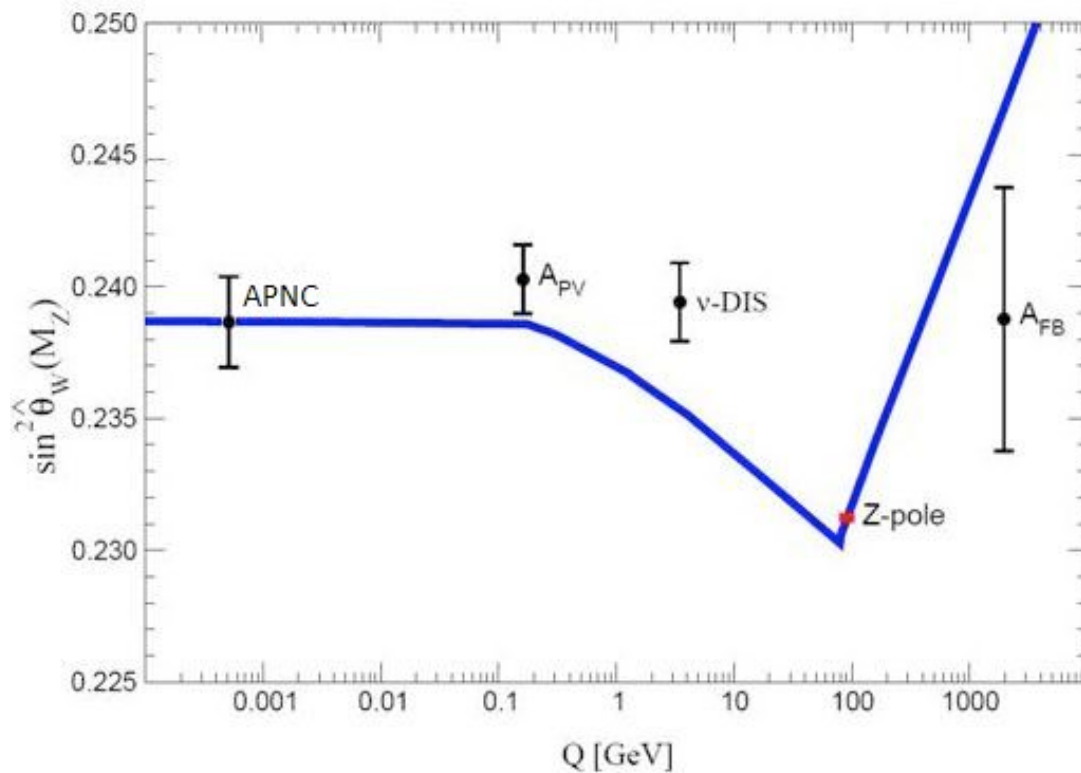


Figura 1.5: Dipendenza di scala dell'angolo di mixing debole $\sin^2(\theta)_W(M_Z)$ definito nel MS.

il Fr non è mai stato ottenuto in una quantità significativa a causa della breve emivita di tutti i suoi isotopi. Quindi tutte le sue proprietà chimiche e fisiche sono state studiate con campioni piccolissimi, tipicamente $\leq 10^{-15}$ g. Molte delle sue proprietà possono essere dedotte dalla sua posizione nella tavola periodica, che fa sì che siano molto simili a quelle di metalli alcalini come il Cs o il Rb. A causa della sua instabilità, il Fr è un tipico caso nel quale è necessario effettuare la spettroscopia on-line. Non esistendo isotopi stabili per avere riferimenti, servì molto tempo e potenti sorgenti di francio per osservarne finalmente, nel 1978, una transizione ottica. Tale risultato fu ottenuto dal gruppo di Liberman al CERN usando il separatore di massa ISOLDE [25]. Nel successivo decennio, la collaborazione misurò le energie delle transizioni per le quali fosse possibile la spettroscopia laser [26]. Studi sulla struttura iperfine del francio, condotti sempre ad ISOLDE, hanno rivelato informazioni sulla struttura nucleare per gli isotopi con masse tra 207 e 213 e tra 220 e 228 [27]. Negli anni '90 i gruppi di Stony-Brook e quello di Boulder hanno effettuato importanti misure. Il primo gruppo ha intrappolato, per la prima volta, nel 1995, un campione di atomi di ^{210}Fr in una trappola magneto ottica, dando il via a misure sistematiche di vite medie, splitting iperfini e livelli energetici. Il gruppo di Boulder ha sviluppato metodi ad alta efficienza per la spettroscopia del ^{223}Fr utilizzando

sorgenti di attinio.

1.4.4 Intrappolamento Ottico

L'utilizzo del francio per l'esecuzione di esperimenti di APNC e di decadimenti nucleari presenta molti vantaggi:

- la sua struttura elettronica è semplice;
- la APV ha una forte dipendenza da Z ed il francio è il più pesante degli atomi alcalini;
- gli effetti relativistici aumentano l'effetto di APV che risulta 18 volte maggiore per il Fr rispetto al Cs;
- il Fr esiste in molti isotopi ed è possibile il confronto dei rapporti isotopici dell'APV.

Per contro :

- il Fr deve essere prodotto per reazione nucleare poichè sul pianeta in ogni istante non ci sono più di 30 gr di tale elemento;
- non ci sono isotopi stabili per il Fr e questi presentano breve emivita (la più lunga è riferita al ^{223}Fr ed è di 22 min).

La breve emivita può limitare le misure, si rende quindi necessario il confinamento di un numero elevato di tali atomi in un volume piccolo (tipicamente qualche mm^3), questo perchè i rate di produzione ottenibili per il Fr ($\sim 10^6 - 10^9$ atomi/s) sono diversi ordini di grandezza inferiori a quelli ottenibili con atomi stabili (10^{12} atomi/s con il ^{133}Cs); inoltre per esperimenti che utilizzano questo elemento la produzione deve essere fatta in linea.

Nel capitolo successivo vengono descritte le tecniche di raffreddamento ed intrappolamento tramite laser, per mezzo delle quali gli atomi raffreddati possono essere confinati in trappole magneto ottiche (MOT); si ottengono così campioni atomici con velocità molto basse e densità elevate, necessari per misure di APNC competitive con quelle ottenute con il ^{133}Cs ed ideali per esperimenti di spettroscopia ad alta risoluzione, dove l'utilizzo di atomi raffreddati consente di ridurre drasticamente le cause di allargamento delle righe atomiche, fino al limite della loro larghezza naturale (Doppler-free).

1.5 La Trappola Magneto Ottica

Le tecniche di raffreddamento laser e confinamento di atomi hanno dato negli ultimi decenni un grosso impulso alla fisica atomica. In un gas gli atomi si muovono in tutte le direzioni con velocità dipendenti dalla temperatura; a temperatura ambiente la loro velocità è ~ 100 m/s .

Tramite il controllo della velocità e della posizione degli atomi e il raffreddamento del gas atomico, si può disporre di campioni atomici con velocità molto basse e densità elevate, ideali per esperimenti di spettroscopia ad alta risoluzione, di fisica delle collisioni e di ottica atomica. In particolare, l'utilizzo di campioni di atomi radioattivi permette di effettuare test di precisione del MS.

Le tecniche di raffreddamento impiegate dipendono dalla natura delle particelle. Per particelle cariche si possono utilizzare tecniche che sfruttano interazioni elettromagnetiche come il raffreddamento stocastico e quello tramite fasci di elettroni. Per atomi neutri il metodo basato sulle loro collisioni con le pareti di un contenitore freddo è limitato a temperature al di sopra di quella di condensazione del gas. La tecnica di raffreddamento più efficace si è rivelata essere quella dell'interazione degli atomi con la radiazione laser. In particolare la realizzazione della Trappola Magneto-Ottica (MOT) ha reso possibile ottenere campioni di atomi a temperature $\sim 100 \mu\text{K}$ e densità $\sim 10^{10}$ atomi/cm³ in un volume di qualche mm³, condizioni corrispondenti ad una densità nello spazio delle fasi di 10 ordini di grandezza più alta che a temperatura ambiente. Inoltre è possibile polarizzare completamente gli atomi intrappolati. Il tempo durante il quale gli atomi restano intrappolati dipende da molti fattori, come discusso nel capitolo successivo, tra cui il valore della pressione residua nella cella di intrappolamento; in generale si raggiungono tempi dell'ordine di alcuni minuti.

1.5.1 Molasse Ottiche

Negli anni '70 fu proposta l'idea che la *forza spontanea* ovvero la pressione di radiazione esercitata da sorgenti laser, con frequenza appropriata, su sistemi di atomi o ioni, può essere utilizzata per restringere le distribuzioni di velocità di tali sistemi e quindi raffreddarli [28] [29].

Negli esperimenti eseguiti da Phillips e Metcalf si è ottenuta la prima dimostrazione del rallentamento di fasci atomici a temperature di 1/100 di K [30].

L'utilizzo di sei fasci laser contropropaganti lungo le tre direzioni ortogonali ha reso possibile la realizzazione delle "*molasse ottiche*" ovvero sistemi atomici raffreddati nelle tre dimensioni [31]. Il principio di funzionamento è quello del *raffreddamento Doppler* descritto in seguito. Nelle molasse ottiche si ottengono temperature molto basse, dell'ordine del μK , ma non c'è il confinamento spaziale.

Per raffreddare ed intrappolare un sistema di particelle è necessaria una forza che dipenda sia dalla posizione sia dalla velocità (per richiamare gli atomi verso il centro della trappola). Nel 1986 J. Dalibard propose la costruzione di una trappola per atomi neutri usando un campo magnetico debole, spazialmente disomogeneo sugli atomi per fornire una forza dipendente dalla posizione; portando nelle tre dimensioni questo schema Raab et al. [32] hanno realizzato la prima MOT nella quale sono stati intrappolati 10^7 atomi di Na ad una temperatura dell'ordine di 1 mK e con densità di 10^{10} atomi/cm³.

1.5.2 Temperature Caratteristiche nei Processi di Raffreddamento Laser

Nel raffreddamento laser il campione di atomi considerati non ha scambi di calore con l'ambiente esterno in senso proprio ed è il processo continuo di assorbimento e riemissione di fotoni a comportare cambiamenti all'ambiente stesso. Sebbene il sistema non sia propriamente in uno stato di equilibrio termico, è comunque in un ben preciso stato di equilibrio, per cui si può assegnare una temperatura ad un sistema la cui energia cinetica media $\langle E_k \rangle$ è:

$$\langle E_k \rangle = \frac{1}{2} k_B T, \quad (1.23)$$

con k_B costante di Boltzmann.

Si definiscono di seguito dei particolari valori di temperature relativi al processo di raffreddamento laser.

Consideriamo un atomo la cui velocità corrisponda al limite dell'assorbimento della luce con la quale interagisce (a causa dell'effetto Doppler). Questa velocità $v_c \equiv \gamma/k \sim 1\text{m/s}$ ha come corrispondente temperatura

$$k_B T_c \equiv \frac{M\gamma^2}{k^2}, \quad (1.24)$$

dove M è la massa della particella e γ la larghezza della riga di assorbimento della particella. T_c è tipicamente dell'ordine di qualche mK. Un'altra temperatura caratteristica è quella che caratterizza energie associate alla larghezza naturale di una transizione atomica:

$$k_B T_D \equiv \frac{\hbar\gamma}{2}. \quad (1.25)$$

Poichè corrisponde al limite teorico relativo a processi di raffreddamento viene detta limite Doppler ed è dell'ordine di qualche centinaio di μK . Associata a questa temperatura è la velocità in una dimensione $v_D = \sqrt{\frac{k_B T_D}{M}} \sim 30\text{cm/s}$. Considerando l'energia associata ad un singolo rinculo dell'atomo, dovuto all'assorbimento o all'emissione di un fotone, la velocità è $v_r = \hbar k/M$ e la corrispondente temperatura definita *limite di rinculo* è

$$k_B T_r \equiv \frac{(\hbar k)^2}{M}. \quad (1.26)$$

Questa è considerata il limite inferiore per i processi di raffreddamento laser; è tipicamente dell'ordine di qualche μK e corrisponde ad una velocità $v_r \sim 1\text{ cm/s}$.

1.5.3 La Forza Spontanea

Detta anche forza di scattering o pressione di radiazione, la *forza spontanea* esercitata da un campo di radiazione laser su una particella è il risultato di ripetuti cicli di assorbimento-emissione spontanea. L'assorbimento di un fotone comporta una modifica nella quantità di moto della particella pari a $\hbar\mathbf{k}$, dove \mathbf{k} è il vettore d'onda della radiazione laser. Quando questa eccitazione è seguita dal processo di emissione stimolata la particella riemette un fotone con lo stesso

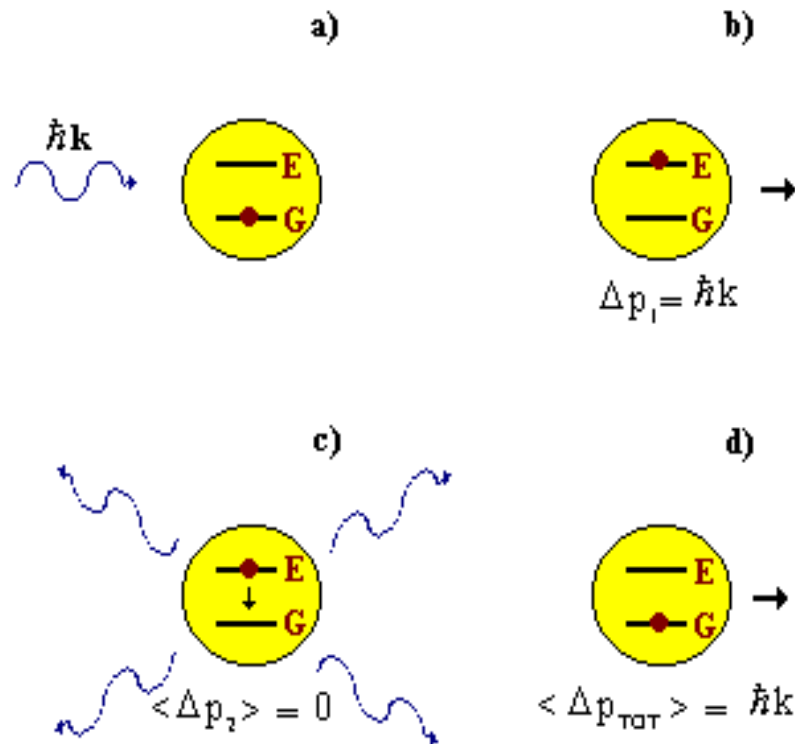


Figura 1.6: I processi che generano la forza spontanea. I ripetuti cicli di assorbimento a) e b), e di emissione spontanea c), portano ad un contributo medio dell'impulso nella direzione del fascio laser, d).

vettore d'onda di quello assorbito e quindi il risultato finale è che non c'è trasferimento netto d'impulso. Quando invece la diseccitazione avviene tramite il processo di emissione spontanea, il fotone viene emesso seguendo una distribuzione isotropa e quindi il contributo netto alla variazione della quantità di moto dovuto alla diseccitazione, mediato su un gran numero di cicli, risulta essere trascurabile; resta il contributo dovuto al processo di assorbimento che comporta una variazione della quantità di moto della particella nella direzione del vettore d'onda della radiazione laser. La *forza spontanea* è quindi il risultato di ripetuti trasferimenti di quantità di moto dal campo di radiazione laser alla particella attraverso il meccanismo esposto. Figura 1.6 illustra i processi sopra descritti.

Per ogni ciclo di assorbimento-emissione spontanea si ha un cambiamento medio nella velocità della particella pari a

$$\Delta \mathbf{v} = \mathbf{v}_r = \hbar \mathbf{k} / M, \quad (1.27)$$

con M massa della particella. Poichè $v_r \simeq$ qualche cm/s, per ottenere una riduzione sensibile nella velocità si deve avere un elevato numero di cicli di assorbimento e quindi è essenziale che la transizione sia ciclica in modo che l'atomo ritorni allo stesso stato per poi essere di nuovo eccitato dalla radiazione laser. In un sistema atomico ideale a due livelli, la forza spontanea \mathbf{F}_{sp} è data dal prodotto dell'impulso di un fotone per il rate di fluorescenza R_{sp} :

$$\mathbf{F}_{sp} = \hbar \mathbf{k} R_{sp}. \quad (1.28)$$

R_{sp} a sua volta è dato dal prodotto della probabilità (p_e) di trovare un atomo nello stato eccitato per il rate di decadimento (γ) nello stato iniziale. Risolvendo le equazioni di Bloch relative al sistema si trova l'espressione per p_e , che dipende dalla potenza del campo di radiazione laser disponibile per l'eccitazione degli atomi (indicata dal parametro S_0) e riproduce l'andamento lorentziano della probabilità di eccitazione. Si ha quindi:

$$R_{sp} = \gamma p_e = \frac{\gamma}{2} \frac{S_0}{1 + S_0 + \left(\frac{2\Delta'}{\gamma}\right)^2}, \quad (1.29)$$

dove Δ' è lo spostamento della frequenza del laser da quella di risonanza dell'atomo nel proprio sistema di riferimento e $S_0 = I/I_{sat}$ è il rapporto tra l'intensità del fascio laser e l'intensità di saturazione della transizione che è tipicamente dell'ordine di qualche mW/cm².

I_{sat} è definito:

$$I_{sat} = \frac{\pi \hbar c \gamma}{3\lambda^3}, \quad (1.30)$$

e corrisponde all'energia di un fotone $\hbar\omega$ ogni due vite medie $2/\gamma$ su un'area pari alla sezione d'urto radiativa $\sigma = 3\lambda^2/2\pi$. L'Eq. 1.29 si può scrivere:

$$R_{sp} = \frac{\gamma}{2} \frac{S_0}{1 + S_0} \frac{1}{1 + (2\Delta'/\gamma')^2}, \quad (1.31)$$

definendo in questo modo la larghezza di linea allargata:

$$\gamma' \equiv \gamma \sqrt{1 + S_0}. \quad (1.32)$$

Poichè la condizione di risonanza tra il laser e un atomo con il quale interagisce dipende dalla velocità \mathbf{v} di quest'ultimo, per effetto Doppler, \mathbf{F}_{sp} può essere scritta:

$$\mathbf{F}_{sp} = \hbar \mathbf{k} \frac{\gamma}{2} \frac{S_0}{1 + S_0 + \left[\frac{2(\Delta - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v})}{\gamma}\right]^2}, \quad (1.33)$$

dove

$$\Delta' = \Delta - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}, \quad (1.34)$$

e

$$\Delta = \omega_{laser} - \omega_0, \quad (1.35)$$

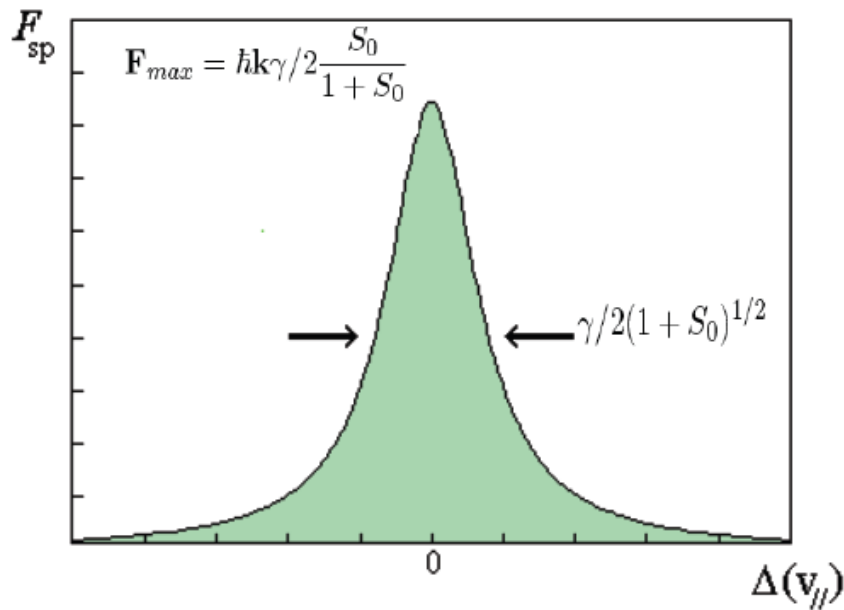


Figura 1.7: Andamento della forza spontanea in funzione della differenza di frequenza tra radiazione laser e transizione atomica.

con ω_0 frequenza di risonanza dell'atomo nel proprio sistema di riferimento e ω_{laser} frequenza del laser. L'andamento del modulo di \mathbf{F}_{sp} in funzione di Δ' è mostrato in Fig. 1.7. Per valori sufficientemente alti di S_0 tale forza ha un valore massimo

$$M\mathbf{a}_{max} = \mathbf{F}_{max} = \hbar \mathbf{k} \gamma / 2 \quad (1.36)$$

che è limitato dal tempo di decadimento dal livello eccitato e dalla probabilità massima, pari a $1/2$, dell'atomo di trovarsi nello stato eccitato. Per alte intensità della radiazione laser ($S_0 > 1$) assumono importanza altre forze sugli atomi dovute ai processi di emissione stimolata che non producono un netto trasferimento della quantità di moto.

La forza spontanea è non nulla per un ristretto intervallo di velocità per il quale la radiazione laser, per effetto Doppler, è in risonanza con la linea di transizione degli atomi allargata per effetto della potenza della radiazione stessa:

$$|\Delta - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}| \leq \frac{\gamma}{2} \sqrt{1 + S_0} \equiv \frac{\gamma'}{2}. \quad (1.37)$$

1.5.4 Tecnica di Raffreddamento ed Intrappolamento

Poichè la forza spontanea dipende dalla velocità (secondo l'Eq. 1.33), essa può essere utilizzata per decelerare e raffreddare sistemi atomici. Per l'Eq. 1.37 solo una parte della distribuzione di velocità degli atomi risente della forza. Inoltre, rallentando gli atomi, questi escono dalla

condizione di risonanza. Condizione essenziale è il mantenimento di $|\Delta - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}| \ll \gamma$ durante il processo di decelerazione. Questo può essere ottenuto variando lo spostamento Doppler $\omega_D = \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$ oppure variando $\Delta = \omega_{laser} - \omega_0$. A tal fine, per i fasci atomici è possibile variare la frequenza del laser in modo consistente con il rallentamento degli atomi per mantenere la condizione citata [33]. Un altro metodo consiste nel variare ω_0 con un campo magnetico dipendente dallo spazio in modo che lo spostamento Zeeman dei due livelli della transizione mantenga la condizione di risonanza [30].

In generale, per raffreddare un sistema atomico ed ottenere una distribuzione di velocità stazionaria è richiesto l'utilizzo di una forza dipendente dalla velocità $\mathbf{F}(\mathbf{v})$ che presenti un punto di stabilità v^* con le seguenti caratteristiche

$$\mathbf{F}(\mathbf{v})|_{v^*} = 0 \quad \left. \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial v} \right|_{v^*} < 0. \quad (1.38)$$

In prossimità del punto stabile il moto degli atomi risulterà smorzato verso v^* .

La forza spontanea non presenta alcun punto che soddisfi tale condizione, è quindi necessaria una forza ausiliaria. A tale scopo si può utilizzare la forza spontanea data da un altro fascio laser. Consideriamo il caso unidimensionale e per $S_0 \ll 1$.

Un atomo soggetto a due fasci laser, che si propagano nei due versi opposti, risente di una forza $\mathbf{F}(\mathbf{v})$ risultante dall'interazione con entrambi i fasci. La frequenza dei laser ω_{laser} è spostata verso il rosso della risonanza dell'atomo a riposo ω_0 in modo che, quando si muove, l'atomo entra in risonanza, per effetto Doppler, con il fascio laser che si propaga nel verso opposto a quello del suo movimento e risente allora di una forza contropropagante. Il fascio laser che si propaga nello stesso verso del movimento dell'atomo sarà ancora più spostato verso il rosso e quindi la sua forza risulterà più piccola. Quindi la forza risultante $\mathbf{F}(\mathbf{v})$ si oppone sempre al movimento dell'atomo:

$$\mathbf{F}(\mathbf{v}) = \mathbf{F}_{sp}(\mathbf{v}, k) + \mathbf{F}_{sp}(\mathbf{v}, -k). \quad (1.39)$$

In Fig. 1.8 è mostrata la dipendenza, in funzione di v , del modulo della forza di raffreddamento \mathbf{F} . Nel limite $v^4 \ll (\gamma/k)^4$, si ha:

$$\mathbf{F}(\mathbf{v}) \approx \frac{8\hbar k^2 S_0 \Delta}{\gamma(1 + \frac{4\Delta^2}{\gamma^2} + S_0)^2} \mathbf{v} = -\beta \mathbf{v}. \quad (1.40)$$

L'Eq. 1.40 dimostra che la forza risultante agente è proporzionale alla velocità dell'atomo stesso. Questa forza è limitata dal tempo di decadimento spontaneo γ relativo alla transizione atomica. Tipicamente, per sistemi atomici a temperatura ambiente e per lunghezze d'onda nella regione del visibile l'effetto della forza risultante è limitato a $\approx 1/20$ della distribuzione di velocità degli atomi. Una ragionevole stima per la velocità massima che un atomo può avere per risentire della forza di raffreddamento si ha quando lo spostamento Doppler è uguale alla differenza tra la frequenza laser e quella di transizione:

$$v_{max} \approx \frac{\hbar \lambda \Delta}{2\pi}. \quad (1.41)$$

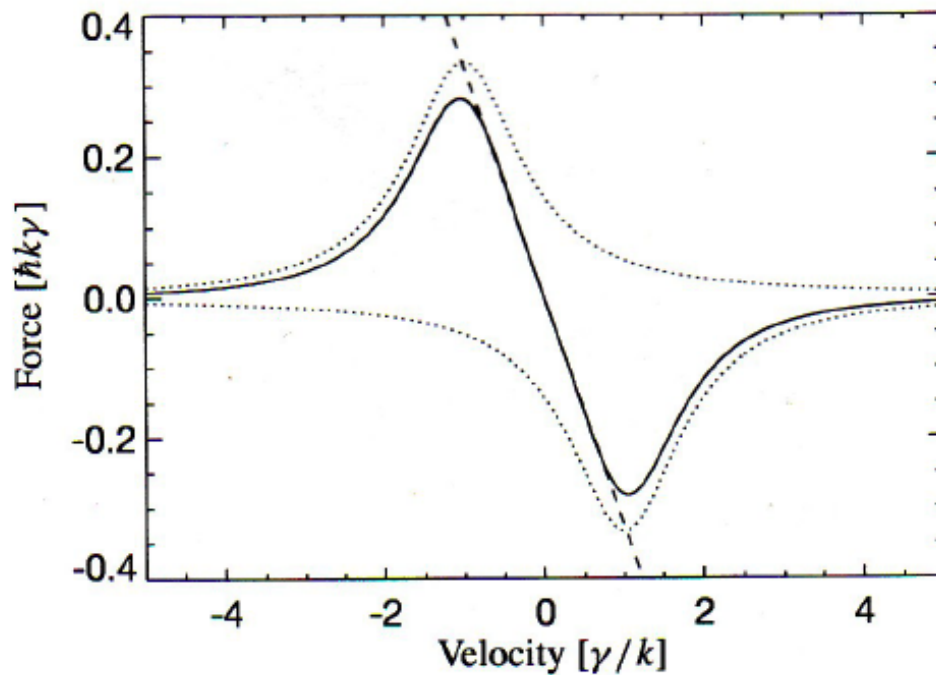


Figura 1.8: Dipendenza dalla velocità della forza di raffreddamento Doppler in una molassa ottica in una dimensione. La curva è calcolata per $S_0 = 2$ e $\Delta = -\gamma$.

Con fasci laser molto larghi si può aumentare il numero di atomi sottoposti al processo di raffreddamento ma, non essendoci una forza confinante, la densità atomica non viene incrementata. Infatti la varianza della quantità di moto dovuta ai processi di emissione spontanea, è non nulla e dà luogo ad un processo di diffusione del momento:

$$\langle (\Delta p)^2 \rangle = \alpha \hbar^2 k^2, \quad (1.42)$$

con il fattore geometrico $\alpha = 1/3$ nel caso di probabilità isotropa di emissione. Gli atomi possono diffondere all'esterno della regione di raffreddamento e quindi la densità finale dipende dall'equilibrio tra questo processo e quello di raffreddamento.

La temperatura raggiunta con questa tecnica è il limite Doppler ($T_{Doppler}$), definito nell' Eq. 1.25. La temperatura finale è indipendente dalla lunghezza d'onda, dalla massa dell'atomo e, nel limite di bassa intensità del laser, dall'intensità del laser stesso. Il solo parametro in gioco è il rate di emissione spontanea γ .

1.5.5 Il Principio di Funzionamento di una MOT

Consideriamo il modello semplificato in una dimensione mostrato in Fig. 1.9. In questo schema gli atomi risentono di un campo magnetico $\mathbf{B} = B e_z$, con modulo $B(z) = Az$, nullo nel punto

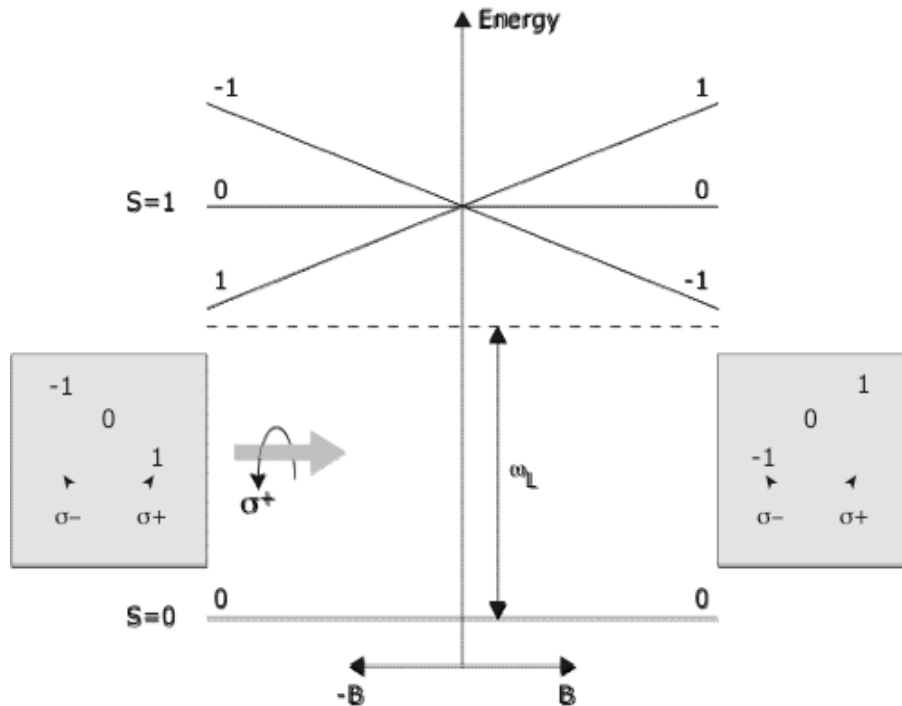


Figura 1.9: Modello unidimensionale di MOT. Transizione $J = 0 \rightarrow J = 1$.

centrale $z=0$. Per semplicità si assume che gli atomi abbiano una transizione chiusa tra lo stato fondamentale E_g^0 , con momento angolare totale $J=0$ e quello eccitato E_e^0 , con momento angolare totale $J=1$. Lo stato eccitato è diviso per effetto Zeeman in tre livelli magnetici, $m_e = 0, \pm 1$. Le energie $E_e^{\pm 1} = \hbar\omega_0 \pm \mu B(z)$ dei due livelli estremi $m_e = \pm 1$ dipendono quindi dalle coordinate atomiche z ; ω_0 è la frequenza della transizione atomica dove il campo magnetico è nullo e μ è la proiezione del momento magnetico nella direzione del campo. Un fascio laser che si propaga nella direzione delle z positive con polarizzazione σ_+ , imprime ad un atomo a riposo una forza spontanea $\mathbf{F} = F e_z$ dovuta alla transizione tra il livello fondamentale e il livello eccitato $m_e = +1$. Spostando la frequenza del laser ω verso il rosso della transizione atomica imperturbata ω_0 di una quantità Δ , la forza spontanea risulta essere più grande per quegli atomi che si trovano nella zona $z < 0$ e il suo verso è diretto nella direzione delle z positive. L'espressione per tale forza è:

$$F_{k,\beta}(z,v) = \hbar k \frac{\gamma}{2} \frac{S_0}{1 + S_0 + 4 \left(\frac{\Delta - \xi}{\gamma} \right)^2}, \quad (1.43)$$

dove il termine $\xi = kv + \beta z$ comprende lo spostamento Doppler, kv , e quello Zeeman, proporzionale al campo magnetico e quindi esprimibile come βz .

Un altro fascio laser, con la stessa frequenza e la stessa polarizzazione, ma con direzione di propagazione opposta al precedente, per simmetria, esercita una forza con la stessa espressio-

ne della prima con le opportune sostituzioni $k \rightarrow -k$ e $\beta \rightarrow -\beta$. Essendo inoltre la direzione di tale forza opposta a quella della precedente, la somma algebrica delle due forze, F_{MOT} , è data da:

$$F_{MOT} = F_{k,\beta(z,v)} - F_{-k,-\beta(z,v)} = \hbar k \frac{\gamma}{2} \left[\frac{S_0}{1 + S_0 + 4 \left(\frac{\Delta - \xi}{\gamma} \right)^2} - \frac{S_0}{1 + S_0 + 4 \left(\frac{\Delta + \xi}{\gamma} \right)^2} \right], \quad (1.44)$$

con $\xi = kv + \beta z$.

In approssimazione di campo debole e basse velocità, si possono sviluppare le frazioni nell'Eq. 1.44 trovando una dipendenza lineare della forza da ξ :

$$F_{MOT}(z,v) \propto -(kv + \beta z), \quad (1.45)$$

cioè il sistema si comporta come un oscillatore armonico smorzato.

In Fig. 1.10 è mostrato il modello in tre dimensioni di una MOT, \mathbf{B} è prodotto da due bobine in configurazione anti-Helmholz¹. Per l'estensione al caso tridimensionale si utilizzano tre coppie di fasci laser contropropaganti, con le appropriate polarizzazioni e spostati verso il rosso della transizione atomica. Valori tipici del gradiente magnetico sono di 10 G/cm. L'intensità dei fasci laser deve essere tale da dare un parametro di saturazione $S_0 \approx 1$.

Dall'equazione di Maxwell $\nabla \mathbf{B} = 0 \Rightarrow \frac{dB}{dx} = \frac{dB}{dy} - \frac{1}{2} \frac{dB}{dz}$. Perchè il raffreddamento e l'intrappolamento siano uniformi nelle tre direzioni, l'intensità dei fasci laser entranti nella MOT debbono essere modulati: l'intensità del fascio entrante lungo l'asse z delle bobine deve essere doppia rispetto alle intensità dei fasci nelle altre due direzioni e le polarizzazioni lungo queste ultime direzioni invertite.

Per atomi a molti stati, come gli alcalini, con spin nucleare I non nullo, lo splitting iperfine complica il meccanismo di intrappolamento poichè lo stato fondamentale ($nS_{\frac{1}{2}}$) è diviso in due sottolivelli ($J=1/2, F=I+J$), mentre quello eccitato ($nP_{\frac{3}{2}}$) è diviso in quattro (limitatamente alla condizione $I \geq 3/2$). Idealmente la transizione dal livello fondamentale più alto verso il livello eccitato con F più grande è chiuso per la regola di selezione $\Delta F = 0, \pm 1$ e quindi si potrebbero ignorare gli altri livelli. A causa della larghezza delle righe di transizione e della radiazione laser questa condizione di chiusura non è perfetta. Per prevenire il pompaggio ottico nel livello fondamentale più basso $F_g=I-J$ è necessario un secondo laser, detto 'ripompaggio', sulla transizione $F_g=I-J \rightarrow F_e=F_g+1$.

1.5.6 Caricamento di una MOT

L'intervallo di cattura di una MOT è tipicamente di qualche m/s, corrispondente a circa 1 K. Per atomi non radioattivi, in particolare alcalini, la quantità di atomi disponibili alla pressione

¹Configurazione in cui viene invertito il senso di circolazione di una delle due bobine. Il risultato è un campo magnetico che varia linearmente con la posizione (campo di quadrupolo).

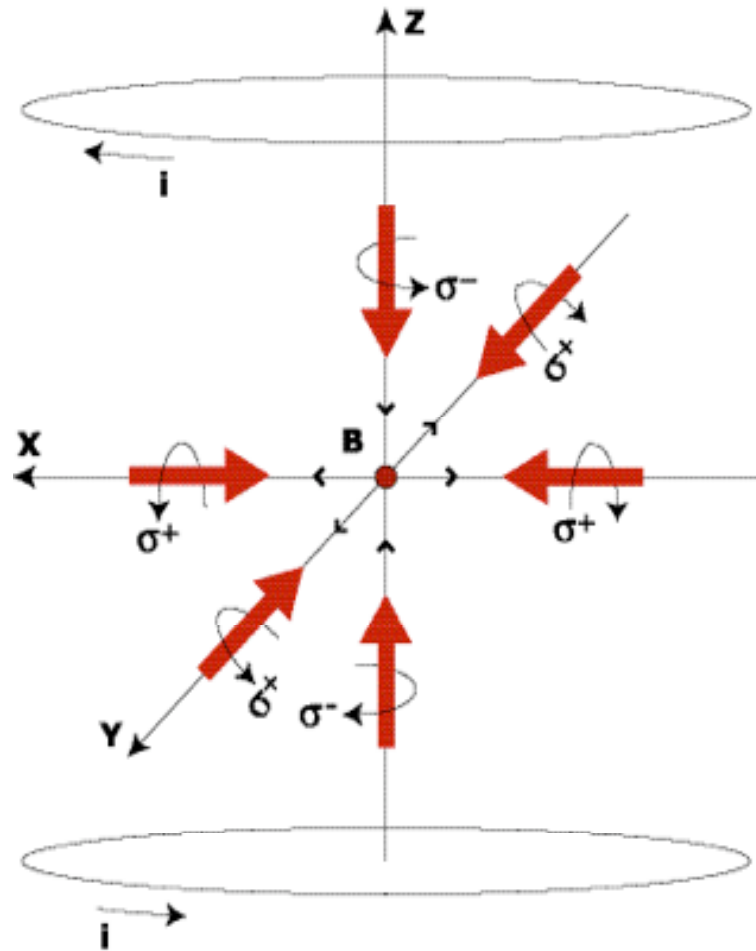


Figura 1.10: Modello 3-D di una MOT. Il campo magnetico B è quadrupolare e prodotto da due bobine in configurazione anti-Helmholtz. Per ogni direzione vi è una coppia di fasci contropropaganti con la stessa polarizzazione.

di vapore saturo nella coda di basse velocità, è sufficiente per riempire la trappola. Poiché la produzione di atomi radioattivi è invece in genere scarsa, è necessario rallentare gli atomi in modo efficiente, portandoli a velocità tali che possa essere intrappolata la frazione maggiore possibile di atomi disponibili. Le due tecniche principali sono: rallentare il fascio atomico con un laser (rallentamento Zeeman) o usare una cella nella quale gli atomi termalizzano sulle pareti e quindi riempiano sempre la coda della distribuzione di Maxwell-Boltzmann dalla quale gli atomi sono intrappolati.

Riguardo la prima tecnica, un fascio atomico collimato può essere rallentato dall'interazione con un fascio laser contropropagante la cui frequenza è spostata verso il rosso rispetto a quella di una transizione chiusa. Al rallentamento degli atomi corrisponde uno spostamento Doppler per cui questi non sono più in risonanza con il laser. Per mantenere gli atomi in risonanza con

Atomo	A	λ_{D_2} (nm)	τ_{D_2} (ns)	T_D (μ K)	I_{Zeeman} (cm)
Na	23	589	16.2	235	40
K	39	766	26.3	145	84
Rb	87	780	26.2	145	85
Cs	133	852	30.4	125	108
Fr	210	718	21.0	181	63

Tabella 1.1: Parametri per l'intrappolamento ed il raffreddamento di atomi alcalini da una sorgente a 1000 K: A è il numero di massa, λ_{D_2} e τ_{D_2} la lunghezza d'onda e la vita media della transizione D_2 , T_D è la temperatura corrispondente al limite Doppler e I_{Zeeman} è la lunghezza del rallentamento Zeeman con la linea di transizione completamente saturata.

il fascio laser si utilizza un solenoide con il quale si crea un campo magnetico variabile nello spazio che modifica i livelli energetici degli atomi per effetto Zeeman. Il campo è ottimizzato nell'apparato in modo da mantenere sempre massima la forza di rallentamento. In Tabella 1.1 sono mostrate le lunghezze tipiche per fermare un atomo tramite rallentamento Zeeman, da una velocità iniziale termica $v_{th} = \sqrt{2k_B T/M}$. Tale distanza (I_{Zeeman}) è dell'ordine del metro per fermare un atomo da una temperatura di circa 1000 K.

La seconda tecnica citata sarà trattata nel capitolo successivo.

1.5.7 Reazioni Nucleari

Come discusso in precedenza, la mancanza di una sorgente rende necessario utilizzare una reazione nucleare per produrre atomi radioattivi. Il metodo base per l'estrazione di specie radioattive è stato sviluppato negli anni '70 presso il separatore di masse ISOLDE al Cern di Ginevra [36].

La scelta di una particolare reazione e quindi degli elementi bersaglio e proiettile, dipende da vari fattori, tra cui la natura chimica e fisica del bersaglio, le sezioni d'urto per la reazione di interesse e per quelle in competizione, la tipologia dei fasci primari e le energie ottenibili.

Un parametro importante è la perdita di energia del proiettile attraverso il bersaglio, poichè il numero di atomi prodotto è proporzionale allo spessore del bersaglio dove l'energia è sufficiente ad attivare la reazione nucleare. La perdita di energia è proporzionale al quadrato della carica del proiettile, quindi fasci di protoni e deutoni ad alte energie (≈ 1 GeV) sono le scelte preferibili.

Gli atomi prodotti per reazione nucleare devono essere rapidamente estratti dal bersaglio. Per questo bisogna favorire il processo di diffusione dei prodotti di reazione all'interno del bersaglio, aumentandone la temperatura. Essendo il tempo di diffusione proporzionale a d^2 , dove d è la distanza per arrivare alla superficie del bersaglio, è preferibile utilizzare materiali per la targhetta che abbiano un'alta mobilità ovvero con una struttura a grani piccoli. Gli alcalini sono

gli elementi che è preferibile produrre, in quanto la loro elevata volatilità ad alte temperature ne facilita l'estrazione per diffusione dai bersagli.

1.5.8 Trasporto

L'estrazione di atomi da un bersaglio si può fare sotto forma di atomi neutri o di ioni. Il trasporto dei prodotti della reazione in forma ionica verso la zona di intrappolamento e la successiva neutralizzazione all'arrivo nella trappola, costituiscono un sistema efficiente con diversi vantaggi: consente di separare il vuoto della zona dell'acceleratore da quello della zona della trappola nella quale deve essere il migliore raggiungibile ($< 10^{-8}$ mbar) e di posizionare la trappola in una zona con radioattività limitata. L'utilizzo di alcalini comporta dei vantaggi, in quanto esistono metalli con funzioni di lavoro sia superiori che inferiori (vedi Tabella 1.2). In questo modo, utilizzando come bersagli elementi quali Au, W, Ta, una frazione molto elevata degli atomi prodotti lascia la superficie del bersaglio stesso sotto forma ionica. Per neutralizzare questi ioni, si fanno urtare contro una superficie di un metallo con valore basso della funzione di lavoro, come Y, Hf o Zr dalla quale tenderanno ad uscire sotto forma neutra.

La probabilità statistica del rapporto α tra il flusso di ioni n_+ e quello di atomi neutri n_0 che lasciano una superficie metallica è data dall'equazione di Saha-Langmuir:

$$\alpha \equiv \frac{n_+}{n_0} = \frac{g_+}{g_0} \exp \left[\frac{\phi - W}{k_B T} \right], \quad (1.46)$$

dove g_+ e g_0 sono i pesi statistici relativi alla forma ionica e a quella neutra (dovuti alla degenerazione del livello fondamentale rispettivamente dello ione e dell'atomo; $\frac{g_+}{g_0} = 1/2$ per gli alcalini), ϕ e T sono la funzione di lavoro e la temperatura relative alla superficie, W è il potenziale di ionizzazione dell'elemento che lascia la superficie. Dall'Eq. 1.46 si osserva che se la funzione di lavoro della superficie è superiore a quella della specie chimica estratta, α diventa grande ed è favorita la ionizzazione; se invece la funzione di lavoro è inferiore al potenziale di ionizzazione, α diventa piccolo, quindi è favorita l'emissione degli atomi sotto forma neutra.

La probabilità che una specie sia desorbita da una superficie sotto forma ionica è detta *probabilità di ionizzazione* ed è definita:

$$\beta = \frac{\alpha}{\alpha + 1}. \quad (1.47)$$

Dalla α vediamo il ruolo della temperatura T della superficie riguardo l'emissione sotto forma neutra. In tal senso il neutralizzatore deve essere tenuto alla temperatura più alta possibile per ottenere il massimo dell'efficienza, compatibilmente con gli effetti indesiderati legati alla diffusione di specie chimiche diverse, che possono disturbare se non impedire la formazione della trappola. Per il bersaglio, abbassare la T favorisce l'emissione degli atomi sotto forma ionica, ma riduce i processi diffusivi che portano questi verso la superficie del bersaglio stesso.

Atomo	Energia di Ionizzazione(eV)	Elemento	Funzione di Lavoro(eV)
Na	5.1	Pt	5.65
K	4.34	Au	5.1
Rb	4.18	W	4.55
Cs	3.89	V	4.3
Fr	4.0	Ta	4.25
		Zr	4.05
		Hf	3.9
		Y	3.1

Tabella 1.2: Energia di ionizzazione e funzione di lavoro di alcuni elementi rilevanti per la produzione e la neutralizzazione di atomi radioattivi.

Capitolo 2

Produzione ed Intrappolamento del Francio

Presso i Laboratori Nazionali di Legnaro (LNL) è stato realizzato un apparato sperimentale per la produzione di isotopi del francio ed il trasporto ad una cella per il loro confinamento nella trappola magneto-ottica (MOT). Non esistendo isotopi stabili di questo elemento è necessario produrlo attraverso una reazione nucleare oppure come prodotto di una catena di decadimenti. Questa tecnica di produzione comporta però alcune limitazioni, principalmente:

- il rate di produzione di francio ottenibile a LNL è circa 10^6 s^{-1} . Per atomi stabili i rate sono dell'ordine di 10^{13} s^{-1} o più;
- la presenza di radiazioni ionizzanti (in particolare neutroni) durante il processo di produzione impone la suddivisione dell'area sperimentale in due zone, una dove avviene la produzione e l'altra dove è installata la trappola. È necessaria quindi una linea di trasporto, nella quale viene persa una certa percentuale del francio prodotto;
- la stabilizzazione dei laser è molto più complicata rispetto agli esperimenti con atomi stabili poichè non sono disponibili per la calibrazione le celle di vapore.

L'apparato si trova nella sala sperimentale numero due ed utilizza la linea -60° dell'acceleratore elettrostatico Tandem-XTU (in Fig. 2.1). Esso è suddiviso in due zone distinte: una di produzione e una di intrappolamento. Nella camera di scattering (situata nella zona di produzione) il fascio primario, proveniente dall'acceleratore, dà luogo alla reazione di produzione del Fr sul bersaglio; nella zona sperimentale di intrappolamento si trovano la MOT, le sorgenti laser e l'apparecchiatura per il controllo e la rivelazione.

Le due zone sono delimitate da muri spessi ($\approx 50 \text{ cm}$) costituiti da blocchi di cemento armato per schermare la radioattività prodotta nella camera di scattering.

Il francio è prodotto in forma ionica ed in tale forma trasportato fino alla trappola tramite una linea lunga circa 8 m contenente elementi elettrostatici, che servono a direzionare e focalizzare



Figura 2.1: L'Acceleratore Tandem-XTU presso i Laboratori Nazionali di Legnaro dell'INFN.

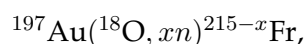
il fascio. Nella MOT un neutralizzatore riporta il Fr in forma atomica per l'intrappolamento. Lo schema seguito si basa sui principi utilizzati nell'esperimento condotto a Stony Brook [34], con modifiche per una migliore efficienza di produzione ed ottimizzazione. L'efficienza di trasporto è di circa il 50%. In Fig. 2.2 è riportato uno schema dell'apparato sperimentale.

La reazione nucleare usata per produrre il francio tiene conto della necessità di avere un bersaglio di materiale chimicamente inerte ed il più possibile puro poichè le eventuali impurità possono combinarsi con tale alcalino ostacolandone l'uscita dal bersaglio. Oro e platino sono gli elementi preferiti. L'oro esiste in natura in una sola forma isotopica con numero di massa $A=197$ e soddisfa la relazione fondamentale per la ionizzazione di un atomo alcalino:

$$\phi_{\text{Au}} > W_{\text{Fr}}, \quad (2.1)$$

dove ϕ_{Au} è la funzione di lavoro dell'oro, che ha valore $\phi_{\text{Au}} = 4.8 - 5.1$ eV, mentre W_{Fr} è il potenziale di ionizzazione del Fr, $W_{\text{Fr}} = 4.7$ eV [35].

La reazione nucleare di fusione-evaporazione utilizzata, che massimizza l'efficienza di produzione, è:



dove x rappresenta il numero di neutroni n emessi per evaporazione.

In Tabella 2.1 alcune reazioni nucleari per la produzione di isotopi del francio.

Gli isotopi del Fr prodotti sono quelli con numero di massa tra 208 e 211 scelti per via della loro sezione d'urto di produzione e della vita media sufficientemente alta. L'isotopo con migliore sezione d'urto di produzione (qualche decina di millibarn) e vita media abbastanza alta per l'intrappolamento (3.18 minuti) è il ^{210}Fr .

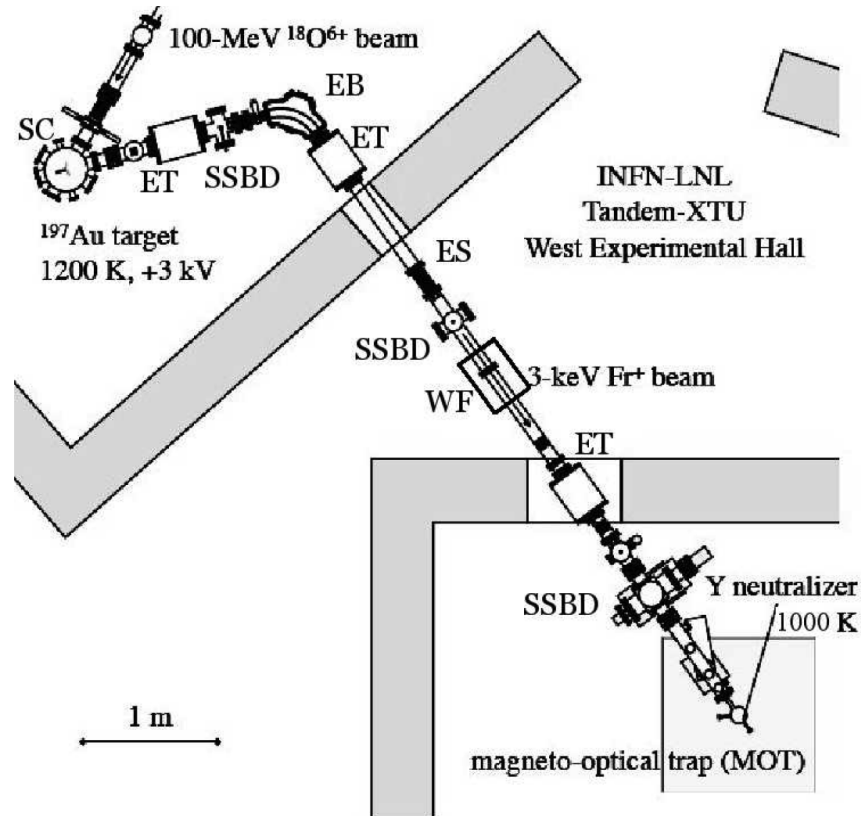


Figura 2.2: Apparatto sperimentale a LNL: ET - tripetto elettrostatico, ES - deflettore elettrostatico, EB - elettrodo curvo, SSBD - rivelatori al silicio, WF - filtro di Wien.

Cambiando l'energia del fascio primario di ^{18}O , varia il rate di produzione dei differenti isotopi di francio. Infatti un aumento di energia del fascio induce i nuclei di francio prodotti ad espellere un maggior numero di neutroni per "evaporazione" a seguito della reazione nucleare, con il risultato di avere isotopi del francio con un minor numero di neutroni. Ad esempio la reazione $^{197}\text{Au}(^{18}\text{O}, xn)^{215-x}\text{Fr}$ a 100 MeV produce soprattutto ^{210}Fr , mentre la stessa reazione a 115 MeV produce più ^{209}Fr .

In base alla sezione d'urto calcolata con il modello statistico di evaporazione HI-VAP [37][38], la produzione massima di ^{210}Fr si ottiene con una energia di fascio incidente

Reazione	Fascio	Energia (MeV)	Bersaglio
$^{197}\text{Au}(^{18}\text{O}, xn)^{215-x}\text{Fr}$	^{18}O	85-115	^{197}Au
$^{197}\text{Au}(^{16}\text{O}, xn)^{213-x}\text{Fr}$	^{16}O	"	^{197}Au
$^{198}\text{Pt}(^{19}\text{F}, xn)^{217-x}\text{Fr}$	^{19}F	"	^{198}Pt

Tabella 2.1: Reazioni nucleari per la produzione di isotopi del francio.

di 91 MeV (vedi Fig. 2.3), e in un range tra 80 e 104 MeV. Si è trovato sperimentalmente un valore ottimale di 104 MeV [39]. Il francio è prodotto a differenti profondità nel bersaglio a seconda dell'energia del fascio primario. La stima della profondità raggiunta dagli atomi di ossigeno è $t \approx 25 \text{ mg/cm}^2$, che nell'oro (densità $\rho = 19 \text{ g/cm}^3$) corrisponde a circa $13 \mu\text{m}$ [40]. Quindi il fascio incide sul bersaglio con il massimo valore di energia compatibile con la produzione di ^{210}Fr , ma in pochi micron la perde, andando a coprire tutto il range utile di produzione (80-104 MeV). Il francio che si crea all'interno del bersaglio, per diffusione arriva in superficie e viene rilasciato in forma ionica. Per aumentare l'efficienza del processo di diffusione bisogna mantenere la temperatura dell'oro il più vicino possibile al suo punto di fusione (1336 K).

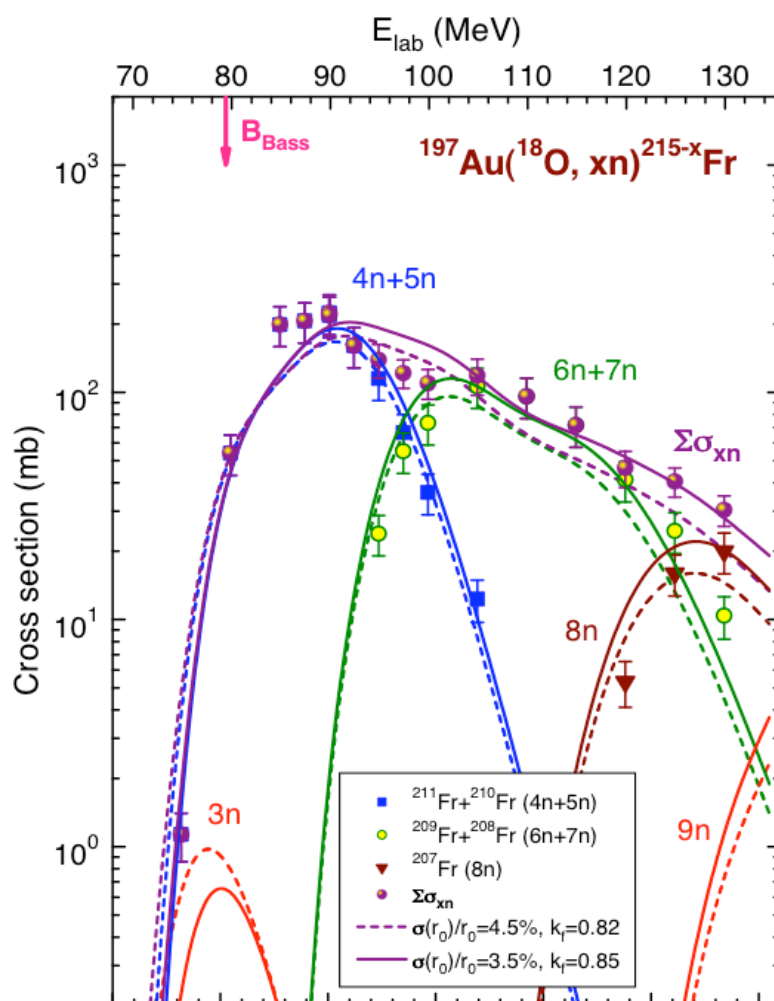


Figura 2.3: Sezione d'urto della produzione di isotopi del francio alle diverse energie del fascio primario. Confronto tra dati sperimentali (simboli) e modello HIVAP (linee).

2.1 Il Fascio Ionico Primario

Per l'esperimento si richiede all'acceleratore Tandem di fornire una differenza di potenziale di 15 MV, corrispondente al suo valore massimo. Il fascio ionico primario di $^{18}\text{O}^{6+}$ oppure $^{18}\text{O}^{7+}$ è accelerato dal Tandem-XTU, ad una energia cinetica compresa tra 95 e 115 MeV, con una intensità massima di corrente ionica di $\sim 2\mu\text{A}$ corrispondente a 10^{11} ioni/s.

Un rivelatore "4 settori" posto lungo la linea di fascio (50 cm prima del bersaglio) è utilizzato per controllare le dimensioni trasverse del fascio ed il suo allineamento all'interno del tubo a vuoto, modificabili con un magnete quadrupolare, illustrato in Fig. 2.4, ed un deflettore magnetico.

Un'ulteriore diagnostica si effettua presso la consolle della sala di controllo dell'acceleratore:



Figura 2.4: Quadrupolo magnetico lungo la linea del fascio primario di ^{18}O .

attraverso una telecamera, si osserva la luminescenza indotta su un dischetto di macor estraibile, del diametro di circa 4 cm, posto subito prima del bersaglio (~ 10 cm). Tramite l'immagine rilevata si può ottimizzare posizione e focalizzazione del fascio ionico primario. Il macor è un materiale che consente di eseguire il monitoraggio anche ad alte intensità di fascio. Il diametro del fascio può essere regolato fino al valore minimo di 2 mm.

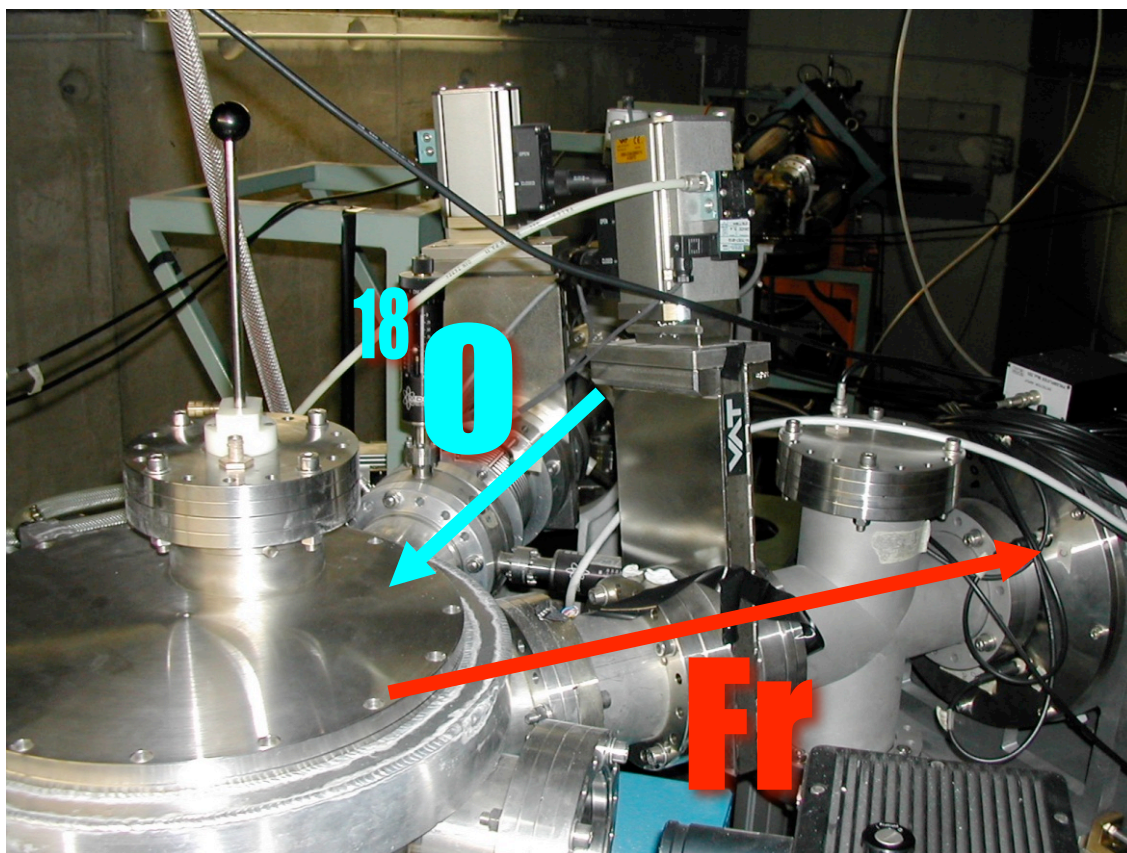


Figura 2.5: Camera di scattering: il fascio ionico di ossigeno arriva sul bersaglio di oro. Il francio in forma ionica è estratto dal bersaglio e trasportato alla zona di intrappolamento.

2.2 Il Bersaglio

Il bersaglio è posto in una camera cilindrica di 30 cm di diametro con 8 finestre di tipo CF. Una pompa turbomolecolare posta sotto la camera assicura un vuoto di $\sim 2 \times 10^{-7}$ mbar.

Il sistema-bersaglio consiste di una guida cilindrica (8.5 mm di diametro e 7cm di lunghezza) fatta di tungsteno, ad una estremità della quale è fissato un sottile strato di oro, il cui spessore è circa $250 \mu\text{m}$. La guida è circondata da un cilindro in shapal, materiale ceramico isolante con buona conduttività termica, su cui è arrotolata una resistenza di tungsteno per il riscaldamento dell'oro. Mantenere alta la temperatura del bersaglio ($\sim 1270 \text{ K}$, vicina a quella di fusione dell'oro (1336 K)) è necessario per favorire la mobilità degli atomi di Fr prodotti all'interno del bersaglio e quindi aumentare la loro probabilità di desorbimento. Il fascio primario produce un forte riscaldamento locale che può portare alla liquefazione in quel punto del bersaglio e quindi alla sua inutilizzazione: è per questo necessario monitorare la temperatura per mezzo di un pirometro puntato sul bersaglio attraverso una delle finestre di quarzo della camera. In Fig. 2.5 è mostrata la camera di scattering e le linee di trasporto primaria e secondaria.

Il trasporto del Fr avviene tramite elementi elettrostatici, quindi deve essere favorita l'uscita

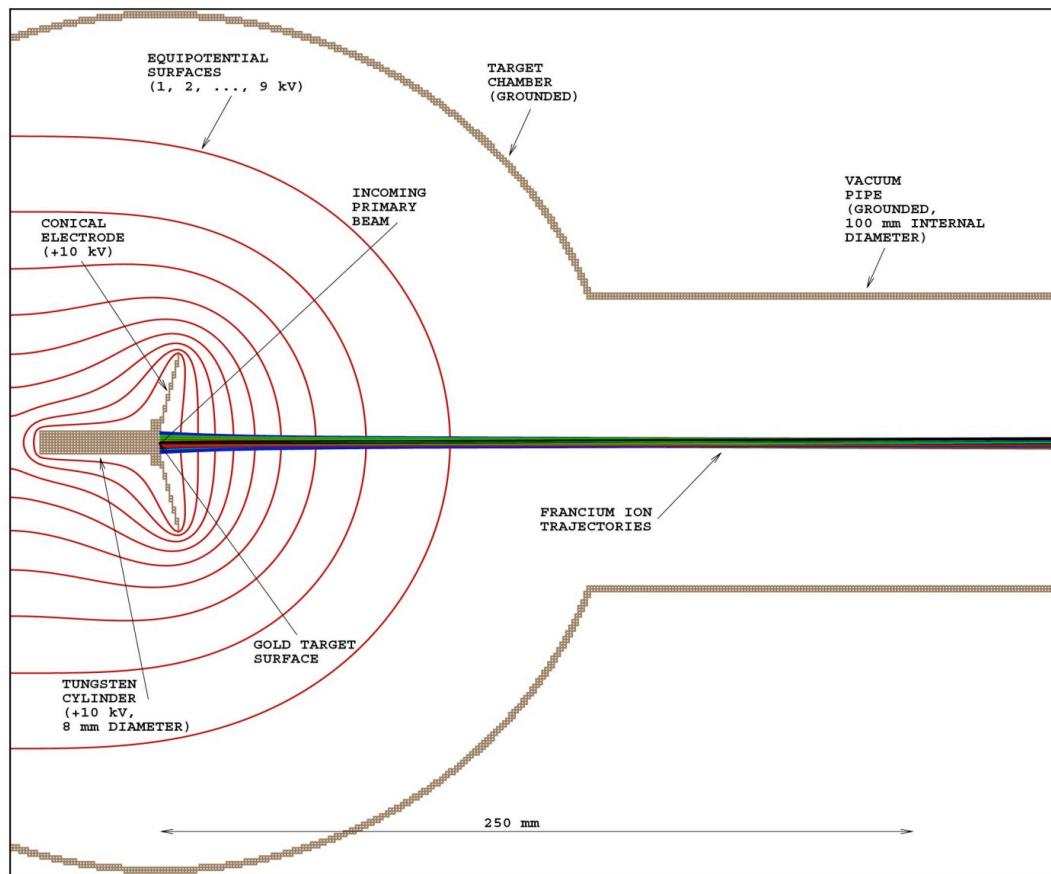


Figura 2.6: Simulazione delle traiettorie di uscita degli ioni di Fr dal bersaglio effettuata con il programma SIMION [41].

ta dal bersaglio in forma ionica. Il rapporto tra il numero di atomi di Fr desorbiti in forma ionica rispetto a quelli in forma neutra è dato dalla formula di Saha-Langmuir (Eq. 1.46). In base ad essa, il desorbimento sotto forma ionica è favorito utilizzando materiali per il bersaglio con funzione di lavoro il più possibile superiore al potenziale di ionizzazione del francio ($W_{Fr}=4,01$ eV) [35]. Nel nostro caso ($\phi_{Au} = 4.8 - 5.1$ eV) è atteso un rapporto dell'ordine $\sim 10^4$.

Per favorire l'estrazione degli ioni di Fr, al bersaglio viene applicato un potenziale elettrostatico positivo, impostabile fino al valore di +10 kV rispetto alle pareti della camera. Un elettrodo, posto in contatto con il bersaglio e quindi allo stesso potenziale, serve per minimizzare la divergenza del fascio ionico all'uscita dalla camera e garantire che tutti gli ioni siano raccolti indipendentemente dalla loro posizione iniziale sulla superficie del bersaglio. L'ottimizzazione per la forma conica dell'elettrodo (69 mm il diametro esterno e 75° l'angolo di metà apertura) è stata ottenuta tramite il programma di simulazione SIMION [41] (Fig.2.6), che permette di de-

terminare potenziali e traiettorie in modo dettagliato una volta che sono definite le forme degli elettrodi su una griglia discreta. L'emittanza stimata al 95% è $\approx 12\pi$ mm mrad quando l'area del bersaglio colpita dal fascio primario ha un diametro di circa 2 mm. Sperimentalmente si è trovato come potenziale migliore per l'elettrodo di estrazione il valore di +3 kV.

Un supporto di Macor assicura l'isolamento termico ed elettrico del bersaglio e della guida



Figura 2.7: Il bersaglio d'oro e l'elettrodo di estrazione.

dalla camera, che è posta a potenziale nullo. Un ulteriore cilindro di shapal avvolge la guida, per mantenere l'isolamento elettrico tra l'alto voltaggio, applicato alla guida stessa e l'alimentatore del riscaldatore. Due schermi cilindrici di molibdeno (Fig. 2.7) circondano il riscaldatore e la guida assicurandone un riscaldamento uniforme ed evitando dispersioni di calore. Tutto l'apparato è montato su un sistema che permette un preciso allineamento dell'elettrodo conico e del bersaglio rispetto alla linea di trasporto del fascio ionico, indispensabile per l'efficienza del trasporto stesso. L'allineamento del cono si effettua ponendo uno specchio sul cono stesso, facendovi incidere un fascio laser He-Ne, posto sulla linea di trasporto, e controllando che la

riflessione del fascio si trovi sull'asse della linea.

2.3 Sistema di Rivelazione

Il rate di produzione del francio è misurato rivelando le particelle α emesse nel suo decadimento. L'apparato consiste in un foglio di alluminio estraibile (catcher) posto perpendicolarmente al fascio di ioni di Fr in uscita. Tutto il Fr estratto viene quindi intercettato per qualche minuto dal catcher e due rivelatori al silicio (SSBD, Silicon Surface Barrier Diode) rivelano le particelle α emesse dal Fr e la loro energia. Abbiamo evitato di porre i rivelatori direttamente sulla linea del fascio secondario, poichè anche le α emesse dal francio che si trova all'interno del bersaglio verrebbero rivelate. Uno schema della camera di scattering e dei rivelatori al silicio sono illustrati in Fig. 2.8.

Lo spettro energetico delle α rivelate dal SSBD è elaborato da un sistema di acquisizione dati.

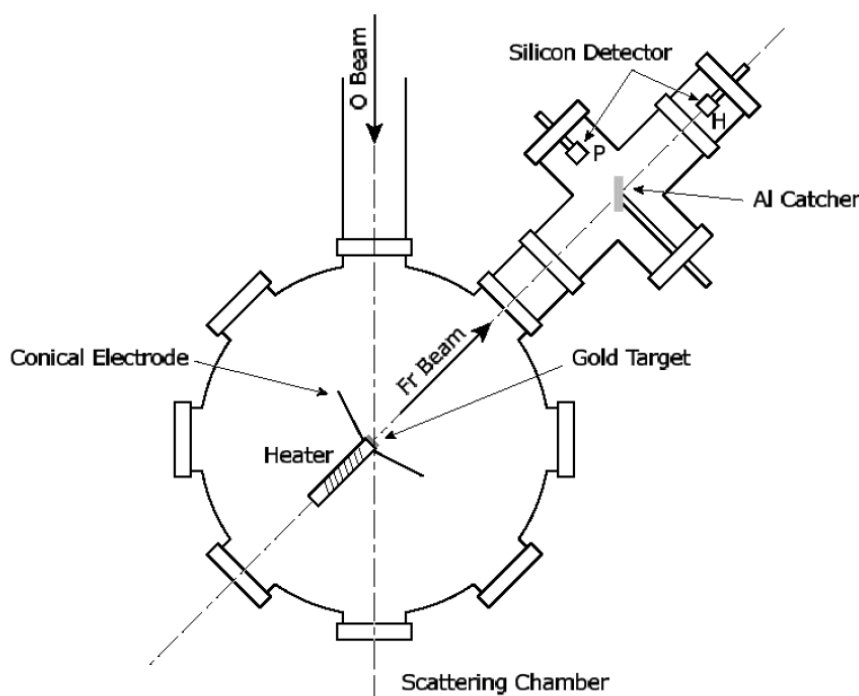


Figura 2.8: Schema della camera di scattering e dei rivelatori SSBD.

La risoluzione del rivelatore è di circa 30 keV e non permette di distinguere tutti gli isotopi di francio prodotti (vedi Tabella 2.2). In Fig. 2.9 è mostrato un tipico spettro energetico acquisito durante un test di produzione, dove si osservano le energie corrispondenti ai decadimenti α degli isotopi del francio prodotti, impiantati sul catcher e misurati dal SSBD. Le limitazioni nella risoluzione del rivelatore non permettono di risolvere il decadimento del ^{208}Fr dal ^{209}Fr

Isotopo	Energia (MeV)	branching ratio	Vita Media $\tau \equiv 1/\omega_{\text{Fr}}(s)$
^{208}Fr	6.641	90%	59.1
^{209}Fr	6.646	89%	50.0
^{210}Fr	6.543	60%	191
^{211}Fr	6.534	> 80%	186

Tabella 2.2: Decadimento α di alcuni isotopi del Fr .

e quello del ^{210}Fr dal ^{211}Fr ottenendo solo due picchi principali. Il picco più piccolo a bassa energia è prodotto dai decadimenti α del ^{204}At (che è nel canale di decadimento del ^{208}Fr).

2.4 Rate di Produzione

Dai test effettuati si è visto che con energie del fascio primario dell'ordine di 115 MeV è favorita la produzione di ^{208}Fr e ^{209}Fr , rispetto al ^{210}Fr . Il valore ottimale per la produzione di ^{210}Fr è risultato essere 104 MeV. Riguardo l'ottimizzazione in funzione della temperatura, il rate di produzione ha un notevole incremento vicino al punto di fusione dell'oro (Fig. 2.10). Restare a temperature vicine a quella di fusione è pericoloso perchè, mentre si ha un buon controllo sul riscaldatore, l'intensità del fascio di ossigeno è soggetta a forti fluttuazioni che possono provocare la fusione locale del bersaglio. Per questo la temperatura è mantenuta in un intorno dei 1230 K. Un tipico rate di Fr misurato all'ultimo rivelatore SSBD vicino alla MOT (ci sono in totale 4 rivelatori di questo tipo lungo il percorso dal bersaglio alla trappola) è 0.7×10^6 ioni $^{210}\text{Fr}/s$ per un flusso primario di $^{18}\text{O}^{6+}$ di 10^{12} particelle/s (corrispondente a $\sim 1.5 \mu A$), ad una temperatura del bersaglio di 1230 K. Considerando la perdita di energia dell'ossigeno nel bersaglio di oro e la funzione di eccitazione del Fr misurata con l'apparato PISOLO a LNL [42], ci si aspetterebbe un rate di produzione totale per il ^{210}Fr di $3, 4 \times 10^6$ ioni/s. Le cause di tali perdite sono molteplici: c'è una intrinseca inefficienza di diffusione all'interno di questo tipo di bersaglio, infatti circa la metà degli atomi prodotti nello spessore della targhetta non arriva in superficie. La rimanente inefficienza è una combinazione di tempo di diffusione, legami chimici con impurità, desorbimento dalla superficie e trasporto al catcher.

2.5 La Linea di Trasporto

Sulla linea del fascio ionico secondario, per la guida e la focalizzazione del fascio sono utilizzati soltanto elementi elettrostatici. In tale modo si possono ottimizzare i parametri della linea del fascio per un dato isotopo e mantenerli tali anche quando si vuole produrre ed intrappolare un altro elemento, ionizzato positivamente. E' così possibile trasportare ioni di rubidio, necessari per le calibrazioni dell'apparato: un dispenser di Rb è posto dentro la camera di scattering.

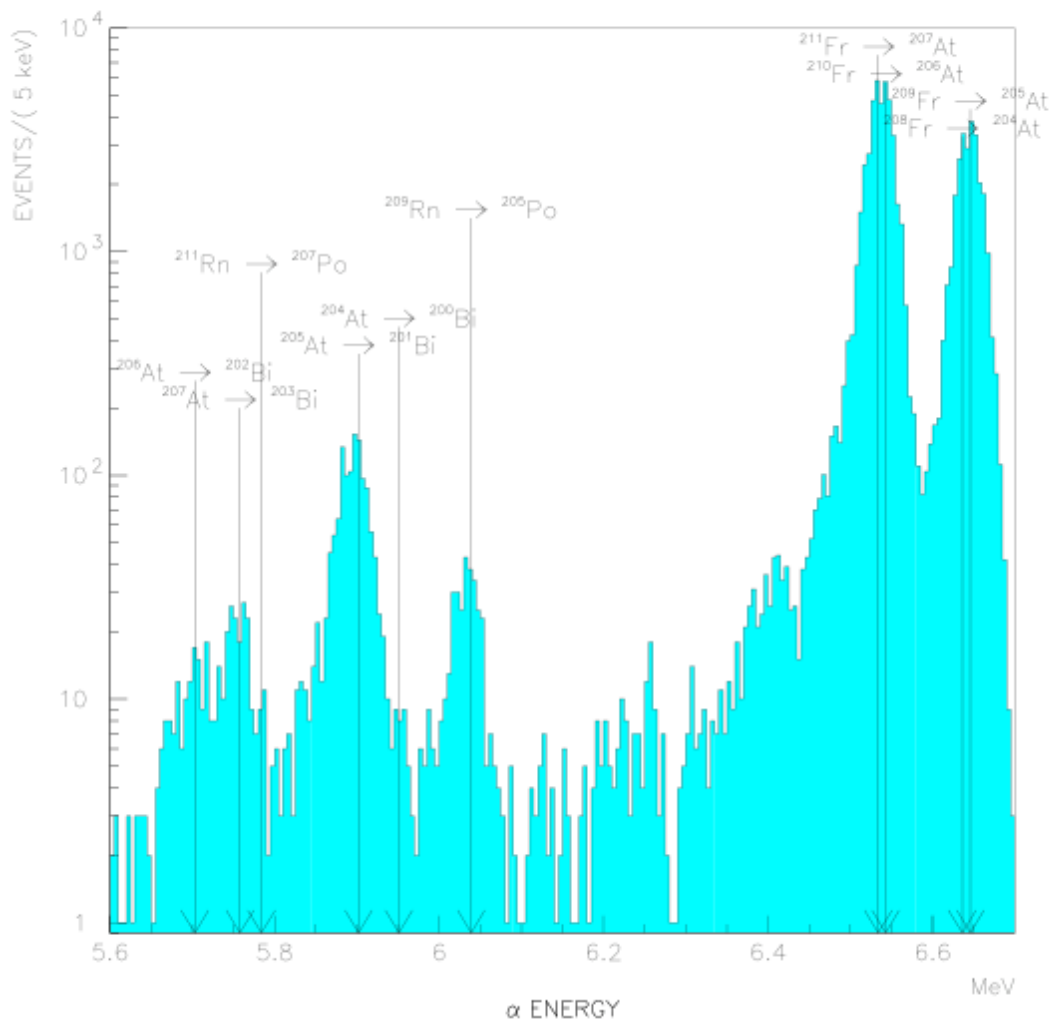


Figura 2.9: Spettro delle particelle α dal rivelatore al silicio.

Il rilascio di atomi è regolato tramite un alimentatore posto nel laboratorio MOT, che lavora in corrente continua: il rubidio, a seconda del calore fornito, esce sotto forma di vapore, nella quantità richiesta. Gli atomi vaporizzati vengono a contatto con la superficie del bersaglio riscaldata e sono ionizzati ($\phi_{\text{Au}} > W_{\text{Rb}}$) ed accelerati alla stessa energia cinetica del francio. Può essere ottenuta una corrente di Rb^+ superiore ai 100 nA. Con questo strumento di controllo si possono regolare diversi parametri di trasporto, neutralizzazione ed intrappolamento, anche quando il fascio primario di ^{18}O (e quindi il Fr^+) non è disponibile.

Per la focalizzazione lungo la linea del fascio sono utilizzati tre tripletti, ciascuno formato da tre gruppi di quattro elettrodi, che sono sottoposti alternativamente a potenziale positivo e ne-

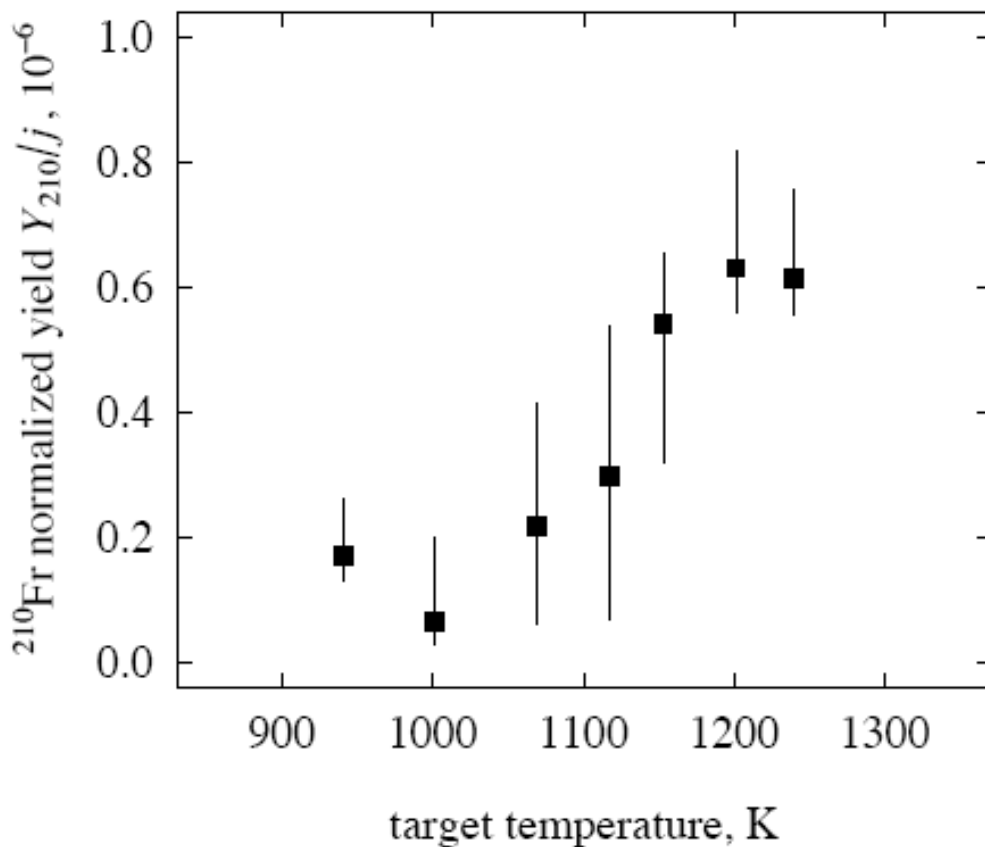


Figura 2.10: Rate di produzione di ^{210}Fr in funzione della temperatura del bersaglio.

gativo (tra 70 e 150 V) per ottenere una lente elettrostatica che collima il fascio ionico. Per la correzione dell'orbita relativa al fascio, sia sul piano orizzontale che verticale si utilizzano tre deflettori elettrostatici. Questi consistono di due condensatori a lamine rettangolari disposti a croce in modo da produrre il campo elettrostatico voluto. Per ottenere la deflessione del fascio di 68° , direzionandolo verso la zona di intrappolamento, sono utilizzati due elettrodi curvi paralleli di alluminio (Fig. 2.11). Il profilo del fascio lungo la linea è riportato in Fig. 2.12.

Per determinare la posizione del fascio ionico e quindi l'ottimizzazione del trasporto verso la zona di intrappolamento, sono posizionati due SSBD dello stesso tipo di quelli utilizzati per monitorare la produzione di francio; uno è posto in uscita dal deflettore curvo e l'altro a circa 3 m dalla cella, posizionati su un'asta estraibile. Per ottimizzare la linea si variano i valori degli elementi elettrostatici in modo da massimizzare il rate rivelato dal silicio quando questo è in posizione centrale all'interno della linea di trasporto.

La linea di trasporto consente un pompaggio differenziale per realizzare un livello di vuoto che

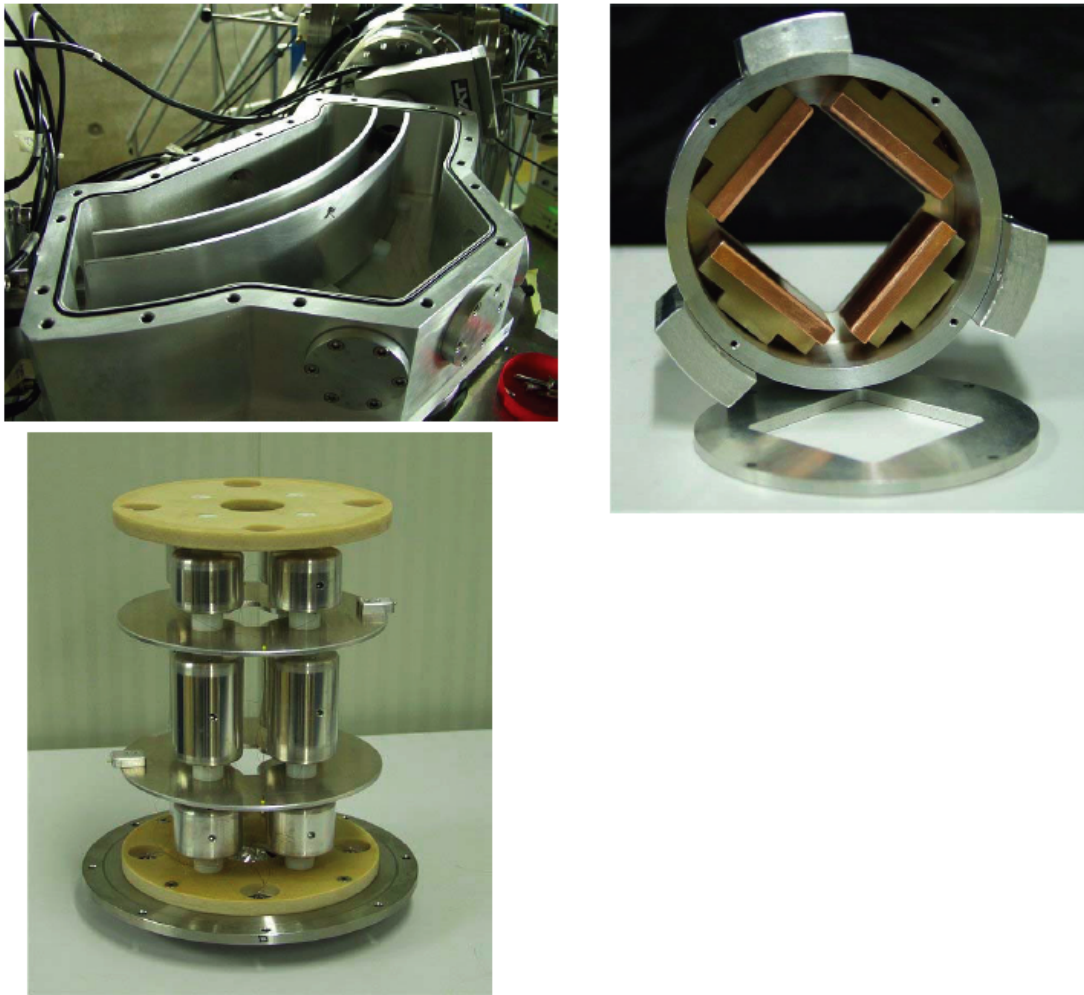


Figura 2.11: Elementi elettrostatici della linea di trasporto; dall'alto a sinistra in senso orario: elettrodo curvo, deflettore, tripletto.

porti il sistema nelle migliori condizioni di intrappolamento. Si passa così da un vuoto tra 10^{-6} e 10^{-7} mbar nella camera di scattering e nella linea di trasporto a $< 10^{-8}$ mbar nella regione della MOT. A tale scopo nella zona della cella di intrappolamento sono poste diverse pompe per consentire il necessario livello di vuoto. In particolare, oltre ad una pompa turbomolecolare, è posta una pompa ionica da 250 l/s ed una getter, che assicura una efficiente eliminazione delle particelle più leggere, tra cui H_2 e H_2O .

Per disaccoppiare l'ultra alto vuoto (UHV) necessario per la trappola da quello della linea di trasporto si utilizza un tubo lungo 50 cm e di raggio 1 cm nella zona prima della MOT. Il disaccoppiamento aumenta con l'aumento di lunghezza del tubo e diminuisce con il suo raggio, ma la presenza di altri elementi sulla linea e le dimensioni del fascio ionico in quel punto impongono delle limitazioni alle dimensioni.

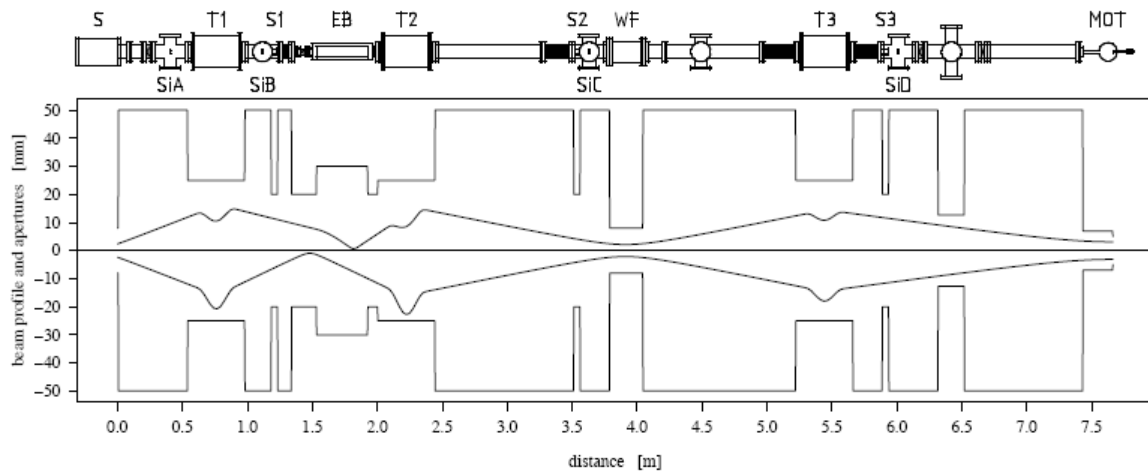


Figura 2.12: Profilo del fascio lungo la linea calcolato con TRACE-3D: orizzontale (curva inferiore) e verticale (curva superiore). All'ingresso della cella MOT il raggio del fascio è di 5 mm. T1-T2-T3 tripletti; S1-S2-S3 deflettori; WF filtro di Wien; EB elettrodo curvo; SiA-SiB-SiC-SiD rivelatori al silicio.

2.6 Il Filtro di Wien

Durante la messa in funzione dell'apparato sperimentale, con bersaglio riscaldato e linea secondaria ottimizzata, è stata registrata una grande corrente termoionica, principalmente dovuta a impurità presenti nella camera di scattering: infatti, non essendo la linea di trasporto secondaria sensibile alla massa poiché i suoi elementi sono puramente elettrostatici, ogni tipo di particella ionizzata con carica $+e$ viene trasportata dal potenziale di 3 KV dell'elettrodo conico alla cella della MOT. Sul neutralizzatore si è registrata una corrente termoionica massima di 300 nA. Dopo la pulizia della camera di scattering e la rimozione della sorgente di rubidio, la corrente si è ridotta a 10 nA. La corrente è fortemente dipendente dalla temperatura del bersaglio e dal potenziale elettrostatico applicato ad esso e non varia apprezzabilmente in presenza del fascio primario di ossigeno. È stata osservata così una limitazione all'efficienza di intrappolamento e la contaminazione della cella e del neutralizzatore al suo interno, come è visibile in Fig. 2.13: il segnale di una trappola di rubidio decresce di circa il 60% quando entra in cella la corrente termoionica ($t=23$ s). Una volta spento l'elettrodo curvo ($t=29$ s), il segnale di trappola torna ai valori precedenti. L'effetto si ripete anche tra $t=38$ s e $t=46$ s. È evidente la correlazione tra il segnale di trappola e la corrente. Osserviamo che il caratteristico tempo di decadimento del segnale di trappola è leggermente più breve di quello di risalita, perché questa grande corrente termoionica influenza le condizioni di vuoto nella cella.

Per selezionare gli ioni da iniettare nella trappola (Rb^+ o Fr^+) ripulendo il fascio dalla corrente termoionica generata dal bersaglio riscaldato è stato installato un filtro di Wien nella linea di

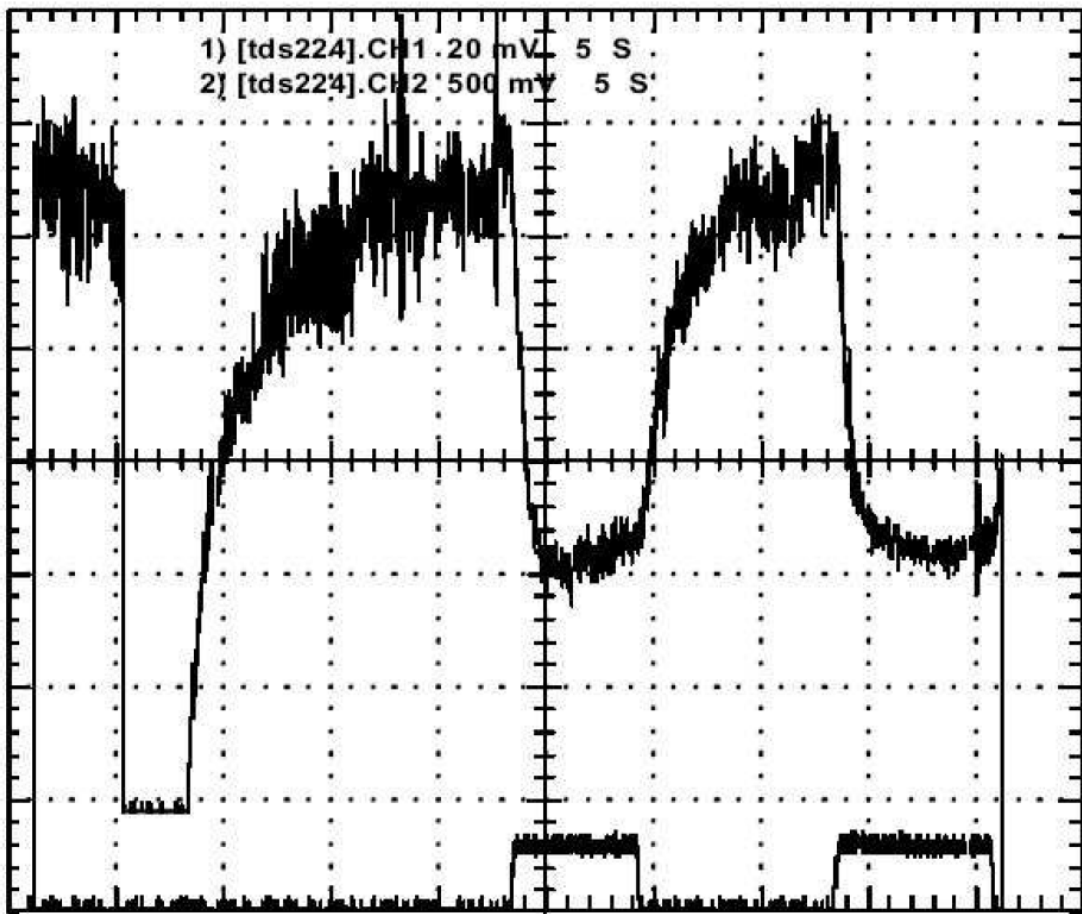


Figura 2.13: Segnale della trappola di Rb (curva superiore) e corrente termoionica (curva inferiore) in funzione del tempo. La scala orizzontale è 5 s per divisione. A $t=5$ s, il campo magnetico viene spento per circa 3 s allo scopo di evidenziare il livello di fondo dovuto alla luce diffusa. A $t=23$ s viene acceso l'elettrodo curvo permettendo l'ingresso nella cella di circa 300 nA di corrente termoionica.

trasporto.

L'apparecchio consiste in un elettromagnete che produce un campo magnetostatico omogeneo \vec{B} ed una coppia di piastre di deflessione, montate tra i poli del magnete in modo da produrre un campo elettrostatico omogeneo \vec{E} perpendicolare a \vec{B} (Fig. 2.14). Esso è collocato tra il secondo ed il terzo tripletto, dove il fascio presenta una sezione minore, per massimizzare l'efficienza.

Quando una particella con carica q e velocità \vec{v} passa attraverso il filtro, sarà deflessa in una direzione dal campo elettrostatico ed in quella opposta dal campo magnetico, in quanto soggetto alla forza data dalla formula di Lorentz:

$$\vec{F}_{tot} = q(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}), \quad (2.2)$$

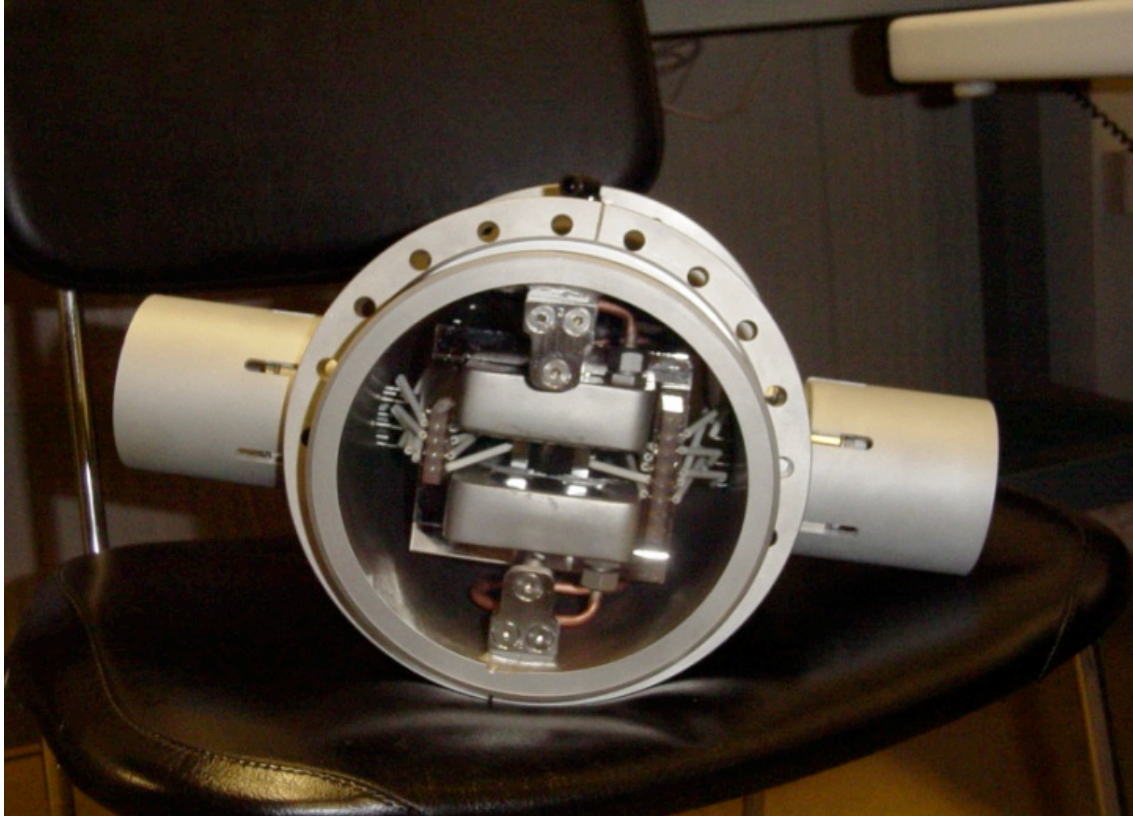


Figura 2.14: Vista della parte interna del filtro di Wien con gli anelli di guardia per compensare l'effetto di forte focalizzazione del filtro.

la componente elettrica della forza $q\vec{E}$ e quella magnetica $q\vec{v} \wedge \vec{B}$ sono parallele e, scegliendo opportunamente i versi dei campi, di verso opposto. Quando le due componenti opposte si eguagliano si ha: $Bqv = Eq$, quindi se la velocità soddisfa la condizione $v = \frac{E}{B}$, la particella attraversa il filtro senza subire deflessioni dai due campi ortogonali: l'apparato si comporta quindi da selettore di velocità. L'energia del fascio ionico è fissata dal potenziale costante dell'elettrodo di estrazione a $\phi = 3 \text{ keV}$. Si ha: $\phi = \frac{1}{2}Mv^2 = qV \Rightarrow v = \sqrt{\frac{2qV}{M}}$: se consideriamo soltanto particelle con carica unitaria, il filtro di Wien agisce come selettore di massa. Nel nostro caso otterremo un rapporto massa/carica:

$$\frac{M}{q} = 2 \frac{V}{v^2} \left[\frac{1,6 \times 10^{-19} \text{C/e}}{1,66 \times 10^{-27} \text{Kg/amu}} \right], \quad (2.3)$$

(con V potenziale applicato all'elettrodo di estrazione) tramite la scansione della tensione applicata alle piastre del filtro che fa variare il campo elettrico e quindi la velocità degli ioni $v = \frac{E}{B}$. Un tipico spettro di massa ottenuto ad una fissata corrente nell'elettromagnete mentre si scansiona il campo elettrico è mostrato in Fig. 2.15: un fascio di Rb^+ è guidato sulla linea secondaria da un dispenser riscaldato nella camera di scattering allo scopo di ottenere una calibrazione in

massa dello spettro. La corrente è misurata da un picoamperometro connesso al neutralizzatore posto all'interno della cella.

La separazione spaziale tra fasci di massa diversa è data da:

$$D \cong \frac{laE\Delta M}{4VM}, \quad (2.4)$$

dove:

- D rappresenta la dispersione spaziale tra la massa M e $M - \Delta M$. Dalla 2.3 otteniamo $M = 2qV \left[\frac{B}{E} \right]$, dove M è la massa (numero di massa) che non è deflessa dal filtro e raggiunge il neutralizzatore;
- l è la distanza di deriva dal centro del filtro al rivelatore del fascio (nel nostro caso il neutralizzatore, per cui $l \simeq 3.5$ m);
- a la lunghezza del filtro ($a = 15.2$ cm);
- E è il valore del campo elettrico nel filtro.

Fissato D (dimensione trasversa del neutralizzatore ($D \simeq 1$ cm), una stima della risoluzione in massa del filtro è data da:

$$\frac{\Delta M}{M} \cong \frac{4VD}{laE}. \quad (2.5)$$

Le equazioni (2.4) e (2.5) sono valide nell'approssimazione $l \gg a$ e per un profilo trasverso puntiforme del fascio ionico. Fissata la velocità e quindi la massa dello ione di interesse, la risoluzione migliora (cioè decresce il rapporto $\frac{\Delta M}{M}$) all'aumentare del campo elettrico, quindi (poichè $v = \frac{E}{B}$) conviene lavorare con il massimo valore di B . Lavorando con un campo magnetico generato da una corrente di circa 8 A, che è il massimo valore che consente il passaggio sia di Fr che di Rb soltanto cambiando il campo elettrico (alle piastre del filtro può essere applicata una tensione massima di ± 150 V), si ottiene per il Rb una stima della risoluzione di $\frac{\Delta M}{M} \simeq 0.017$. La risoluzione misurata per il Rb dagli spettri acquisiti è $\frac{\Delta M}{M} \simeq 0.12$, questo sia a causa della sezione trasversale finita del fascio, che può essere diversa in vari punti della linea, sia perchè tra il filtro e la cella non vi è una semplice deriva, ma il fascio incontra un deflettore ed un tripletto elettrostatico. Quest'ultimo tende a focalizzare le traiettorie riducendo l'effetto di deriva. Per gli ioni di francio una tale risoluzione del filtro corrisponde a $\Delta M \simeq 25$ amu, quindi nessun altro alcalino entra nella cella con il filtro acceso. Peraltro non è possibile selezionare il contributo al flusso totale dei differenti isotopi di Fr per i quali dovrebbe essere $\Delta M < 5$ amu. Per misurare l'efficienza di trasmissione del filtro di velocità è stata misurata la corrente termoionica di rubidio con il filtro acceso e spento. Lo stesso esperimento è stato fatto per il Fr, contando i decadimenti α rivelati dall'ultimo silicio prima della trappola. In entrambi i casi l'efficienza del filtro di Wien è risultata $> 90\%$. Figura 2.16 mostra le correnti di Rb e Fr sul neutralizzatore in funzione della tensione applicata al filtro di Wien.

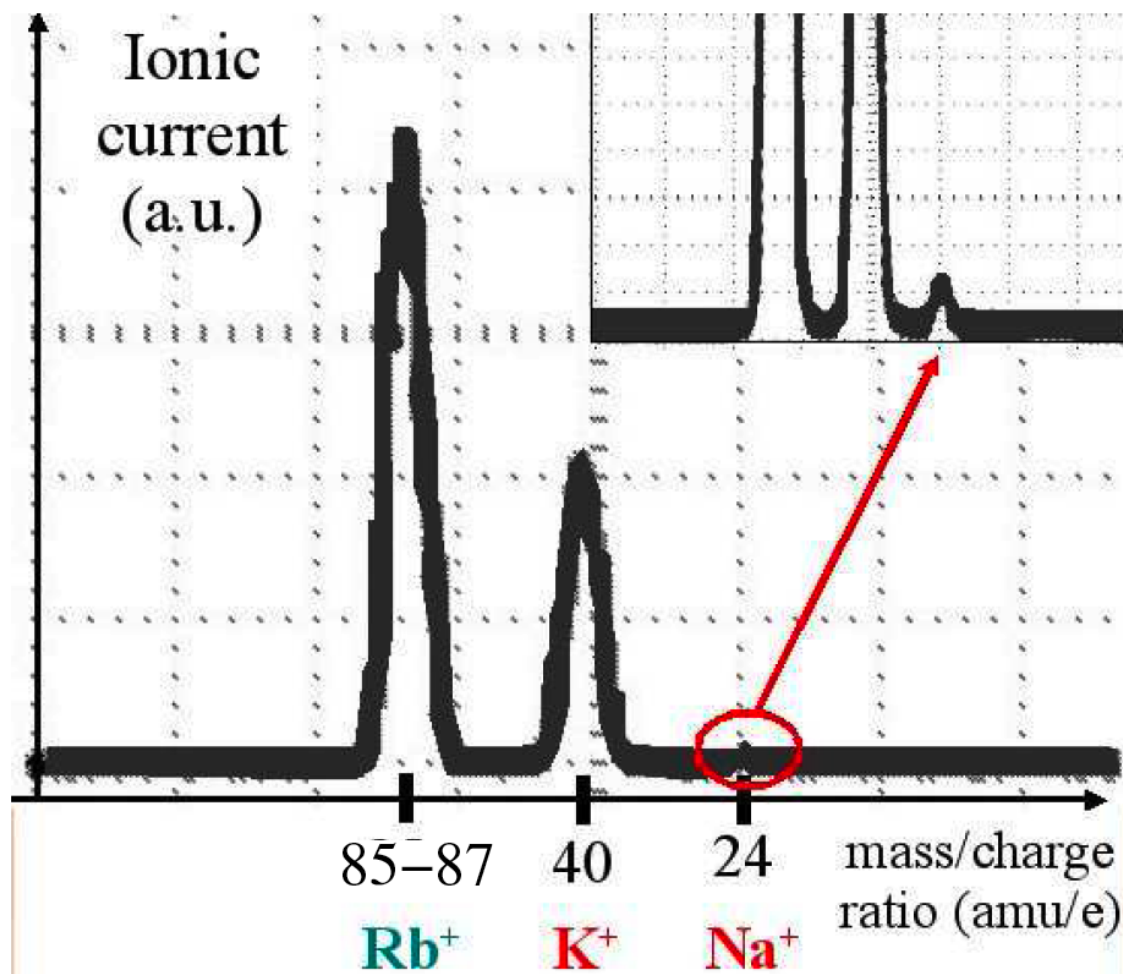


Figura 2.15: Spettro di massa della corrente termoionica; il picco di Rb^+ è usato per la calibrazione; gli altri due picchi corrispondono alle masse di K e Na.

2.7 La Cella

La cella della MOT è una cella in Pyrex del diametro di circa 14 cm con 6 finestre di 5 cm di diametro saldate alla cella lungo i tre assi ortogonali. Una ulteriore finestra è collocata più in basso per l'osservazione della fluorescenza atomica tramite una CCD. Due connessioni vetro-metallo CF16 consentono il collegamento a due bracci di vetro per l'inserimento rispettivamente del neutralizzatore e di una riserva di Rb (oppure potassio o sodio). Attraverso una connessione flangiata vetro metallo (lunga 12 cm e di diametro 2.5 cm) la cella è collegata al sistema di alto vuoto. Figura 2.17 mostra la cella in uso presso i LNL.

La pressione di fondo è circa 10^{-9} mbar durante le misure e non è influenzata dalle procedure di rivestimento. La cella presente nell'apparato sperimentale a LNL è rivestita all'interno da

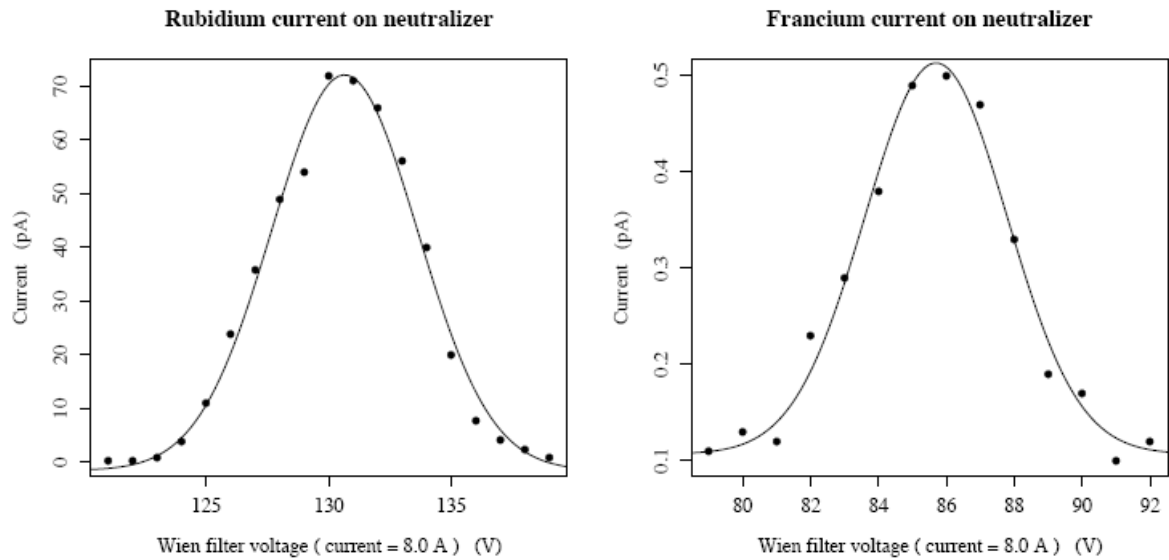


Figura 2.16: Filtro di Wien: tensioni applicate per la trasmissione di Rb e Fr .

Dry-film: un film di materiale organico, il DCDMS (dichlorodimethylsilane). I composti organici come Dry-film o PDMS (polydimethylsiloxane) sono usati per ridurre l'adesione degli atomi nella fase di vapore alle pareti della cella. Una rappresentazione di tali molecole, costituite essenzialmente da atomi di H, O, C e Si, è mostrata in Fig. 2.18.

I due modi per una specie chimica di essere adsorbita su una superficie sono:

- **adsorbimento fisico:** il solo legame alla superficie è dovuto alle deboli forze di Van der Waals (dipolo-dipolo indotto); non c'è una redistribuzione della densità elettronica sia nella superficie sia nella specie adsorbita;
- **adsorbimento chimico :** viene formato un legame chimico tra il substrato e la specie chimica adsorbita che comporta una redistribuzione della densità elettronica. Il tipo di legame può essere di qualsiasi tipo, da quello totalmente ionico a quello covalente.

Questi composti organici hanno la proprietà di permettere migliaia di urti degli atomi sulla superficie interna della cella prima che questi siano adsorbiti, riducendo il chemiadsorbimento e quindi la probabilità di perdita degli atomi dal processo di trappola, migliorando così l'efficienza di intrappolamento [43]. Inoltre hanno l'ulteriore proprietà di favorire il desorbimento alla fase di vapore degli atomi precedentemente adsorbiti mediante l'applicazione di una luce non risonante anche di debole intensità (ad esempio un flash fotografico), come verrà descritto nel Cap.3 (Effetto LIAD).

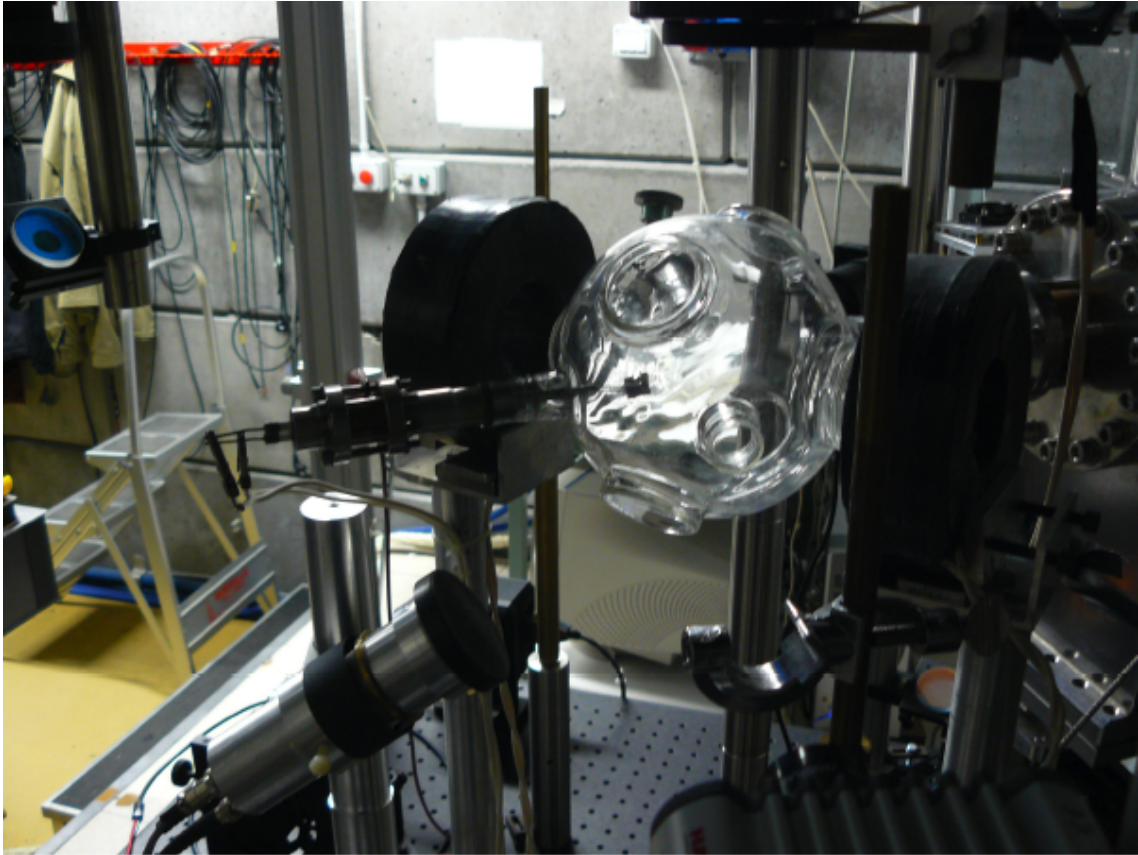


Figura 2.17: Cella di intrappolamento

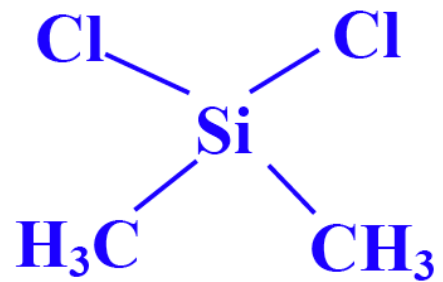
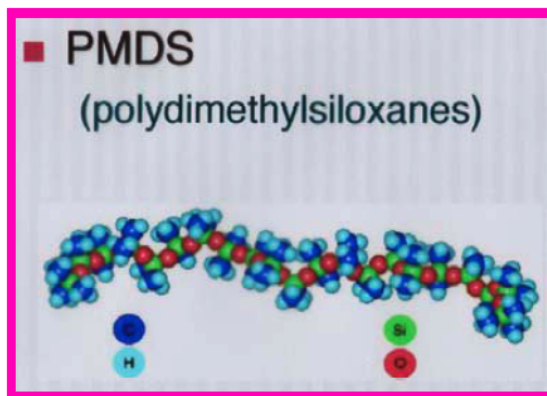


Figura 2.18: Rappresentazione di una molecola di PDMS e la formula di struttura della molecola di DCDMS.

Di seguito la descrizione della procedura seguita per il rivestimento della cella con il Dry-film. Si esegue inizialmente la pulizia della cella:

- si chiudono, con i rispettivi o-ring e tappi, i tubi flangiati della cella tenendo aperto per l'immissione delle soluzioni solo il tubo di connessione cella-vuoto;
- si prepara una soluzione di idrossido di potassio KOH: 10% KOH granulato, 45% etanolo; 45% acqua distillata. Si miscela inizialmente KOH ed acqua, la reazione è esotermica, il contenitore si scalderà molto; quindi si introduce l'etanolo miscelando ancora. La soluzione va rovesciata nella cella assicurandosi che riempia anche i bracci;
- si lascia la cella riempita con la soluzione per 24 h;
- si svuota e si sciacqua con acqua corrente per almeno 12 h;
- si riempie la cella con acqua distillata (per almeno 30 minuti); quindi si svuota e si riempie con alcol etilico per ulteriori 30 minuti;
- si svuota ed asciuga esternamente: la cella deve presentarsi brillante e senza impurità. Si mette sottovuoto per una notte ponendo sotto di essa (a circa 15 cm dalla superficie) una piastra elettrica a circa 150° C; in caso di opacità o impurità presenti si ripete la procedura di pulizia.

Per il rivestimento:

- si prepara una soluzione di Methyltrichlorosilane al 70% ed etere al 30%;
- si riempie molto velocemente con 1 lt di questa soluzione la cella, si agita accuratamente per pochi secondi perchè tutto l'interno della cella (compresi i bracci) vada a contatto con la soluzione, quindi altrettanto rapidamente si svuota;
- si sciacqua con una soluzione di metanolo al 95% e acqua distillata al 5% per 2-3 minuti;
- si rimette la cella sottovuoto con il fornetto acceso a 150° C per 24 ore;
- la cella è pronta per essere collegata alla linea di trasporto.

Il film di rivestimento, anche se non di fresca applicazione alla cella, presenta una attività chimica residua, probabilmente dovuta a gas chimicamente attivi come ossigeno o acqua, adsorbiti sulla sua superficie. L'alcalino da intrappolare può diffondere dentro il rivestimento, dove può essere chemiadsorbito. Per minimizzare questa residua attività del dry-film e quindi la perdita di atomi dal processo di trappola, si esegue la cosiddetta *passivazione* del rivestimento interno della cella [44] per mezzo di un alcalino quale sodio o potassio, contenuto in una riserva inserita in un braccio della cella munito di valvola. Per la corretta esecuzione di tale processo, si pompa la cella fino ad ottenere al suo interno una pressione di gas residuo di 10^{-8} mbar; per una cella come quella in uso a LNL ciò richiede qualche giorno. Per iniziare la passivazione si

riscalda la riserva di potassio (attualmente è l'alcalino in uso) e si apre la valvola che connette il braccio alla cella così da mantenere la pressione di vapore dell'alcalino nella cella a circa 10^{-7} mbar. Dalla Fig. 2.19 vediamo che la densità all'equilibrio degli atomi di Rb, usati per la trappola di prova nella MOT, dipende dalla durata del processo, fino ad arrivare a una densità limite dopo circa una settimana di continua passivazione [44].

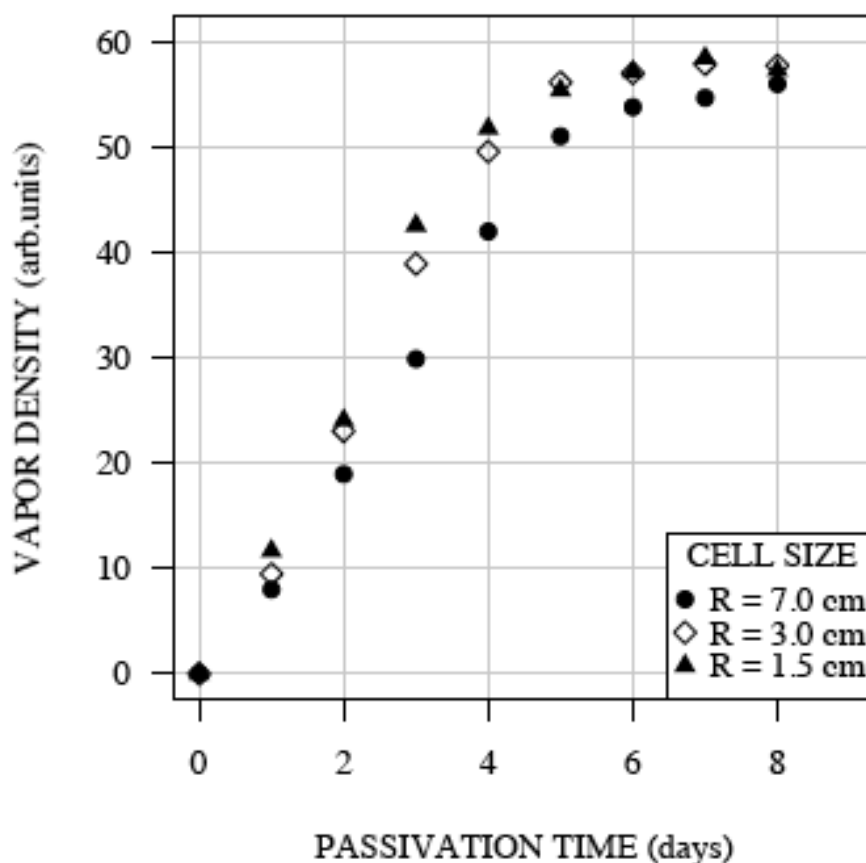


Figura 2.19: Densità di vapore in funzione del tempo di passivazione per atomi di Rb.

2.8 Il Neutralizzatore

Una volta che il Fr è stato trasportato in forma ionica alla cella di intrappolamento, deve essere neutralizzato. Grazie alla bassa energia del fascio ionico, è sufficiente usare un materiale con una funzione di lavoro bassa, sul quale fare incidere il fascio. Il francio è quindi desorbito da tale materiale (neutralizzatore) sotto forma neutra secondo la formula di Saha-Langmuir (Eq. 1.46). Affinchè il processo sia il più possibile efficiente, il neutralizzatore deve essere fatto di un materiale con una funzione di lavoro più bassa possibile e tenuto ad una

temperature abbastanza elevata da facilitare i processi diffusivi e di desorbimento. In genere ittrio (Y) e zirconio (Zr) sono gli elementi più usati. Nella MOT presso LNL, il neutralizzatore è costituito da un foglio di ittrio (di dimensioni $11 \text{ mm} \times 9 \text{ mm}$ e $25 \text{ }\mu\text{m}$ di spessore) che ha funzione di lavoro $\phi = 3.1 \text{ eV}$. Tale foglio è posto dentro la cella dalla parte opposta all'entrata in modo da intercettare gli ioni di Fr, arrestandoli al suo interno (Fig. 2.20). In questo modo il francio in forma atomica è rilasciato direttamente nella cella. Il neutralizzatore è fissato a



Figura 2.20: Neutralizzatore di ittrio all'interno della cella

due gambe di molibdeno collegate elettricamente ad un generatore di corrente, affinché una corrente continua di qualche ampere possa scorrere nella lamina per ottenere la temperatura voluta. La temperatura è misurata dall'esterno mediante un pirometro commerciale. Uno degli elettrodi è collegato a massa per evitare caricamenti dal fascio ionico della zona attorno l'ittrio. Il punto di fusione dell'ittrio è 1526° C , ma di norma non si superano i 750° C per evitare di danneggiare il rivestimento della cella. Inoltre l'alta temperatura del neutralizzatore influisce sulla qualità del vuoto, in quanto la lamina emette elementi indesiderati nella cella che aumentano la pressione del gas residuo.

Il neutralizzatore può lavorare sia in regime continuo che in regime pulsato (accumulo di ioni

sul neutralizzatore spento, seguito dalla sua accensione). Quando un fascio ionico con un'energia di pochi keV colpisce la superficie di un metallo, si verifica una grande varietà di processi dovuti a collisioni elastiche (sputtering, scattering ionico) o inelastiche (emissioni di raggi x , fotoni o elettroni) con probabilità dipendente da energia e massa degli ioni del fascio e dalla struttura cristallina e massa del metallo neutralizzatore. Lo ione impiantato sul metallo ad una certa profondità dalla sua superficie diffonderà verso quest'ultima e sarà rilasciato in forma neutra. Caratteristica principale di un neutralizzatore è che il tempo di diffusione sia piccolo comparato alla vita media dell'atomo investigato.

Presso LNL è stato condotto uno studio sull'efficienza del neutralizzatore di ittrio impiegato nella MOT, mediante spettroscopia laser. In tale ambito sono state effettuate misure dei parametri di diffusione di ioni di Fr e Rb nell'ittrio. L'efficienza di neutralizzazione dell'ittrio è risultata molto elevata (maggiore dell'80% per il ^{210}Fr con la temperatura del neutralizzatore pari a 1050 K) [45].

2.9 Il Sistema Laser

In Fig. 2.21 è mostrata la struttura iperfine dei livelli energetici del Fr rilevanti per l'intrappolamento. Per eccitare la transizione di intrappolamento del Fr (la riga D2) $7S_{1/2}, F = 13/2 \rightarrow 7P_{3/2}, F = 15/2$ a 718.2163 nm si utilizza un laser tunabile titanio-zaffiro 899-21 della Coherent Inc. pompato da un laser Ar^+ Innova Sabre con una potenza di 20 W. Il laser Ti:Sa permette anche di raggiungere la transizione di intrappolamento del Rb (riga D2 a 780 nm); la frequenza è selezionata tramite un filtro di Lyot a birifrangenza ed una lamina di Brewster. Ogni volta che si passa da una frequenza all'altra si rende necessario il riallineamento della cavità laser per ottenere una ottimale potenza in uscita. La potenza laser totale è maggiore di 500 mW (regolabile tramite la potenza del laser di pompa). Dal fascio uscente dal Ti:Sa, un beam splitter separa due fasci di debole intensità da quello principale: uno è trasmesso ad un ondometro Burleygh WA-1500 per la misura della lunghezza d'onda (è utilizzata una fibra ottica per ottenere la migliore accuratezza (± 0.0001 nm) e riproducibilità rispetto all'allineamento dei fasci laser) e l'altro ad una cavità risonante Fabry Perot per monitorare la qualità spettrale e la stabilizzazione in frequenza del laser usando i relativi picchi di trasmissione (stabilità della frequenza $\Delta\nu < 10$ MHz). Lo splitting iperfine dello stato fondamentale è 46.8 GHz. Per evitare il pompaggio ottico sullo stato iperfine non risonante, che interrompe il ciclo di raffreddamento e quindi il processo di intrappolamento, è necessario un laser di ripompa che riporta gli atomi nella transizione ciclica. Il ripompaggio alla transizione ciclica degli atomi che cadono nel sottolivello $F = 11/2$ dello stato fondamentale si ottiene tramite la transizione $7S_{1/2}, F = 11/2 \rightarrow 7P_{1/2}, F = 13/2$, a tale scopo si utilizza un laser a diodo (SDL-5421-G1) a 817.0990 nm. Il diodo è comandato in corrente da un controllo che stabilizza la temperatura ($\pm 0,01^\circ$ C) e la corrente di alimentazione (± 0.1 mA) in modo da ottenere una frequenza suf-

ficientemente stabile. Un secondo laser a diodo è presente per generare l'adeguato fascio di ripompa nel caso di sperimentazione con il rubidio.

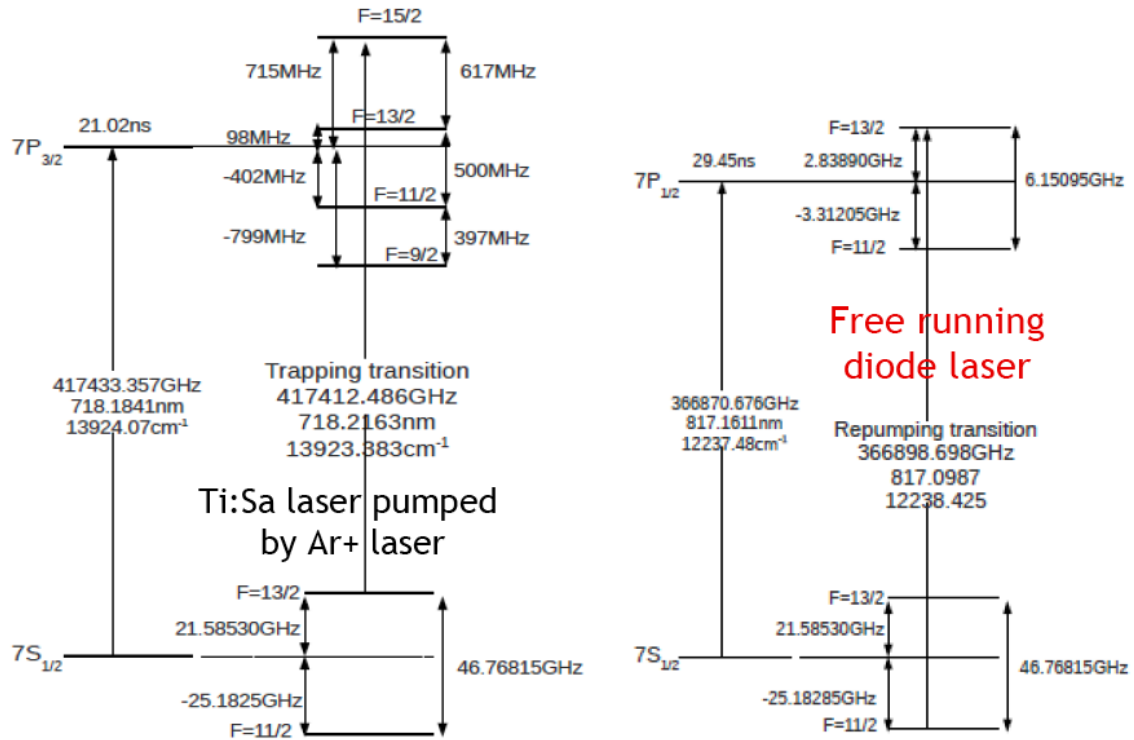


Figura 2.21: Transizioni di intrappolamento e ripompa del francio.

2.10 Stabilizzazione dei Laser

L'instabilità in frequenza del laser Ti:Sa è dovuta alle variazioni di temperatura che influenzano il cristallo ed anche i disturbi acustici incidono sulla stabilità del laser. Non esistendo isotopi stabili del Fr, non è possibile utilizzare una cella di riferimento mediante la quale applicare il metodo di spettroscopia di saturazione per la stabilizzazione della sorgente laser. Con opportune tecniche il laser Ti:Sa e i laser a diodo sono quindi accoppiati ad un interferometro Fabry-Perot (FP) e tramite un laser He-Ne stabilizzato viene mantenuta costante la separazione tra i picchi dei laser trasmessi dall'interferometro. La cavità risonante Fabry-Perot è costituita da due specchi con rivestimento per alta riflessione a 633, 718 e 817 nm montati su un tubo di quarzo di 30 mm di diametro. Il sistema ha un free spectral range (FSR) di 600 Mhz ed una configurazione con uno specchio concavo (con raggio di curvatura 12,5 cm) e l'altro piano, entrambi montati su un supporto ceramico di MACOR; questo consente l'analisi di più linee generate dai laser controllati. Attraverso un riscaldatore, la temperatura del tubo di quarzo viene tenuta costante ad un valore di circa 15°C al di sopra di quella ambientale, stabilizzandone

la lunghezza in modo che la cavità risulti sempre agganciata alla frequenza di un laser He-Ne stabilizzato in frequenza. Attraverso un attuatore piezo-elettrico, comandato da un segnale di 24V prodotto da un generatore di funzioni, si scansiona la cavità in modo da analizzare i massimi di trasmissione degli altri laser inviati nella cavità. La luce che passa attraverso il FP è rivelata da un fotodiodo il cui segnale è acquisito da una scheda ADC-DAC su un PC. Il computer controlla il riscaldatore e i laser tramite un apposito segnale di feedback. Il software di controllo è stato sviluppato in LABVIEW, tale programma acquisisce sia la funzione di modulazione del generatore di funzioni sia il segnale generato dal fotodiodo della cavità, calcolando la posizione del picco dell'He-Ne e la distanza dei picchi relativi agli altri laser [46]. Comparando questi dati con quelli impostati, vengono generati gli appropriati segnali di feedback per la stabilizzazione di ognuno dei laser monitorati. I valori nominali sono impostati tramite due cursori che marcano le posizioni dei picchi relativi al laser He-Ne dai quali viene determinata la lunghezza effettiva della cavità. Figura 2.22 riporta un tipico segnale usato per la stabilizzazione laser.

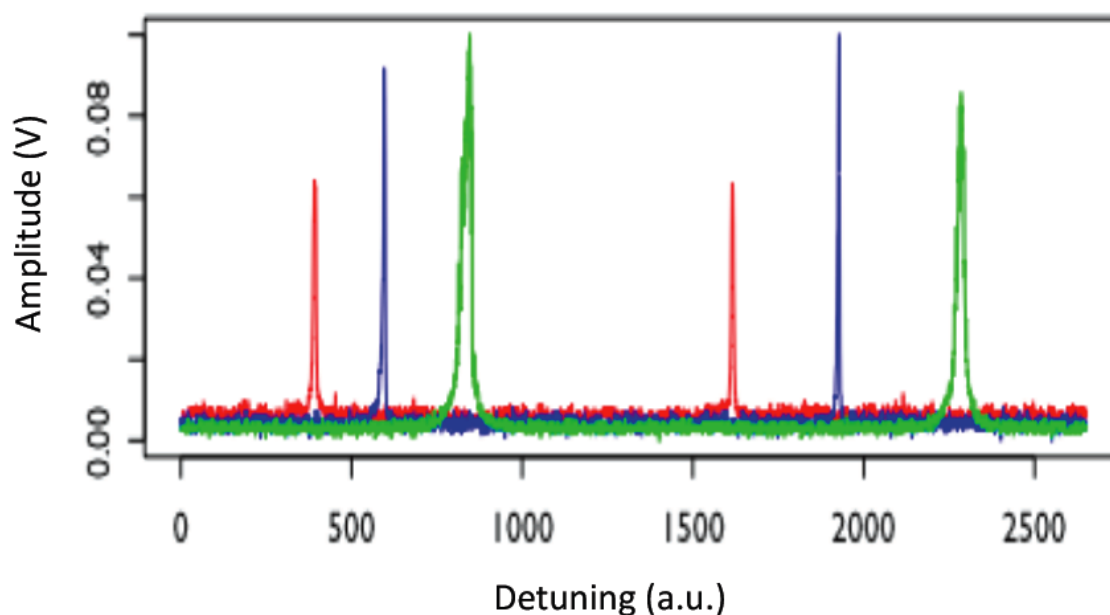


Figura 2.22: Segnale di trasmissione del Fabry-Perot del sistema di stabilizzazione laser. I picchi di trasmissione di un laser He-Ne stabilizzato sono usati come riferimento per la lunghezza della cavità. FSR di 600 MHz. Un algoritmo controllato da software mantiene costante la distanza dal picco dei laser Ti:Sa (blu) e diodo laser (verde) ad uno dei picchi dell'He-Ne (rosso). La precisione è entro pochi MHz.

2.11 Allineamento del Sistema Laser

Il laser Ti:Sa e il laser a diodo sono collocati in due banchi ottici separati dal banco ottico della MOT. Tramite uno specchio reclinabile si invia verso la cella il fascio di ripompa appropriato (Rb o Fr). Due diaframmi posti lungo il percorso ottico assicurano il controllo del corretto allineamento dei fasci. I laser di trappola e di ripompa sono sovrapposti in un cubo beam-splitter polarizzante e sono inviati alla cella attraverso un percorso periscopico di circa 4 m, sopraelevato ad una altezza di 3 m (che consente di operare senza interferire con i laser). Fig. 2.23 mostra uno schema dei banchi con i laser. Sopra la MOT, i fasci sono splittati tramite

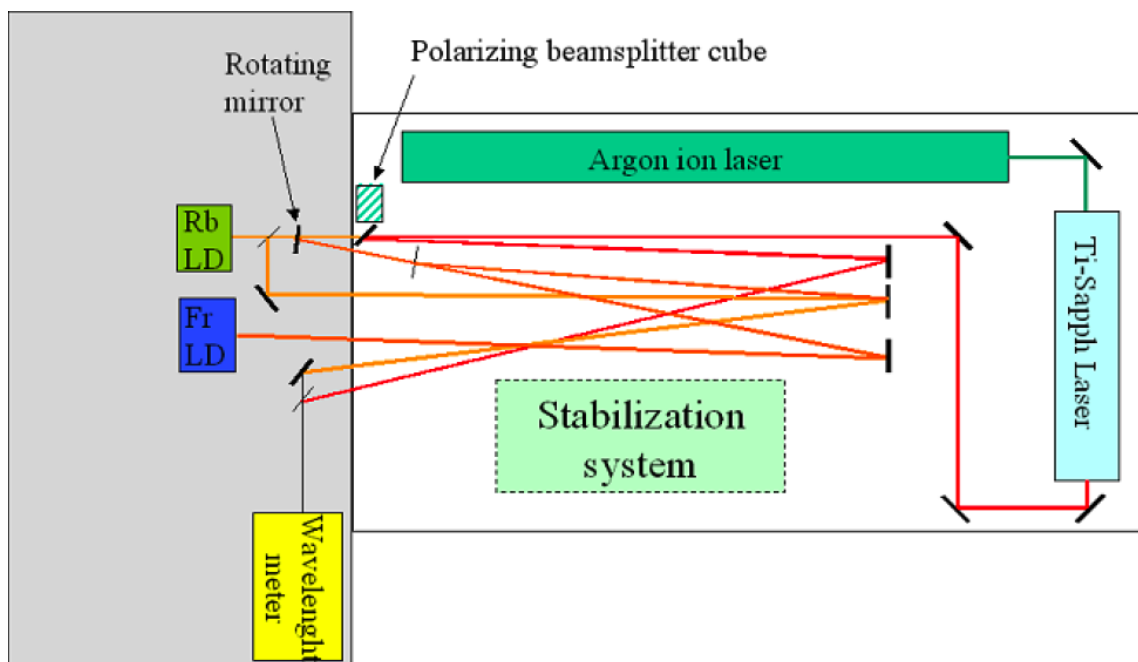


Figura 2.23: Schema banchi ottici con i laser.

un sistema di beam splitter in sei sottofasci, con la potenza totale (≈ 400 mW) suddivisa in due fasci principali (diretti lungo l'asse delle bobine che generano il campo magnetico della MOT) con intensità doppia rispetto ai rimanenti quattro. Per l'intrappolamento quindi, considerando i fasci del Ti:Sa e quelli di ripompa del laser a diodo, abbiamo 12 fasci contropropaganti verso il centro della cella (Fig. 2.24). Ottiche addizionali sono usate per correggere la divergenza e allineare al meglio i fasci. Ognuno dei sei bracci della MOT ha una lamina a quarto d'onda, un telescopio (ingrandimento di 20 X) ed un diaframma. Ogni fascio prima di entrare nella cella passa attraverso la lamina $\lambda/4$ (ottimizzata per 718 nm) per ottenere la polarizzazione circolare con la giusta elicità, successivamente attraversa il beam-expander per aumentare la sua sezione e quindi massimizzare il volume di intrappolamento (e di conseguenza il tasso di caricamento). Polarizzazione ed elicità sono controllate subito prima dell'ingresso in cella dei

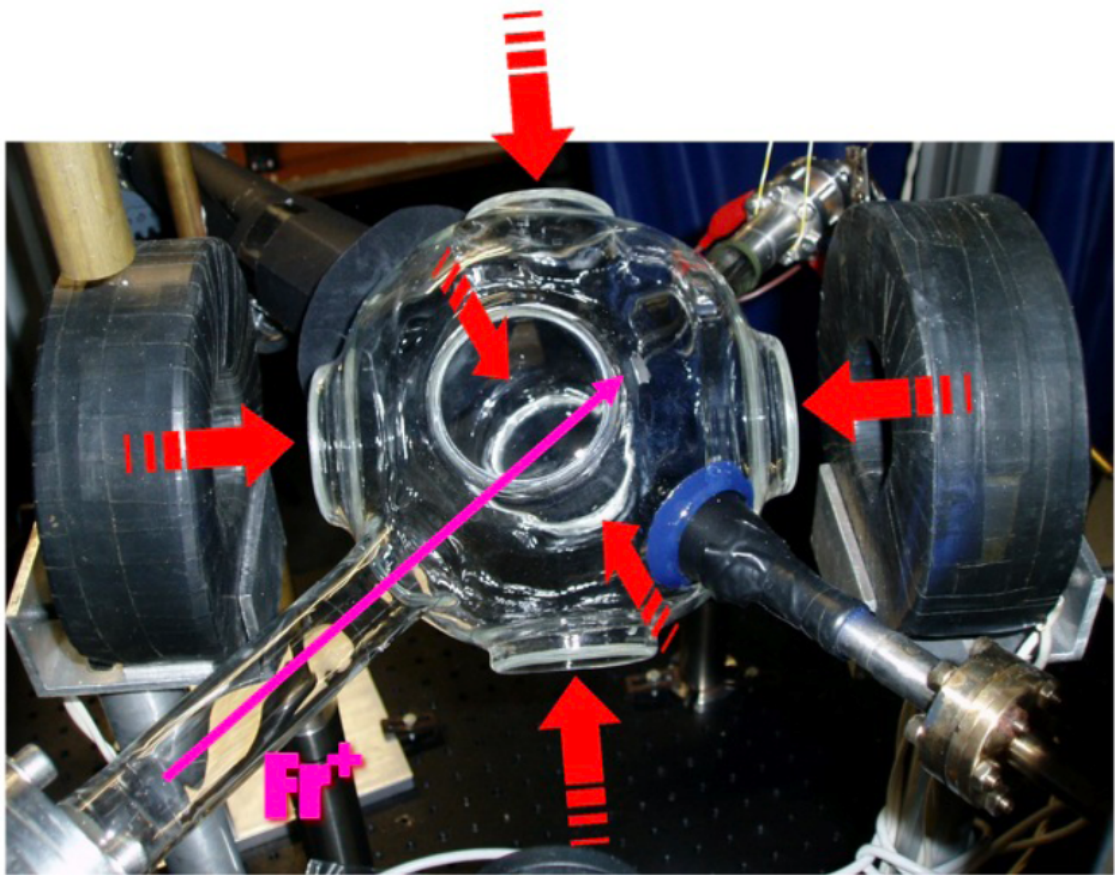


Figura 2.24: La cella MOT con le direzioni dei fasci laser.

fasci tramite un dispositivo costruito in laboratorio nel quale un polarizzatore lineare ruota tramite un ingranaggio ed un fotodiode rileva la luce trasmessa; la rotazione e l'inclinazione della lamina a quarto d'onda permette di ottenere un segnale costante (polarizzazione circolare) per il Fr. Per quanto riguarda il Rb, alla lunghezza d'onda di 780 nm il ritardo introdotto dalla lamina produce una polarizzazione quasi circolare, che non limita l'intrappolamento del Rb, visto la grande quantità disponibile di tale elemento. Una polarizzazione non ben definita comporta una maggiore instabilità nel segnale di trappola con perdite notevoli nel numero di atomi intrappolati. Il diaframma è usato per limitare la misura del fascio sotto il diametro delle finestre della cella; infatti la luce diffusa sul bordo delle finestre produrrebbe un segnale di fondo che disturberebbe la rivelazione della trappola.

All'esterno della cella, lungo uno degli assi di propagazione dei fasci laser, sono posizionate due bobine di 13 cm di diametro in configurazione anti-Helmoltz (stessa corrente nelle due bobine ma di segno opposto), che creano un campo magnetico quadrupolare con lo zero al centro della cella; il gradiente è di circa 8 G/cm con una corrente di circa 2 A. Ogni bobina

consiste di un avvolgimento di circa 300 spire di rame e la distanza tra le bobine è ~ 30 cm. Il campo magnetico massimo è $B_{max} = 125$ gauss, e $I_{max} = 4$ A. Una ulteriore bobina, di dimensioni minori, è collocata sopra la cella, con l'asse in direzione ortogonale a quello del campo quadrupolare per una definizione più precisa della posizione di centro della trappola e la conseguente corretta visualizzazione tramite una CCD di tale centro.

2.12 Rivelazione della Trappola tramite CCD

Poichè la quantità di atomi di francio che è possibile intrappolare è piccola si rende necessario massimizzare la sensibilità del sistema di rivelazione. Viene utilizzata una telecamera CCD Hamamatsu modello ORCA II (IEEE1394), con un obiettivo a lunghezza focale corta (21mm) ed un filtro interferenziale per ridurre la luce a frequenza diversa da quella di interesse. La CCD è stata testata e calibrata con la MOT di atomi di rubidio. Con la telecamera si acquisisce il segnale della trappola, che appare come uno spot brillante circondato da un più debole fondo di fluorescenza (Fig.2.25). Il conteggio degli atomi intrappolati dalla MOT è eseguito tramite



Figura 2.25: Segnale della trappola di rubidio.

l'analisi del segnale di fluorescenza della trappola, che viene elaborato da uno specifico programma in LabView. Con il rubidio la selettività spaziale fornita dalla CCD non è alterata dal

fondo, visto l'alto numero di atomi intrappolati. La rivelazione del segnale di francio è invece ostacolata dalla luce parassita dovuta alla diffusione dei fasci dalle pareti della cella; il fondo che ne deriva è più grande del segnale cercato. Tale fondo varia in intensità sia per variazioni nell'allineamento dei fasci sia per fluttuazioni di intensità della luce laser. In un modello semplificato, la luce di fondo è direttamente proporzionale alla potenza del laser principale. Per ricavare il numero di atomi presenti in una nuvola è necessario definire il segnale S fornito dalla CCD, quindi stabilire la relazione di proporzionalità tra S ed il numero di atomi. Si utilizza il sistema di riferimento dato dagli assi orizzontale (x) e verticale (y) rispetto all'obiettivo della CCD. Per la scelta di S si fitta il profilo dello spot della trappola lungo l'asse x con una funzione gaussiana $\exp\left(-2\left(\frac{x-x_c}{\omega_x}\right)^2\right)$, con x_c coordinata del centro dello spot, ω_x ampiezza della gaussiana (e analogo procedura per l'asse y). Si definisce quindi una regione di interesse (ROI) attorno l'immagine della trappola nell'ellisse con centro di coordinate (x_c, y_c) e diametri $2\omega_x$ e $2\omega_y$. Il segnale fornito dalla CCD in presenza di trappola è

$$S_{raw} = \sum_{pixels(i) \in ROI} S(i). \quad (2.6)$$

Considerando il segnale di fondo, si ottiene il segnale vero dovuto alla trappola:

$$S = S_{raw} - S_{background}, \quad (2.7)$$

con $S_{background}$ il segnale proveniente dalla CCD in assenza di trappola. Il segnale S è allora la somma dei pixel all'interno della ROI dopo la sottrazione del fondo.

Si deve ora calibrare il segnale S rispetto al numero di atomi nella nuvola MOT. Questo si realizza in due fasi:

- la CCD viene calibrata in termini di potenza luminosa entrante nell'obiettivo;
- dal calcolo del rate di fluorescenza e dell'angolo solido si ottiene la quantità di luce emessa da un singolo atomo che raggiunge l'obiettivo.

La procedura seguita permette di controllare la linearità della CCD e fornisce una stima del livello minimo di potenza che può essere rivelato. Per la calibrazione si utilizza uno spot ottenuto da un fascio laser incidente su uno schermo nero (i fotogrammi sono presi a diverse potenze a tre diverse lunghezze d'onda: 633 nm, 718 nm, 780 nm. Lo schermo è inclinato per ottenere la forma ellittica dello spot simile a quella ottenuta dalla MOT). La potenza proveniente dallo spot deve essere bassa (<1 nW), perchè questo è l'ordine di grandezza che si può attendere dalla potenza entrante nel sistema di rivelazione dalla fluorescenza della MOT (Fig. 2.26). Gli atomi di Fr e Rb approssimativamente saturati sulla transizione D2 emettono le seguenti potenze:

$$P^{sat}(\text{Rb}) = \frac{h\nu_{\text{Rb}}}{2\tau_{\text{Rb}}} = \frac{hc/(780\text{nm})}{2 \cdot 26,5\text{ns}} = 4,8 \text{ pW}$$

$$P^{sat}(\text{Fr}) = \frac{h\nu_{\text{Fr}}}{2\tau_{\text{Fr}}} = \frac{hc/(718\text{nm})}{2 \cdot 21\text{ns}} = 6,6 \text{ pW},$$

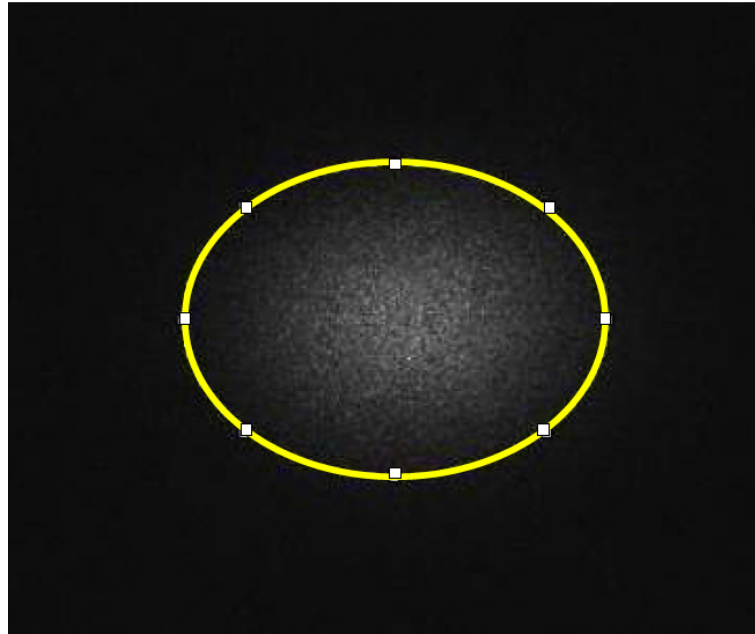


Figura 2.26: Calibrazione CCD: spot da un laser He:Ne incidente su uno schermo nero usato per simulare l'immagine di una nuvola MOT .

Atomo	^{210}Fr			^{85}Rb		
Detuning	$-5\gamma_f$	$-2\gamma_f$	0	$-5\gamma_f$	$-2\gamma_f$	0
P/atomo (pW)	0,47	2,1	6,2	0,34	1,6	4,7
$N_{trap}(P_{det}=1\text{pW})$	1400	300	110	1900	400	140

Tabella 2.3: Conversione potenza/numero di atomi. P_{atomo} è la potenza emessa dal singolo atomo sull'intero angolo solido; P_{det} è la potenza entrante nell'obiettivo e rivelata dalla CCD.

considerando che l'angolo solido coperto dall'obiettivo della CCD è $\Omega \approx 1,5 \times 10^{-3} \text{sr}$ ed un numero di atomi intrappolati di $\approx 10^4$ si ha una stima di una potenza massima rivelabile di qualche decina di pW.

Per potere dedurre quanti atomi sono presenti nella nuvola MOT dalla potenza luminosa ottenuta dall'analisi del segnale CCD, bisogna conoscere quanta potenza è emessa dal singolo atomo. Il problema dell'interazione degli atomi di francio con la luce laser nella regione della MOT è stato trattato con il formalismo di Bloch. Nella Tabella 2.3 si riportano i risultati per la conversione potenza/numero di atomi per Fr e Rb in funzione del detuning del laser di trappola rispetto al valore di risonanza. Il valore del detuning ottimale per il funzionamento della trappola è compreso tra $-5\gamma_f$ e $-2\gamma_f$ [47], dove γ_f è la larghezza di riga della transizione in oggetto.

2.13 Analisi del Rumore

Si possono distinguere due tipi di rumore: quello intrinseco alla CCD, misurato quando nel sistema di rivelazione non entra luce (diaframma completamente chiuso) e il rumore proveniente dalla luce diffusa (essenzialmente dovuta al laser Ti:Sa). Dalle misure effettuate il rumore di luce diffusa è sempre maggiore di quello intrinseco. Per mezzo della calibrazione si può direttamente esprimere il rumore in termini di potenza (pW) e numero di atomi intrappolati.

Allo scopo di migliorare la qualità dei fotogrammi, si può sottrarre da ogni immagine acquisita una immagine di fondo di riferimento. Il segnale S definito dalla Eq.2.7 non risolve il problema delle fluttuazioni di intensità nel tempo del laser di trappola. Per ovviare a questo problema si definisce una seconda ROI, detta ROI di fondo, spazialmente spostata rispetto alla ROI di trappola, ma con la stessa forma e dimensione. Questa ROI è posta in una regione dove non ci sono atomi intrappolati, quindi può monitorare direttamente la luce di fondo e le sue fluttuazioni (Fig. 2.27). Si applica quindi una sottrazione pesata dei due segnali:

$$S = S_{acq}^{trap} - \frac{S_{acq}^{bg}}{S_{ref}^{bg}} S_{ref}^{trap}, \quad (2.8)$$

dove gli indici $trap$ e bg indicano un segnale proveniente dalle ROI di trappola o di fondo, acq e ref indicano un segnale acquisito con trappola attiva o spenta. Anche il rumore intrinseco della CCD deve essere considerato e sottratto. Un programma di acquisizione sviluppato su piattaforma LABVIEW permette l'analisi in tempo reale.

La CCD viene raffreddata per limitare gli effetti del rumore elettronico e la luce ambientale viene schermata da un'opportuna copertura attorno alla cella. Particolare attenzione deve essere posta nell'allineamento dei 6 fasci, perchè la luce diffusa dai bordi delle finestre della cella fornisce un contributo importante al fondo. L'allineamento della CCD è fatto in modo che dietro alla nuvola raffreddata si possa individuare una regione scura; questo riduce ulteriormente le fluttuazioni dentro la trappola e rende visibile ad occhio nudo la trappola sul PC di acquisizione. La ROI di fondo è scelta in una regione dove la luce diffusa è ben visibile per potere misurare e compensare le fluttuazioni di intensità. Con la procedura descritta è possibile rivelare trappole con un piccolo numero di atomi (≈ 20) ed un fondo < 30 atomi. Fig. 2.28 mostra la regione di trappola senza e con la sottrazione pesata del fondo; in tale ultimo caso è visibile ad occhio nudo sul display del PC di acquisizione una trappola di circa 80 atomi di rubidio con un rumore misurato minore di 20 atomi e un detuning di $-5\gamma_f$. In Fig. 2.29 è riportato il numero di atomi di rubidio intrappolati in funzione della frequenza del laser di intrappolamento: quando il detuning diventa positivo la trappola scompare rapidamente.

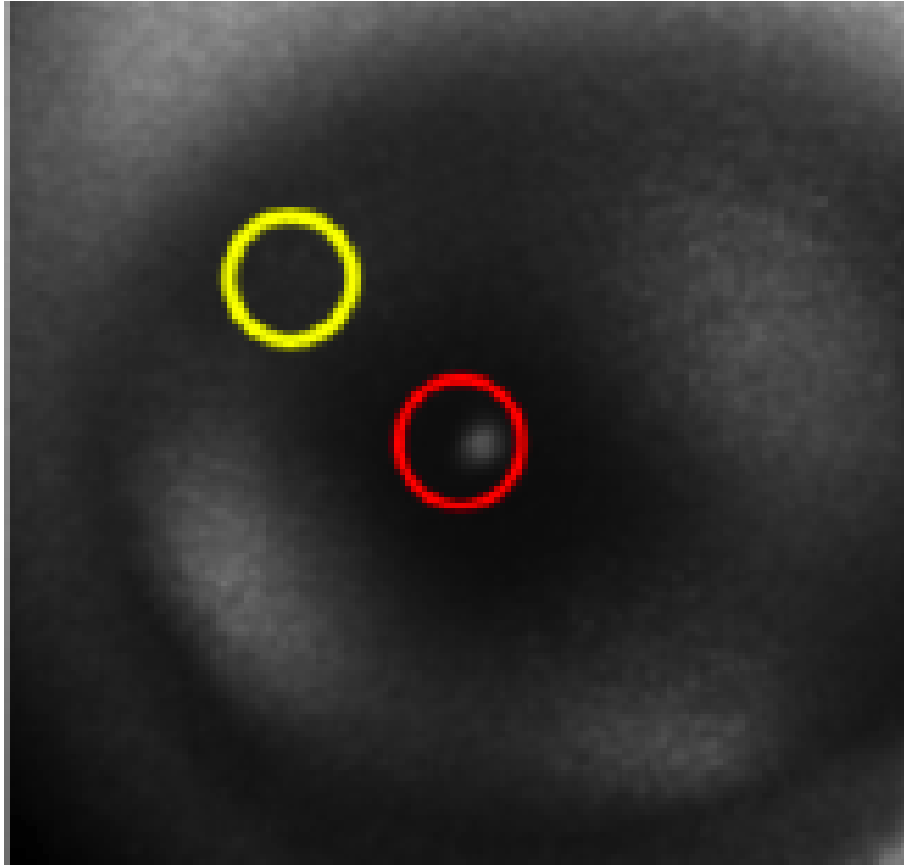


Figura 2.27: Le ROI della MOT: la regione delimitata dal cerchio giallo è quella esterna alla trappola, dove viene acquisito il segnale di fondo; il cerchio rosso è centrato sulla zona di trappola.

2.14 Dinamica di Intrappolamento

La MOT è caratterizzata dall'evoluzione temporale del numero di atomi dell'elemento da intrappolare, N_v , sotto forma di vapore all'interno della cella e del numero, N_t , di atomi nella trappola. N_v è alimentato da un termine di sorgente caratterizzato da un flusso $I(t)$. Tale termine può essere limitato ad un tempo τ durante il quale il numero di atomi apportato è $\int_0^\tau I(t) dt$. L'insieme di atomi allo stato di vapore non costituisce un insieme chiuso a causa delle continue perdite di atomi. Le equazioni differenziali dell'evoluzione temporale di N_v e N_t sono [44]:

$$\begin{cases} \frac{dN_t}{dt} = LN_v - CN_t - BN_t^2 - AN_vN_t - \Gamma_r N_t \\ \frac{dN_v}{dt} = -(L + W)N_v + CN_t + BN_t^2 + AN_vN_t - \Gamma_r N_v + I(t) \end{cases} \quad (2.9)$$

con le appropriate condizioni iniziali per N_t e N_v , dove:

- Γ_r è il reciproco della vita media radioattiva dell'atomo considerato.

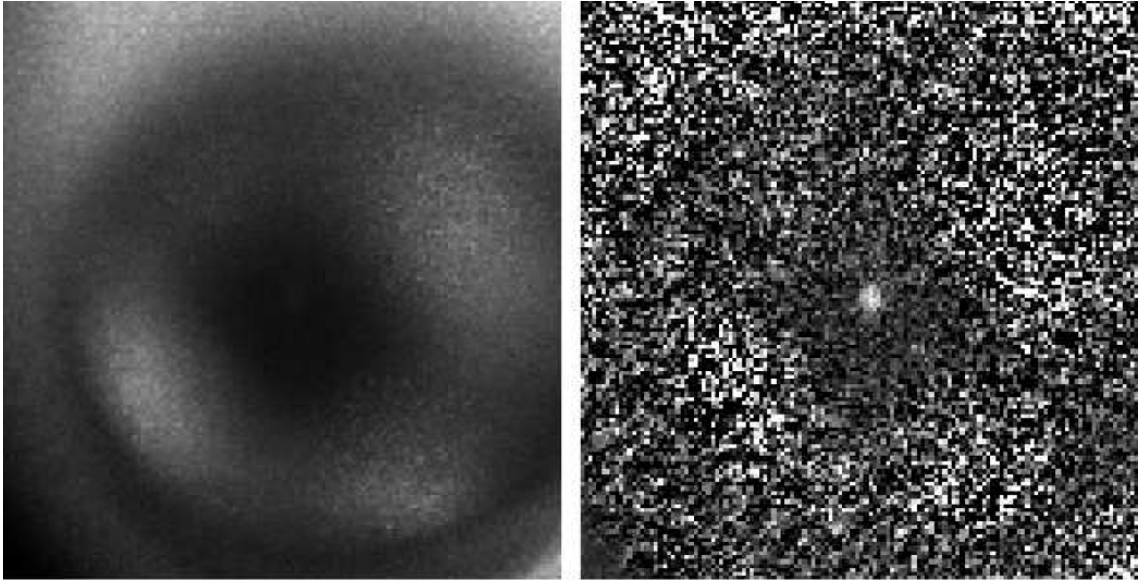


Figura 2.28: Nella figura di sinistra, immagine della regione della trappola, nessuna trappola è visibile ad occhio nudo. Nell'immagine di destra la stessa regione dopo la sottrazione pesata del fondo, si osserva al suo centro una trappola di circa 80 atomi di rubidio.

- $AN_v N_t$ fornisce il rate di perdita causato dalle collisioni tra atomi intrappolati e allo stato di vapore, mentre le collisioni interne tra gli atomi intrappolati comportano una perdita di questi con un rate pari a BN_t^2 . I due termini sono spesso trascurabili e possono diventare significativi quando un notevole numero di atomi è istantaneamente rilasciato nella cella.
- L : rate di caricamento atomico dalla fase di vapore alla trappola.
- W : coefficiente di perdita degli atomi nella fase di vapore.
- C : coefficiente di perdita degli atomi intrappolati.

Il rate di caricamento L è dato da da [43]:

$$L = \frac{3v_c^4 w^2}{16\sqrt{\pi} v_T^3 R^3}, \quad (2.10)$$

dove v_c è la velocità di cattura (per gli atomi di Rb $\sim 30 \text{ ms}^{-1}$), che dipende dall'intensità dei fasci laser e dalle dimensioni della zona di interazione luce-vapore; $v_T = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi M}} \sim 2.7 \times 10^4 \text{ cm/s}$ è la velocità termica degli atomi; w il raggio del fascio laser di intrappolamento; R il raggio della cella. Una stima dell'ordine di grandezza è $L \sim 10^{-3} \text{ s}^{-1}$.

Per quanto riguarda le perdite di atomi nella fase di vapore, queste sono dovute ai processi di adsorbimento alle pareti della cella (con costante di tempo τ_{sto}), alle perdite attraverso la porta di pompaggio (con costante di tempo τ_{esc}), al decadimento radioattivo (con costante di tempo

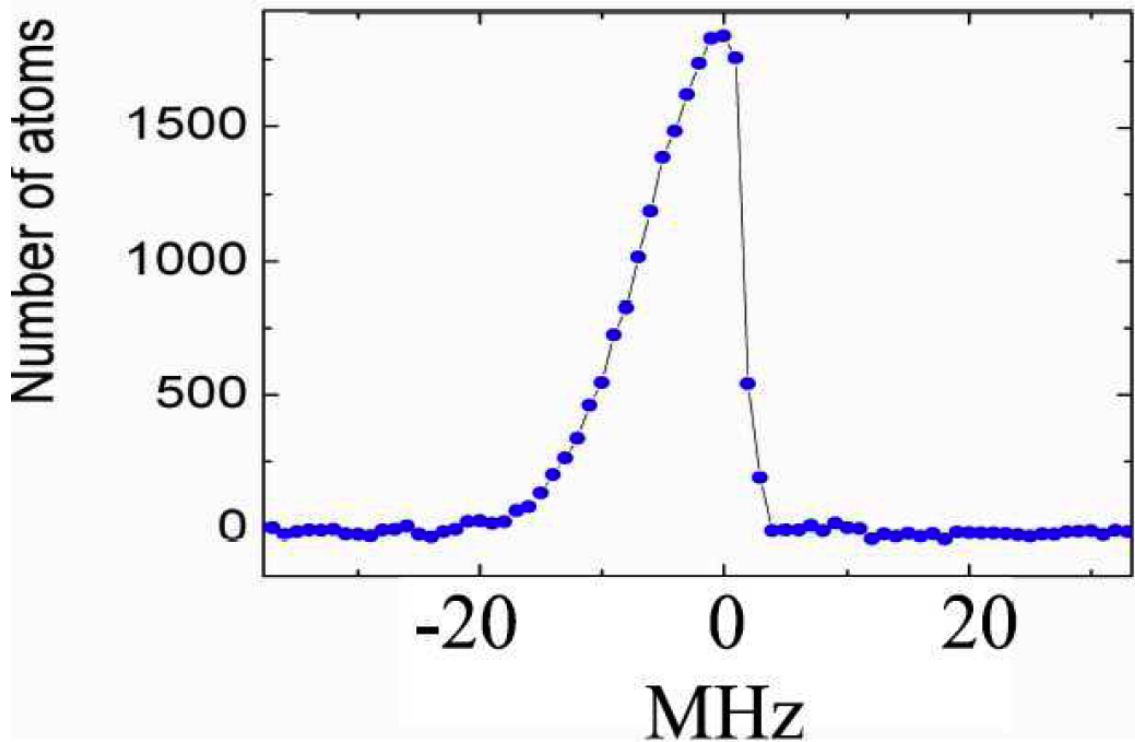


Figura 2.29: Atomi di rubidio intrappolati in funzione del detuning dalla frequenza della transizione di intrappolamento.

τ_{dec}); si ha [44]:

$$W = \frac{1}{\tau_{loss}} \equiv \frac{1}{\tau_{dec}} + \frac{1}{\tau_{esc}} + \frac{1}{\tau_{sto}}, \quad (2.11)$$

dove $\frac{1}{\tau_{esc}} = \frac{v_T}{2l} \left(\frac{r}{R}\right)^3$, con r raggio del tubo della pompa da vuoto e l la sua lunghezza; $\frac{1}{\tau_{sto}} = \frac{3v_T}{\chi \cdot R}$, con χ coefficiente adimensionale che rappresenta il numero di urti elastici di un atomo contro le pareti della cella prima di essere adsorbito, ovvero l'inverso della probabilità di adsorbimento. Infine $\frac{1}{\tau_{sto}}$ dipende dal tipo di rivestimento usato per la superficie della cella, dalla qualità ed eventuale deterioramento. Considerando $R = 7$ cm, $l = 16$ cm e $\chi = 2 \times 10^4$ si ottiene $W \sim 3.4$ s⁻¹ (considerando atomi di Rb, quindi τ_{dec} infinito) valore in accordo con la misura sperimentale $W = 3.3$ s⁻¹ dopo una settimana di passivazione [44].

Per quanto riguarda le perdite dovute alle collisioni tra gli atomi intrappolati ed il gas residuo all'interno della cella, la qualità del vuoto all'interno della cella è requisito fondamentale per la riduzione di queste perdite; $C = n_{bg} \sigma v_T$ con n_{bg} densità del gas residuo e σ sezione d'urto collisionale. Un ordine di grandezza di questo coefficiente è [45]: $C \sim 10^{-1}$ s⁻¹. In condizioni ideali, considerando isotopi stabili ($\Gamma_r = 0$, come per il Rb) e trascurando le perdite di atomi

nella trappola dovute a collisioni di atomi della stessa specie atomica ($A = B = 0$), si ha:

$$\begin{cases} \frac{dN_t}{dt} = LN_v - CN_t \\ \frac{dN_v}{dt} = -LN_v + CN_t - WN_v + I(t) \end{cases} \quad (2.12)$$

Si può trovare la soluzione stazionaria $\dot{N}_t = \dot{N}_v = 0$, considerando un flusso costante di atomi $I(t) = I$:

$$N_t = \frac{LI}{WC} \qquad N_v = n_{eq}V = \frac{I}{W} \quad (2.13)$$

dove n_{eq} rappresenta la densità atomica di equilibrio nella cella e V il volume della cella.

Dalle 2.13

$$N_t = \frac{LVn_{eq}}{C}. \quad (2.14)$$

LVn_{eq} è pari a $\gamma R_b^2 n_{eq}$ [43], con R_b raggio del fascio laser di trappola e γ parametro funzione della velocità termica v_T degli atomi nel vapore e della velocità di cattura nella trappola v_c ; si ha quindi:

$$N_t = \frac{\gamma R_b^2 n_{eq}}{C}. \quad (2.15)$$

In esperimenti con atomi radioattivi in una cella rivestita con Dry-film, $\tau_{esc} \ll \tau_{sto} < \tau_{decr}$ così solo τ_{esc} gioca un ruolo importante e la densità atomica all'equilibrio diventa:

$$n_{eq} = \frac{3I}{2\pi v_T r^3}, \quad (2.16)$$

da cui:

$$N_t = \frac{\gamma R_b^2}{C} \frac{3I}{2\pi v_T r^3}. \quad (2.17)$$

Dalla 2.17 si vede come il numero di atomi intrappolati è proporzionale al flusso, al quadrato del raggio del fascio laser, alla lunghezza del tubo di pompaggio ed inversamente proporzionale al cubo del raggio di questo tubo ed al rate di collisione con il gas residuo.

E' necessario quindi ottimizzare questi parametri per ottenere il maggior numero di atomi intrappolati.

Capitolo 3

Risultati Sperimentali

In questo capitolo vengono illustrati alcuni risultati sperimentali ottenuti tramite l'apparato sperimentale installato presso i Laboratori Nazionali di Legnaro dell'INFN nel triennio 2011-2013.

Sarà dapprima presentato lo sviluppo di una nuova tecnica applicabile alla rivelazione di transizioni deboli per fasci radioattivi. Questo è un metodo di indagine basato sull'eccitazione degli atomi intrappolati in MOT con fascio laser risonante con la transizione di interesse e rivelazione della distruzione/caricamento della trappola stessa. È stata applicata con successo a transizioni di dipolo elettrico del Rb in vista del suo impiego nella spettroscopia (ad alta precisione) per i livelli D del francio.

Successivamente vengono illustrati i risultati relativi alla trappola di francio, con i quali si è avuta evidenza dell'effetto LIAD (Light Induced Atomic Desorption).

3.1 Studio dei Livelli Eccitati dell'Atomo di Rubidio tramite MOT

Nel 2009 sono stati pubblicati i risultati ottenuti con l'apparato sperimentale precedentemente descritto [49], che migliorano di un ordine di grandezza l'accuratezza delle misure di frequenze relative alle transizioni $7S - 7P$ di tre isotopi del francio ($^{209-211}\text{Fr}$) e confermano i dati di ISOLDE per gli shifts isotopici $^{209-211}\text{Fr}$ dedotti. Questo risultato costituisce un riferimento per i modelli teorici dei livelli energetici del francio (Tabella 3.1). Per la completezza di questi modelli, necessari per l'estrazione della carica debole dai risultati sperimentali di APNC, è necessario conoscere al meglio i livelli energetici del francio. La ricerca si rivolge alle transizioni non ancora osservate. È stata quindi sviluppata una tecnica sperimentale per la rivelazione di nuovi stati del francio eccitati tramite transizioni deboli [50]. Per mettere a punto tale nuova tecnica è stato utilizzato l'isotopo 85 del Rubidio. Sono state studiate le variazioni del numero di atomi di ^{85}Rb nella MOT indotte da un fascio laser di sonda interagente con gli atomi intrappolati e risonante con diverse transizioni degli atomi. Gli esperimenti sono stati realizzati con trappole con un piccolo numero di atomi (da 100 a 10.000) per avvicinarsi alle condizio-

Isotopi	laser intrappolamento	transizione intrappolamento $7S_{1/2} \rightarrow 7P_{3/2}$	transizione ripompa $7S_{1/2} \rightarrow 7P_{1/2}$
209	417 415.087(8)	417 415.125(17)	366 897.428(50)
210	417 412.448(7)	417 412.486(17)	366 898.698(50)
211	417 412 .627(9)	417 412.665(18)	366 895.568(50)

Tabella 3.1: Frequenze assolute misurate per isotopi del francio, in GHz. In terza e quarta colonna sono riportate le frequenze di intrappolamento e di ripompa, che massimizzano il numero di atomi in MOT.

ni che si hanno con il francio. Il trascurabile allargamento Doppler consente di osservare uno spettro ben risolto delle componenti iperfini alla minima potenza laser ed un corretto effetto di allargamento a più alte intensità. Con tale metodo si osservano le transizioni cercate tramite la rivelazione del numero di atomi nella MOT con la variazione della fluorescenza della trappola acquisita per mezzo della CCD. Il sistema CCD è calibrato in potenza e numero di atomi presenti nella nuvola; il segnale della fluorescenza è quindi direttamente registrato e non sono necessarie ulteriori tecniche di analisi grazie al buon rapporto S/N fornito dal sistema.

Questa tecnica presenta come vantaggi:

- la semplificazione del sistema di rivelazione ed analisi dei dati;
- una intrinseca alta sensibilità dovuta alla favorevole dinamica della trappola, che consente di potere rivelare anche linee deboli semplicemente misurando la fluorescenza;
- il metodo è valido qualunque sia la lunghezza d'onda di eccitazione.

La finalità è quella di rivelare segnali molto deboli relativi a transizioni tra livelli energetici del francio, come quelli che indicano un trasferimento di parte degli atomi intrappolati a livelli non ancora indagati, via dipolo magnetico o quadrupolo magnetico, come le linee $7S \rightarrow 6D_{3/2}$ e $7S \rightarrow 6D_{5/2}$ (per le quali la teoria predice 615 nm e 608 nm rispettivamente) (Fig.3.1). Per le transizioni $7S \rightarrow 6D_{3/2}$ e $7S \rightarrow 6D_{5/2}$ la probabilità di transizione è più grande della transizione proibita, ma la frequenza non è conosciuta; è necessario l'uso di laser a colorante tunabili per la scansione di questa regione. La misura dei parametri atomici relativi a queste transizioni è necessaria per una accurata calibrazione degli effetti di APNC.

3.1.1 Apparato Sperimentale

In Fig. (3.2) è mostrato uno schema dell'apparato sperimentale usato: come laser di trappola viene impiegato un diodo laser a cavità esterna (ECDL) con potenza 350 mW stabilizzato su $\nu = 384229.22$ GHz con un detuning di circa 10 MHz verso il rosso, che eccita la transizione $5S_{1/2}(F_g = 3) \rightarrow 5P_{3/2}(F_e = 4)$ del Rb. La configurazione dei tavoli ottici è quella standard utilizzata per le misure sul francio; per non modificare l'apparato il fascio del diodo laser è

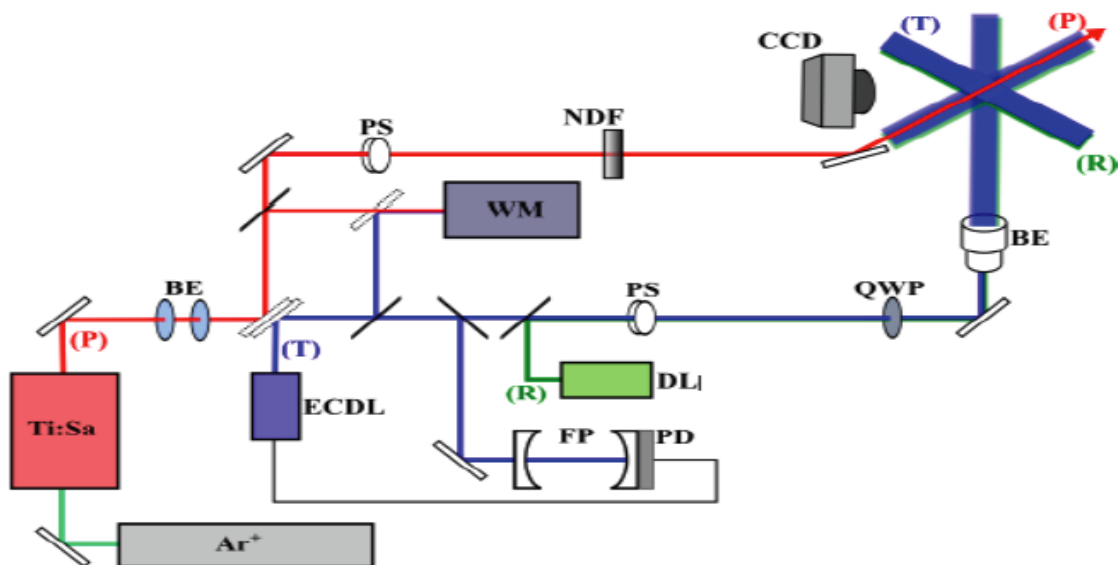


Figura 3.2: Schema dell'apparato sperimentale per la rivelazione dei livelli eccitati del Rb. T: laser di trappola ; P: fascio di sonda; R: laser di ripompa; BE: beam expander; WM: ondame- tro; FP: cavità Fabry-Perot; PD: fotorivelatore; PS: periscopio; NDF: filtro a densità neutra; QWP: lamine a quarto d'onda; CCD: camera CCD raffreddata.

passare da 2 finestre opposte della cella (Fig. 3.3), il suo diametro è di circa 3 mm per potere coprire tutto il volume di trappola. La potenza di uscita è di circa 400 mW (per le zone più favorevoli dello spettro) e può essere ridotta, tramite l'utilizzo di filtri multipli a densità neutra a valori inferiori, fino ad una riduzione di un fattore di 10^{-4} . Il laser Ti:Sa viene scansionato attraverso la frequenza di risonanza voluta, con spazzate su intervalli dell'ordine delle centinaia di MHz; la variazione della fluorescenza (acquisita tramite CCD) è direttamente registrata, senza che ulteriori tecniche di rivelazione siano utilizzate, grazie all'ottimo rapporto segnale/rumore della CCD. La velocità di scansione del Ti:Sa è mantenuta bassa al fine di eliminare l'effetto sul tempo di ripristino caratteristico delle dinamiche di intrappolamento. Sono rimasti invariati i sistemi di controllo e stabilizzazione delle frequenze dei laser impiegati, tramite l'ondametro e la cavità Fabry-Perot. La sorgente di Rb è fornita dal foglio di ittrio neutralizzatore, precedentemente caricato da un fascio ionico di rubidio. In base alla temperatura alla quale viene regolato, il neutralizzatore rilascia un'opportuna quantità di atomi.

Di seguito sono riportati i risultati per vari schemi di eccitazione. Tramite il fascio di sonda sono state spazzate diverse righe, per verificare la capacità di controllare il numero di atomi intrappolati, andando a misurare righe di intensità sempre più debole. A basse intensità del fascio di sonda i risultati sulle larghezze spettrali atomiche risultano pienamente compatibili con i valori teorici in assenza di effetto Doppler.

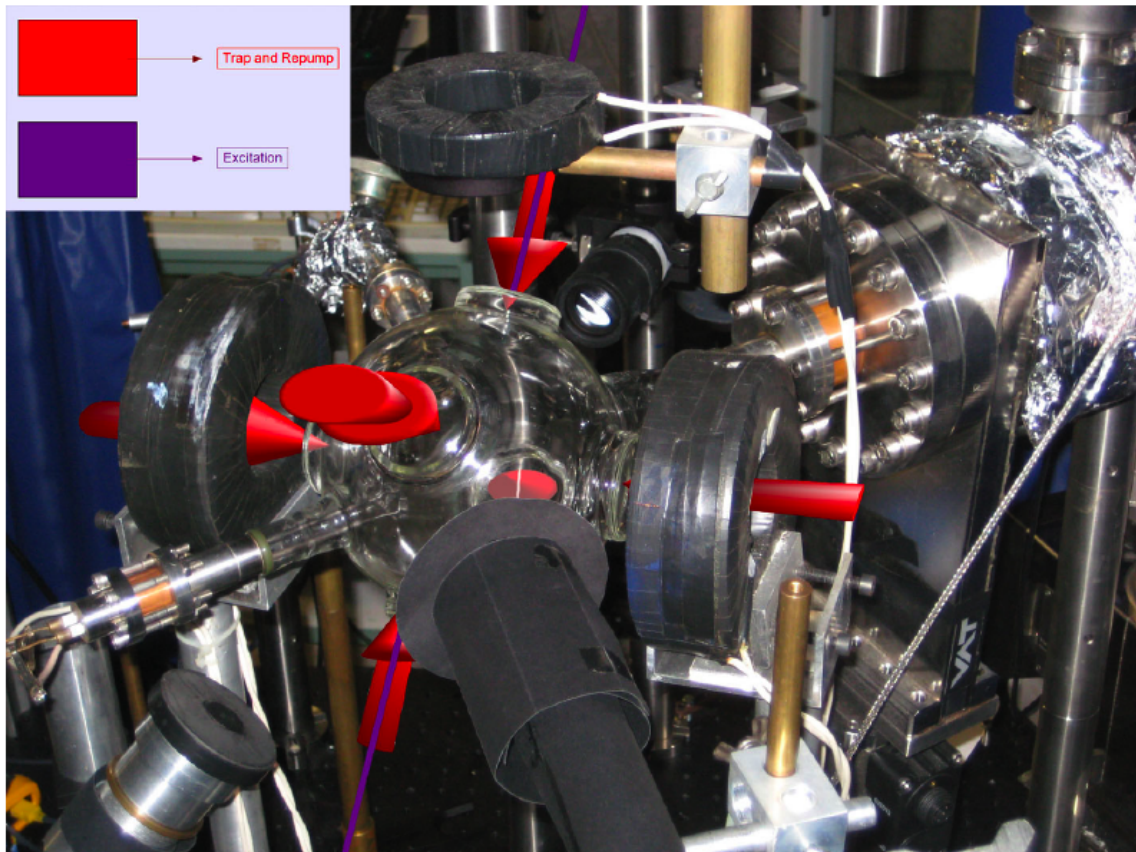


Figura 3.3: Cella con i fasci laser di interesse per la rivelazione dei livelli eccitati del Rb.

3.1.2 Studio della Riga D_1 del Rubidio

Per lo studio della riga D_1 del rubidio, il laser Ti:Sa viene spazzato attorno la transizione $5S_{1/2}(F_g = 3) \rightarrow 5P_{1/2}(F_e = 2, 3)$ ad un valore di 377106.13 GHz, (la differenza in frequenza tra $F_e = 3$ e $F_e = 2$ è $\Delta\nu = 361.58$ MHz). La scansione è stata effettuata per due diverse intensità del fascio di sonda ($35\mu\text{W}$ e 3.5 mW). Con entrambe le potenze si osserva una riduzione del numero di atomi intrappolati in corrispondenza dei due stati iperfini eccitati separati da 362 MHz. Gli atomi che decadono dal livello di trappola $5P_{3/2}(F_e = 4)$ al livello fondamentale $5S_{1/2}(F_g = 3)$, sono parzialmente eliminati dal ciclo di trappola dal fascio di sonda (Fig. 3.4), con conseguente riduzione dell'efficienza del processo di intrappolamento e una netta diminuzione della popolazione di atomi intrappolati. Alla minima potenza del fascio di sonda l'ampiezza di riga risulta di 16.4 ± 0.7 MHz, mentre a più alte intensità si manifesta l'allargamento in potenza (Fig. 3.5). Questo effetto è dato dall'aumentata intensità del fascio di sonda, che produce un incremento delle transizioni elettroniche dal livello eccitato al livello fondamentale per emissione stimolata. Questo comporta una diminuzione della vita media del livello eccitato e il conseguente allargamento della riga spettrale per il principio di indeterminazione. La

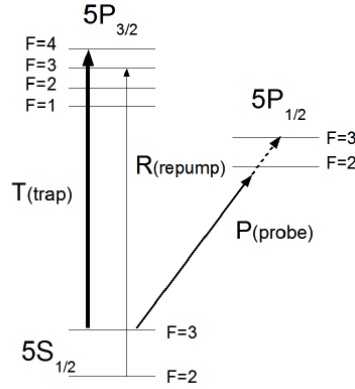


Figura 3.4: Schema dei livelli coinvolti nella transizione D_1 ($F_g = 3$) del Rb.

larghezza naturale di riga a metà altezza è data da

$$\Delta\nu_{FWHM_n} = \frac{1}{2\pi\tau}, \quad (3.1)$$

considerando l'allargamento per potenza, la larghezza di riga a metà altezza diviene:

$$\Delta\nu_{FWHM_{POWER}} = \Delta\nu_{FWHM_n} \cdot \sqrt{1 + \frac{I}{I_{SAT}}}, \quad (3.2)$$

dove I è l'intensità del fascio di sonda e I_{SAT} l'intensità di saturazione. Il laser di trappola è sufficientemente intenso (200mW) per splittare il livello fondamentale $5S_{1/2}$ ($F_g = 3$) (effetto Autler-Townes, vedi Par. 3.1.4) e così produrre un incremento dell'ampiezza di linea osservata, che risulta più grande dell'atteso valore di allargamento naturale. Infatti il valore della larghezza naturale di riga è $\Delta\nu_{FWHM_n} = \frac{1}{2\pi\tau} = 5.7MHz$. Dato l'elevato valore dell'intensità di transizione si sono effettuate spazzate solo per potenze molto basse del fascio di sonda, poichè facilmente si può distruggere la trappola generando una asimmetria tra la curva di discesa e salita.

Abbiamo inoltre studiato la transizione $5S_{1/2}(F_g = 2) \rightarrow 5P_{1/2}(F_e = 2, 3)$ (Fig. 3.6): questa è eccitata dal fascio di sonda spazzato attorno a 377109.16 GHz (la distanza in frequenza tra gli stati iperfini $F_g = 2$ e $F_g = 3$ è pari a 3.035 GHz). In Fig. 3.7 il segnale presenta dei picchi: il numero di atomi di Rb intrappolati aumenta quando il fascio di sonda eccita gli stati iperfini, ciò perchè il laser Ti:Sa agisce come un ulteriore laser di ripompa, rimuovendo atomi dallo stato fondamentale a energia più bassa: gli atomi eccitati dei livelli $5P_{1/2}(F_e = 2, 3)$ possono decadere tramite transizioni di dipolo elettrico sul livello $5S_{1/2}(F_g = 3)$ e quindi sono riportati nel ciclo di trappola.

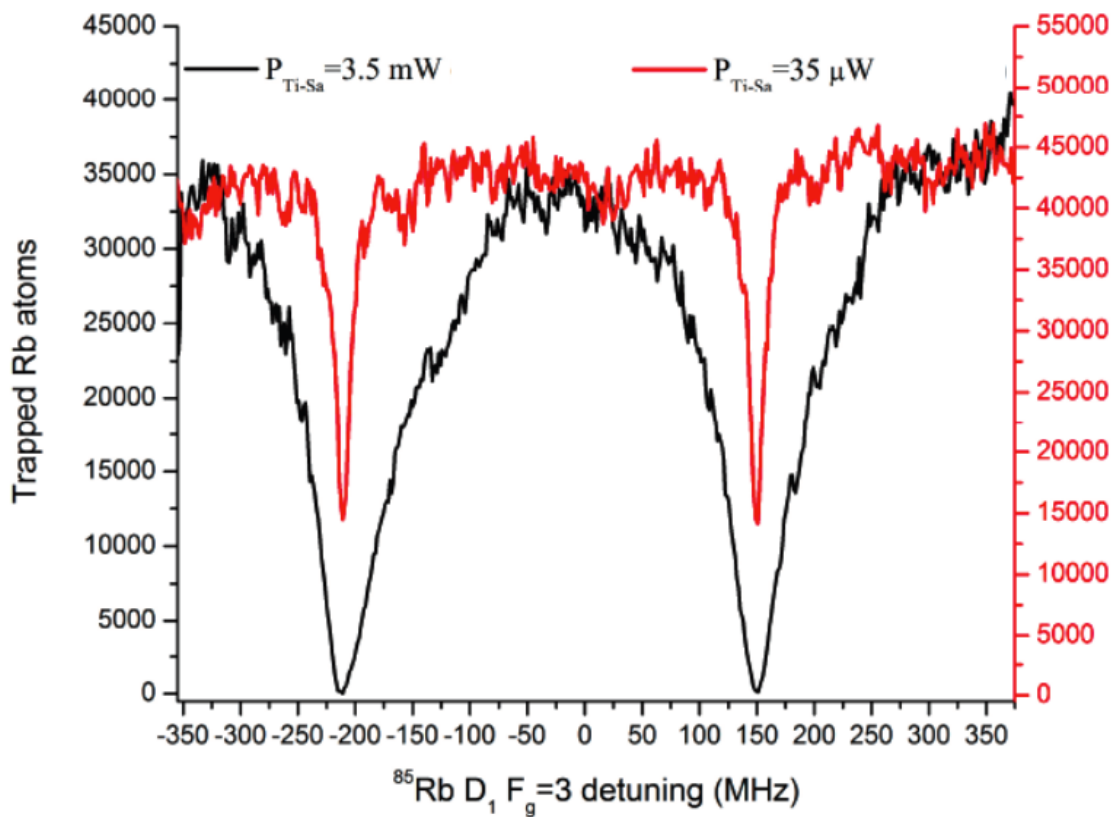


Figura 3.5: Numero degli atomi di ^{85}Rb intrappolati in funzione del detuning del fascio di sonda, rispetto alla linea D_1 coinvolgente il livello iperfine $F_g=3$, per due valori di potenza del laser Ti:Sa.

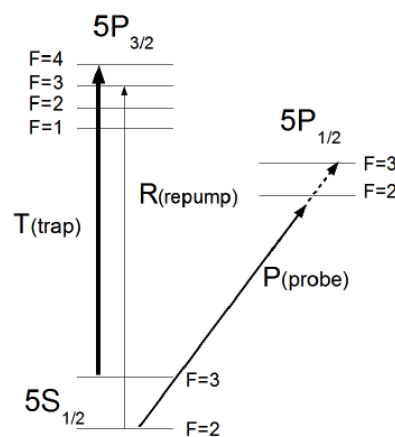


Figura 3.6: Schema dei livelli coinvolti nella transizione D_1 ($F_g=2$) del Rb.

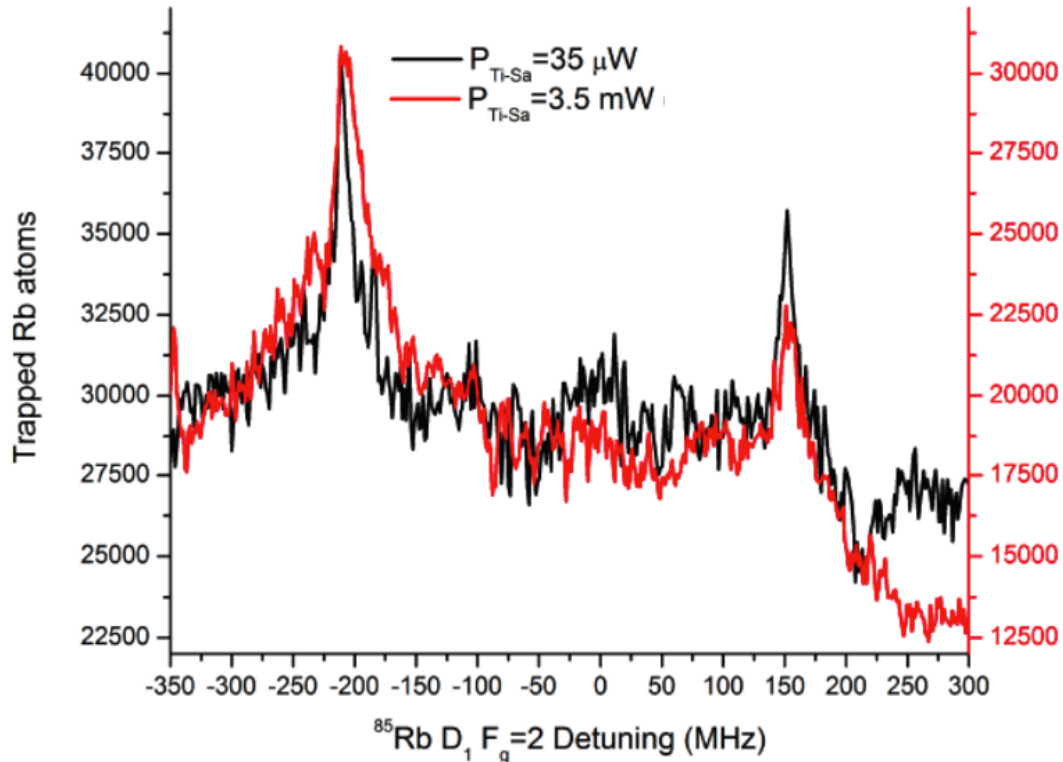


Figura 3.7: Numero degli atomi di ^{85}Rb intrappolati in funzione del detuning del fascio di sonda, rispetto alla linea D_1 coinvolgente il livello iperfine $F_g=2$, per due valori di potenza del laser Ti:Sa.

3.1.3 Eccitazione della Riga D_2 del ^{85}Rb

$$F_g = 3$$

La transizione studiata (si veda Fig. 3.8) è $5S_{1/2}(F_g = 3) \rightarrow 5P_{3/2}(F_e = 2, 3, 4)$. Dalla Fig. 3.9 si nota che usando frequenze del fascio di sonda vicine a quella di intrappolamento, si ha il massimo effetto sulla trappola: l'intensità relativa della transizione è il doppio della precedente e diventa quindi facile distruggere la trappola. Si è quindi obbligati a lavorare al minimo di intensità del fascio di sonda ($35 \mu\text{W}$). Il laser Ti:Sa è spazzato intorno ai 384229 GHz; la separazione tra i sottolivelli iperfini è:

$$\Delta\nu = 120.64 \text{ MHz tra } F_e = 3 \text{ e } F_e = 4;$$

$$\Delta\nu = 63.40 \text{ MHz tra } F_e = 2 \text{ e } F_e = 3;$$

$$\Delta\nu = 29.37 \text{ MHz tra } F_e = 1 \text{ e } F_e = 2.$$

Il livello $F_e = 1$ non può essere rivelato per le regole di selezione su F .

Pur alla minima potenza il fascio di sonda distrugge la trappola quando regolato sulla transizione di intrappolamento, come si vede in Fig. 3.9. L'asimmetria in questa zona della

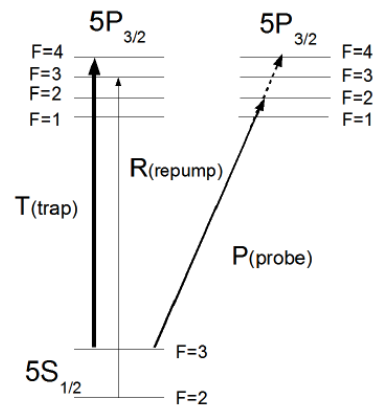


Figura 3.8: Schema dei livelli coinvolti nella transizione D_2 ($F_g = 3$) del Rb.

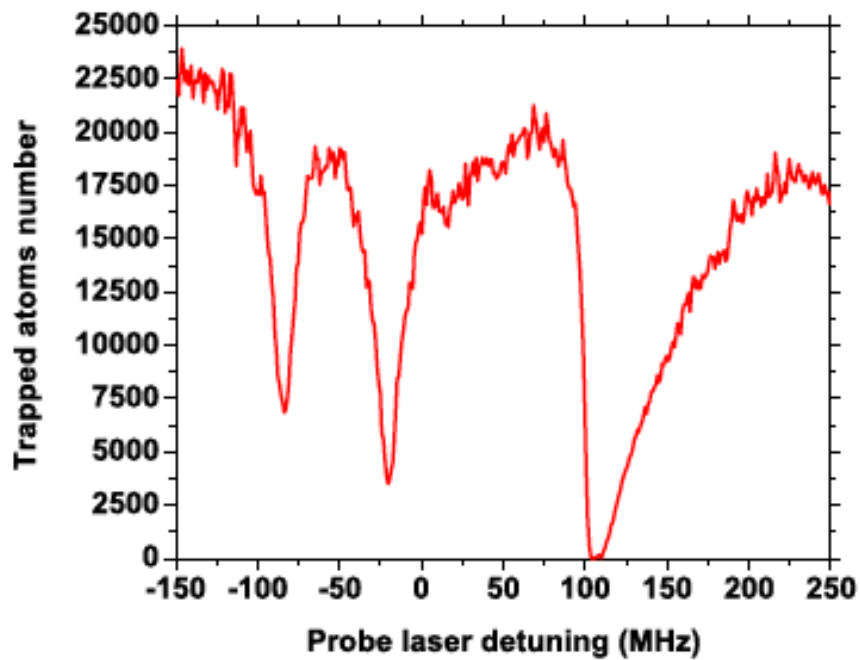


Figura 3.9: Numero di atomi intrappolati di ^{85}Rb in funzione del detuning del Ti:Sa rispetto al livello iperfine $F_g = 3$ della linea D_2 . Il segnale è ottenuto con una potenza di $35 \mu\text{W}$ del fascio di sonda.

curva è dovuta al tempo di caricamento necessario per ricostruire la trappola dopo la sua esplosione. Per misure spettroscopiche di precisione è quindi essenziale ridurre il numero di atomi nella trappola senza però distruggerla completamente.

Il meccanismo di impoverimento della popolazione atomica nella MOT è differente per le

prime due e l'ultima risonanza: andando ai sottolivelli iperfini $F_e = 2, 3$ il fascio di sonda sottrae atomi al ciclo di trappola, mentre sulla linea $F_e = 4$ si ha una pressione di radiazione che aggiunge un contributo non bilanciato, che provoca l'allontanamento degli atomi dal punto di minimo potenziale e distrugge la trappola.

$$F_g = 2$$

Aumentando di 3 GHz la frequenza, cioè andando ai 384232 GHz delle transizioni $5S_{1/2}(F_g = 2) \rightarrow 5P_{3/2}(F_e = 1, 2, 3)$ (Fig. 3.10) si ha la situazione mostrata in Fig. 3.11 (a): nella prima risonanza gli atomi sono persi a causa del pompaggio ottico fuori dal ciclo di trappola; il fascio di sonda agisce in opposizione a quello di ripompa per le regole di selezione. Nella terza risonanza (secondo picco) il fascio di sonda agisce come un'ulteriore ripompa assieme al diodo laser e il numero di atomi intrappolati aumenta. La seconda risonanza (primo picco) si comporta come la terza per gli stessi motivi, ma risente della vicinanza con le altre due (29 MHz e 63 MHz rispettivamente). Questo si osserva in Fig. 3.11 (b), dove è mostrata una serie di 5 scansioni effettuate a potenze crescenti del fascio di eccitazione. Progressivamente anche la prima risonanza è cancellata a causa dei sempre più importanti effetti di pompaggio ottico fra livelli iperfini e dell'allargamento in potenza, che spostano la popolazione sul terzo picco. Nell'ultima scansione l'accumulo di atomi nella trappola diviene più di 3 volte il valore di equilibrio (che è circa $3,5 \times 10^4$ atomi). Questo è possibile perché, a più alte intensità, il Ti:Sa può eccitare una frazione più grande di atomi che occupano la linea $F_g = 2$ per la distribuzione termica, quindi aggiungendo un contributo extra di atomi alla transizione di intrappolamento.

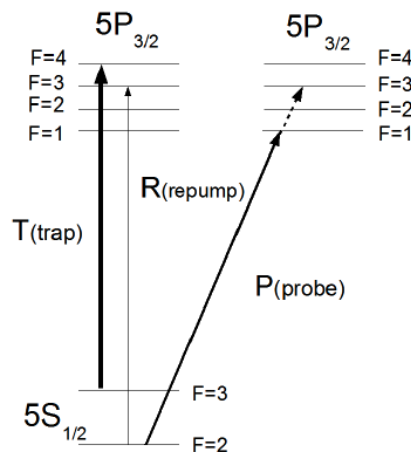


Figura 3.10: Schema dei livelli coinvolti nella transizione $D_2(F_g = 2)$ del Rb.

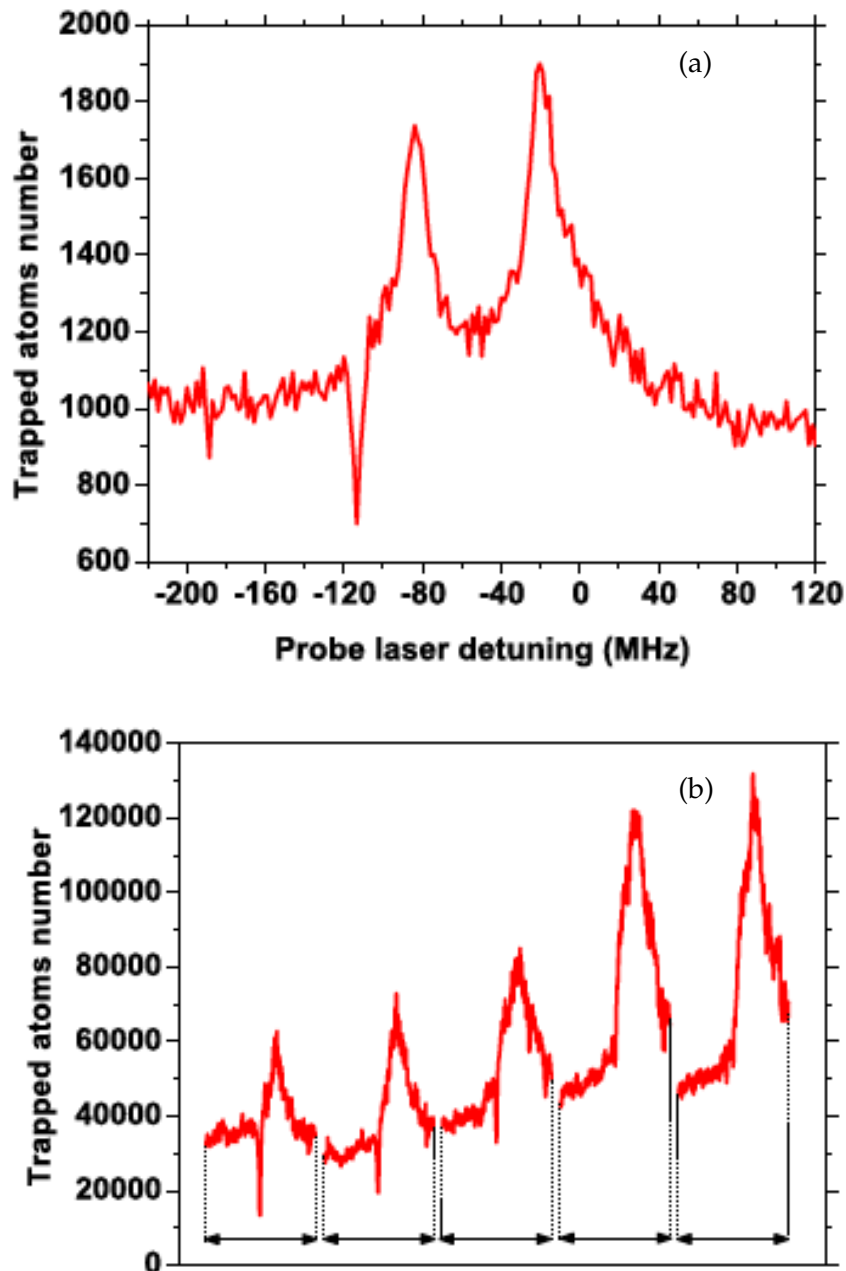


Figura 3.11: (a) Numero di atomi di ^{85}Rb intrappolati come funzione del detuning del Ti:Sa rispetto al livello iperfine $F_g = 2$ della linea D_2 . Il segnale è ottenuto con una potenza del fascio di sonda di 190 mW. (b) Numero di atomi di ^{85}Rb intrappolati in funzione del detuning del Ti:Sa laser rispetto al livello iperfine $F_g = 2$ della linea D_2 . Le curve nel grafico mostrano gli effetti dell'incremento di intensità del Ti:Sa (da sinistra verso destra) sul segnale osservato. I segmenti limitano scansioni di 600 MHz di ampiezza del fascio di sonda.

3.1.4 Eccitazione del Livello $7S_{1/2}$ del Rubidio

Abbiamo studiato l'eccitazione del livello $7S$ a partire dal livello $5P$ anzichè dal livello fondamentale $5S$. Allo scopo di testare questa tecnica con atomi radioattivi, è programmato lo studio della transizione dal livello di trappola $7P_{3/2}$ al livello $9S$ del Fr: tale schema spettroscopico ha diretta controparte nello schema di eccitazione del $7S_{1/2}$ del ^{85}Rb . Le regole di selezione consentono solo una singola transizione (Fig. 3.12): $5P_{3/2} (F_g = 4) \rightarrow 7S_{1/2} (F_e = 3)$. L'intensità di assorbimento di questa transizione è circa 300 volte più debole che la linea D_1 , si possono quindi effettuare spazzate con il fascio di sonda a potenze maggiori dei casi precedenti senza distruggere la trappola.

Il segnale sperimentale mostra due variazioni della popolazione atomica come si vede dalle

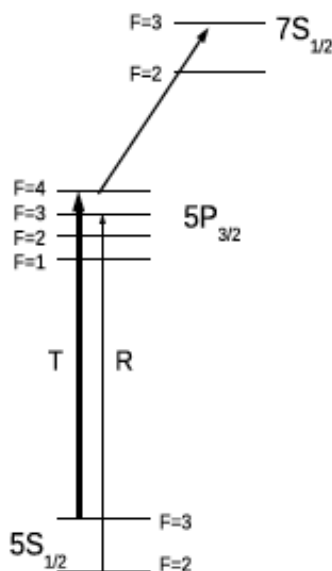


Figura 3.12: Schema dei livelli coinvolti nella transizione $5P_{3/2} (F_g = 4) \rightarrow 7S_{1/2} (F_e = 3)$ del Rb.

due risonanze, separate da circa 10 MHz (Fig. 3.13). Questo è dovuto allo splitting Autler-Townes (AT), messo in evidenza in questa serie di misure dal massimo valore in potenza (450 mW) del laser ECDL di trappola. L'effetto AT, osservato per la prima volta in transizioni a micro-onde [51], si manifesta qualora ad un laser monocromatico, che eccita la transizione di risonanza di due livelli venga associato un secondo laser, che connetta in frequenza uno dei due livelli citati ad un terzo livello energetico: per valori di potenza del primo laser sufficientemente elevati si può manifestare uno sdoppiamento di quest'ultimo livello.

La separazione di 10 MHz dei due picchi non è dovuta allo splitting iperfine del livello $7S_{1/2} (F_e=2,3)$ del Rb perchè i livelli $7S_{1/2} (F_e=2) - 7S_{1/2} (F_e=3)$ sono separati da 284 MHz, mol-

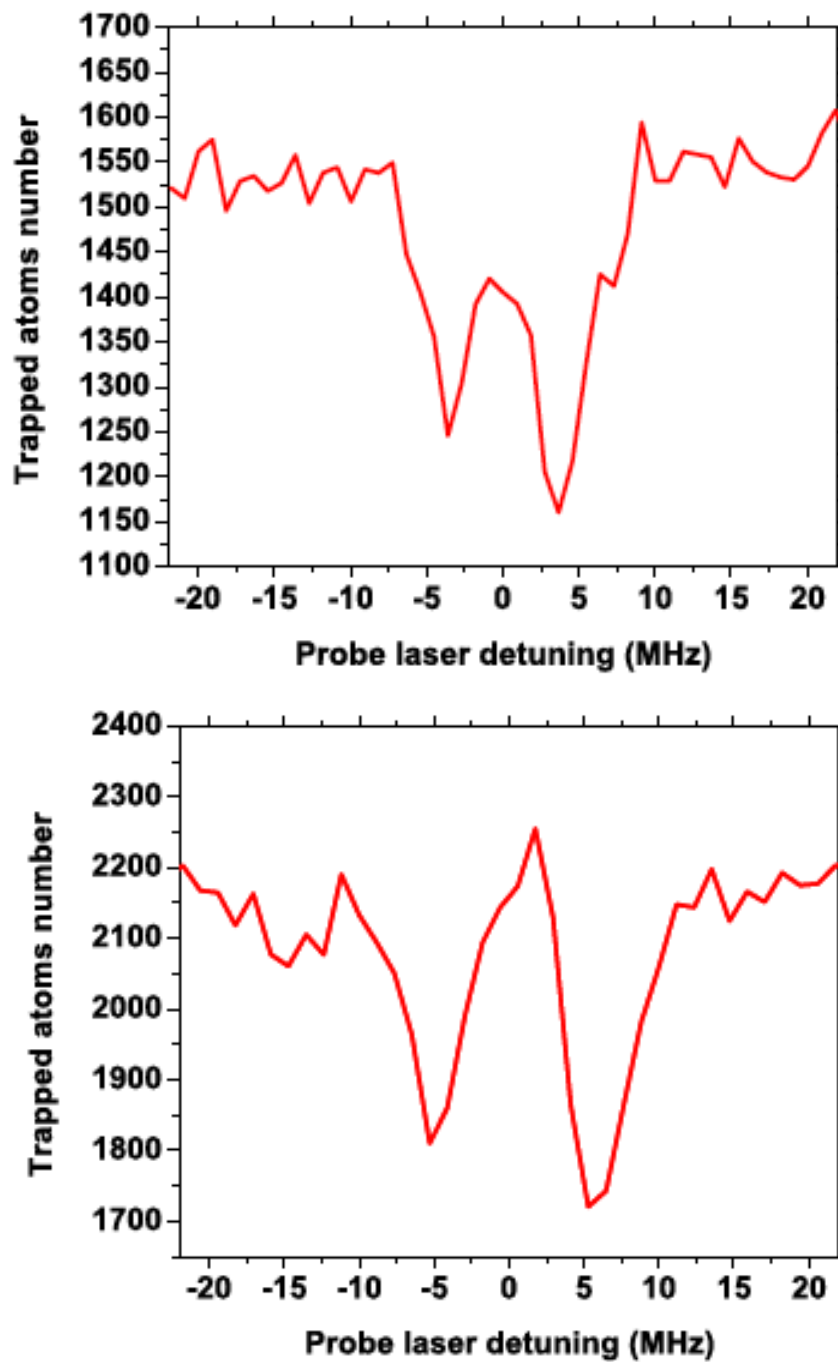


Figura 3.13: Numero di atomi intrappolati di ^{85}Rb in funzione del detuning del fascio di sonda rispetto alla transizione $5P_{3/2} (F_g=4) \rightarrow 7S_{1/2} (F_e=3)$ per due differenti detuning del laser di trappola (ECDL).

to maggiore della distanza misurata, inoltre la transizione di dipolo elettrico $5P_{3/2}(F_g = 4) \rightarrow 7S_{1/2}(F_e = 2)$ è proibita dalle regole di selezione e quindi l'ampiezza del primo picco dovrebbe essere nettamente inferiore rispetto al secondo. Cambiando il detuning del laser di trappola si può osservare una differente separazione in frequenza dei due picchi (come previsto dall'effetto AT) con una migliore risoluzione (grafico in basso nella Fig. 3.13). Con il laser di trappola stabilizzato alla massima potenza, la distanza tra i due picchi corrisponde al valore teorico $\Delta\nu_{AT}(450mW) = \frac{\sqrt{\delta_{trap}^2 + \Omega^2}}{2\pi} = 9.5\text{MHz}$ (dove Ω indica la frequenza di Rabi della transizione di trappola e δ_{trap} il detuning del laser di trappola).

Come ulteriore conferma dell'interpretazione AT, a più alte intensità del fascio di sonda, la transizione si allarga e quindi lo splitting della riga scompare, inoltre la trappola è quasi completamente distrutta (Fig. 3.14). Il previsto ed osservato comportamento per il caso di sonda più alte intensità si può interpretare considerando che, quando le frequenze del laser di trappola detunato e della sonda sono tali da eccitare la transizione $5S - 7S$, la condizione di risonanza fa sì che la transizione $5S_{1/2}(F_g = 3) \rightarrow 5P_{3/2}(F_e = 4)$ diventa trascurabile nonostante l'intenso laser di trappola quasi risonante.

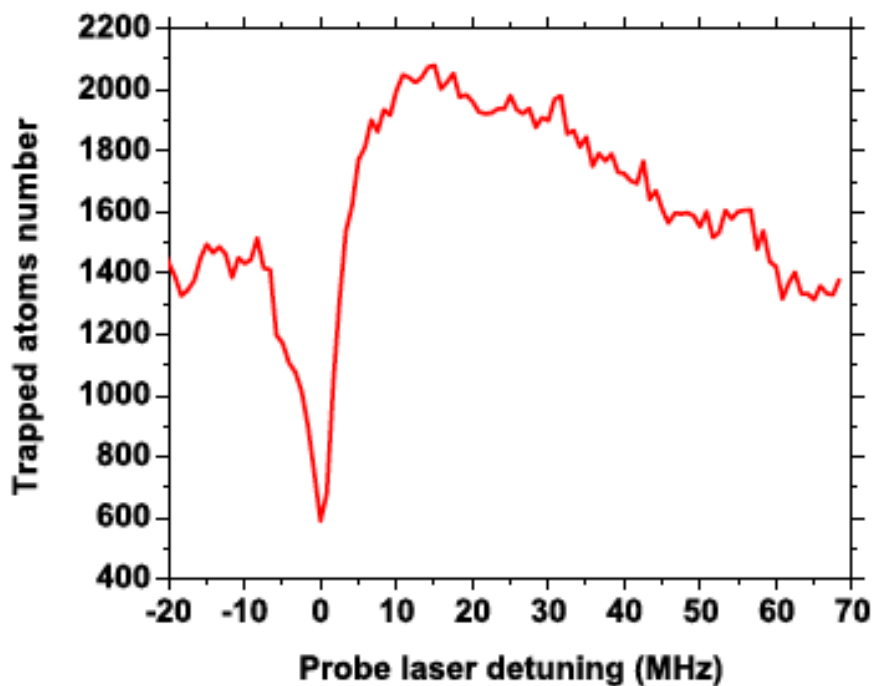


Figura 3.14: Numero di atomi intrappolati di ^{85}Rb in funzione del detuning del fascio di sonda rispetto alla transizione $5P_{3/2}(F_g = 4) \rightarrow 7S_{1/2}(F_e = 3)$ per alte intensità della sonda: la transizione si allarga e il doppietto AT non è risolto.

3.1.5 Studio dei Livelli $5D_{3/2,5/2}$ del Rubidio

Le transizioni da $5P_{3/2}(F_g = 4)$ a $5D_{5/2,3/2}$ hanno intensità di assorbimento rispettivamente 150 e 750 volte più piccole che la D_1 . In Fig. 3.15 è riportato uno schema dei livelli di Rb coinvolti per queste transizioni.

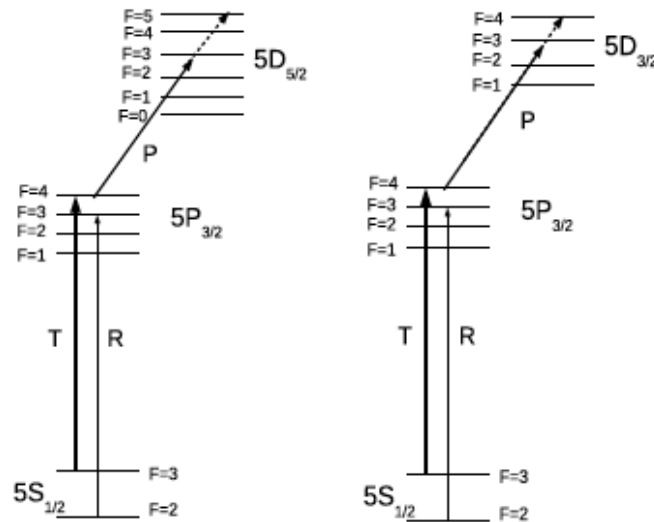


Figura 3.15: Schema dei livelli atomici coinvolti nelle transizioni $5P_{3/2}(F_g = 4) \rightarrow 5D_{5/2,3/2}$ del Rb.

$5D_{5/2}$

In Fig. 3.16 vengono mostrati i risultati sperimentali per le transizioni $5P_{3/2}(F_g = 4) \rightarrow 5D_{5/2}(F_e = 3, 4, 5)$ con frequenza dell'ECDL di 386341.08 GHz per tre differenti intensità del fascio di sonda. Le distanze dei livelli iperfini sono soltanto di circa 10 MHz, ma le tre linee permesse sono ben risolte e un fit lorentziano dà un valore $FWHM \approx 6$ MHz per il primo e secondo picco; valori non consistenti con la larghezza naturale di riga ($\Delta\nu_{FWHM_n} \simeq 0.8$ MHz), si può quindi pensare che anche in questo caso l'effetto AT sia determinante. La rivelazione di queste risonanze è stata ottenuta con una potenza totale di 350 mW a causa delle condizioni di allineamento della cavità ECDL e dell'intensità di corrente del diodo laser. La potenza impiegata non è sufficiente a risolvere il doppietto AT, ma è in grado di iniziare a produrre il meccanismo di splitting. L'allargamento per potenza diventa rilevante quando l'intensità della sonda è dell'ordine di pochi mW.

$5D_{3/2}$

In Fig. 3.17 sono mostrati i risultati relativi alla transizione più debole $5P_{3/2}(F_g = 4) \rightarrow 5D_{3/2}(F_e = 3, 4)$. In questo caso ci sono due picchi separati da 20 MHz. Le tracce sono ottenute

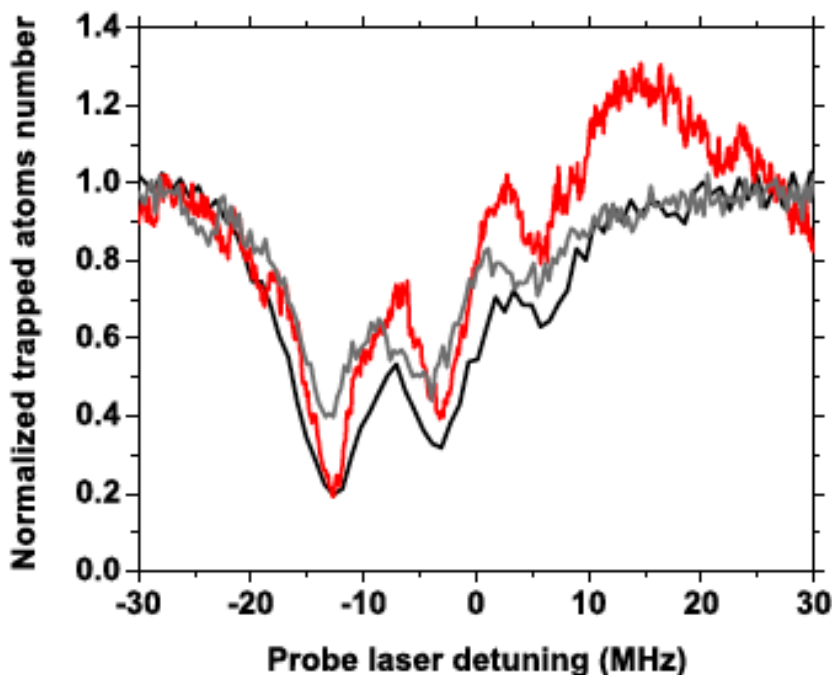


Figura 3.16: Variazioni relative del numero di atomi di ^{85}Rb intrappolati in funzione del detuning del laser Ti:Sa rispetto alla $5P_{3/2} (F_g = 4) \rightarrow 5D_{5/2}$ a 8 mW (curva nera), 1 mW (curva grigia), $35 \mu\text{W}$ (curva rossa).

col fascio di sonda a 350 mW e 1 mW ed è visibile l'allargamento in potenza. Riducendo la potenza della sonda si raggiunge una larghezza di linea limite di 3 MHz. Anche in questo caso non è possibile risolvere i doppietti AT, poichè la potenza del laser ECDL in condizioni di risonanza era di soli 350 mW.

Transizioni come le $5P_{3/2} (F_g = 4) \rightarrow 5D_{5/2,3/2}$ del Rb hanno dirette controparti nel francio, in particolare la $7P_{3/2} (F_g = 15/2) \rightarrow 7D_{5/2}$ nel Fr sarà studiata confrontando il risultato con la corrispondente ottenuta eccitando il livello $5D_{5/2}$ del Rb.

3.2 La MOT di Francio

Durante la presa dati del 20-21 novembre del 2012 sono state osservate trappole di ^{210}Fr popolate in media da un centinaio di atomi in diverse condizioni e si sono avute evidenze di effetto LIAD (vedere paragrafo successivo) sulla popolazione della MOT. Le condizioni del fascio di

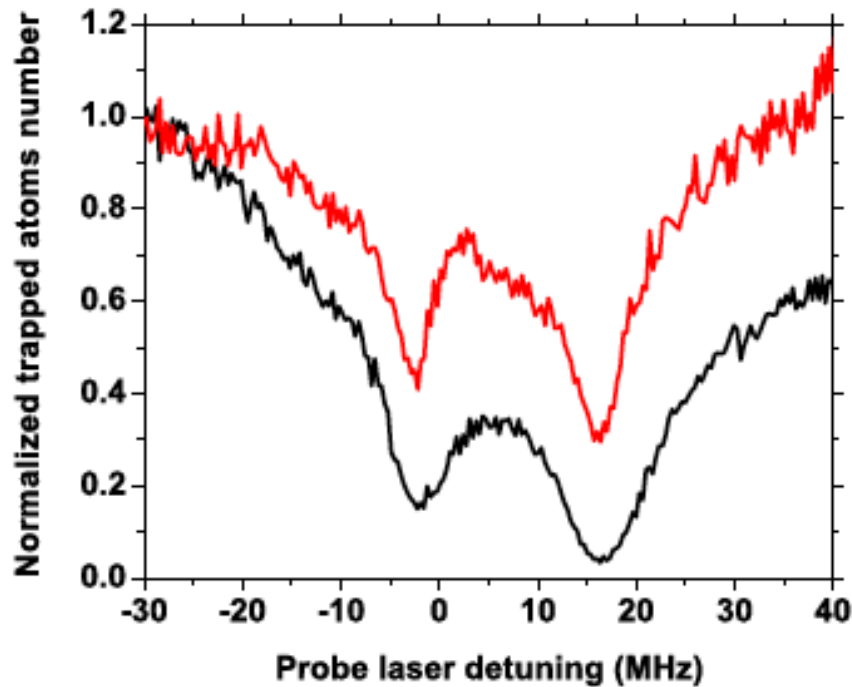


Figura 3.17: Variazioni relative del numero di atomi di ^{85}Rb intrappolati in funzione del detuning del laser Ti:Sa rispetto alla $5P_{3/2} (F_g = 4) \rightarrow 5D_{3/2}$ a 350 mW (curva nera) e 1 mW (curva rossa).

^{18}O e del bersaglio di oro hanno consentito un fascio ionico di francio sufficiente ad ottenere l'intrappolamento, anche se durante il turno si è rilevato a tratti al SSBD A (il più vicino al bersaglio) un rate < 1000 Hz per il fascio di Fr^+ e quindi insufficiente a portare sul neutralizzatore un adeguato flusso ionico. La transizione di intrappolamento eccitata tramite il laser Ti:Sa è la $7S_{1/2} (F=13/2) \rightarrow 7P_{3/2} (F=15/2)$, un laser a diodo fornisce l'eccitazione della transizione di ripompa $7S_{1/2} (F=11/2) \rightarrow 7P_{3/2} (F=13/2)$. Di seguito sono riportati alcuni parametri rilevati al momento della prima rivelazione della trappola:

- temperatura del bersaglio di oro: 874°C ; rate di Fr^+ rilevato all'ultimo SSBD (il più vicino alla cella) di 480 Hz corrispondente a una corrente ionica di circa 6 pA; tensione al filtro di Wien dopo l'ottimizzazione $V_W = 32$ V;
- frequenza del laser di trappola: 417412.47 GHz; frequenza del diodo laser per il ripompaggio: 366898.77 GHz;
- neutralizzatore : corrente $I_Y = 3.284$ A per una $T_Y = 530^\circ\text{C}$.

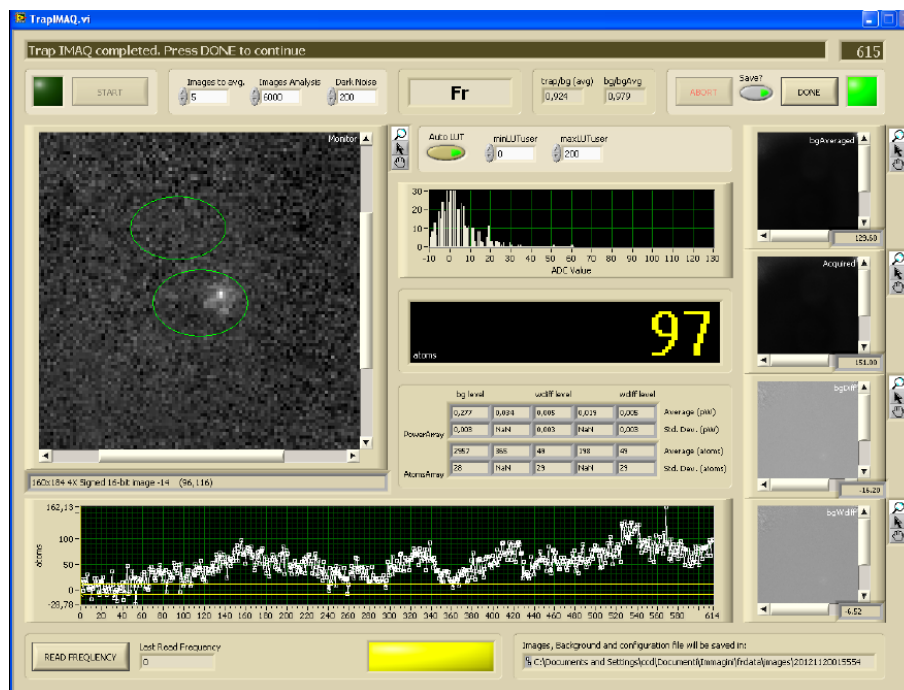


Figura 3.18: MOT di francio di circa 100 atomi.

Con tali valori è stata rivelata una trappola di circa 100 atomi di ^{210}Fr (Fig. 3.18). Successivamente la trappola è stata osservata più volte durante i due giorni di presa dati anche con basse intensità di fascio ionico di francio, fino a che questo è stato rilevato all'ultimo SSBF con un rate di almeno ~ 250 Hz. La trappola atomica è stata osservata anche a neutralizzatore spento rilevando un numero di atomi maggiore che a neutralizzatore acceso: una spiegazione possibile può essere fornita dal peggioramento delle condizioni di vuoto con l'incremento della temperatura dell'ittrio e dalle collisioni con gli atomi di rubidio o con altri composti presenti sulle pareti della cella e sul neutralizzatore, che vengono desorbiti maggiormente a temperature elevate e che tendono a togliere atomi dalla trappola, rendendola meno stabile. A temperatura minore o addirittura ambiente il fenomeno è ridotto. In Fig. 3.19 è visualizzato il numero di atomi durante la scansione del Ti:Sa attorno la frequenza di risonanza della transizione di trappola (spazzata di 150 MHz). Si rileva l'aumento della popolazione atomica a neutralizzatore spento. In Fig. 3.20 si osserva la trappola con il neutralizzatore a temperatura ambiente.

Durante il turno di misure si è avuta evidenza dell'effetto LIAD sull'ittrio neutralizzatore per la MOT di francio. Questa è la prima applicazione dell'effetto a specie radioattive. Nel paragrafo successivo una descrizione del fenomeno e successivamente l'illustrazione dei risultati.

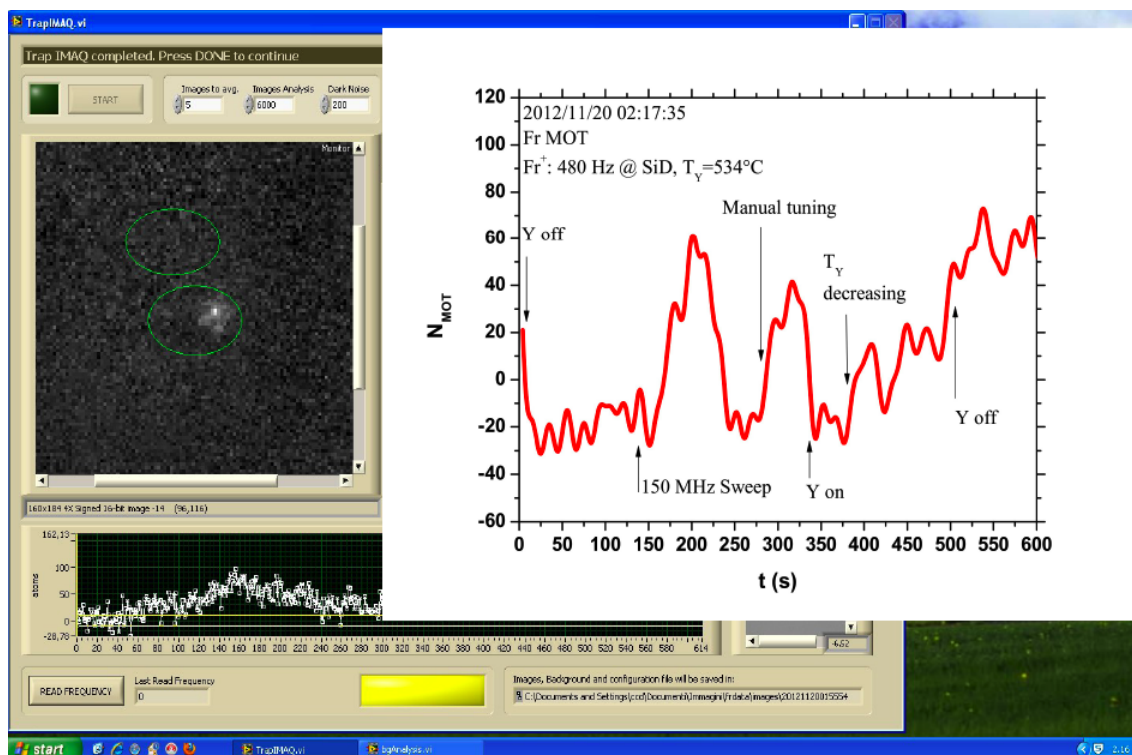


Figura 3.19: Atomi di ^{210}Fr intrappolati con la sequenza neutralizzatore spento, acceso e ancora spento.

3.3 Effetto LIAD

Il LIAD (Light-Induced Atom Desorption) è un effetto scoperto da A. Gozzini [52] e studiato estensivamente dal gruppo del Dipartimento di Fisica dell'Università di Siena [53], che consiste in un grande desorbimento di atomi precedentemente adsorbiti da superfici a diverso grado di porosità, come vetro, rivestimenti organici o alcuni metalli, quando questi sono illuminati da una luce debole e non risonante, come quella di una lampada, con conseguente aumento della popolazione atomica in fase di vapore. L'effetto è non termico (di natura del tutto diversa dal desorbimento causato da intensi impulsi laser che provocano un consistente surriscaldamento della zona di incidenza) e trova applicazione nell'ambito dell'intrappolamento laser ad alta efficienza di atomi radioattivi. È stato studiato su atomi alcalini (Na, Rb, Cs) contenuti in celle rivestite da soluzioni di polimeri come Polidimetilsiloxano (PMDS), o Octametil-ciclotetrasiloxano (OCT). Un modello semplificato di tale effetto è illustrato in Fig. 3.21.

Il fenomeno è il risultato di due processi che si svolgono contemporaneamente: il diretto fotodesorbimento dalla superficie e la diffusione degli atomi alcalini all'interno del polimero stesso e si manifesta attraverso una copiosa emissione di atomi dai film organici illuminati da radiazione incidente anche non laser. Il polimero organico in un primo momento assorbe gli atomi

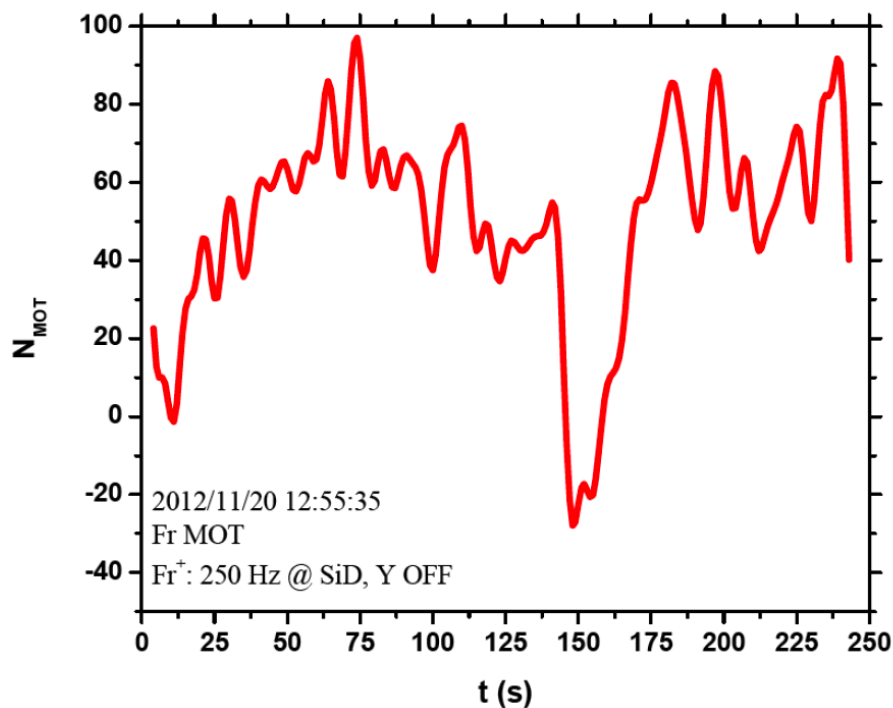
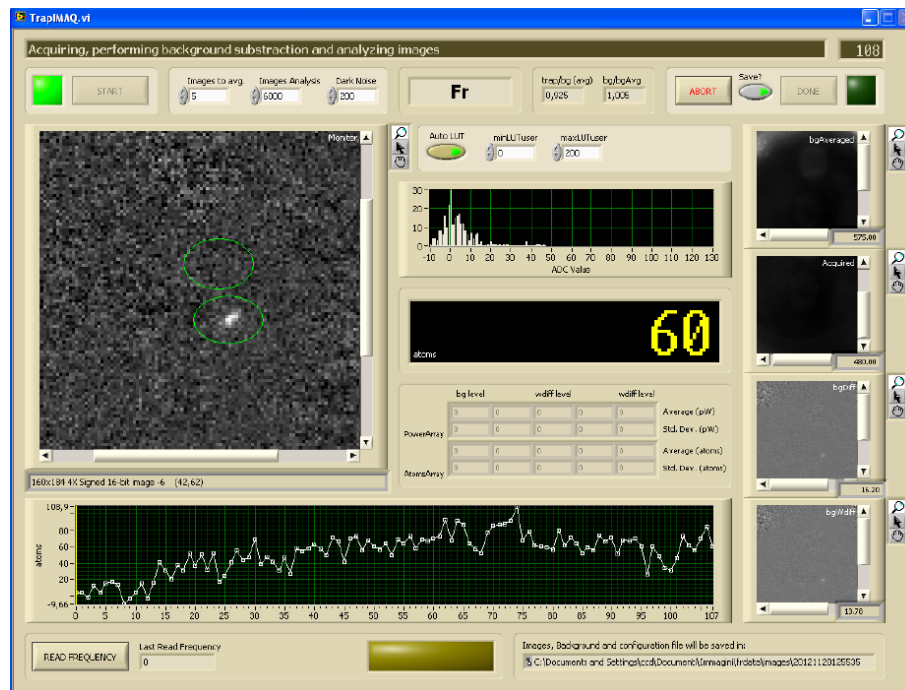


Figura 3.20: Trappola di ^{210}Fr con neutralizzatore a temperatura ambiente. Il fondo è di 20 atomi con un tempo di esposizione di 0.5 sec.

presenti nella fase gassosa della cella, favorendo la diminuzione di pressione; successivamente, se stimolato da radiazione, rilascia tali atomi nella fase di vapore. L'effetto è accentuato da

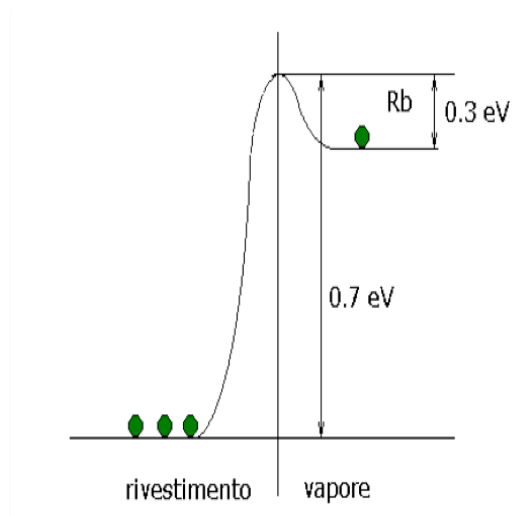


Figura 3.21: Schema di desorbimento atomico: gli atomi incontrano una barriera di potenziale di $\sim 1\text{eV}$, i fotoni della luce (ad esempio di un flash fotografico) danno loro l'energia per superare la barriera, il desorbimento aumenta.

radiazioni con maggiore densità di potenza per unità di frequenza come quelle laser, anche con potenze di pochi mW. Il desorbimento per effetto LIAD può avvenire sia in regime pulsato, es. l'illuminazione fornita dalla luce di un flash fotografico, che in regime continuo, es. tramite la luce di un laser in continua (CW).

Tramite il LIAD si può aumentare la densità atomica in MOT minimizzando le perdite dovute ad adsorbimento alle pareti della cella ed incrementando il desorbimento dalle pareti di atomi precedentemente adsorbiti, migliorando quindi l'efficienza di intrappolamento. In Fig. 3.22 è visibile l'effetto sulla MOT di Rb, quando un Nd:YAG laser a $\lambda = 532\text{ nm}$ e $P=480\text{ mW}$ illumina il rivestimento interno della cella: la popolazione di atomi intrappolati ha un evidente incremento negli intervalli di tempo in cui il laser è acceso.

3.3.1 Desorbimento dal Neutralizzatore di Ittrio per il Caricamento della MOT

Nell'ambito della ricerca per incrementare l'efficienza di intrappolamento, si è avuta la prima evidenza di effetto LIAD da un foglio di ittrio impiegato come neutralizzatore per il flusso ionico di Rb e Fr. Quando esposto alla luce di un flash fotografico della durata di 2 ms, il neutralizzatore ha rilasciato all'interno della cella atomi neutri, che hanno alimentato una MOT di Rb, con tempo di caricamento della trappola dell'ordine della durata del flash. Il flash è stato posto a distanza ravvicinata dalla cella, sia in posizione frontale che da altre posizioni in modo da illuminare una sola superficie alla volta della lamina di ittrio per avere almeno due zone del neutralizzatore da testare. Il desorbimento è stato ottenuto anche in regime continuo tramite un laser CW a stato solido Nd:YAG duplicato in frequenza con $\lambda = 532\text{ nm}$; è stato anche

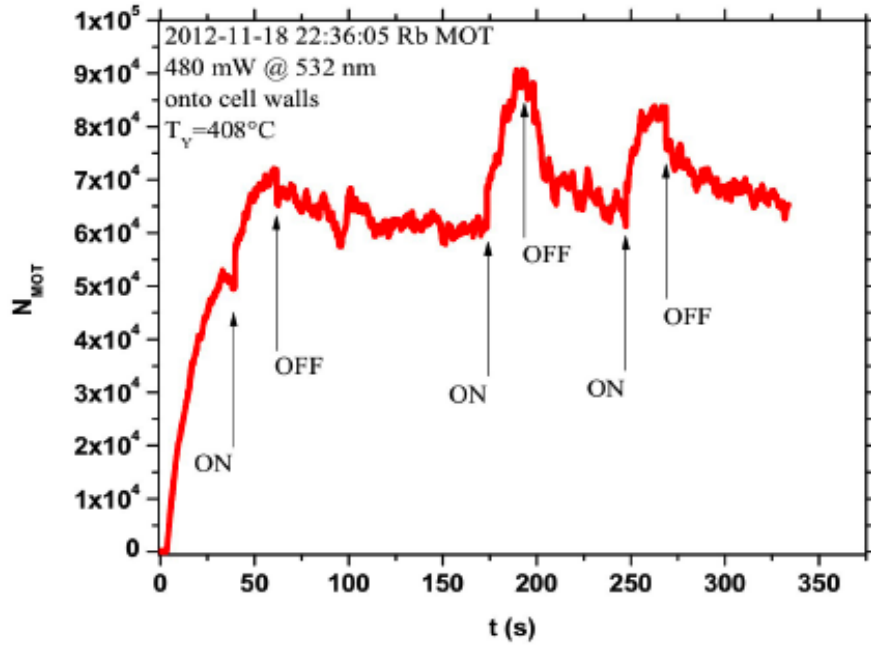


Figura 3.22: Effetto LIAD su una MOT di Rb tramite un Nd:YAG laser che illumina il rivestimento di dry-film delle pareti della cella.

usato il laser Ti:Sa a $\lambda = 764 \text{ nm}$ per confrontare il desorbimento a diverse lunghezze d'onda. La potenza utilizzata per indurre il desorbimento è stata limitata entro i 200 mW, variando l'intensità della luce laser sulla superficie dell'ittrio tramite un filtro neutro a densità variabile. La dinamica della trappola è descritta dallo scambio fra gli atomi nella fase di vapore N_v e quelli intrappolati N_t dalle Eq. 2.12, quando i termini quadratici dovuti a collisioni tra atomi dello stesso tipo sono trascurabili. In assenza di effetto LIAD la soluzione per il numero di atomi intrappolati N_t è:

$$N_t(t) = \frac{LI}{CW} + A_1 e^{k_1 t} + A_2 e^{k_2 t}, \quad (3.3)$$

dove i coefficienti k_1, k_2 espressi in funzione di W, L, C sono:

$$\begin{cases} k_1 = \frac{1}{2}(C + L + W) + \sqrt{(C + L + W)^2 - 4CW} \\ k_2 = \frac{1}{2}(C + L + W) - \sqrt{(C + L + W)^2 - 4CW} \end{cases} \quad (3.4)$$

Dalla Eq. 2.10 si ha che generalmente $L \ll W, C$. Inoltre, sulla base di fattori geometrici e dei tempi di caricamento della MOT osservati, possiamo approssimare $k_1 \simeq -C, k_2 \simeq -W$.

Quindi, a $t = 0$, il processo di caricamento è descritto da:

$$N_t(t) = \frac{LI}{CW} + A_1 e^{-Ct} + A_2 e^{-Wt}, \quad (3.5)$$

con la condizione iniziale $N_t(0) = 0$. La condizione iniziale $N_t(0) = 0$ permette di ridurre i parametri liberi, consentendo una maggiore affidabilità della procedura di fit: $N_t(0) = \frac{LI}{CW} +$

$A_1 + A_2 = 0$, da cui $A_2 = -\frac{LI}{CW} - A_1 \Rightarrow$

$$N_t(t) = \frac{LI}{CW}(1 - e^{-Ct}) + A_2(e^{-Wt} - e^{-Ct}). \quad (3.6)$$

Nelle equazioni 2.12 il termine $I(t)$ è la sorgente atomica. All'equilibrio per $I(t)$ ci sono due contributi: uno dal rate di desorbimento dal rivestimento delle pareti della cella, l'altro, più importante, dalla lamina di ittrio. In prima approssimazione consideriamo il flusso totale $I(t) = I$ costante. La presenza di fascio ionico modifica tale quantità di I_{ion} , valore modulabile con la temperatura del bersaglio di oro. Un contributo I_{LIAD} deve essere aggiunto quando si attiva una luce desorbente. Nella procedura sperimentale si effettua il caricamento della MOT fino alla stabilizzazione del segnale a valore asintotico, quindi ad un istante t_0 si attiva la luce desorbente.

Nel caso di illuminazione desorbente continua (fornita inizialmente dallo YAG laser a $\lambda = 532$ nm) e sotto l'ipotesi di rate di desorbimento costante si può esprimere il flusso totale di atomi come

$$I(t) = I + I_{LIAD}\Theta(t - t_0) \quad (3.7)$$

dove $\Theta(t - t_0)$ è la funzione scalino di Heaviside, che indica come istante di accensione della luce desorbente t_0 ; I_{LIAD} dà il numero di atomi desorbiti per unità di tempo e dipende dalla frequenza ed intensità della luce desorbente e dalle condizioni di riempimento della superficie. Applicando alle equazioni 2.12 i metodi di trasformazione di Laplace si deduce la soluzione generale per gli atomi intrappolati in funzione delle caratteristiche intrinseche della MOT:

$$N_{trap}(t) = \frac{LI}{CW} + A_1 e^{k_1 t} + A_2 e^{k_2 t} + LI_{LIAD} \left(\frac{1}{k_1 k_2} + \frac{e^{k_1(t-t_0)}}{k_1(k_1 - k_2)} + \frac{e^{k_2(t-t_0)}}{k_2(k_2 - k_1)} \right) \Theta(t - t_0) \quad (3.8)$$

Applicando la procedura di fit alle curve sperimentali, si possono ottenere i valori di $k_{1,2}$, C , W e della combinazione LI o LI_{LIAD} . Utilizzando potenze più alte del laser desorbente, non si possono più considerare costanti i rate C e LI_{LIAD} . Infatti un intenso fascio può rapidamente impoverire la superficie dell'ittrio, fornendo un flusso atomico progressivamente più piccolo dal neutralizzatore. Inoltre, l'alto numero di atomi desorbiti cambia le condizioni di vuoto all'interno della cella ed agisce sul processo di caricamento, abbreviando il tempo caratteristico di salita e riducendo il numero massimo di atomi intrappolati. Si introduce quindi una doppia dipendenza temporale nel modello che regola l'andamento del numero di atomi intrappolati per la situazione sperimentale studiata:

$$\begin{aligned} C(t) &= C_0 \left(1 + \frac{t}{\tau} \right) \\ I_{LIAD}(t) &= I_{LIAD} e^{-\frac{t}{\tau}} \approx I_{LIAD} \left(1 - \frac{t}{\tau} \right) \end{aligned} \quad (3.9)$$

con C_0 e I_{LIAD} valori costanti usati nel limite di bassa intensità. L'introduzione di tale correzione dà la seguente soluzione:

$$N_{trap}(t) = \frac{LI}{CW} + A_1 e^{k_1 t} + A_2 e^{k_2 t} + LI_{LIAD} \left(\frac{1}{k_1 k_2} + \frac{e^{k_1(t-t_0)}}{k_1(k_1 - k_2)} + \frac{e^{k_2(t-t_0)}}{k_2(k_2 - k_1)} \right) \Theta(t - t_0) +$$

$$- \frac{LI_{LIAD} t_0}{\tau} \left(\frac{1}{k_1 k_2} + \frac{e^{k_1(t-t_0)}}{k_1(k_1 - k_2)} + \frac{e^{k_2(t-t_0)}}{k_2(k_2 - k_1)} \right) \Theta(t - t_0). \quad (3.10)$$

3.3.2 Risultati Sperimentali per Illuminazione Continua del Neutralizzatore

La Fig. 3.23 mostra le varie fasi della dinamica della trappola di rubidio: il caricamento della MOT, che inizia con l'accensione del campo magnetico sulla cella, arrivando ad una fluorescenza massima corrispondente a circa 8×10^6 atomi. Si illumina quindi il neutralizzatore con la luce desorbente del laser CW a 532 nm a due differenti potenze. Durante la prima illuminazione la trappola atomica cresce con un rate più lento e la fluorescenza è circa raddoppiata, prima di raggiungere il massimo la luce viene rimossa e il segnale tende al precedente valore di equilibrio. Con una potenza più alta la variazione è più veloce, viene subito raggiunto un massimo di $2,75 \times 10^7$ atomi, in seguito la fluorescenza decresce rapidamente per l'impovertimento della zona dell'ittrio illuminata. Una volta spento il laser, il segnale va leggermente sotto il livello di equilibrio precedente, a causa del rate di adsorbimento/desorbimento dato dal nuovo equilibrio termodinamico tra fase vapore, il foglio di ittrio e gli atomi di Rb. La densità superficiale di atomi di Rb sull'ittrio dipende dai suoi precedenti desorbimenti.

Il tempo di caricamento della trappola può essere usato per calcolare i parametri W e C tramite i valori di $k_{1,2}$, estrapolati dai fit dei grafici di caricamento sia con che senza effetto LIAD. Usando inizialmente basse potenze per il laser desorbente a 532 nm (Fig. 3.24 e 3.25) si può notare l'accordo tra le curve sperimentali e la curva teorica della soluzione generale data dall'Eq. 3.8.

In Fig. 3.26 e 3.27 si mostra il caricamento della MOT con potenze più alte del laser desorbente a 532 nm (50 mW e 100 mW). I risultati della curva teorica (seguendo l'Eq. 3.8) si discostano dall'andamento dei dati sperimentali soprattutto a 100 mW. È necessario quindi adottare la descrizione più completa data dalla Eq. 3.10 per tenere conto di rate collisionali e desorbimento LIAD non più costanti.

La correzione del modello teorico e l'utilizzo della soluzione data dall'Eq. 3.10 per $N_t(t)$ permette di ottenere un buon accordo tra la curva dei dati acquisiti ed il fit (Fig. 3.28).

Con i coefficienti $k_{1,2}$ estrapolati dai fit dei grafici di caricamento, si può risalire ai parametri di trappola W e C , i cui valori possono essere plottati (Fig. 3.29); si ottengono i valori medi :

$$C = (5,04 \pm 0,08) \times 10^{-2} s^{-1}$$

$$W = (0,74 \pm 0,06) s^{-1} \quad (3.11)$$

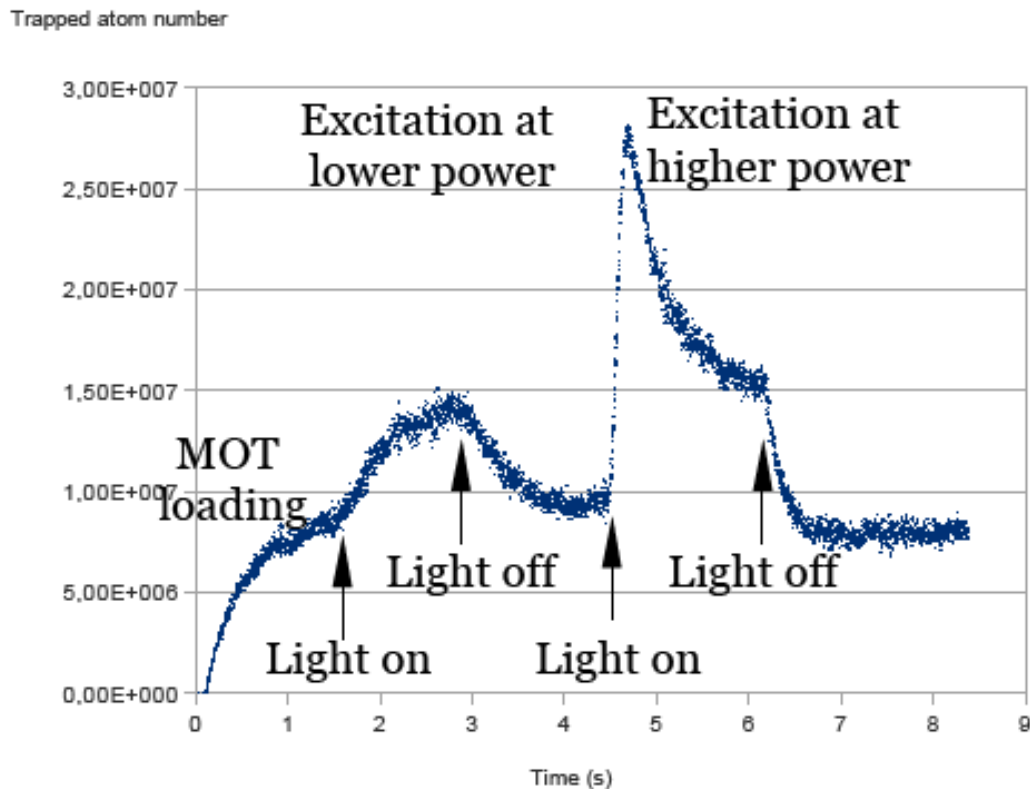


Figura 3.23: Numero di atomi di Rb intrappolati in presenza di luce desorbente a 532 nm sul neutralizzatore, a due diverse potenze.

L'andamento pressochè costante di C e W indica che le misure svolte non hanno influito sulle successive, inoltre l'effetto LIAD a bassa potenza non cambia le condizioni di vuoto della cella e il rate di perdita (W dipende da fattori geometrici e costruttivi della trappola, che non cambiano, oltre che dal rivestimento interno della cella). A potenze maggiori del laser l'effetto di desorbimento del rubidio ed altre impurità dal neutralizzatore peggiorano le condizioni di vuoto, rendendo necessario un tempo di ripristino delle condizioni di vuoto ottimali da parte del sistema di pompaggio.

3.3.3 Effetto LIAD da Illuminazione Pulsata del Neutralizzatore

Poichè la durata di un flash fotografico (~ 2 ms) è molto più breve di ogni altro intervallo di tempo inerente la dinamica di trappola, si utilizza una funzione delta per rappresentare il flusso atomico:

$$I(t) = I + N_0\delta(t - t_0) \quad (3.12)$$

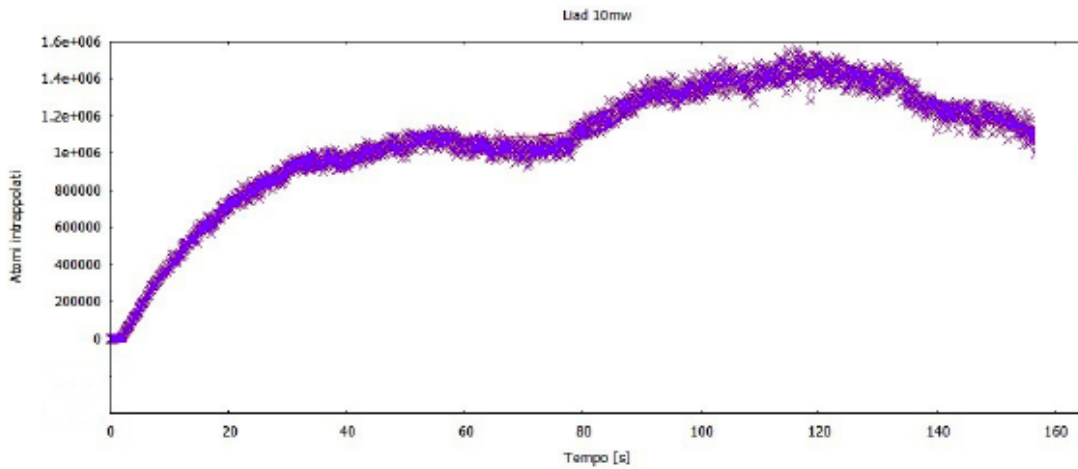


Figura 3.24: Caricamento della MOT di Rb tramite desorbimento atomico da illuminazione continua a $\lambda = 532$ nm con potenza 10 mW. Fino a $t=74$ sec. si ha il caricamento della trappola; apertura della luce desorbente a $t=74$ sec., chiusura a $t=134$ sec. In rosso la curva di fit.

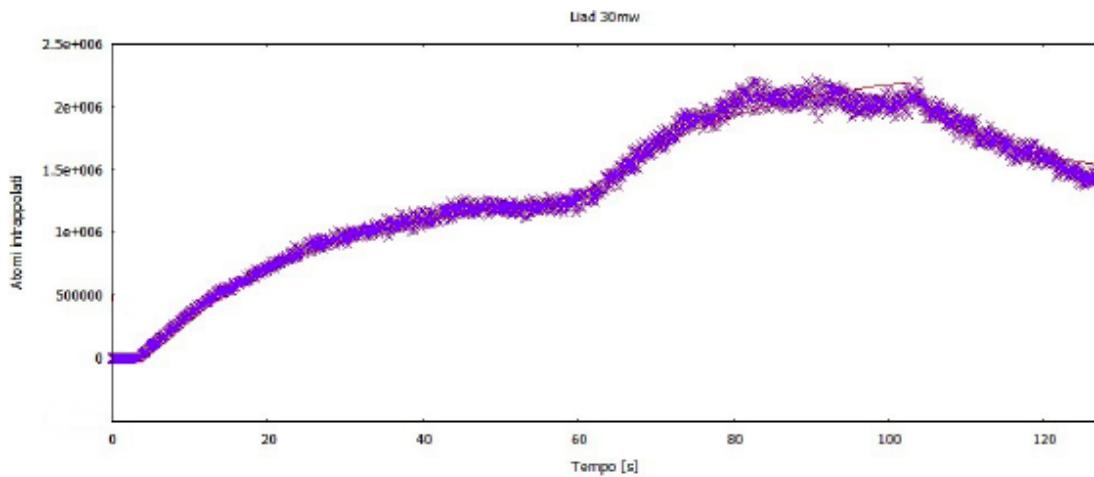


Figura 3.25: Caricamento della MOT di Rb tramite desorbimento atomico da illuminazione continua a $\lambda = 532$ nm con potenza 30 mW. Apertura luce desorbente a $t=58$ sec., chiusura a $t=103$ sec. In rosso la curva di fit.

con N_0 numero degli atomi desorbiti per mezzo dell'impulso luminoso; tale numero dipende dall'intensità dell'impulso e dalla sua ampiezza spettrale, varia inoltre a secondo della zona del foglio di ittrio colpita. Applicando ancora le trasformate di Laplace, si ha la soluzione:

$$N_{trap}(t) = \frac{LI}{CW} + A_1 e^{k_1 t} + A_2 e^{k_2 t} + \frac{LILAD}{k_1 - k_2} \left(e^{k_1(t-t_0)} - e^{k_2(t-t_0)} \right) \Theta(t - t_0) \quad (3.13)$$

con i coefficienti A determinati delle condizioni iniziali della trappola.

In Fig. 3.30 il segnale da flash fotografico al quale si adatta bene il modello della Eq. 3.13. Si

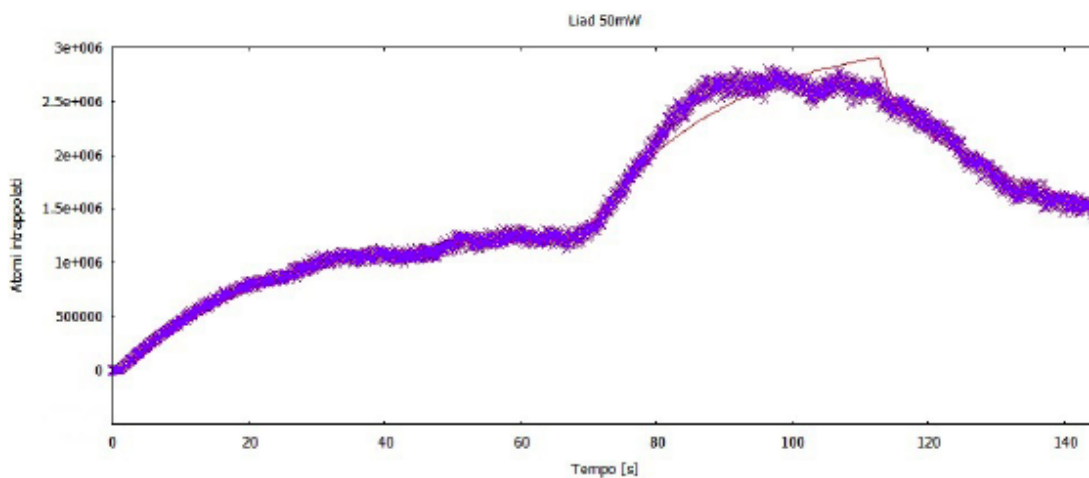


Figura 3.26: Caricamento della MOT di Rb tramite desorbimento atomico da illuminazione continua a $\lambda = 532$ nm, $P= 50$ mW; in rosso la curva di fit. Apertura luce desorbente a $t= 68$ sec., chiusura a $t= 113$ sec.

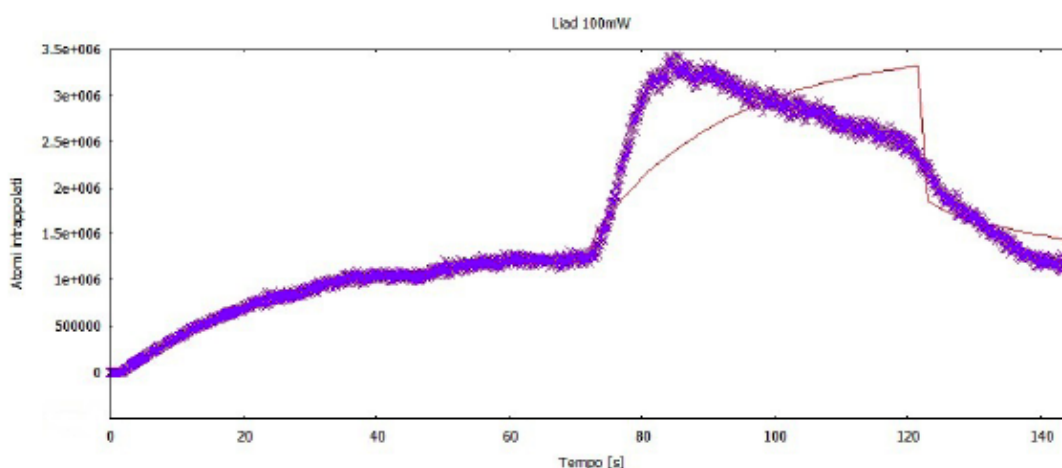


Figura 3.27: Caricamento della MOT di Rb tramite desorbimento atomico da illuminazione continua a $\lambda = 532$ nm, $P= 100$ mW; in rosso la curva di fit. Apertura luce desorbente a $t= 71$ sec., chiusura a $t= 120$ sec.

sono acquisiti diversi segnali con il neutralizzatore a varie temperature: in Fig. 3.31 il neutralizzatore a $T = 458^\circ$ e a $T = 475^\circ$; in entrambe si nota il lungo tempo per il ripristino della trappola alle condizioni iniziali .

Nel corso della presa dati di novembre 2012 è stata applicata con successo la tecnica di desorbimento pulsato alla MOT di ^{210}Fr , dopo avere caricato il neutralizzatore con il fascio ionico di francio . In generale il regime pulsato comporta l'accumulazione di Fr^+ (o altro elemento

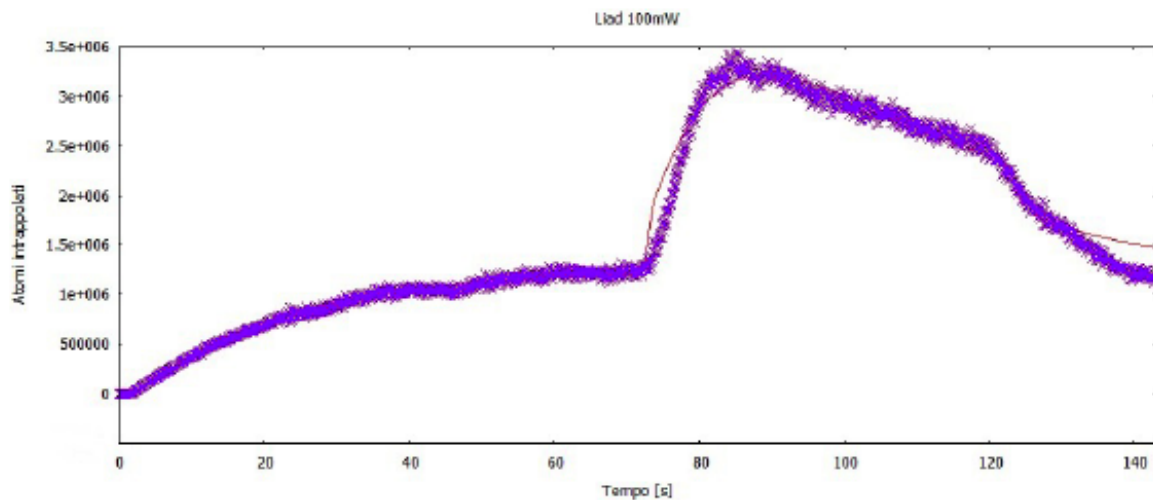


Figura 3.28: MOT di Rb: fit del desorbimento atomico per mezzo di illuminazione continua ($\lambda = 532$ nm) a 100 mW, in rosso la curva di fit. Apertura luce desorbente a $t= 71$ sec., chiusura a $t= 120$ sec. C e I_{LIAD} dipendenti dal tempo.

studiato) sull'ittrio freddo per un certo Δt ; quindi il fascio viene interrotto e il neutralizzatore riscaldato: l'incremento della temperatura consente il rilascio di una maggiore quantità di atomi neutri dell'elemento interessato, ma al contempo peggiora le condizioni di vuoto della cella aumentando il fondo per la MOT e quindi le perdite atomiche da questa. In questa occasione invece la tecnica di desorbimento LIAD pulsata è stata applicata mantenendo il neutralizzatore a temperatura ambiente (migliore situazione per il mantenimento delle condizioni di vuoto) ed inviando impulsi luminosi mediante flash fotografico sulla piccola trappola di francio presente. In Fig. 3.32 si osserva che il numero di atomi intrappolati aumenta di circa un fattore tre: è la prima evidenza di MOT di atomi radioattivi caricata da ittrio per effetto LIAD. A questo primo risultato qualitativo seguiranno ulteriori misure e verifiche, possibilmente con campioni atomici più grandi. La tecnica, utilizzabile con qualsiasi alcalino, appare comunque promettente per incrementare la popolazione atomica di trappole di atomi radioattivi quali il Fr.

3.3.4 Variazione di Atomi Intrappolati in Funzione della Frequenza della Luce Desorbente e della Potenza del Laser

Abbiamo confrontato la risposta LIAD a due diverse lunghezze d'onda: $\lambda = 532$ nm del Nd:YAG laser e $\lambda = 764$ nm generata dal Ti:Sa laser.

Per questo studio la configurazione dei laser è quella utilizzata per la rivelazione dei livelli eccitati del Rb: laser Ti:Sa sorgente della luce desorbente; laser ECDL per l'intrappolamento; laser a diodo per il ripompaggio. Abbiamo notato che sotto i 55 mW di potenza del Ti:Sa non ci sono variazioni nella fluorescenza della trappola. La prima variazione nel guadagno di atomi

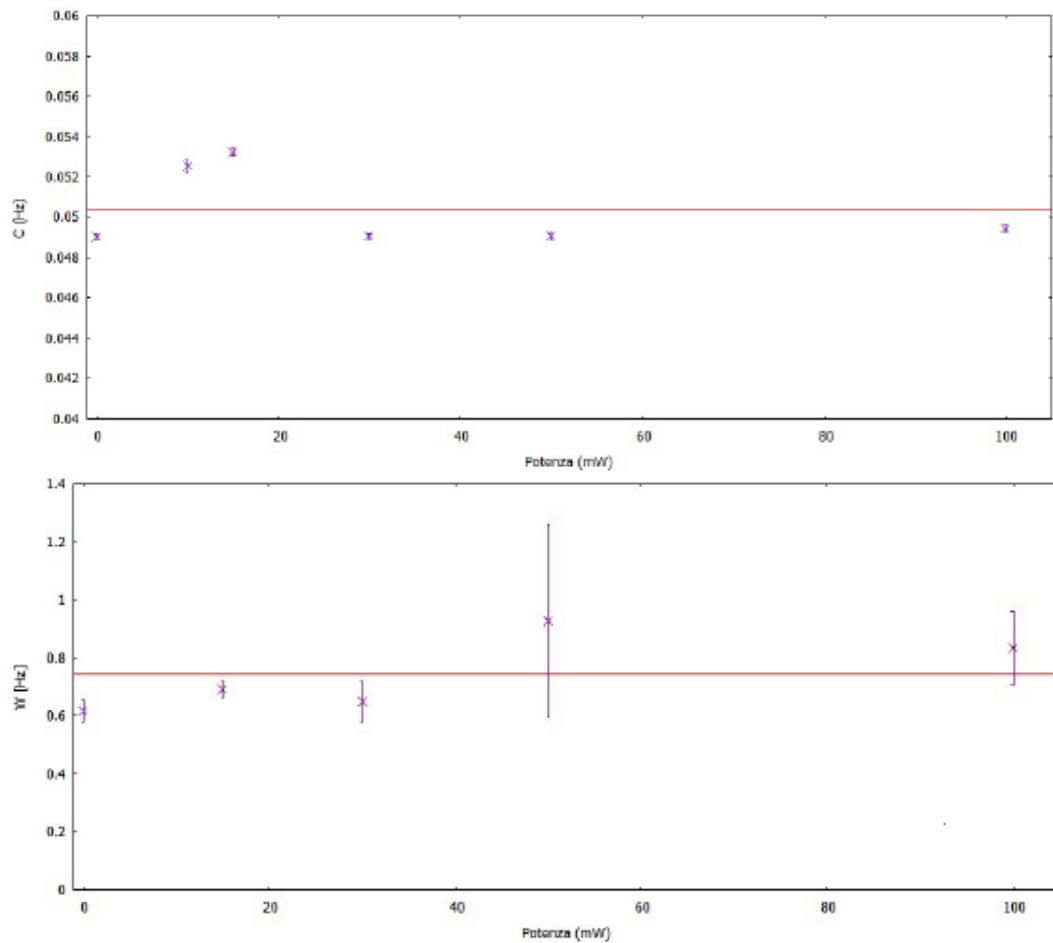


Figura 3.29: Andamento dei fattori C (in alto) e W (in basso) a diverse potenze della luce desorbente per MOT di Rb.

intrappolati, che è definito come variazione massima relativa del numero di atomi in MOT rispetto al numero di atomi intrappolati all'equilibrio, è $\delta = \frac{N_{trap}^{max} - N_{eq}}{N_{eq}} = 0.35$ ottenuta a 65 mW; lo stesso guadagno con la luce verde del Nd:YAG si ottiene con 20 mW. Da un confronto diretto dei segnali della MOT rispettivamente a $\lambda = 764$ nm con potenza $P=190$ mW e a $\lambda = 532$ nm con $P= 50$ mW si vede che δ è circa lo stesso anche se la potenza del laser Ti:Sa è 4 volte maggiore di quella del laser Nd:YAG (Fig.3.33). Appare quindi una dipendenza del desorbimento dalla lunghezza d'onda, con una efficienza di intrappolamento tanto maggiore quanto minore è la λ , consistente con i risultati dello studio dell'effetto LIAD da cella rivestita [53].

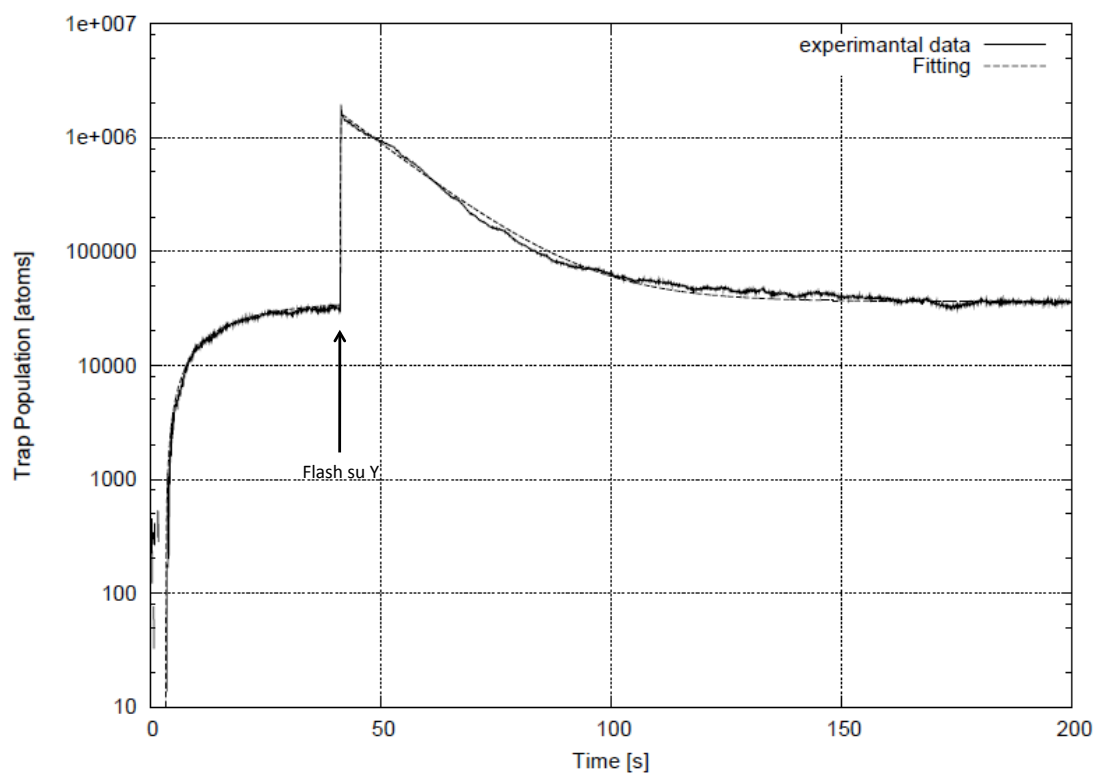


Figura 3.30: MOT di Rb: effetto LIAD da flash fotografico sul neutralizzatore. Scala semilogaritmica.

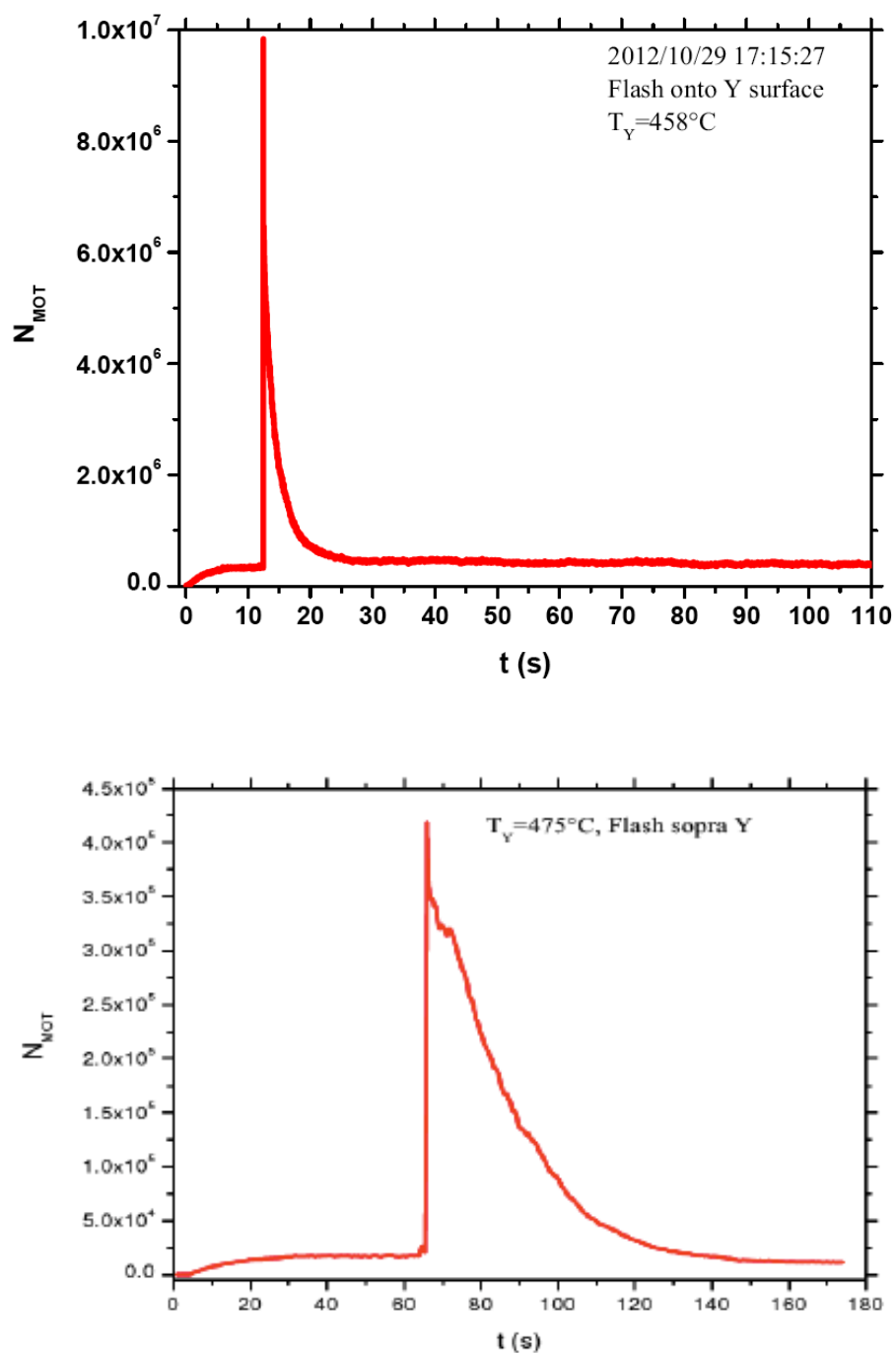


Figura 3.31: Effetto LIAD da flash fotografico sul neutralizzatore per la MOT di Rb. Segnale acquisito a $T_Y = 458^\circ$, flash a $t=13$ sec. (grafico in alto) e $T_Y = 475^\circ$, flash a $t=65$ sec. (grafico in basso).

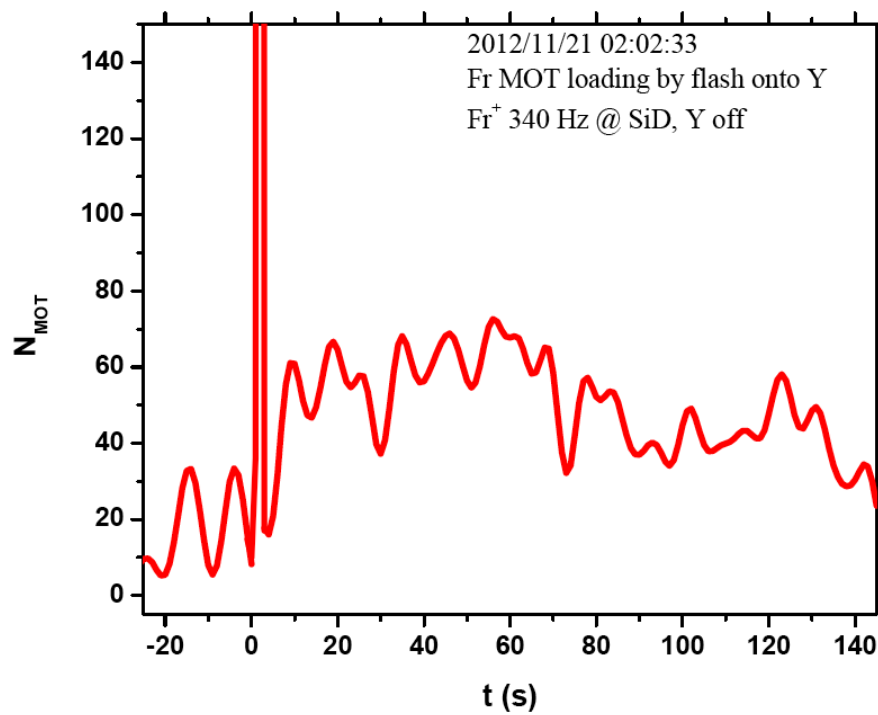


Figura 3.32: Effetto LIAD sulla MOT di ^{210}Fr . Neutralizzatore a temperatura ambiente. A $t=0$ sec. flash su Y.

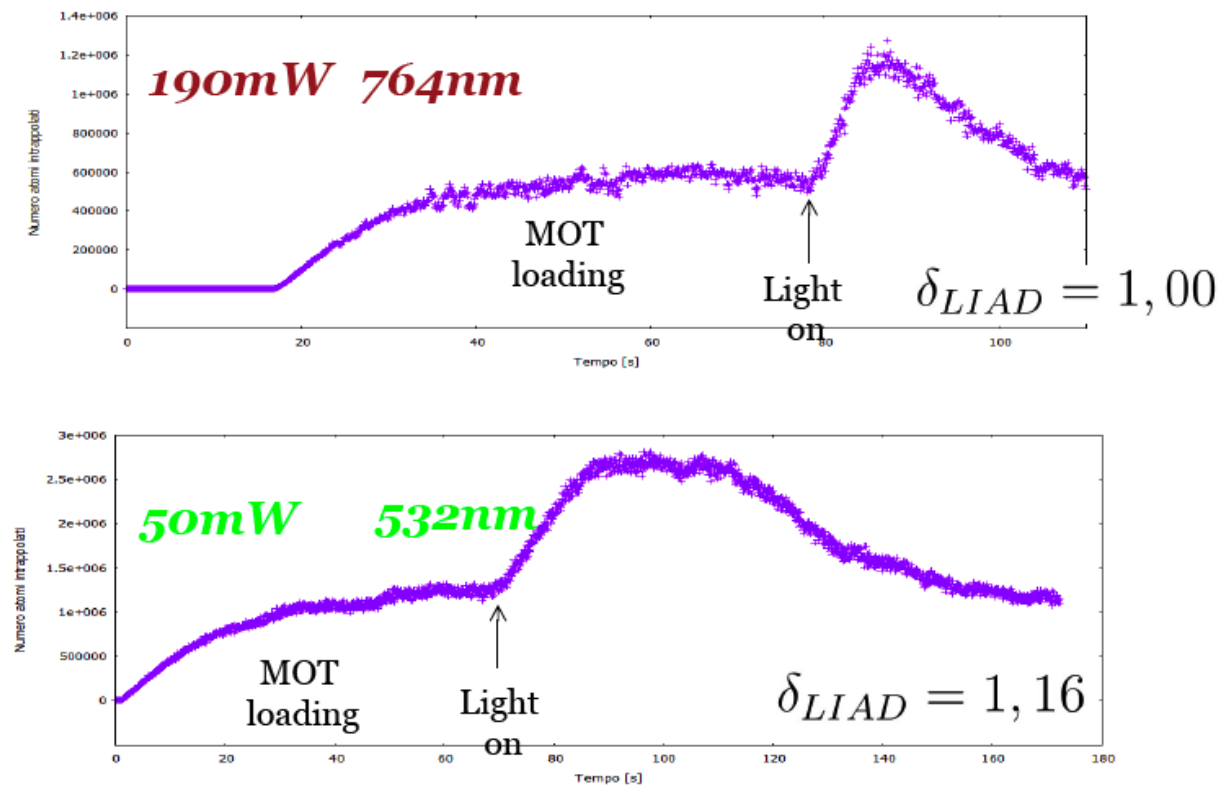


Figura 3.33: Caricamento della MOT di Rb con effetto LIAD. Dipendenza dalla lunghezza d'onda di desorbimento. Grafico in alto: laser Ti:Sa aperto a $t=78$ sec., chiuso a $t=97$ sec.; grafico in basso: laser Nd:YAG aperto a $t=68$ sec., chiuso a $t=113$ sec.

3.4 Attività in Corso e Future

Le misure di transizioni deboli richiedono un campione atomico sufficientemente popolato. L'efficienza di intrappolamento, come visto, dipende da diversi fattori; il numero di atomi intrappolati è dato da:

$$N_t = \frac{L\epsilon}{CW}I. \quad (3.14)$$

Tutti i parametri vanno ottimizzati per ottenere un incremento di N_t : ϵ è l'efficienza del neutralizzatore, parametro che aumenta con la temperatura, anche se questo comporta un peggioramento del vuoto all'interno della cella; altrettanto importante è avere un buon rivestimento dell'interno della cella, così pure gli altri parametri vanno migliorati con gli opportuni accorgimenti. Attualmente il rate di produzione di Fr^+ è $> 10^6$ ioni/s, l'efficienza di intrappolamento $\sim 10^{-2} \Rightarrow N = 10.000$ atomi (in 1mm^3).

Per migliorare l'efficienza della cella in vetro pyrex in uso attualmente presso LNL, sono previste le seguenti modifiche:

- uso di una valvola rivestita con dry-film per la chiusura della cella (\Rightarrow diminuzione di W);
- incremento dell'intensità dei fasci laser usando una configurazione retro-riflessa dei fasci (aumento di L);
- miglioramento del vuoto (diminuzione di C).

L'esperimento ha due obiettivi principali a breve scadenza:

- il progetto, la costruzione e la messa in opera di una nuova cella in acciaio e quarzo per la MOT, al fine di migliorare l'efficienza di intrappolamento per atomi stabili e radioattivi;
- lo sviluppo di nuove tecniche di rivelazione per transizioni atomiche deboli, da applicare a trappole di francio e rubidio.

La ricerca è tesa ad ottenere metodi generali da potere estendere in futuro ad altre facilities per fasci ionici radioattivi (Cs, Ca, Na..).

Riguardo al primo obiettivo si effettuerà la simulazione della dinamica interna alla MOT in due configurazioni: in una è presente una sola cella (così come nella attuale disposizione con la cella in vetro pyrex) nella quale avviene il raffreddamento e confinamento atomico e le misure; nella seconda sono previste due celle in linea, con l'accumulazione e il raffreddamento di atomi nella cella direttamente collegata al neutralizzatore (esterno alla cella) (Fig. 3.34) e il successivo trasferimento della nuvola atomica ad una seconda cella per le misure: questo consente la riduzione della presenza di specie atomiche diverse da quella da studiare e quindi una limitazione delle perdite per collisione. Per l'immediato futuro è previsto l'uso della singola cella,

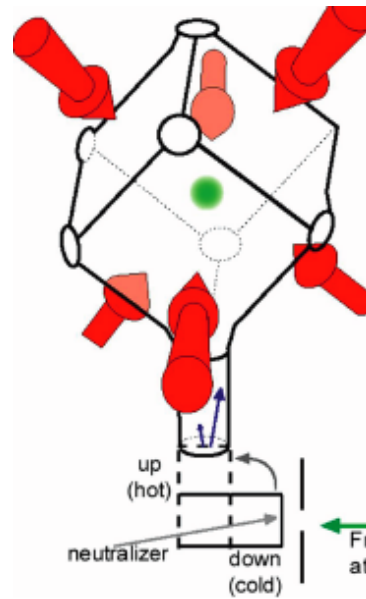


Figura 3.34: Schema cella di intrappolamento con neutralizzatore esterno ruotabile.

in sostituzione della cella in vetro pyrex, programmato per i primi mesi del 2014. L'adozione della cella in acciaio (Fig. 3.35) presenta diversi vantaggi:

- neutralizzatore esterno alla cella e pompa da vuoto applicabile direttamente alla cella, con miglioramento del vuoto nel volume di generazione della MOT;
- configurazione ottica retro-riflessa mediante specchi applicati davanti alle finestre della cella, che garantisce una potenza laser sufficiente anche in caso di due celle in linea;
- miglioramento delle perdite per adsorbimento alle pareti della cella. Sono previsti studi sull'applicazione del rivestimento sull'acciaio e quarzo e sulla passivazione della cella.

Le misure effettuate con la nuova cella in acciaio saranno confrontate con quelle ottenute nella cella in vetro pyrex ottimizzata secondo quanto sopra descritto.

Riguardo al secondo obiettivo sono in programma:

- test per il metodo di rivelazione basato sul trasferimento di popolazione atomica sulla transizione $7P_{3/2} \rightarrow 7D_{5/2}$ del Fr e la sua spettroscopia;
- studi preliminari sul Rb della transizione tramite eccitazione a due fotoni $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5D_{5/2}(F=5)$ con il nuovo metodo di rivelazione in vista di studi di transizioni più deboli del Fr;
- ricerca per più deboli/nuove transizioni del Fr come la linea di quadrupolo $7S \rightarrow 6D_{3/2}$ e $7S \rightarrow 6D_{5/2}$ e le transizioni ai livelli eccitati di Rydberg ($7D \rightarrow 21P - 24P - 25P$).

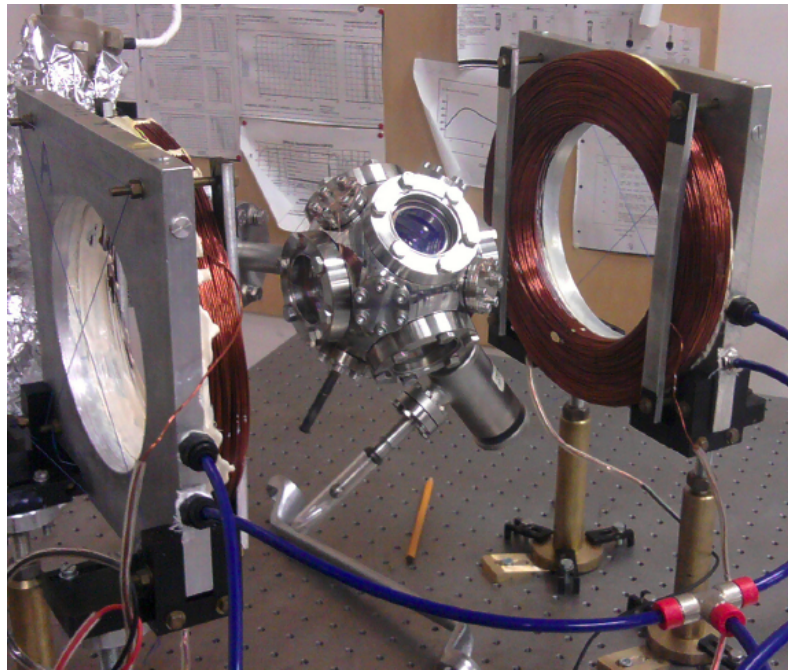


Figura 3.35: Cella di intrappolamento in acciaio inox e finestre in quarzo.

Proseguiranno gli studi sull'effetto LIAD sia da rivestimento della cella (dry-film o PDMS) che da neutralizzatore. Tale tecnica potrà essere utilizzata nell'intrappolamento ad alta efficienza di specie atomiche radioattive.

Conclusioni

In questa tesi sono stati presentati i risultati sperimentali più rilevanti ottenuti nel triennio 2011-2013 presso la facility sita ai Laboratori Nazionali di Legnaro, dedicata all'intrappolamento on-line del francio. L'esperimento in corso a LNL rientra nell'ambito di ricerca di fisica fondamentale dedicata allo studio delle simmetrie nei sistemi atomici. L'obiettivo a lungo termine consiste nello sviluppo di tecniche sperimentali che permettano misure di alta precisione di APNC come test del Modello Standard. I risultati conseguiti in questo periodo pongono importanti basi verso una migliore conoscenza dell'atomo di francio, attraverso lo sviluppo di tecniche per misure di precisione di transizioni atomiche e verso una maggiore efficienza di intrappolamento di atomi stabili e radioattivi.

E' stata sviluppata una nuova tecnica per la spettroscopia laser ad alta precisione basata sulle variazioni di popolazione atomica in una MOT di rubidio, indotte da un fascio laser interagente con gli atomi intrappolati e risonante con diverse transizioni dal livello fondamentale e dal primo livello eccitato di trappola. Il trasferimento di popolazione atomica viene monitorato tramite la fluorescenza della MOT. Questo metodo diretto di rivelazione, indipendente dalla frequenza di eccitazione, consente studi spettroscopici di precisione applicabili al francio. La ricerca di transizioni di quadrupolo nel francio fornirà nuove misure confrontabili con i dati teorici.

Nel periodo descritto è stato studiato l'effetto LIAD sulla trappola di rubidio. L'effetto più evidente in termini di efficienza di intrappolamento si è ottenuto tramite LIAD sul neutralizzatore di ittrio: è stato realizzato il caricamento della MOT di Rb, partendo da uno stato di assenza di trappola, quando sul foglio di ittrio è stato inviato un impulso luminoso di breve durata (flash fotografico).

Sono stati riportati i risultati recenti di intrappolamento del ^{210}Fr , con campioni atomici di ~ 100 atomi. Durante queste misure, si è registrato per la prima volta l'effetto LIAD sugli atomi di Fr, quando è stata inviata una luce pulsata non risonante verso il neutralizzatore in presenza della trappola atomica di francio. Questi risultati necessitano di ulteriori misure ed analisi, ma aprono prospettive per l'impiego di questa tecnica per l'intrappolamento ad alta efficienza di atomi di francio.

Sono stati brevemente presentati i programmi futuri, tesi a continuare lo sviluppo di tec-

niche innovative, volte all'incremento dell'efficienza di intrappolamento per atomi stabili e radioattivi e allo studio della spettroscopia del francio.

Bibliografia

- [1] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration). *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*. Phys. Lett. **B716**, 1-29 (2012).
- [2] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration). *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*. Phys.Lett. **B 716**, 30-61 (2012).
- [3] C.S. Wu, E.Ambler, R.W.Hayward, D.D. Hoppes and R.P.Hudson. *Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay*. Phys.Rev.**105**, 1413 (1957).
- [4] W.Happer. *Optical Pumping*. Rev.Mod.Phys.**44**,169 (1972).
- [5] J.P. Jacobs *et al.* *Testing time-reversal symmetry using ^{199}Hg* . Phys.Rev.Lett. **71**, 3782 (1993).
- [6] J.P. Lees *et al.* , *Observation of Time-reversal Violation in the B^0 Meson System*. Phys.Rev. **109**, 211801 (2012).
- [7] T.D. Lee and C.N. Yang. *Question of Parity Conservation in Weak Interactions*. Phys.Rev. **104**, 254 (1956).
- [8] R.L. Garwin, L.M. Lederman and M.Weinrich. *Observations of the Failure of Conservation of Parity and Charge Conjugation in Meson Decays: the Magnetic Moment of the Free Muon*. Phys.Rev. **105**,1415 (1957).
- [9] J.I.Friedman and V.L. Telegdi. Phys. Rev. **105**, 1681 (1957).
- [10] J. Beringer *et al.* (Particle Data Group), Phys. Rev. D **86**, 010001 (2012).
- [11] M.A.Bouchiat and C.Bouchiat. Le Journal de Physique **35**, 899 (1974).
- [12] W.Haxton. *Atomic Parity Violation and the Nuclear Anapole Moment*. Science **275**, 1753 (1997).
- [13] C.S.Wood *et al.*, *Measurement of parity Nonconservation and an Anapole Moment in Cesium*. Science **275**, 1759 (1997).

- [14] V.A. Dzuba, V.V. Flambaum and O.P. Sushkov. *Phys.Rev. A* **141**, 147 (1989).
- [15] M.A. Bouchiat and C. Bouchiat. *Rep.Prog.Phys.* **60**, 1351 (1997).
- [16] S.A. Blundell, J. Sapirstein and W.R. Johnson. *High-accuracy calculation of parity nonconservation in cesium and implications for particle physics.* *Phys.Rev. D* **45**, 1602 (1992).
- [17] W. Marciano and J. Rosner. *Atomic parity violation as a probe of new physics.* *Phys.Rev. Lett.* **65**, 2963 (1990).
- [18] S.C. Bennett and C.E. Wieman, *Measurement of the 6S→7S Transition Polarizability in Atomic Cesium and a Improved Test of the Standard Model.* *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2484 (1999).
- [19] A. Derevianko, *Reconciliation of the Measurement of Parity Nonconservation in Cs with the Standard Model.* *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 2000.
- [20] S.G. Porsev, K. Beloy and A. Derevianko *Precision Determination of Electroweak Coupling from Atomic Parity Violation and Implications for Particle Physics.* *Phys.Rev.Lett.* **102** 181601,(2009)
- [21] V.A. Dzuba, V.V. Flambaum and O.P. Sushkov. *Calculation of energy levels, E1 transition amplitudes, and parity violation in francium.* *Phys.Rev. A* **51**, 3454 (1995).
- [22] S. Pollock, E. Fortson and L. Wilets. *Atomic parity nonconservation: Electroweak parameters and nuclear structure.* *Phys. Rev.* **C46**, 2587 (1992).
- [23] C. Prescott *et al.* *Further measurements of parity non-conservation in inelastic electron scattering.* *Phys. Lett.* **B84**, 524 (1979).
- [24] P. Souder *et al.* *Measurement of parity violation in the elastic scattering of polarized electrons from ^{12}C .* *Phys.Rev.Lett.* **65**, 694 (1990).
- [25] S. Liberman *et al.*, *First evidence of an optical transition in francium atoms.* *C.R.Acad.Sci.* **B286**, 253 (1978).
- [26] E. Arnold, *et al.*, *Optical laser spectroscopy and hyperfine-structure investigation of the 10^2_s , $11^2_s, 8^2_d$ and 9^2_d excited levels in francium.* *J.Phys.* **B23**, 3511 (1990).
- [27] A. Coc *et al.*, *Hyperfine structures and isotope shifts of fr207- 213, fr220-228; possible evidence of octupolar deformation.* *Phys.Lett.* **B163**, 66 (1985).
- [28] T. Hänsch and A. Schawlow. *Cooling of gases by laser radiation.* *Qpt.Comm.* **13**, 68 (1975).
- [29] D.J. Wineland and H.G. Dehmelt. *Proposed $10^{14} \frac{\delta\nu}{\nu}$ laser fluorescence spectroscopy on tl^+ mono-ion oscillator.* *Bull.Am.Soc.* **20**, 637 (1975).

- [30] W.Phillips and M. Metcalf. *Laser Deceleration of an Atomic Beam*. Phys.Rev.Lett.**49**, 1149 (1982).
- [31] S.Chu *et al.* *Three dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure*. Phys.Rev.Lett.**55**, 48 (1985).
- [32] E.L.Raab *et al.* *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*. Phys.Rev.Lett.**59** (23), 2631 (1987).
- [33] R.Watts and C.E.Wieman. *Manipulating Atomic Velocities using Diode Lasers*. Opt.Lett. **11**, 219 (1986).
- [34] J.E.Simsarian, A.Ghosh, G.Gwinner, L.A. Orozco, G.D.Sprouse and P.A. Voytas. *Magneto-Optic Trapping of ^{210}Fr* . Phys.Rev.Lett. **76** (19), 3522(1996).
- [35] S.Andreev, V.Mishin and V.Letokhov. *Rydberg levels and ionization in a hot cavity*. JOSAB **5**, 2190 (1988).
- [36] H.L.Ravn, S.Sundell and L.Westgaard. Nucl.Instr.Meth. **123**,131 (1975).
- [37] W.Reisdorf. *Analysis of fissionability data at high excitation energies.I. The level density problem*. Z. Phys. A **300**, 227 (1981).
- [38] W.Reisdorf and M. Schadel. *How well do we understand the synthesis of heavy elements by heavy-ion induced fusion?*. Z.Phys. A**343**, 47 (1992).
- [39] L.Corradi *et al.* *Excitation functions for $^{208-211}\text{Fr}$ produced in the $^{18}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ fusion reaction*. PRC **71** (1), 014609 (jan. 2005).
- [40] L.Corradi and G.Stancari. *Estimate of francium production rate from data taken on 26 july 2001*. TRAP-RAD memo,2001.
- [41] <http://sisweb.com/simion/simrefer.htm>.
- [42] L.Corradi *et al.* *Excitation functions for $^{208-211}\text{Fr}$ produced in the $^{18}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ fusion reaction*. Phys.Rev. **C71**, 014609 (2005).
- [43] M.Stephens and C. Wieman. *High collection efficiency in a laser trap*. Phys.Rev.Lett. **72**, 3787 (1994).
- [44] S.N. Atutov *et al.* *Experimental study of vapor-cell magneto-optical traps for efficient trapping of radioactive atoms*. Eur.Phys. J. D **53**, 89-96 (2009).
- [45] de Mauro *et al.* *Measurement of diffusion coefficients of francium and rubidium in yttrium based on laser spectroscopy*. Phys.Rev. **A78**, 063415 2008.

- [46] A.Rossi *et al.* *Long-term drift laser frequency stabilization using purely optical reference.* Review of Scientific Instruments **73**, 2544-2548 (July 2002).
- [47] H. Metcalf and P. van der Straten. *Laser Cooling and Trapping.* Springer-Verlag, 1999.
- [48] Z.-T.Lu *et al.* *Efficient collection of ^{221}Fr into a Vapor Cell Magneto Optical Trap.* Phys.Rev. Lett. **79**(6), 994 (1997).
- [49] S.Sanguinetti *et al.* *Accurate measurements of transition frequencies and isotope shifts of laser-trapped francium.* Optics Letters **34** 7, 893 2009.
- [50] L.Moi *et al.* *Detection of excited level population transfer in a MOT through the measurement of trapped atom number.* Meas. Sci. Technol.**24** 015201 2013.
- [51] S. H. Autler and C. H. Townes, Phys. Rev. **100**, 703 (1955).
- [52] A.Gozzini *et al.* *Light-Induced Ejection of Alkali Atoms in Polysiloxane Coated Cells* Nuovo Cimento **15** 709 1993.
- [53] C.Marinelli *et al.* *Desorption of Rb and Cs from PDMS induced by non resonant light scattering.* Eur.Phys. J. D.37: 319-325 (2006) e referenze incluse.

Ringraziamenti

Svolgere un periodo di dottorato di ricerca alla mia età, quando ormai la vita lavorativa è avviata e si hanno un bel pò di pensieri per la testa, può apparire perlomeno originale. Merito quindi di tutte le persone di scienza che in questi tre anni ho avuto l'opportunità di conoscere, se il mio interesse verso il mondo della ricerca si è mantenuto sempre vivo.

Ringrazio il mio Tutore, Prof. Roberto Calabrese, per avermi fatto vivere questa splendida avventura: lavorare con lui è stato un grande privilegio.

Ringrazio il Dott. Luca Tomassetti, con cui ho lavorato a Ferrara e a Legnaro, che mi ha avviato al complesso esperimento di cui è oggetto questa tesi con grande competenza e disponibilità.

Grazie al Prof. Sergey Atutov, per i preziosi consigli che mi ha dato e le illuminanti lezioni.

Un riconoscente ringraziamento ai professori e ai colleghi dell'Università di Siena: il Prof. Luigi Moi, il Prof. Emilio Mariotti, il Dott. Luca Marmugi, il Dott. Alen Khanbekyan: mi hanno aiutato moltissimo ad inserirmi nel contesto dell'esperimento e ne conserverò uno splendido ricordo anche dal punto di vista umano.

Grazie al Dott. Antonio Dainelli e al Dott. Lorenzo Corradi dei Laboratori Nazionali di Legnaro sempre disponibili e cordiali.

Grazie alla Dott.ssa Isabella Garzia, che non ha solo condiviso con me l'ufficio, ma mi ha fornito preziosissimi consigli per tutto il periodo di dottorato.

Invocando ancora l'età, ho paura di fare qualche clamorosa omissione, quindi preferisco unire in un unico ringraziamento tutti coloro che ho conosciuto durante questo viaggio: Professori, Ricercatori, Studenti, Tecnici, Personale Amministrativo. Esco veramente arricchito da questa esperienza. Grazie di cuore per quanto mi avete dato.