UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI NAPOLI
“FEDERICO II”

Scuola Politecnica e delle Scienze di Base

Area Didattica di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali

Dipartimento di Fisica “Ettore Pancini”

Laurea Triennale in Fisica

Studio della risposta in campo magnetico di giunzioni Josephson non convenzionali

Relatori:
Prof. Francesco Tafuri
Dott. Davide Massarotti

Candidato:
Matteo Anzano
Matr. N85000980

Anno Accademico 2018/2019

Indice

Introduzione

Negli ultimi vent'anni le giunzioni Josephson con barriera ferromagnetica sono state oggetto di intensa attività di ricerca, dal momento che la coesistenza di superconduttività e ferromagnetismo induce proprietà uniche che possono essere utilizzate anche in ambito applicativo. In particolare, le giunzioni Josephson SIFS (superconduttore-isolante-ferromagnete-superconduttore) sono dispositivi di particolare interesse per la realizzazione di elementi di memoria a bassa dissipazione. In questa tesi ci concentreremo sullo studio di questo particolare tipo di giunzioni.
Nel primo capitolo sarà introdotta la superconduttività, l'effetto Josephson e il comportamento delle giunzioni Josephson SIS (superconduttore-isolante-superconduttore) e SIFS in presenza campo magnetico esterno.
Nel secondo capitolo sarà descritto l'apparato sperimentale, cioè il sistema di raffreddamento, gli strumenti utilizzati per eseguire le misure e infine il tipo di giunzioni utilizzate.
Infine nel terzo capitolo saranno presentate le misure effettuate. In particolare saranno analizzati l'andamento della resistenza in funzione della temperatura, la caratteristica corrente-tensione e il comportamento in campo magnetico.
Scopo di questo lavoro di tesi è confrontare le proprietà di giunzioni ferromagnetiche NiFe e giunzioni ferromagnetiche PdFe e comprendere come è possibile ottenere, tramite giunzioni NiFe, degli elementi di memoria più efficienti delle giunzioni PdFe.

Capitolo 1

Superconduttività ed effetto Josephson

1.1 Superconduttività

La superconduttività è un fenomeno per il quale taluni materiali, se raffreddati al di sotto di una propria temperatura caratteristica, manifestano resistività nulla e diamagnetismo perfetto. La prima proprietà fu osservata per la prima volta nel 1911 da H. Kamerling Onnes, che, raffreddando il mercurio ad una temperatura inferiore a 4.15 K, misurò una resistenza nulla.
Nel 1933 fu invece osservato da Meissner il perfetto diamagnetismo, che comporta l'esclusione e l'espulsione del flusso del campo magnetico dall'interno del superconduttore. Il primo è rappresentato nella colonna a sinistra in figura 1.1: se un materiale viene raffreddato al di sotto della propria temperatura critica, in presenza di campo magnetico esterno le linee del campo non penetreranno all'interno del superconduttore. Il secondo è rappresentato nella colonna a destra della figura 1.1: se un superconduttore nello stato normale, cioè ad una temperatura maggiore della temperatura critica, è posto all'interno di un campo magnetico e viene portato nello stato superconduttivo il campo magnetico, che era presente all'interno del materiale nello stato normale, viene espulso quando viene raggiunta la temperatura critica.
Per comprendere meglio l'andamento del campo magnetico all'interno di un superconduttore, si consideri un cilindro posto all'interno di un campo magnetico uniforme diretto lungo l'asse del cilindro. Le condizioni di raccordo impongono che la componente parallela del campo si conservi nel passaggio dall'interno del cilindro al suo esterno. Quindi all'interno del cilindro avremo un campo magnetico uniforme uguale a quello esterno. Il campo di induzione magnetica sarà B_{ext}= $\mu_0 H_{ext}$ all'esterno del cilindro e sarà nullo all'interno di esso. In realtà vi è un

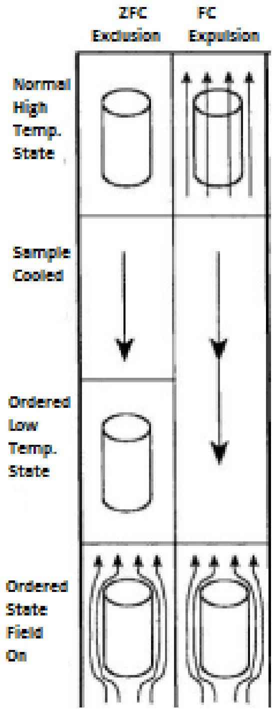


Figura 1.1: Esclusione (zero field cooling) ed espulsione (field cooling) del flusso.

piccolo spessore all'interno del cilindro in cui il campo d'induzione magnetica risulta essere non nullo, si osserva[2] infatti che decresce con la seguente legge esponenziale

$$B(r) = B_{ext}e^{-(R-r)/\lambda}$$

dove R è il raggio del cilindro, r è la distanza dal suo asse e λ è lo spessore della regione interna al cilindro nella quale il campo d'induzione magnetica non è nullo. Attraverso la teoria di Ginzburg e Landau, che sarà presentata in seguito, viene definita la lunghezza di penetrazione di London[2], che caratterizza lo spessore del conduttore all'interno del quale il campo magnetico riesce a penetrare, ed è pari a

$$\lambda_L = \left(\frac{m}{2\mu_0 n_s e^2}\right)^{\frac{1}{2}}$$

dove n_s è la densità di elettroni all'interno del superconduttore, mentre m è la loro massa.
Un primo approccio utilizzabile per meglio comprendere il fenomeno della superconduttività è la teoria fenomenologica di Ginzburg e Landau (GL) proposta

nel 1950. Mentre al di sopra della temperatura critica la conduzione avviene grazie alla presenza di elettroni di conduzione, allo stato superconduttivo saranno presenti altri portatori di corrente, definiti superparticelle, che in seguito saranno identificate, grazie alla teoria BCS[2](Bardeen-Cooper-Schrieffer), come particolari entità bosoniche, dette coppie di Cooper, costituite da coppie di elettroni di spin opposto.
Queste superparticelle sono caratterizzate da una massa m^*, da una carica e^* e da una densità ρ tali che:

$$m^* = 2m_e \qquad e^* = \pm 2e \qquad \rho \leq 1/2 n_s$$

dove n_s è la densità di elettroni all'interno del superconduttore per temperature superiori alla temperatura critica.
In questa interpetazione si associa una funzione d'onda $\psi(r)$ alle superparticelle presenti all'interno del materiale, che si assume collassino nello stesso stato quantistico. Queste superparticelle vengono quindi descritte tramite la funzione d'onda

$$\psi(r) = \rho^{1/2} e^{i\varphi} \tag{1.1}$$

il cui modulo quadro coincide con la densità delle superparticelle. La densità ρ è quindi il parametro attraverso il quale comprendiamo in che stato si trova il sistema. Infatti ρ risulta essere nulla al di sopra della temperatura critica mentre assume un valore non nullo al di sotto di tale temperatura. Dalla funzione d'onda ψ, soluzione dell'equazione di Schrodinger, è possibile ricavare la densità di corrente **J**

$$\mathbf{J} = \frac{m^*}{e^*} \left[\frac{i\hbar}{2} \left(\psi \boldsymbol{\nabla} \psi^* - \psi^* \boldsymbol{\nabla} \psi \right) \right] = \frac{m_e}{e} \left[\frac{i\hbar}{2} \left(\psi \boldsymbol{\nabla} \psi^* - \psi^* \boldsymbol{\nabla} \psi \right) \right] \tag{1.2}$$

1.2 Effetto Josephson

Ciò che vogliamo ora descrivere è il comportamento di una giunzione Josephson, cioè di una giunzione formata da due superconduttori S_L ed S_R separati da un sottile strato isolante. Possiamo trovarci di fronte a due possibili comportamenti, a seconda dello spessore della barriera isolante:

- se lo spessore è inferiore a qualche decina di angstrom allora può verificarsi un passaggio di elettroni da un elettrodo all'altro per effetto tunnel.
- se lo spessore è invece inferiore ai 10Å, anche le coppie di Cooper possono passare da un elettrodo all'altro tramite effetto tunnel.

Il tunnelling delle coppie di Cooper è legato alla correlazione tra le fasi relative al parametro d'ordine complesso dei due superconduttori. Il sistema si comporta quindi come se fosse un unico superconduttore, nel quale i parametri critici sono significativamente ridotti, ma col vantaggio come discusso nel seguito di essere sensibili alla variazione di fase fra i due superconduttori. In questo caso si parla di superconduttività debole.

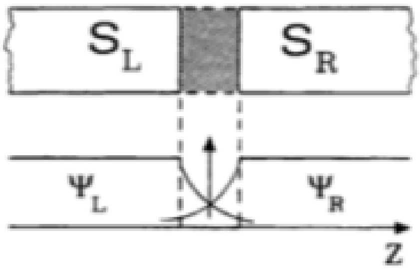


Figura 1.2: Schematizzazione di una giunzione Josephson e rappresentazione delle funzioni d'onda relative alle coppie di Cooper.

Analizziamo il caso di tunnelling in figura 1.2 : chiamiamo ψ_R e ψ_L le funzioni d'onda relative al superconduttore di destra e di sinistra, $|L\rangle$ ed $|R\rangle$ le basi degli stati dei due superconduttori tali che

$$\langle L|{\psi_L}^*\psi_L|L\rangle = |\psi_L|^2 = \rho_L$$
$$\langle R|{\psi_R}^*\psi_R|R\rangle = |\psi_R|^2 = \rho_R$$

A causa del debole accoppiamento che si instaura tra i due superconduttori, è possibile descrivere il sistema tramite la seguente funzione d'onda.

$$|\psi\rangle = \psi_R\,|R\rangle + \psi_L\,|L\rangle \tag{1.3}$$

La particella descritta può quindi trovarsi nel superconduttore di destra con ampiezza di probabilità ψ_R, e in quello di sinistra con ampiezza di probabilità ψ_L. L'evoluzione temporale della funzione d'onda sarà dettatta dall'equazione di Schrödinger:

$$i\hbar\frac{\partial\,|\psi\rangle}{\partial t} = H\,|\psi\rangle \tag{1.4}$$
$$H = H_R + H_L + H_T$$
$$H_R = E_R\,|R\rangle\,\langle R|$$
$$H_L = E_L\,|L\rangle\,\langle L|$$

$$H_T = K[|L\rangle \langle R| + |R\rangle \langle L|]$$

dove H_R ed H_L rappresentano le Hamiltoniane imperturbate, le cui energie di stato fondamentale corrispondenti sono E_R ed E_L, mentre il parametro K descrive l'interazione di accoppiamento tra i due superconduttori, dipende dalla struttura della giunzione, e assume valori reali[1] nel caso di potenziale vettore **A** nullo. Proiettando l'equazione 1.4 sugli stati $|L\rangle$, $|R\rangle$ si ottiene:

$$i\hbar\frac{\partial |\psi_R\rangle}{\partial t} = E_R\psi_R + K\psi_L$$
$$i\hbar\frac{\partial |\psi_L\rangle}{\partial t} = E_L\psi_R + K\psi_R$$

Considerando una differenza di potenziale pari a V ai capi della giunzione, la differenza tra le energie di stato fondamentale sarà $E_L - E_R = 2eV$. Considerando nullo il valor medio dell'energia tra E_L ed E_R, avremo allora che

$$i\hbar\frac{\partial |\psi_R\rangle}{\partial t} = -eV\psi_R + K\psi_L$$

$$i\hbar\frac{\partial |\psi_L\rangle}{\partial t} = eV\psi_R + K\psi_R \tag{1.5}$$

Utilizzando la (1.1), e separando parte reale ed immaginarie delle (1.5) , definita la differenza di fase tra i due superconduttori $\varphi = \varphi_L - \varphi_R$, otteniamo

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho_L}{\partial t} = \frac{2K}{\hbar}\sqrt{\rho_L\rho_R}\sin\varphi \\ \\ \frac{\partial \rho_R}{\partial t} = -\frac{2K}{\hbar}\sqrt{\rho_L\rho_R}\sin\varphi \end{cases} \tag{1.6}$$

$$\begin{cases} \frac{\partial \varphi_L}{\partial t} = \frac{K}{\hbar}\sqrt{\frac{\rho_L}{\rho_R}}\cos\varphi + \frac{eV}{\hbar} \\ \\ \frac{\partial \varphi_R}{\partial t} = \frac{K}{\hbar}\sqrt{\frac{\rho_L}{\rho_R}}\cos\varphi - \frac{eV}{\hbar} \end{cases} \tag{1.7}$$

Dalle equazioni 1.7 ricaviamo che

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{2eV}{\hbar} \tag{1.8}$$

Considerando delle densità costanti spazialmente ($\rho_L = \rho_R = \rho_1$), dalle equazioni 1.6 ricaviamo una densità di corrente di coppia pari a

$$J \equiv \frac{\partial \rho_L}{\partial t} = \frac{2K}{\hbar}\sqrt{\rho_L \rho_R}\sin\varphi = \frac{2K\rho_1}{\hbar}\sin\varphi = J_1 \sin\varphi \tag{1.9}$$

Le equazioni 1.9 e 1.8 sono note rispettivamente come prima e seconda equazione di Josephson.
Dalla seconda equazione si ricava che quando la tensione è nulla la differenza di fase φ è costante, e quindi la densità di corrente J assume un valore finito, come descritto nell'equazione 1.9. Si osserva quindi una corrente per una tensione nulla. Questo fenomeno è detto effetto Josephson in corrente continua ed è dovuto al passaggio delle coppie di Cooper attraverso la barriera isolante.
Se invece applichiamo una differenza di potenziale V non nulla, dalle equazioni di Josephson si ottengono i seguenti andamenti per fase φ e densità di corrente J:

$$\varphi = \varphi_0 + \frac{2e}{\hbar}Vt$$

$$J = J_1 \sin\left(\varphi_0 + \frac{2e}{\hbar}Vt\right)$$

In questo caso si parla di effetto Josephson in corrente alternata.
É possibile comprendere il comportamento della giunzione osservando la caratteristica I-V di una giunzione, rappresentata in figura 1.3. Dalla figura si osserva un ramo centrale a tensione nulla, compreso tra due estremi coincidenti con $-I_C$ e $+I_C$, caratterizzato da una tensione nulla, detto ramo di supercorrente, e due rami lineari, in cui si osserva un regime di tipo ohmico. Quindi quando la giunzione è polarizzata tramite una corrente minore della corrente critica I_C, si osserva il suo comportamento superconduttivo, mentre quando la corrente diventa superiore al valore critico, si instaura il regime lineare e si osservano delle cadute di tensione finite ai capi della giunzione.

1.3 Comportamento in campo magnetico

In presenza di campo magnetico ortogonale alla supercorrente, l'equazione 1.2 non sarà più valida e per poter trovare la densità di supercorrente **J** è necessario considerare anche il contributo dovuto al potenziale vettore **A**:

$$\mathbf{J} = \frac{m}{e}\left[\frac{i\hbar}{2}\left(\psi\nabla\psi^* - \psi^*\nabla\psi\right) - \frac{2e}{c}\mathbf{A}|\psi|^2\right] = \rho\frac{e}{m}\left(\hbar\nabla\varphi - \frac{2e}{c}\mathbf{A}\right)$$

Dalla precedente equazione è possibile ricavare il gradiente della fase in funzione della densità di corrente:

$$\nabla\varphi_{L,R} = \frac{2e}{\hbar c}\left(\frac{mc}{2e^2\rho}\mathbf{J}_S + \mathbf{A}\right)$$

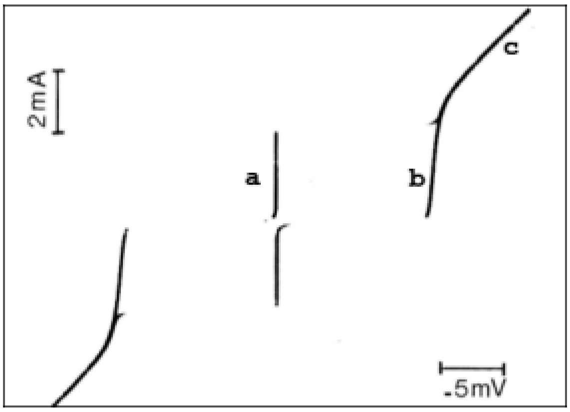


Figura 1.3: Caratteristica I-V di una giunzione Josephson Sn-SnxOy-Sn a T =1.52 K[1].

tale relazione risulta essere valida per ciascun superconduttore. Integrando lungo i percorsi C_R e C_L schematizzati in figura 1.4 otteniamo

$$\varphi_{Ra}(x) - \varphi_{Rb}(x+dx) = \frac{2e}{\hbar c}\int_{C_R}\left(\mathbf{A} + \frac{mc}{2e^2\rho}\mathbf{J}_S\right)\cdot \mathbf{dl}$$

$$\varphi_{Lb}(x+dx) - \varphi_{La}(x) = \frac{2e}{\hbar c}\int_{C_L}\left(\mathbf{A} + \frac{mc}{2e^2\rho}\mathbf{J}_S\right)\cdot \mathbf{dl} \tag{1.10}$$

Considerando un film superconduttivo di spessore molto maggiore delle lunghezze di London, possiamo estendere le curve C_R e C_L all'esterno della regione di penetrazione, dove la densità di corrente $\mathbf{J}_S$ svanisce. Inoltre, scegliendo le curve C_L e C_R tali che risultano essere perpendicolari a J_S all'interno della regione di penetrazione, allora il secondo termine dell'integrale precedente può essere trascurato, ed otteniamo

$$\varphi(x+dx) - \varphi(x) = [\varphi_{Lb}(x+dx) - \varphi_{Rb}(x+dx)] - [\varphi_{La}(x) - \varphi_{Ra}(x)]$$
$$= \frac{2e}{\hbar c}\left[\int_{C_L}\mathbf{A}\cdot\mathbf{dl} + \int_{C_R}\mathbf{A}\cdot\mathbf{dl}\right] = \frac{2e}{\hbar c}\oint \mathbf{A}\cdot\mathbf{dl} = \frac{2e}{\hbar c}H_y(\lambda_L+\lambda_R+t)dx$$

dove nell'ultimo passaggio abbiamo trasformato l'integrale di linea in un integrale di superficie.
In termini differenziali otteniamo dunque:

$$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{2e}{\hbar c}(\lambda_L+\lambda_R+t)H_y$$

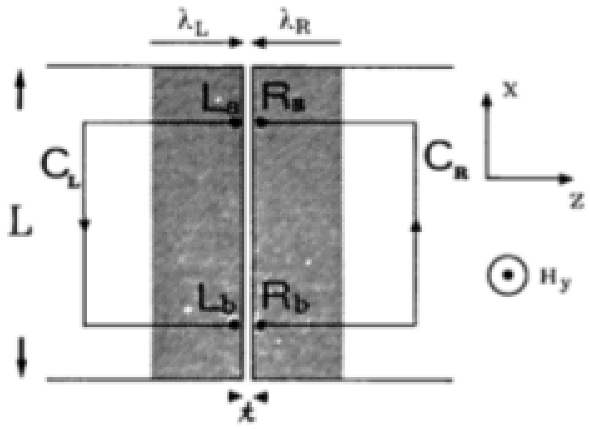


Figura 1.4: Schema delle curve d'integrazione utilizzate per trovare la dipendenza della differenza di fase φ in funzione del campo magnetico H.

dove λ_L e λ_R sono le lunghezze di London dei due superconduttori e t è lo spessore del dielettrico.
Posto $d = (\lambda_R + \lambda_L + t)$, dall'integrazione dell'equazione precedente otteniamo:

$$\varphi = \frac{2e}{\hbar c} d H_y x + \varphi_0 \tag{1.11}$$

e quindi la prima equazione di Josephson (1.9) diventa

$$J = J_1 \sin\left(\frac{2e}{\hbar c} d H_y x + \varphi_0\right) \tag{1.12}$$

la quale ci mostra che la corrente risulta essere modulata spazialmente dal campo magnetico.

É possibile scrivere l'equazione 1.11 nel seguente modo:

$$\varphi(x) = \frac{2\pi d}{\Phi_0} H_y x + \varphi_0$$

dove $\Phi_0 = \frac{hc}{2e}$ è detto quanto di flusso e nel sistema cgs vale $2.07 * 10^{-7} G\ cm^2$.
Sostituendo nella (1.9), otteniamo una corrente totale

$$I = \iint dx dy J_1(x, y) \sin\left(\frac{2\pi d}{\Phi_0} H_y x + \varphi_0\right)$$

integrando la quale si ricava[1], considerando una giunzione rettangolare di lati W e L, una corrente critica pari a

$$I\left(\frac{\Phi}{\Phi_0}\right) = I_1 \left|\frac{\sin \pi \frac{\Phi}{\Phi_0}}{\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}}\right| \tag{1.13}$$

dove $I_1 = J_1WL$, mentre $\Phi = H_yLd$ è il flusso del campo magnetico attraverso la giunzione.

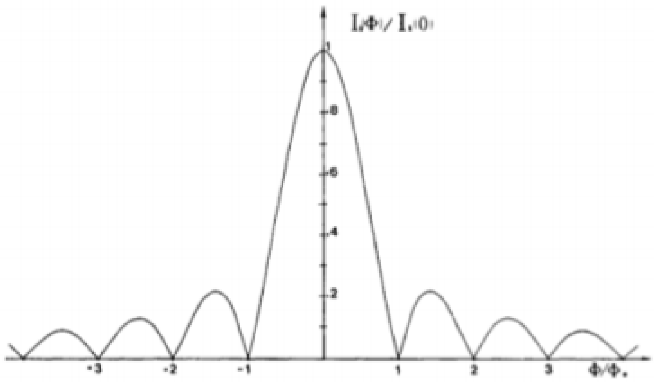


Figura 1.5: Andamento teorico della corrente critica in funzione del campo magnetico H.

La precedente equazione rappresenta il pattern di Fraunhofer mostrato in figura 1.5: si osserva che quando il flusso del campo magnetico assume valori pari a multipli interi del quanto di flusso, la corrente critica assume valori nulli.

1.4 Modello RCSJ

Uno dei modelli maggiormente utilizzato per lo studio della dinamica di una giunzione Josephson è il modello RCSJ (Resistively Capacitively Shunted Junction), secondo il quale è possibile rappresentare una giunzione attraverso il circuito in figura 1.6, dove R e C sono la resistenza e la capacità della giunzione, che consideriamo polarizzata in corrente mediante una corrente continua I_{DC}.

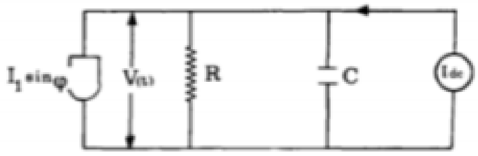


Figura 1.6: Circuito equivalente di una giunzione Josephson.

L'equazione di bilancio della corrente, ricordando la prima equazione di Josephson, sarà :

$$I_{DC} = C\frac{dV(t)}{dt} + \frac{1}{R}V(t) + I_1 \sin\varphi(t) \tag{1.14}$$

Esprimendo la tensione V(t) in funzione della fase φ(t) tramite la seconda equazione di Josephson, l'equazione 1.14 diventa un'equazione in φ:

$$I_{DC} = \frac{\hbar}{2e}C\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{\hbar}{2e}\frac{1}{R}\frac{d\varphi}{dt} + I_1 \sin\varphi \tag{1.15}$$

A questo punto conviene introdurre le variabili

$$\tau = \omega_J t$$
$$\beta_J = \frac{1}{\omega_J}\frac{1}{RC}$$
$$\omega_J = \left(\frac{2e}{\hbar}\frac{I_1}{C}\right)^{1/2}$$

dove ω_J è la frequenza di plasma della giunzione e β_J è il fattore di qualità. Da ciò ricaviamo che

$$\eta = \beta_J\frac{d\varphi}{d\tau} = \frac{V}{RI_1} \tag{1.16}$$

L'equazione 1.15 può essere scritta come

$$\alpha = \frac{I_{DC}}{I_1} = \frac{d^2\varphi}{d\tau^2} + \beta_J\frac{d\varphi}{d\tau} + \sin\varphi \tag{1.17}$$

Quest'equazione non è analiticamente risolvibile eccetto nel caso in cui si possa considerare trascurabile il termine di derivata seconda, cioè nel caso in cui la capacità C risulti essere molto piccola. In questo caso otteniamo[1]

$$\varphi(\tau) = 2\tan^{-1}\left[\left(\frac{\alpha^2-1}{\alpha^2}\right)^{1/2}\tan\left(\frac{\pi\tau}{T}\right) - \alpha\right] \tag{1.18}$$

dove T è il periodo, ed è uguale a

$$T = \frac{2\pi\beta_J}{(\alpha^2-1)^{1/2}}$$

La tensione risulta essere proporzionale alla media temporale della derivata $\frac{d\varphi}{dt}$

$$\frac{d\bar{\varphi}}{dt} = \frac{1}{T}\int_0^T \frac{d\varphi}{d\tau}d\tau = \frac{2\pi}{\tau} = \frac{\sqrt{\alpha^2-1}}{\beta_J}$$

Da cui, ricorrendo all'equazione (1.16) otteniamo

$$\bar{\eta} = \frac{\bar{V}}{RI_1} = \beta_J \frac{\bar{d\varphi}}{dt} = \sqrt{\alpha^2 - 1} \tag{1.19}$$

Il corrispondente andamento della corrente normalizzata α in funzione della tensione normalizzata η è graficato in figura (1.7a).

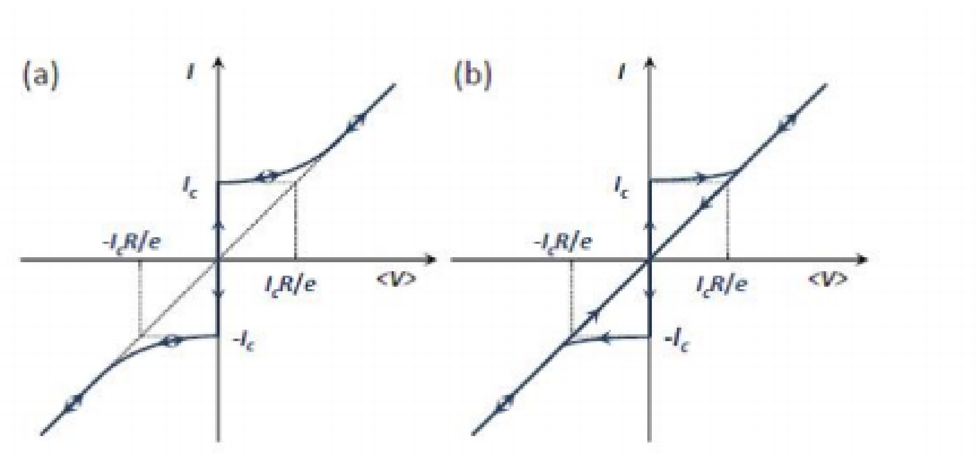


Figura 1.7: Caratteristica I-V in caso di giunzione overdamped (a) e underdamped (b) secondo il modello RCSJ.

Possiamo quindi osservare che per giunzioni con capacità trascurabile, e quindi tali che $\beta_j \gg 1$, la tensione media risulta essere nulla quando la corrente non è superiore al valore critico I_1, mentre invece per correnti superiori ad esso si ha un aumento della tensione fino al raggiungimento di un comportamento lineare (regime ohmico), per $I_{DC} \gg I_1$. Giunzioni di questo tipo sono dette giunzioni overdamped e il loro comportamento è raffigurato in figura 1.7(a).
Se invece consideriamo una giunzione tale che $\beta_j \ll 1$, detta giunzione underdamped, si osserva un comportamento isteretico: analogamente al caso precedente un aumento della corrente non causa variazione della tensione fino a quando non si supera il valore critico, oltre il quale si ha un comportamento di tipo ohmico. Invece se si diminuisce la corrente a partire da un valore superiore al valore critico, la tensione diminuirà diventando nulla quando la corrente diventa nulla. Il precedente comportamento isteretico è rappresentato in figura 1.7(b).

1.5 Giunzioni ferromagnetiche

Recentemente è stata sviluppata una nuova classe di giunzioni Josephson non convenzionali nelle quali gli elettrodi sono accoppiati tramite un sottile strato ferromagnetico. L'utilizzo di questo tipo di giunzioni nasce dall'idea di accoppiare ad un materiale superconduttivo, per il quale gli elettroni tendono ad avere spin opposto a causa della formazione delle coppie di Cooper, un altro ferromagnetico, che tende ad allinare gli spin degli elettroni nella stessa direzione.
L'accoppiamento di questi materiali introduce effetti[3] che non si manifestano in altri tipi di giunzioni, come ad esempio correnti spin polarizzate, superconduttività di tripletto e risposta isteretica al campo magnetico esterno.
Quest'ultima caratteristica sarà di particolare importanza in questo lavoro di tesi: a differenza delle classiche giunzioni Josephson, delle quali l'andamento della corrente critica in funzione del campo magnetico esterno è illustrato in figura 1.5, le giunzioni con barriera ferromagnetica SFS presentano un andamento isteretico, rappresentato in figura 1.8: quando il campo magnetico decresce, la massima corrente critica viene generalmente traslata verso valori di campo negativi (curva verde), mentre invece quando il campo magnetico cresce il valore della massima corrente critica viene traslata verso valori di campo magnetico positivi (curva blu).

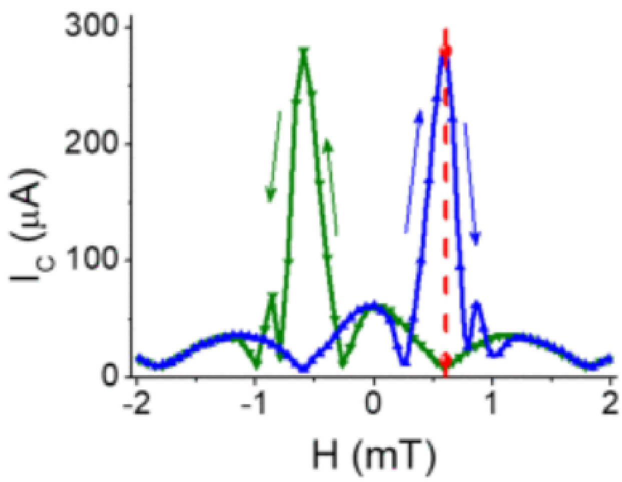


Figura 1.8: Misura della corrente critica in funzione del campo magnetico per una giunzione ferromagnetica[7].

Ciò è dovuto alla natura ferromagnetica di queste giunzioni: in particolare il flusso del campo magnetico attraverso la giunzione è pari a

$$\Phi = \Phi_{ext} + \Phi_M = HLd_m + 4\pi MLd_f \tag{1.20}$$

dove H è il campo magnetico esterno, M è la magnetizzazione del ferromagnete, $d_m = d_s + d_f + d_{ox} + 2\lambda_L$ è lo spessore magnetico del materiale, d_f , d_s e d_{ox} sono rispettivamente lo spessore del ferromagnete, del superconduttore e dell'isolante. In figura 1.9 è possibile osservare l'andamento della magnetizzazione in

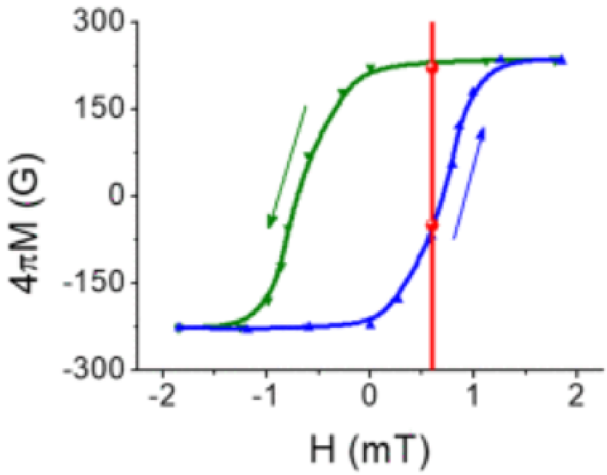


Figura 1.9: Curva di isteresi magnetica corrispondente alla figura 1.8[7].

funzione del campo magnetico esterno. Dato che il massimo del pattern di Fraunhofer si osserva quando il flusso totale Φ è nullo, nelle giunzioni ferromagnetiche corrisponderà ad un valore del campo magnetico esterno H non più nullo, ma tale che

$$HLd_m + 4\pi MLd_f = 0 \Rightarrow 4\pi M = -\frac{Hd_m}{d_f}$$

evidenziato, nel caso di magnetizzazione ascendente, dal punto rosso sulla curva blu della figura 1.9.

Questo effetto è particolarmente interessante perché grazie ad esso è possibile utilizzare le giunzioni ferromagnetiche come dispositivi di memoria criogenici[3], caratterizzati quindi da una bassa dissipazione. Si può osservare infatti in figura 1.8 che ad ogni valore di campo magnetico corrispondono due valori di corrente critica, uno basso ed uno alto, che se sufficientemente distanziati, come indicato in figura tramite i punti rossi, possono essere utilizzati come stati di una memoria di tipo binario. Infatti, polarizzando la giunzione tramite una corrente intermedia tra i valori di corrente critica bassa ed alta, la tensione della giunzione può presentarsi in due stati: assume un valore nullo, nel caso in cui la giunzione si trova nello stato di corrente critica alta, mentre assume un valore finito, all'incirca compreso nell'intervallo tra i 0.1 mV e gli 1 mV, nel caso in cui la giunzione si trova nello stato di corrente critica bassa.

Capitolo 2

Apparato sperimentale

2.1 Raffreddamento

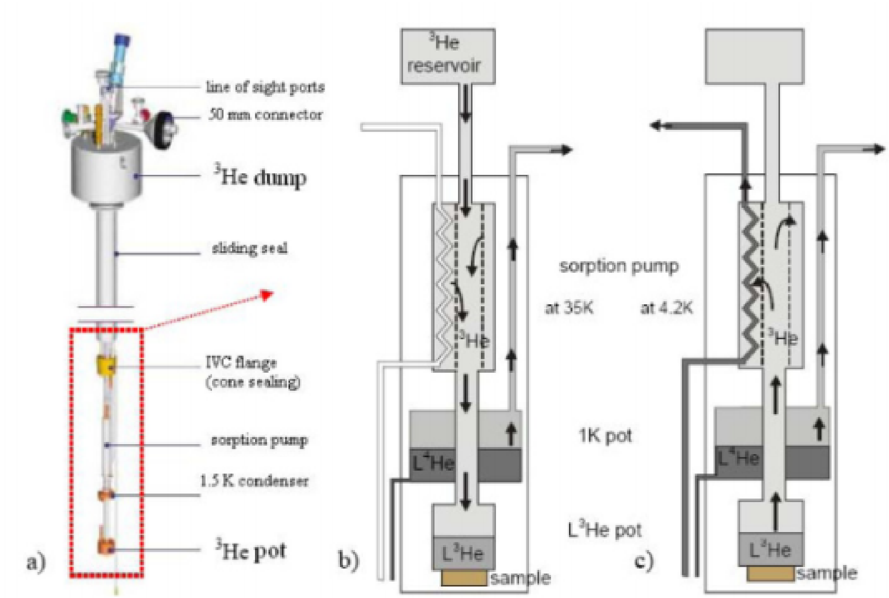


Figura 2.1: Schematizzazione del criostato (a) e del suo funzionamento (b), (c).

Per poter studiare le proprietà superconduttive delle giunzioni ferromagnetiche utilizzate è necessario scendere a temperature bassissime, dell'ordine del grado Kelvin. Per fare ciò è stato utilizzato un criostato, l'^{3}He Heliox VL (fig 2.1), che è in grado di raggiungere temperature dell'ordine dei 300 mK.
Il criostato è costituito da una camera interna, detta IVC (Inner Vacuum Chamber), evidenziata in figura 2.1(a) in rosso, che contiene la 1K-pot, la ^{3}He-pot, una

bobina superconduttiva, un portachip e alcuni stadi di filtri necessari a ripulire i segnali dal rumore termico ed elettromagnetico. All'interno del portachip è ancorato il campione analizzato, che viene connesso tramite saldature in alluminio alle linee del criostato.
Il raffreddamento avviene in tre fasi. Inizialmente tramite una pompa viene praticato il vuoto nel cilindro in cui è contenuto il campione. Viene poi inserita una piccola quantità di gas ^{4}He, che permette, in seguito all'immersione del criostato nel bagno di elio liquido, la termalizzazione dell'IVC con il bagno di elio liquido, che si trova a circa 4.2 K. A questo punto interviene la sorption pump, composta da un materiale zeolitico micro-poroso che assorbe il gas di scambio presente nell'IVC disaccoppiandola dal bagno esterno.
Nella seconda fase, descritta in figura 2.1(b), una cannula assorbe l'^{4}He liquido presente all'esterno e lo porta nella 1K-pot, dove, tramite l'utilizzo di una pompa rotativa e di una vite micrometrica, è possibile abbassare la tensione di vapore e raggiungere quindi temperature inferiori ai 2K. Avviene così il processo di condensazione dell'^{3}He, che termalizza attraverso un capillare che passa nella 1K-pot. In questo modo si può raggiungere una temperatura di circa 1.8K.
Infine, come mostrato in figura 2.1(c), per poter diminuire ulteriormente la temperatura si attiva la sorption pump dell'^3He, fino ad ora tenuta a temperature dell'ordine di 30 K per non entrare in funzione. Diminuendo la sua temperatura, essa assorbe molecole di ^{3}He presenti all'interno della ^{3}He-pot in maniera tale da provocare un abbassamento della tensione di vapore, grazie al quale si raggiungono temperature dell'ordine dei 300mK.
I dispositivi superconduttivi risultano essere molto sensibili a rumori di tipo termico ed elettromagnetico, e per questo motivo all'interno del criostato sono presenti vari filtri: è presente un filtro RC passa basso, con frequenza di taglio dell'ordine del MHz, in corrispondenza della 1K-pot, e due filtri a polvere di rame, in corrispondenza della ^{3}He-pot e della 1K-pot, con frequenza di taglio dell'ordine del GHz. L'utilizzo di questi filtri è fondamentale perchè il segnale proveniente dal sistema di misura posto a temperatura ambiente deve essere ripulito dal rumore elettromagnetico e termalizzato col criostato, che si trova a temperature molto inferiori.

2.2 Strumentazione

Le misure sono state eseguite tramite la tecnica dei quattro contatti (figura 2.2). Questa tecnica è utilizzata perché se venisse utilizzata una tecnica a due contatti, verrebbe misurata anche la caduta di potenziale ai capi dei filtri. Per non considerare il loro contributo vengono utilizzati quindi quattro contatti: attraverso due di essi si polarizza la giunzione in corrente e tramite gli altri due si misura la tensione

ai capi della giunzione.
L'apparato utilizzato per eseguire le misure è mostrato in figura 2.3. É stato

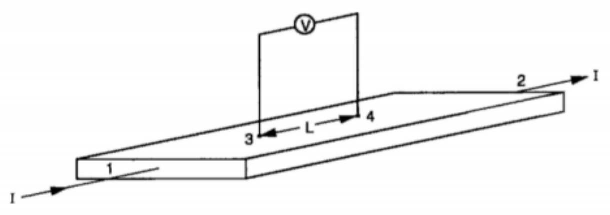


Figura 2.2: Schematizzazione della tecnica a 4 contatti.

utilizzato un generatore Agilent 33120A, affetto da un errore dello 0.1% sul fondo scala, per polarizzare in corrente la giunzione tramite un'onda triangolare che cade su una resistenza di limitazione variabile. Tenendo conto che le giunzioni ferromagnetiche hanno correnti critiche che variano tra qualche μA e circa 1 mA e che il generatore può erogare una differenza di potenziale massima di 20 V, si è utilizzata una resistenza di limitazione compresa tra i 10 $k\Omega$ e $1M\Omega$. La tensione in uscita è amplificata di un fattore 500 tramite un amplificatore a guadagno variabile. I dati sono acquisiti e registrati da un oscilloscopio LeCroy 6100A, con un errore strumentale dello 0.02% sul fondo scala.
Nella parte inferiore della figura 2.3 sono rappresentati gli strumenti utilizzati per misurare le caratteristiche I-V in presenza di campo magnetico: è presente un

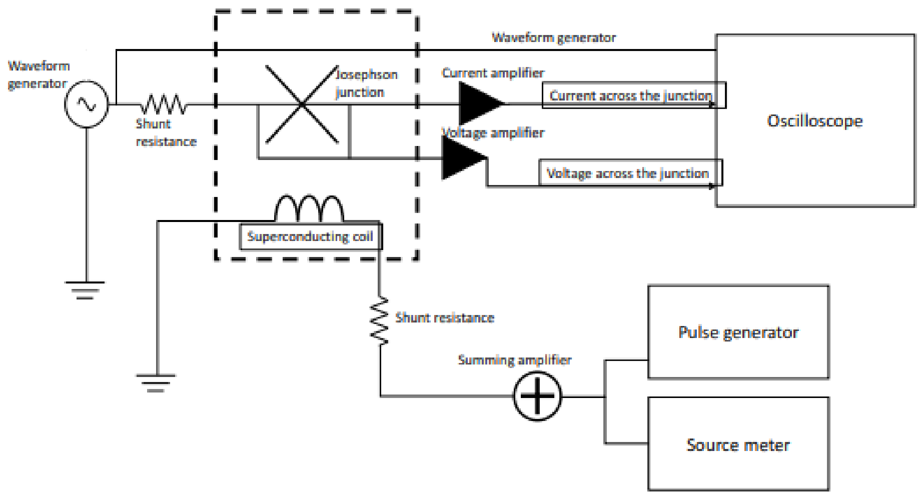
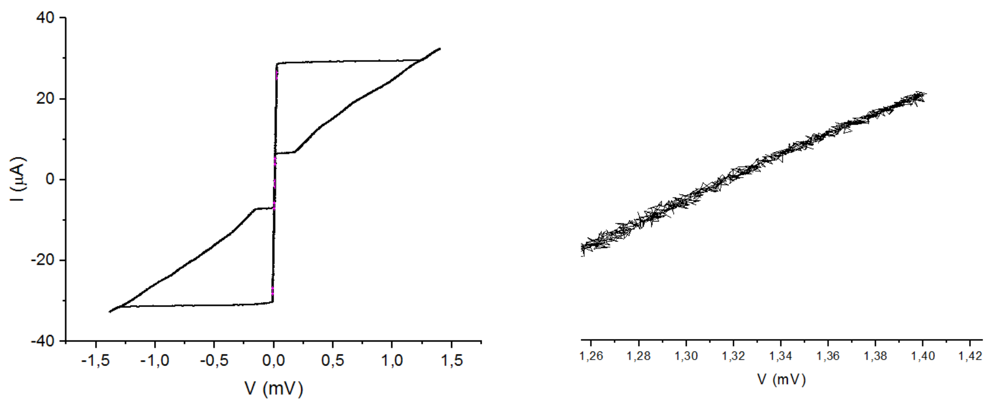


Figura 2.3: Schematizzazione dell'apparato di misura.

sommatore Stanford Research SIM 980 in cui convergono impulsi ad ampiezza variabile con periodo di 500 ms, prodotti attraverso un generatore di impulsi Keithley 3402, con errore strumentale dello 0.5% per i periodi e dello 0.5% per l'ampiezza, e una tensione fissa generata da un Keithley 2400 con un errore strumentale dello 0.2% sul fondo scala. Il segnale uscente dal sommatore cade su una resistenza di limitazione pari a 1kΩ, polarizzando in corrente la bobina superconduttiva, utilizzata per generare impulsi di campo magnetico. La bobina è costruita in maniera tale che ad una corrente pari a 1 mA corrisponda un campo magnetico pari a 3 G.

2.3 Errori

Nella precedente sezione si sono riportati gli errori di sensibilità degli strumenti utilizzati, tuttavia le caratteristiche tensione corrente sono affette da rumore elettromagnetico. Tale errore è stato stimato analizzando per esempio la caratteristica I-V della giunzione, mostrata in figura 2.4(a), come rapporto tra la larghezza della



(a) (b)

Figura 2.4: Misura della caratteristica I-V di una giunzione ferromagnetica (a) e ingrandimento del ramo resistivo (b).

curva lungo l'asse della tensione in vari punti del ramo ohmico e il valor massimo della tensione misurata. Ne è stata poi ricavata una media e si sono eseguite delle misure analoghe anche per la corrente. Si è ottenuto così un errore relativo pari allo 0.8% per la tensione e dello 0,6$\%$ per la corrente.

L'errore relativo sulle misure di resistenza è stato calcolato attraverso le formule di propagazione e risulta esser pari all'1.4%. L'errore sul campo magnetico dipende sia dall'errore sulla corrente utilizzata per polarizzare la bobina, sia dall'errore sul fattore di proporzionalità tra la corrente e il campo magnetico. Quest'ultimo è un valore noto da precedenti misure e risulta essere pari all'incirca al 2% e, essendo

un valore molto superiore all'errore sulla corrente di polarizzazione, corrisponde quindi all'incertezza sul campo magnetico applicato.
Più complessa è invece la stima dell'errore sulla misura della temperatura. Ciò è dovuto al fatto che il termometro non è a contatto con la giunzione e quindi non sempre si trova in equilibrio termico con essa. Per questo motivo la stima della temperatura sarà affetta da un errore che sarà piccolo quando si lavora a temperature costanti, ma che assume invece valori maggiori quando sono effettuate misure a temperature variabili, come ad esempio la misura della resistenza al variare della temperatura. Si è stimato che per un criostato ^{3}He Heliox l'errore sulla temperatura è pari all'incirca all'1% nelle misure in cui la temperatura è stata mantenuta costante, come ad esempio la misura delle caratteristiche tensione-corrente.

2.4 Giunzioni

Per ottenere degli elementi di memoria di particolare utilità nelle applicazioni in elettronica superconduttiva è necessario che questi elementi presentino tre caratteristiche: bassa dissipazione, dimensioni ridotte e stati ben definiti e separati. Per questo motivo negli anni si sono studiati vari modelli di giunzione, per comprendere quali offrissero migliori prestazioni. Una classe di giunzioni che è stata studiata largamente è quella delle giunzioni SI(S)FS, cioè giunzioni ferromagnetiche nelle quali viene aggiunto uno strato isolante intermedio che riduce fortemente la dissipazione, facendo ricadere queste giunzioni nel regime underdamped.
Le giunzioni analizzate sono fabbricate in due fasi[4]: prima avviene la realizzazione di una struttura SIS Nb-Al/AlO_x-Nb ed in seguito viene depositato uno strato ferromagnetico ed un elettrodo superconduttivo (Nb). In particolare in questo lavoro sono state analizzate delle giunzioni nelle quali la barriera ferromagnetica è costituita da una lega detta Permalloy, composta dall'80$\%$ di nichel e dal 20 $\%$ di ferro e sono poi state confrontate con giunzioni nelle quali il ferromagnete è costituito da una lega composta dal 99$\%$ di palladio e dall'1$\%$ di ferro.
Le giunzioni PdFe sono ampiamente studiate in letteratura[3]. Si osserva che queste giunzioni presentano un'elevata efficienza, ma non possono essere utilizzate per creare elementi di memoria di dimensioni al di sotto dei $(10\mu m)^2$, dato che dimensioni troppo piccole non permetterebbero la formazione dei domini che caratterizzano le proprietà ferromagnetiche del materiale. Per questo motivo si è deciso di analizzare un'altra categoria di giunzioni, cioè le giunzioni NiFe. La principale differenza tra le due giunzioni descritte è che le giunzioni PdFe presentano un ferromagnetismo debole mentre quelle NiFe manifestano ferromagnetismo forte. La natura di queste giunzioni influenza fortemente la forma della curva di isteresi del ferromagnete.
Si può osservare in figura 2.5 che, utilizzando una giunzione PdFe, per entrare

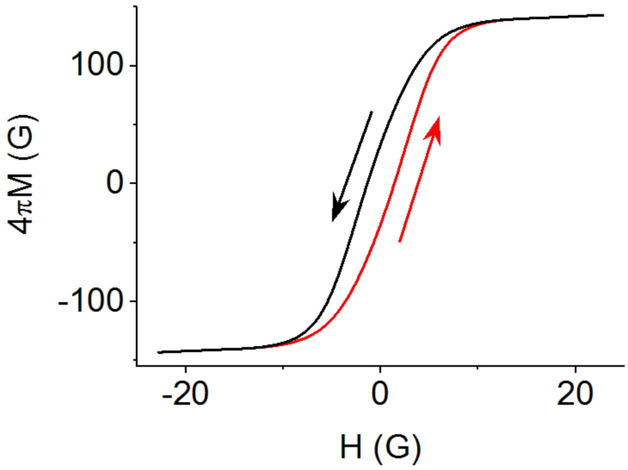


Figura 2.5: Curva di isteresi di una giunzione PdFe.

in regione di saturazione è sufficiente applicare un campo magnetico pari a circa una decina di Gauss. Nel caso di una giunzione NiFe invece la curva è molto più larga ed è necessario un campo magnetico molto più elevato per entrare in regime di saturazione. Le giunzioni NiFe necessitano quindi di campi magnetici molto più elevati per poter essere utilizzate. Allo stesso tempo però presentano un vantaggio molto interessante: essendo costituite da un ferromagnete forte, possono essere utilizzate per costruire giunzioni molto piccole, dell'ordine di qualche centinaia di nanometri di lato.
Scopo di questo lavoro di tesi è confrontare le proprietà di questi due tipi di giunzioni ferromagnetiche. Vedremo infatti che con la riduzione delle dimensioni delle giunzioni NiFe sono necessari campi magnetici inferiori per il funzionamento dei dispositivi come memorie criogeniche, promuovendo quindi la possibilità di ingegnerizzare giunzioni ferromagnetihe sub-micrometriche a bassa dissipazione operanti con piccoli campi magnetici.
I campioni studiati contengono più giunzioni nominalmente identiche. In particolare in questo lavoro di tesi si sono analizzate le proprietà di quattro campioni e saranno riportate le misure relative soltanto ad una giunzione per ogni singolo campione, dal momento che le giunzioni sullo stesso chip hanno mostrato proprietà di trasporto confrontabili entro gli errori di misura. I campioni studiati saranno identificati nel seguente modo:
- giunzione isolante SIS, successivamente chiamata campione A
- giunzione PdFe, con barriera ferromagnetica spessa 14 nm, e sezione di $(10\mu m)^2$ (campione B)
-due campioni NiFe, con barriera ferromagnetica spessa 3 e 10 nm, rispettivamente con sezioni di $(3\mu m)^2$ e $(5\mu m)^2$ (campioni C e D).

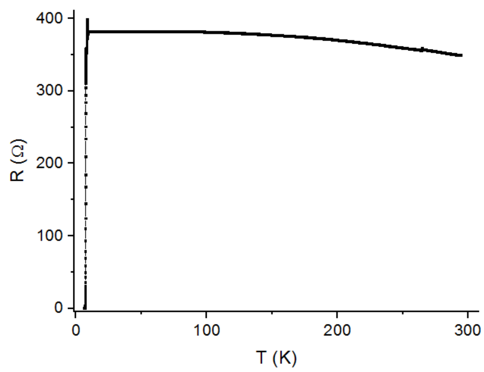
In particolare nel prossimo capitolo saranno analizzate tre tipi di misure: la resistenza in funzione della temperatura, la caratteristica corrente-tensione, e l'andamento della corrente critica in funzione del campo magnetico esterno. Infine, per le giunzioni ferromagnetiche, è stato misurato il comportamento della corrente critica per coppie di impulsi di valore fissato e segno opposto per poter valutare la loro efficienza come elementi di memoria.

Capitolo 3

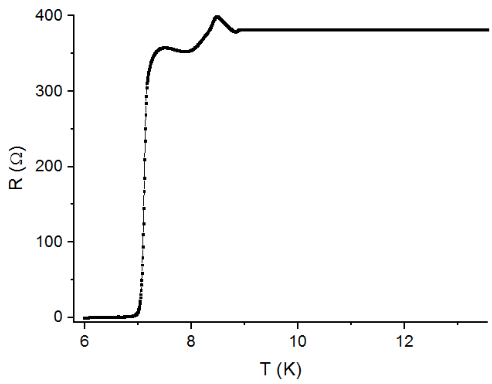
Misure

3.1 Giunzioni con barriera isolante

In questo lavoro di tesi si è inizialmente analizzato il campione A, cioè la giunzione SIS. La prima caratteristica analizzata è l'andamento della resistenza della giunzione al variare della temperatura, riportato in figura 3.1(a) e 3.1(b).



(a)



(b)

Figura 3.1: Andamento della resistenza in funzione della temperatura (a) e ingrandimento della regione in temperatura in prossimità della transizione allo stato superconduttivo (b) (campione A).

La temperatura di transizione è stata stimata considerando il valore di temperatura al di sotto del quale la resistenza risulta essere nulla, e si è così ottenuto un valore di circa 7 K. La temperatura critica del niobio è in realtà pari a 9.2 K, ma è possibile ritenere 7 K una stima accettabile perché la temperatura critica può variare a causa del processo di fabbricazione.[1]

Successivamente si è misurata la caratteristica tensione corrente, rappresentata in figura 3.2.

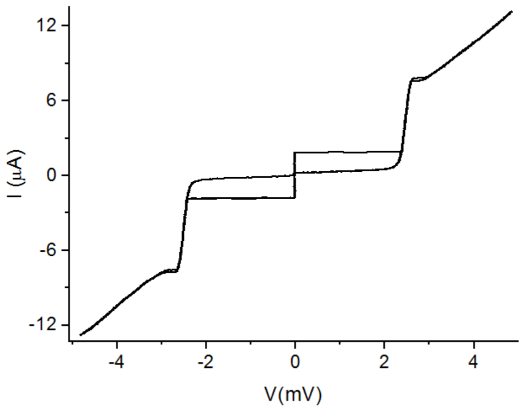


Figura 3.2: Caratteristica I-V del campione A a T=4.95 K .

L'andamento è analogo a quello delle giunzioni underdamped presentato nel primo capitolo, e ciò è dovuto alla presenza dello strato isolante. Si ricava il valore della resistenza normale, tramite un fit lineare per tensioni maggiori di V= 3.0 mV (fig. 3.3).

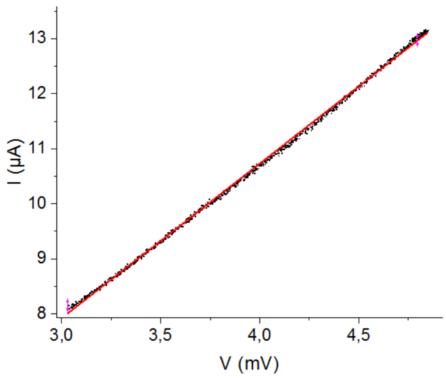


Figura 3.3: Ramo lineare della caratteristica I-V del campione A con relativo fit lineare.

La resistenza normale risulta essere pari all'inverso della pendenza della retta, e vale quindi $357 \pm 5\ \Omega$.
É inoltre possibile ricavare la corrente critica della giunzione, pari a 1.84 ± 0.01 μA e la gap del superconduttore, cioè il salto in tensione corrispondente al passaggio da stato superconduttivo a stato resistivo, che corrisponde alla tensione per

la quale l'energia eV ceduta alle coppie di Cooper è sufficiente per romperle. In questo caso la gap è pari a 1.19 ± 0.01 mV.
Infine è stata eseguita una misura della corrente critica al variare del campo magnetico esterno (figura 3.4).

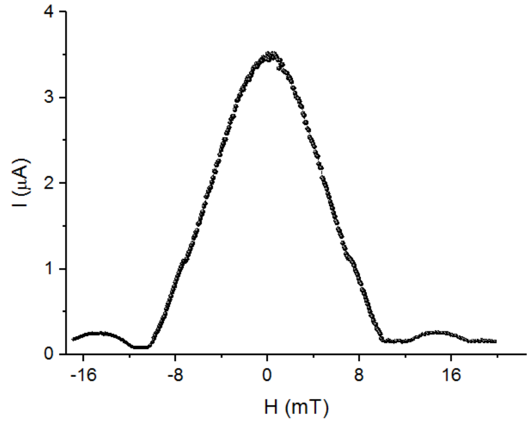


Figura 3.4: Andamento della corrente critica al variare del campo magnetico del campione A a T=1.9 K.

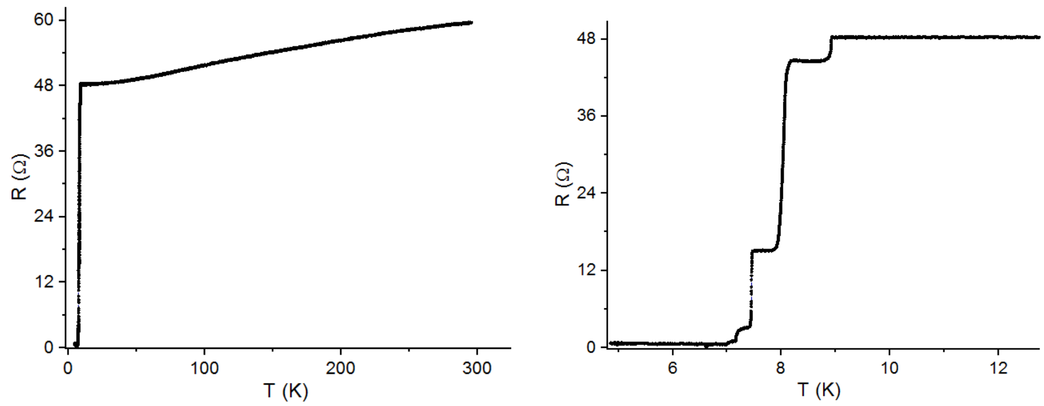
Per effettuare questa misura si è applicato un campo magnetico a step di 0.1 mT, fino ad arrivare ad un valore massimo di 19.8 mT. Per ogni step di campo magnetico è stata misurata la corrente critica a partire dalla corrispondente caratteristica I-V e si è poi riportato questo andamento nel grafico in figura 3.4. Si è poi invertito il verso del campo magnetico per trovare anche i valori di corrente critica per campo esterno negativo. In figura 3.4 non sono riportate le barre degli errori dato che sono contenute all'interno della dimensione dei singoli punti. L'andamento è quello previsto per giunzioni Josephson classiche: si ha infatti un andamento simile ad un pattern di Fraunhofer il cui massimo principale corrisponde ad un campo magnetico esterno nullo.

3.2 Giunzioni ferromagnetiche

Lo stesso tipo di caratterizzazione è stato effettuato anche per le giunzioni ferromagnetiche. In figura 3.5 sono riassunte le principali caratteristiche delle 3 giunzioni ferromagnetiche descritte in questa sezione.
Per quanto riguarda l'andamento della resistenza al variare della temperatura (fig. 3.6 (a) e (b)) non si osservano particolari differenze: è infatti simile a quello della

Campione	Materiale del ferromagnete	Spessore del ferromagnete	Sezione della giunzione	Densità di corrente critica
B	PdFe	14 nm	100 μm^2	5000 A/cm^2
C	NiFe	3 nm	9 μm^2	100 A/cm^2
D	NiFe	10 nm	25 μm^2	100 A/cm^2

Figura 3.5: Caratteristiche delle giunzioni ferromagnetiche.



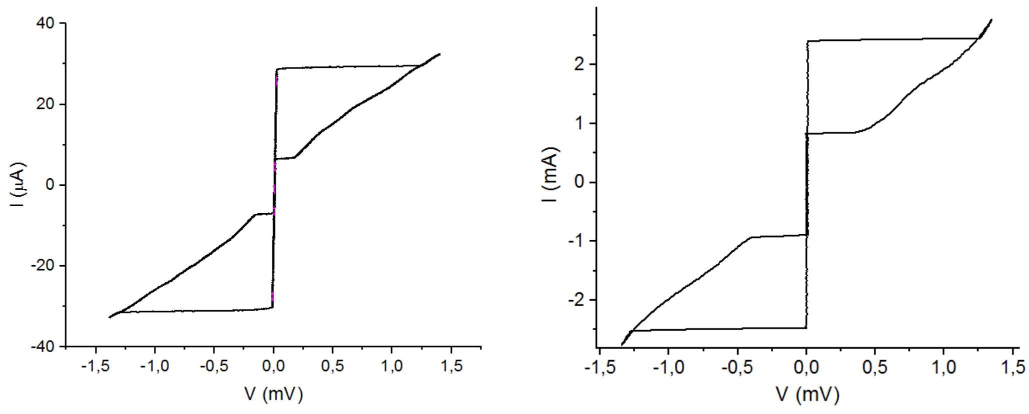
(a) (b)

Figura 3.6: Andamento della resistenza in funzione della temperatura (a) e ingrandimento della regione in temperatura in prossimità della transizione allo stato superconduttivo (b) (campione D).

giunzione SIS e si ha un passaggio allo stato superconduttivo intorno alla stessa temperatura critica, cioè 7 K, dato che l'elettrodo superconduttivo è costituito anche per queste giunzioni da niobio. Quindi la presenza del ferromagnete non sopprime il comportamento superconduttivo della giunzione.
In figura 3.7 (a) e (b) sono riportate rispettivamente le caratteristiche I-V del campione D e B, che presentano un andamento simile alle giunzioni isolanti, anche se risulta essere fortemente modificato a causa della presenza del ferromagnete. Si osserva infatti una forma del ramo di corrente di ritorno differente per le giunzioni ferromagnetiche rispetto alla giunzione isolante. In particolare varia il valore dell'isteresi della giunzione, definita come

$$I = \frac{I_C - I_R}{I_C}$$

dove I_C è la corrente critica, mentre I_R è la corrente di ritorno. Infatti nel campione A il valore dell'isteresi è dell' 87%, mentre nelle giunzioni ferromagnetiche il suo valore è minore: nel campione B è pari al 68%, mentre nel campione D è pari al 78%. Ciò è dovuto alla presenza del ferromagnete, che causa un aumento del

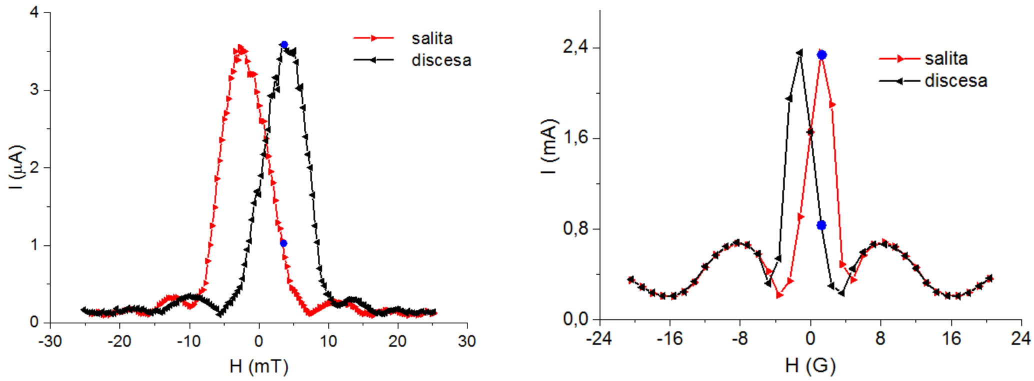


(a) (b)

Figura 3.7: Andamento della caratteristica tensione corrente del campione D (a) e del campione B (b) a T=4.2 K.

valore di β_j ed una diminuzione del valore dell'isteresi.
Si osserva inoltre una grande differenza nelle correnti critiche: ciò è dovuto ai diversi processi di fabbricazione delle giunzioni, infatti il campione B presenta una densità di corrente critica nominale $J_C = 5kA/cm^2$, mentre il campione D presenta una densità di corrente critica nominale $J_C = 100A/cm^2$. É possibile ottenere una stima delle correnti critiche delle giunzioni moltiplicando la densità di corrente critica per la superficie della giunzione. Si ottiene così una corrente critica dell'ordine di 5mA nel caso del campione B e dell'ordine di $25\mu A$ per il campione D. Queste stime sono confrontabili con i valori ricavabili dalle figure 3.7 (a) e (b), rispettivamente pari a 2.41 ± 0.01 mA e 29.2 ± 0.2 μA. Tali valori sono stati estrapolati valutando il valore della corrente appena al di fuori del ramo superconduttivo.

Si è poi misurato l'andamento della corrente critica in funzione del campo magnetico (fig. 3.8 (a) e (b)). Le curve rosse rappresentano l'andamento della corrente al crescere del campo magnetico, mentre le curve nere ne rappresentano l'andamento al decrescere del campo. I punti blu rappresentano i valori di campo magnetico per i quali si ottiene la massima distanza tra le due curve. Nel caso della giunzione NiFe sono stati utilizzati step di campo magnetico pari a 0.34 mT, fino a raggiungere un campo massimo pari a 25 mT. Nonostante l'elevato campo magnetico applicato, non si è raggiunta la saturazione, dato che le due curve in figura 3.8 (a) non si sovrappogono per campi grandi. Invece, come già accennato nel capitolo 2, per raggiungere la saturazione alla giunzione PdFe è stato sufficiente applicare campi magnetici molto più piccoli, tramite step di 0.6 G fino a raggiungere i 24 G. Anche in questo caso gli errori in figura 3.8 sono sufficientemente piccoli da essere contenuti all'interno dei punti del grafico.



(a) (b)

Figura 3.8: Andamento della corrente critica in funzione del campo magnetico esterno per il campione C (a) e B (b) a T= 4.2 K.

Per la giunzione PdFe (fig 3.8 (b)) il pattern è quello descritto per le giunzioni ferromagnetiche nel primo capitolo: si ha infatti un andamento isteretico in cui la corrente critica massima viene traslata verso valori di campo positivi per valori di campo crescenti.

Si osserva invece un fenomeno particolare per il pattern della giunzione NiFe (fig.3.8 (a)) : le curve risultano essere traslate in maniera opposta, infatti il massimo della corrente critica viene traslato verso valori di campo negativi per valori di campo crescenti. Ciò implica che questo tipo di giunzioni sono caratterizzate da un'isteresi magnetica inversa. L'origine di questo fenomeno non è ancora chiara, ma, grazie ad alcune osservazioni[5] effettuate su particolari strutture composte da più ferromagneti, si suppone possa essere legata a due fattori.

Uno di questi fattori è la presenza di una magnetizzazione residua negativa: si è infatti osservato che l'accoppiamento di diverse fasi ferromagnetiche può causare un'anisotropia tale che, sotto opportune condizioni, la magnetizzazione residua del ferromagnete assume valori negativi. Ciò necessita però della presenza di due diverse fasi ferromagnetiche e potrebbe quindi essere dovuto alla presenza di una fase costituita dal Permalloy puro e da un'altra costituita da Permalloy e niobio.

Il secondo possibile fattore è l'accoppiamento tra le fasi del superconduttore e del ferromagnete. In particolare si osserva che generalmente il superconduttore presenta una magnetizzazione nulla dovuta alla presenza delle coppie di Cooper, formate da elettroni di spin opposto. Tuttavia, per spessori dell'elettrodo superconduttivo dell'ordine della lunghezza di coerenza, corrispondente in prima approssimazione alle dimensioni medie delle coppie di Cooper (pari a 40 nm nel niobio)[6], alcune coppie di Cooper possono avere un elettrone nel superconduttore ed un elettrone nel ferromagnete. Quest'ultimo elettrone tende ad assumere spin

tale che la propria magnetizzazione è parallela a quella del ferromagnete. Quindi il corrispondente elettrone presente nel superconduttore avrà spin opposto e quindi magnetizzazione antiparallela a quella del ferromagnete. Complessivamente il superconduttore potrebbe presentare quindi una magnetizzazione negativa, e potrebbe quindi causare l'isteresi inversa[5].
Come già descritto nel primo capitolo, è possibile utilizzare le giunzioni ferromagnetiche come elementi di memoria, sfruttando la grande separazione tra i livelli di corrente critica (evidenziati in figura 3.8 in blu) che si ottiene per determinati valori del campo magnetico. Per valutare l'efficienza di questo tipo di memoria si è analizzato il valore della separazione percentuale tra i due valori di corrente, definita come $I_r = \frac{I_h - I_l}{I_h}$, dove I_h è il valore di alta corrente critica e I_l il valore di bassa corrente critica. Si osserva che in condizioni ottimali si può raggiungere una efficienza pari a circa il 61% per il campione B e pari al 68% per il campione C. Nella figura 3.9 sono riportate le misure effettuate in questa sezione sulle tre giunzioni ferromagnetiche.

Campione	Temperatura critica	Corrente critica	Separazione percentuale ottimale di corrente
B	7 K	2.41 mA	61%
C	7 K	3.56 µA	68%
D	7 K	29.2 µA	72%

Figura 3.9: Misure relative alle giunzioni ferromagnetiche.

Scopo della prossima sezione è analizzare la separazione e la riproducibilità dei valori di corrente che si ottengono applicando alla giunzione degli impulsi di campo magnetico, utilizzati per far passare la giunzione dallo stato di magnetizzazione ascendente a quello di magnetizzazione discendente. Le successive misure sono state eseguite alla temperatura di 4.2 K, che rappresenta lo standard di caratterizzazione dell'elettronica superconduttiva.

3.3 Misure con impulsi di campo magnetico

Per valutare la riproducibilità e la separazione dei valori di corrente critica corrispondenti ad un determinato valore del campo si è innanzitutto utilizzato un offset in tensione per porsi sul punto di massima distanza tra le due curve in figura 3.8. Ad esempio, per la giunzione PdFe[7], dato che il picco di magnetizzazione ascendente corrisponde ad un campo magnetico pari a 1.2 G, si è utilizzato un offset di tensione pari a 0.40 V, corrispondente ad una corrente pari a 0.40 mA.
Fatto ciò sono state utilizzate coppie di impulsi di segno opposto per fare in modo che il ferromagnete passasse dallo stato di magnetizzazione ascendente a quello

discendente. In particolare, sempre per la giunzione PdFe, sono stati utilizzati impulsi di 15 G, in modo che si raggiungesse il campo di saturazione del ferromagnete.
Dopo aver mandato una coppia di impulsi di segno opposto, la giunzione non torna esattamente nel suo stato iniziale e per questo motivo, quando successivamente è applicata un'altra coppia di impulsi, le correnti critiche misurate non risulteranno essere perfettamente coincidenti con quelle precedentemente misurate, ma sarà quindi presente un'incertezza su di esse, dovuta alle fluttuazioni del campo magnetico. Per questo motivo si è effettuata un'analisi delle correnti critiche attraverso l'utilizzo di dieci coppie di impulsi.
Si è quindi ricavato la caratteristica I-V corrispondente ad ogni impulso (fig. 3.10). Le curve magenta rappresentano la misura della caratteristica I-V successiva agli impulsi di campo positivi (corrente critica bassa), mentre le curve verdi rappresentano la misura della caratteristica I-V successive agli impulsi di campo negativi (corrente critica alta). Da queste caratteristiche si sono ricavate i valori della cor-

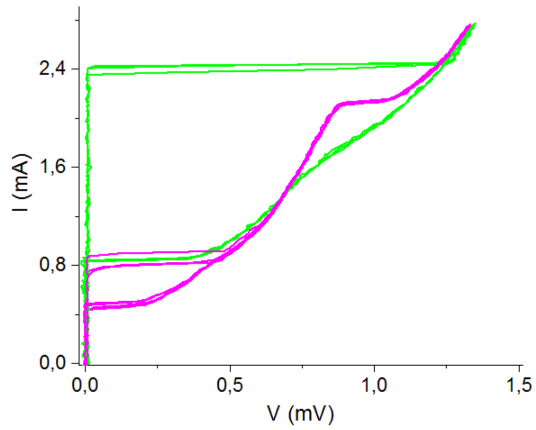


Figura 3.10: Caratteristiche I-V con impulsi di campo pari a 15 G (campione B).

rente critica corrispondenti a ciascun impulso, che sono poi stati graficati in figura 3.11. Si sono misurati valori delle correnti $I_h = 2.37{\pm}0.04$ mA, e $I_l = 0.92{\pm}0.03$ mA. La separazione percentuale tra i livelli è circa pari al 60%. Come errore sulle correnti è stata considerata la loro varianza dato che risulta essere superiore all'errore dovuto al rumore elettromagnetico valutato nel secondo capitolo. Si osserva quindi che attraverso l'utilizzo di impulsi di campo magnetico piccolo si raggiungono i valori ottimali di separazione[7].
Si sono poi eseguite misure simili anche per le giunzioni NiFe. In questo caso però la situazione è più complessa: infatti essendo la giunzione costituita da un ferromagnete forte, con impulsi di campi magnetico piccoli la giunzione non va in saturazione. Per questo motivo sono state eseguite delle misure con impulsi pari a

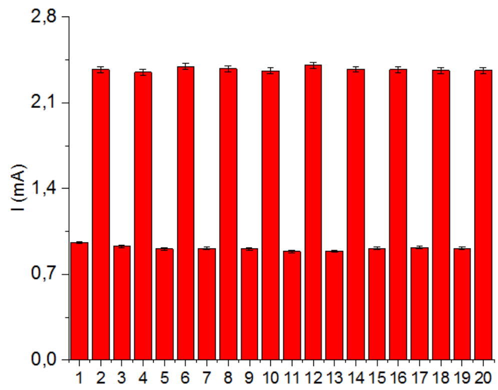


Figura 3.11: Valori della corrente critica corrispondenti alla figura 3.8 (campione B).

250 G, 300 G, 400 G e 500 G, per studiare la relazione tra il valore dell'impulso e la separazione ottenuta.
Il valore dell'impulso massimo, cioè 500 G, è stato scelto perché per questo valore di campo magnetico le misure di corrente critica in seguito agli impulsi di campo sono riproducibili. Per impulsi maggiori entrano in gioco effetti di riscaldamento della bobina che influenzano in maniera significativa la riproducibilità delle misure. Un'importante accortezza da utilizzare quando sono eseguite le misure con impulsi piccoli (250, 300 e 400 G) è l'utilizzo di impulsi di reset: utilizzando impulsi piccoli, la giunzione si muove su cicli minori, e le fluttuazioni del campo magnetico causano una forte incertezza sui valori di corrente critica, rendendo le misure successive non confrontabili. Per questo motivo, successivamente ad ogni coppia di impulsi piccoli viene utilizzata una coppia di impulsi grandi (pari a 500 G), grazie alla quale la giunzione viene riazzerata e torna nel suo stato iniziale. I risultati di queste misure sono riportati in figura 3.12 e 3.13.

Per impulsi di campo di 250 G si osserva una separazione percentuale circa pari al 16%, sufficientemente elevata da permettere l'utilizzo della giunzione come elemento di memoria e all'aumentare del valore dell'impulso la separazione cresce fino a raggiungere il 38% per impulsi di 500 G. La separazione percentuale aumenta all'aumentare dell'impulso perché impulsi di campo maggiori fanno percorrere alla giunzione cicli di isteresi maggiori, che causano una maggiore traslazione dei pattern di Fraunhofer e quindi livelli di corrente maggiormente separati. L'errore corrispondente alle singole correnti critiche diminuisce invece perchè quando gli impulsi sono molto piccoli ci si trova in una regione della curva di isteresi con pendenza molto elevata, e di conseguenza una piccola fluttuazione sul valore del campo magnetico si converte in una grande incertezza sulla magnetizzazione e quindi sulla corrente critica.

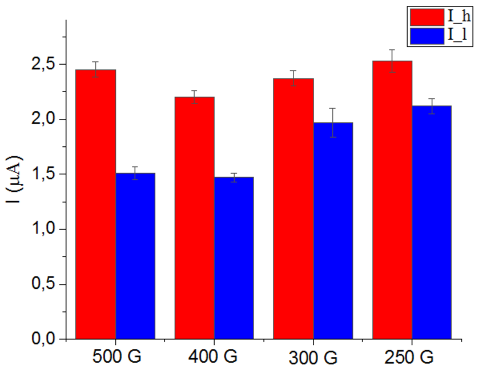


Figura 3.12: Valori di corrente critica alta e bassa al variare del campo magnetico (campione C).

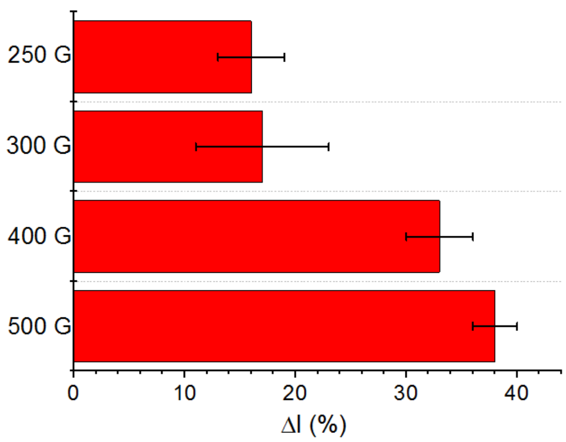


Figura 3.13: Valori della separazione di corrente corrispondenti al grafico 3.12 (campione C).

Si potrebbe allora pensare di utilizzare valori di campo magnetico molto più elevati, corrispondenti al campo di saturazione, per massimizzare la separazione tra i livelli, che in queste misure è minore della separazione ottimale precedentemente stimata (pari al 68%), e minimizzare l'incertezza sui singoli livelli di corrente critica. Però ciò non è possibile perché l'applicazione di campi magnetici troppo elevati fa variare la temperatura delle giunzioni, introducendo un'incertezza particolarmente elevata sui singoli livelli di corrente e quindi sull'efficienza della giunzione.
Si è infine misurato l'andamento della separazione per impulsi del valore di 1000 G per il campione D, di sezione maggiore del campione C appena analizzato, per comprendere la correlazione tra separazione di corrente e dimensione della giun-

zione.
Si sono ottenuti i seguenti valori: $I_h = 13.8 \pm 0.3\ \mu A$ e $I_l = 9.0 \pm 0.3\ \mu A$: quindi la separazione è circa $I_r = 35\%$.
Si osserva che attraverso l'utilizzo di impulsi di 1000 G sul campione D si ottiene una separazione comparabile a quella ottenuta applicando impulsi di campo di 500 G per il campione C: la riduzione delle dimensioni della giunzione comporta quindi una riduzione dell'ampiezza degli impulsi necessaria a raggiungere una determinata separazione. Si può quindi pensare che per massimizzare l'efficienza delle giunzioni NiFe è necessario costruirne di dimensioni molto ridotte, in maniera tale che il campo necessario ad entrare in saturazione risulta essere particolarmente piccolo ed è possibile raggiungerlo senza provocare gli effetti di riscaldamento precedentemente citati. Sarebbe così possibile costruire degli elementi di memoria di dimensioni molto piccole e con efficienza comparabile, se non superiore, all'efficienza delle giunzioni PdFe.

Conclusione

In questo lavoro di tesi è stato effettuato uno studio comparativo di giunzioni ferromagnetiche a bassa dissipazione come elementi di memoria. Sono state analizzate giunzioni con diversi materiali ferromagnetici, PdFe e NiFe, a loro volta caratterizzate da diverse aree di giunzione. L'efficienza della giunzione come elemento di memoria è stata valutata misurando la separazione tra i valori di corrente critica basso e alto per diversi valori di impulso di campo magnetico. Le giunzioni col PdFe presentano efficienza maggiore su aree più grandi (circa 100 μm^2). Le giunzioni col NiFe con sezioni dell'ordine di $10\mu m^2$ presentano una separazione percentuale delle correnti sufficiente per essere utilizzate come elementi di memoria. Inoltre attraverso la riduzione della sezione delle giunzioni NiFe è possibile in prospettiva aumentarne il livello di efficienza fino a raggiungere e anche superare l'efficienza delle giunzioni PdFe.

Bibliografia

[1] Barone, Antonio, and Paternò, Gianfranco. Physics and applications of the Josephson effect. John Wiley & Sons, (1982).

[2] Poole, Charles K., Farach, Horacio A., and Creswick, Richard J.. Superconductivity. Academic press, (1999).

[3] Larkin, Timofei I., et al. Ferromagnetic Josephson switching device with high characteristic voltage. Applied Physics Letters 100.22 (2012): 222601.

[4] Buzdin, Alexandre I. ”Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures.” Reviews of modern physics 77.3 (2005): 935.

[5] M. Beatriz et al., “Engineering magnetic nanostructures with inverse hysteresis loops, Nano Research”, (2006).

[6] S. Mironov et al., “Electromagnetic proximity effect in planar superconductorferromagnet structures”, APL 113, 022601 (2018).

[7] Caruso R. et al., “Properties of Ferromagnetic Josephson Junctions for Memory Applications”, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, vol.28, No 7, 2018.