

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Corso di Laurea in Fisica

Analisi del sistema di controllo di una bobina
per la generazione di campi magnetici in un
esperimento di fisica atomica

Relatore:
Prof. Marco Prevedelli

Presentata da:
Matteo Pasini

Correlatore:
Dott. Francesco Minardi

Sessione II
Anno Accademico 2015/2016

Pr'i me nón.

Sommario

Questa tesi, svolta nell'ambito dell'esperimento BEC3 presso il LENS di Firenze, si propone di studiare i problemi connessi alla variazione improvvisa di corrente in elementi induttivi, come sono le bobine utilizzate per generare campi magnetici.

Nell'esperimento BEC3, come in molti esperimenti di atomi freddi, vi è spesso la necessità di compiere operazioni di questo genere anche in tempi brevi. Verrà analizzato il sistema di controllo incaricato di invertire la corrente in una bobina, azione che va effettuata in tempi dell'ordine di qualche millisecondo ed evitando i danni dovuti alle alte tensioni che si sviluppano ai capi della bobina. Per questa analisi sono state effettuate simulazioni del circuito e misure sperimentali, allo scopo di determinare il comportamento e stimare la durata dell'operazione.

Indice

1	Il problema fisico	4
1.1	Campi magnetici in esperimenti di atomi ultra-freddi	4
1.1.1	Trappole Magneto-ottiche	4
1.1.2	Trappole puramente magnetiche	6
1.1.3	Raffreddamento evaporativo e risonanze di Feshbach	8
1.2	Variazioni del campo magnetico	9
1.2.1	Autoinduzione	10
1.2.2	Dissipazione dell'energia immagazzinata nella bobina	11
1.2.3	Effetti parassiti e mutua induzione	12
1.3	Applicazione del problema nell'esperimento BEC3	13
2	Misure preliminari	18
2.1	Apparato sperimentale	18
2.1.1	Il circuito	18
2.1.2	La bobina	20
2.1.3	Il varistore	21
2.2	Simulazioni	24
2.3	Misure in laboratorio	31
3	Analisi e commenti	39
3.1	Commenti sui risultati ottenuti	39
3.2	Effetti dell'ambiente di laboratorio	40
4	Conclusioni	41

Introduzione

Questa tesi è stata svolta nell'ambito dell'esperimento *BEC3* in funzione presso il *LENS* (Laboratorio Europeo di Spettroscopia Non Lineare) di Firenze, il cui scopo è produrre e studiare le proprietà di un doppio condensato di Rubidio (^{87}Rb) e Potassio (^{41}K).

Durante le fasi di raffreddamento degli atomi vengono utilizzati diversi campi magnetici, con intensità solitamente intorno a qualche millitesla, per intrappolare il campione, togliere la degenerazione dai livelli energetici utilizzati per le transizioni, rendere più efficiente lo scambio di energia tra atomi sfruttando la dipendenza della sezione d'urto dal campo magnetico e compensare perturbazioni esterne come la gravità o il campo magnetico terrestre. Nell'apparato sperimentale sono presenti diverse bobine che fungono da sorgente. Il controllo dell'intensità e della forma di questi campi avviene regolando opportunamente intensità e verso della corrente che circola all'interno di ogni bobina.

Vi sono due caratteristiche importanti per i campi magnetici utilizzati in esperimenti di questo tipo: la prima è la stabilità, che si riflette nella riduzione del rumore in corrente nel circuito che alimenta le bobine (problema non affrontato in questa tesi), la seconda è la possibilità di spegnerlo e passare da un campo uniforme a un gradiente di campo in tempi brevi, dell'ordine di qualche millisecondo.

Lo scopo di questo lavoro è analizzare il sistema che controlla le due bobine principali, che ne regola l'accensione e permette di invertire la corrente che circola in una delle due per ottenere un campo uniforme (corrente concorde in verso) o un campo di quadrupolo (corrente opposta in verso). Le esigenze sperimentali richiedono che, ad un certo punto del processo, il campo magnetico principale venga spento e riacceso invertendo la configurazione delle bobine in pochi millisecondi. L'attuale sistema di controllo, basato su relé, impiega circa 200 ms a corrente spenta per compiere questa operazione. Il progetto è quello di sostituirlo con un sistema basato su MOSFET, più rapido e in grado di operare anche quando la corrente è in circolo.

Questo pone di fronte al problema di dover dissipare al momento dello spegnimento, e in breve tempo, l'energia immagazzinata nella bobina. A causa dell'autoinduzione una variazione di corrente genera una differenza di potenziale ai capi del componente proporzionale alla derivata temporale della corrente. Se non è tenuto sotto controllo, questo fenomeno può facilmente generare tensioni tali da distruggere i componenti elettronici presenti nel circuito.

Il problema di sopprimere in modo efficace i picchi di tensione è molto frequente ovunque siano presenti elementi induttivi. Questo caso è ulteriormente complicato dalla necessità di restare entro un definito intervallo temporale. Una possibile soluzione è l'utilizzo di un dispositivo di protezione, come un varistore.

Il lavoro è stato impostato nel modo seguente.

Nel primo capitolo vengono presentati i principali utilizzi dei campi magnetici negli esperimenti di atomi freddi, ponendo particolare attenzione a quelli che rientrano nella sequenza operativa del BEC3. Viene poi esposto il problema che consegue dall'operare rapide variazioni di corrente in un elemento induttivo, analizzando le energie in gioco e gli effetti secondari che possono emergere a causa della mutua induzione. Infine si parla dell'esperimento BEC3, del suo funzionamento e di come il problema si inserisca all'interno di esso.

Nel secondo capitolo sono riportati i dati ottenuti dall'analisi preliminare del sistema di controllo, testato con una delle bobine dell'esperimento. Sono state effettuate simulazioni SPICE e misure, utilizzando diverse configurazioni del circuito. Prima è stato analizzato lo schema più semplice che permettesse lo spegnimento della bobina, in seguito è stato testato il circuito completo. Dai dati ottenuti sono state fatte delle regressioni lineari per avere una stima di come aumenta il tempo di spegnimento in funzione della corrente.

Nel terzo capitolo vengono commentati i risultati ottenuti e si fanno alcune considerazioni sugli effetti che l'ambiente del laboratorio può avere sull'andamento del campo magnetico nel tempo, durante lo spegnimento.

1 | Il problema fisico

1.1 Campi magnetici in esperimenti di atomi ultrafreddi

L'utilizzo di campi magnetici e la possibilità di poterli controllare giocano un ruolo fondamentale nei processi di raffreddamento degli atomi. Innanzitutto perché, grazie all'effetto Zeeman che rimuove la degenerazione sul numero quantico M_F (la proiezione su un asse del momento angolare totale $F = J + I$), è possibile avere in buona approssimazione un sistema a due livelli non degeneri all'interno della struttura iperfine dell'atomo. Solitamente si scelgono due livelli con $F_1 = n$, $F_2 = n + 1$ con n intero e $M_F = 0$, in modo da essere insensibili, al primo ordine, all'effetto Zeeman.

Sfruttando il momento magnetico, è inoltre possibile intrappolare atomi neutri in minimi del campo creando trappole non dissipative, che non necessitano di interazioni con campi elettromagnetici nel visibile e in cui l'emissione spontanea, che limita la temperatura minima raggiungibile, è assente. Una volta che un campione di atomi è tenuto in una trappola non dissipativa è possibile procedere a raffreddarlo ulteriormente tramite evaporazione. A questo scopo, avendo un buon controllo sull'intensità del campo, è possibile sfruttare le *risonanze di Feshbach* [1].

1.1.1 Trappole Magneto-ottiche

Spesso la sequenza operativa in un esperimento di atomi freddi inizia con una Trappola Magneto-ottica (MOT) [2]. Utilizzando un gradiente costante di campo magnetico, con profilo

$$\vec{B}(z, r) = B' \left(z\hat{z} - \frac{r}{2}\hat{r} \right) \quad (1.1)$$

si crea una separazione tra i livelli energetici dipendente dalla posizione dell'atomo. Consideriamo, ad esempio, un sistema a due stati in cui lo stato fondamentale g ha

$F_g = 0$ e lo stato eccitato e ha $F_e = 1$ ¹. La separazione in energia indotta dall'effetto Zeeman è data da

$$\Delta E = M_F g_F \mu_B |B(z, r)| \quad (1.2)$$

Dove μ_B è il magnetone di Bohr e g_F è il fattore di Landé nucleare dipendente da F , J e I , entrambe le costanti sono positive². L'energia delle componenti $M_{F_e} = \pm 1$ viene rispettivamente aumentata o diminuita in modo proporzionale a $|B|$ e quindi dipendente da (z, r) . In tre direzioni ortogonali vengono inviati due fasci contropropaganti con polarizzazione circolare opposta σ^+ e σ^- , che, per la conservazione del momento angolare, limitano le transizioni possibili a, rispettivamente, $\Delta M_F = +1$ e -1 . I fasci vengono regolati ad una differenza di frequenza $\delta = \omega_0 - \omega$ rispetto alla transizione ω_0 , con δ dell'ordine di $\sim 3\Gamma$ (dove Γ è la larghezza naturale della transizione ω_0). Se questa differenza è negativa sugli atomi in movimento agisce una forza di tipo viscoso dovuta all'effetto Doppler [3].

Lo spostamento dei sottolivelli di e fa sì che, a seconda della posizione, uno dei due fasci sia più vicino alla risonanza, dunque interagisca di più con l'atomo. In questo modo si genera una forza di richiamo elastica che tende a portare l'atomo nel punto in cui il campo magnetico è nullo e la probabilità di assorbire dai due fasci è uguale. Si ha quindi per ogni coppia di fasci una forza del tipo

$$\vec{F} = -\gamma \vec{v} - \beta \left(\vec{z} - \frac{\vec{r}}{2} \right) \quad (1.3)$$

Il sistema tridimensionale, nonostante la componente dipendente da r presente nei singoli fasci, si comporta come un oscillatore armonico sovrasmorzato. Gli atomi vengono catturati al centro della trappola in tempi tipicamente intorno a qualche millisecondo.

Le MOT sono trappole semplici da costruire, si utilizzano due bobine parallele e con le correnti dirette in verso opposto (configurazione anti-Helmholtz) per generare il gradiente di campo magnetico, che è in genere abbastanza basso (dell'ordine di qualche decina di Gauss/cm) in modo da non necessitare materiali superconduttori, in molti casi per i fasci sono sufficienti laser a semiconduttore che possono essere riflessi in modo da sfruttare la

¹In generale ciò che diremo è valido anche per sistemi con $F_g \neq 0$ e $F_e = F_g + 1$, data la polarizzazione della luce incidente, per la conservazione del momento angolare, il sistema dopo pochi scattering con i fotoni del fascio tende a portarsi nello stato $|M_{F_g}| = F_g$ che forma un sistema chiuso con lo stato $M_{F_e} = F_e$

²Il momento magnetico atomico dipende da quello degli elettroni e da quello nucleare, ad ognuno dei quali è associato un diverso fattore di Landé, rispettivamente g_J e g_I . Dato che $g_I \ll g_J$ l'espressione per g_F può essere approssimata come $g_F = g_J \frac{F(F+1) - I(I+1) + J(J+1)}{2F(F+1)} + g_I \frac{F(F+1) + I(I+1) - J(J+1)}{2F(F+1)} \approx g_J \frac{F(F+1) - I(I+1) + J(J+1)}{2F(F+1)}$. Come conseguenza, il momento magnetico totale è approssimabile al solo momento elettronico

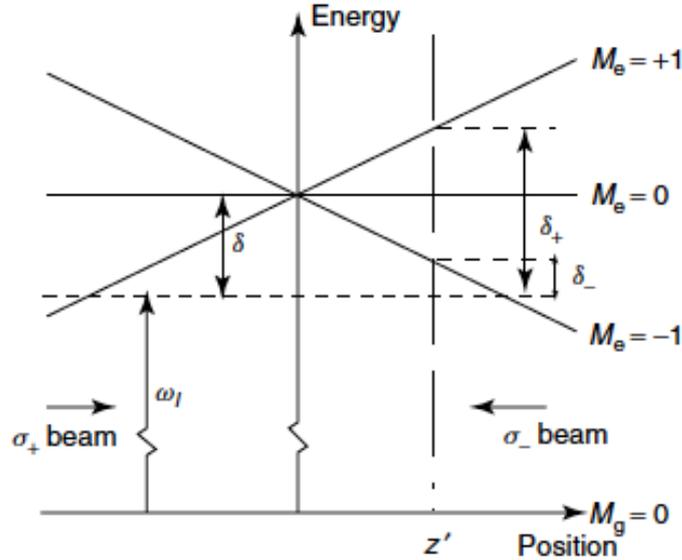


Figura 1.1: Schema del funzionamento di una trappola magneto-ottica in una dimensione. Da [2].

stessa sorgente per ogni coppia di componenti contropropaganti, le intensità utilizzate sono di alcuni mW/cm^2 (negli esperimenti più moderni anche decine di mW/cm^2) su fasci con diametro di un paio di centimetri. Una MOT permette di catturare particelle con velocità fino a qualche decina di m/s e creare in pochi secondi campioni a temperature fino a $\sim 10\mu\text{K}$, tuttavia la densità massima raggiungibile è limitata dallo scattering multiplo: la radiazione emessa dagli atomi viene assorbita da altri atomi del campione, ciò genera un potenziale efficace repulsivo. Generalmente il limite è $\sim 10^{11}$ atomi/cm^3 , che è un ottimo risultato, ma ancora lontano dalle condizioni di degenerazione quantistica.

1.1.2 Trappole puramente magnetiche

Una volta preparato il campione di atomi a bassa temperatura, lo si mette in una trappola non dissipativa per procedere ad un ulteriore raffreddamento. Poiché solitamente il campione è creato con una MOT, può essere conveniente realizzare una trappola magnetica in modo da sfruttare le bobine già presenti. In un atomo neutro si sfrutta il momento di dipolo magnetico dell'atomo $\vec{\mu}$ che si accoppia con il campo \vec{B} precedendo attorno ad esso. Se la velocità di precessione è sufficientemente alta rispetto alla variazione del campo sentita dall'atomo, ovvero

$$\frac{|B'|}{B} \ll \frac{\mu_B B}{\hbar} \quad (1.4)$$

il dipolo segue adiabaticamente \vec{B} . L'interazione, mediata su tempi lunghi rispetto al periodo di precessione, è data da

$$E = M_F g_F \mu_B |B| \quad (1.5)$$

dove M_F è la proiezione sulla direzione di \vec{B} (assunta essere z) del momento angolare totale dell'atomo.

In generale, se si considerano dei bosoni, quindi F intero, come nel nostro caso, si può avere $M_F = 0$ o diversi stati con $M_F \geq 0$ dunque si ha uno stato che non interagisce con il campo magnetico e, rispettivamente, degli stati attratti dai minimi del campo (low-field seeker) e degli stati attratti dai massimi del campo (high-field seeker). Dato che nel vuoto è possibile ottenere solo minimi di $|B|$, all'accensione del campo solo gli stati con $M_F > 0$ restano intrappolati e gli altri vengono persi.

Le due configurazioni principali per costruire trappole magnetiche sono la trappola di quadrupolo e la trappola di Ioffe-Pritchard.

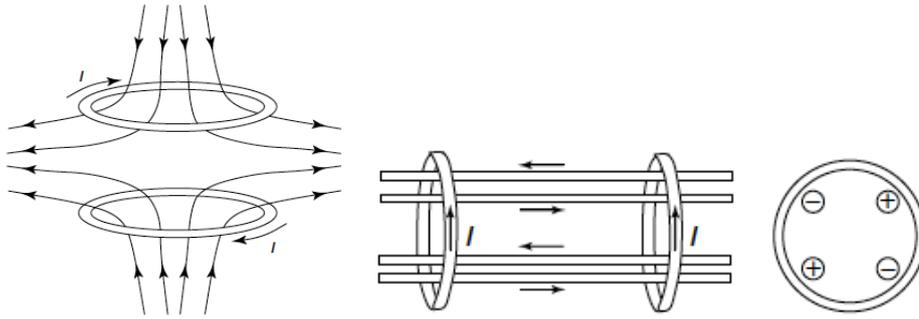


Figura 1.2: Schema di una trappola di quadrupolo (a) e di una trappola di Ioffe-Pritchard (b). Da [2].

È semplice ottenere un quadrupolo magnetico. Utilizzando due bobine in configurazione anti-Helmholtz, quindi l'andamento del campo vicino al centro segue l'equazione 1.1, si ottiene un punto con $|B| = 0$ che può essere sfruttato per intrappolare gli atomi. Nella pratica il minimo di campo che si vuole creare non deve essere zero: infatti avvicinandosi ad esso, si perde la condizione di adiabaticità del moto di $\vec{\mu}$ e c'è la possibilità che M_F cambi e diventi < 0 causando la fuga dell'atomo dalla trappola, essendo il minimo di campo visto come un massimo. Questo fenomeno è chiamato spin-flip di Majorana [4] e non può essere trascurato quando si raggiungono basse temperature all'interno della trappola. Si può ovviare a questo problema aggiungendo un campo di *bias*.

È possibile generare un quadrupolo in due dimensioni utilizzando quattro fili paralleli, posizionati ai vertici di un quadrato e con correnti in verso opposto per le coppie che

stanno su uno stesso lato. In questo modo, per la simmetria del sistema sull'asse centrale, il campo magnetico è nullo. Due bobine con corrente concorde creano un campo assiale con un minimo parabolico al centro. Se il gradiente radiale è sufficientemente grande, si ottiene un punto di minimo in tre dimensioni con $|B| \neq 0$. Una trappola di questo tipo è chiamata Ioffe-Pritchard.

1.1.3 Raffreddamento evaporativo e risonanze di Feshbach

Il metodo di raffreddamento principalmente usato per atomi neutri all'interno di una trappola non dissipativa è il raffreddamento evaporativo. Si riduce la distribuzione di velocità degli atomi del campione facendo "scappare" dalla trappola quelli più energetici, ovvero le code della distribuzione. In questo modo l'energia media diminuisce e lasciando termalizzare il campione si raggiungerà una temperatura più bassa. Questo processo viene poi ripetuto fin quando possibile. Per ridurre gli effetti di riscaldamento parassiti, dovuti ad esempio alle collisioni con particelle del gas di fondo o rumore nell'apparato sperimentale, è importante minimizzare quanto possibile il tempo di termalizzazione.

Questa avviene principalmente tramite urti tra gli atomi del campione, che scambiano così energia. Per renderla più veloce è necessario massimizzare la sezione d'urto σ e la densità: mentre quest'ultima aumenta progressivamente in conseguenza della diminuzione di temperatura, la sezione d'urto per lo scattering elastico se coinvolge basse energie (come in questo caso) può essere considerata dipendente solo dalla lunghezza di scattering a ed è quindi legata alla variazione di questo parametro. Il potenziale di interazione, che può essere approssimato come un potenziale di contatto, è $V(\vec{r}) = \frac{4\pi\hbar^2 a}{m} \delta(\vec{r})$, l'intensità e il segno sono dunque date a . Si cerca di avere valori alti della lunghezza di scattering. Per ottimizzare questo parametro si utilizzano, quando possibile, le *risonanze di Feshbach*.

Si consideri l'interazione tra due atomi: è possibile individuare due canali di interazione, quello di background $V_{bg}(r)$ che rappresenta asintoticamente i due corpi liberi e a basse energie è sempre accessibile (*canale aperto*), e uno ad energia superiore $V_c(r)$ che rappresenta gli stati legati dei due atomi e solitamente non è accessibile a basse energie (*canale chiuso*). Se si ha uno stato legato del canale chiuso ad energia vicina a quella di scattering, si può creare uno stato misto. Anche con bassa energia di interazione gli atomi riescono a passare in uno stato legato intermedio per poi decadere nuovamente in due particelle libere. Si ha così una risonanza di Feshbach. Grazie alla differenza tra i momenti magnetici dei due canali è possibile controllare la separazione in energia con un campo magnetico, si cerca quindi di regolare il modulo del campo in modo da avere uno stato legato di V_c ad energia $E \approx 0$. L'andamento della lunghezza di scattering al variare del campo magnetico presenta dunque asintoti verticali che possono essere descritti da

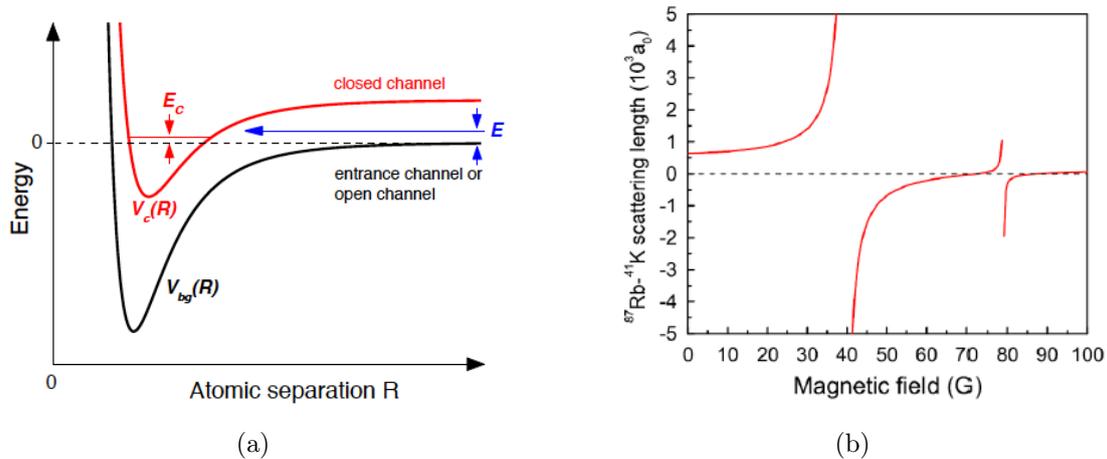


Figura 1.3: Schema di una risonanza di Feshbach a due canali (a) (da [1]), lunghezza di scattering interspecie per la miscela di ^{87}Rb e ^{41}K utilizzata nell'esperimento BEC3 (b) (da [7]), si possono vedere due risonanze a valori di $B_0 \approx 35.2$ Gauss e 78.6 Gauss, tali valori sono facilmente raggiungibili e permettono il *raffreddamento simpatetico* tra le due specie come verrà spiegato in seguito.

$$a(B) = a_{bg} \left(1 - \frac{\Delta}{B - B_0} \right) \quad (1.6)$$

dove a_{bg} è la lunghezza di scattering del canale aperto, Δ è detto *larghezza di risonanza* e B_0 è detto *posizione di risonanza*. In un intorno di B_0 dell'ordine di Δ si ha che $a \rightarrow \pm\infty$.

In genere si regolano le risonanze con un campo magnetico di fondo generato da due bobine in configurazione Helmholtz. Le risonanze di Feshbach sono molto utili per raggiungere la degenerazione quantistica in un campione. Poter avere una lunghezza di scattering opportuna per valori di B_0 raggiungibili praticamente può restringere molto il numero di specie atomiche utilizzabili in esperimenti di atomi freddi.

Il loro utilizzo, tuttavia, non si limita al raffreddamento evaporativo. Vengono utilizzate anche per studiare le proprietà di condensati formati da più specie atomiche, come nel caso dell'esperimento BEC3.

1.2 Variazioni del campo magnetico

Come si è visto nella sezione precedente, in esperimenti di atomi freddi è a volte necessario passare da un gradiente di campo magnetico a un campo uniforme. Ciò si traduce in

pratica nella necessità di cambiare la configurazione delle bobine da anti-Helmholtz ad Helmholtz, invertendo la corrente che circola in una delle due. Questo passaggio, che spesso va effettuato in tempi relativamente brevi, porta non pochi problemi dato che sono spesso utilizzate correnti di decine di Ampere o più.

1.2.1 Autoinduzione

Dall'elettrodinamica classica [5, 6] si sa che una variazione di flusso magnetico concatenato ad un circuito chiuso genera una forza elettromotrice. Per la legge di Faraday-Neumann-Lenz si ha

$$\mathcal{E} = -\frac{\partial\Phi(\vec{B})_{\Sigma}}{\partial t} \quad (1.7)$$

dove il flusso del campo magnetico sulla superficie Σ delimitata dal circuito è

$$\Phi(\vec{B})_{\Sigma} = \int_{\Sigma} \vec{B} \cdot \vec{n} da \quad (1.8)$$

con da elemento infinitesimo di area e \vec{n} il suo versore.

Prendiamo nel nostro caso una bobina percorsa da una corrente $I(t)$ che varia nel tempo. Poiché il campo magnetico è generato dalla corrente, esso cambierà nel tempo e con lui il flusso concatenato alla bobina stessa. Si crea quindi una forza elettromotrice agente sul circuito che viene detta *autoindotta*, questo fenomeno è chiamato *autoinduzione*. Se la posizione e la forma della bobina non variano, il flusso di campo magnetico è proporzionale alla corrente $\Phi(B) \propto I$, dunque si avrà

$$\mathcal{E} = -L \frac{dI}{dt} \quad (1.9)$$

dove definiamo la costante L , dipendente solo da fattori geometrici, *coefficiente di autoinduzione* o *induttanza* della bobina, misurato in henry. Da considerazioni sull'energia del campo si può ottenere l'espressione di L per un circuito C come

$$L = \frac{\mu_0}{4\pi I^2} \int_C d^3x \int_C d^3x' \frac{\vec{J}(\vec{x}) \cdot \vec{J}(\vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|} \quad (1.10)$$

dove \vec{J} è la densità di corrente.

Si ha dunque che una variazione della corrente induce una tensione ai capi della bobina, che si oppone alla variazione, tanto più grande, quanto più la variazione è rapida. Nel nostro caso è necessario spegnere la bobina in tempi dell'ordine del ms. Considerando valori di L dell'ordine del mH e correnti di qualche decina di A, necessari per avere campi magnetici adatti alle esigenze sperimentali, si ottengono facilmente picchi di tensione in grado di danneggiare i componenti dei circuiti e risultare pericolosi. Questo fenomeno è chiamato *extratensione di apertura*.

1.2.2 Dissipazione dell'energia immagazzinata nella bobina

L'energia immagazzinata in una bobina percorsa da una data corrente è legata all'energia del campo magnetico prodotto e può essere trovata considerando il lavoro necessario per portare la corrente da 0 a I contrastando la forza elettromotrice indotta.

$$E = \frac{1}{2}LI^2 \quad (1.11)$$

Quando il circuito viene aperto istantaneamente, la bobina si comporta come un generatore di tensione opponendosi alla variazione. È necessario a questo punto dissipare tale energia per evitare che l'extratensione si "sfoghi" generando scariche attraverso l'aria, rompendo il canale del MOSFET usato come interruttore o l'isolamento elettrico tra i fili. Se si considera un induttore reale ci sono sempre piccole capacità e resistenze interne: l'energia tenderà quindi a scaricarsi sul condensatore interno e a dissiparsi per effetto joule sulla resistenza interna. Indicando con C la capacità interna si può stimare la tensione di picco imponendo la conservazione dell'energia

$$\frac{1}{2}LI^2 = \frac{1}{2}CV^2 \quad \rightarrow \quad V = \sqrt{\frac{LI^2}{C}} \quad (1.12)$$

Considerando valori ragionevoli per la generazione di un campo magnetico in un esperimento di atomi freddi, come induttanza $L \sim 1\text{mH}$ e corrente $I \sim 10\text{A}$ e un valore realistico della capacità parassita $C \sim 1\text{nF}$, si ottiene un valore di V dell'ordine della decina di kV. Il sistema si comporta come un oscillatore smorzato, in cui il tempo di smorzamento L/R è maggiore del periodo di oscillazione \sqrt{LC} . Ciò è evidente se si pensa che la resistenza della bobina è in genere molto piccola, $R \sim 0.1\Omega$ poiché in fase di costruzione si vuole evitare la dissipazione di energia quando il circuito funziona a regime. Con i parametri stimati si ha $L/R \approx 10^{-2}\text{s}$ e $\sqrt{LC} \approx 10^{-6}\text{s}$, è quindi un sistema sottosmorzato. Bisogna considerare che se anche l'energia non è di per sé alta, la potenza che va dissipata nel circuito è

$$P = VI = \frac{dE}{dt} \quad (1.13)$$

e diventa molto importante se lo spegnimento è brusco.

La soluzione più ovvia è introdurre nel circuito un elemento resistivo che dissipi l'energia in modo efficiente, ad esempio un diodo posto ai capi della bobina o dell'interruttore e orientato in modo che durante il normale funzionamento del circuito sia in polarizzazione inversa, dunque non crei un ponte in cui possa fluire la corrente. Quando è necessario che la corrente circoli in entrambi i versi, come nel nostro caso, si può utilizzare un varistore. Si tratta di un resistore variabile a semiconduttore con una caratteristica fortemente non lineare. Ha solitamente una tensione di soglia abbastanza alta, sotto la quale si comporta

come un circuito aperto, così da permettere il normale funzionamento a regime. Tale soglia può essere scelta opportunamente (varia a seconda del modello) per far attivare la componente resistiva dell'elemento in presenza di uno sbalzo di tensione. Con questo accorgimento è possibile, in pratica, bloccare l'extratensione ad un valore fissato (scelto in modo da non danneggiare elementi e circuiti nell'apparato sperimentale) con la conseguenza però di allungare notevolmente il tempo di spegnimento. Si può stimare la durata della dissipazione sempre considerando la conservazione dell'energia:

$$\frac{1}{2}LI^2 \simeq V_c I \tau \quad (1.14)$$

dove V_c è la tensione a cui viene bloccato il picco (detta tensione di *clamp*). Con gli stessi valori utilizzati prima, contando di avere un varistore con soglia a $V_c \sim 100\text{V}$, valore ragionevole per non rompere i MOSFET che fungono da interruttore, si ottiene un tempo $\tau \sim 10^{-4}\text{s}$. Si noti che il tempo di spegnimento è proporzionale alla corrente, mentre diminuisce bloccando V_c ad un valore più alto.

Questa stima considera un'approssimazione piuttosto grezza del varistore in cui sopra la tensione di soglia si ha resistenza nulla mentre sotto si ha resistenza infinita. Per avere un modello più realistico è necessario considerare la curva I/V del componente e utilizzare metodi di risoluzione numerici, come descritto nel prossimo capitolo.

1.2.3 Effetti parassiti e mutua induzione

Quanto detto fino ad ora è sufficiente per analizzare il problema in laboratorio, tuttavia può non essere trascurabile l'effetto dell'ambiente esterno sul sistema. Come si è visto gli elementi induttivi sono sensibili alle variazioni di flusso magnetico, dunque variazioni nel campo magnetico in prossimità della bobina possono generare ulteriori correnti indotte. Generalizzando il fenomeno di autoinduzione, possiamo definire la *mutua induzione* come una sorta di accoppiamento tra due elementi induttivi dovuto a variazioni di corrente o di campo in uno, che si riflettono sull'altro a causa della legge di Faraday. Riprendiamo la 1.10 e consideriamo gli integrali su due circuiti differenti 1 e 2 (sostituiamo inoltre I^2 con $I_1 I_2$), definendo M_{ij} il *coefficiente di mutua induzione* tra questi elementi, si ha

$$\Phi_2(\vec{B}_1) = M_{21}I_1 \quad \text{e} \quad \Phi_1(\vec{B}_2) = M_{12}I_2 \quad (1.15)$$

in cui $\Phi_i(B_j)$ è il flusso del campo generato da j concatenato al circuito i . Si può dimostrare³ che $M_{12} = M_{21}$. Anche in questo caso M_{ij} dipende esclusivamente dalle caratteristiche geometriche. L'energia magnetica totale dell'elemento 1 che si trova in un sistema con altri N elementi diventa quindi

$$E_1 = \frac{1}{2}L_1 I_1^2 + \sum_{j \neq 1} M_{1j} I_1 I_j \quad (1.16)$$

³Deriva dal fatto che è possibile scambiare gli integrali nell'equazione 1.10 modificata per la mutua induzione, considerando quindi due circuiti diversi

Effetti di questo tipo possono contribuire ad aumentare il tempo necessario per dissipare l'energia e spegnere la bobina.

Un altro fattore che può risultare rilevante è quello delle cosiddette *correnti parassite* o *correnti di Foucault*. Quando un materiale conduttore è sottoposto ad un flusso di campo magnetico variabile, gli elettroni liberi al suo interno si muovono dando origine a correnti che occupano il volume del materiale, il verso di queste correnti è tale da generare un campo che si oppone alla variazione. Questo fenomeno pone un problema legato all'accoppiamento induttivo tra queste correnti parassite e gli altri elementi del sistema, disturbandone il funzionamento e rallentandone ulteriormente la scarica. Per ovviare a questo inconveniente si tende a "sezionare" i blocchi di materiale conduttore, ad esempio dividendoli in lamine separate da strati isolanti in modo da evitare che i moti elettronici formino correnti chiuse, o perlomeno per minimizzarne l'estensione.

1.3 Applicazione del problema nell'esperimento BEC3

Avendo un quadro più chiaro del problema, si può analizzare come questo influisce nell'ambito dell'esperimento BEC3 del LENS. L'obiettivo dell'esperimento è creare un doppio condensato (BEC, Bose-Einstein condensate), utilizzando Rubidio (^{87}Rb) e Potassio (^{41}K), per raggiungere questo obiettivo sono necessari diversi passaggi.

Per ognuna delle due specie atomiche una sorgente genera un vapore che viene inizialmente mandato in una MOT in due dimensioni. La MOT-2D, che si trova nello stesso comparto della sorgente atomica, crea un fascio a velocità di qualche decina di m/s, mentre una radiazione con polarizzazione e detuning opportuni "spinge" il fascio attraverso un tubo nella camera centrale a vuoto ultra alto (UHV) dove viene intrappolato in una MOT-3D.

La MOT-3D, prima fase di laser cooling, prepara il campione vero e proprio. Una volta che questa è stata caricata vengono spenti il fascio e la MOT-2D. Viene poi aumentata la corrente nelle bobine di quadrupolo che formano la trappola e variato il detuning della radiazione per aumentare la densità del campione di atomi freddi (creando una CMOT, ovvero Compressed MOT).

A questo punto vengono spenti tutti i campi magnetici e si sfruttano i fasci della MOT, aggiustandone opportunamente la frequenza, per realizzare una melassa σ^+/σ^- che fornisce l'ultimo stadio di raffreddamento laser, ottenendo una nuvola termica di circa 10^9 atomi con densità massima di 3×10^9 atomi/cm³ e una temperatura intorno ai $20\mu\text{K}$.

Il campione viene poi racchiuso in una trappola magnetica. Appena spenti i fasci della melassa si utilizzano due impulsi di radiazione per pompare gli atomi negli stati Zeeman e iperfini che si comportano come low-field seekers.

Si accendono nuovamente le bobine di quadrupolo ad una corrente sufficientemente al-

ta per garantire un intrappolamento magnetico. Segue una fase in cui la profondità di trappola viene leggermente abbassata, diminuendo la corrente, per lasciar scappare gli atomi che si trovano in stati che possano complicare le operazioni di evaporazione. Successivamente viene aumentata la corrente e si sposta il campione muovendo le bobine lungo un binario, portandolo all'interno di una *milltrap* o *millimetric-trap*.

Quest'ultima è una particolare trappola magnetica simile come costruzione alle *atom chips* [9], trappole stampate su microchip, ma di dimensioni maggiori quindi trattabile come una trappola macroscopica a tutti gli effetti. La sua configurazione è del tutto analoga a una trappola di Ioffe-Pritchard.

La milltrap viene accesa e contemporaneamente si toglie corrente alle bobine di quadrupolo. Finito questo processo inizia il raffreddamento evaporativo. Si utilizza una transizione iperfine nelle microonde⁴ per indurre lo spin-flip nel Rb, dopodiché si lascia termalizzare il sistema. Il K viene raffreddato grazie allo scambio di energia con il Rb. Questo processo è detto *raffreddamento simpatetico*.

A questo punto l'esperimento è predisposto per permettere di spostare il campione in una trappola ottica [10], dove le proprietà del condensato possono essere studiate più facilmente. In questa fase vengono sfruttate le risonanze di Feshbach tra le due specie atomiche, utilizzando un campo magnetico uniforme generato dalle bobine di quadrupolo.

Una volta terminata la sequenza sperimentale è necessario misurare temperatura e densità del campione, per verificare che si sia effettivamente raggiunto lo stato di condensato. Per fare ciò il campione viene lasciato in espansione libera e se ne misura l'evoluzione con delle telecamere. Attualmente questo processo di espansione viene lasciato andare per un intervallo tra i 10 e i 30ms. Uno degli obiettivi per migliorare l'apparato sperimentale consiste nel permettere un tempo di espansione più lungo. Ciò è limitato dal fatto che durante l'espansione il campione tende anche a cadere per effetto della gravità, uscendo dopo poco tempo dal raggio d'azione delle telecamere. Tale effetto può essere contrastato aggiungendo un gradiente di campo magnetico in direzione verticale, in modo da introdurre una forza sufficiente a mantenere sospeso il campione. Questo compito dovrebbe essere implementato grazie alle bobine di quadrupolo principali.

Sono diversi i campi magnetici utilizzati e i momenti in cui vengono variati nella sequenza dell'esperimento, di fatto si utilizzano più sorgenti ognuna con una funzione specifica. Oltre alle due bobine di quadrupolo principali e agli elementi che formano la milltrap, ve ne sono tre nella MOT-2D, due sui lati orizzontali per generare il gradiente e una ortogonale di bias. Un'altra coppia di bobine è posta attorno alle due sorgenti di quadrupolo, per generare un campo di bias verticale mentre una terza, che crea

⁴Solitamente per questo processo si utilizzano le transizioni Zeeman del Rb, che cadono nelle radiofrequenze, tuttavia nel nostro caso la stessa transizione coincide con quella del ⁴¹K e lo farebbe uscire dalla trappola

un campo orizzontale, è posta attorno alla milltrap. Le bobine di bias permettono di correggere disturbi esterni, come il campo magnetico terrestre, e regolare finemente la forma del potenziale di trappola. Date le piccole correnti utilizzate, le basse induttanze e l'utilizzo marginale, non pongono grossi problemi. Si può dire lo stesso per la milltrap: nonostante le alte correnti (70A), la bassa induttanza permette di spegnerla in modo efficiente e sicuro per l'esperimento in circa 1ms. Risulta invece più complicato gestire le due bobine di quadrupolo le cui correnti vengono variate spesso, cambiando anche la configurazione. L'analisi si focalizzerà su queste.

Si tratta di due bobine circolari a sezione rettangolare con raggio esterno 7.8cm e altezza 1.7cm, composte da 100 spire. L'induttanza è 1.53mH e la resistenza interna 185m Ω . All'interno dell'esperimento sono attaccate ad una slitta che ne permette il movimento lungo l'asse principale della camera UHV, e sono provviste di un raffreddamento ad acqua. Una delle due è collegata ad un sistema di controllo, un ponte H comandato da un segnale digitale che permette di accendere, spegnere e invertire la corrente. L'alimentazione è data da due diversi generatori, a seconda della configurazione di utilizzo:

- *Agilent 6692A*, alimentatore principale utilizzato per la configurazione anti-Helmholtz. Fornisce una potenza massima di 6.6kW, 110A/60V.
- *Kepeco BOP20-10M*, alimentatore bipolare ($\pm 20V / \pm 10A$) utilizzato per la configurazione Helmholtz.

Il sistema di controllo attualmente in uso, riportato in figura 1.4, consiste in un transistor IGBT capace di sopportare una tensione massima fino a $V_{max} = 1.2kV$ che opera come interruttore per interrompere il flusso della corrente, protetto da un varistore posto ai suoi capi, in grado di spegnere le bobine in tempi inferiori ad 1ms. Il passaggio tra le configurazioni delle bobine è effettuato da due relè che formano il ponte H, che possono funzionare solo quando non c'è corrente nel circuito e il cui tempo di commutazione è di circa 200ms.

Nella configurazione anti-Helmholtz, con queste bobine, vengono realizzate le fasi di intrappolamento magnetico. La prima di esse avviene nella MOT-3D, dove si crea un gradiente di campo $B' \approx 16$ Gauss/cm utilizzando una corrente di 4A, che viene poi aumentata per la fase CMOT fino a 10A. Viene poi generata la trappola magnetica che utilizza correnti variabili dai 5A ai 65A circa.

In configurazione Helmholtz attualmente avviene solamente la regolazione delle risonanze di Feshbach. Queste si trovano a valori del campo piuttosto alti all'interno della stessa

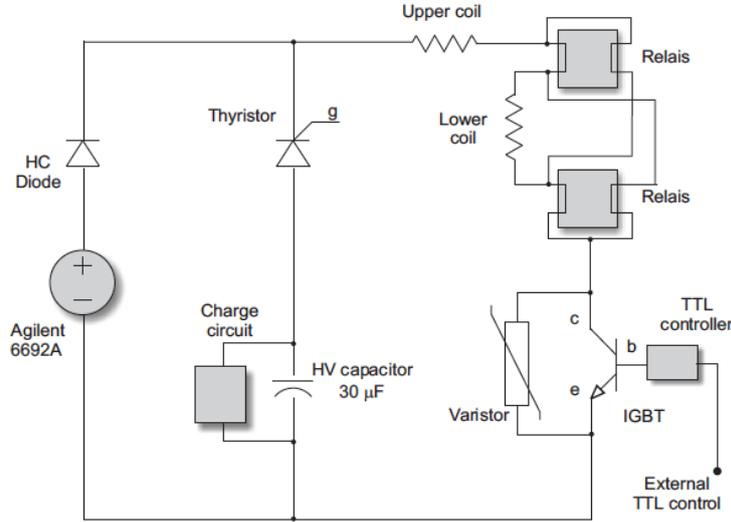


Figura 1.4: Schema dell'attuale sistema di controllo per le bobine principali. Da [8].

specie, intorno ai 1000Gauss per il Rubidio⁵ e 440Gauss per Potassio. Le risonanze interspecie si hanno invece per campi più bassi. Quando entrambe le specie atomiche si trovano nel sottostato iperfine $^2S_{1/2} |F = 1, M_F = 1\rangle$ si hanno due asintoti di a_{K-Rb} per i valori $B_{low} = (35.2 \pm 1.6)\text{Gauss}$ e $B_{high} = (78.61 \pm 0.12)\text{Gauss}$. Le bobine, che hanno un coefficiente di circa 8Gauss/A, possono raggiungere questi valori del campo con una corrente inferiore ai 10A.

Alla fine dell'esperimento, per implementare la compensazione della gravità, è necessario portare il campo magnetico da uniforme, utilizzato per sfruttare le risonanze di Feshbach, alla configurazione di quadrupolo in un tempo di pochi ms. Mentre nelle altre fasi di variazione del campo i tempi non sono così stringenti, in questo punto l'attuale sistema di controllo basato su relè risulta inefficace. Il tempo di commutazione è troppo lungo e all'accensione del campo il campione sarebbe già in uno stadio di espansione troppo avanzato.

Nel nuovo assetto, in cui vengono utilizzati quattro MOSFET per formare un ponte H e un varistore per dissipare l'energia, la tensione massima ammissibile per evitare danni ai componenti è di circa $V_{max} = 100\text{V}$, utilizzando l'induttanza della bobina detta sopra

⁵Per sfruttare questa risonanza occorre immettere nelle bobine una corrente dell'ordine di 100A, motivo per cui viene utilizzato l'alimentatore *Agilent* nonostante la sua potenza sia molto maggiore di quanto richiesto nell'esperimento

si può stimare il rapporto tra tempo di scarica e corrente

$$\frac{LI^2}{2} = VI\tau \quad \rightarrow \quad \tau/I = \frac{L}{2V} \quad (1.17)$$

ottenendo circa $\tau/I \approx 8\mu\text{s}/\text{A}$. Si vede che, considerando la tensione costante, l'andamento dell'intervallo di scarica in funzione di I è lineare. Si otterrebbe in questo modo, per la corrente di 10A, un tempo di circa $80\mu\text{s}$. Vi sono però molti fattori che contribuiscono ad aumentare questo valore, primo tra tutti il fatto che la tensione non resti costante per via del varistore. Per avere una stima più precisa di τ è necessario considerare in modo più approfondito le caratteristiche del circuito.

2 | Misure preliminari

Come primo passo per la risoluzione del problema sono state realizzate delle simulazioni del circuito in esame con il software Ngspice [11], basato su SPICE dell'Università di Berkeley [12], per avere un'idea del suo comportamento. Abbiamo poi effettuato delle misure in laboratorio su una delle bobine dell'esperimento, per verificare quanto simulato, trovare la configurazione che comporti il minor tempo di scarica possibile utilizzando i componenti disponibili e stimare come varia questo intervallo all'aumentare della corrente utilizzata. Poiché la bobina è stata analizzata singolarmente, le misure non tengono conto degli effetti dovuti all'ambiente in cui opererà durante l'esperimento. Alcune considerazioni su tali effetti verranno fatte nel prossimo capitolo.

2.1 Apparato sperimentale

2.1.1 Il circuito

Il circuito incaricato di spegnere e invertire il flusso di una delle bobine è un ponte H in cui quattro MOSFET fungono da interruttori che vengono azionati a coppie, per permettere il flusso di corrente in un verso o nell'altro, oppure scollegano la bobina dall'alimentatore, spegnendola. Il segnale di controllo è dato da una scheda collegata ai quattro *gate*, che gestisce la chiusura degli interruttori a due a due in base ad un segnale digitale che riceve in ingresso.

I MOSFET utilizzati sono del tipo *IXFN120N20* della *IXYS*, possono sopportare una tensione massima tra *drain* e *source* di $V_{DSS} = 200V$ e una corrente di $I_{max} = 120A$. La tensione di soglia è $V_{th} \approx 4V$ e il tempo di commutazione è intorno a 100ns. È evidente da quanto visto in 1.2.2 che, aprendo il circuito in un tempo del genere, con la bobina e le correnti utilizzate la tensione di picco sarebbe decisamente superiore ai limiti dichiarati dal costruttore per questo dispositivo.

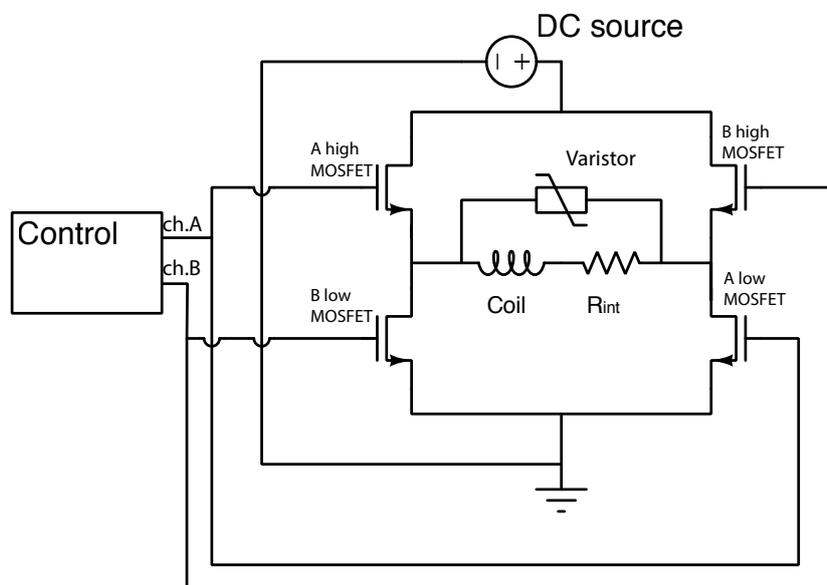


Figura 2.1: Schema del circuito di inversione della corrente.

2.1.2 La bobina

La bobina utilizzata per le misure è una copia di quelle usate per l'esperimento. È formata da 100 avvolgimenti di filo a sezione rettangolare, disposti su 5 file di 20 spire concentriche, con raggi $R_{int} = 4.8\text{cm}$ e $R_{ext} = 7.8\text{cm}$ e altezza $H = 1.7\text{cm}$.

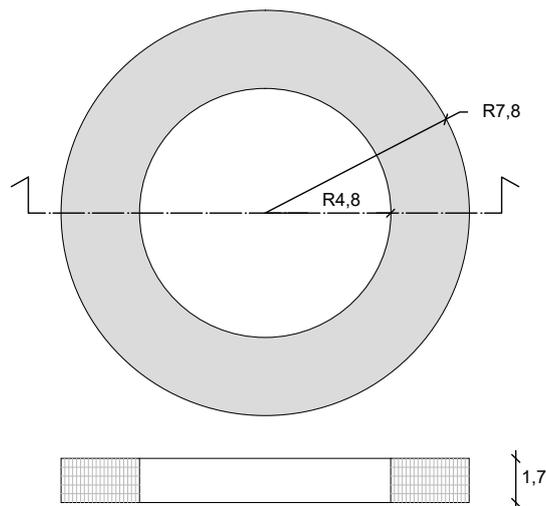


Figura 2.2: Dimensioni e sezione della bobina.

La resistenza interna misurata è $R_{int} = (0.185 \pm 0.003)\Omega$. Analizzando il transiente di tensione durante la carica della bobina è stata calcolata l'induttanza. La misura è stata effettuata a

$$V = 1.60 \pm 0.02\text{V} \text{ e } I = 5.00 \pm 0.04\text{A}$$

La resistenza totale, che comprende quella interna della bobina e quella dei cavi usati per i collegamenti, è

$$R_{tot} = (0.320 \pm 0.005)\Omega$$

L'andamento atteso per la tensione nel transiente di carica¹ è

$$V = V_0 e^{-t/\tau} \quad \text{con} \quad \tau = L/R \quad (2.1)$$

¹Date le piccole resistenze in gioco nel circuito, misurando la tensione ai capi della bobina diventa rilevante la sua resistenza interna. Si ha quindi un andamento del transiente leggermente diverso, che non raggiunge $V = 0\text{V}$ come dovrebbe essere per un induttore ideale, ma si stabilizza sul valore di tensione ai capi di R_{int} . Il coefficiente dell'esponenziale tuttavia non viene modificato.

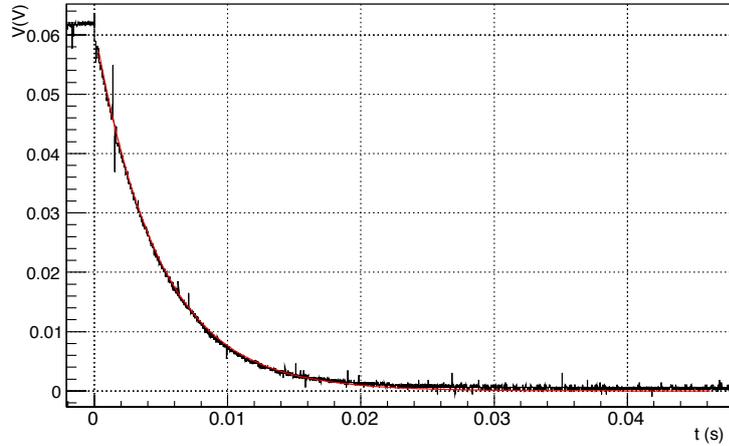


Figura 2.3: Transiente di accensione della bobina. In rosso il fit esponenziale.

Il fit, realizzato con il software ROOT, ha dato un valore di $\frac{1}{\tau} = (209.4 \pm 0.3)\text{s}^{-1}$ da cui si ottiene l'induttanza

$$L = 1.53 \pm 0.02\text{mH}$$

L'incertezza su questo valore è per la maggior parte dovuta all'imprecisione nella misura di R , mentre l'errore su τ risulta poco rilevante.

Per controllare il risultato del fit è stato fatto un calcolo teorico di L , utilizzando formule² e tavole specifiche per questo tipo di bobina, ottenendo un valore di

$$L_{th} = 1.44\text{mH}$$

2.1.3 Il varistore

Il varistore *MOV* (Metal Oxide Varistor) [13, 14] è un componente caratterizzato da una resistenza variabile, dipendente dalla tensione, con andamento non lineare. La sua struttura interna è composta da una ceramica policristallina formata da diversi ossidi metallici che, in seguito ad un processo di lavorazione in cui vengono scaldati e sottoposti a pressione, formano dei grani la cui superficie agisce effettivamente come una giunzione con bassa tensione di soglia. L'insieme di queste giunzioni regola il flusso di corrente ed è responsabile delle proprietà del componente. I parametri di interesse sono ottenuti controllando durante il processo di produzione le dimensioni dei grani.

²La formula utilizzata è $L_{th} = 0.002\pi^2 \left(\frac{2a}{b}\right) n^2 a K'$ dove a è il raggio medio, b è l'altezza e K' è una costante dipendente dai raggi della bobina, tabulata in [15]

In prima approssimazione il varistore può essere visto come un interruttore, dove la resistenza è nulla o infinita a seconda che si oltrepassi o meno una definita soglia. In un'analisi più precisa si può dividere la caratteristica $V - I$ in tre regioni:

Regione I. Per basse correnti ($I \lesssim 10^{-5}\text{A}$) si ha un andamento lineare, il componente si comporta come un resistore con $R \sim 10^3\text{M}\Omega$. In prima approssimazione in questa regione può essere considerato un circuito aperto.

Regione III. Per correnti elevate ($I \gtrsim 10^4\text{A}$) l'andamento è sempre lineare e governato dalla resistenza del materiale, che è dell'ordine di $R \sim 10\text{m}\Omega$. In questo caso può essere considerato come un cortocircuito.

Regione II. Nell'intervallo di corrente intermedio la caratteristica segue un andamento del tipo

$$V = KI^\alpha \quad (2.2)$$

In questa regione si ha una resistenza dinamica che è possibile calcolare come

$$R_d = \frac{dV}{dI} = (K\alpha)I^{\alpha-1} \quad (2.3)$$

Un modello più complicato[13] prevede due ulteriori zone di caratteristica non lineare che fanno da raccordo tra le regioni I-II (definiamo la regione intermedia tra queste IV) e II-III (regione V), in cui la curva ha un andamento del tipo

$$\log_{10}(V) = b_1 + b_2 \log_{10}(I) + b_3 e^{-\log_{10}(I)} + b_4 e^{\log_{10}(I)} \quad (2.4)$$

In questo modo si approssima meglio la curva $I - V$ reale, appesantendo però il modello che può risultare inadatto per le simulazioni.

Il parametro più importante per il varistore è la tensione di blocco V_c , definita come la tensione ai capi del componente quando la corrente è tale da portare la caratteristica nella regione V. Questo valore è il massimo che compare ai capi del varistore, raggiunto il quale il componente "chiude" entrando nella zona non lineare e iniziando a condurre. V_c è quindi anche il picco a cui viene bloccata una extratensione nel circuito. Questa caratteristica rende il varistore molto indicato come dispositivo di protezione da sbalzi di tensione.

Il varistore da noi utilizzato è il modello *SIOV (SIemens Oxide Varistor) B72220S0750K101* della *TDK*[16], i parametri dichiarati dal costruttore indicano una tensione di blocco di $V_c = 200\text{V}$ per $I_c = 100\text{A}$, con una tolleranza del 10%.

Dalle misure effettuate in laboratorio è stato trovato un valore effettivo di circa $V_c = 130\text{V}$

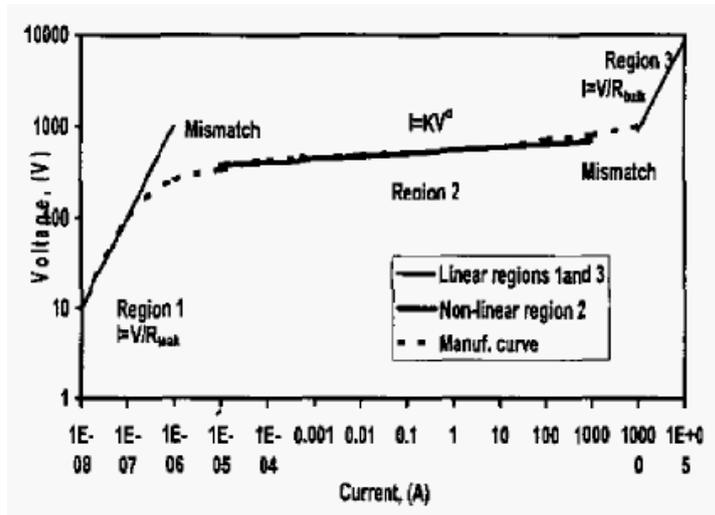


Figura 2.4: Esempio della caratteristica $V - I$ di un varistore confrontata con il modello. La linea tratteggiata rappresenta la curva dichiarata dal costruttore e quella in grassetto le tre regioni del modello. Da [13].

con la corrente sotto i 6A.

Per modellare il varistore nelle simulazioni si possono utilizzare diversi circuiti equivalenti. Quello scelto da noi è riportato in figura 2.5.

La resistenza R_{var} è la resistenza dinamica, ottenuta dall'equazione 2.3 per le diverse regioni della curva $I - V$. Data la relazione tra corrente e tensione in queste regioni, le equazioni che risultano nel modello sono non lineari. È dunque necessario risolverle numericamente. Il programma SPICE risolve numericamente le equazioni dei vari componenti del circuito, che vengono discretizzate e portate da differenziali a equazioni alle differenze, utilizzando metodi iterativi. Se i modelli risultano troppo complessi, si veda l'equazione in 2.4, si possono avere errori di convergenza degli algoritmi utilizzati, che tendono ad "esplodere". In questi casi è necessario operare ulteriori approssimazioni cercando il miglior compromesso tra tempo di calcolo, minimizzazione degli errori e precisione dei risultati. Utilizzando il modello a cinque zone abbiamo riscontrato diversi problemi di convergenza, per questo motivo nel nostro caso abbiamo scelto di usare il modello a sole 3 regioni, ottenendo comunque buoni risultati.

Per determinare i parametri abbiamo consultato la scheda tecnica del componente e un modello SPICE fornito dal costruttore. La pendenza della curva nel grafico su scala

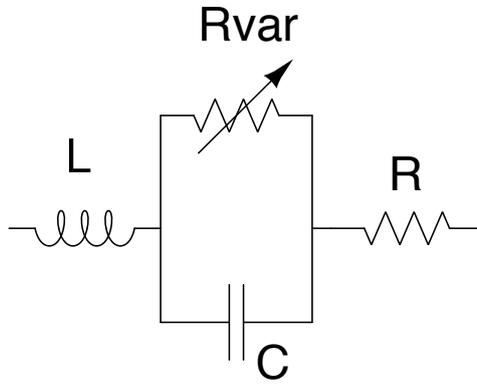


Figura 2.5: Circuito equivalente per il modello di varistore. L e C sono l'induttanza e la capacità interne del componente, R è la resistenza del materiale e R_{var} è la resistenza dinamica dipendente dalla corrente.

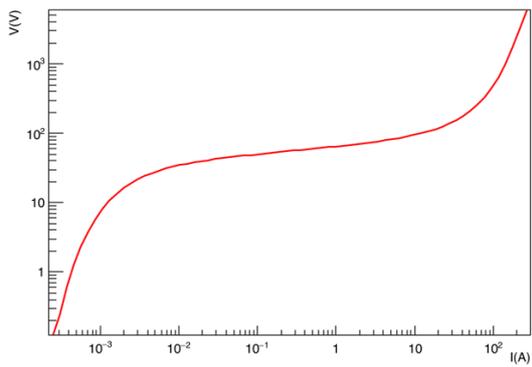
bilogarithmica si può trovare a partire da due punti sulla curva $I - V$

$$\alpha = \frac{[\log_{10} V_2 - \log_{10} V_1]}{[\log_{10} I_2 - \log_{10} I_1]} \quad (2.5)$$

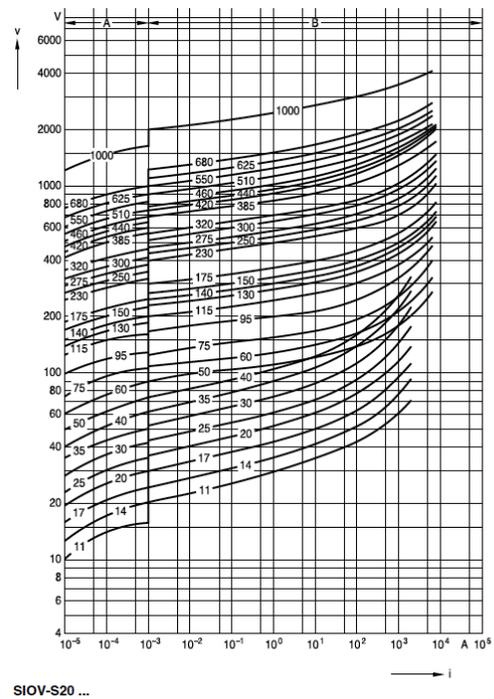
Prendendo come riferimento $I_1 = 1\text{mA}$, $V_1 = 120\text{V}$ e $I_2 = 100\text{A}$, $V_2 = 200\text{V}$, valori forniti nella scheda, si ottiene $\alpha = 0.04437$. In figura 2.6 è riportata la curva da noi trovata seguendo il modello a cinque regioni confrontata con la curva reale (nelle simulazioni di questa abbiamo tenuto la parte centrale corrispondente alla regione III). Il parametro K , che regola la tensione di "chiusura", è stato in seguito aggiustato secondo i valori sperimentali.

2.2 Simulazioni

Le simulazioni SPICE sono state realizzate inizialmente per avere un'idea del comportamento del circuito. Abbiamo quindi utilizzato una configurazione minimale in cui un singolo MOSFET fa da interruttore aprendo il collegamento tra la bobina e l'alimentatore. Il varistore è stato messo tra il drain e il source del transistor, in modo da proteggerlo dall'extratensione di apertura. È equivalente collegare il MOV in questo modo (pratica comune essendo il MOSFET che rischia la rottura) o ai capi dell'induttore, tuttavia in



(a)



(b)

Figura 2.6: Grafico della caratteristica secondo il modello a cinque regioni (a) a confronto con la curva reale dichiarata dal costruttore (modello *S20K75*) (b). Si noti che di quest'ultima è indicato il limite superiore del margine di tolleranza, che per questo varistore è del 10%.

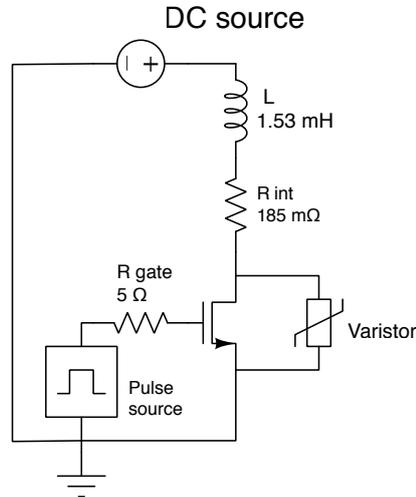


Figura 2.7: Schema del circuito usato per la simulazione.

presenza di più componenti sensibili quest'ultima configurazione consente di utilizzare un solo varistore.

È stata effettuata un'analisi transiente in cui, dopo un tempo di qualche decina di ms, necessario a raggiungere la condizione di equilibrio nella bobina, un generatore di tensione invia un impulso che fa aprire il MOSFET. Di seguito vengono riportati i grafici della tensione ai capi della bobina e della corrente nel circuito. Questa simulazione è stata ripetuta per diverse tensioni di alimentazione. Nell'attuale assetto sperimentale la corrente da spegnere più rapidamente è di circa 10A.

Dalla simulazione si ottiene che la corrente va da 10A a zero in un tempo $t = 124\mu\text{s}$. Questo intervallo si discosta abbastanza dalla previsione teorica dell'equazione 1.17 di $80\mu\text{s}$. Nonostante la tensione di blocco V_c effettiva sia maggiore ($V_c \approx 130\text{V}$ nella simulazione) il tempo di scarica è più lungo. Questo perché effettivamente la tensione cala nel tempo dopo un picco iniziale, per via della caratteristica del varistore.

Sono state effettuate altre nove simulazioni a correnti diverse per verificare che l'andamento dell'intervallo di scarica al variare della corrente sia ancora lineare nonostante l'aggiunta del varistore, come previsto sempre per la 1.17.

Il fit effettuato su queste ultime nove simulazioni ha fornito i seguenti risultati:

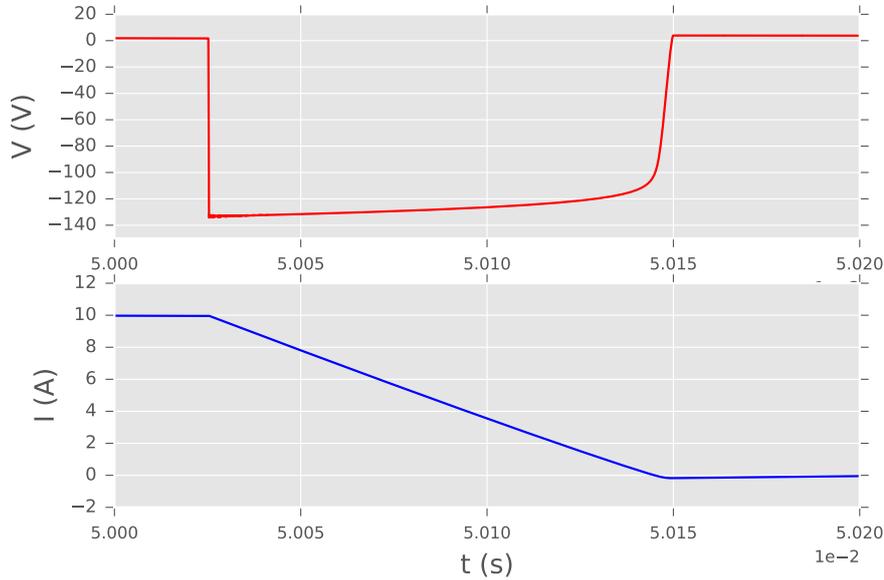


Figura 2.8: Simulazione SPICE del circuito 2.7 per $V_0 = 3.2\text{V}$. In alto la tensione ai capi della bobina, in basso la corrente.

$$\begin{aligned}
 t &= AI \\
 \text{con } A &= (13.0 \pm 0.2)\mu\text{s}/\text{A} \\
 \chi^2 &= 14.21 \\
 n_{gdl} &= 8
 \end{aligned}
 \tag{2.6}$$

Il test del χ^2 per questo fit indica un livello di confidenza dell'11%. Per questo motivo, osservando il grafico 2.9 e il grafico dei residui, riportato in figura 2.12, si è scelto di aggiungere un parametro alla regressione lineare. Questo è il risultato:

$$\begin{aligned}
 t &= AI + B \\
 \text{con } B &= (5.5 \pm 0.5)\mu\text{s} \quad \text{e} \quad A = (12.07 \pm 0.08)\mu\text{s}/\text{A} \\
 \chi^2 &= 2.50 \\
 n_{gdl} &= 7
 \end{aligned}
 \tag{2.7}$$

In questo caso il χ^2 indica un livello di confidenza del 96%. Dunque possiamo considerare un fattore di conversione più realistico per stimare il tempo di scarica della bobina a partire dalla corrente che tiene conto della non linearità del varistore, ed è di $\tau/I = A = (12.07 \pm 0.08)\mu\text{s}/\text{A}$.

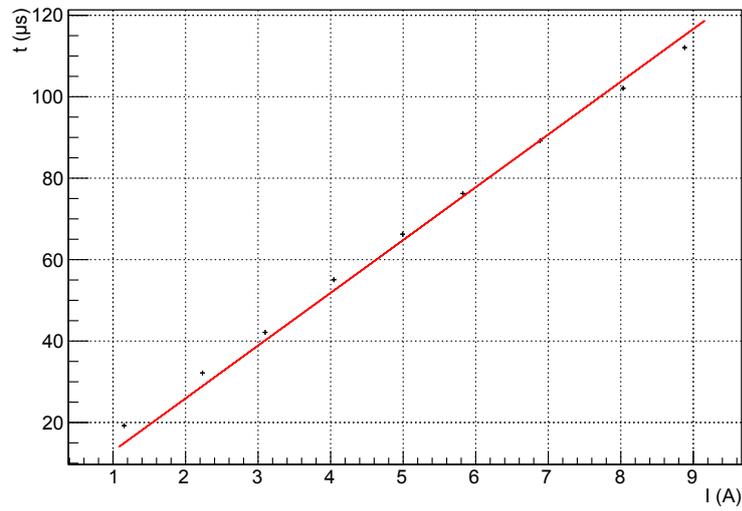


Figura 2.9: Fit lineare $t = AI$ della relazione tra la corrente e i tempi di scarica calcolati tramite le simulazioni. Le barre di errore non sono visibili su questa scala.

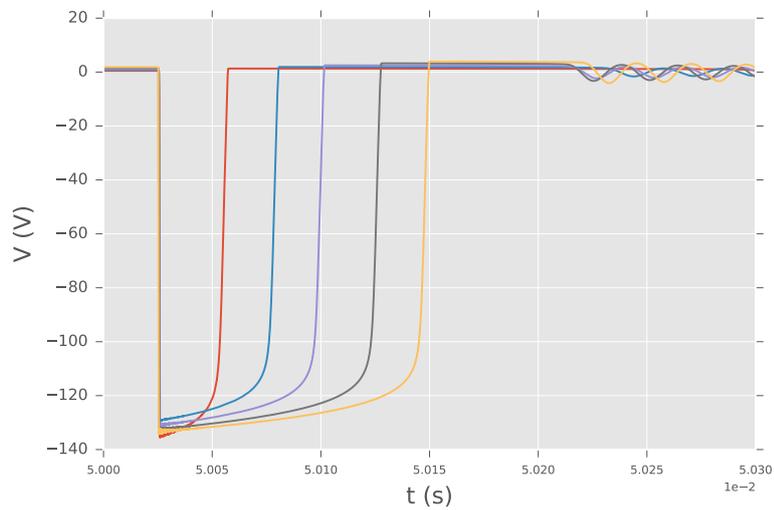


Figura 2.10: Cinque delle simulazioni effettuate che mostrano il transiente di tensione per diverse correnti, $I = 2, 4, 6, 8, 10$ A.

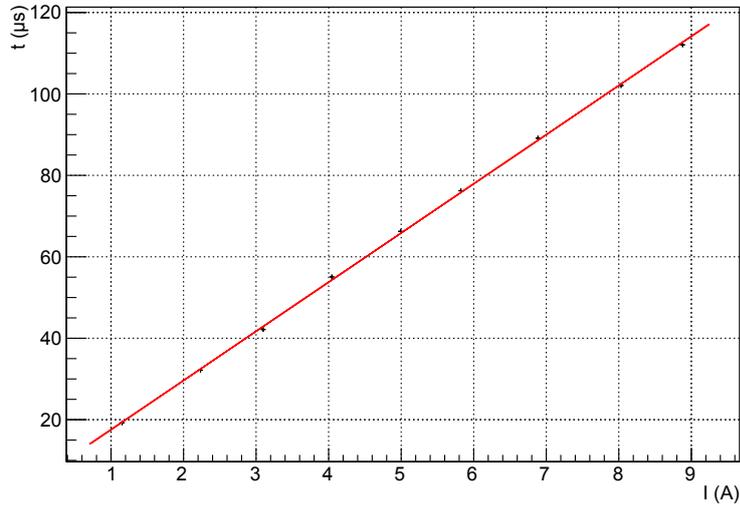


Figura 2.11: fit lineare $t = AI + B$ dei dati ottenuti dalle simulazioni. Le barre di errore non sono visibili su questa scala.

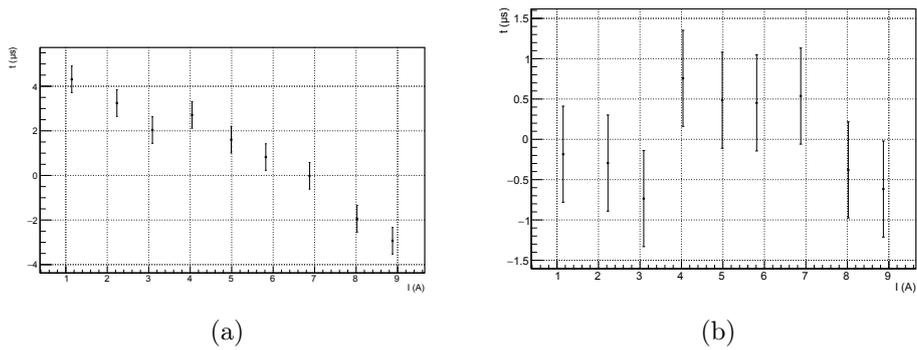


Figura 2.12: Grafici dei residui delle regressioni lineari in 2.6 (a) e 2.7 (b). Si nota come nel primo caso i residui abbiano un andamento regolare, indice che il modello potrebbe essere sbagliato. Nel secondo caso invece si comportano come rumore.

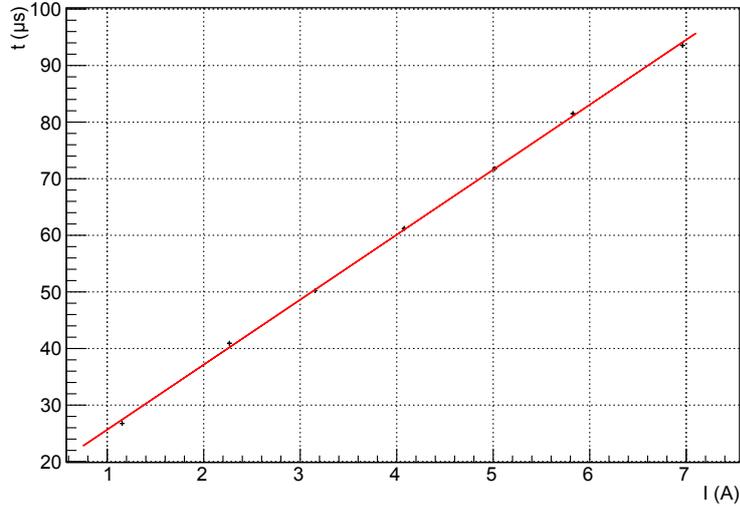


Figura 2.13: Fit lineare $t = AI + B$ dei risultati delle simulazioni in cui è stato aumentata la capacità di giunzione del diodo interno al MOSFET. Le barre di errore non sono visibili su questa scala.

Tuttavia questo secondo fit non segue esattamente la previsione teorica, si ha infatti un "tempo di scarica a corrente nulla" di $(5.5 \pm 0.5)\mu s$. Tale valore potrebbe essere dovuto alle capacità interne al MOSFET. In particolare, da un'analisi delle simulazioni risulta che la responsabile potrebbe essere la capacità di giunzione del diodo incorporato nel dispositivo e posto tra drain e source. Sono state effettuate simulazioni analoghe alle precedenti, ma aumentando il valore di tale capacità di un ordine di grandezza (da circa 6nF a circa 60nF). Ciò che risulta dal fit lineare è una pendenza compatibile con quanto trovato in 2.7 e un aumento dell'intercetta.

$$\begin{aligned}
 t &= AI + B \\
 \text{con } A &= (11.5 \pm 0.1)\mu s/A \quad \text{e} \quad B = (14.2 \pm 0.5)\mu s \\
 \chi^2 &= 3.251 \\
 n_{gdl} &= 5
 \end{aligned}
 \tag{2.8}$$

Dalle simulazioni in figura 2.14 si vede come la variazione di capacità abbia effetto sul transiente, specialmente nell'ultima parte in cui la resistenza dinamica del varistore assume il valore massimo. Il varistore, infatti, si trova ai capi del MOSFET, in parallelo con tale capacità. Questa tende a scaricarsi, ma la resistenza del varistore è già piuttosto elevata. Il diodo interno al MOSFET quindi contribuisce insieme al varistore a questa scarica.

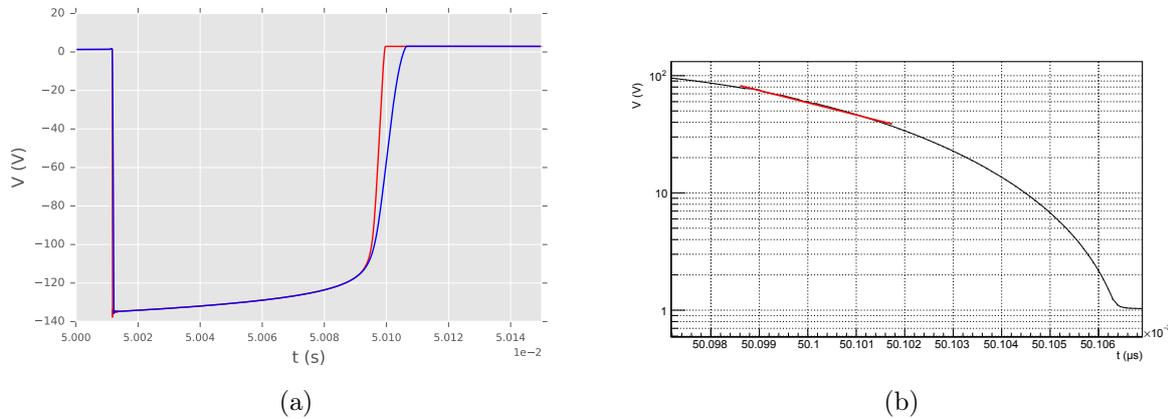


Figura 2.14: In figura (a) è riportato il confronto tra due simulazioni alla stessa corrente, quella in rosso ha il valore della capacità di giunzione dell'ordine di 6nF quella in blu dell'ordine di 60nF. In figura (b) il fit esponenziale effettuato sulla simulazione in cui la capacità è stata variata a 60nF (la tensione è in scala logaritmica).

Su una di queste simulazioni è stato effettuato un fit esponenziale, in modo da ricavare una stima della costante di tempo RC del sistema varistore-diodo. Da questo fit si vede che l'andamento esponenziale è una buona stima solo per una piccola parte della fase di discesa del transiente, tra i 75 e i 25V circa. Il risultato di questo fit è di $\tau = (3.4 \pm 0.1) \mu$ s.

Sono state effettuate simulazioni analoghe utilizzando l'intero ponte H. I risultati riguardanti i tempo di spegnimento sono sostanzialmente identici. Si riportano a titolo esemplificativo in figura 2.15 i grafici relativi alla simulazione di quello che dovrebbe essere il funzionamento finale del circuito. Si ha prima una carica della bobina con la corrente positiva, in seguito il ponte apre il circuito e si scarica per poi aprire il secondo ramo e far passare una corrente in verso opposto.

Da notare che in questa situazione non è più la scarica della bobina che pone limiti sul tempo, ma la carica che dipende dal tempo caratteristico L/R che è di (8.3 ± 0.2) ms.

2.3 Misure in laboratorio

In laboratorio sono stati effettuati due set di misure, per verificare sperimentalmente i risultati delle simulazioni. Non avendo la possibilità di raggiungere la corrente di 10A per limitazioni dovute all'alimentatore, è stato effettuato un fit lineare a partire da misure a corrente inferiore. Prima di tutto è stato analizzato il circuito base, lo stesso preso in esame nella sezione precedente, con un solo MOSFET.

La strumentazione usata per le misure consiste in

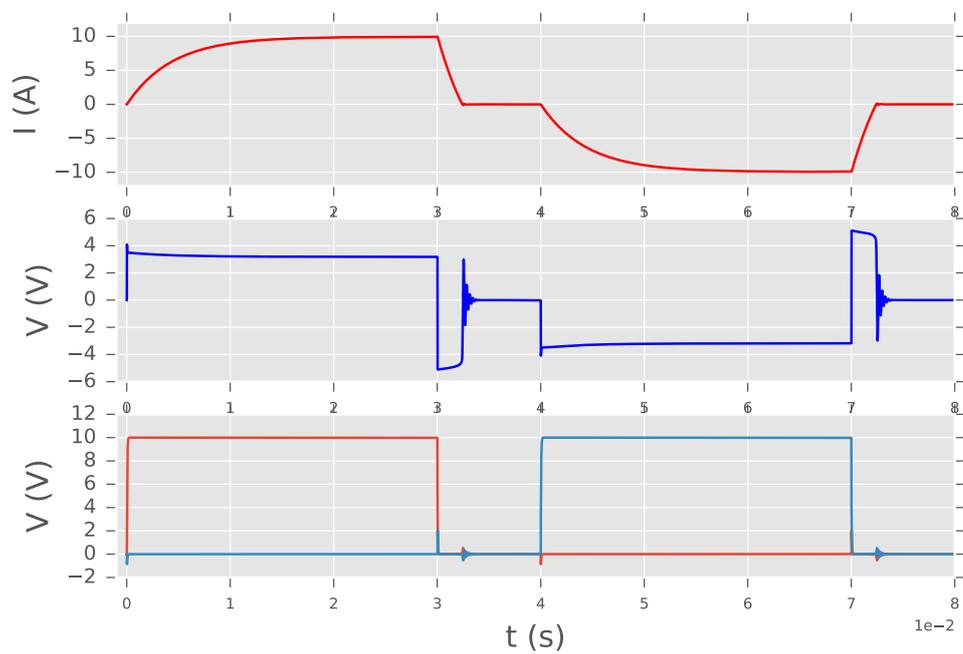


Figura 2.15: Simulazione del funzionamento del ponte H. In alto l'andamento della corrente, al centro la tensione ai capi del varistore (è stata impostata una soglia bassa per il varistore aumentando il tempo di scarica per renderlo più visibile), in basso il segnale di attivazione dei due rami di MOSFET.

- Alimentatore Siglent *SPD3003D* a due canali
- Oscilloscopio Siglent *SDL1000DL*
- Generatore di segnali TTL Siglent *SDG805*
- Scheda di controllo del ponte H

È stato collegato l'alimentatore in modo da avere i due canali in parallelo, permettendo di arrivare a una corrente massima di 6.4A secondo le specifiche. Una volta impostato il circuito come in figura 2.7 è stata misurata la tensione ai capi del varistore e dai dati scaricati dall'oscilloscopio è stato possibile ricavare il tempo di spegnimento.

Di seguito i valori ottenuti per diverse correnti in ingresso³.

$V_0(V)$	$I(A)$	$\tau(\mu s)$
0.39 ± 0.02	1.00 ± 0.08	17.80 ± 0.04
0.76 ± 0.02	2.00 ± 0.08	29.24 ± 0.04
1.06 ± 0.02	3.02 ± 0.08	41.28 ± 0.04
1.36 ± 0.02	4.02 ± 0.08	54.01 ± 0.04
1.67 ± 0.02	5.02 ± 0.09	66.63 ± 0.04
1.98 ± 0.02	6.02 ± 0.09	79.73 ± 0.04

La regressione lineare è stata effettuata prendendo il tempo τ come variabile indipendente avendo errore trascurabile rispetto alla corrente. Il fit ha dato il seguente risultato:

$$\begin{aligned}
 I &= At \\
 \text{con } A &= (0.0741 \pm 0.0006)A/\mu s \\
 \chi^2 &= 11.54 \\
 n_{gdl} &= 5
 \end{aligned}
 \tag{2.9}$$

da cui è stato ricavato il fattore di conversione $\tau/I = 1/A = (13.5 \pm 0.1)\mu s/A$. Il χ^2 indica un livello di confidenza del 5%.

Anche in questo caso è stato effettuato un fit con un parametro in più per verificare un

³Tensione e corrente sono state ottenute dall'indicatore sull'alimentatore. Gli errori sono calcolati secondo le specifiche del costruttore ($\pm 0.5\%$ della lettura $+1digit$ per entrambe). La corrente indicata per ogni canale è stata moltiplicata per due. Durante la lettura il valore visualizzato nel display subiva oscillazioni sull'ultima cifra perciò si è deciso di aggiungere un ulteriore *digit*. I tempi sono stati calcolati come media tra il punto subito prima e subito dopo l'evento cercato (inizio o fine del picco di tensione) ed è stato preso come errore il doppio dell'intervallo di campionamento dell'oscilloscopio. L'incertezza sul singolo istante dichiarata dal costruttore è talmente bassa da risultare irrilevante [17, 18].

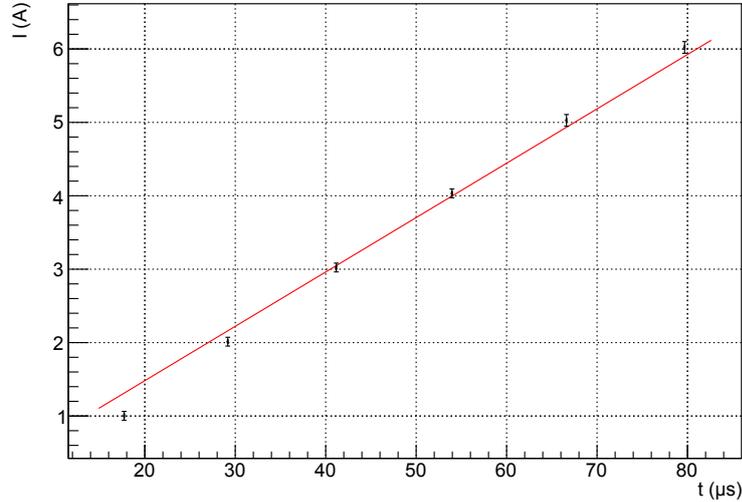


Figura 2.16: Grafico del fit lineare $I = At$ effettuato sui dati sperimentali.

eventuale aumento della significatività. Questi i risultati ottenuti:

$$\begin{aligned}
 I &= At + B \\
 \text{con } A &= (0.081 \pm 0.001) \text{A}/\mu\text{s} \quad \text{e} \quad B = (-0.37 \pm 0.06) \text{A} \\
 \chi^2 &= 2.90 \\
 n_{\text{gdI}} &= 4
 \end{aligned}
 \tag{2.10}$$

In questo caso il test del χ^2 fornisce un livello di confidenza del 57.5%.

I risultati delle simulazioni suggeriscono il modello corretto sia quello a due parametri. Questo è stato verificato, in modo analogo al caso precedente, osservando i grafici dei residui.

Il valore del fattore di conversione è $\tau/I = (12.3 \pm 0.2) \mu\text{s}/\text{A}$, con un'intercetta di $(4.6 \pm 0.8) \mu\text{s}$. Si può notare come il fattore di conversione τ/I calcolato sui dati sperimentali sia in sostanziale accordo con quanto emerso dalle simulazioni SPICE. Questo fa supporre che la previsione di linearità sia affidabile. Significa inoltre che il modello del varistore utilizzato, seppur semplificato, fornisce una buona approssimazione del comportamento reale. Anche il valore dell'intercetta si avvicina al risultato delle simulazioni considerando che esso, secondo il modello da noi proposto, dipende dai parametri del MOSFET e del varistore che possono essere leggermente diversi rispetto a quelli utilizzati nelle simulazioni.

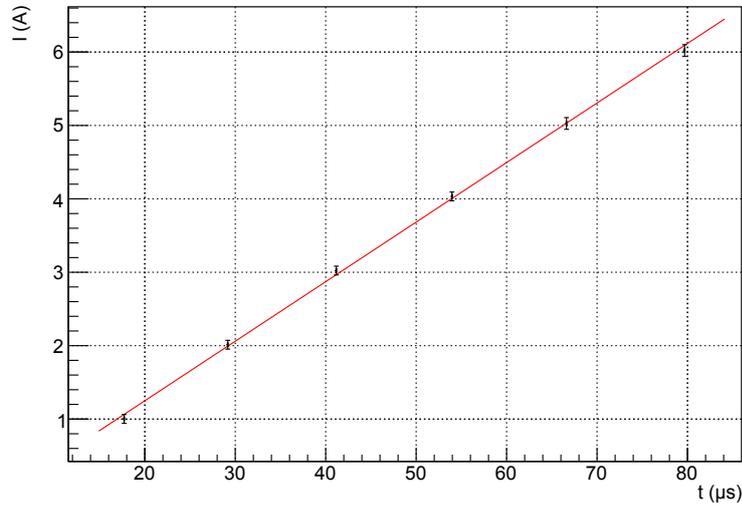


Figura 2.17: Grafico del fit lineare $I = At + B$ effettuato sui dati sperimentali.

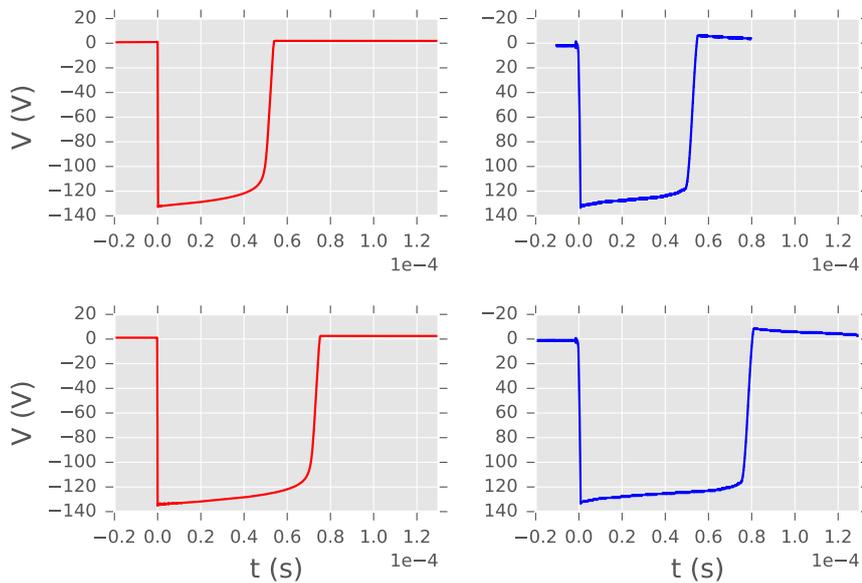


Figura 2.18: Confronto tra i grafici ottenuti dalle simulazioni (sinistra) e i dati sperimentali (destra) per correnti di 4A e 6A dall'alto al basso rispettivamente. Si nota che il transiente simulato ha un andamento più semplice rispetto al caso reale dovuto alla semplificazione del modello del varistore, tuttavia le due immagini sono in sostanziale accordo.

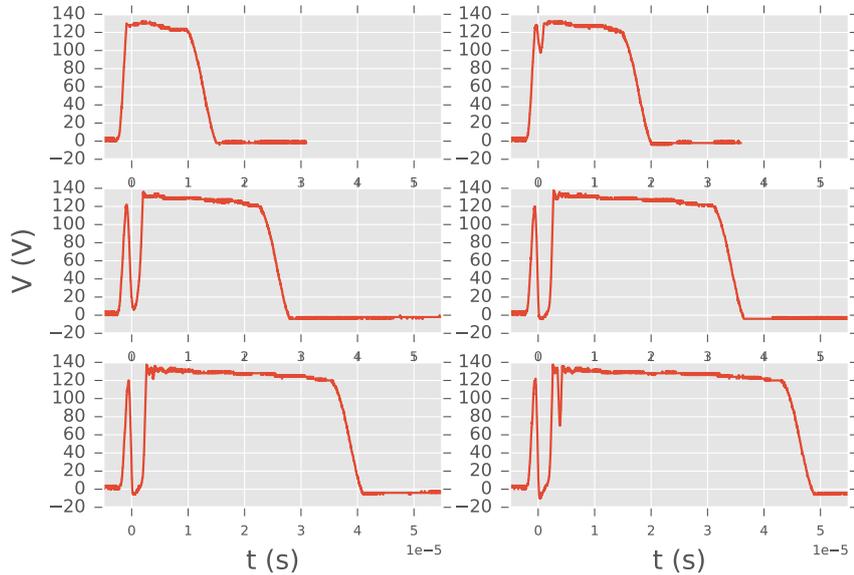


Figura 2.19: Grafici del transiente di scarica per un ramo del ponte H. Partendo dall'alto e da sinistra verso destra, per le correnti di 1.82, 2.52, 3.60, 4.72, 5.42, 5.98A.

Si è poi proceduto a montare l'intero ponte H, secondo lo schema in figura 2.1, e a testarlo. Solo uno dei due rami è stato analizzato, con un procedimento analogo a quello già discusso. Si hanno quindi in questo caso due MOSFET ai capi della bobina, che si accendono e spengono in contemporanea.

In figura 2.19 sono mostrati i grafici ottenuti da queste misure. Si nota la presenza di un fenomeno che fa oscillare la tensione formando un picco (due nell'ultimo grafico) che aumenta di dimensione al crescere della corrente. Un comportamento del genere non è stato osservato né nelle simulazioni, né nelle misure con un singolo MOSFET. Anche in questo caso sono stati calcolati i tempi di scarica a correnti diverse, facendo un fit. Seguendo il modello emerso dai risultati precedenti, è stata effettuata una regressione lineare a due parametri.

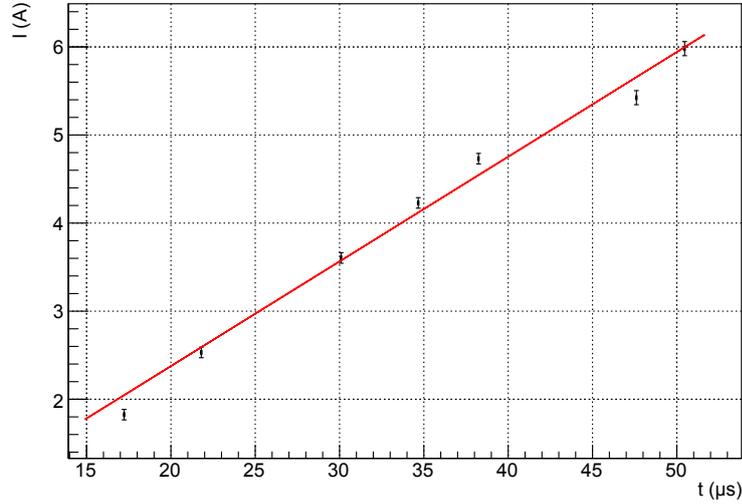


Figura 2.20: Grafico del fit $I = At + B$ effettuato sui dati delle misure raccolte nel funzionamento di un ramo del ponte H.

$V_0(V)$	$I(A)$	$\tau(\mu s)$
0.50 ± 0.02	1.82 ± 0.08	17.29 ± 0.04
0.70 ± 0.02	2.52 ± 0.08	21.85 ± 0.04
1.00 ± 0.02	3.60 ± 0.08	30.14 ± 0.04
1.16 ± 0.02	4.22 ± 0.08	34.71 ± 0.04
1.30 ± 0.02	4.72 ± 0.08	38.25 ± 0.04
1.50 ± 0.02	5.42 ± 0.09	47.66 ± 0.04
1.87 ± 0.02	5.98 ± 0.09	50.47 ± 0.04

$$I = At + B$$

$$\text{con } A = (0.123 \pm 0.002)A/\mu s \quad \text{e} \quad B = (-0.16 \pm 0.08)A \quad (2.11)$$

$$\tilde{\chi}^2 = 14.12$$

$$n_{gdl} = 5$$

I parametri risultanti dalla regressione lineare si discostano da quanto trovato nelle analisi precedenti, fornendo un fattore di conversione molto più basso: $\tau/I = (8.1 \pm 0.1)\mu s/A$ e un'intercetta di $(1.3 \pm 0.7\mu s)$. In questo caso il test del χ^2 fornisce una significatività del 2%, quindi un indizio di discrepanza con il modello.

Si osserva che, in effetti, i valori di questo set di misure, nonostante la semplice aggiunta di un MOSFET ad uno dei capi, non sembrano avere l'andamento lineare prospettato dai casi precedenti. Le oscillazioni probabilmente rendono il nostro modello inadatto, ad

un punto tale che i dati ottenuti da queste misure non sono confrontabili con i risultati delle simulazioni.

Da questa ultima analisi si conclude che non è consigliabile spegnere entrambi i MOSFET contemporaneamente. Si imposterà quindi il sistema di controllo in modo da spegnere prima il MOSFET inferiore per scaricare la bobina e solo in seguito effettuare l'operazione di commutazione.

3 | Analisi e commenti

3.1 Commenti sui risultati ottenuti

Dall'analisi delle simulazioni e delle misure trova conferma il modello per cui il tempo necessario a spegnere la bobina avrebbe un andamento lineare con la corrente. È dunque possibile fare una stima di questo tempo a partire dai fit effettuati.

La regressione lineare sui dati delle simulazioni e quella riguardante la prima parte di misure sperimentali sono in buon accordo. Nella seconda parte di misure, invece, sono stati ottenuti tempi di scarica in generale più bassi a parità di corrente. Le simulazioni effettuate con la configurazione a due MOSFET, come già anticipato nella sezione 2.2, rispondono al modello dell'equazione 2.7 ottenuta con un solo MOSFET. Per questo motivo, poiché il fit del secondo set di misure, in 2.11, ha una significatività decisamente inferiore rispetto al primo set, si prenderanno come valori di riferimento quelli ottenuti da 2.10. Abbiamo un fattore di conversione di $\tau/I = (12.33 \pm 0.19)\mu\text{s}/\text{A}$ con un offset di $(4.6 \pm 0.8)\mu\text{s}$.

Possiamo quindi stimare in base a questi valori il tempo di scarica per la corrente di 10A che verrà utilizzata nell'esperimento, ottenendo un risultato di $\tau = (128 \pm 2)\mu\text{s}$, che è un ottimo valore per quanto riguarda le esigenze sperimentali, ovvero un tempo dell'ordine di qualche ms. A questo va aggiunto il tempo di carica della bobina, limitato dal tempo caratteristico $L/R = (8.3 \pm 0.2)\text{ms}$.

A proposito delle oscillazioni di tensione osservate nelle misure con due MOSFET invece, i risultati ottenuti suggeriscono che il fenomeno responsabile contribuisca anche a dissipare in modo più efficace l'energia della bobina, diminuendo il tempo di scarica, ma renda il nostro modello lineare inadatto.

Sono state fatte alcune ipotesi su questo. Innanzitutto si è pensato a un effetto dovuto alla capacità interna della bobina. Prendendo la distanza temporale tra due picchi successivi e considerando il tempo caratteristico $\tau = \sqrt{RC}$, dove R è la resistenza della bobina, si ottiene un valore di $C \approx 10\text{nF}$. Tuttavia se questo fosse il motivo, probabilmente sarebbe apparso anche nelle simulazioni, aggiungendo in parallelo alla bobina tale capacità, cosa che invece non è avvenuta. Inoltre, in questo caso il tempo di spegnimen-

to sarebbe stato maggiore poiché la differenza di potenziale ai capi della bobina, quindi della resistenza interna, è mediamente più bassa.

Analogamente è stato simulato l'effetto di uno sfasamento nell'accensione dei due MOSFET, senza ottenere nemmeno in questo caso risultati rilevanti.

È emerso dalle analisi che il problema risiede nello spegnimento simultaneo dei due MOSFET. La soluzione che si adotterà consiste nell'impostare il sistema di controllo in modo da aprire prima un solo MOSFET, per scaricare la bobina, e poi effettuare l'operazione di commutazione.

3.2 Effetti dell'ambiente di laboratorio

Come si è appena visto, il nuovo sistema di controllo delle bobine principali composto dal vecchio transistor IGBT e dal nuovo ponte H pilotato a MOSFET sarebbe in grado di operare, spegnendo le bobine e invertendone la configurazione, in tempi anche inferiori ad 1ms, benché la riaccensione del campo sia comunque limitata dalla carica della bobina. Già il vecchio sistema era in grado di spegnere le bobine in un tempo così breve, implementando il nuovo ponte anche l'inversione della corrente, per valori di qualche decina di Ampere, può restare sotto questa soglia.

Nonostante ciò, però, l'operazione del sistema una volta montato nell'esperimento è limitata nel tempo dall'effetto delle correnti parassite.

Le bobine principali sono montate sopra e sotto la camera a vuoto, che è per la maggior parte in acciaio, e nel loro spegnimento inducono delle correnti nei vari pezzi che la compongono. Il campo magnetico generato, oltre a rallentare l'operazione di inversione e spegnimento, necessita di un certo tempo per azzerarsi a causa della dissipazione di tali correnti. Da misure effettuate sul vecchio sistema di controllo si è visto che questo tempo è solitamente tra 1 e 5ms.

Per questo motivo, in effetti, non è necessariamente conveniente spegnere le bobine nel minor tempo possibile. È preferibile farlo restando entro i 10ms per evitare una eccessiva caduta del campione dovuta alla gravità, ma senza scendere sotto 1ms.

Sarebbe possibile ottimizzare il tempo di spegnimento e quindi il funzionamento del sistema di controllo, in modo da minimizzare l'effetto delle correnti parassite, effettuando misure di campo magnetico nelle vicinanze delle bobine.

4 | Conclusioni

Lo scopo di questo lavoro è l'analisi del sistema di controllo delle bobine responsabili di alcuni dei campi magnetici presenti nell'esperimento BEC3, presso il LENS di Firenze, progettato per creare e studiare un doppio condensato di Rubidio e Potassio.

Per venire incontro ad alcune esigenze sperimentali è necessario spegnere il campo magnetico uniforme e passare ad un gradiente di campo, invertendo quindi la corrente in una delle bobine e passando da una configurazione anti-Helmholtz ad Helmholtz, in un tempo di pochi millisecondi. Per questo è stato implementato un sistema di controllo basato su un ponte H pilotato a MOSFET con un varistore a proteggerlo dagli sbalzi di tensione, che secondo le simulazioni SPICE e le misure da noi effettuate in laboratorio si è dimostrato in grado di compiere tale operazione di inversione della corrente in tempi anche inferiori. È stata provata sperimentalmente la dipendenza lineare tra il tempo di spegnimento e la corrente in circolo nella bobina, trovando un fattore di conversione di $\tau/I = (12.33 \pm 0.19) \mu\text{s}/\text{A}$ con un offset di $(4.6 \pm 0.8) \mu\text{s}$. L'attuale programma prevede che la corrente al momento dell'inversione sia di circa 10A, perciò il tempo di spegnimento stimato è di $\tau = (128 \pm 2) \mu\text{s}$.

Questo studio preliminare potrà essere ampliato, in una fase successiva, con l'ottimizzazione del tempo di spegnimento una volta che il sistema sarà montato in laboratorio, in modo da considerare gli effetti delle correnti parassite.

Bibliografia

- [1] C. Chin *et al.*, *Feshbach Resonances in Ultracold Gases*, *Reviews of Modern Physics* **82**, 1225, 2010.
- [2] J. H. Metcalf e P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping of Atoms*, *Journal of the Optical Society of America B* **20**, 887, 2003.
- [3] P. D. Lett *et al.*, *Optical Molasses*, *Journal of the Optical Society of America B* **6**, 11, 1989.
- [4] D. M. Brink e C. V. Sukumar, *Majorana spin-flip transitions in a magnetic trap*, *Physical Review A* **74**,3, 2006.
- [5] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, Wiley, New York, 1999.
- [6] W. R. Smythe, *Static and Dynamic Electricity*, McGraw-Hill, New York, 1950.
- [7] S. Conclave, *A Bosonic Mixture for the Simulation of Impurities and Quantum Magnetism in Optical Lattices*, PhD thesis, (Università degli Studi di Firenze, 2015).
- [8] J. Catani, *A New Apparatus for Ultracold K-Rb Bose-Bose Atomic Mixtures*, PhD thesis, (Università degli Studi di Firenze, 2006).
- [9] J. Fortágh e C. Zimmerman, *Magnetostatic microtraps for ultracold atoms*, *Review of Modern Physics* **79**, 235, 2007.
- [10] R. Grimm, M. Weidemüller e Y. B. Ovchinnikov, *Optical dipole traps for neutral atoms*, *Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics* **42**, 95, 2000.
- [11] Ngspice, ngspice.sourceforge.net/presentation.html.
- [12] L. W. Nagel e D. O. Pederson, *SPICE (Simulation Program with Integrated Circuit Emphasis)*, EECS Department, University of California, Berkeley, 1973, www2.eecs.berkeley.edu/Pubs/TechRpts/1973/22871.html.

- [13] M. Abdel-Salam, N. A. Ahmed e I. S. Elhamd, *Varistor as a Surge Protection Device for Electronic Equipments*, IEEE International Conference on Industrial Technology (ICIT), 2004.
- [14] J.C. Hey, W.P. Kram, General Electric Company Semiconductor Products Department, *Transient Voltage Suppression Manual*, General Electric Company, 1978.
- [15] F. W. Grover, *Inductance Calculations: Working Formulas and Tables*, Dover Publications Inc., New York, 1946.
- [16] TDK, *SIOV Metal Oxide Varistors StandarD seires*, B72220S0750K101, 2011, en. tdk.eu/inf/70/db/var_11/SIOV_Leaded_StandarD.pdf.
- [17] Siglent Technologies Co., *SDS1000DL/CNL/CML Series Digital Oscilloscope*, SDS1000DL, www.electrokit.com/en/productFile/download/8231.
- [18] Siglent Technologies Co., *SPD3303S/3303D Programmable DC Power Supply*, SPD3303D, 2014, www.siglentamerica.com/USA_website_2014/Documents/QuickStart/SPD3303SD_QuickStart.pdf.

Ringraziamenti

Ringrazio prima di tutto il mio relatore, il professor M. Prevedelli, per avermi permesso di realizzare questo lavoro e per non avermi mai fatto mancare il suo tempo, i consigli e le critiche preziose. Un ringraziamento anche al dottor F. Minardi per l'aiuto e la disponibilità che mi ha concesso.

Il grazie più grande non può che andare a Mamma, Babbo e Michi per avermi sempre supportato nelle scelte e nelle difficoltà, anche quando facevo di testa mia.

Grazie alla *Band of Physisicts*, perché questi tre anni di studi sarebbero stati molto più lunghi e noiosi senza di loro, e ai ragazzi della *Clips* che nei momenti brutti (e non solo) non mi hanno mai fatto mancare una buona parola e un aperitivo.

Infine, ma non ultima, grazie ad Ambra per l'ansia che mi ha messo quando ci voleva, quella che ha sopportato quando ero sotto stress e per aver messo le virgole dove io non potevo arrivare.