



**ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗΣ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ**

**ΕΛΕΓΧΟΜΕΝΗ ΜΕΤΑΒΟΛΗ ΤΩΝ ΙΔΙΟΤΗΤΩΝ ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ
ΕΝΟΣ ΥΠΕΡΑΓΩΓΟΥ (ΥΑ) ΜΕ ΧΡΗΣΗ ΣΙΔΗΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΩΝ (ΣΜ)
ΣΥΣΤΑΤΙΚΩΝ: ΕΣΤΙΑΖΟΝΤΑΣ ΣΕ ΕΠΙΠΕΔΕΣ ΤΡΙΣΤΡΩΜΑΤΙΚΕΣ
ΝΑΝΟΔΟΜΕΣ ΤΥΠΟΥ ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ**

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

ΕΙΡΗΝΗ Β. ΑΡΙΣΤΟΜΕΝΟΠΟΥΛΟΥ

Διπλωματούχου Φυσικού
του Εθνικού Καποδιστριακού Πανεπιστημίου Αθηνών

ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ:
ΕΥΘΥΜΙΟΣ ΔΙΑΡΟΚΑΠΗΣ
ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ Ε.Μ.Π.

Ιούλιος 2016



**ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗΣ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ**

**ΕΛΕΓΧΟΜΕΝΗ ΜΕΤΑΒΟΛΗ ΤΩΝ ΙΔΙΟΤΗΤΩΝ ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ
ΕΝΟΣ ΥΠΕΡΑΓΩΓΟΥ (ΥΑ) ΜΕ ΧΡΗΣΗ ΣΙΔΗΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΩΝ (ΣΜ)
ΣΥΣΤΑΤΙΚΩΝ: ΕΣΤΙΑΖΟΝΤΑΣ ΣΕ ΕΠΙΠΕΔΕΣ ΤΡΙΣΤΡΩΜΑΤΙΚΕΣ
ΝΑΝΟΔΟΜΕΣ ΤΥΠΟΥ ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ**

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ
ΕΙΡΗΝΗ Β. ΑΡΙΣΤΟΜΕΝΟΠΟΥΛΟΥ
Διπλωματούχου Φυσικού
του Εθνικού Καποδιστριακού Πανεπιστημίου Αθηνών

ΤΡΙΜΕΛΗΣ ΣΥΜΒΟΥΛΕΥΤΙΚΗ ΕΠΙΤΡΟΠΗ:

1. Ε. ΛΙΑΡΟΚΑΠΗΣ,
Καθηγ. Ε.Μ.Π. (Επιβλέπων)
2. Μ. ΠΙΣΣΑΣ,
Ερευν. Α Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. 'Δημόκριτος'
3. J. SANTAMARIA,
Καθηγ. Universidad Complutense de Madrid

ΕΠΤΑΜΕΛΗΣ ΣΥΜΒΟΥΛΕΥΤΙΚΗ ΕΠΙΤΡΟΠΗ:

1. Ε. ΛΙΑΡΟΚΑΠΗΣ,
Καθηγ. Ε.Μ.Π. (Επιβλέπων)
2. Μ. ΠΙΣΣΑΣ,
Ερευν. Α Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. 'Δημόκριτος'
3. J. SANTAMARIA,
Καθ. Universidad Complutense de Madrid
4. Δ. ΣΤΑΜΟΠΟΥΛΟΣ,
Αν. Καθηγ. Ε.Κ.Π.Α.
5. Δ. ΝΙΑΡΧΟΣ,
Ερευν. Α Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. 'Δημόκριτος'
6. Λ. ΤΣΕΤΣΕΡΗΣ,
Αν. Καθηγ. Ε.Μ.Π.
7. Γ. ΒΑΡΕΛΟΓΙΑΝΝΗΣ,
Αν. Καθηγ. Ε.Μ.Π.

Αθήνα, Ιούλιος 2016



**NATIONAL TECHNICAL UNIVERSITY OF ATHENS
SCHOOL OF APPLIED MATHEMATICAL
AND PHYSICAL SCIENCE**

**TAILORING THE TRANSPORT PROPERTIES OF A SUPERCONDUCTOR (SC)
BY MEANS OF FERROMAGNETIC (FM) TEMPLATES:
FOCUSING ON PLANAR FM/SC/FM NANOSTRUCTURES**

DISSERTATION

EIRINI V. ARISTOMENOPOULOU

Graduate Physicist
of National Kapodistrian University of Athens

SUPERVISSOR:
EFTHIMIOS LIAROKAPIS
PROFESSOR N.T.U.A.

July 2016



**NATIONAL TECHNICAL UNIVERSITY OF ATHENS
SCHOOL OF APPLIED MATHEMATICAL
AND PHYSICAL SCIENCE**

**TAILORING THE TRANSPORT PROPERTIES OF A SUPERCONDUCTOR (SC)
BY MEANS OF FERROMAGNETIC (FM) TEMPLATES:
FOCUSING ON PLANAR FM/SC/FM NANOSTRUCTURES**

DISSERTATION
EIRINI V. ARISTOMENOPOULOU
Graduate Physicist
of National Kapodistrian University of Athens

TREE-MEMBER ADVISORY COMMITTEE:

8. E. LIAROKAPIS,
Prof. N.T.U.A. (Supervisor)
9. M. PISSAS,
Resear. A N.C.S.R. 'Demokritos'
10. J. SANTAMARIA,
Prof. Universidad Complutense de Madrid

SEVEN-MEMBER ADVISORY COMMITTEE:

1. E. LIAROKAPIS,
Prof. N.T.U.A. (Supervisor)
2. M. PISSAS,
Resear. A N.C.S.R. 'Demokritos'
3. J. SANTAMARIA,
Prof. Universidad Complutense de Madrid
4. D. STAMOPOULOS,
Assoc. Prof. N.K.U.A.
5. D. NIARCHOS,
Resear. A N.C.S.R. 'Demokritos'
6. L. TSETSERIS,
Assoc. Prof. N.T.U.A.
7. G. VARELOGIANNIS,
Assoc. Prof. N.T.U.A.

Athens, July 2016

Περίληψη

Η παρούσα διδακτορική έρευνα εστιάζεται στην μελέτη των ιδιοτήτων μεταφοράς του υπεραγώγιμου υμενίου στις τριστρωματικές νανοδομές (TN) Σιδηρομαγνήτης/Υπεραγωγός/Σιδηρομαγνήτης (ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ) παρουσία παράλληλου εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Τα βασικά φαινόμενα που παρατηρούνται σε αυτές τις TNs είναι το φαινόμενο του υπεραγώγιμου διακόπτη-σπιν (superconducting spin-valve effect (sSVE)) και το φαινόμενο της υπεραγώγιμης μαγνητοαντίστασης (superconducting magnetoresistance effect (sMRE)). Τα sSVE και sMRE, παρόλο που είναι διαφορετικής φύσης, αναφέρονται στην τροποποίηση των ιδιοτήτων μεταφοράς του ΥΑ υμενίου και υποκινούνται από την *παράλληλη-στο-επίπεδο* και *κάθετη-στο-επίπεδο* συνιστώσα της μαγνήτισης των εξωτερικών ΣΜ υμενίων, αντίστοιχα. Αναλυτικές μετρήσεις της μαγνήτισης και της μαγνητοαντίστασης πραγματοποιήθηκαν σε TNs $\text{Co}(d_{\text{Co}})/\text{Nb}(d_{\text{Nb}})/\text{Co}(d_{\text{Co}})$ με πάχη $d_{\text{Co}}=10\text{-}200$ nm και $d_{\text{Nb}}=13\text{-}50$ nm. Η ανισοτροπία σχήματος (που είναι εξωγενής ιδιότητα των ΣΜ υμενίων) και ο μηχανισμός πόλωσης ανταλλαγής (που επιβάλλεται μέσω ενός επιπλέον αντισιδηρομαγνητικού υμενίου CoO που προστέθηκε σε επιλεγμένες TNs) χρησιμοποιήθηκαν για την κατανόηση των φυσικών μηχανισμών που σχετίζονται με τα φαινόμενα αυτά. Βασιζόμενοι σε πειραματικά δεδομένα ανακαλύψαμε τις παραμέτρους που επηρεάζουν την ένταση του sMRE, αυτές είναι: α) η δομή των μαγνητικών τομέων των ΣΜ υμενίων, β) η διαφορά των συνεκτικών πεδίων των εξωτερικών ΣΜ υμενίων, γ) η απόσταση των ΣΜ υμενίων και δ) η ποιότητα του ΥΑ υμενίου. Επιπλέον, σε TNs $\text{Co}/\text{Nb}/\text{Co}$ που αποτελούνται από παχιά υμένια Co , όπου κυριαρχεί η *κάθετη-στο-επίπεδο* μαγνητική ανισοτροπία, παρατηρήσαμε μια σημαντική επανείσοδο (reentrance) στην γραμμή του άνω κρίσιμου πεδίου του ΥΑ, $H_{c2}(T)$, στην περιοχή των μικρών πεδίων και σε θερμοκρασίες κοντά στην κρίσιμη θερμοκρασία. Αναφορικά με την βελτιστοποίηση του sMRE, προτείνουμε: α) ένα θεωρητικό μοντέλο που βασίζεται σε θεωρητικές προσομοιώσεις των εγκάρσιων διαφευγόντων διπολικών πεδίων, $H_{z,\text{dip}}$, που εμφανίζονται στο κέντρο των *κάθετων-στο-επίπεδο* μαγνητικών τομέων (MT) για ομογενή και ανομοιογενή μικρομαγνητικά χαρακτηριστικά (μαγνήτιση κόρου, M_{sat} και πλάτος MT, D_{MT}) και β) ένα φαινομενολογικό μοντέλο που βασίζεται σε πειραματικά δεδομένα και ενσωματώνει τις μακροσκοπικές παραμέτρους και τα μικροσκοπικά χαρακτηριστικά μεγέθη των ΥΑ (κρίσιμη θερμοκρασία ΥΑ, T_c , πλάτος υπεραγώγιμης μετάβασης, ΔT_c , μήκος συσχέτισης σε μηδέν θερμοκρασία, $\xi(0)$) και των ΣΜ (πλάτος των MT, D_{MT} και πλάτος των τοιχωμάτων των MT, D_{TMT}) συστατικών. Επίσης, βρήκαμε τις κρίσιμες παραμέτρους για τον διαχωρισμό του sSVE από το sMRE. Τέλος, ερευνήσαμε πώς οι ιδιότητες μεταφοράς των TN ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ μπορούν να εφαρμοστούν για το σχεδιασμό διατάξεων που έχουν ως βάση τον ΥΑ και λειτουργούν σε κρυογενικό περιβάλλον. Τα αποτελέσματα της παρούσας διατριβής αποδεικνύουν ξεκάθαρα την ελεγχόμενη μεταβολή των ιδιοτήτων μεταφοράς ενός ΥΑ με τη χρήση ΣΜ συστατικών και αναδεικνύουν τους φυσικούς μηχανισμούς που υποκινούν την εμφάνιση των sSVE και sMRE στις TNs ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ.

Abstract

The present PhD research focuses on the investigation of the transport properties of the superconducting interlayer in Ferromagnetic/Superconducting/Ferromagnetic (FM/SC/FM) trilayers (TLs) subjected in parallel external magnetic field. The basic phenomena that appear in these TLs are the superconducting spin-valve effect (sSVE) and the superconducting magnetoresistance effect (sMRE). The sSVE and the sMRE, though different in nature, refer to the modification of the SC interlayer's transport properties and are motivated by the *in-plane* and the *out-of-plane* magnetization components of the outer FM layers, respectively. Detailed magnetic and magnetoresistance measurements were conducted in numerous series of $\text{Co}(d_{\text{Co}})/\text{Nb}(d_{\text{Nb}})/\text{Co}(d_{\text{Co}})$ TLs with thicknesses $d_{\text{Co}}=10\text{-}200$ nm and $d_{\text{Nb}}=13\text{-}50$ nm. The shape anisotropy (extrinsic property of FM layers) and exchange bias mechanism (imposed through an antiferromagnetic CoO layer that was added in selected TLs) assisted in the understanding of the underlying physics that dominate these two phenomena. Based on comparative experimental evidences we uncovered the parameters that influence the sMRE magnitude, these are: the magnetic domain structure of the FM outer layers, the difference between the coercive fields of the FM outer layers, the distance between the outer FM layers, and the quality of the SC interlayer. Moreover, a noticeable reentrance of the upper-critical field line, $H_{c2}(T)$, in the regime of low fields and temperatures close to the critical temperature was evidenced in Co/Nb/Co TLs consisting of relatively thick Co layers in which *out-of-plane* magnetic domains (MDs) appear. Towards the optimization of the sMRE we propose: a) a theoretical model based on simulations of the transverse stray dipolar fields, $H_{z,\text{dip}}$ that stem from the center of the *out-of-plane* MDs for homogeneous and inhomogeneous micromagnetic characteristics (saturation magnetization, M_{sat} and width, D_{MDs}) and b) a phenomenological model based on experimental data that incorporates relevant macroscopic parameters and microscopic length scales of the SC (e.g. the zero-field critical temperature, T_c , the width of the superconducting transition, ΔT_c and the zero-temperature coherence length, $\xi(0)$) and FM (e.g. the width of MDs, D_{MDs} and the width of the MDWs (D_{MDWs})) structural units. In addition, we found the crucial parameters to distinguish the sMRE from sSVE. Finally, we investigated the transport properties of the Co/Nb/Co TLs under the aspect of their implementation as cryogenic devices utilizing either the sSVE or the sMRE. The results of the present dissertation clearly establish the modulation of the transport properties of a SC by means of FM templates and provide a thorough understanding of the physical mechanisms that motivate the observation of the sSVE and the sMRE in the FM/SC/FM TLs.

Acknowledgements

In this section I would like to express my acknowledgments to all the people who supported me during the years of my PhD. My PhD research has been conducted at the ‘Laboratory of Magnetic and Superconducting Materials’ hosted in the ‘Institute of Nanoscience and Nanotechnology’ (INN) of National Center of Scientific Research (NCRS) ‘Demokritos’.

Foremost, I would like to express my sincere gratitude to my supervisor Prof. Dimosthenis Stamopoulos for giving me the opportunity to work on this thesis. It should be stressed that Prof. D. Stamopoulos was an Associate Researcher in the INN during the first three years of my PhD research a fact that enlarges my gratitude for his absolute and solid supervision. His valuable and continuous advice regarding the organization of the experiments and his immense knowledge in the subject of my Thesis guided me towards a comprehensive study of the basic mechanisms related to FM/SC/FM hybrids. I am indebted to him for having introduced me to all the experimental techniques I used during my research (i.e. SQUID (magnetic and transport measurements), Sputtering, AFM, MFM, XRD). I would also like to thank him for his valuable help in solving various technical problems occurred in the lab during the experiments. Moreover, I am grateful for his comments and corrections on all kinds of scientific manuscripts (such as reports, abstracts for conferences etc) I had to write during the years of my PhD as well as for his advice regarding the writing of an article. In addition, I would like to thank him for his ‘contagious’ optimism and encouragement all along these years and for giving me the chance to travel abroad and participate in a significant number of conferences. Finally, I feel honored for the personal relationship we have developed over the years and for his advice on various aspects of everyday life.

I owe many thanks to Prof. Efthymios Liarokapis, Researcher A Michael Pissas and Prof. Jacobo Santamaria who gave me the honor to form the jury of my thesis. Specifically, I am thankful to Prof. Efthymios Liarokapis for the thoughtful critical reading of this thesis and for his helpful suggestions. I am indebted to Dr. Michael Pissas for many fruitful discussions and for sharing his knowledge and insight of physics with me all the years of my PhD. Finally, I would like to thank Prof. Jacobo Santamaria for the insightful comments he made to the work presented in this thesis and for his continued encouragement during my PhD studies. Moreover, I would like to thank Prof. J. Santamaria for the intriguing interaction we had during our visit at his laboratory in Madrid and at our meetings in conferences.

Many thanks should be addressed to Researcher A Dimitris Niarchos who gave me the opportunity to prepare all my samples at his Sputtering Laboratory. I would like to thank Researcher A Vasilis Psycharis for always having an open door for my questions regarding the XRD technique and having his XRD laboratory open for me. I am also grateful to Researcher Anastasios Lagogiannis for performing the RBS experiments on our behalf.

Special mention deserves to be made to Dr. Efthymios Manios for his valuable help during my first depositions with the sputtering technique. I would like to thank him for all the interesting scientific discussions we shared and the friendly support he gave me in many difficult circumstances.

I am thankful to the INN Technician Vasilis Vlessidis for his help in various technical problems occurred during my PhD and for the funny discussions we shared these years.

I am also very grateful to my parents for respecting my choices and encouraging me to pursue them all my life long. Without their tireless emotional, intellectual and financial support I could not have come this far. I also thank my sisters Zoe and Panagiota who were a source of serenity and joy during the years of this work. Finally, I would like to thank my husband Manos Zeibekis for his enthusiastic support, continuous understanding and encouraging through the years of my PhD.

Περιεχόμενα

Σκοπός και Περίγραμμα	i
Λίστα Συντομογραφιών	vii
Κεφάλαιο 1 Θεωρία της Υπεραγωγιμότητας και του Σιδηρομαγνητισμού	1
1.1 Εισαγωγή στην Υπεραγωγιμότητα	1
1.2 Εισαγωγή στον Σιδηρομαγνητισμό	3
Κεφάλαιο 2 Ανασκόπηση των υβριδικών νανοδομών Σιδηρομαγνήτης/Υπεραγωγός-ΣΜ/ΥΑ	7
Κεφάλαιο 3 Πειραματικές Τεχνικές	9
Κεφάλαιο 4 Υβριδικές νανοδομές Co/Nb	11
4.1 Δομικός χαρακτηρισμός των υβριδικών νανοδομών Co/Nb	11
4.2 Μορφολογικός χαρακτηρισμός των υβριδικών νανοδομών Co/Nb	11
4.3 Μαγνητικός και ηλεκτρικός χαρακτηρισμός των υβριδικών νανοδομών Co/Nb	12
Κεφάλαιο 5 Μαγνητική ανισοτροπία των υμενίων Co- Η ανισοτροπίας σχήματος και ο μηχανισμός Πόλωσης Ανταλλαγής	16
5.1 Η επίδραση της ανισοτροπίας σχήματος στην μαγνητική ανισοτροπία των υμενίων Co	16
5.2 Η επίδραση του μηχανισμού πόλωσης ανταλλαγής στην μαγνητική συμπεριφορά των υμενίων Co	18
Κεφάλαιο 6 Υπεραγωγίμη Μαγνητοαντίσταση που παρατηρείται στις TNς ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ-Εύρεση των εμπλεκόμενων παραμέτρων	20
6.1 Η επίδραση των φυσικών χαρακτηριστικών των εξωτερικών ΣΜ υμενίων στη μαγνητοαντίσταση των TN ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ	20
i. Η επίδραση της μαγνητικής ανισοτροπίας των ΣΜ υμενίων	20
a. Ο ρόλος της ανισοτροπίας σχήματος	20
b. Ο ρόλος του μηχανισμού πόλωσης ανταλλαγής	22
ii. Η επίδραση της διαφοράς των συνεκτικών πεδίων των εξωτερικών ΣΜ υμενίων	24
iii. Η επίδραση της απόστασης των εξωτερικών ΣΜ υμενίων	26
6.2 Η επίδραση μαγνητικής ανισοτροπίας των ΣΜ υμενίων στο άνω κρίσιμο πεδίο, $H_{c2}(T)$	29
6.3 Η επίδραση των φυσικών χαρακτηριστικών του ενδιάμεσου ΥΑ υμενίου στη μαγνητοαντίσταση των TN ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ	31
Κεφάλαιο 7 Βελτιστοποίηση του Φαινομένου Υπεραγωγίμης Μαγνητοαντίστασης	33
7.1 Αναλυτική σειρά N=14 TN Co(60nm)/Nb(15nm)/Co(60nm)	33
7.2 Αναλυτική σειρά N=15 TN Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm)	36
7.3 Συγκριτική μελέτη των δεδομένων μαγνητοαντίστασης των TNς Co/Nb/Co	39
7.4 Μοντέλα για τη βελτιστοποίηση του Φαινομένου Υπεραγωγίμης Μαγνητοαντίστασης	43

i. Θεωρητικό μοντέλο: Συνδυασμός του πλάτους των μαγνητικών τομέων με το πάχος του υπεραγωγίου υμενίου	43
ii. Πειραματικό μοντέλο: Συνδυασμός όλων των εμπλεκόμενων παραμέτρων	48
7.5 Η επιλεκτική εμφάνιση του Φαινομένου Υπεραγωγίμης Μαγνητοαντίστασης έναντι του Φαινομένου Υπεραγωγίμου Διακόπτη-Σπιν	52
Κεφάλαιο 8 Πιθανές εφαρμογές των TN ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ ως κρυογενικές διατάξεις	54
Συμπεράσματα	56
Αναφορές	62

Σκοπός και Περίγραμμα

Κατά τη διάρκεια των τελευταίων δεκαετιών οι υβριδικές νανοδομές Σιδηρομαγνήτης/Υπεραγωγός (ΣΜ/ΥΑ) έχουν προσελκύσει το ενδιαφέρον της επιστημονικής κοινότητας που μελετά τη Φυσική χαμηλών θερμοκρασιών, λόγω των πολυάριθμων φαινομένων που παρατηρούνται στις διάφορες εκδοχές τους [1-4]. Πιο συγκεκριμένα, η ενδελεχής μελέτη των τριστρωματικών νανοδομών (TN) ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ και των διστρωματικών νανοδομών (ΔΝ) ΣΜ/ΥΑ έχει αναδείξει πολυάριθμους φυσικούς μηχανισμούς όπως η υπεραγωγιμότητα σπιν-τριπλέτας (spin-triplet superconductivity), η σιδηρομαγνητική σύζευξη ανάμεσα στα ΣΜ και ΥΑ υμένια (ferromagnetic coupling between FM and SC layers), η υπεραγωγιμότητα στα μαγνητικά-τοιχώματα (domain-wall superconductivity), η ταλάντωση της κρίσιμης υπεραγωγίμης θερμοκρασίας με την μεταβολή του πάχους του ΣΜ (oscillatory behavior of SC critical temperature on the FM thickness) κτλ [5-10].

Ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζει η μελέτη της μαγνητοαντίστασης των υβριδίων ΣΜ/ΥΑ που υποβάλλονται σε παράλληλο, ως προς την επιφάνειά τους, μαγνητικό πεδίο. Πιο συγκεκριμένα, μελετήθηκε η τροποποίηση των ιδιοτήτων μεταφοράς του ΥΑ υμενίου λόγω της σύνθετης δράσης του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου και του πεδίου ανταλλαγής και/ή των διαφευγόντων πεδίων που παράγονται εσωτερικά από τα ΣΜ υμένια, η οποία έχει μελετηθεί στη βιβλιογραφία και αναφέρεται γενικά με τον όρο φαινόμενο της μαγνητοαντίστασης [11-31,42-44]. Πιο συγκεκριμένα, αναφορικά με την μαγνητική ανισοτροπία των εξωτερικών ΣΜ υμενίων, το φαινόμενο της μαγνητοαντίστασης διακρίνεται στο φαινόμενο του υπεραγωγίμου διακόπτη-σπιν (superconducting spin-valve effect (sSVE)) και στο φαινόμενο της υπεραγωγίμης μαγνητοαντίστασης (superconducting magnetoresistance effect (sMRE)).

Το sSVE εκδηλώνεται ως ένα αρνητικό βύθισμα της μαγνητοαντίστασης που παρατηρείται σε TN ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ παρουσία παράλληλου εξωτερικού μαγνητικού πεδίου και αποδίδεται στα πεδία ανταλλαγής (exchange fields) που πηγάζουν από τα εξωτερικά ΣΜ υμένια με *παράλληλη-στο-επίπεδο* μαγνητική ανισοτροπία [9,12-17]. Το sSVE δηλώνει την ενίσχυση της υπεραγωγιμότητας και εμφανίζεται πάντα στην περιοχή μαγνητικών πεδίων όπου τα εξωτερικά ΣΜ υμένια έχουν ‘αντιπαράλληλη’ διάταξη μαγνήτισης. Η συνθήκη αυτή εξασφαλίζεται περαιτέρω με τον μηχανισμό Πόλωσης Ανταλλαγής (ΠΑ) (Exchange Bias) που επιβάλλεται μέσω ενός αντισιδηρομαγνητικού (ΑΣΜ) υμενίου στο κάτω ΣΜ υμένιο, ώστε να εξασφαλίζεται η ‘παράλληλη’ και ‘αντιπαράλληλη’ διάταξη των μαγνήτισεων των εξωτερικών ΣΜ ανάλογα με την ένταση/κατεύθυνση του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Τα πεδία ανταλλαγής ‘διδιδύουν’ στο ενδιάμεσο ΥΑ υμένιο κατά ένα μικρό μήκος κοντά στην επιφάνεια ΣΜ/ΥΑ. Συνεπώς η υπεραγωγιμότητα καταστρέφεται σημαντικά στην ‘παράλληλη’ διάταξη (μέγιστο συνολικό πεδίο ανταλλαγής) ενώ διατηρείται στην ‘αντιπαράλληλη’ διάταξη (ελάχιστο συνολικό πεδίο ανταλλαγής). Επομένως, η σχετική διάταξη, ‘παράλληλη’ ή ‘αντιπαράλληλη’, των δύο πεδίων ανταλλαγής μπορεί να ελέγξει τον πληθυσμό των ζευγών ηλεκτρονίων Cooper στο εσωτερικό του ΥΑ.

Το sMRE εκδηλώνεται ως μια θετική κορυφή της μαγνητοαντίστασης που παρατηρείται σε TN ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ παρουσία παράλληλου εξωτερικού μαγνητικού πεδίου και αποδίδεται στα διαφεύγοντα πεδία (stray fields) που πηγάζουν από τα εξωτερικά ΣΜ υμένια με *κάθετη-στο-επίπεδο* μαγνητική ανισοτροπία [11,18-31,42-44]. Το sMRE δηλώνει την υποβάθμιση/καταστροφή της υπεραγωγιμότητας και εμφανίζεται πάντα στην περιοχή μαγνητικών πεδίων κοντά στα συνεκτικά πεδία των εξωτερικών ΣΜ υμενίων. Στο συνεκτικό πεδίο τα ΣΜ υμένια εμφανίζουν μαγνητικούς τομείς (MT) με *κάθετη-στο-επίπεδο* μαγνήτιση, που συνοδεύονται από κάθετα διαφεύγοντα πεδία τα οποία ευνοούν την εγκάρσια

μαγνητοστατική σύζευξη. Όταν ικανοποιείται αυτή η συνθήκη, τα διαφεύγοντα πεδία ‘διαπερνούν’ το ΥΑ υμένιο και η υπεραγωγιμότητα καταστρέφεται μερικώς (ξεπερνούν το κάτω κρίσιμο πεδίο του ΥΑ, $H_{c1}(T)$) ή ολικώς (ξεπερνούν το άνω κρίσιμο πεδίο του ΥΑ). Για το λόγο αυτό, ο όρος ‘stray fields scenario’ χρησιμοποιήθηκε στην ερμηνεία του sMRE που παρατηρείται στις TN ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ [19-21].

Οι δύο εκδοχές της μαγνητοαντίστασης είναι πολλά υποσχόμενες για εφαρμογές ως διατάξεις που έχουν ως βάση τον ΥΑ και λειτουργούν σε κρυογενικές συνθήκες [9-31,42,43,44]. Οι διατάξεις αυτές έχουν νάνο/μίκρο-μετρικές διαστάσεις, λειτουργούν σε χαμηλές θερμοκρασίες με σχετικά μικρά πεδία πόλωσης, έχουν εξαιρετικά μικρούς χρόνους απόκρισης και ανάλογα με την γεωμετρία τους (κυλινδρική συμμετρία, επίπεδη συμμετρία κτλ) παρουσιάζουν ενδιαφέρουσες ιδιότητες, οι οποίες μπορούν να χρησιμοποιηθούν σε διάφορες εφαρμογές (π.χ. παραγωγή υπερ-υψηλών μαγνητικών πεδίων, ανίχνευση εξαιρετικά μικρών μαγνητικών πεδίων, αποθήκευση δεδομένων κτλ). Ως εκ τούτου, οι διατάξεις με βάση τον ΥΑ έχουν ανανεώσει το επιστημονικό ενδιαφέρον τα τελευταία χρόνια.

Η παρούσα μελέτη εστιάζεται στην μελέτη των TN ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ με βασικό σκοπό την ενδελεχή μελέτη των sSVE και sMRE. Υπό αυτό το πρίσμα, μελετήσαμε TN $\text{Co}(d_{\text{Co}})/\text{Nb}(d_{\text{Nb}})/\text{Co}(d_{\text{Co}})$ με πάχη $d_{\text{Co}}=10-200$ nm και $d_{\text{Nb}}=13-50$ nm, οι οποίες παρασκευάστηκαν με την μέθοδο της μαγνητικά υποβοηθούμενης καθοδικής ιοντοβολής. Ως σιδηρομαγνητικό συστατικό χρησιμοποιήθηκε το Κοβάλτιο (Co) που είναι ένας τυπικός ΣΜ με κρίσιμη θερμοκρασία $T_c=1388$ K. Τα υμένια Co έχουν μελετηθεί διεξοδικά στη βιβλιογραφία και χαρακτηρίζονται από μακρο/μίκρο-σκοπικές μαγνητικές παραμέτρους, η μεταβολή των οποίων επιφέρει σημαντική αλλαγή στις ιδιότητές τους. Για τα υμένια Co η μαγνήτιση κόρου (M_{sat}) κυμαίνεται στο διάστημα $1300-1450$ emu/cm³, η σταθερά ανταλλαγής (A) λαμβάνει τιμές $15-30 \times 10^{-12}$ J/m, η μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία (K) είναι της τάξης $0.45-0.52 \times 10^6$ J/m³ (ενδογενείς παράμετροι) και η ανισοτροπία σχήματος (shape anisotropy) αλλάζει την μαγνήτιση του υμενίου από *κάθετη-στο-επίπεδο* σε *παράλληλη-στο-επίπεδο* καθώς το πάχος d_{Co} μειώνεται κάτω από ένα κρίσιμο πάχος $d_{\text{kp}}^{\text{ΣΜ}}$ που κυμαίνεται μεταξύ 40-60 nm [23-26,32-37]. Επιπλέον, προσθέτοντας ένα ΑΣΜ υμένιο μπορούμε μέσω της επιβολής του μηχανισμού ΠΑ να ενισχύσουμε την *παράλληλη-στο-επίπεδο* μαγνήτιση του ΣΜ υμενίου [38-41]. Για το λόγο αυτό προσθέσαμε σε επιλεγμένες TN ένα τυπικό ΑΣΜ λεπτό υμένιο το CoO που έχει χαρακτηριστική θερμοκρασία Neel $T_N=291$ K. Ως υπεραγωγίμο συστατικό χρησιμοποιήθηκε το Νιόβιο (Nb) που είναι ένας ΥΑ χαμηλής κρίσιμης θερμοκρασίας και έχει μελετηθεί διεξοδικά στη βιβλιογραφία [19-26,42]. Η ποιότητα των υμενίων Nb μπορεί να ελεγχθεί μεταβάλλοντας τις συνθήκες εναπόθεσης και κυμαίνεται από εξαιρετικά καθαρά υμένια που έχουν υψηλή κρίσιμη θερμοκρασία ($T_c=8.5$ K) και στενή υπεραγωγίμη μετάβαση ($\Delta T_c=20$ mK) έως σχετικά βρώμικα υμένια που έχουν χαμηλή κρίσιμη θερμοκρασία ($T_c=2.0$ K) και φαρδιά υπεραγωγίμη μετάβαση ($\Delta T_c=500$ mK). Μέσο της ελεγχόμενης μεταβολής της ποιότητας του ΥΑ υμενίου μπορούμε να ελέγξουμε τα μικροσκοπικά χαρακτηριστικά του, π.χ το μήκος συσχέτισης (ξ), τις γραμμές άνω/κάτω κρίσιμου πεδίου (H_{c2}/H_{c1}) και τη δύναμη καρφώματος (F_p).

Μεγάλη βαρύτητα δόθηκε στην εύρεση των παραμέτρων που επηρεάζουν τις ιδιότητες μεταφοράς των TN Co/Nb/Co. Επιπλέον, βασιζόμενοι σε συγκριτικά πειραματικά δεδομένα βρήκαμε τις προϋποθέσεις που πρέπει να ικανοποιούνται ώστε να μεγιστοποιείται η τιμή του sMRE. Επιγραμματικά αυτές είναι: α) η *κάθετη-στο-επίπεδο* δομή μαγνητικών τομέων (ΔMT) των ΣΜ υμενίων (εξασφαλίζεται για πάχη $d_{\text{Co}} > d_{\text{kp}}^{\text{ΣΜ}}=40-60$ nm), β) η συνύπαρξη των συνεκτικών πεδίων των εξωτερικών ΣΜ υμενίων (δηλ $H_c^{\text{κάτωCo}} \approx H_c^{\text{πάνωCo}}$ ή $\Delta H_c \approx 0$), γ) η σχετικά μικρή απόσταση των ΣΜ υμενίων (που ορίζεται από το πάχος του ΥΑ υμενίου το οποίο πρέπει να είναι στην περιοχή τιμών $17 \text{ nm} \leq d_{\text{Nb}} \leq 21 \text{ nm}$) και δ) η υψηλή ποιότητα του ΥΑ υμενίου (υποδηλώνεται ως μέγιστη τιμή T_c και ελάχιστη τιμή ΔT_c). Οι τρεις πρώτες

παράμετροι εξασφαλίζουν ισχυρή μαγνητοστατική σύζευξη ανάμεσα στα ΣΜ υμένια μέσω κάθετων διαφευγόντων πεδίων που ‘διαπερνούν’ το ενδιάμεσο ΥΑ υμένιο. Η τέταρτη παράμετρος υποδεικνύει ότι τα ΥΑ υμένια υψηλής ποιότητας είναι περισσότερο επιρρεπή σε διαδικασίες διάχυσης (dissipation processes) που οφείλονται στα κάθετα διαφεύγοντα πεδία και υποδηλώνονται μέσω της υποβάθμισης των υπεραγώγιμων ιδιοτήτων. Επίσης, μελετήσαμε τη σημαντική επίδραση της ΔMT των εξωτερικών ΣΜ υμενίων στην γραμμή του άνω κρίσιμου πεδίου του ΥΑ, $H_{c2}(T)$ για TNς $\text{Co}(d_{\text{Co}})/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(d_{\text{Co}})$ με πάχη $d_{\text{Co}}=10, 30, 60$ και 100 nm. Στις TN με ισχυρή *κάθετη-στο-επίπεδο* ΔMT ($d_{\text{Co}}=100$ nm $\gg d_{\text{kp}}^{\text{SM}}$) παρατηρήσαμε μια σημαντική επανείσοδο (reentrance) της καμπύλης $H_{c2}(T)$ στην περιοχή των μικρών πεδίων και σε θερμοκρασίες κοντά στην κρίσιμη θερμοκρασία. Η επανείσοδος της καμπύλης $H_{c2}(T)$ υποβαθμίζεται καθώς το πάχος d_{Co} μειώνεται και εξαφανίζεται τελείως για TN που αποτελούνται από λεπτά υμένια Co ($d_{\text{Co}}=10$ nm $\ll d_{\text{kp}}^{\text{SM}}$) στα οποία υπερισχύει η *παράλληλη-στο-επίπεδο* ΔMT [23,25,31]. Σε όλες τις περιπτώσεις, η δισδιάστατη συμπεριφορά (two-dimensional behavior) της γραμμής του άνω κρίσιμου πεδίου του ΥΑ, $H_{c2}(T)$ αποκαθίσταται για μεγάλες τιμές πεδίου και μικρές θερμοκρασίες, όπως αναμένεται θεωρητικά για υμένια πάχους $d_{\text{Nb}}=17$ nm.

Τα σημαντικά ευρήματα που εξήχθηκαν σχετικά με την βελτιστοποίηση του sMRE επιβεβαιώθηκαν περαιτέρω μέσω της συστηματικής μελέτης μεγάλων σειρών TN. Πιο συγκεκριμένα μελετήσαμε $N=14$ TN $\text{Co}(60\text{nm})/\text{Nb}(15\text{nm})/\text{Co}(60\text{nm})$ και $N=12$ TN $\text{Co}(100\text{nm})/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(100\text{nm})$ και επιβεβαιώσαμε την ισχυρή εξάρτηση του sMRE από την ποιότητα του ΥΑ και την διαφορά των συνεκτικών πεδίων των εξωτερικών ΣΜ υμενίων, ΔH_c . Επιπλέον, η συνολική εκτίμηση των δεδομένων του sMRE για όλες τις TN $\text{Co}/\text{Nb}/\text{Co}$ που μελετήθηκαν στα πλαίσια της διδακτορικής έρευνας επιβεβαίωσε την επίδραση της ΔMT στην τιμή του sMRE. Επίσης, μελετήσαμε την συσχέτιση ανάμεσα στη γραμμή του άνω κρίσιμου πεδίου, $H_{c2}(T)$, τη μαγνητοαντίσταση, $R(H)$ και τη μαγνήτιση, $m(H)$ για αντιπροσωπευτικές TNς.

Στην συνέχεια εστίασαμε στις TN $\text{Co}(d_{\text{Co}})/\text{Nb}/\text{Co}(d_{\text{Co}})$ με σχετικά παχιά υμένια Co ($d_{\text{Co}} > d_{\text{kp}}^{\text{SM}}$) με σκοπό να προτείνουμε κάποιες παραμέτρους γενικού χαρακτήρα για την βελτιστοποίηση του sMRE. Για το λόγο αυτό, αναζητήσαμε τη βέλτιστη σχέση ανάμεσα στο πλάτος των μαγνητικών τομέων (MT) και το πάχος του ΥΑ υμενίου. Πραγματοποιήσαμε θεωρητικές προσομοιώσεις των εγκάρσιων διαφευγόντων διπολικών πεδίων, H_{dip} που εμφανίζονται στο κέντρο των *κάθετων-στο-επίπεδο* MT για ομογενή και ανομοιογενή μικρομαγνητικά χαρακτηριστικά (μαγνήτιση κόρου, M_{sat} και πλάτος MT, D_{MT}). Τα θεωρητικά αποτελέσματα συγκρίθηκαν επιτυχώς με πειραματικά δεδομένα. Μέσω αυτής της μελέτης προέκυψαν σημαντικά συμπεράσματα, τα οποία συμπεριλαμβάνουμε σε ένα μοντέλο για τη βελτιστοποίηση του sMRE. Ακολούθως, βασίζομενοι σε πειραματικά δεδομένα που αναδεικνύουν την γραμμική συμπεριφορά (scaling) του sMRE, προτείνουμε μια συμπαγή φαινομενολογική σχέση που εμπεριέχει τις μακροσκοπικές παραμέτρους και τα μικροσκοπικά χαρακτηριστικά μεγέθη των ΥΑ (κρίσιμη θερμοκρασία ΥΑ, T_c , πλάτος υπεραγώγιμης μετάβασης, ΔT_c , μήκος συσχέτισης σε μηδέν θερμοκρασία, $\xi(0)$) και ΣΜ (πλάτος των MT, D_{MT} και πλάτος των τοιχωμάτων των MT, D_{TMT}) συστατικών των TN ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ. Η φαινομενολογική σχέση εξασφαλίζει τον σχεδιασμό TN με κατάλληλα χαρακτηριστικά ώστε να επιτυγχάνεται μέγιστο sMRE 100%. Τέλος, ερευνήσαμε τις παραμέτρους που ρυθμίζουν την επιλεκτική εμφάνιση του sSVE έναντι του sMRE στις TNς (CoO-) $\text{Co}/\text{Nb}/\text{Co}$ και βρήκαμε ότι καθοριστική δράση έχουν η μαγνητική ανισοτροπία και η διαφορά των συνεκτικών πεδίων των εξωτερικών ΣΜ υμενίων, ΔH_c . Υπό αυτό το πρίσμα, προτείνουμε ένα μοντέλο για το διαχωρισμό των sSVE και του sMRE που βασίζεται στην αντίθετη εξάρτηση που έχουν αυτά από το ΔH_c .

Τέλος, μελετήσαμε πώς οι ιδιότητες μεταφοράς των TN ΣΜ/YA/ΣΜ μπορούν να εφαρμοστούν για το σχεδιασμό διατάξεων που έχουν ως βάση τον YA και λειτουργούν σε κρυογενικό περιβάλλον [23,26,31]. Διαπιστώθηκε ότι οι δυο εκδοχές της μαγνητοαντίστασης, το sSVE και το sMRE, που παρατηρούνται στις TN ΣΜ/YA/ΣΜ μπορούν να ικανοποιήσουν τις βασικές αρχές λειτουργίας αισθητήρων μαγνητικού-πεδίου (cryogenic magnetic-field sensors), υπεραγωγίων διακοπών μαγνητικού-πεδίου (magnetic-field-controlled supercurrent switches) και υπεραγωγίων διακοπών-σπιν (superconducting spin-valves) που λειτουργούν σε κρυογενικό περιβάλλον.

Τα αποτελέσματα της παρούσας διατριβής αποδεικνύουν ξεκάθαρα την ελεγχόμενη μεταβολή των ιδιοτήτων μεταφοράς ενός υπεραγωγού με τη χρήση σιδηρομαγνητικών συστατικών. Τα πειραματικά δεδομένα που παρουσιάζονται παρέχουν μια εκ βάθρων κατανόηση των φυσικών μηχανισμών που υποκινούν την εμφάνιση των sSVE και sMRE στις TN ΣΜ/YA/ΣΜ, ενώ υποδεικνύουν τις βασικές παραμέτρους που πρέπει να πληρούνται για τη βελτιστοποίησή τους. Δεδομένου ότι η βελτιστοποίηση των sSVE και sMRE είναι μια ικανή και αναγκαία συνθήκη για την εφαρμογή των TN ΣΜ/YA/ΣΜ ως κρυογενικές διατάξεις, πιστεύουμε ότι η παρούσα μελέτη θα διεγείρει περαιτέρω το επιστημονικό ενδιαφέρον προς σχετικές θεματικές ενότητες.

Στο Κεφάλαιο 1 παρουσιάζονται οι βασικές αρχές της θεωρίας της Υπεραγωγιμότητας και του Σιδηρομαγνητισμού. Στο Κεφάλαιο 2 γίνεται μια σύντομη ανασκόπηση των σημαντικότερων θεωρητικών και πειραματικών μελετών που έχουν γίνει τις τελευταίες δεκαετίες σχετικά με τις υβριδικές νανοδομές ΣΜ/ΥΣ. Στο Κεφάλαιο 3 παρουσιάζονται οι πειραματικές τεχνικές που χρησιμοποιήθηκαν για την παρασκευή και τον χαρακτηρισμό των δειγμάτων. Το Κεφάλαιο 4 εστιάζεται στον δομικό και μορφολογικό χαρακτηρισμό των TN ΣΜ/YA/ΣΜ και των 'δομικών μονάδων' τους (δηλ. των μονοστρωματικών νανοδομών (MN) Co και Nb και των ΔN Co/Nb και Nb/Co). Επιπλέον, παρουσιάζονται δεδομένα μεταφοράς και μαγνήτισης για επιλεγμένες TN ΑΣΜ/ΣΜ/YA/ΣΜ και αναλύονται οι φυσικοί μηχανισμοί των φαινομένων sSVE και sMRE. Συνεχίζοντας, στο Κεφάλαιο 5 ερευνούμε θεωρητικά την μαγνητική ανισοτροπία και την ΔMT MN Co με το ελεύθερο λογισμικό Object Oriented MicroMagnetic Framework. Επίσης, μελετήσαμε πειραματικά την μαγνητική ανισοτροπία των TN Co/Nb/Co με μαγνητικές μετρήσεις στο μαγνητόμετρο υπεραγωγίμης κβαντικής συμβολής 5,5 T και την ΔMT του πάνω υμενίου Co των TN Co/Nb/Co με την τεχνική της Μικροσκοπίας Μαγνητικής Δύναμης. Επιπλέον, ερευνήσαμε την επίδραση του μηχανισμού ΠΑ στη μαγνητική συμπεριφορά των TN CoO-Co/Nb/Co. Το Κεφάλαιο 6 εστιάζεται στην λεπτομερή μελέτη των δεδομένων μαγνήτισης και μαγνητοαντίστασης των TN (CoO-)Co(d_{Co})/Nb(d_{Nb})/Co(d_{Co}) με προσεκτικά επιλεγμένα πάχη Co, d_{Co} και Nb, d_{Nb} . Πιο συγκεκριμένα, ερευνήσαμε τις παραμέτρους που επηρεάζουν τις ιδιότητες μεταφοράς των αυτών των TN. Τα σημαντικά συμπεράσματα που εξήχθηκαν στο Κεφάλαιο 6 επιβεβαιώνονται περαιτέρω στο Κεφάλαιο 7 μέσω της μελέτης μεγάλων σειρών TN Co/Nb/Co (N=14 TN Co(60nm)/Nb(15nm)/Co(60nm) και N=15 TN Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm)). Επιπλέον, εστίασαμε την μελέτη μας σε TN Co(d_{Co})/Nb/Co(d_{Co}) που αποτελούνται από παχιά υμένα Co ($d_{Co} > d_{kp}^{SM}$) και παρουσιάζουμε δύο μοντέλα για την βελτιστοποίηση του sMRE, ένα θεωρητικό και ένα πειραματικό. Τέλος, προτείνουμε ένα μοντέλο για την επιλεκτική εμφάνιση του sMRE έναντι του sSVE. Στο Κεφάλαιο 8 προτείνουμε πιθανές εφαρμογές των TN Co/Nb/Co ως κρυογενικές διατάξεις αξιοποιώντας τα φαινόμενα sSVE και sMRE. Στο τέλος της διατριβής παρουσιάζουμε λεπτομερώς τα συμπεράσματα που εξήχθηκαν.

References

- [1] Buzdin, A. I., *Rev. Mod. Phys.* **77**, 935 (2005)
- [2] Bulaevskii, L. N., Buzdin, A. I., Kulić, M. L., Panjukov, S. V., *Adv. Phys.* **34**, 175 (1985)
- [3] Bergeret, F. S., Volkov, A. F., Efetov, K. B., *Rev. Mod. Phys.* **77**, 1321 (2005)
- [4] Izyumov, Y. A., Proshin, Y. N., Khusainov, M. G., *Phys. Usp.* **45**, 109 (2002)
- [5] Keizer, R. S., Goennenwein, S. T. B., Klapwijk, T. M., Miao, G., Xiao, G., Gupta, A., *Nature (London)* **439**, 825 (2006)
- [6] Stamopoulos, D., Moutis, N., Pissas, M., Niarchos, D., *Phys. Rev. B* **72**, 212514 (2005)
- [7] Zdravkov, V., Sidorenko, A., Obermeier, G., Gsell, S., Schreck, M., Muller, C., Horn, S., Tidecks, R., Tagirov, L. R., *Phys. Rev. Lett.* **97**, 057004 (2006)
- [8] Stamopoulos, D., Manios, E., Pissas, M., *Phys. Rev. B* **75**, 014501 (2007)
- [9] Leksin, P. V., Garifyanov, N. N., Garifullin, I. A., Schumann, J., Kataev, V., Schmidt, O. G., Buchner, B., *Phys. Rev. Lett.* **106**, 067005 (2011)
- [10] Buzdin, A. I., Bulaevskii, L. N., Panyukov, S. V., *Sov. Phys. JETP* **60**, 174 (1984)
- [11] Ryazanov, V. V., Oboznov, V. A., Prokofiev, A. S., Dubonos, S. V., *JETP Lett.* **77**, 39 (2003)
- [12] Gu, J. Y., You, C.-Y., Jiang, J. S., Pearson, J., Bazaliy, Y. B., Bader, S. D., *Phys. Rev. Lett.* **89**, 267001 (2002)
- [13] Pena, V., Sefrioui, Z., Arias, D., Leon, C., Santamaria, J., Martinez, J. L., Te Velthuis, S. G. E., Hoffmann, A., *Phys. Rev. Lett.* **94**, 057002 (2005)
- [14] Nemes, N. M., García-Hernández, M., te Velthuis, S. G. E., Hoffmann, A., Visani, C., Garcia-Barriocanal, J., Peña, V., Arias, D., Sefrioui, Z., Leon, C., Santamaría, J., *Phys. Rev. B* **78**, 094515 (2008)
- [15] Moraru, I. C., Pratt, Jr. W. P., Birge, N. O., *Phys. Rev. Lett.* **96**, 037004 (2006)
- [16] Rusanov, A. Y., Habraken, S., Aarts, J., *Phys. Rev. B* **73**, 060505(R) (2006)
- [17] Miao, G.-X., Yoon, K., Santos, T. S., Moodera, J. S., *Phys. Rev. Lett.* **98**, 267001 (2007)
- [18] Steiner, R., Ziemann, P., *Phys. Rev. B* **74**, 094504 (2006)
- [19] Stamopoulos, D., Manios, E., Pissas, M., *Phys. Rev. B* **75**, 184504 (2007)
- [20] Stamopoulos, D., Manios, E., Pissas, M., *Supercond. Sci. Technol.* **20**, 1205 (2007)
- [21] Stamopoulos, D., Manios, E., Pissas, M., *Exchange Biased and Plain Superconducting Ferromagnetic Layered Hybrids* (Nova Science Publishers, New York, 2009)
- [22] Stamopoulos, D., Aristomenopoulou, E., Manios, E., Niarchos, D., *J. Supercond. Novel Magn.* **26**, 1931 (2013)
- [23] Stamopoulos, D., Aristomenopoulou, E., Lagogiannis, A., *Supercond. Sci. Technol.* **27**, 095008 (2014)
- [24] Stamopoulos, D., Aristomenopoulou, E., Manios, E., *Appl. Phys. Lett.* **105**, 112602 (2014)
- [25] Stamopoulos, D., Aristomenopoulou, E., *J. Appl. Phys.* **116**, 233908 (2014)
- [26] Stamopoulos, D., Aristomenopoulou, E., *J. Supercond. Novel Magn.* **28**, 2321 (2015)
- [27] Zhu, J., Cheng, X., Boone, C., Krivorotov, I. N., *Phys. Rev. Lett.* **103**, 027004 (2009)
- [28] Hwang, T. J., Oh, S., Kim, D. H., *IEEE Trans. Magn.* **45**, 4899 (2009)
- [29] Hwang, T. J., Kim, D. H., Oh, S., *IEEE Trans. Magn.* **46**, 235 (2010)
- [30] van Zalk, M., Veldhorst, M., Brinkman, A., Aarts, J., Hilgenkamp, H., *Phys. Rev. B* **79**, 134509 (2009)
- [31] Stamopoulos, D., Aristomenopoulou, E., *Sci. Rep.* **5**, 13420 (2015)

- [32] Donnet, D. M., Krishnan, K. M., Yajima, Y., J. Phys. D: Appl. Phys. **28**, 1942 (1995)
- [33] Hehn, M., Padovani, S., Ounadjela, K., Bucher, J. P., Phys. Rev. B **54**, 3428 (1996)
- [34] Brandenburg, J., Huhne, R., Schultz, L., Neu, V., Phys. Rev. B **79**, 054429 (2009)
- [35] Gil, W., Gorlitz, D., Horisberger, M., Kotzler, J., Phys. Rev. B **72**, 134401 (2005)
- [36] Girt, E., Huttema, W., Mryasov, O. N., Montoya, E., Kardasz, B., Eyrich, C., Heinrich, B., Dobin, A. Yu., Karis, O., J. Appl. Phys. **109**, 07B765 (2011)
- [37] Virost, F., Favre, L., Hayn, R., Kuz'min, M. D., J. Phys. D: Appl. Phys. **45**, 405003 (2012)
- [38] Nogués, J., Schuller, I. K., J. Magn. Magn. Mater. **192**, 203 (1999)
- [39] Gokemeijer, N.J., Cai, J.W., Chien, C.L., Phys. Rev. B **60**, 3330 (1999)
- [40] Binek, Ch., Polisetty, S., He, X., Berger, A., Phys. Rev. Lett. **96**, 067021 (2006)
- [41] Binek, Ch., He, X., Polisetty, S., Phys. Rev. B. **72**, 054408 (2005)
- [42] Stamopoulos, D., Supercond. Sci. Technol. **19**, 652 (2006)
- [43] Aristomenopoulou, E., Zeibekis, M., Stamopoulos, D., J. Alloys Compd. **664**, 732 (2016)
- [44] Aristomenopoulou, E. Zeibekis, M. Stamopoulos, D., J. Appl. Phys. **119**, 093904 (2016)

Λίστα Συντομογραφιών

σιδηρομαγνήτης	ΣΜ
υπεραγωγός	ΥΑ
αντισιδηρομαγνήτης	ΑΣΜ
τριστρωματική νανοδομή	TN
διστρωματική νανοδομή	ΔN
μονοστρωματική νανοδομή	ΜΔ
πόλωσης ανταλλαγής	ΠΑ
περιθλασιμετρία ακτίνων/X-Ray Diffraction	XRD
μικροσκοπίας ατομικής δύναμης/atomic force microscopy	AFM
μικροσκοπίας μαγνητικής δύναμης/magnetic force microscopy	MFM
φασματοσκοπίας οπισθοσκέδασης/rutherford backscattering spectroscopy	RBS
μαγνητόμετρο υπεραγώγιμης κβαντικής συμβολής/superconducting quantum interference device	SQUID
object oriented micromagnetic framework	OOMMF
τοπογραφική τραχύτητα/magnetic roughness	MRa
μαγνητική τραχύτητα/magnetic roughness	TRa
μαγνητικοί τομείς	MT
τοιχώματα μαγνητικών τομέων	TMT
δομή των μαγνητικών τομέων	ΔMT
φαινόμενο υπεραγώγιμου διακόπτη-σπιν/superconducting spin-valve effect	sSVE
φαινόμενο θετικής μαγνητοαντίστασης/superconducting magnetoresistance effect	sMRE
φαινόμενο γιγαντιαίας μαγνητοαντίστασης/giant magnetoresistance effect	GMT
φαινόμενο μαγνητοαντίστασης σήραγγας/tunneling magnetoresistance effect	TMR

Κεφάλαιο 1

Θεωρία της Υπεραγωγιμότητας και του Σιδηρομαγνητισμού

Στο κεφάλαιο αυτό γίνεται μια πολύ περιληπτική εισαγωγή των βασικών παραμέτρων της Υπεραγωγιμότητας και του Σιδηρομαγνητισμού που αφορούν την μελέτη των TN Σιδηρομαγνήτης/Υπεραγωγός/ Σιδηρομαγνήτης (ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ) που είναι ο βασικός σκοπός της παρούσας διατριβής. Περισσότερες πληροφορίες για τη θεωρία της Υπεραγωγιμότητας και του Σιδηρομαγνητισμού καθώς και της συνύπαρξης αυτών στην διεπιφάνεια ΣΜ/ΥΑ μπορούν να βρεθούν στο Chapter 1 και στις αναφορές που βρίσκονται εκεί.

1.1 Εισαγωγή στην Υπεραγωγιμότητα

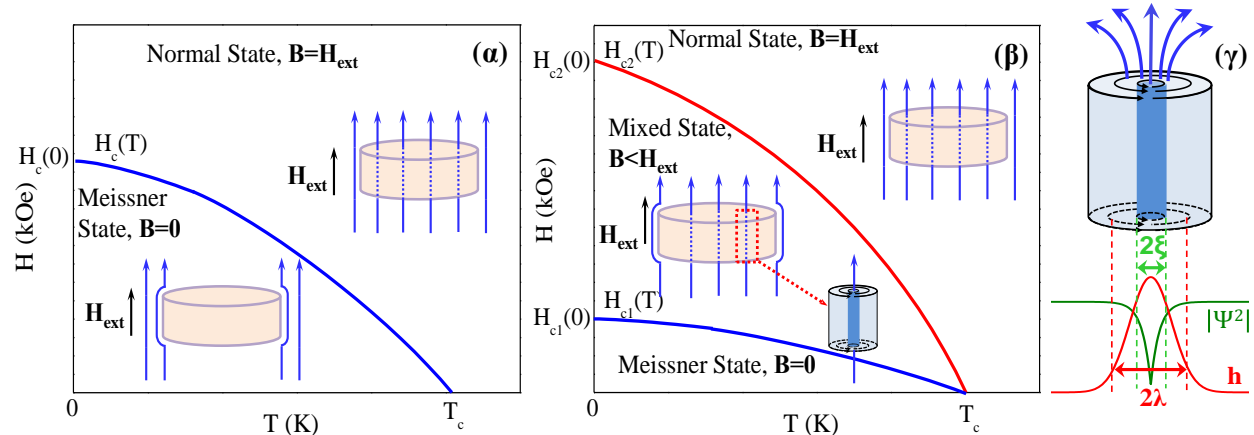
Η υπεραγωγιμότητα είναι η ιδιότητα ορισμένων υλικών να εμφανίζουν μηδενική αντίσταση κάτω από μια κρίσιμη θερμοκρασία που συμβολίζεται με T_c (ιδανικός αγωγός). Μια δεύτερη ιδιότητα της υπεραγωγιμότητας είναι το φαινόμενο Meissner. Πιο συγκεκριμένα, όταν ένας υπεραγωγός (ΥΑ) ψυχθεί σε θερμοκρασίες μικρότερες από την κρίσιμη θερμοκρασία παρουσία μαγνητικού πεδίου τότε η μαγνητική επαγωγή στο εσωτερικό του μηδενίζεται (ιδανικός διαμαγνήτης). Τονίζουμε ότι το φαινόμενο Meissner δεν σχετίζεται με το μηδενισμό της ηλεκτρικής αντίστασης στην υπεραγωγίμη κατάσταση.

Οι ΥΑ χωρίζονται σε δύο μεγάλες κατηγορίες (ΥΑ τύπου I και ΥΑ τύπου II) όσον αφορά τη συμπεριφορά τους μέσα σε μαγνητικό πεδίο. Στις Εικόνες 1.1 (α) και (β) παρουσιάζουμε το διάγραμμα φάσης για ένα ΥΑ τύπου I και ένα ΥΑ τύπου II, αντίστοιχα. Σε αυτά τα διαγράμματα έχουμε λάβει υπόψη ότι ο ΥΑ έχει τοποθετηθεί μέσα σε εξωτερικό μαγνητικό πεδίο παράλληλο στην επιφάνειά του.

Εστιάζοντας στους ΥΑ τύπου I, Εικόνα 1.1 (α), παρατηρούμε δύο περιοχές στο διάγραμμα φάσης. Για θερμοκρασίες και μαγνητικά πεδία (T, H_{e2}) πάνω από την κρίσιμη γραμμή $H_c(T)$, ο ΥΑ βρίσκεται στην κανονική κατάσταση όπου το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο εισχωρεί στο εσωτερικό του όπως φαίνεται στο ένθετο σχήμα. Αντίθετα, για θερμοκρασίες και μαγνητικά πεδία (T, H_{e1}) κάτω από την κρίσιμη γραμμή $H_c(T)$, ο ΥΑ συμπεριφέρεται σαν ένας τέλειος διαμαγνήτης απωθώντας πλήρως το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο από το εσωτερικό του. Η κατάσταση αυτή λέγεται κατάσταση Meissner και φαίνεται στο αντίστοιχο ένθετο σχήμα.

Εστιάζοντας στους ΥΑ τύπου II, Εικόνα 1.1 (β), παρατηρούμε τρεις περιοχές στο διάγραμμα φάσης. Πιο συγκεκριμένα παρατηρούμε δύο κρίσιμες γραμμές, την γραμμή κάτω κρίσιμου πεδίου, $H_{c1}(T)$ και την γραμμή άνω κρίσιμου πεδίου, $H_{c2}(T)$. Για θερμοκρασίες και μαγνητικά πεδία (T, H_{e2}) κάτω από την γραμμή κάτω κρίσιμου πεδίου, $H_{c1}(T)$, ο ΥΑ συμπεριφέρεται σαν ένας τέλειος διαμαγνήτης απωθώντας πλήρως το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο από το εσωτερικό του (κατάσταση Meissner), ενώ για θερμοκρασίες και πεδία πάνω από την γραμμή άνω κρίσιμου πεδίου, $H_{c2}(T)$, ο ΥΑ βρίσκεται στην κανονική κατάσταση (αντίστοιχα ένθετα της Εικόνας 1.1 (β)). Για θερμοκρασίες και μαγνητικά πεδία (T, H_{e1}) μεταξύ των γραμμών κάτω κρίσιμου πεδίου, $H_{c1}(T)$ και άνω κρίσιμου πεδίου, $H_{c2}(T)$, ο ΥΑ βρίσκεται στην μεικτή κατάσταση. Στην μεικτή κατάσταση το μαγνητικό πεδίο εισέρχεται στο εσωτερικό του ΥΑ υπό μορφή σωλήνων μαγνητικής ροής (magnetic flux) οι οποίοι ονομάζονται φλαξόνια (vortex) (ένθετο της Εικόνας 1.1 (β) και Εικόνα 1.1 (γ)). Τα φλαξόνια δημιουργούνται από δίνες υπερ-ρεύματος και θεωρούνται ανεξάρτητες μαγνητικές οντότητες με διάμετρο 2ξ . Το μήκος ξ ονομάζεται μήκος

συσχέτισης (coherence length). Το κάθε φλαξόνιο φέρει ένα κβάντο μαγνητικής ροής, $\Phi_0 = hc/e^*$. Ο πυρήνας του φλαξονίου ορίζεται ως η περιοχή όπου η τοπική πυκνότητα των υπεραγωγίων ηλεκτρονίων n_s μηδενίζεται ή ισοδύναμα η περιοχή στην οποία η παράμετρος τάξης της υπεραγωγιμότητας $|\Psi|^2$ μηδενίζεται ($|\Psi|^2 = n_s/2$). Το μαγνητικό πεδίο, h είναι μέγιστο στο κέντρο του φλαξονίου και μειώνεται εκθετικά μέχρι την απόσταση λ . Το μήκος λ ονομάζεται μήκος διείσδυσης (penetration depth). Τα φλαξόνια σε ιδανικό ΥΑ τύπου Ι διατάσσονται σε εξαγωγικό πλέγμα με πλεγματική σταθερά a (κατάσταση Abrikosov). Όσο αυξάνουμε το εξωτερικό πεδίο, H_{ext} , η πυκνότητα των φλαξονίων αυξάνεται με αποτέλεσμα την αύξηση της πλεγματικής σταθεράς a . Περισσότερες πληροφορίες για την Υπεραγωγιμότητα μπορούν να βρεθούν στο Chapter 1.1 και στις αναφορές που αναφέρονται εκεί.



Εικόνα 1.1: Διάγραμμα φάσης για υπεραγωγό (α) τύπου Ι και (β) τύπου ΙΙ. Οι ένθετες σχηματικές αναπαραστάσεις δείχνουν τον ΥΑ στην κανονική κατάσταση, στην μεικτή κατάσταση και στην κατάσταση Meissner και παρουσιάζονται στις αντίστοιχες περιοχές του διαγράμματος φάσης για κάθε περίπτωση. Στο πάνελ (γ) παρουσιάζεται σχηματικά η δομή του φλαξονίου.

Λεπτά υπεραγωγία υμένια

Η μελέτη των λεπτών υπεραγωγίων υμενίων παρουσιάζει μεγάλο ενδιαφέρον λόγω των σημαντικά διαφοροποιημένων ιδιοτήτων που έχουν σε σύγκριση με τους κλασικούς ΥΑ τριών διαστάσεων (bulk). Αν υποθέσουμε έναν ΥΑ παραλληλεπίπεδου σχήματος με μήκος x , πλάτος y και πάχος d_{YA} , τότε ο όρος λεπτό υμένιο υποδηλώνει ότι η μία διάσταση, για παράδειγμα το πάχος, έχει τόσο μικρή τιμή που θεωρείται αμελητέα σε σύγκριση με τις άλλες δύο διαστάσεις (x και y). Όταν το πάχος του υμενίου d_{YA} γίνει συγκρίσιμο με τα χαρακτηριστικά μήκη της υπεραγωγιμότητας (ξ και λ) οι υπεραγωγίες ιδιότητες τροποποιούνται σημαντικά. Πέρα από τα χαρακτηριστικά μήκη της υπεραγωγιμότητας (ξ και λ) σημαντική αλλαγή υφίσταται και η μέση ελεύθερη διαδρομή των ηλεκτρονίων, l (electron-mean free path). Η μέση ελεύθερη διαδρομή l είναι ουσιαστικά η μέση απόσταση στην οποία ταξιδεύει το ηλεκτρόνιο μέσα στον ΥΑ η οποία καθορίζεται από τις ατέλειες του πλέγματος (lattice imperfections/dislocations) αλλά και από τοπικές προσμίξεις (point/correlated-like impurities).

Για την μελέτη των ΥΑ υμενίων ορίζουμε δύο περιοχές με βάση τη σχέση που έχουν το ενδογενές μήκος συσχέτισης ξ_0 και η μέση ελεύθερη διαδρομή, l . Για $l >> \xi_0$ ορίζουμε το υπεραγωγίο ‘καθαρό’ όριο (‘clean’ limit) και για $l \ll \xi_0$ ορίζουμε το υπεραγωγίο ‘βρώμικο’ όριο (‘dirty’ limit). Στην περιοχή ‘βρώμικου’ ορίου τα $\xi(T)$ και $\lambda(T) \equiv \lambda_{eff}(T)$ εξαρτώνται από το l . Οι εκφράσεις των $\xi(T)$ και $\lambda(T) \equiv \lambda_{eff}(T)$ κοντά στο T_c είναι [1,2]

$$\xi(T) = 0.855 \sqrt{\frac{\xi_0 \ell}{1 - (T/T_c)}} \quad \text{και} \quad \lambda_{\text{eff}}(T) = \lambda(0) \sqrt{\frac{\xi_0 / 1.33 \ell}{1 - (T/T_c)^4}} \quad (1.1)$$

όπου οι σταθερές έχουν καθοριστεί από την θεωρία BCS στην προσέγγιση $T \approx T_c$. Οι σχέσεις (1.1) δείχνουν πως η αύξηση του l αυξάνει το λ_{eff} μειώνει το ξ .

2D-3D Συμπεριφορά

Μια άλλη κατηγοριοποίηση των ΥΑ γίνεται όταν το πάχος d_{YA} είναι ίδιας τάξης μεγέθους με το $\xi(T)$. Το ΥΑ υμένιο συμπεριφέρεται ως τρισδιάστατος ΥΑ (three-dimensional (3D)) όταν $d_{YA} > \xi(T)$ και ως δισδιάστατος (two-dimensional (2D)) όταν $d_{YA} < \xi(T)$. Η μετάβαση από 3D σε 2D γίνεται όταν τα d_{YA} και $\xi(T)$ γίνονται ίσα. Η γραμμή του άνω κρίσιμου πεδίου, $H_{c2}(T)$ αντικατοπτρίζει την διαφορετική συμπεριφορά για την 3D και 2D περίπτωση όπως φαίνεται από τις εκφράσεις της γραμμής του άνω κρίσιμου πεδίου, $H_{c2}(T)$ για ένα ομογενές ΥΑ υμένιο στο 'βρώμικο' όριο σύμφωνα με τον Ketterson [4] είναι

$$H_{c2}^{3D}(T) = \frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0} \cdot \frac{1}{\xi^2(T)} \quad \text{και} \quad H_{c2}^{2D}(T) = \frac{\sqrt{12}\Phi_0}{2\pi\mu_0} \cdot \frac{1}{d_{YA}\xi(T)} \quad (1.2)$$

Η τροποποίηση του $H_{c2}^{2D}(T)$ βασίζεται στην αντικατάσταση του $\xi^2(T)$ με το γινόμενο $\xi_{\parallel}(T) \cdot \xi_{\perp}(T)$, όπου το $\xi_{\perp}(T)$ αντικαθίσταται από τον παράγοντα, $d_{YA}/\sqrt{12}$ για την 2D συμπεριφορά του ΥΑ (το εξωτερικό πεδίο $H_{e\xi}$ εφαρμόζεται παράλληλα στην επιφάνεια του υμενίου).

1.2 Εισαγωγή στον Σιδηρομαγνητισμό

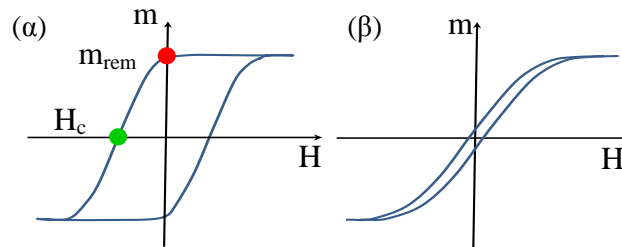
Σιδηρομαγνητικά ονομάζονται τα υλικά που μαγνητίζονται έντονα παρουσία εξωτερικού μαγνητικού πεδίου και διατηρούν μη μηδενική μαγνήτιση μετά την απομάκρυνση του πεδίου. Η μαγνήτιση μηδενίζεται απότομα σε μία συγκεκριμένη θερμοκρασία η οποία ονομάζεται κρίσιμη θερμοκρασία Curie, T_c . Για θερμοκρασίες μεγαλύτερες $T > T_c$, η αυθόρμητη μαγνήτιση εξαφανίζεται και το υλικό συμπεριφέρεται ως παραμαγνητικό.

Τα σιδηρομαγνητικά υλικά χαρακτηρίζονται για τη μη αντιστρεπτή και μη γραμμική απόκριση της μαγνήτισής τους, m όταν βρεθούν μέσα σε ένα εξωτερικό μαγνητικό πεδίο, H . Ο βρόχος υστέρησης ενός ΣΜ περιγράφει την συνολική μαγνήτισή του σαν συνάρτηση του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου, H . Σημειώνουμε ότι η μαγνήτιση δεν εξαρτάται μόνο από το H αλλά και από την μαγνητική ιστορία του υλικού. Επιπλέον, η μαγνητική επαγωγή B του υλικού δίνεται από την σχέση $\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{m}$. Η μέγιστη μαγνήτιση του ΣΜ ονομάζεται μαγνήτιση κόρου (saturation magnetization, m_{sat}) και αποκτάται όταν εφαρμόσουμε εξωτερικό μαγνητικό πεδίο μεγαλύτερο από ένα κρίσιμο πεδίο που καλείται πεδίο κόρου (saturation field, H_{sat}). Όταν το εξωτερικό πεδίο μειώνεται στο μηδέν από μια μεγάλη τιμή πάνω από το H_{sat} , ο ΣΜ αποκτά μόνιμη μαγνήτιση την οποία ονομάζουμε παραμένουσα μαγνήτιση (remanent magnetization, m_{rem}). Αν συνεχίσουμε να μειώνουμε την τιμή του εξωτερικού πεδίου η μαγνήτιση θα μειώνεται μέχρι να μηδενιστεί ($m=0$). Συνεκτικό πεδίο, H_c ονομάζεται το πεδίο που απαιτείται για το μηδενισμό της μαγνήτισής του ΣΜ.

Στην Εικόνα 1.2 (α)-(γ) παρουσιάζουμε τους βρόχους υστέρησης, $m(H)$, για (α) ένα σκληρό σιδηρομαγνήτη και (β) ένα μαλακό σιδηρομαγνήτη. Τα σκληρά ΣΜ υλικά (Εικόνα 1.2 (α)) χαρακτηρίζονται από μεγάλες τιμές έντασης του συνεκτικού πεδίου H_c και υψηλή υπολειπόμενη μαγνήτιση οπότε οι βρόχοι υστέρησης έχουν μεγάλο εύρος (μερικά kOe) και ύψος αντίστοιχα. Τα σκληρά ΣΜ υλικά είναι πολύ δύσκολο να απομαγνητισθούν εφόσον έχουν ήδη μαγνητισθεί γι' αυτό και

χαρακτηρίζονται ως μόνιμοι μαγνήτες. Τυπικά σκληρά ΣΜ υλικά είναι τα κράματα Al-Ni-Co, τα κράματα σπάνιων γαιών, τα κράματα Nd-Fe-B και τα κράματα Fe-Cr-Co. Τα μαλακά ΣΜ υλικά (Εικόνα 1.2 (β)) μαγνητίζονται και απομαγνητίζονται εύκολα, ενώ παρουσιάζουν ‘στενούς’ βρόχους υστέρησης (μερικά Oe) και μικρές τιμές έντασης του συνεκτικού πεδίου H_c . Οι ενεργειακές απώλειες σε ένα μαλακό ΣΜ υλικό οφείλονται στην ενέργεια που δαπανάται για την μετατόπιση των σιδηρομαγνητικών περιοχών κατά τη μαγνήτιση και απομαγνήτισή του.

Για την ερμηνεία του φαινομένου του σιδηρομαγνητισμού, το 1906 ο Weiss [3] πρότεινε πως απουσία μαγνητικού πεδίου το ΣΜ υλικό διαιρείται σε μαγνητικούς τομείς (MT). Μέσα σε κάθε MT οι ατομικές μαγνητικές διπολικές ροπές είναι μεταξύ τους προσανατολισμένες (λόγω αλληλεπιδράσεων σε μοριακό επίπεδο μεταξύ των μαγνητικών διπόλων) οπότε ο κάθε MT θεωρείται αυθόρμητα μαγνητισμένος προς μια κατεύθυνση. Ωστόσο, ο προσανατολισμός των διαφόρων MT είναι τυχαίος, ούτως ώστε η συνολική μαγνήτιση του ΣΜ να είναι μηδέν. Όταν εφαρμόζουμε ένα μικρό εξωτερικό μαγνητικό πεδίο, τότε οι MT με μαγνήτιση ίδιας κατεύθυνσης με το πεδίο μεγαλώνουν, ενώ οι MT με μαγνήτιση αντίθετης κατεύθυνσης από αυτή του πεδίου μειώνονται. Καθώς το πεδίο αυξάνεται έχουμε αύξηση των MT με μαγνήτιση στην κατεύθυνση του εξωτερικού πεδίου μέχρι το πεδίο κόρου, H_{sat} . Για τιμές του μαγνητικού πεδίου $H \geq H_{sat}$ η μαγνήτιση όλων των MT προσανατολίζονται σχεδόν παράλληλα σε αυτό. Περισσότερες πληροφορίες για τον Σιδηρομαγνητισμό μπορούν να βρεθούν στο Chapter 1.2 και στις αναφορές που αναφέρονται εκεί.



Εικόνα 1.2: Βρόχοι υστέρησης για (α) ένα σκληρό σιδηρομαγνήτη, (β) ένα μαλακό σιδηρομαγνήτη και (γ) ένα παραμαγνητικό υλικό. Ο κόκκινος κύκλος δείχνει την παραμένουσα μαγνήτιση, m_{rem} , ενώ ο πράσινος κύκλος δείχνει το συνεκτικό πεδίο, H_c .

Σιδηρομαγνητικά υμένια με κάθετη-στο-επίπεδο μαγνητική ανισοτροπία

Τη δεκαετία του 1960 οι Kooy και Enz [4] πρότειναν ένα μοντέλο για να εξηγήσουν τους MT που παρατηρούνται στα σιδηρομαγνητικά υμένια με *κάθετη-στο-επίπεδο* μαγνητική ανισοτροπία. Το μοντέλο αυτό υποθέτει την εμφάνιση MT με τη μορφή λεπτών λωρίδων που έχουν *κάθετη-στο-επίπεδο* μαγνήτιση με διαδοχικό προσανατολισμό ‘πάνω’ και ‘κάτω’. Η δημιουργία τέτοιας μορφής MT συνεπάγεται την ελαχιστοποίηση της ενέργειας των διαφευγόντων πεδίων και της ενέργειας των τοιχωμάτων των MT (περισσότερες πληροφορίες στο Chapter 1.2). Ιδιαίτερη σημασία στο μοντέλο των Kooy και Enz έχουν οι αδιάστατες παράμετροι: παράγοντας ποιότητας Q και χαρακτηριστικό μήκος λ_c που δίνονται από τις σχέσεις

$$Q = \frac{K}{2\pi M_{sat}^2} \quad (1.3)$$

$$\lambda_c = \frac{\sigma_{MDWS}}{2Kd_{FM}} \quad (1.4)$$

Ο παράγοντας ποιότητας Q περιγράφει την ενδογενή τάση του ΣM υμενίου να έχει είτε *κάθετη-στο-επίπεδο* είτε *παράλληλη-στο-επίπεδο* μαγνήτιση. Όταν $Q \ll 1$ η μαγνήτιση είναι *παράλληλη-στο-επίπεδο* και στην επιφάνεια του ΣM υμενίου υπάρχουν μεγάλοι MT ακανόνιστου σχήματος, ενώ όταν $Q \gg 1$ η μαγνήτιση γίνεται *κάθετη-στο-επίπεδο* οπότε στην επιφάνεια του ΣM υμενίου εμφανίζονται στενές λωρίδες με *κάθετη-στο-επίπεδο* μαγνήτιση. Για την περίπτωση που ο παράγοντας Q ισούται με μονάδα, ο ΣM εμφανίζει ασθενείς λωρίδες ακριβώς πάνω από ένα κρίσιμο πάχος $d_{cr}^{\Sigma M}$ (λόγο ανισοτροπίας σχήματος). Στην περίπτωση αυτή, παρ' όλο που η συνολική μαγνήτιση του υμενίου είναι *παράλληλη-στο-επίπεδο* εμφανίζονται λωρίδες με *κάθετη-στο-επίπεδο* μαγνήτιση [5-8].

Η φυσική παράμετρος που καθορίζει το τη δομή των μαγνητικών τομέων στα ΣM υμένια είναι τα τοιχώματα των MT (TMT). Το πλάτος και η ενέργεια των TMT μπορούν να υπολογιστούν από τις σχέσεις (βλέπε τις εργασίες [7,8] και τις αναφορές που βρίσκονται σε αυτές)

$$D_{TMT} = \pi \left[\sqrt{A/K} \right]^{1/2} \quad \text{και} \quad \sigma_{TMT} = 2\pi \left[A K \right]^{1/2} \quad (1.5)$$

όπου σ_{TMT} η ενέργεια των TMT , A η σταθερά ανταλλαγής (magnetic stiffness) και K η μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία (magnetocrystalline anisotropy).

Για την περίπτωση λωρίδων με ισχυρή *κάθετη-στο-επίπεδο* μαγνήτιση, όπου $Q > 1$, το πλάτος των MT , D_{MT} , δίνεται από τη σχέση [4,5,9-11]

$$D_{MT} = \frac{1}{2} \left[2\pi^2 \sigma_{TMT} \left(1 + \sqrt{\mu} \right) / \left(16M_{sat}^2 \epsilon \right) \right]^{1/2} \cdot d_{\Sigma M}^{1/2} \quad (1.6)$$

όπου $\mu = 1 + 2\pi M_{sat}^2 / K = 1 + Q^{-1}$, M_{sat} η μαγνήτιση κόρου και ϵ είναι ένας αριθμητικός παράγοντας πολύ κοντά στη μονάδα. Αν η σχέση (1.6) εκφραστεί σαν συνάρτηση του πλάτους των TMT , D_{TMT} και με αντικατάσταση του μ παίρνουμε

$$D_{MD} = \frac{1}{2} \left[\left(\pi^3 / 2 \right) D_{MDW} \left(1 + \sqrt{(Q+1)/Q} \right) (Q/\epsilon) \right]^{1/2} \cdot d_{FM}^{1/2}. \quad (1.8)$$

Το κρίσιμο πάχος που καθορίζει την ύπαρξη των MT με *κάθετη-στο-επίπεδο* μαγνήτιση δίνεται από τη σχέση [9]

$$d_{cr}^{FM} \approx 6.8 \sigma_{TMT} \left(M_{sat} / K \right)^2 \quad (1.9)$$

Για την περίπτωση των ασθενών λωρίδων με *κάθετη-στο-επίπεδο* μαγνήτιση, όπου $Q < 1$, το κρίσιμο πάχος δίνεται από τη σχέση [10]

$$d_{cr}^{FM} \approx (D_{MDW} / \pi) (1/Q) ((27 + 37Q)(1-Q)/2)^{1/2}. \quad (1.10)$$

Τέλος, το εύρος και την ένταση των διαφευγόντων διπολικών πεδίων, H_{dip} πάνω από *κάθετους-στο-επίπεδο* MT διατεταγμένους περιοδικά, οι οποίοι εκτείνονται στο άπειρο κατά μήκος του άξονα y και έχουν μαγνήτιση κόρου, M_{sat} κατά μήκος του άξονα z υπολογίζεται μέσω της σχέσης [12]

$$H_{z,dip}(x,z) = \sum_{n=0}^{\infty} M_{sat} \frac{(-1)^n}{(2n+1)} \left[1 - \exp\left(- (2n+1) 2\pi \frac{d_{\Sigma M}}{2D_{MT}}\right) \right] \times \exp\left(- (2n+1) 2\pi \frac{z}{2D_{MT}}\right) \cos\left((2n+1) 2\pi \frac{x}{2D_{MT}}\right). \quad (1.11)$$

Η συνιστώσα x διαφοροποιείται μόνο ως προς τον τελευταίο όρο $\cos((2n+1)\pi x/D_{MT})$ που αντικαθίσταται με $\sin((2n+1)\pi x/D_{MT})$, ενώ η συνιστώσα y είναι μηδέν για λόγους συμμετρίας [12]. Η εξίσωση (1.11) δίνει σημαντικές πληροφορίες για την κατανομή της συνιστώσας z , η οποία είναι η εγκάρσια συνιστώσα, $H_{z,dip}$ των διαφευγόντων διπολικών πεδίων πάνω από μια περιοδική δομή *κάθετων-στο-επίπεδο* MT οι

οποίοι είναι ομοιογενείς καθώς έχουν μονοσήμαντα ορισμένη μαγνήτιση κόρου, M_{sat} και σταθερό πλάτος D_{MT} και έχει χρησιμοποιηθεί για τις θεωρητικές προσομοιώσεις που παρουσιάζονται στο Κεφάλαιο 7.4.ι.

Αναφερόμενοι στο Co, που μελετήθηκε στο πλαίσιο της Διδακτορικής Διατριβής, η μαγνήτιση κόρου, m_{sat} κυμαίνεται 1300-1450 emu/cm³, η σταθερά ανταλλαγής, A παίρνει τιμές στο διάστημα 15-30 10^{-12} J/m, η μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία, K είναι της τάξης 0.45- 0.52 10^6 J/m³, η ενέργεια των TMT, σ_{TMT} είναι 20-25 erg/cm² και η ανισοτροπία σχήματος έχει κρίσιμο πάχος $d_{\text{κρ}}^{\Sigma\text{M}}=30-50$ nm [4,10].

Κεφάλαιο 2

Ανασκόπηση των υβριδικών νανοδομών Σιδηρομαγνήτης/Υπεραγωγός-ΣΜ/ΥΑ

Οι υβριδικές νανοδομές ΣΜ/ΥΑ έχουν μελετηθεί διεξοδικά τις τελευταίες δεκαετίες είτε θεωρητικά είτε πειραματικά [13-16]. Μελέτες που πραγματοποιήθηκαν την δεκαετία του 1969 [17-21] είχαν αναδείξει ότι στις τριστρωματικές νανοδομές (TN) ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ η διάταξη της *παράλληλης-στο-επίπεδο* μαγνήτισης των εξωτερικών ΣΜ υμενίων επιδρά σημαντικά στις ιδιότητες μεταφοράς του ΥΑ υμενίου. Υπό αυτό το πρίσμα, το 1999 οι Buzdin et al [22] και Tagirov [23] μελέτησαν θεωρητικά τις TN ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ και πρότειναν ένα μηχανισμό για την ερμηνεία της λειτουργίας του υπεραγωγίου διακόπτη-σπιν που βασίζεται στην διάταξη της *παράλληλης-στο-επίπεδο* μαγνήτισης των εξωτερικών ΣΜ υμενίων. Σε αυτές τις μελέτες προτάθηκε ότι τα πεδία ανταλλαγής (exchange fields) που πηγάζουν από την ‘αντιπαράλληλη’ ευθυγράμμιση των εξωτερικών ΣΜ εισέρχονται στο ΥΑ υμένιο και αλληλοαναιρούνται ενυπάρχοντας τις υπεραγωγίες ιδιότητες, καθώς τα δύο ηλεκτρόνια του ζεύγους Cooper έχουν ‘αντιπαράλληλα’ σπιν. Αντίθετα, όταν τα πεδία ανταλλαγής πηγάζουν από την παράλληλη ευθυγράμμιση των εξωτερικών ΣΜ προστίθενται μεταξύ τους στο εσωτερικό του ΥΑ υμενίου και υποβαθμίζουν τις υπεραγωγίες ιδιότητες, καθώς συντελούν στο σπάσιμο των ζευγών Cooper. Το φαινόμενο του υπεραγωγίου διακόπτη-σπιν παρατηρήθηκε πειραματικά λίγα χρόνια αργότερα από τους Gu et al. [24] μέσω πειραμάτων που έκαναν σε TN $[\text{Ni}_{82}\text{Fe}_{18}\text{-Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}]/\text{Nb}/[\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}\text{-Ni}_{82}\text{Fe}_{18}]$. Αυτά τα πειράματα έδειξαν ότι η κρίσιμη υπεραγωγική θερμοκρασία T_c αποκτά μεγαλύτερη τιμή όταν τα εξωτερικά ΣΜ υμενία έχουν ‘αντιπαράλληλες’ μαγνητίσεις. Επίσης, οι Potenza et al. [25] και I. C. Moraru et al [26] μελέτησαν ένα σημαντικό αριθμό TN CuNi/Nb/CuNi και TN Ni/Nb/Ni, αντίστοιχα και παρατήρησαν ακόμα μεγαλύτερη αύξηση της κρίσιμης υπεραγωγικής θερμοκρασίας, T_c για ‘αντιπαράλληλη’ διάταξη των μαγνητίσεων των εξωτερικών ΣΜ υμενίων σε σύγκριση με την κρίσιμη υπεραγωγική θερμοκρασία στην ‘παράλληλη’ διάταξη. Η επίδραση της *παράλληλης-στο-επίπεδο* μαγνήτισης των ΣΜ υμενίων στην μαγνητοαντίσταση των TN ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ που αποτελούνται από ΥΑ υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ και ΣΜ υψηλής πολικότητας-σπιν $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ μελετήθηκε διεξοδικά και από τον J. Santamaria και του συνεργάτες του [27,28]. Σε αυτές τις εργασίες παρατηρήθηκε ότι η μαγνητοαντίσταση παρουσίαζε αύξηση όταν τα εξωτερικά ΣΜ υμενία είχαν ‘αντιπαράλληλη’ μαγνήτιση. Τα ευρήματα αυτά δηλώνουν ότι η αντισιδηρομαγνητική διάταξη της *παράλληλης-στο-επίπεδο* μαγνήτισης των ΣΜ υμενίων ισοδυναμεί με μείωση της κρίσιμης υπεραγωγικής θερμοκρασίας [29] και είναι αντίθετα από τα αποτελέσματα των [22-26].

Στις εργασίες αυτές [17-28] δεν είχε διερευνηθεί η συνεισφορά της *κάθετης-στο-επίπεδο* μαγνήτισης των εξωτερικών ΣΜ υμενίων που, όπως αποδείχθηκε από τους Steiner et al. [30] το 2006 και τους Sürgers et al. [31,32] και Stamopoulos et al. [33] το 2007, επιδρά σημαντικά στις ιδιότητες μεταφοράς του ΥΑ υμενίου στις TN ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ. Λίγα χρόνια νωρίτερα, το 2000 οι Thomas et al. [34] μελέτησαν TN ΣΜ/Μη-Μαγνήτης/ΣΜ και αναφέρθηκαν στη μαγνητοστατική σύζευξη που δημιουργείται μεταξύ των εξωτερικών ΣΜ υμενίων λόγω της παρουσίας έντονων διαφευγόντων πεδίων που εμφανίζονται στα TMT κατά την αντιστροφή της μαγνήτισης. Ομοίως οι [30-33] έδειξαν ότι τα εγκάρσια διαφεύγοντα πεδία που πηγάζουν από την ΔMT, που εμφανίζεται στα ΣΜ υμενία σε μαγνητικά πεδία κοντά στο συνεκτικό πεδίο, υποκινούν τις σημαντικές μεταβολές της μαγνητοαντίστασης που παρατηρείται στις TN ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ. Πιο συγκεκριμένα, οι Steiner και Ziemann [30] μελέτησαν

πειραματικά TN ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ και ΔΝ ΣΜ/ΥΑ αποτελούμενες από Co, Fe and Nb και πραγματοποίησαν μικρομαγνητικές προσομοιώσεις αποδεικνύοντας ότι οι κορυφές της μαγνητοαντίστασης σχετίζονται με τα διαφεύγοντα πεδία που εμφανίζονται κοντά στο συνεκτικό πεδίο των/του ΣΜ υμενίων/υμενίου. Στην ίδια κατεύθυνση, οι A. Sürgers et al. [31,32] μελέτησαν TN ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ αποτελούμενες από ΣΜ υμένα με *κάθετη-στο-επίπεδο* και *παράλληλη-στο-επίπεδο* μαγνήτιση και ανέφεραν σκεδάσεις-σπιν στις διεπιφάνειες ΣΜ/ΥΑ και ΥΑ/ΣΜ (spin-dependent scattering). Την ίδια περίοδο, οι Stamopoulos et al. [33,35,36] πραγματοποίησαν πειράματα σε TN NiFe/Nb/NiFe που βρίσκονταν σε απλή κατάσταση και σε κατάσταση όπου είχε επιβληθεί ο μηχανισμός πόλωσης ανταλλαγής. Οι TN NiFe/Nb/NiFe έδειξαν μία σημαντική αύξηση της μαγνητοαντίστασης ($\Delta R/R_{\text{nor}} \approx 50\%$) που αποδόθηκε στην κάθετη μαγνητοστατική σύζευξη των εξωτερικών ΣΜ υμενίων NiFe, η οποία γίνεται μέσω των *κάθετων-στο-επίπεδο* διαφευγόντων πεδίων κοντά στο συνεκτικό πεδίο. Πιο συγκεκριμένα, πραγματοποίησαν πειράματα μέτρησης της κάθετης και παράλληλης συνιστώσας της μαγνήτισης, για εξωτερικό πεδίο παράλληλο προς στην επιφάνεια του δείγματος, τα οποία έδειξαν ότι ένα σημαντικό μέρος της μαγνήτισης στρίβει *κάθετα-στο-επίπεδο* κοντά στο συνεκτικό πεδίο H_c . Ως εκ τούτου ο ΥΑ συμπεριφέρεται διαμαγνητικά ως προς το νέο πεδίο που δημιουργείται από τα διαφεύγοντα πεδία των ΣΜ και όχι ως προς το εξωτερικό πεδίο που είναι παράλληλο [33]. Τα πειραματικά δεδομένα των [33,35,36] εξήγησαν την ποσοστιαία αύξηση της μαγνητοαντίστασης και εισήγαγαν το ‘stray fields scenario’ ως τον υποκείμενο φυσικό μηχανισμό. Ανάλογα πειράματα μέτρησης της κάθετης και παράλληλης συνιστώσας της μαγνήτισης σε TN NiFe/Nb/NiFe πραγματοποιήθηκαν από τους S. Oh [37-40] τα οποία επιβεβαίωσαν το ‘stray fields scenario’. Πιο συγκεκριμένα, μελέτησαν γέφυρες (bridges) NiFe/Nb/NiFe και παρατήρησαν ότι, τα φαινόμενα μαγνητοαντίστασης εξαρτιόνταν από τον σχετικό προσανατολισμό της διεύθυνσης του προτιμητέου άξονα της μαγνήτισης (magnetization easy axis) και της κατεύθυνσης του εφαρμοζόμενου ρεύματος (το οποίο εξαρτιόταν από τον προσανατολισμό της γέφυρας). Η σημαντική συνεισφορά των διαφευγόντων πεδίων στην μαγνητοαντίσταση έχει τονιστεί και από τους M. van Zalk [41] και J. Zhu et al [42] μέσω πειραμάτων σε διστρωματικές (ΔΝς) και TNς $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3/\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ και NiFe/Nb, αντίστοιχα.

Κεφάλαιο 3

Πειραματικές Τεχνικές

Όλες οι νανοδομές (τριστρωματικές νανοδομές, TNs, διστρωματικές νανοδομές, ΔNs και μονοστρωματικές νανοδομές, MNs) που μελετήθηκαν στο πλαίσιο της παρούσας διατριβής παρασκευάστηκαν με την τεχνική της μαγνητικά υποβοηθούμενης καθοδικής ιοντοβολής (magnetron sputtering). Οι εναποθέσεις έγιναν σε υποστρώματα Si [001] [Montco Silicon Technologies, WRS Materials, CA, USA] και [Siegert Wafer GmbH, Aachen, Germany] μέσα σε περιβάλλον αερίου Ar (καθαρότητας 99.999%) με χρήση της συσκευής Edwards 306A [Edwards, Sanborn, NY, USA]. Στις εναποθέσεις χρησιμοποιήθηκαν στόχοι Nb και Co υψηλής καθαρότητας (99.90-99.98%) [Materion, OH, USA] και [Yixing Kexing Alloy Material Co., LTD, Jiangsu, China]. Οι εναποθέσεις των ΥΑ υμενίων Nb πραγματοποιήθηκαν με ιοντοβολή συνεχούς τάσης (dc-sputtering) υπό ισχύ 46 W και πίεση Ar 3 mTorr, ενώ οι εναποθέσεις των ΣΜ υμενίων Co πραγματοποιήθηκαν με ιοντοβολή εναλλασσόμενης τάσης (rf-sputtering) υπό ισχύ 30 W και πίεση αερίου Ar 3 mTorr. Σε επιλεκτικά δείγματα εναποθέσαμε επίσης αντισιδηρομαγνητικά υμένια CoO με ιοντοβολή εναλλασσόμενης τάσης (rf-sputtering) υπό ισχύ 30 W σε περιβάλλον οξυγόνου (re-active sputtering) χρησιμοποιώντας έναν συγκεκριμένο στόχο Co. Εκμεταλλευόμενοι την εύκολη οξείδωση του Νιοβίου πραγματοποιήσαμε εκτεταμένες προ-εναποθέσεις προκειμένου να βελτιώσουμε το κενό του θαλάμου (στην κλίμακα των 10^{-7} Torr) ώστε να εξασφαλίσουμε την υψηλή ποιότητα των υμενίων Nb. Επιπλέον, οι παρατεταμένες προ-εναποθέσεις με τον στόχο Nb συνοδεύονταν από ψύξη του θαλάμου με χρήση μιας χειροποίητης κρυο-παγίδας υγρού αζώτου, διαδικασία που βελτιώνει το κενό του θαλάμου επιπλέον κατά μια τάξη μεγέθους, φτάνοντας την κλίμακα των 10^{-8} Torr. Τονίζουμε πως όλες οι εναποθέσεις πραγματοποιήθηκαν σε θερμοκρασία δωματίου χωρίς την εφαρμογή εξωτερικού μαγνητικού πεδίου, ενώ δεν έγινε κάποιο πρωτόκολλο θερμικής ανόπτησης είτε στα υποστρώματα είτε στα τελικά δείγματα.

Ο μαγνητικός χαρακτηρισμός των TN πραγματοποιήθηκε σε μαγνητόμετρο υπεραγωγικής κβαντικής συμβολής 5,5 T (Superconducting Quantum Interference Device-SQUID) [Quantum Design, San Diego, CA, USA]. Οι μαγνητικές μετρήσεις έγιναν σε θερμοκρασίες $2 \text{ K} \leq T \leq 300 \text{ K}$. Το μαγνητικό πεδίο στις μαγνητικές μετρήσεις εφαρμόστηκε άλλοτε παράλληλα και άλλοτε κάθετα στην επιφάνεια των νανοδομών. Οι μετρήσεις μαγνητοαντίστασης πραγματοποιήθηκαν μέσα στο SQUID εφαρμόζοντας ένα συνεχές ρεύμα μεταφοράς ($I_{dc}=0.5-1.0 \text{ mA}$) μέσω της πηγής ρεύματος Keithley 224 Source [Keithley, Cleveland, Ohio, USA] και μετρώντας την τάση με τη βοήθεια ενός πολύμετρου Hewlett-Packard 3457A [Hewlett Packard, Palo Alto, CA, USA]. Τονίζουμε ότι οι ηλεκτρικές μετρήσεις έγιναν με την τυπική μέθοδο τεσσάρων ευθύγραμμων σημείων ενώ το ρεύμα, I_{dc} , ήταν πάντα κάθετο στο μαγνητικό πεδίο. Το μαγνητικό πεδίο στις ηλεκτρικές μετρήσεις εφαρμόστηκε πάντοτε παράλληλα στην επιφάνεια των νανοδομών.

Για τη μελέτη της δομής των MT των ΣΜ υμενίων πραγματοποιήθηκαν πειράματα με την τεχνική της Μικροσκοπίας Μαγνητικής Δύναμης (Magnetic Force Microscopy-MFM). Τα πειράματα MFM πραγματοποιήθηκαν με το μικροσκόπιο σάρωσης ακίδας Solver PRO [NT-MDT Co, Moscow, Russia] χρησιμοποιώντας ακίδες πυριτίου MULTI75M-G [Budget Sensors, Sofia, Bulgaria] με επίστρωση Co που είχαν τυπικές παραμέτρους, ακτίνα ακίδας κάτω από 60 nm, σταθερά επαναφοράς $=3 \text{ Nm}^{-1}$ και συχνότητα συντονισμού $=75 \text{ kHz}$. Οι ακίδες μαγνητιζόνταν πριν από κάθε μέτρηση με εφαρμογή μαγνητικού πεδίου 3 kOe που είχε κατεύθυνση κατά μήκος του άξονα της ακίδας. Η μέθοδος διπλής-

διέλευσης που χρησιμοποιήθηκε επέτρεπε την καταγραφή του τοπογραφικού ύψους (πρώτη διέλευση με τη μέθοδο της ημι-επαφής μεταξύ του δείγματος και της ακίδας) και της μαγνητικής φάσης (δεύτερη διέλευση με τη μέθοδο της μη-επαφής μεταξύ του δείγματος και της ακίδας). Όλα τα πειράματα MFM πραγματοποιήθηκαν σε θερμοκρασία δωματίου είτε απουσία εξωτερικού μαγνητικού πεδίου, για να ερευνηθεί η κατάσταση αυθόρμητης μαγνήτισης (as-prepared state) είτε στην κατάσταση απομαγνήτισης (demagnetized state), για να ερευνηθεί η ΔMT στο συνεκτικό πεδίο (coercive state), είτε παρουσία εξωτερικού μαγνητικού πεδίου για να ερευνηθεί η κατάσταση κόρου (saturation state). Τα απεικονιστικά αποτελέσματα είχαν τη βέλτιστη ακρίβεια όταν οι παράμετροι σάρωσης καθορίζονταν μεταξύ: συχνότητα σάρωσης γραμμών = 1.5-2.5 Hz, περιοχή = $0.5 \times 0.5-30 \times 30 \mu\text{m}^2$ και αριθμός γραμμών ανά εικόνα = 256-512.

Η μορφολογική μελέτη των επιφανειών των διάφορων MNων, ΔNων και TNων έγινε με την τεχνική της Μικροσκοπίας Ατομικής Δύναμης (Atomic Force Microscopy-AFM). Τα πειράματα AFM έγιναν επίσης με το μικροσκόπιο σάρωσης ακίδας Solver PRO με τη μέθοδο απλής-διέλευσης και ημι-επαφής μεταξύ του δείγματος και της ακίδας. Χρησιμοποιήθηκαν ακίδες πυριτίου NCHR [Nano and More GmbH, Wetzlar, Germany] με τυπικές παραμέτρους, ακτίνα ακίδας κάτω από 12 nm, σταθερά επαναφοράς = 42 Nm^{-1} και συχνότητα συντονισμού = 320 kHz. Οι παράμετροι σάρωσης καθορίζονταν μέσα στα όρια που αναφέρθηκαν ωστόσο για τις μετρήσεις MFM προκειμένου να πάρουμε βέλτητα απεικονιστικά αποτελέσματα.

Ο δομικός τους χαρακτηρισμός πραγματοποιήθηκε με Περιθλασιμετρία ακτίνων-X (X-Ray Diffraction-XRD). Περαιτέρω μελέτη της μορφολογίας των επιφανειών και διεπιφανειών των διάφορων νανοδομών έγινε επίσης με την τεχνική της Φασματοσκοπίας Οπισθοσκέδασης (Rutherford Backscattering Spectrometry-RBS). Επιπλέον, επικουρικές πληροφορίες για την ΔMT των ΣΜ υμενίων κοβαλτίου Co εξήχθησαν από θεωρητικές προσομοιώσεις σε MNs $\text{Co}(\text{d}_{\text{Co}})$ που έγιναν με το ελεύθερο λογισμικό Object Oriented MicroMagnetic Framework (OOMMF), το οποίο βασίζεται στην εξίσωση των Landau-Lifshitz-Gilbert για τους σιδηρομαγνήτες.

Όλα τα πειράματα διεξήχθησαν στο INN του ΕΚΕΦΕ ‘Δημόκριτος’ εκτός των πειραμάτων ΦΟ που έγιναν από τον Δρ. Α. Λαγογιάννη στο εργαστήριο επιταχυντή Tandem 5.5 MV του Ινστιτούτου Πυρηνικής Φυσικής και Στοιχειωδών Σωματιδίων του ΕΚΕΦΕ ‘Δημόκριτος’. Αναλυτική περιγραφή των πειραματικών τεχνικών καθώς και των πειραματικών πρωτοκόλλων που χρησιμοποιήθηκαν για την παρασκευή και τον χαρακτηρισμό των νανοδομών που μελετήθηκαν στην παρούσα διατριβή μπορεί να βρεθεί στο Chapter 3 και στις αναφορές που δίνονται εκεί.

Τέλος, σημειώνουμε ότι στην παρούσα μελέτη η κρίσιμη θερμοκρασία υπεραγωγικής μετάβασης, T_c^{SC} και το εύρος, ΔT_c ορίζονται με τα κριτήρια $T_c^{\text{SC}}=T[\text{R}=90\%R_{\text{nor}}]$ και $\Delta T_c=T[\text{R}=80\%R_{\text{nor}}]-T[\text{R}=20\%R_{\text{nor}}]$ όπου R_{nor} η τιμή της αντίστασης στην κανονική κατάσταση (normal state), αντίστοιχα και έχουν υπολογιστεί από την καμπύλη $R(T)$ για μηδενικό εξωτερικό μαγνητικό πεδίο. Επίσης, τα διαγράμματα του άνω κρίσιμου πεδίου, $H_{c2}(T)$, έχουν υπολογιστεί από λεπτομερείς καμπύλες $R(T)$ για διάφορα μαγνητικά πεδία, H , ορίζοντας την κρίσιμη θερμοκρασία, T_c^{exp} για το κάθε πεδίο από το κριτήριο $T_c^{\text{exp}}=T[\text{R}=50\%R_{\text{nor}}]$.

Κεφάλαιο 4

Υβριδικές νανοδομές Co/Nb

Το παρόν Κεφάλαιο εστιάζεται αρχικά στον κρυσταλλογραφικό χαρακτηρισμό των TN ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ και των δομικών συστατικών τους (δηλ. των μονοστρωματικών νανοδομών (MN) Co και Nb και των ΔΝ Co/Nb και Nb/Co) που πραγματοποιήθηκε με πειράματα XRD. Στη συνέχεια πραγματοποιήθηκε ο μορφολογικός χαρακτηρισμός των TN αλλά και των δομικών τους συστατικών (MN Co και Nb και ΔΝ Co/Nb και Nb/Co)) μέσω πειραμάτων με τις τεχνικές AFM και RBS. Τέλος, παρουσιάζονται δεδομένα μαγνήτισης και μαγνητοαντίστασης για επιλεγμένες TN ΑΣΜ/ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ. Στην παρούσα παράγραφο η συζήτηση εστιάζεται στα συμπεράσματα που προέκυψαν από τα πειράματα AFM και RBS. Αναλυτικά πειραματικά δεδομένα από τα πειράματα AFM και RBS παρουσιάζονται στο Chapter 4.2.i και 4.2.ii, αντίστοιχα.

4.1 Δομικός χαρακτηρισμός των υβριδικών νανοδομών Co/Nb

Για το δομικό χαρακτηρισμό των δειγμάτων πραγματοποιήθηκαν πειράματα XRD σε MN_ς Co και Nb, σε ΔΝ_ς Co/Nb και σε TN_ς Co/Nb/Co τα οποία ανέδειξαν πως τα ΣΜ και ΥΑ υμένια είναι υψηλής κρυσταλλικής ποιότητας. Το συμπέρασμα αυτό αντανακλάται από την παρουσία ευδιάκριτων κορυφών στα φάσμα περίθλασης ακτίνων-X οι οποίες ταυτοποιούνται με τα συστατικά Co κρυσταλλικής δομής hcp και Nb κρυσταλλικής δομής bcc. Τέλος η απουσία επιμέρους κορυφών από τα φάσματα περίθλασης ακτίνων-X υποδηλώνει την απουσία δευτερογενών χημικών ενώσεων από τα ΣΜ και ΥΑ υμένια. Λεπτομέρειες σχετικά με τις μετρήσεις XRD μπορούν να βρεθούν στο Chapter 4.1.

4.2 Μορφολογικός χαρακτηρισμός των υβριδικών νανοδομών Co/Nb

Τα πειράματα AFM ανέδειξαν χαμηλές τιμές επιφανειακής/τοπογραφικής τραχύτητας (topographic roughness-TRa) για τις επιφάνειες των νανοδομών που μελετήθηκαν. Πιο συγκεκριμένα πραγματοποιήσαμε μετρήσεις AFM σε MN_ς Co(d_{Co}) και Nb(17nm), σε ΔΝ_ς Co(d_{Co})/Nb(17nm) και Nb(17nm)/Co(d_{Co}) και σε TN_ς Co(d_{Co})/Nb(17nm)/Co(d_{Co}) με πάχη Co d_{Co} =10, 60, 80 και 100 nm και παρατηρήσαμε ότι σε όλες τις περιπτώσεις η αύξηση του πάχους των υμενίων Co συνεπάγεται πολύ μικρή αύξηση της μέσης τιμής <TRa>. Το συμπέρασμα αυτό υποδηλώνει υψηλή ποιότητα στη μορφολογία των υμενίων που παρασκευάστηκαν με την τεχνική της μαγνητικά υποβοηθούμενης ιοντοβολής. Επιπλέον, συγκρίνοντας τις τιμές <TRa> για MN_ς Co(d_{Co}), ΔΝ_ς Co(d_{Co})/Nb(17nm) και TN_ς Co(d_{Co})/Nb(17nm)/Co(d_{Co}) του ίδιου πάχους d_{Co} καταλήξαμε στο συμπέρασμα ότι κατά το 'κτίσιμο' της TN έχουμε πολύ μικρή αύξηση της <TRa> γεγονός που αποδεικνύει πολύ καλή ποιότητα στις διεπιφάνειες Co/Nb και Nb/Co.

Αναλυτικά πειράματα πραγματοποιήθηκαν με την τεχνική της RBS σε ΔΝ_ς Co/Nb και Nb/Co και σε TN_ς Co/Nb/Co. Τα πειραματικά δεδομένα RBS ανέδειξαν πρακτικά αμελητέα διάχυση Co ή Nb στις διεπιφάνειες Co/Nb και Nb/Co γεγονός που επιβεβαιώνει την υψηλή μορφολογική ποιότητα των επιφανειών και διεπιφανειών. Επίσης, μέσω των μετρήσεων RBS εκτιμήσαμε το πάχος των υμενίων Co και Nb. Το πρακτικά αμελητέο σφάλμα στον υπολογισμό του πάχους επιβεβαιώνει την ακρίβεια των

πρωτοκόλλων παρασκευής που εξασφάλιζαν καλά ελεγχόμενες συνθήκες εναπόθεσης και σταθερό ρυθμό εναπόθεσης.

Τα φαινόμενα που παρατηρούνται στις ΤΝς Co/Nb/Co και μελετούμε στην παρούσα εργασία οφείλονται ως επί το πλείστον στην μαγνητοστατική σύζευξη των εξωτερικών υμενίων Co. Η υψηλή μορφολογική ποιότητα των επιφανειών και διεπιφανειών Co/Nb και Nb/Co (πειράματα AFM και RBS) και οι χαμηλές τιμές της $\langle \text{TRa} \rangle$ (πειράματα AFM) αποκλείει την εξάρτηση της μαγνητοστατικής σύζευξης των εξωτερικών υμενίων Co από μηχανισμούς όπως π.χ. το φαινόμενο 'φλοιού πορτοκαλιού' ('orange peel' effect). Ως εκ τούτου, η μαγνητοστατική σύζευξη των εξωτερικών υμενίων Co που επιτυγχάνεται στις ΤΔς Co/Nb/Co που εξετάζουμε εδώ, αποδίδεται αποκλειστικά στη μαγνητική ανισοτροπία των υμενίων Co.

Στην παρούσα παράγραφο συζητήθηκαν τα συμπεράσματα που προέκυψαν από τα πειράματα AFM και RBS. Αναλυτικά πειραματικά δεδομένα από τα πειράματα AFM και RBS παρουσιάζονται στο Chapter 4.2.i και 4.2.ii, αντίστοιχα.

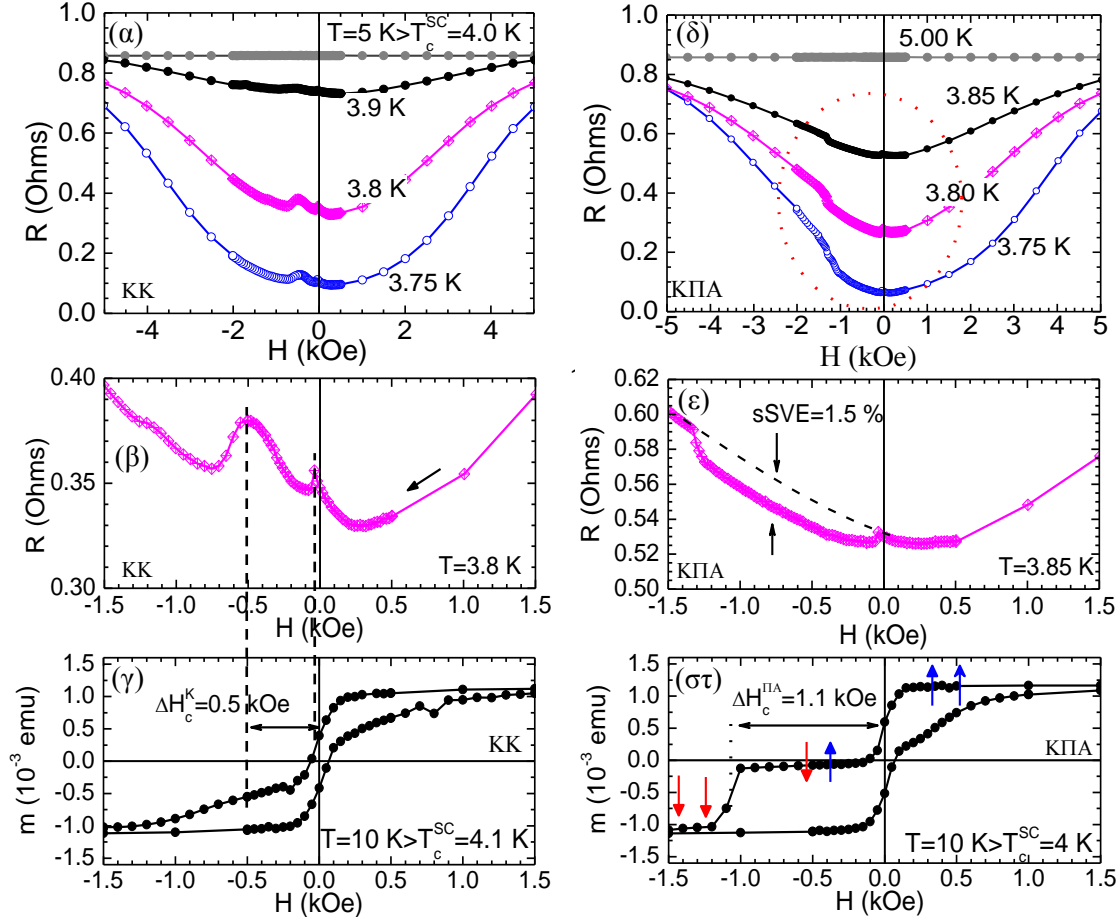
4.3 Μαγνητικός και ηλεκτρικός χαρακτηρισμός των υβριδικών νανοδομών Co/Nb

Η διδακτορική διατριβή έχει ως κύριο στόχο την μελέτη των βασικών φαινομένων που εμφανίζονται στις ΤΝς ΣΜ/YA/ΣΜ, που είναι το φαινόμενο υπεραγωγίμου διακόπτη-σπιν (superconducting spin-valve effect-sSVE) και το φαινόμενο της υπεραγωγίμης μαγνητοαντίστασης (superconducting magnetoresistance effect-sMRE). Ενδελεχείς μελέτες των ΤΝων $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Nb}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ και Co/Nb/Co [33,35,36,43-51] έχουν υποδείξει πως τα sSVE και sMRE, αν και διαφορετικά ως προς τη φύση τους, σχετίζονται με την μεταβολή των ιδιοτήτων μεταφοράς του YA υμενίου που επιτυγχάνεται μέσω της παράλληλης-στο-επίπεδο και κάθετης-στο-επίπεδο συνιστώσας της μαγνήτισης των ΣΜ εξωτερικών υμενίων, αντίστοιχα [44,45]. Σημειώνουμε ότι και τα δύο φαινόμενα ορίζονται ως η ποσοστιαία μεταβολή της μαγνητοαντίστασης $(R_{\text{max}}-R_{\text{min}})/R_{\text{nor}} \times 100\%$, όπου R_{nor} η τιμή της μαγνήτισης στην κανονική κατάσταση. Στην συνέχεια θα παρουσιάσουμε αντιπροσωπευτικά πειραματικά δεδομένα της ΤΝ CoO(2nm)-Co(10nm)/Nb(25nm)/Co(10nm) με στόχο την μελέτη των φαινομένων sSVE και sMRE.

Στις Εικόνες 4.1 παρουσιάζονται δεδομένα μαγνητοαντίστασης και μαγνήτισης για την ΤΝ CoO(2nm)/Co(10nm)/Nb(25nm)/Co(10nm), για την οποία η κρίσιμη θερμοκρασία είναι $T_c=4.0$ K και το εύρος της υπεραγωγίμης μετάβασης έχει τιμή $\Delta T_c=112.7$ mK. Η προσθήκη του ΑΣΜ υμενίου CoO διευκολύνει την ενεργοποίηση του μηχανισμού πόλωσης ανταλλαγής (ΠΑ) στο κάτω υμένιο Co. Όταν επιβάλουμε τον μηχανισμό πόλωσης ανταλλαγής (ΠΑ) (exchange bias mechanism) στην διεπαφή CoO/Co, τότε η μαγνήτιση του κάτω υμενίου Co 'καρφώνεται' σε μια συγκεκριμένη διεύθυνση με αποτέλεσμα αυτό να συμπεριφέρεται σαν ένας σκληρός ΣΜ. Αντίθετα, η μαγνήτιση του πάνω υμενίου Co είναι 'ελεύθερη' σε περιστροφή υπό την επίδραση ενός εξωτερικού μαγνητικού πεδίου, οπότε αυτό συμπεριφέρεται σαν ένας μαλακός ΣΜ. Στην συζήτηση που ακολουθεί, όταν έχει ενεργοποιηθεί ο μηχανισμός ΠΑ θα λέμε ότι η ΤΝ βρίσκεται στην κατάσταση πόλωσης ανταλλαγής (ΚΠΑ), ενώ στην αντίθετη περίπτωση το δείγμα βρίσκεται στην κανονική κατάσταση (ΚΚ). Περισσότερες πληροφορίες για τον μηχανισμό ΕΒ παρουσιάζονται στο Chapter 5.3 και στο Appendix C.

Αρχικά εστιάζουμε στα πειραματικά δεδομένα της ΚΚ. Στην Εικόνα 4.1 (α) και (β) παρουσιάζονται οι καμπύλες μαγνητοαντίστασης για όλο το εύρος των πεδίων και εστιασμένες στην περιοχή των μικρών πεδίων, αντίστοιχα. Οι καμπύλες μαγνητοαντίστασης που έχουν μετρηθεί σε θερμοκρασίες κατά μήκος της YA μετάβασης, δηλαδή για θερμοκρασίες $T < T_c=4.0$ K, παρουσιάζουν δύο

κορυφές που αποδίδονται στο sMRE, ενώ η καμπύλη μαγνητοαντίστασης που έχει μετρηθεί σε θερμοκρασία $T=5\text{ K} > T_c=4.0\text{ K}$ παρουσιάζει μία κορυφή 0.6% (βλέπε επίσης Figure 4.9 (b) του Chapter 4.3) η οποία δεν σχετίζεται με το sMRE. Στην Εικόνα 4.1 (β) έχουμε απομονώσει την καμπύλη που έχει μετρηθεί σε θερμοκρασία $T=3.8\text{ K}$ διότι αυτή παρουσιάζει την μέγιστη τιμή $sMRE_{\max}=9.5\%$. Συνεχίζοντας, στην Εικόνα 4.1 (γ) παρουσιάζεται η καμπύλη μαγνήτισης σε συνάρτηση με το μαγνητικό πεδίο για θερμοκρασία $T=10 > T_c$ εστιασμένη στην ίδια περιοχή πεδίων με την καμπύλη μαγνητοαντίστασης της Εικόνας 4.1 (β). Συγκρίνοντας τις Εικόνες 4.1 (β) και (γ) συμπεραίνουμε ότι οι δύο κορυφές της μαγνητοαντίστασης εμφανίζονται στα συνεκτικά πεδία των εξωτερικών υμενίων Co όπως δείχνουν οι κάθετες διακεκομμένες-μαύρες γραμμές που συνδέουν τις δύο Εικόνες.



Εικόνα 4.1: Πειραματικά δεδομένα για την TN CoO(2nm)/Co(10nm)/Nb(25nm)/Co(10nm) (α)-(γ) στην KK και (δ)-(στ) στην ΚΠΑ. (α)-(β),(δ)-(ε) Καμπύλες μαγνητοαντίστασης για θερμοκρασίες κατά μήκος της ΥΑ μετάβασης (α),(δ) σε όλο το εύρος των πεδίων και (β),(ε) εστιασμένες στην περιοχή των μικρών πεδίων για (α),(β) την KK και (δ),(ε) την ΚΠΑ. (γ),(στ) Καμπύλες μαγνήτισης μετρημένες σε θερμοκρασία $T=10 > T_c$ για (γ) την KK και (στ) την ΚΠΑ.

Τα πειραματικά δεδομένα των Εικόνων 4.1 (α)-(γ) είναι χαρακτηριστικά για TNs ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ όπου αναπτύσσεται το sMRE [33,35,36,43-51] και αποδεικνύουν πως αυτό σχετίζεται με την στροφή της μαγνήτισης των εξωτερικών ΣΜ υμενίων *κάθετα-στο-επίπεδο* της νανοδομής. Όπως έχει συζητηθεί στις εργασίες [33,35,36,43-49], το sMRE εμφανίζεται σε εξωτερικά μαγνητικά πεδία κοντά στο συνεκτικό πεδίο, $H_{ez} \approx H_c$, των ΣΜ υμενίων. Για πεδία $H_{ez} \approx H_c$ τα ΣΜ υμένια διαχωρίζονται σε MT (multidomain

magnetic state) και έντονα διαφεύγοντα διπολικά πεδία (stray dipolar fields), H_{dip} , εμφανίζονται σε όλη την επιφάνειά τους τα οποία συνεπάγονται την κάθετη μαγνητοστατική τους σύζευξη. Τα H_{dip} είναι κάθετα στην επιφάνεια της TN και ‘διαπερνούν’ (‘pierce’) το ενδιάμεσο YA υμένιο επηρεάζοντας τη δυναμική των ζευγών-ηλεκτρονίων Cooper (orbital effect [13,14,54,55,58]). Κατά συνέπεια, δεδομένου ότι οι περιοχές του YA που πλήττονται από τα διαφεύγοντα πεδία συμμετέχουν σε διαδικασίες διάχυσης (dissipation processes) [30,33,35-52], η υπεραγωγιμότητα καταστρέφεται είτε σε μικρό (τα διαφεύγοντα πεδία υπερβαίνουν το κάτω κρίσιμο πεδίο του YA, $H_{c1}(T)$) είτε σε μεγάλο (τα διαφεύγοντα πεδία υπερβαίνουν το άνω κρίσιμο πεδίο του YA, $H_{c2}(T)$) βαθμό. Στην περίπτωση που τα διαφεύγοντα πεδία υπερβαίνουν το κάτω κρίσιμο πεδίο του YA, $H_{c1}(T)$, δημιουργούνται υπεραγωγίματα φλαξόνια (vortices) που συμμετέχουν σε μια επαγόμενη κίνηση υπό την επίδραση της δύναμης Lorentz, $F_L = J_{\text{ext}} \times \Phi_0$ (όπου $\Phi_0 = hc/2e$ είναι το κβάντο του φλαξονίου και J_{ext} το εξωτερικά εφαρμοζόμενο ρεύμα μεταφοράς). Στην περίπτωση που τα διαφεύγοντα πεδία υπερβαίνουν το άνω κρίσιμο πεδίο του YA, $H_{c2}(T)$, δημιουργούνται τοπικά μέσα στο YA υμένιο περιοχές κανονικής κατάστασης. Ο Stamopoulos [33,35] εισήγαγε τον όρο ‘stray fields scenario’ για την ερμηνεία του sMRE που παρατηρείται στις TN ΣΜ/YA/ΣΜ μετά από διεξοδική μελέτη της μαγνητοαντίστασης και της *κάθετης-στο-επίπεδο* και *παράλληλης-στο-επίπεδο* συνιστώσας της μαγνήτισης TN $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Nb}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$.

Στη συνέχεια εστιάζουμε στα πειραματικά δεδομένα της ΚΠΑ. Στην Εικόνα 4.1 (δ) και (ε) παρουσιάζονται οι καμπύλες μαγνητοαντίστασης για όλο το εύρος των πεδίων και εστιασμένες στην περιοχή των μικρών πεδίων, αντίστοιχα. Οι καμπύλες μαγνητοαντίστασης που έχουν μετρηθεί σε θερμοκρασίες κατά μήκος της YA μετάβασης παρουσιάζουν ένα εκτεταμένο βύθισμα που αποδίδεται στο sSVE. Στην Εικόνα 4.1 (ε) έχουμε απομονώσει την καμπύλη που έχει μετρηθεί σε θερμοκρασία $T=3.85$ K διότι αυτή παρουσιάζει την μέγιστη τιμή $s\text{SVE}_{\text{max}}=1.5\%$ που υπολογίζεται στο μέσο του βυθίσματος. Συνεχίζοντας, στην Εικόνα 4.1 (στ) παρουσιάζεται η καμπύλη μαγνήτισης σε συνάρτηση με το μαγνητικό πεδίο για θερμοκρασία $T=10 > T_c$ εστιασμένη στην ίδια περιοχή πεδίων με την καμπύλη μαγνητοαντίστασης της Εικόνας 4.1 (ε). Αντιπαραβάλλοντας την καμπύλη μαγνήτισης της TNs για την κατάσταση ΚΚ (Εικόνα 4.1 (γ)) και την καμπύλη μαγνήτισης για την κατάσταση ΚΠΑ (Εικόνα 4.1 (στ)) βλέπουμε πως η επιβολή της ΠΑ συντελεί στην μετατόπιση του συνεκτικού πεδίου του κάτω υμενίου Co σε μεγαλύτερη τιμή σε σύγκριση με την τιμή που έχει αυτό στην ΚΚ. Συνεπώς, στην ΚΠΑ επιτυγχάνεται η ‘αντιπαράλληλη’ διάταξη των μαγνητίσεων των εξωτερικών υμενίων Co που ισοδυναμεί με μηδενική συνολική μαγνήτιση και λαμβάνει χώρα σε ένα αρκετά ευρύ φάσμα πεδίων, το οποίο ορίζεται από τη διαφορά των συνεκτικών πεδίων, $\Delta H_c^{\text{PA}}=1.1$ kOe. Σημειώνουμε πως, όπως αναμενόταν, το συνεκτικό πεδίο του πάνω υμενίου Co δεν αλλάζει με την επιβολή της ΠΑ. Συγκρίνοντας τις Εικόνες 4.1 (ε) και (στ) συμπεραίνουμε ότι το βύθισμα sSVE εμφανίζονται στην περιοχή πεδίων μεταξύ των συνεκτικών πεδίων των εξωτερικών υμενίων Co.

Τα πειραματικά δεδομένα των Εικόνων 4.1 (δ)-(στ) είναι χαρακτηριστικά για TNs ΣΜ/YA/ΣΜ όπου αναπτύσσεται το sSVE [13,14,22-29,54-57] και αποδεικνύουν πως αυτό σχετίζεται με την στροφή της μαγνήτισης των εξωτερικών ΣΜ υμενίων *παράλληλα-στο-επίπεδο* της νανοδομής. Πιο συγκεκριμένα, η συνιστώσα της μαγνήτισης των ΣΜ υμενίων που είναι *παράλληλη* στο επίπεδο της TN παρέχει ένα ισχυρό πεδίο ανταλλαγής (exchange field), H_{exc} , το οποίο διεισδύει στο YA υμένιο σε ένα μικρό μήκος στη διεπιφάνεια ΣΜ/YA και επιδρά στα σπιν των ζευγών-ηλεκτρονίων Cooper (paramagnetic effect [13,14,58-62]). Το πεδίο ανταλλαγής, H_{exc} , των ‘παράλληλα’ διατεταγμένων μαγνητίσεων των ΣΜ υμενίων τείνει να προσανατολίσει τα σπιν των ζευγών Cooper προς την ίδια διεύθυνση αποτρέποντας το φαινόμενο ζευγαρώματος (pairing effect). Ιδιαίτερη σημασία στη βελτιστοποίηση του sSVE παίζει ο μηχανισμός ΠΑ που επιβάλλεται στο κάτω ΣΜ υμένιο, μέσω του ΑΣΜ υμενίου, καθώς ‘καρφώνει’ τη

μαγνήτιση του κάτω ΣΜ παράλληλα προς μια συγκεκριμένη κατεύθυνση καθιστώντας τον μαγνητικά σκληρό, ενώ ο πάνω ΣΜ που δρα ως ένας μαλακός ΣΜ στρέφεται ακολουθώντας το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο. Ανάλογα με την κατεύθυνση του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου (που είναι πάντα παράλληλο στην TN) τα δύο εξωτερικά ΣΜ υμένια έχουν είτε 'παράλληλη' είτε 'αντιπαράλληλη' διάταξη της *παράλληλης-στο-επίπεδο* μαγνήτισης. Από τα παραπάνω προκύπτει ότι, το συνολικό πεδίο ανταλλαγής στο εσωτερικό ΥΑ υμένιο είναι μέγιστο όταν τα ΣΜ υμένια είναι στη διάταξη 'παράλληλης' μαγνήτισης και ελάχιστο στη διάταξη 'αντι-παράλληλης' μαγνήτισης. Συνεπώς, στην 'παράλληλη' διάταξη μαγνήτισης οι υπεραγωγίμες ιδιότητες υποβαθμίζονται ενώ στην 'αντι-παράλληλη' διάταξη μαγνήτισης οι υπεραγωγίμες ιδιότητες διατηρούνται. Με άλλα λόγια η διάταξη της *παράλληλης-στο-επίπεδο* μαγνήτισης των εξωτερικών ΣΜ υμενίων ελέγχει τον πληθυσμό των ζευγών-ηλεκτρονίων Cooper στο εσωτερικό του ΥΑ υμενίου.

Κεφάλαιο 5

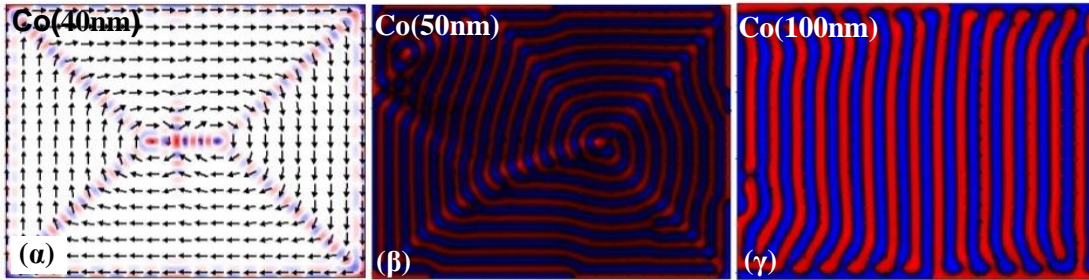
Μαγνητική Ανισοτροπία των υμενίων Co-H ανισοτροπίας σχήματος και ο μηχανισμός Πόλωσης Ανταλλαγής

Όπως έχει συζητηθεί στο Κεφάλαιο 1 (και στο Chapter 1), η μαγνητική ανισοτροπία ενός ΣΜ υμενίου καθορίζεται από ενδογενείς (μαγνήτιση κόρου, $M_{\text{κορ}}$, σταθερά ανταλλαγής (magnetic stiffness), A και μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία K) και από εξωγενείς (ανισοτροπίας σχήματος του ΣΜ υμενίου) μαγνητικές παραμέτρους [5-11,63-67]. Στο κεφάλαιο αυτό μελετήσαμε θεωρητικά (μέσω μικρομαγνητικών προσομοιώσεων με το λογισμικό OOMMF σε MN Co) και πειραματικά (μέσω μαγνητικών μετρήσεων στο SQUID και πειραμάτων MFM σε TN Co/Nb/Co) την επίδραση της ανισοτροπίας σχήματος στη μαγνητική ανισοτροπία των ΣΜ υμενίου Co. Επίσης ελέγξαμε πώς ο μηχανισμός ΠΑ μπορεί να καθορίσει την μαγνητική συμπεριφορά ενός ΣΜ υμενίου [68-72].

5.1 Η επίδραση της ανισοτροπίας σχήματος στην μαγνητική ανισοτροπία των υμενίων Co

Στα πλαίσια της παρούσας μελέτης μελετήσαμε θεωρητικά την μαγνητική ανισοτροπία και την δομή των μαγνητικών τομέων (ΔΜΤ) MN Co μέσω μικρομαγνητικών προσομοιώσεων με το λογισμικό OOMMF [73]. Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιήθηκαν τυπικές μαγνητικές παράμετροι για ένα MN Co με δομή hcp (δηλ. $K=0.52 \times 10^6 \text{ J/m}^3$, $M_{\text{κορ}}=1400 \times 10^3 \text{ A/m}$ and $A=30 \times 10^{-12} \text{ J/m}$) και επιλέχθηκε σταθερή μονοαξονική ανισοτροπία κατά μήκος του άξονα z . Οι MN Co(d_{Co}) με διαστάσεις $x=2 \times 10^{-6} \text{ m}$ και $y=1.5 \times 10^{-6} \text{ m}$ και μεταβαλλόμενο πάχος $d_{\text{Co}}=5-100 \times 10^{-9} \text{ m}$. Σε όλες τις προσομοιώσεις το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο ήταν παράλληλο στην επιφάνεια του υμενίου και είχε την κατεύθυνση του άξονα y . Λεπτομέρειες για το λογισμικό OOMMF μπορούν να βρεθούν στο Chapter 3.5. Στις Εικόνες 5.1 (α)-(γ) παρουσιάζουμε εικόνες OOMMF για το επίπεδο $x-y$ μιας MN Co(d_{Co}) για πάχη (α) 40 nm, (β) 50 nm και (γ) 100 nm. Οι εικόνες αυτές δείχνουν τη μορφή των μαγνητικών τομέων (ΔΜΤ) στο επίπεδο xy κατά μήκος ενός βρόχου υστέρησης στην κατάσταση παραμένουσας μαγνήτισης (remanent state). Για την καλύτερη κατανόηση των εικόνων τονίζουμε ότι τα χρώματα κόκκινο και μπλε αντιπροσωπεύουν την *κάθετη-στο-επίπεδο* μαγνήτιση (το κόκκινο χρώμα αντιπροσωπεύει τη μαγνήτιση που βγαίνει έξω από την επιφάνεια του υμενίου ενώ το μπλε χρώμα τη μαγνήτιση που μπαίνει μέσα στην επιφάνεια του υμενίου), ενώ τα χρώματα άσπρο και μαύρο δηλώνουν την απουσία *κάθετης-στο-επίπεδο* μαγνήτισης. Για πολύ λεπτά υμένια $d_{\text{Co}} \leq 40 \text{ nm}$ (Εικόνα 5.1 (α) για την MN Co(40nm)), παρατηρούμε μαγνητικούς τομείς που είναι *παράλληλοι-στο-επίπεδο* της NM. Για πολύ παχιά υμένια $d_{\text{Co}} > 60 \text{ nm}$ (Εικόνα 5.1 (γ) για την MN Co(100nm)), παρατηρούμε μια ΔΜΤ με μορφή λεπτών λωρίδων (stripe magnetic domains) και μαγνήτιση *κάθετη-στο-επίπεδο* που υποδηλώνεται από το φωτεινό-κόκκινο και φωτεινό-μπλε χρώμα. Για τα υμένια με ενδιάμεσα πάχη $40 \text{ nm} < d_{\text{Co}} < 60 \text{ nm}$ (Εικόνα 5.1 (β) για την MN Co(50nm)), παρατηρούμε πως οι δύο συνιστώσες της μαγνήτισης, *κάθετη-στο-επίπεδο* και *παράλληλη-στο-επίπεδο*, συνυπάρχουν και η υπέρθεση τους δίνει μια υπερδομή. Πιο συγκεκριμένα στην Εικόνα 5.1 (β) υπάρχουν *κάθετες-στο-επίπεδο* λεπτές λωρίδες οι οποίες έχουν σκούρες αποχρώσεις κόκκινου και μπλε. Οι σκούρες αποχρώσεις υποδηλώνουν την ύπαρξη ευρύτερων μαγνητικών τομέων με μαγνήτιση *παράλληλη-στο-επίπεδο* και οριοθετούνται χωρικά από περιγράμματα με έντονο χρώμα (υπενθυμίζουμε ότι τα φωτεινά χρώματα

συνιστούν μαγνήτιση *κάθετη-στο-επίπεδο*). Τα ευρήματα αυτά είναι αναμενόμενα για Co με κρυσταλλική δομή hcp και μαρτυρούν τον μετασχηματισμό της μαγνήτισης από *παράλληλη-στο-επίπεδο* σε *κάθετη-στο-επίπεδο* καθώς το πάχος του ΣΜ υμενίου αυξάνεται πάνω από ένα κρίσιμο πάχος $d_{\text{kp}}^{\text{OOMMF}}=40\text{-}50\text{ nm}$ λόγω της επίδρασης της ανισοτροπίας σχήματος [5-11,63-67]. Ο μετασχηματισμός της μαγνήτισης καθώς αυξάνεται το πάχος του υμενίου Co φανερώνεται και στους βρόχους υστέρησης που παρουσιάζονται στο Chapter 5.1.i

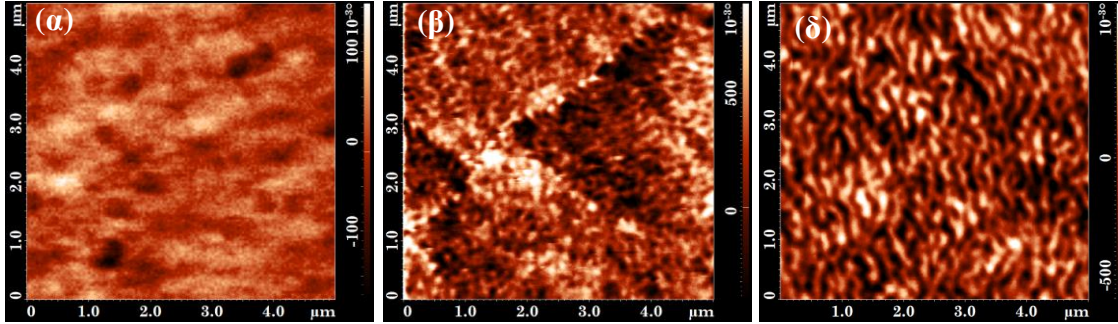


Εικόνα 5.1: Εικόνες OOMMF της επιφάνειας MN Co(d_{Co}) ($2 \times 1.5\ \mu\text{m}^2$) στην κατάσταση παραμένουσας μαγνήτισης για πάχη (α) $d_{\text{Co}}=40\text{ nm}$, (β) $d_{\text{Co}}=50\text{ nm}$ και (γ) $d_{\text{Co}}=100\text{ nm}$ όπου φαίνεται η ΔMT. Τα χρώματα κόκκινο και μπλε αντιπροσωπεύουν την *κάθετη-στο-επίπεδο* μαγνήτιση (το κόκκινο χρώμα αντιπροσωπεύει τη μαγνήτιση που βγαίνει έξω από την επιφάνεια του υμενίου ενώ το μπλε χρώμα τη μαγνήτιση που μπαίνει μέσα στην επιφάνεια του υμενίου), ενώ τα χρώματα άσπρο και μαύρο δηλώνουν την *παράλληλη-στο-επίπεδο* μαγνήτιση.

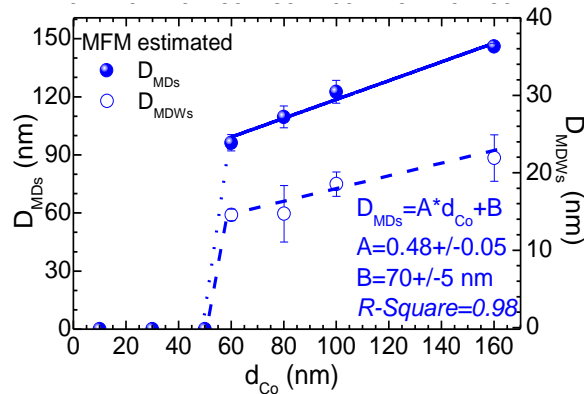
Επιπλέον μελετήσαμε πειραματικά την μαγνητική ανισοτροπία των TN Co/Nb/Co μέσω μαγνητικών μετρήσεων με το μαγνητόμετρο SQUID 5.5 T, καθώς επίσης και την ΔMT του πάνω υμενίου Co των TN Co/Nb/Co με μετρήσεις MFM. Στις Εικόνες 5.2 (α)-(γ) παρουσιάζονται δεδομένα MFM ($5.5 \times 5.5\ \mu\text{m}^2$) για TN Co(d_{Co})/Nb(17nm)/Co(d_{Co}) με πάχη d_{Co} (α) 30 nm, (β) 60 nm και (γ) 100 nm στην κατάσταση αυθόρμητης μαγνήτισης (as-prepared state). Όλες οι μετρήσεις MFM πραγματοποιήθηκαν σε θερμοκρασία δωματίου. Στις TN με μεγάλα πάχη $d_{\text{Co}}=100\text{ nm}$ (Εικόνα 5.2 (γ) για την TN Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm)) παρατηρούμε *κάθετη-στο-επίπεδο* ΔMT με την μορφή λεπτών λωρίδων (stripe magnetic domains) τυχαίου προσανατολισμού. Για πάχος $d_{\text{Co}}=60\text{ nm}$ (Εικόνα 5.2 (β) για την TN Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm)), παρατηρούμε μεγάλους μαγνητικούς τομείς διαμέτρου 1-2 μm με *παράλληλη-στο-επίπεδο* μαγνήτιση, στο εσωτερικό των οποίων φιλοξενούνται λεπτές λωρίδες με *κάθετη-στο-επίπεδο* μαγνήτιση. Για μικρότερα πάχη $d_{\text{Co}} < 30\text{ nm}$ (Εικόνα 5.2 (α) για την TN Co(30nm)/Nb(17nm)/Co(30nm)), παρατηρούμε μόνο *παράλληλη-στο-επίπεδο* μαγνήτιση. Οι μαγνητικοί τομείς με *παράλληλη-στο-επίπεδο* μαγνήτιση δεν έχουν ευδιάκριτα σύνορα δεδομένης της μικρής κλίμακας σάρωσης. Τα ευρήματα αυτά επιβεβαιώνουν πειραματικά τον μετασχηματισμό της μαγνήτισης από *παράλληλη-στο-επίπεδο* σε *κάθετη-στο-επίπεδο* καθώς το πάχος του υμενίου αυξάνεται πάνω από ένα κρίσιμο πάχος $d_{\text{kp}}^{\text{MFM}}=40\text{-}50\text{ nm}$ λόγω της επίδρασης της ανισοτροπίας σχήματος και είναι αναμενόμενα για Co hcp [5-11,63-67].

Τέλος, αξιολογήσαμε τα θεωρητικά δεδομένα του OOMMF και τα πειραματικά δεδομένα του MFM υπολογίζοντας το πλάτος των MT, D_{MT} με *κάθετη-στο-επίπεδο* μαγνήτιση καθώς και το πλάτος των TMT, D_{TMT} . Η διαδικασία υπολογισμού των D_{MT} και D_{TMT} περιγράφεται αναλυτικά στο κεφάλαιο Chapter 5.1.iii. Στην Εικόνα 5.3 παρουσιάζουμε τα πλάτη D_{MT} και D_{TMT} που υπολογίστηκαν από τις πειραματικές μετρήσεις MFM σε συνάρτηση με το πάχος του υμενίου Co, d_{Co} (τα αντίστοιχα δεδομένα από τις προσομοιώσεις OOMMF παρουσιάζονται στο Chapter 5.1.iii). Παρατηρούμε ότι όταν μειώνεται το πάχος του υμενίου Co, μειώνονται και τα πλάτη D_{MT} και D_{TMT} . Για τιμές του πάχους $d_{\text{Co}} < 60\text{ nm}$

παρατηρούμε μια απότομη μετάβαση σε μηδενικές τιμές των D_{MT} και D_{TMT} . Τονίζουμε ότι οι τιμές $D_{MT}=0$ nm και $D_{TMT}=0$ nm αφορούν τα λεπτά υμένια Co τα οποία δεν εμφανίζουν *κάθετους-στο-επίπεδο* μαγνητικούς τομείς. Τα πειραματικά δεδομένα της Εικόνας 5.3 επικυρώνουν την επίδραση της ανισοτροπίας σχήματος στην ΔΜΔ των υμενίων Co και συμφωνούν με την βιβλιογραφία [5-11,44-46,50,63-67].



Εικόνα 5.2: Δεδομένα MFM ($5.5 \times 5.5 \mu\text{m}^2$) για TNς $\text{Co}(d_{\text{Co}})/\text{Nb}(17\text{nm}/\text{Co}(d_{\text{Co}})$ με πάχη d_{Co} (α) 30 nm, (β) 60 nm και (γ) 100 nm στην κατάσταση αυθόρμητης μαγνήτισης μετρημένα σε θερμοκρασία δωματίου.



Εικόνα 5.3: Εξέλιξη του πλάτους των μαγνητικών τομέων, D_{MT} και των τοιχωμάτων των μαγνητικών τομέων, D_{TMT} , που υπολογίστηκαν από τις πειραματικές μετρήσεις MFM σε συνάρτηση με το πάχος του υμενίου Co, d_{Co} . Η συμπαγής-μπλε γραμμή προκύπτει από την προσαρμογή της γραμμικής συνάρτησης στα πειραματικά δεδομένα ενώ η διακεκομμένη-μπλε γραμμή διευκολύνει τον αναγνώστη στην παρατήρηση.

5.2 Η επίδραση του μηχανισμού πόλωσης ανταλλαγής στην μαγνητική συμπεριφορά των υμενίων Co

Για να μελετήσουμε την επίδραση του μηχανισμού πόλωσης ανταλλαγής (ΠΑ) στην μαγνητική συμπεριφορά των TN $\text{Co}/\text{Nb}/\text{Co}$ προσθέσαμε ένα λεπτό υμένιο CoO στο κάτω υμένιο Co. Το CoO είναι ένας τυπικός ΑΣΜ με χαρακτηριστική θερμοκρασία Neel $T_N=291$ K ενώ το Co είναι ένας τυπικός ΣΜ με κρίσιμη θερμοκρασία Curie $T_{\text{Curie}}=1388$ K. Όταν το δείγμα ψύχεται από θερμοκρασία T , $T_N < T < T_{\text{Curie}}$, οπότε και ενεργοποιείται ο μηχανισμός ΠΑ, το κάτω υμένιο Co αποκτά σκληρό μαγνητικό χαρακτήρα λόγω της επαφής του με το CoO στην διεπαφή CoO/Co (Appendix C). Η διαδικασία αυτή αποκαλείται συχνά πρωτόκολλο ΠΑ και έχει ως αποτέλεσμα το ‘κάρφωμα’ της μαγνήτισης του κάτω υμενίου Co *παράλληλα-στο-επίπεδο* της ΝΔ προς μια συγκεκριμένη διεύθυνση με αποτέλεσμα την αύξηση του

συνεκτικού πεδίου του κάτω υμενίου Co. Αντίθετα, η μαγνήτιση του πάνω υμενίου Co είναι ‘ελεύθερη’ σε περιστροφή υπό την επίδραση ενός εξωτερικού μαγνητικού πεδίου οπότε αυτό συμπεριφέρεται σαν ένας μαλακός ΣΜ. Αυτό φαίνεται στις Εικόνες 4.1 (γ) και (ζ) που παρουσιάζουν τις καμπύλες μαγνήτισης, $m(H)$, της TN CoO(2nm)/Co(10nm)/Nb(25nm)/Co(10nm) για την ΚΚ και την ΚΠΑ, αντίστοιχα όπου βλέπουμε ότι, με την επιβολή της ΠΑ το συνεκτικό πεδίο του κάτω υμενίου Co μετατοπίζεται προς μεγαλύτερη τιμή ενώ το συνεκτικό πεδίο του πάνω υμενίου Co μένει ως έχει. Στην συζήτηση που ακολουθεί παρουσιάζονται επιγραμματικά τα σημαντικότερα συμπεράσματα σχετικά με την επίδραση του μηχανισμού ΠΑ στην μαγνητική συμπεριφορά των TN CoO/Co/Nb/Co.

Είναι γνωστό [68] πως στα πολύ λεπτά υμενία ΑΣΜ ο μηχανισμός ΠΑ μπορεί να ενεργοποιηθεί με ψύξη του δείγματος παρουσία μαγνητικού πεδίου. Η ψύξη γίνεται από θερμοκρασία T πάνω από την θερμοκρασία φραγμού, T_B (blocking temperature) η οποία είναι μικρότερη από την θερμοκρασία Neel, $T_B < T_N$. Με σκοπό την μελέτη της θερμοκρασίας φραγμού, T_B , παρασκευάσαμε μια σειρά TN CoO-Co(10nm)/Nb(d_{Nb})/Co(10nm) με μεταβαλλόμενο πάχος Nb $d_{Nb}=17, 19, 21, 23, 25, 50$ and 100 nm και μετρήσαμε την μαγνήτιση σε συνάρτηση με τη θερμοκρασία, $m(T)$, υπό σταθερό εξωτερικό μαγνητικό πεδίο έντασης $H_{ex}=100$ Oe. Τα πειραματικά δεδομένα μαγνήτισης $m(T)$ παρουσιάζονται αναλυτικά στο Chapter 5.2 (Figures 5.10 (a) και (b) στο Chapter 5.2) και έδειξαν ότι οι TN η θερμοκρασία φραγμού δεν εξαρτάται από το πάχος του ενδιάμεσου υμενίου Nb. Επίσης η θερμοκρασία φραγμού για τις TN CoO-Co(10nm)/Nb(d_{Nb})/Co(10nm) κυμαίνεται στην περιοχή τιμών $90 < T_B < 150$ K. Στην συνέχεια, έγιναν μετρήσεις της μαγνήτισης σε συνάρτηση με το μαγνητικό πεδίο για την TN CoO-Co(10nm)/Nb(19nm)/Co(10nm) στην ΚΚ και στην ΚΠΑ (Figure 5.11 στο Chapter 5.2). Σε αυτές τις μετρήσεις αλλάξαμε συστηματικά τη θερμοκρασία ΠΑ, T_{PA} , και παρατηρήσαμε πως η μεγαλύτερη τιμή συνεκτικού πεδίου του κάτω υμενίου Co στην ΚΠΑ, H_c^{KPA} , επιτυγχάνεται για θερμοκρασίες $T_{PA} \geq T_B = 108$ K. Ως εκ τούτου το πρωτόκολλο ΠΑ εφαρμόστηκε πάντα με ψύξη από θερμοκρασία $T=300$ K μέσα σε εξωτερικό πεδίο $H_{ex}=10$ kOe προκειμένου να διασφαλιστεί η μέγιστη δράση. Τέλος, μελετήσαμε επιτυχώς το φαινόμενο διαδοχικών μαγνητικών κύκλων (training effect) με μετρήσεις του βρόχου υστέρησης για την TN CoO-Co(10nm)/Nb(19nm)/Co(10nm) (Figure 5.12 στο Chapter 5.2).

Κεφάλαιο 6

Υπεραγώγιμη Μαγνητοαντίσταση που παρατηρείται στις TN_s ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ- Εύρεση των εμπλεκόμενων παραμέτρων

Στο παρόν κεφάλαιο παρουσιάζονται πειραματικά δεδομένα μαγνήτισης και μαγνητοαντίστασης με σκοπό την εύρεση των παραμέτρων που επηρεάζουν τις ιδιότητες μεταφοράς των TN ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ. Πιο συγκεκριμένα μελετάμε την επίδραση που έχουν τα φυσικά χαρακτηριστικά των εξωτερικών ΣΜ υμενίων καθώς και του ενδιάμεσου ΥΑ υμενίου στη μαγνητοαντίσταση.

6.1 Η επίδραση των φυσικών χαρακτηριστικών των εξωτερικών ΣΜ υμενίων στη μαγνητοαντίσταση των TN ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ

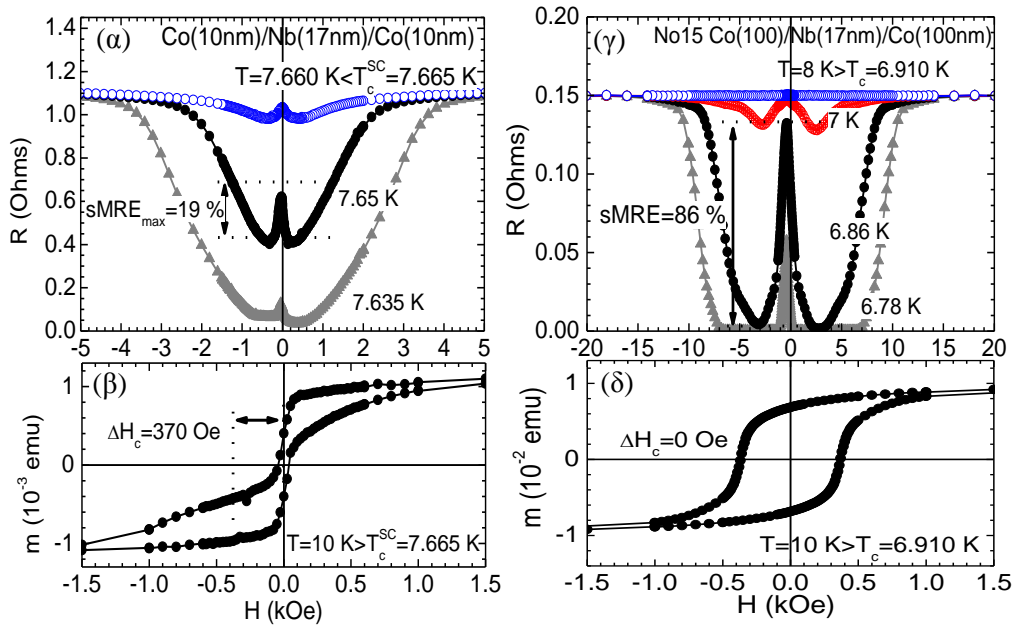
i. Η επίδραση της μαγνητικής ανισοτροπίας των ΣΜ υμενίων

a. Ο ρόλος της ανισοτροπίας σχήματος

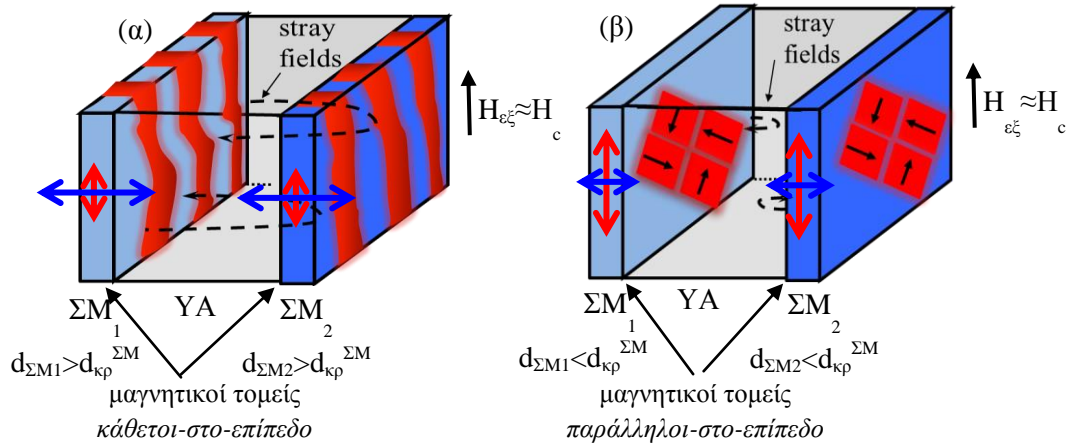
Σε αυτή την παράγραφο θα δείξουμε πώς η ανισοτροπία σχήματος επιδρά στις ιδιότητες μεταφοράς των TN ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ. Στις Εικόνες 6.1 (α)-(δ) παρουσιάζονται οι καμπύλες μαγνητοαντίστασης και μαγνήτισης για τις TN_s (α),(β) Co(10nm)/Nb(17nm)/Co(10nm) και (γ),(δ) No15 Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm), οι οποίες θα αποκαλούνται ως TN Co(10nm) και TN-Co(100nm), αντίστοιχα. Αναφορικά με την TN-Co(10nm), στις καμπύλες μαγνητοαντίστασης της Εικόνας 6.1 (α) παρατηρούμε τις κορυφές που αποδίδονται στο sMRE. Η μέγιστη τιμή $sMRE_{max}=19\%$ μετρήθηκε σε θερμοκρασία $T=7.65\text{ K} < T_c^{TN-Co(10nm)}=7.665\text{ K}$. Στην καμπύλη μαγνήτισης της Εικόνας 6.1 (β) που έχει μετρηθεί σε θερμοκρασία $T=10\text{ K} > T_c^{TN-Co(10nm)}=7.665\text{ K}$ αναδεικνύεται μια αρκετά σημαντική διαφορά στα συνεκτικά πεδία των ΣΜ υμενίων, $\Delta H_c^{TN-Co(100nm)} = H_c^{πάνωCo} - H_c^{κάτωCo} \approx 370\text{ Oe}$. Αναφορικά με την TN-Co(100nm), στις καμπύλες μαγνητοαντίστασης της Εικόνας 6.1 (γ) παρατηρούμε επίσης κορυφές sMRE. Η μέγιστη τιμή $sMRE_{max}=86\%$ μετρήθηκε σε θερμοκρασία $T=6.86\text{ K} < T_c^{TN-Co(100nm)}=6.910\text{ K}$. Συνεχίζοντας, στην καμπύλη μαγνήτισης της Εικόνας 6.1 (δ) που έχει μετρηθεί σε θερμοκρασία $T=10\text{ K} > T_c^{TN-Co(100nm)}$ παρατηρούμε ότι η TN-Co(100nm) συμπεριφέρεται μαγνητικά σαν MN, καθώς τα συνεκτικά πεδία των ΣΜ υμενίων ταυτίζονται δίνοντας $\Delta H_c^{TN-Co(100nm)} = H_c^{κάτωCo} - H_c^{πάνωCo} \approx 0\text{ Oe}$.

Όπως έχει ήδη συζητηθεί στο Κεφάλαιο 4, το sMRE σχετίζεται με την στροφή της *κάθετης-στο-επίπεδο* μαγνήτισης των εξωτερικών ΣΜ υμενίων και εμφανίζεται σε εξωτερικά μαγνητικά πεδία κοντά στο συνεκτικό πεδίο, $H_{εξ} \approx H_c$, των ΣΜ υμενίων. Επιπλέον, μετρήσεις MFM που παρουσιάστηκαν στο Κεφάλαιο 5 (και στο Chapter 5.1) έδειξαν πως, λόγω της ανισοτροπίας σχήματος, τα υμένια Co με πάχος $d_{Co}=10\text{ nm} < d_{kp}^{ΣΜ}$ έχουν εξ ολοκλήρου *παράλληλη-στο-επίπεδο* μαγνήτιση ενώ τα υμένια Co με πάχος $d_{Co}=100\text{ nm} > d_{kp}^{ΣΜ}$ έχουν εξ ολοκλήρου *κάθετη-στο-επίπεδο* μαγνήτιση, γεγονός που ερμηνεύει την πολύ μεγάλη διαφορά στην τιμή του sMRE που αναπτύσσεται στις δύο TN. Για την επιβεβαίωση αυτού του ισχυρισμού, μελετήσαμε την στροφή της μαγνήτισης στην περιοχή πεδίων κοντά στο συνεκτικό πεδίο των ΣΜ υμενίων μετρώντας ταυτόχρονα τη διαμήκη και την εγκάρσια συνιστώσα της μαγνήτισης των TN-Co(10nm) και TN-Co(100nm) για εξωτερικό πεδίο εφαρμοσμένο παράλληλα (Figures 6.2 (a)-(d) στο Chapter 6.1) και κάθετα (Figures 6.3 (a)-(d) στο Chapter 6.1) στο επίπεδο. Οι μετρήσεις αυτές έγιναν σε θερμοκρασίες $T=4.5\text{ K} < T_c$ και σε θερμοκρασίες $T=10\text{ K} > T_c$ και επιβεβαιώνουν πως η στροφή της

μαγνήτισης πραγματοποιείται *παράλληλα-στο-επίπεδο* για την TN-Co(10nm) και *κάθετα-στο-επίπεδο* για την TN-Co(100nm). Στο Chapter 6.1.i.a έχει γίνει λεπτομερής συζήτηση αυτών των δεδομένων.



Εικόνα 6.1: Πειραματικά δεδομένα για τις TNς (α),(β) Co(10nm)/Nb(17nm)/Co(10nm) και (γ),(δ) No15 Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm). (α),(γ) Καμπύλες μαγνητοαντίστασης στην περιοχή της υπεραγωγικής μετάβασης, (β),(δ) καμπύλες μαγνήτισης μετρημένες σε θερμοκρασία $T=10 > T_c$ για τις TNς (α),(β) Co(10nm)/Nb(17nm)/Co(10nm) και (γ),(δ) No15 Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm).



Εικόνα 6.2: Σχηματική αναπαράσταση δύο TN $\Sigma M_1(d_{\Sigma M1})/YA/\Sigma M_2(d_{\Sigma M2})$ που αποτελούνται από ΣΜ υμένα πάχους (α) $d_{\Sigma M1}, d_{\Sigma M2} > d_{\kappa\rho}^{\Sigma M}$ και (β) $d_{\Sigma M1}, d_{\Sigma M2} < d_{\kappa\rho}^{\Sigma M}$ για πεδία $H_{\epsilon\xi} \approx H_{\sigma\nu\nu}$. (α) Για $d_{\Sigma M1}, d_{\Sigma M2} > d_{\kappa\rho}^{\Sigma M}$ η στροφή της μαγνήτισης των ΣM_1 και ΣM_2 υμένα πραγματοποιείται *κάθετα-στο-επίπεδο* της TN οπότε επιτυγχάνεται ισχυρή μαγνητοστατική σύζευξη μεταξύ τους με συνέπεια ένα ισχυρό sMRE. (β) Για $d_{\Sigma M1}, d_{\Sigma M2} < d_{\kappa\rho}^{\Sigma M}$ η στροφή της μαγνήτισης των ΣM_1 και ΣM_2 πραγματοποιείται *παράλληλα-στο-επίπεδο* της TN οπότε έχουμε ασθενή μαγνητοστατική σύζευξη μεταξύ τους με αποτέλεσμα ένα υποβαθμισμένο sMRE. Το μήκος των κόκκινων και μπλε διπλών-βελών υποδηλώνει το μέγεθος της *παράλληλη-στο-επίπεδο* και *κάθετης-στο-επίπεδο* μαγνήτισης των ΣΜ υμενίων.

Στην Εικόνα 6.2 (α),(β) φαίνεται η σχηματική αναπαράσταση δύο TN $\Sigma M_1(d_{\Sigma M_1})/YA/\Sigma M_2(d_{\Sigma M_2})$ που αποτελούνται από ΣM υμένια πάχους (α) $d_{\Sigma M_1}, d_{\Sigma M_2} > d_{\text{κρ}}^{\Sigma M}$ και (β) $d_{\Sigma M_1}, d_{\Sigma M_2} < d_{\text{κρ}}^{\Sigma M}$ στην περιοχή πεδίων $H_{\text{εξ}} \approx H_c$. Για $d_{\Sigma M_1}, d_{\Sigma M_2} > d_{\text{κρ}}^{\Sigma M}$ (Εικόνα 6.2 (α)) η στροφή της μαγνήτισης των εξωτερικών ΣM υμένων πραγματοποιείται *κάθετα-στο-επίπεδο* της TN. Πιο συγκεκριμένα, για $H_{\text{εξ}} \approx H_c$ τα ΣM υμένα με πάχη $d_{\Sigma M_1}, d_{\Sigma M_2} > d_{\text{κρ}}^{\Sigma M}$ χωρίζονται σε *κάθετους-στο-επίπεδο* MT οπότε δημιουργείται ένα πυκνό δίκτυο εγκάρσιων διαφευγόντων πεδίων που ‘τρυπούν’ τον YA δίνοντας ένα ισχυρό sMRE. Αντίθετα, για $d_{\Sigma M_1}, d_{\Sigma M_2} < d_{\text{κρ}}^{\Sigma M}$ (Εικόνα 6.2 (β)) η στροφή της μαγνήτισης των εξωτερικών ΣM υμένα πραγματοποιείται *παράλληλα-στο-επίπεδο* της TN. Στην επιφάνεια των ΣM υμένων εμφανίζονται *παράλληλοι-στο-επίπεδο* MT οι οποίοι συνοδεύονται από μικρό πληθυσμό εγκάρσιων διαφευγόντων πεδίων που προέρχονται από τα TMT και οδηγούν σε ασθενή μαγνητοστατική σύζευξη άρα σε υποβαθμισμένο sMRE.

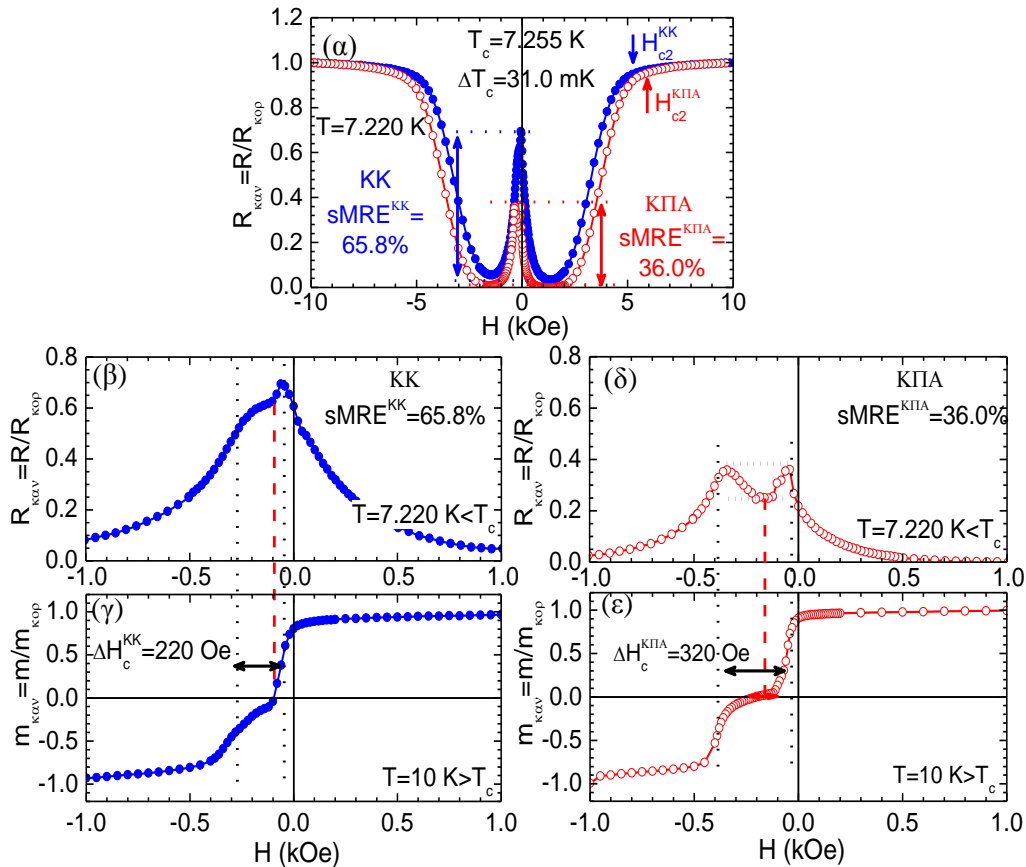
b. Ο ρόλος του μηχανισμού πόλωσης ανταλλαγής

Εν συνεχεία μελετήσαμε πως ο μηχανισμός ΠΑ επιδρά στις ιδιότητες μεταφοράς των TN $A\Sigma M/\Sigma M/YA/\Sigma M$. Στην Εικόνα 6.3 παρουσιάζονται μετρήσεις μαγνητοαντίστασης για την TN $\text{CoO}(2\text{nm})-\text{Co}(60\text{nm})/\text{Nb}(23\text{nm})/\text{Co}(60\text{nm}) \text{No}_2$ στην ΚΚ (μπλε-συμπαγείς κύκλοι) και στην ΚΠΑ (κόκκινοι-ανοιχτοί κύκλοι) μετρημένες στη θερμοκρασία $T=7.220 \text{ K} < T_c=7.255 \text{ K}$, όπου παρατηρούνται οι μέγιστες τιμές $\text{sMRE}^{\text{KK}}=65.8\%$ και $\text{sMRE}^{\text{ΚΠΑ}}=36.0\%$. Στα υμένα $\text{Co}(60\text{nm})$ συνυπάρχουν MT με μαγνήτιση *παράλληλη-στο-επίπεδο* με MT υπό τη μορφή λεπτών λωρίδων που έχουν μαγνήτιση *κάθετη-στο-επίπεδο* (πειράματα MFM (Εικόνα 5.2 (β))). Η σημαντική υποβάθμιση της τιμής του sMRE, το οποίο σχετίζεται με την *κάθετη-στο-επίπεδο* μαγνήτιση, οφείλεται στο γεγονός ότι όταν ενεργοποιείται ο μηχανισμός ΠΑ αυξάνεται το ποσοστό της μαγνήτισης των ΣM υμένων που είναι *παράλληλη-στο-επίπεδο* και αντίστοιχα μειώνεται το ποσοστό της μαγνήτισης που είναι *κάθετη-στο-επίπεδο*. Παρατηρούμε επίσης, ότι η καμπύλη μαγνητοαντίστασης της ΚΠΑ είναι κάτω από την καμπύλη της ΚΚ όταν το εξωτερικό πεδίο είναι μικρότερο από το άνω κρίσιμο πεδίο του YA (δηλ. ισχύει $R_{\text{sat}}^{\text{ΚΠΑ}} < R_{\text{sat}}^{\text{ΚΚ}}$ όταν $H_{\text{εξ}} < H_{c2}(T)$), γεγονός που δηλώνει ότι η αύξηση της *παράλληλης-στο-επίπεδο* μαγνητικής συνιστώσας βελτιώνει τις υπεραγωγικές ιδιότητες σε γενικό επίπεδο (για περισσότερες λεπτομέρειες βλέπε Chapter 6.1.ii).

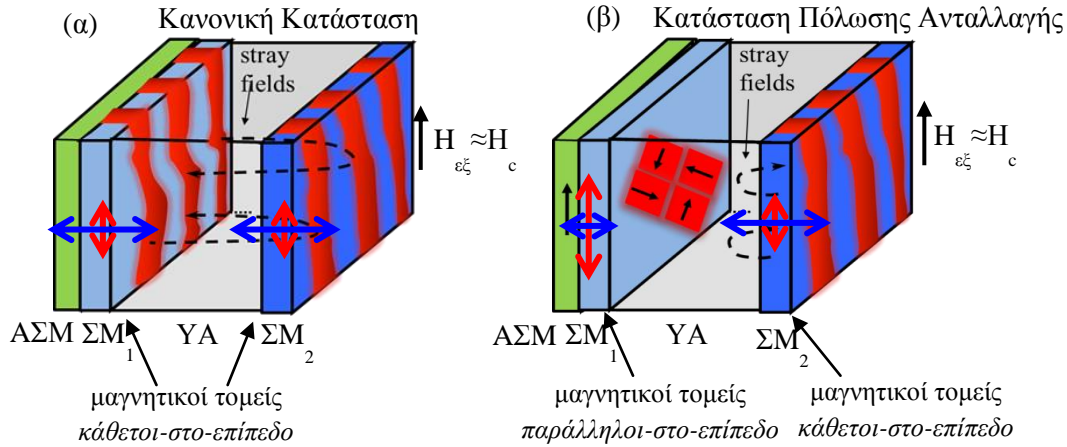
Μια πιο λεπτομερής μελέτη γίνεται στις Εικόνες 6.3 (β)-(δ) όπου παρουσιάζουμε τις καμπύλες (β),(δ) μαγνητοαντίστασης και (γ),(ε) μαγνήτισης της TN $\text{CoO}(2\text{nm})-\text{Co}(60\text{nm})/\text{Nb}(23\text{nm})/\text{Co}(60\text{nm}) \text{No}_2$ στην (β),(γ) ΚΚ και στην (δ),(ε) ΚΠΑ εστιασμένες στα μικρά πεδία. Εστιάζοντας στην ΚΚ (Εικόνες 6.3 (β) και (γ)), παρατηρούμε ότι η κορυφή $\text{sMRE}^{\text{ΚΚ}}$ έχει μια ιδιαίτερη μορφολογία μεταξύ των συνεκτικών πεδίων των εξωτερικών ΣM υμένων, όπως φαίνεται και από τις μαύρες-διάστικτες ευθείες που συσχετίζουν τα πάνελ (β) και (γ). Η μέγιστη τιμή R_{max} καταγράφεται σε πεδίο ίσο με το συνεκτικό πεδίο του πάνω υμενίου Co (κόκκινη-διακεκομμένη γραμμή). Εστιάζοντας στην ΚΠΑ (Εικόνες 6.3 (δ) και (ε)), παρατηρούμε ότι η κορυφή $\text{sMRE}^{\text{ΚΠΑ}}$ έχει μειωθεί σημαντικά και αναπτύσσεται στην διευρυμένη πια, λόγω ΠΑ, περιοχή των συνεκτικών πεδίων των εξωτερικών ΣM υμένων, όπως φαίνεται και από τις μαύρες-διάστικτες ευθείες που συσχετίζουν τα πάνελ (δ) και (ε). Επιπλέον, στο κέντρο της κορυφής της μαγνητοαντίστασης παρατηρούμε ένα βύθισμα το οποίο παρουσιάζει ελάχιστο R_{min} στο πεδίο που παρατηρείται μηδενική τιμή της μαγνήτισης (κόκκινη-διακεκομμένη γραμμή). Το βύθισμα αυτό σχετίζεται είτε α) στην συνύπαρξη του βυθίσματος $\text{sSVE}^{\text{ΚΠΑ}}$ (αύξηση της *παράλληλης-στο-επίπεδο* μαγνήτισης) με την υποβαθμισμένη κορυφή sMRE^{EB} (μείωση της *κάθετης-στο-επίπεδο* μαγνήτισης) στην περιοχή πεδίων που τα εξωτερικά ΣM υμένα έχουν ‘αντιπαράλληλη’ μαγνήτιση, είτε β) με την υπέρθεση δυο ανεξάρτητων κορυφών sMRE, που αντιστοιχούν στα συνεκτικά πεδία των δυο ΣM , οι οποίες λόγω της ΠΑ έχουν απομακρυνθεί αρκετά ώστε να δίνουν αυτό το περίεργο μορφολογικά αποτέλεσμα

($\Delta H_c^{KPA} = 320 \text{ Oe} > \Delta H_c^{KK} = 220 \text{ Oe}$), είτε γ) με την συνδυασμένη δράση των α) και β). Εκτενής συζήτηση για την ερμηνεία αυτών των ευρημάτων καθώς και σύγκριση με τη βιβλιογραφία μπορεί να βρεθεί στο Chapter 6.1.i.b.

Στην Εικόνα 6.4 (α) και (β) αναπαριστούμε σχηματικά δύο TN $\Lambda\Sigma M - \Sigma M_1(d_{\Sigma M_1})/\Upsilon A/\Sigma M_2(d_{\Sigma M_2})$ που αποτελούνται από ΣM υμένα πάχους $d_{\Sigma M_1} = d_{\Sigma M_2} = 60 \text{ nm}$ στην περιοχή πεδία $H_{\xi} \approx H_c$ όταν το ΣM_1 βρίσκεται στην (α) ΚΚ και (β) στην ΚΠΑ. Όπως αναφέρθηκε στο Κεφάλαιο 5.1 και στο Chapter 5.1 και 5.2 τα υμένα $\text{Co}(60\text{nm})$ φιλοξενούν τις *κάθετη-στο-επίπεδο* και *παράλληλη-στο-επίπεδο* συνιστώσες της μαγνήτισης εξ αιτίας της ανισοτροπίας σχήματος. Όταν το ΣM_1 βρίσκεται στην ΚΚ (Στην Εικόνα 6.4 (α)), επιτυγχάνεται ισχυρή μαγνητοστατική σύζευξη των ΣM_1 και ΣM_2 λόγω της *κάθετης-στο-επίπεδο* μαγνήτισης οπότε ευνοείται η ανάπτυξη έντονου sMRE. Αντίθετα όταν το ΣM_1 βρίσκεται στην ΚΠΑ (Στην Εικόνα 6.4 (β)), η *παράλληλη-στο-επίπεδο* μαγνήτιση του ΣM_1 ενισχύεται, λόγω της επαφής αυτού με τον $\Lambda\Sigma M$, οπότε η μαγνητοστατική σύζευξη των ΣM_1 και ΣM_2 είναι ασθενέστερη και το sMRE υποβαθμίζεται. Το μήκος των κόκκινων και μπλε διπλών-βελών υποδηλώνει ποιοτικά το μέγεθος της *παράλληλη-στο-επίπεδο* και *κάθετης-στο-επίπεδο* μαγνήτισης των ΣM υμένα.



Εικόνα 6.3: (α) Ισόθερμες καμπύλες μαγνητοαντίστασης για την TN $\text{CoO}(2\text{nm})\text{-Co}(60\text{nm})/\text{Nb}(23\text{nm})/\text{Co}(60\text{nm}) \text{No}_2$ στην ΚΚ (μπλε-συμπαγείς κύκλοι) και στην ΚΠΑ (κόκκινοι-ανοικτοί κύκλοι) μετρημένες στη θερμοκρασία $T=7.220 \text{ K} < T_c=7.255 \text{ K}$ όπου παρατηρείται η μέγιστη τιμή sMRE. (β)-(δ) Μετρήσεις (α),(δ) μαγνητοαντίστασης και (γ),(ϵ) μαγνήτισης για την TN μετρημένες στην (β),(γ) ΚΚ και στην (δ),(ϵ) ΚΠΑ εστιασμένες στην περιοχή των μικρών πεδίων.



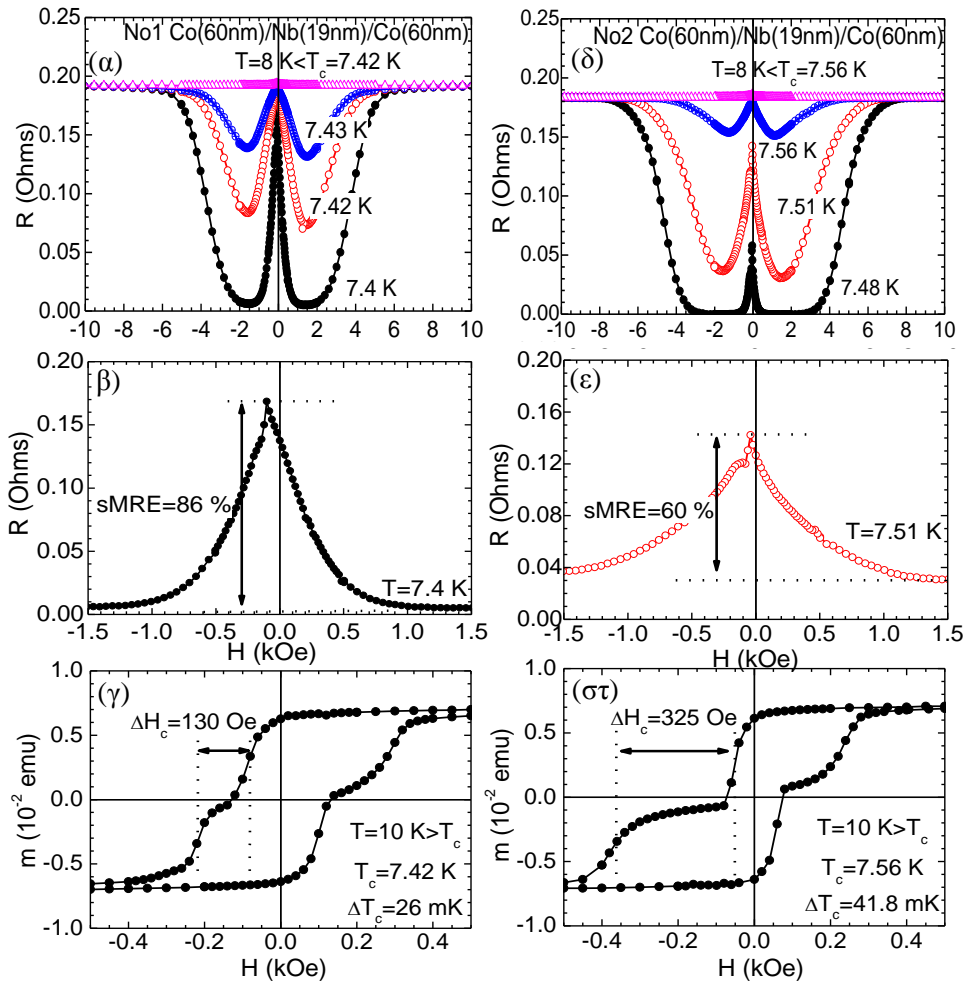
Εικόνα 6.4: Σχηματική αναπαράσταση δύο TN ΑΣΜ-ΣΜ₁(d_{ΣΜ1})/ΥΑ/ΣΜ₂(d_{ΣΜ2}) που αποτελούνται από ΣΜ υμένια πάχους d_{ΣΜ1}=d_{ΣΜ2}=60 nm για πεδία H_{εξ}≈H_c όταν το ΣΜ₁ βρίσκεται στην (α) ΚΚ και (β) στην ΚΠΑ. Τονίζουμε πως στα υμένια Co(60nm) συνυπάρχουν η *κάθετη-στο-επίπεδο* και *παράλληλη-στο-επίπεδο* συνιστώσες της μαγνήτισης (ανισοτροπία σχήματος). (α) Στην ΚΚ επιτυγχάνεται ισχυρή μαγνητοστατική σύζευξη των ΣΜ₁ και ΣΜ₂ λόγω της *κάθετης-στο-επίπεδο* μαγνήτισης οπότε ευνοείται η ανάπτυξη έντονου sMRE. (β) Στην ΚΠΑ η *παράλληλη-στο-επίπεδο* μαγνήτιση του ΣΜ₁ ενισχύεται, λόγω της επαφής του με τον ΑΣΜ, οπότε η μαγνητοστατική σύζευξη των ΣΜ₁ και ΣΜ₂ είναι ασθενέστερη και το sMRE υποβαθμίζεται. Το μήκος των κόκκινων και μπλε διπλά-βελών υποδηλώνει ποιοτικά το μέγεθος της *παράλληλης-στο-επίπεδο* και της *κάθετης-στο-επίπεδο* μαγνήτισης των ΣΜ.

ii. Η επίδραση της διαφοράς των συνεκτικών πεδίων των εξωτερικών ΣΜ υμενίων

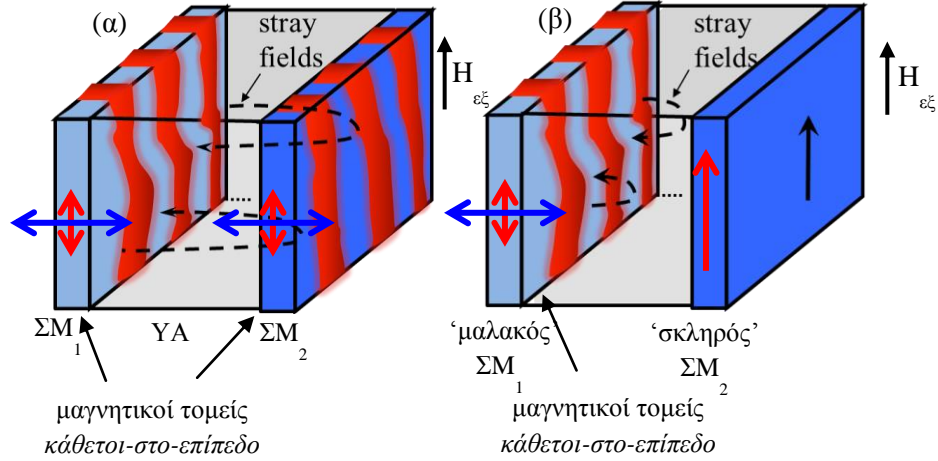
Στην παρούσα παράγραφο θα εξετάσουμε την επίδραση που έχει η διαφορά των συνεκτικών πεδίων των εξωτερικών ΣΜ υμενίων στις ιδιότητες μεταφοράς των TN ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ. Στην Εικόνα 6.4 (α)-(στ) παρουσιάζουμε πειραματικά δεδομένα για τις TN (α)-(γ) No1 Co(60nm)/Nb(19nm)/Co(60nm) (TN-No1) και (δ),(στ) No2 Co(60nm)/Nb(19nm)/Co(60nm) (TN-No2) (όλα τα δεδομένα έχουν μετρηθεί για την ΚΚ).

Αρχικά εστιάζουμε στα δεδομένα μαγνητοαντίστασης. Στην Εικόνα 6.4 (α) φαίνονται οι καμπύλες μαγνητοαντίστασης για την TN-No1 μετρημένες σε θερμοκρασίες κατά μήκος της υπεραγωγικής μετάβασης, ενώ στην Εικόνα 6.4 (β) παρουσιάζεται η καμπύλη μαγνητοαντίστασης με τη μέγιστη τιμή sMRE^{TN-No1}=86% εστιασμένη στα μικρά πεδία. Αντίστοιχα, στην Εικόνα 6.4 (δ) φαίνονται οι καμπύλες μαγνητοαντίστασης για την TN-No2 μετρημένες σε θερμοκρασίες κατά μήκος της υπεραγωγικής μετάβασης, ενώ στην Εικόνα 6.4 (ε) παρουσιάζεται η καμπύλη μαγνητοαντίστασης με τη μέγιστη τιμή sMRE^{TN-No1}=60% εστιασμένη στα μικρά πεδία. Μετρήσεις της αντίστασης σε συνάρτηση με τη θερμοκρασία, R(T) σε μηδέν μαγνητικό πεδίο έδειξαν ότι οι δύο TN αποτελούνται από ΥΑ υμένια συγκρίσιμης ποιότητας (T_c^{TN-No1}=7.42 K και ΔT_c^{TN-No1}=25.6 mK/T_c^{TN-No2}=7.56 K και ΔT_c^{TN-No2}=41.8 mK). Τα δεδομένα αυτά έχουν παρουσιαστεί στο Chapter 6.1.ii. Με δεδομένη την συγκρίσιμη ποιότητα των ΑΥ υμενίων και λόγω του ότι τα ΣΜ έχουν παρόμοια μαγνητική ανισοτροπία (ίδιο πάχος d_{Co}) αλλά και την ίδια απόσταση μεταξύ τους (ίδιο πάχος d_{Nb}), η σημαντική διαφορά στην τιμή του sMRE των δύο TN οφείλεται στη διαφορά των συνεκτικών πεδίων των ΣΜ υμενίων ΔH_c^{TN-No1}=130 Oe και ΔH_c^{TN-No2}=325 Oe (Εικόνες 6.4 (γ) και (στ) για την TN-No1 και τον TN-No2, αντίστοιχα).

Στην Εικόνα 6.5 (α) και (β) παρουσιάζεται η σχηματική αναπαράσταση δύο TN $\Sigma M_1/\text{YA}/\Sigma M_2$ που αποτελούνται από ΣM υμένια *κάθετης-στο-επίπεδο* μαγνήτισης ίδιου πάχους, $d_{\Sigma M_1}=d_{\Sigma M_2}$, που είναι (α) μαγνητικά ισοδύναμα, δηλ $H_c^{\Sigma M_1} \approx H_c^{\Sigma M_2}$, ή (β) το ΣM_1 είναι μαγνητικά ‘μαλακό’ και το ΣM_2 μαγνητικά ‘σκληρό’, δηλ $H_c^{\Sigma M_1} < H_c^{\Sigma M_2}$. Όταν τα εξωτερικά ΣM υμένια είναι μαγνητικά ισοδύναμα (Εικόνα 6.5 (α)), δηλ $H_c^{\Sigma M_1} \approx H_c^{\Sigma M_2}$, εμφανίζουν ταυτόχρονα (δηλ. στο ίδιο εύρος πεδίων) *κάθετους-στο-επίπεδο* MT που φιλοξενούν ένα πυκνό δίκτυο εγκάρσιων διαφευγόντων πεδίων, οπότε επιτυγχάνεται ισχυρή μαγνητοστατική σύζευξη που ισοδυναμεί με έντονο sMRE. Αν από την άλλη υποθέσουμε ότι τα εξωτερικά ΣM υμένια δεν είναι μαγνητικά ισοδύναμα, έστω ότι $H_c^{\Sigma M_1} < H_c^{\Sigma M_2}$, (Εικόνα 6.5 (β)) τότε το υμένιο ΣM_1 είναι μαγνητικά ‘μαλακό’ και το υμένιο ΣM_2 είναι μαγνητικά ‘σκληρό’. Τότε για εξωτερικά πεδία κοντά στο $H_c^{\Sigma M_1}$ το ΣM_1 χωρίζεται σε *κάθετους-στο-επίπεδο* MT άρα φιλοξενεί εγκάρσια διαφεύγοντα πεδία ενώ το ΣM_2 βρίσκεται ακόμα σε κατάσταση κόρου. Σαν αποτέλεσμα, η μαγνητοστατική σύζευξη των εξωτερικών ΣM υμενίων είναι ασθενής και παρατηρούμε υποβαθμισμένο sMRE, ή δεν επιτυγχάνεται καθόλου, οπότε η TN συμπεριφέρεται σαν δύο μαγνητικά ασύζευκτες ΔN .



Εικόνα 6.4: Πειραματικά δεδομένα για τις TN (α)-(γ) No1 Co(60nm)/Nb(19nm)/Co(60nm) (TN-No1) και (δ),(στ) No2 Co(60nm)/Nb(19nm)/Co(60nm) (TN-No2). (α),(δ) Καμπύλες μαγνητοαντίστασης για θερμοκρασίες κατά μήκος της υπεραγωγίμης μετάβασης για (α) την TN-No1 και (γ) την TN-No2. (β),(ε) Οι καμπύλες μαγνητοαντίστασης που εμφανίζεται μέγιστη τιμή sMRE εστιασμένες στα μικρά πεδία για (β) την TN-No1 και (ε) την TN-No2. (γ),(στ) Καμπύλες μαγνήτισης μετρημένες σε θερμοκρασία $T=10 > T_c$ για (γ) την TN-No1 και (στ) την TN-No2.



Εικόνα 6.5: Σχηματική αναπαράσταση δύο TN $\Sigma M_1/YA/\Sigma M_2$ που αποτελούνται από ΣM υμένια ίδιου πάχους $d_{\Sigma M_1}=d_{\Sigma M_2}$. Τα ΣM_1 και ΣM_2 υμένια έχουν *κάθετη-στο-επίπεδο* μαγνήτιση και είναι (α) μαγνητικά ισοδύναμα, δηλ $H_c^{\Sigma M_1} \approx H_c^{\Sigma M_2}$, ή (β) το ΣM_1 είναι μαγνητικά 'μαλακό' και το ΣM_2 μαγνητικά 'σκληρό', δηλ $H_c^{\Sigma M_1} < H_c^{\Sigma M_2}$. Στην πρώτη περίπτωση (α) έχουμε ισχυρή μαγνητοστατική σύζευξη οπότε το sMRE είναι έντονο ενώ στη δεύτερη περίπτωση (β) δεν επιτυγχάνεται μαγνητοστατική σύζευξη και το sMRE υποβαθμίζεται σημαντικά.

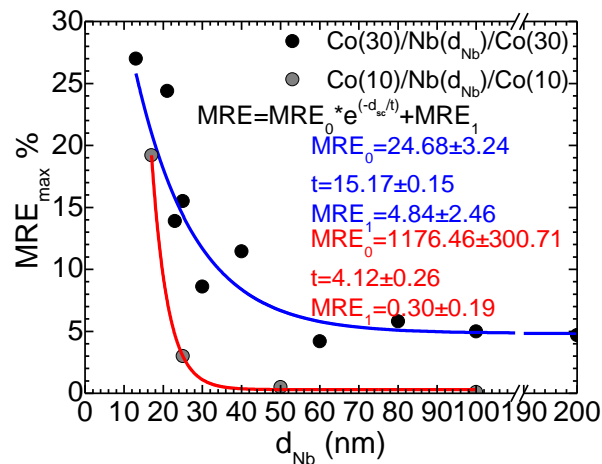
iii. Η επίδραση της απόστασης των εξωτερικών ΣM υμενίων

Η παράγραφος αυτή επικεντρώνεται στην επίδραση της απόστασης των εξωτερικών ΣM υμενίων στις ιδιότητες μεταφοράς των TN ΣM/YA/ΣM. Για το λόγο αυτό παρασκευάσαμε τρεις σειρές TN $Co(d_{Co})/Nb(d_{Nb})/Co(d_{Co})$ όπου διατηρούσαμε σταθερό πάχος υμενίων Co και μεταβάλαμε συστηματικά το πάχος του υμενίου Nb. Οι σειρές αυτές χωρίζονται σε δύο κατηγορίες με βάση το πάχος των ΣM υμενίων. Στην πρώτη κατηγορία ανήκουν οι TN με λεπτά ΣM υμένια, $d_{Co}=10$ και $30 \text{ nm} < d_{kp}^{\Sigma M} = 40-50 \text{ nm}$ (*παράλληλη-στο-επίπεδο* μαγνήτιση) όπου το πάχος του YA υμενίου εκτείνεται σε μεγάλες τιμές $13 \text{ nm} \leq d_{Nb} \leq 200 \text{ nm}$. Στην δεύτερη κατηγορία ανήκουν οι TN με σχετικά παχιά ΣM υμένια, $d_{Co}=60 \text{ nm} > d_{kp}^{\Sigma M} = 40-50 \text{ nm}$ (*κάθετη-στο-επίπεδο* μαγνήτιση), όπου το πάχος του YA υμενίου εστιαστική σε μικρές τιμές $15 \text{ nm} \leq d_{Nb} \leq 27 \text{ nm}$.

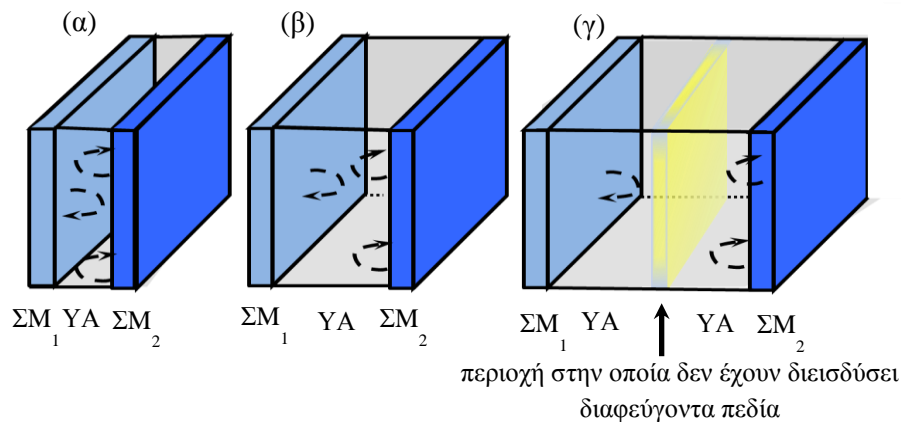
Αναφορικά με την πρώτη κατηγορία TN, στην Εικόνα 6.6 παρουσιάζουμε την εξάρτηση της μέγιστης τιμής MRE_{max} από το πάχος του YA υμενίου Nb, d_{Nb} , για τις σειρές TN $Co(10\text{nm})/Nb(d_{sc,1})/Co(10\text{nm})$ και $Co(30\text{nm})/Nb(d_{sc,2})/Co(30\text{nm})$, όπου $d_{sc,1}=17-100 \text{ nm}$ και $d_{sc,2}=13-200 \text{ nm}$. Οι συμπαγείς-καμπύλες είναι αποτέλεσμα της προσαρμογής της εκθετικής συνάρτησης $MRE = MRE_0 e^{-(d_{sc}/l)} + MRE_1$ στα πειραματικά δεδομένα. Παρατηρούμε πως η τιμή MRE_{max} μικραίνει καθώς μεγαλώνει το πάχος του YA υμενίου Nb. Η μείωση του MRE_{max} είναι απότομη μέχρι να αποκτήσει μια σταθερή τιμή για πάχη Nb μεγαλύτερα από ένα άνω κρίσιμο πάχος Nb, $d_{Nb,kp}^{\acute{\alpha}\nu\omega}$. Το άνω κρίσιμο πάχος για τις TN $Co(10\text{nm})/Nb(d_{sc,1})/Co(10\text{nm})$ είναι σημαντικά μικρότερο από αυτό των TN $Co(30\text{nm})/Nb(d_{sc,2})/Co(30\text{nm})$ ($d_{Nb,kp}^{\acute{\alpha}\nu\omega} [TN-Co(10\text{nm})] \approx 30 \text{ nm} < d_{Nb,kp}^{\acute{\alpha}\nu\omega} [TN-Co(30\text{nm})] \approx 60 \text{ nm}$). Επίσης, η μείωση του MRE_{max} είναι περισσότερο απότομη για τις TN $Co(10\text{nm})/Nb(d_{sc,1})/Co(10\text{nm})$ απ' ότι για τις TN $Co(30\text{nm})/Nb(d_{sc,2})/Co(30\text{nm})$.

Τα πειραματικά δεδομένα της Εικόνας 6.6 επικυρώνουν το 'stray fields scenario' για την ερμηνεία του sMRE, σύμφωνα με το οποίο τα *κάθετα-στο-επίπεδο* διαφεύγοντα πεδία που εμφανίζονται στα ΣM

υμένα για πεδία κοντά στο συνεκτικό πεδίο ευνοούν την μαγνητοστατική τους σύζευξη και ‘τρυτούν’ το ΥΑ υμένιο. Βασιζόμενοι σε αυτό το σενάριο αναμένουμε πως όσο μεγαλώνει το πάχος του ΥΑ υμενίου, τα ΣΜ υμένα απομακρύνονται προοδευτικά με αποτέλεσμα την εξασθένηση της μαγνητοστατικής σύζευξης μεταξύ τους. Η μερική διεισδυση των διαφευγόντων πεδίων μέσα στο ΥΑ υμένιο έχει ως άμεσο αποτέλεσμα την προοδευτική μείωση της τιμής του sMRE. Πιο συγκεκριμένα τα πειραματικά δεδομένα υποδηλώνουν πως για πάχος $d_{Nb,κρ}^{\acute{\alpha}\nu\omega}$ εμφανίζεται στο εσωτερικό του ΥΑ υμενίου μια περιοχή στην οποία δεν έχουν διεισδύσει διαφεύγοντα πεδία και η TN Co/Nb/Co αρχίζει να συμπεριφέρεται σαν δυο μαγνητικά ασύζευκτες ΔΝ Co/Nb και Nb/Co. Οπότε για πάχη $d_{Nb} \geq d_{Nb,κρ}^{\acute{\alpha}\nu\omega}$ το sMRE μειώνεται σε μια σταθερή τιμή η οποία ισούται με την τιμή sMRE που μετράμε σε ΔΝς Co/Nb. Ο μηχανισμός αυτός αναπαριστάται σχηματικά στην Εικόνα 6.7.

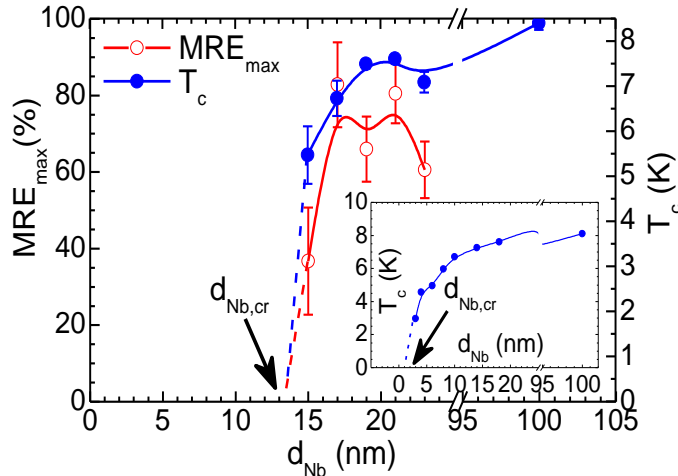


Εικόνα 6.6: Εξάρτηση του MRE_{max} από το πάχος του ΥΑ υμενίου Nb, d_{Nb} , για τις σειρές TN Co(10nm)/Nb($d_{sc,1}$)/Co(10nm) και Co(30nm)/Nb($d_{sc,2}$)/Co(30nm), όπου $d_{sc,1}=17-100$ nm και $d_{sc,2}=13-200$ nm.



Εικόνα 6.7: Σχηματική αναπαράσταση μιας TN ΣΜ₁/YA/ΣΜ₂. (α) Όταν το πάχος του ΥΑ υμενίου είναι αρκούντως μικρό επιτυγχάνεται σημαντική μαγνητοστατική σύζευξη μεταξύ των ΣΜ υμενίων, μέσω *κάθετων-στο-επίπεδο* διαφευγόντων πεδίων, που οδηγεί σε σημαντικό sMRE. (β) Όσο το πάχος του ΥΑ υμενίου αυξάνεται η μαγνητοστατική σύζευξη μεταξύ των ΣΜ υμενίων εξασθενεί και το sMRE αποκτά μικρότερες τιμές. (γ) Πάνω από ένα κρίσιμο πάχος ΥΑ εμφανίζεται μια περιοχή στο εσωτερικό του ΥΑ υμενίου στην οποία δεν έχουν διεισδύσει διαφεύγοντα πεδία. Στην περίπτωση (γ) τα εξωτερικά ΣΜ είναι μαγνητικά ασύζευκτα και η TN συμπεριφέρεται σαν δυο ανεξάρτητες ΔΝ ΣΜ₁/YA και YA/ΣΜ₂ οπότε το sMRE αποκτά μια σταθερή τιμή.

Αναφορικά με την δεύτερη κατηγορία TN, μελετήσαμε TNs $\text{Co}(60\text{nm})/\text{Nb}(d_{\text{Nb},3})/\text{Co}(60\text{nm})$ όπου το πάχος του YA μεταβαλλόταν παίρνοντας τιμές $d_{\text{Nb},3}=15-27$ nm. Πιο συγκεκριμένα, στην Εικόνα 6.8 παρουσιάζουμε την εξάρτηση της μέσης τιμής MRE_{max} και της μέσης τιμής της κρίσιμης YA θερμοκρασίας T_c από το πάχος του YA υμενίου, d_{Nb} . Οι μέσες τιμές MRE_{max} και T_c έχουν υπολογιστεί για σειρές TN που αριθμούν $N=14$ TNs $\text{Co}(60\text{nm})/\text{Nb}(15\text{nm})/\text{Co}(60\text{nm})$, $N=5$ TNs $\text{Co}(60\text{nm})/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(60\text{nm})$, $N=2$ TNs $\text{Co}(60\text{nm})/\text{Nb}(19\text{nm})/\text{Co}(60\text{nm})$, $N=2$ TNs $\text{Co}(60\text{nm})/\text{Nb}(21\text{nm})/\text{Co}(60\text{nm})$ TLs και $N=2$ TNs $\text{Co}(60\text{nm})/\text{Nb}(23\text{nm})/\text{Co}(60\text{nm})$. Στο ένθετο της Εικόνας 6.7 παρουσιάζεται η καμπύλη αναφοράς $T_c(d_{\text{Nb}})$ για MN $\text{Nb}(d_{\text{Nb}})$ που αναδεικνύει ως κρίσιμο πάχος στο οποίο χάνεται η YA το $d_{\text{Nb},\text{cr}}=1-2$ nm, που αποδεικνύει την πολύ υψηλή υπεραγώγιμη ποιότητα των υμενίων. Για πάχος $d_{\text{Nb}}=17$ nm το sMRE γίνεται μέγιστο, $\text{sMRE}=100\%$. Η τιμές του sMRE μειώνονται απότομα καθώς το πάχος του υμενίου Nb μεγαλώνει πάνω από τα 21 nm. Αυτό το εύρημα συμφωνεί με τα δεδομένα της Εικόνας 6.5 που αναφέρονται στην πρώτη κατηγορία TN που μελετήθηκαν για μεταβλητό πάχος Nb. Επιστρέφοντας στην Εικόνα 6.8 παρατηρούμε ότι οι τιμές MRE_{max} και T_c μειώνονται απότομα για πάχη κάτω από $d_{\text{Nb}}=17$ nm και γίνονται μηδέν στην περιοχή 13-14 nm, όπως δείχνουν οι διακεκομμένες γραμμές που έχουν εισαχθεί προκειμένου να διευκολύνουν τον αναγνώστη στην παρατήρηση.



Εικόνα 6.8: Εξάρτηση του sMRE (κόκκινοι-ανοιχτοί κύκλοι) και της κρίσιμης YA θερμοκρασίας T_c (μπλε-συμπαγείς κύκλοι) από το πάχος του YA υμενίου d_{Nb} για TNs $\text{Co}(60\text{nm})/\text{Nb}(d_{\text{Nb}})/\text{Co}(60\text{nm})$. Τα δεδομένα αυτά πιστοποιούν ότι και οι δυο παράμετροι μειώνονται δραστικά κάτω από ένα κρίσιμο πάχος $d_{\text{Nb},\text{kp}}=13-14$ nm (τα σφάλματα αντικατοπτρίζουν τις διακυμάνσεις ανάμεσα στα διάφορα TN). Στο ένθετο παρουσιάζουμε τα αντίστοιχα δεδομένα αναφοράς για ΜΔ $\text{Nb}(d_{\text{Nb}})$ που παρουσιάζουν κρίσιμο πάχος $d_{\text{Nb},\text{kp}}=1-2$ nm, δείγμα της υψηλής τους ποιότητας. Οι διακεκομμένες γραμμές διευκολύνει τον αναγνώστη στην παρατήρηση.

Η απότομη μείωση της τιμής του sMRE που παρατηρείται για $d_{\text{Nb}} < 17$ nm αποδίδεται στους περιορισμούς που σχετίζονται γενικά με την διατήρηση της YA στις δυο-διαστάσεις και ειδικότερα με την δημιουργία των φλαξονίων [74]. Πιο συγκεκριμένα, η μείωση των διαστάσεων του YA υμενίου επιδρά στη μείωση της T_c καθώς λόγω του ανάστροφου φαινομένου γειτνίασης (inverse proximity effect), που πηγάζει από την επαφή του YA υμενίου με τα εξωτερικά ΣΜ υμένια, συντελείται σπάσιμο των ζευγών Cooper (pair-breaking). Υπάρχουν αρκετοί μηχανισμοί που ενεργοποιούνται με τη μείωση του d_{YA} και συντελούν στη μείωση της T_c [75,76]. Πιο συγκεκριμένα, αν εκατέρωθεν των επιφανειών του YA υμενίου δημιουργηθούν δύο λεπτά στρώματα που βρίσκονται σε κανονική κατάσταση (λόγω πιθανής

οξειδωσης του Nb κατά την εναπόθεση) τότε, μέσω του συμβατικού ανάστροφου φαινομένου γειτνίασης η κρίσιμη θερμοκρασία μειώνεται μέσω της γενικής σχέσης $T_c(d_{YA})=T_{\text{kp}}^{\text{bulk}}\exp(-C/d_{YA})$, όπου η παράμετρος C είναι σταθερή [77]. Επίσης, τα ασθενή τοπικά φαινόμενα (weak localizations) που πηγάζουν από τις αλληλεπιδράσεις Coulomb ανάμεσα στα ηλεκτρόνια γίνονται πολύ σημαντικά όσο μειώνεται το πάχος, ιδιαίτερα στο 'βρώμικο' όριο (dirty-limit), και δίνουν μια παρόμοια σχέση για την $T_c(d_{YA})$ [78]. Τέλος, η τροποποίηση των οριακών συνθηκών της παραμέτρου τάξης λόγω της μείωσης της μέσης ελεύθερης διαδρομής των ηλεκτρονίων (electronic mean-free path) και/ή η αλλαγή του δυναμικού αλληλεπίδρασης των ζευγών ηλεκτρονίων Cooper έχει ως αποτέλεσμα την σχέση $T_c(d_{YA})=T_c^{\text{bulk}}(1-2C\xi(0)^2/d_{YA})$ όπου C σταθερά [79]. Σε όλες τις περιπτώσεις η μείωση του πάχους d_{YA} έχει ως αποτέλεσμα τη μείωση της T_c . Όπως είναι αναμενόμενο, η υποβάθμιση της υπεραγωγιμότητας συνοδεύεται από την μαζική υποβάθμιση της τιμής του sMRE όπως αποδεικνύεται πειραματικά από τα δεδομένα της Εικόνας 6.7. Τα ζητήματα αυτά έχουν συζητηθεί αναλυτικά στις πρόσφατες εργασίες [49,50].

6.2 Η επίδραση μαγνητικής ανισοτροπίας των ΣΜ υμενίων στο άνω κρίσιμο πεδίο, $H_{c2}(T)$

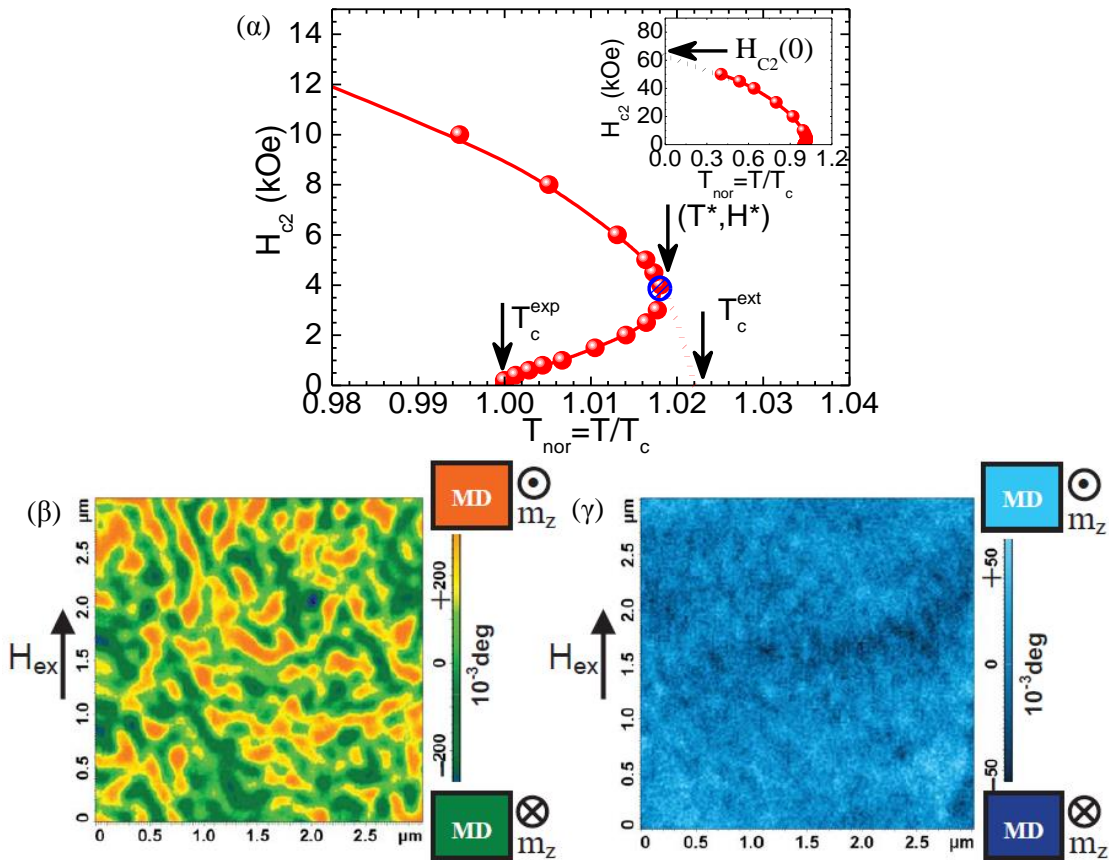
Μελετήσαμε μεγάλο αριθμό TN $\text{Co}(d_{\text{Co}})/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(d_{\text{Co}})$ με $d_{\text{Co}}=10, 30, 60$ και 100 nm και συμπεράναμε ότι η ΔMT των ΣΜ υμενίων παίζει πολύ σημαντικό ρόλο στην γραμμή του άνω-κρίσιμου πεδίου, $H_{c2}(T)$. Τα δεδομένα αυτά έδειξαν ότι για σχετικά παχιά ΣΜ υμένια ($d_{\text{Co}}\geq d_{\text{kp}}^{\text{SM}}$), που υπερισχύει η *κάθετη-στο-επίπεδο* μαγνήτιση, η γραμμή του άνω-κρίσιμου πεδίου, $H_{c2}(T)$ αλλοιώνεται στην περιοχή μικρών πεδίων και σε θερμοκρασίες κοντά στην κρίσιμη θερμοκρασία.

Στην Εικόνα 6.9 (α) παρουσιάζουμε τη γραμμή του άνω-κρίσιμου πεδίου, $H_{c2}(T)$ για μια αντιπροσωπευτική TN, την TN No12 $\text{Co}(100\text{ nm})/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(100\text{nm})$, εστιασμένη στην περιοχή μικρών πεδίων και σε θερμοκρασίες κοντά στην κρίσιμη θερμοκρασία, T_c^{exp} όπου εκδηλώνεται η επανείσοδος (reentrance) της $H_{c2}(T)$. Δηλαδή, η πειραματική τιμή της κρίσιμης θερμοκρασίας σε μηδενικό πεδίο, T_c^{exp} , είναι χαμηλότερη από αυτή που αναμένεται, T_c^{ext} , λόγω της παρουσίας των διαφευγόντων πεδίων στους *κάθετους-στο-επίπεδο* MT των ΣΜ υμενίων στην κατάσταση αυθόρμητης μαγνήτισης (as-prepared state). Η προοδευτική αύξηση της τιμής του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου, μειώνει την εμβέλεια και την ένταση των διαφευγόντων πεδίων και οδηγεί στην προοδευτική καταστροφή των MT, οι οποίοι εξαφανίζονται τελείως μόλις επιτυγχάνεται ο μαγνητικός κορεσμός. Η επανείσοδος της $H_{c2}(T)$ ακολουθείται μέχρι ένα κρίσιμο σημείο (T^*, H^*). Για πεδία και θερμοκρασίες πάνω από το (T^*, H^*) αποκαθίσταται η αναμενόμενη διδιάστατη συμπεριφορά της γραμμή του άνω-κρίσιμου πεδίου, $H_{c2}(T)$ όπως βλέπουμε στο ένθετο της Εικόνας 6.9 (α).

Στις Εικόνες 6.9 (β) και (γ) παρουσιάζουμε αντιπροσωπευτικές εικόνες MFM της TN No12 $\text{Co}(100)/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(100\text{nm})$ (β) στην κατάσταση αυθόρμητης μαγνήτισης, όπου φαίνεται η ΔMT του πάνω υμενίου $\text{Co}(100\text{nm})$ που αποτελείται από *κάθετους-στο-επίπεδο* MT και (γ) μετά την εφαρμογή παράλληλου μαγνητικού πεδίου έντασης 4.5 kOe, όπου οι *κάθετοι-στο-επίπεδο* MT έχουν σχεδόν εξαφανιστεί καθώς το ΣΜ υμένιο βρίσκεται κοντά στον κόρο. Τονίζουμε ότι το πορτοκαλί (πράσινο) χρώμα της Εικόνας 6.9 (β) αντιστοιχεί σε *κάθετη-στο-επίπεδο* μαγνήτιση με φορά έξω από το επίπεδο (μέσα στο επίπεδο) του υμενίου, ενώ το μπλε χρώμα της Εικόνας 6.9 (γ) δηλώνει *παράλληλη-στο-επίπεδο* μαγνήτιση. Προσοχή πρέπει να δοθεί στην τάξη μεγέθους deg της κάθετης μπάρα/χρωματικής-κλίμακας που βρίσκεται δεξιά από κάθε εικόνα MFM. Η κρίσιμη θερμοκρασία, T_c^{exp} , υπολογίζεται από την καμπύλη αντίστασης μηδενικού πεδίου, $R(T)$ στο $50\%R_{\text{nor}}$. Η θερμοκρασία T_c^{ext} εκτιμάται από την προέκταση της γραμμής, $H_{c2}(T)$ σε μηδενικό πεδίο που γίνεται με προσαρμογή των πειραματικών

σημείων του άνω τμήματος της γραμμής, $H_{c2}(T)$ με την θεωρητική σχέση $H_{c2}(T)=5.53\Phi_0/2\pi d_{sc}\xi(T)$, όπου $\xi(T)=\xi(0)/(1-T/T_c)^{1/2}$ και $\Phi_0=hc/2e$ είναι το κβάντο ροής (2.07×10^{-7} Gcm²). Με την ίδια σχέση προεκτείνουμε την $H_{c2}(T)$ σε θερμοκρασία μηδέν και βρίσκουμε την τιμή $H_{c2}(0)$ από την οποία υπολογίζουμε το μήκος συσχέτισης στο μηδέν $\xi(0)$.

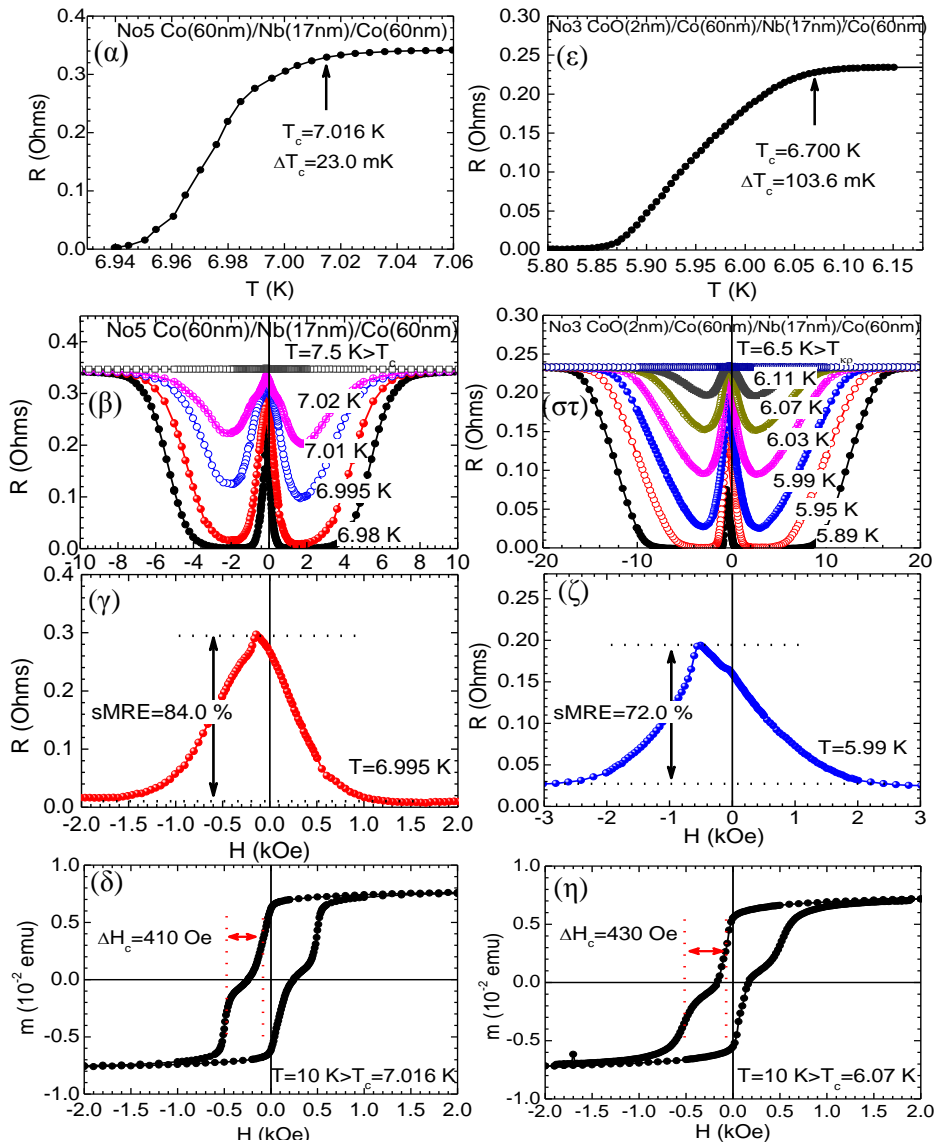
Είναι προφανές ότι όταν η *κάθετη-στο-επίπεδο* μαγνήτιση των ΣΜ υμενίων είναι ισχυρή (ασθενής) τότε η γραμμή του άνω-κρίσιμου πεδίου, $H_{c2}(T)$ εμφανίζει έντονη (περιορισμένη) επανεισοδο. Η ένταση της επανεισοδου χαρακτηρίζεται από α) το κρίσιμο σημείο (T^*, H^*), β) από τη διαφορά ανάμεσα στην πειραματικά υπολογισμένη κρίσιμη θερμοκρασία, T_c^{exp} και την θεωρητικά υπολογισμένη T_c^{ext} , $T_c^{ext}-T_c^{exp}$ και γ) από τη διαφορά ανάμεσα στην πειραματικά υπολογισμένη κρίσιμη θερμοκρασία, T_c^{exp} και την κρίσιμη θερμοκρασία, T^* , $T_c^{exp}-T^*$. Είναι λοιπόν προφανές ότι η επανεισοδος της $H_{c2}(T)$ είναι έντονη στις TN Co/Nb/Co με μεγάλα πάχη Co ($d_{Co} > d_{kp}^{SM}$) που έχουν *κάθετη-στο-επίπεδο* ΔMT, εξασθενεί καθώς το πάχος μειώνεται γιατί μειώνεται η *κάθετη-στο-επίπεδο* και αυξάνεται η *παράλληλη-στο-επίπεδο* συνιστώσα της μαγνήτισης και εξαφανίζεται στις TN Co/Nb/Co με πολύ λεπτά υμένια Co ($d_{Co} \ll d_{kp}^{SM}$) όπου εμφανίζονται *παράλληλοι-στο-επίπεδο* MT.



Εικόνα 6.9: (α) Η γραμμή του άνω-κρίσιμου πεδίου, $H_{c2}(T)$ για την TN No12 Co(100)/Nb(17nm)/Co(100nm) εστιασμένη στην περιοχή μικρών πεδίων και για θερμοκρασίες κοντά στην κρίσιμη θερμοκρασία, T_c^{exp} όπου εμφανίζεται η επανεισοδος. Στο ένθετο παρουσιάζεται η γραμμή, $H_{c2}(T)$ σε πλήρη κλίμακα. Η κρίσιμη θερμοκρασία, T_c^{exp} , υπολογίζεται από την καμπύλη αντίστασης μηδενικού πεδίου, $R(T)$ στο 50% R_{nor} . Το χαρακτηριστικό σημείο (T^*, H^*) δηλώνει το τέλος της επανεισοδου, ενώ το σημείο T_c^{ext} εκτιμάται από την προέκταση του άνω τμήματος της γραμμής, $H_{c2}(T)$ στο μηδέν. (β),(γ) Εικόνες MFM της TN No12 Co(100)/Nb(17nm)/Co(100nm) (β) στην κατάσταση αυθόρμητης μαγνήτισης και (γ) μετά την εφαρμογή παράλληλου μαγνητικού πεδίου έντασης 4.5 kOe.

6.3 Η επίδραση των φυσικών χαρακτηριστικών του ενδιάμεσου ΥΑ υμενίου στη μαγνητοαντίσταση των TN ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ

Προκειμένου να ελέγξουμε αν η ποιότητα του ΥΑ υμενίου επηρεάζει την ένταση του sMRE που παρατηρείται στις TN ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ που αποτελούνται από ΣΜ υμένια με *κάθετη-στο-επίπεδο* μαγνητική



Εικόνα 6.10: (α)-(η) Πειραματικά δεδομένα για τις TN (α)-(δ) No5 Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) (TN-No5) και (δ)-(η) No3 CoO(2nm)-Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) (TN-No3). (α),(ε) Καμπύλες αντίστασης σε συνάρτηση με την θερμοκρασία, $R(T)$, σε μηδέν μαγνητικό πεδίο για τον προσδιορισμό της κρίσιμης υπεραγωγίμης θερμοκρασίας, T_c και του εύρους της υπεραγωγίμης μετάβασης, ΔT_c για (α) την TN-No5 και (ε) την TN-No3. (β),(στ) Καμπύλες μαγνητοαντίστασης για θερμοκρασίες κατά μήκος της υπεραγωγίμης μετάβασης για (β) την TN-No5 και (στ) την TN-No3. (γ),(ζ) Οι καμπύλες μαγνητοαντίστασης που εμφανίζεται μέγιστη τιμή sMRE εστιασμένες στα μικρά πεδία για (γ) την TN-No5 και (ζ) την TN-No3. (δ),(η) Καμπύλες μαγνήτισης μετρημένες σε θερμοκρασία $T=10 > T_c$ και εστιασμένες στα μικρά πεδία για (δ) την TN-No5 και (η) την TN-No3.

ανισοτροπία, συγκρίνουμε τις TN No5 Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) (TN-No5) και No3 CoO(2nm)-Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) (TN-No3). Στις Εικόνες 6.10 (α)-(η) παρουσιάζουμε πειραματικά δεδομένα για την (α)-(δ) TN-No5 και την (ε)-(η) TN-No3. Όπως φαίνεται στις καμπύλες αντίστασης σε συνάρτηση με την θερμοκρασία, $R(T)$, που έχουν μετρηθεί σε μηδέν μαγνητικό πεδίο, οι TN-No5 και TN-No3 έχουν σημαντική διαφορά στην ποιότητα του υμενίου Nb, αφού $T_c^{TN-No5}=7.016\text{ K}>T_c^{TN-No3}=6.07\text{ K}$ και $\Delta T_c^{TN-No5}=23\text{ mK}<\Delta T_c^{TN-No3}=103\text{ mK}$ (Εικόνες 6.10 (α) και (ε) για την TN-No5 και την TN-No3, αντίστοιχα). Συνεχίζοντας, στις Εικόνες 6.10 (β) και (στ) δείχνουμε τις καμπύλες μαγνητοαντίστασης μετρημένες σε θερμοκρασίες κατά μήκος της υπεραγωγίμης μετάβασης για την TN-No5 και την TN-No3, αντίστοιχα, ενώ στις Εικόνες 6.10 (γ) και (ζ) έχουμε απομονώσει τις καμπύλες μαγνητοαντίστασης όπου εμφανίζεται η μέγιστη τιμή sMRE. Η TN-No5 εμφανίζει μέγιστο $sMRE_{max}=84\%$ σε θερμοκρασία $T=6.995\text{ K}<T_c^{TN-No5}$ και η TN-No3 εμφανίζει μέγιστο $sMRE_{max}=72\%$ σε θερμοκρασία $T=5.99\text{ K}<T_c^{TN-No3}$. Τέλος, οι TN-No5 και TN-No3 έχουν περίπου την ίδια διαφορά συνεκτικών πεδίων των ΣΜ υμενίων $\Delta H_c^{TN-No5}=410\text{ Oe}$ και $\Delta H_c^{TN-No3}=430\text{ Oe}$ όπως φαίνεται στις καμπύλες μαγνήτισης, που έχουν μετρηθεί σε θερμοκρασία $T=10>T_c$ και παρουσιάζονται στις Εικόνες 6.10 (δ) και (η), αντίστοιχα.

Αξιολογώντας το γεγονός ότι οι TN-No5 και TN-No3 έχουν περίπου την ίδια διαφορά των συνεκτικών πεδίων των ΣΜ υμενίων, $\Delta H_c^{TN-No5}=410\text{ Oe}$ και $\Delta H_c^{TN-No3}=430\text{ Oe}$, και δεδομένου ότι τα ΣΜ έχουν παρόμοια μαγνητική ανισοτροπία (ίδιο πάχος d_{Co}) αλλά και την ίδια απόσταση μεταξύ τους (ίδιο πάχος d_{Nb}), μπορούμε να συμπεράνουμε ότι η σημαντική διαφορά στις τιμές $sMRE_{max}$ οφείλεται αποκλειστικά στην διαφορά της ποιότητας των ΥΑ υμενίων. Πιο συγκεκριμένα οι TN ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ με καλύτερη ποιότητα ΥΑ υμενίου (μέγιστη T_c /ελάχιστη ΔT_c) παρουσιάζουν μεγαλύτερες τιμές sMRE. Τα δεδομένα αυτά δηλώνουν ότι τα ΥΑ υμένια που έχουν υψηλή ποιότητα είναι πιο επιδεκτικά σε διαδικασίες διάχυσης (dissipation processes) που υποκινούνται από τα εγκάρσια διαφεύγοντα πεδία και εκδηλώνονται μέσω της υποβάθμισης των ιδιοτήτων μεταφοράς. Η επίδραση της ποιότητας του ΥΑ υμενίου στο sMRE που παρατηρείτε στις TN ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ μελετάτε επίσης στο Κεφάλαιο 7 (όπως και στο Chapter 7)

Κεφάλαιο 7

Βελτιστοποίηση της Υπεραγωγμης Μαγνητοαντίστασης

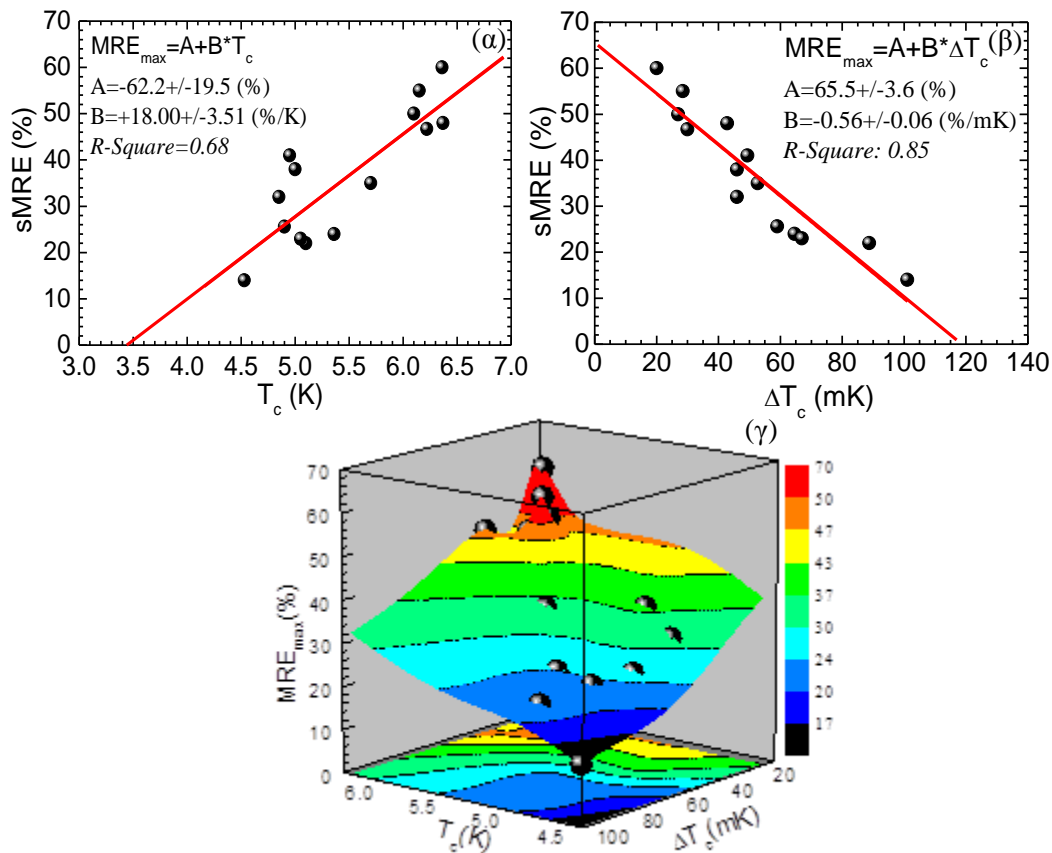
Στο κεφάλαιο αυτό εστιάζουμε τη μελέτη μας στο sMRE που παρατηρείται στις TN ΣΜ/YA/ΣΜ. Για το λόγο αυτό μελετάμε δύο σειρές TN Co/Nb/Co, την σειρά που αποτελείται από N=14 TNs Co(60nm)/Nb(15nm)/Co(60nm) και την σειρά που αποτελείται από N=15 TNs Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm). Υπενθυμίζουμε ότι, λόγω της ανισοτροπίας σχήματος ($d_{kp}^{\Sigma M}=40-50$ nm), στα υμένα Co(60nm) συνυπάρχει η *κάθετη-στο-επίπεδο* και η *παράλληλη-στο-επίπεδο* μαγνήτιση ενώ στα υμένα Co(100nm) υπάρχει αποκλειστικά η *κάθετη-στο-επίπεδο* συνιστώσα της μαγνήτισης. Στη συνέχεια θέλοντας να εξάγουμε κάποια γενικά συμπεράσματα, μελετήσαμε την εξάρτηση του sMRE από το πάχος του d_{Co} για TNs Co(d_{Co})/Nb(d_{Nb})/Co(d_{Co}) πάχους $d_{Co}=10, 30, 60, 100$ nm και $d_{Nb}=15$ και 17 nm. Επίσης μελετήσαμε την συσχέτιση ανάμεσα στη γραμμή του άνω κρίσιμου πεδίου, $H_{c2}(T)$, στη μαγνητοαντίσταση $R(H)$ και στη μαγνήτιση $m(H)$ για αντιπροσωπευτικές TNs. Κατόπιν εστιάζουμε τη μελέτη μας στις TN Co/Nb/Co που αποτελούνται από σχετικά παχιά ΣΜ υμένα, $d_{Co} \geq d_{kp}^{\Sigma M}$ και παρουσιάζουμε δύο μοντέλα για την βελτιστοποίηση του sMRE, ένα θεωρητικό που βασίζεται σε προσομοιώσεις των κάθετων διαφευγόντων διπολικών πεδίων $H_{\delta\pi}$ τα οποία εμφανίζονται στο εσωτερικό των *κάθετων-στο-επίπεδο* MT και ένα πειραματικό που βασίζεται στον συνδυασμό των μακροσκοπικών και μικροσκοπικών παραμέτρων των YA και ΣΜ υμενίων. Σημειώνουμε πως η βελτιστοποίηση της έντασης του sMRE είναι μια αναγκαία συνθήκη για την εφαρμογή των υβριδικών νανοδομών σαν κρυογενικές διατάξεις. Τέλος, προτείνουμε ένα μοντέλο για την επιλεκτική εμφάνιση του sMRE έναντι του sSVE.

7.1 Αναλυτική σειρά N=14 TN Co(60nm)/Nb(15nm)/Co(60nm)

Για την μελέτη του sMRE παρασκευάσαμε μια συστηματική σειρά δειγμάτων που αποτελείται από 14 TN Co(60nm)/Nb(15nm)/Co(60nm) τις οποίες χαρακτηρίσαμε ως προς τις μαγνητικές και ηλεκτρικές τους ιδιότητες. Στο Chapter 7.1 έχει γίνει λεπτομερής παρουσίαση των δεδομένων μαγνήτισης και μαγνητοαντίστασης για μια αντιπροσωπευτική TN, την TN No5 Co(60nm)/Nb(15nm)/Co(60nm). Σε αυτή την παράγραφο θα συζητήσουμε τα σημαντικά αποτελέσματα που προέκυψαν από τη μελέτη αυτή σχετικά με την εξάρτηση του sMRE από την ποιότητα του YA υμενίου (δηλ. από τις παραμέτρους T_c και ΔT_c) και από την διαφορά των συνεκτικών πεδίων των εξωτερικών ΣΜ υμενίων (δηλ. από την παράμετρο ΔH_c). Οι μαγνητικές μετρήσεις έγιναν σε θερμοκρασία $T=10$ K $> T_c$, ενώ οι μετρήσεις της μαγνητοαντίστασης έγιναν σε διάφορες θερμοκρασίες κατά μήκος της υπεραγωγμης μετάβασης $T < T_c$.

Στις Εικόνες 7.1 (α) και (β) παρουσιάζουμε την εξάρτηση του sMRE από την κρίσιμη θερμοκρασία, T_c και το εύρος της υπεραγωγμης μετάβασης ΔT_c αντίστοιχα, ενώ στην Εικόνα 7.1 (γ) παρουσιάζεται ένα τρισδιάστατο γράφημα, όπου φαίνεται η εξάρτηση του sMRE από τις παραμέτρους T_c και ΔT_c . Οι κόκκινες-συμπαγείς γραμμές αντιστοιχούν στην γραμμική προσαρμογή των πειραματικών σημείων (οι παράμετροι της γραμμικής προσαρμογής παρουσιάζονται μέσα στα πάνελ (α) και (β)). Τα δεδομένα των Εικόνων 7.1 (α)-(γ) δείχνουν ότι το sMRE εξαρτάται έντονα από την ποιότητα του YA υμενίου. Πιο συγκεκριμένα, η τιμή του sMRE αυξάνεται με την βελτίωση της ποιότητας του YA υμενίου (μεγιστοποίηση T_c /ελαχιστοποίηση ΔT_c).

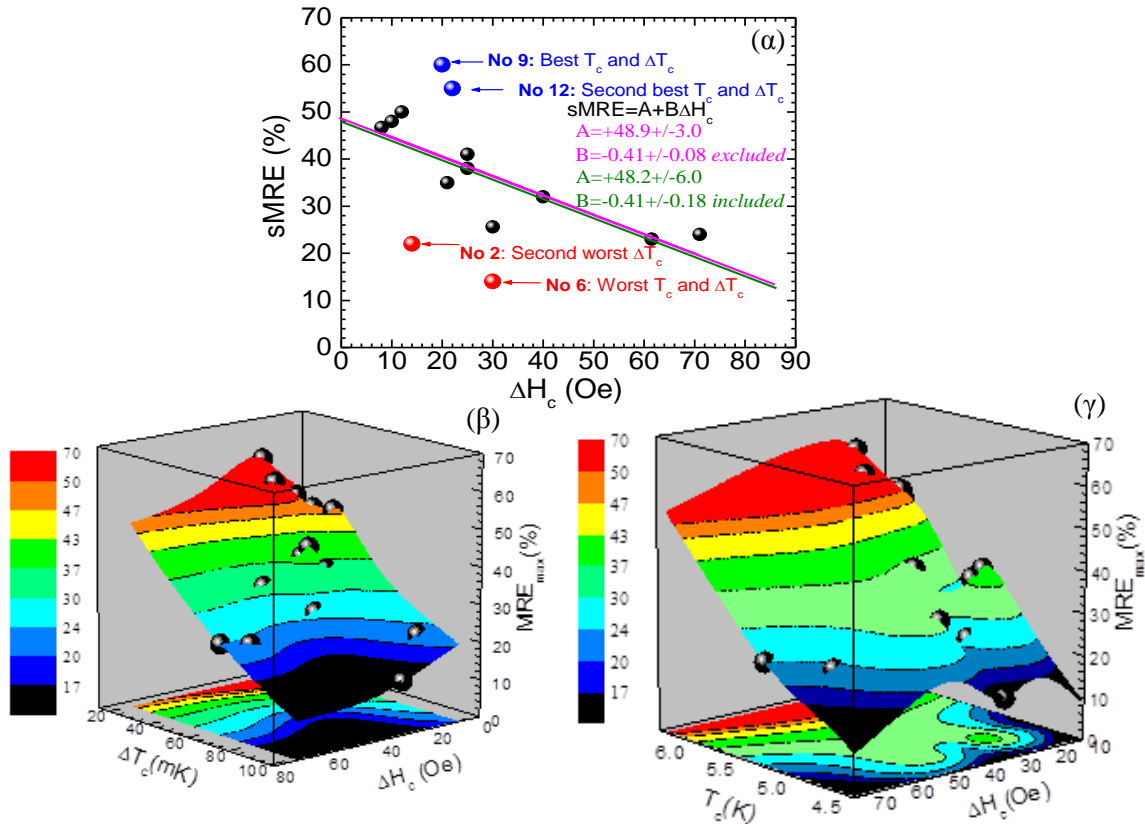
Στη συνέχεια, στην Εικόνα 7.2 (α) παρουσιάζουμε την εξάρτηση του sMRE από την διαφορά των συνεκτικών πεδίων των εξωτερικών ΣΜ υμενίων, ΔH_c . Στην Εικόνα 7.2 (β) και (γ) παρουσιάζονται τρισδιάστατα γραφήματα όπου μελετάται η εξάρτηση του sMRE από τις παραμέτρους (β) ΔH_c και ΔT_c και (γ) ΔH_c και ΔT_c . Τονίζουμε ότι, λόγω της ανισοτροπίας σχήματος ($d_{kp}^{\Sigma M}=40-50$ nm), στα υμένα Co(60nm) συνυπάρχουν η *κάθετη-στο-επίπεδο* και η *παράλληλη-στο-επίπεδο* συνιστώσες της μαγνήτισης (Κεφάλαιο 5.1 και Chapter 5.1). Υπό αυτό το πρίσμα, ακόμα και μια μικρή μεταβολή στις συνθήκες εναπόθεσης του πάνω ΣΜ και του κάτω ΣΜ θα έχει σημαντική επίδραση στην υπερίσχυση της μιας συνιστώσας της μαγνήτισης έναντι της άλλης, γεγονός που οδηγεί σε μετρήσιμες διαφοροποιήσεις στα μαγνητικά χαρακτηριστικά (πχ στα συνεκτικά πεδία $H_c^{\text{κάτω}\Sigma M}$ και $H_c^{\text{πάνω}\Sigma M}$) των ΣΜ υμενίων των TN αυτής της ομάδας.



Εικόνα 7.1: Εξάρτηση του sMRE από (α) την κρίσιμη θερμοκρασία του YA, T_c και (β) το εύρος της υπεραγωγικής μετάβασης ΔT_c για τις N=14 TN Co(60nm)/Nb(15nm)/Co(60nm). Οι κόκκινες-συμπαγείς γραμμές αντιστοιχούν στην γραμμική προσαρμογή των πειραματικών σημείων. (γ) Τρισδιάστατο γράφημα όπου φαίνεται η εξάρτηση του sMRE από τις παραμέτρους T_c και ΔT_c για τις N=14 TN Co(60nm)/Nb(15nm)/Co(60nm).

Εστιάζοντας στην Εικόνα 7.2 (α) συμπεραίνουμε ότι το sMRE εξαρτάται έντονα από την διαφορά των συνεκτικών πεδίων των εξωτερικών ΣΜ υμενίων, ΔH_c . Πιο συγκεκριμένα, σύμφωνα με τα πειραματικά δεδομένα της Εικόνας 7.2 (α) οι TN ομαδοποιούνται σε τρεις κατηγορίες, οι οποίες συμβολίζονται με μαύρες-, μπλε- και κόκκινες-σφαίρες. Οι μαύρες-σφαίρες αντιστοιχούν στις TN της κύριας ομάδας και αναδεικνύουν ότι το sMRE υποβαθμίζεται βαθμιαία καθώς η διαφορά ΔH_c αυξάνεται. Οι μπλε-σφαίρες αντιστοιχούν στις TN No9 Co(60nm)/Nb(15nm)/Co(60nm) (TN-No9) και No12

Co(60nm)/Nb(15nm)/Co(60nm) (TN-No12), για της οποίες παρατηρήθηκαν οι μέγιστες τιμές sMRE. Οι TN-No9 και TN-No12 έχουν περίπου την ίδια διαφορά στα συνεκτικά πεδία των εξωτερικών ΣΜ υμενίων, ΔH_c ($\Delta H_c^{\text{TN-No9}}=20$ Oe and $\Delta H_c^{\text{TN-No12}}=22$ Oe) αλλά λόγω της καλύτερης ποιότητας των ΥΑ υμενίων τους ($T_c^{\text{TN-No9}}=6.28$ K/ $\Delta T_c^{\text{TN-No9}}=20$ mK and $T_c^{\text{TN-No12}}=6.13$ K/ $\Delta T_c^{\text{TN-No12}}=28.5$ mK) από τις υπόλοιπες TN ξεχωρίζουν από την κύρια ομάδα. Από την άλλη, οι κόκκινες-σφαίρες αντιστοιχούν στις TN No2 Co(60nm)/Nb(15nm)/Co(60nm) (TN-No2) και No6 Co(60nm)/Nb(15nm)/Co(60nm) (TN-No6), για τις οποίες παρατηρήθηκαν οι ελάχιστες τιμές sMRE. Οι TN-No2 και TN-No6 ξεχωρίζουν από τις TN της κύριας ομάδας γιατί αποτελούνται από χαμηλής ποιότητας ΥΑ υμενία ($T_c^{\text{TN-No2}}=5.07$ K/ $\Delta T_c^{\text{TN-No2}}=88.75$ mK and $T_c^{\text{TN-No6}}=4.53$ K/ $\Delta T_c^{\text{TN-No6}}=101.0$ mK). Η μωβ-ευθεία και η πράσινη-ευθεία αντιστοιχούν σε γραμμική προσαρμογή των πειραματικών δεδομένων, όταν οι TN υψηλής (μπλε-σφαίρες) και χαμηλής (κόκκινες-σφαίρες) ποιότητας ΥΑ έχουν εξαιρεθεί και συμπεριληφθεί, αντίστοιχα. Συμπερασματικά, η τιμή του sMRE αυξάνεται με την μείωση της διαφοράς των συνεκτικών πεδίων των εξωτερικών ΣΜ υμενίων, ΔH_c , καθώς η τιμή ΔH_c καθορίζει την ένταση της μαγνητοστατικής σύζευξης που επιτυγχάνεται μεταξύ των εξωτερικών ΣΜ υμενίων.



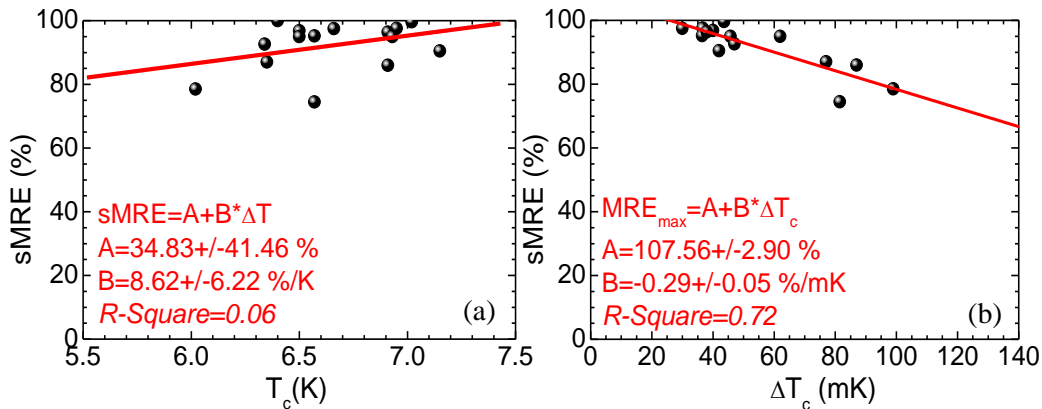
Εικόνα 7.2: (α) Εξάρτηση του sMRE από την διαφορά των συνεκτικών πεδίων των εξωτερικών ΣΜ υμενίων, ΔH_c , για τις N=14 TN Co(60nm)/Nb(15nm)/Co(60nm). Οι μπλε- και κόκκινες-συμπαγείς-σφαίρες αναπαριστούν τις TN με πολύ υψηλή και πολύ χαμηλή ποιότητα ΥΑ υμενίου, αντίστοιχα. Οι μωβ-ευθεία και πράσινη-ευθεία προκύπτουν μετά από γραμμική προσαρμογή των πειραματικών δεδομένων όταν οι TN υψηλής (μπλε-σφαίρες) και χαμηλής (κόκκινες-σφαίρες) ποιότητας ΥΑ έχουν εξαιρεθεί και συμπεριληφθεί, αντίστοιχα. (β) και (γ) Τρισδιάστατο γράφημα όπου φαίνεται η εξάρτηση του sMRE από τις παραμέτρους (β) ΔH_c και ΔT_c και (γ) ΔH_c και T_c για τις N=14 TN Co(60nm)/Nb(15nm)/Co(60nm).

Εστιάζοντας στην Εικόνα 7.2 (β) βλέπουμε ότι τιμή του sMRE αυξάνεται με τη μείωση της διαφοράς των συνεκτικών πεδίων των εξωτερικών ΣΜ υμενίων, ΔH_c και τη μείωση του εύρους της υπεραγωγίμης μετάβασης, ΔT_c . Αντίστοιχα, εστιάζοντας στην Εικόνα 7.2 (γ) βλέπουμε ότι τιμή του sMRE αυξάνεται με τη μείωση της διαφοράς των συνεκτικών πεδίων των εξωτερικών ΣΜ υμενίων, ΔH_c και την αύξηση της κρίσιμης θερμοκρασίας του ΥΑ T_c .

Αξιολογώντας τα πειραματικά δεδομένα των $N=14$ TN Co(60nm)/Nb(15nm)/Co(60nm) που παρουσιάστηκαν στις Εικόνες 7.1 (α)-(γ) και 7.2 (α)-(γ) καταλήγουμε στο συμπέρασμα ότι το sMRE εξαρτάται έντονα από την ποιότητα του ΥΑ υμενίου και από την διαφορά των συνεκτικών πεδίων των εξωτερικών ΣΜ υμενίων, ΔH_c . Τα ευρήματα είναι σε συμφωνία με το ‘stray fields scenario’ που ερμηνεύει την εμφάνιση του sMRE στις TN ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ που έχει προταθεί από τον Δ. Σταμόπουλο και τους συνεργάτες [33,35,36] και έχει επιβεβαιωθεί στις πιο πρόσφατες εργασίες [43-51].

7.2 Αναλυτική σειρά $N=15$ TN Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm)

Για την μελέτη του sMRE παρασκευάσαμε μια αναλυτική σειρά δειγμάτων που αποτελείται από 15 TN Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm), τις οποίες χαρακτηρίσαμε ως προς τις μαγνητικές και ηλεκτρικές τους ιδιότητες. Στο Chapter 7.2 παρουσιάζονται αναλυτικά πειραματικά δεδομένα (Figures 7.9-7.13 και σχετική συζήτηση) που αναδεικνύουν την, κατά γενική κρίση, ομοιογένεια των TN Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) ως προς τα μικροσκοπικά (μαγνήτιση κόρου, m_{sat} , πλάτος των MT, D_{MT} , πλάτος των TMT, D_{TMT} κτλ.) και μακροσκοπικά (συνεκτικό πεδίο, H_c , μαγνητική τραχύτητα, MRa) μαγνητικά χαρακτηριστικά των υμενίων Co(100nm). Στην παρούσα παράγραφο θα αναφέρουμε επιγραμματικά τα κυριότερα αποτελέσματα που αφορούν στις $N=15$ TN Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm). Οι μαγνητικές μετρήσεις έγιναν σε θερμοκρασία $T=10\text{ K} > T_c$, ενώ οι μετρήσεις της μαγνητοαντίστασης έγιναν σε διάφορες θερμοκρασίες κατά μήκος της υπεραγωγίμης μετάβασης $T < T_c$.

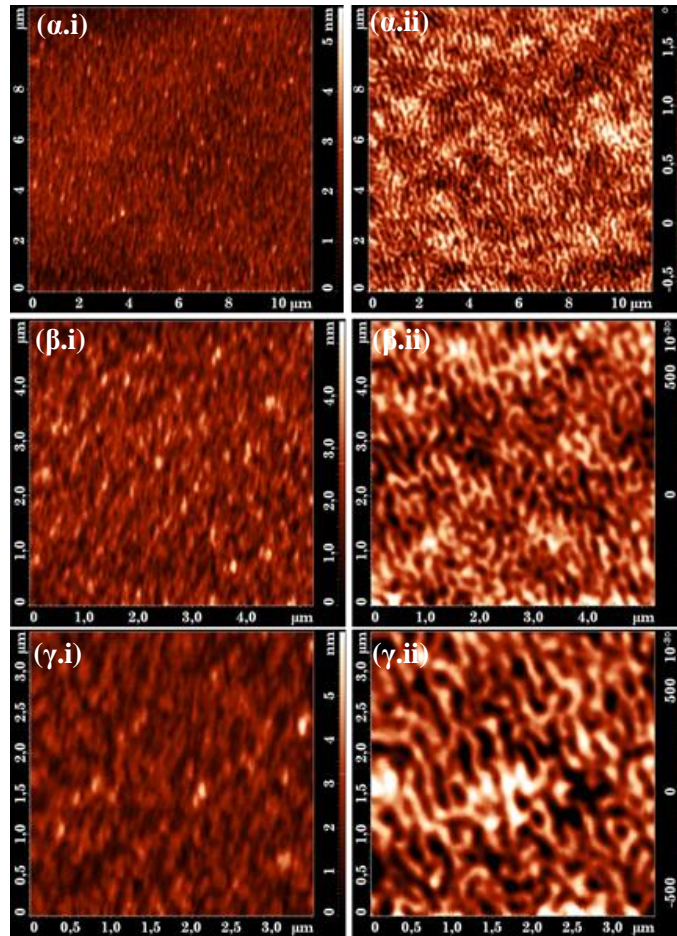


Εικόνα 7.3: Εξάρτηση του sMRE από (α) την κρίσιμη θερμοκρασία, T_c και (β) το εύρος της υπεραγωγίμης μετάβασης ΔT_c για τις $N=15$ TN Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm). Οι κόκκινες-ευθείες αντιστοιχούν στην γραμμική προσαρμογή των πειραματικών σημείων.

Στις Εικόνες 7.3 (α) και (β) παρουσιάζουμε την εξάρτηση του sMRE από την κρίσιμη θερμοκρασία, T_c και το εύρος της υπεραγωγίμης μετάβασης ΔT_c αντίστοιχα. Οι κόκκινες-ευθείες αντιστοιχούν στην γραμμική προσαρμογή των πειραματικών σημείων (οι παράμετροι της γραμμικής προσαρμογής παρουσιάζονται μέσα στα πάνελ (α) και (β)). Τα δεδομένα των Εικόνων 7.1 (α) και (β) δείχνουν ότι το sMRE εξαρτάται έντονα από την ποιότητα του ΥΑ υμενίου. Πιο συγκεκριμένα, η τιμή

του sMRE αυξάνεται με την βελτίωση της ποιότητας του ΥΑ υμενίου (μεγιστοποίηση T_c /ελαχιστοποίηση ΔT_c).

Στην συνέχεια ερευνήσαμε την εξάρτηση του sMRE από την διαφορά των συνεκτικών πεδίων των εξωτερικών ΣΜ υμενίων, ΔH_c . Όλες οι TNs έχουν ισχυρή και συγκρίσιμη μεταξύ τους *κάθετη-στο-επίπεδο* ΔMT , ενώ στις περισσότερες TN παρατηρείται η συνύπαρξη των συνεκτικών πεδίων των ΣΜ υμενίων, $\Delta H_c=0$ Oe. Από τη γενική συμπεριφορά εξείχαν οι TN-No2, TN-No3 και TN-No13 για τις οποίες η διαφορά στις τιμές των συνεκτικών πεδίων ήταν $\Delta H_c^{TN-No2}=123$ Oe, $\Delta H_c^{TN-No3}=217$ Oe και $\Delta H_c^{TN-No13}=142$ Oe αλλά παρόλα αυτά παρουσίασαν sMRE μεγάλης έντασης, $sMRE^{TN-No2}=97.6\%$, $sMRE^{TN-No3}=90.5\%$ και $sMRE^{TN-No13}=96.4\%$. Ως εκ τούτου, η μαγνητοστατική σύζευξη των εξωτερικών υμενίων Co ήταν σε όλες τις TN πολύ ισχυρή, γεγονός που αποδεικνύεται από τις πολύ υψηλές τιμές sMRE. Σημειώνουμε ότι η μέση τιμή sMRE για τις N=15 TN είναι $\langle sMRE \rangle = 92.1 \pm 7.6\%$.

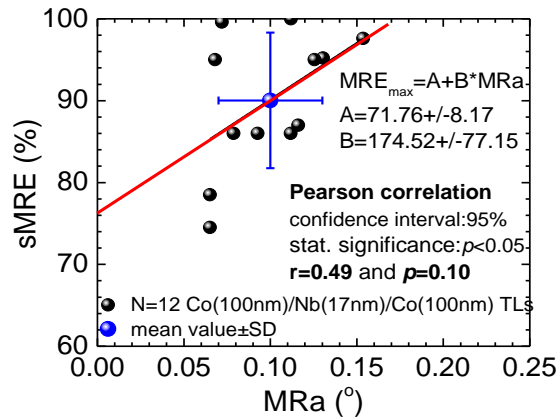


Εικόνα 7.4: Αντιπροσωπευτικές εικόνες (α.i),(β.i) και (γ.i) AFM και (α.ii),(β.ii) και (γ.ii) MFM της TN No10 Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) με διαστάσεις (α.i),(α.ii) $12 \times 12 \mu\text{m}^2$, (β.i),(β.ii) $5.5 \times 5.5 \mu\text{m}^2$ και (γ.i),(γ.ii) $3.7 \times 3.7 \mu\text{m}^2$, αντίστοιχα.

Προκειμένου να μελετήσουμε περαιτέρω την επίδραση των ΣΜ υμενίων στο sMRE πραγματοποιήσαμε μετρήσεις MFM στις TN Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm). Στην Εικόνα 7.4 παρουσιάζουμε αντιπροσωπευτικά δεδομένα (α.i), (β.i) και (γ.i) AFM και (α.ii), (β.ii) και (γ.ii) MFM της TN No10 Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) ($T_c^{TN-No10}=6.35$ K, $\Delta T_c^{TN-No10}=77$ mK και MRE_{max}^{TN-}

$N_{10}=87\%$) με διαστάσεις (α.i),(α.ii) $12 \times 12 \mu\text{m}^2$, (β.i),(β.ii) $5.5 \times 5.5 \mu\text{m}^2$ και (γ.i),(γ.ii) $3.7 \times 3.7 \mu\text{m}^2$, αντίστοιχα. Τονίζουμε ότι οι μετρήσεις MFM πραγματοποιήθηκαν σε θερμοκρασία δωματίου απουσία εξωτερικού μαγνητικού πεδίου ώστε να καταγραφεί η ΔMT του πάνω υμενίου Co στην κατάσταση αυθόρμητης μαγνήτισης (as-prepared state). Οι εικόνες AFM και MFM αναδεικνύουν την τοπογραφία και την ΔMT που αναμένεται για την TN Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm), αντίστοιχα. Εστιάζοντας στις εικόνες MFM, βλέπουμε *κάθετους-στο-επίπεδο* MT με μορφή λεπτών λωρίδων (stripe magnetic domains) οι οποίες έχουν τυχαίο προσανατολισμό όπως αναμένεται σε υμένα Co με σχετικά μεγάλο πάχος ($d_{\text{Co}}=100 \text{ nm} \gg d_{\text{cr}}^{\text{SM}}=40-50 \text{ nm}$) καθώς σε αυτά, όπως έχει ήδη συζητηθεί, υπερισχύει η *κάθετη-στο-επίπεδο* συνιστώσα της μαγνήτισης.

Από τις εικόνες MFM επιφάνειας $5.5 \times 5.5 \mu\text{m}^2$ (τουλάχιστον πέντε διαφορετικές περιοχές από κάθε δείγμα) υπολογίσαμε μέσω του λογισμικού NOVA [74] την μαγνητική τραχύτητα, MRa (Magnetic Roughness). Τονίζουμε εδώ ότι η MRa ποσοτικοποιεί τη διάταξη της μαγνήτισης του πάνω υμενίου Co, εφόσον υπολογίζεται από τη φάση του σήματος, οπότε μετρείται σε μοίρες ($^\circ$) και εξαρτάται από τα χαρακτηριστικά μεγέθη της ΔMT (δηλ. το πάχος των MT, D_{MT} και το πάχος των TMT, D_{TMT}), από την ένταση των διαφευγόντων πεδίων και για την περίπτωση των TN ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ από την μαγνητοστατική σύζευξη ανάμεσα στα ΣΜ υμένα. Συνεπώς η MRa είναι μία σημαντική παράμετρος για την μελέτη μας.



Εικόνα 7.5: Εξάρτηση του MRE από την MRa για τις N=12 TN Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm). Οι τιμές MRa υπολογίστηκαν από εικόνες MFM επιφάνειας $5.5 \times 5.5 \mu\text{m}^2$. Η κόκκινη-ευθεία αντιστοιχεί στην προσαρμογή της γραμμικής συνάρτησης στα πειραματικά σημεία.

Στην Εικόνα 7.5 παρουσιάζεται η εξάρτηση του sMRE από την MRa για τις N=12 TN Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm). Η κόκκινη-ευθεία αντιστοιχεί στην προσαρμογή της γραμμικής συνάρτησης στα πειραματικά σημεία, που έγινε με διάστημα εμπιστοσύνης (confidence interval) 95% και στατιστική σημαντικότητα (statistical significance) $p < 0.05$ και αποκαλύπτει ότι το sMRE συσχετίζεται με την MRa. Το επιχείρημα αυτό ενισχύεται αν συγκρίνουμε τις παραμέτρους που προκύπτουν από την εφαρμογή του νόμου συσχέτισης Pearson, r και p , που προέκυψαν από την προσαρμογή της $sMRE = f(MRa)$ (βλέπε πληροφορίες στο εσωτερικό της Εικόνων 7.5). Γνωρίζοντας ότι δύο πληθυσμοί συσχετίζονται εντονότερα όταν οι παράμετροι r και p πλησιάζουν τις τιμές 1 και 0.05, αντίστοιχα, οδηγούμαστε στο συμπέρασμα ότι η ένταση του MRE έχει την τάση να εξαρτάται από την ένταση του MRa. Για μεγαλύτερες τιμές MRa των ΣΜ υμενίων επιτυγχάνεται εντονότερη μαγνητοστατική σύζευξη οπότε αυξάνεται το sMRE.

Αναφέρουμε τέλος ότι από τις μετρήσεις MFM υπολογίστηκαν τα χαρακτηριστικά μεγέθη της ΔMT, δηλ. το πάχος των MT, D_{MT} και το πάχος των TMT, D_{TMT} , για τις διάφορες TN ώστε να ελέγξουμε

πιθανή συσχέτισης αυτών με το sMRE. Ο υπολογισμός των D_{MT} και των D_{TMT} από δεδομένα MFM έχει περιγραφεί αναλυτικά στο Chapter 5.2.b.iii. και στις εργασίες [46-51]. Σημειώνουμε ότι για να έχουμε αξιόπιστα στατιστικά αποτελέσματα μετρήσαμε τουλάχιστον διακόσια στοιχεία (MT ή TMT) σε κάθε περίπτωση. Η σύγκριση των D_{MT} και των D_{TMT} με τις τιμές sMRE δεν έδειξε κάποια συσχέτιση. Τα πειραματικά δεδομένα αυτά παρουσιάζονται στο Chapter 7.2. Αξίζει να σημειωθεί ότι οι μικρές τιμές της τυπικής απόκλισης στις μέσες τιμές των D_{MT} και των D_{TMT} , $\langle D_{MT} \rangle = 121.9 \pm 5.8$ nm και $\langle D_{TMT} \rangle = 18.6 \pm 1.6$ nm, αποδεικνύει την ομοιομορφία της ΔMT των υμενίων Co(100nm).

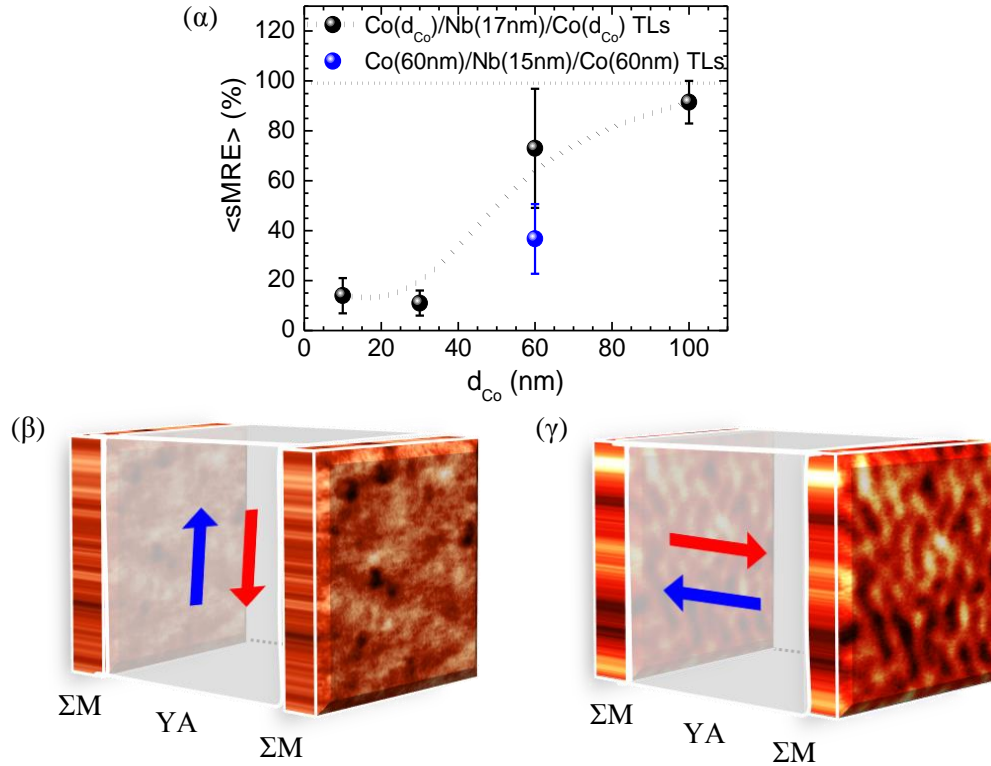
Αξιολογώντας τα πειραματικά δεδομένα των N=15 TN Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) που παρουσιάστηκαν στις Εικόνες 7.3 (α) και (β) καταλήγουμε στο συμπέρασμα ότι το sMRE εξαρτάται έντονα από την ποιότητα του ΥΑ υμενίου. Επιπλέον, στις TNs Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) επιτυγχάνεται ισχυρή μαγνητοστατική σύζευξη μεταξύ των εξωτερικών υμενίων Co που ισοδυναμεί με πολύ υψηλές τιμές sMRE. Τα ευρήματα είναι σε συμφωνία με το 'stray fields scenario' που ερμηνεύει την εμφάνιση του sMRE στις TN ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ που έχει προταθεί από τον Δ. Σταμόπουλο και τους συνεργάτες [33,35,36] και έχει επιβεβαιωθεί στις πιο πρόσφατες εργασίες [43-49,50,51].

7.3 Συγκριτική μελέτη των δεδομένων μαγνητοαντίστασης των TN Co/Nb/Co

Στην παράγραφο αυτή θα παρουσιαστούν συγκεντρωτικά δεδομένα για όλες τις TN Co/Nb/Co που μελετήθηκαν στο πλαίσιο της διατριβής. Πιο συγκεκριμένα στην Εικόνα 7.6 (α) παρουσιάζουμε την εξάρτηση της μέσης τιμής $\langle sMRE \rangle$ από το πάχος του Co, d_{Co} για σειρές TN Co(d_{Co})/Nb(17nm)/Co(d_{Co}) (μαύροι-κύκλοι) και Co(d_{Co})/Nb(15nm)/Co(d_{Co}) (μπλε-κύκλος). Οι μέσες τιμές $\langle sMRE \rangle$ προέκυψαν από πλήθος N=2 TN Co(10nm)/Nb(17nm)/Co(10nm), N=5 TN Co(30nm)/Nb(17nm)/Co(30nm), N=5 TN Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm), N=15 TN Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) και N=14 TN Co(60nm)/Nb(15nm)/Co(60nm). Η μαύρη-διάστικτη γραμμή αφορά στις TN Co(d_{Co})/Nb(17nm)/Co(d_{Co}) και διευκολύνει την παρατήρηση. Τα δεδομένα της Εικόνας 7.6 (α) επιβεβαιώνουν πως η ένταση του sMRE που παρατηρείται στις TN ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ σχετίζεται με την *κάθετη-στο-επίπεδο* μαγνητική συνιστώσα των ΣΜ υμενίων. Όπως είναι γνωστό κατά μήκος του βρόχου υστέρησης ενός υμενίου Co(d_{Co}) σε πεδία κοντά στο συνεκτικό πεδίο εμφανίζονται MT με μαγνήτιση *παράλληλη-στο-επίπεδο* όταν $d_{Co} < d_{cr}^{FM} = 40-50$ nm και MT με μαγνήτιση *κάθετη-στο-επίπεδο* όταν $d_{Co} > d_{cr}^{FM} = 40-50$ nm λόγω της ανισοτροπίας σχήματος, όπως φαίνεται στις σχηματικές αναπαραστάσεις των Εικόνων 7.6 (β) και (γ) αντίστοιχα. Τονίζουμε ότι οι σχηματικές αναπαραστάσεις των Εικόνων 7.6 (β) και (γ) έχουν βασιστεί σε πραγματικές εικόνες MFM ($5 \times 5 \mu m^2$) που έχουν καταγραφεί για μια TN Co(30nm)/Nb(17nm)/Co(30nm) και μια TN Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm). Παρατηρώντας τις Εικόνες 7.6 (α)-(γ) βλέπουμε ότι όσο μεγαλώνει το πάχος του υμενίου Co αυξάνεται η *κάθετη-στο-επίπεδο* μαγνητική συνιστώσα οπότε ενισχύεται η μαγνητοστατική σύζευξη και σαν αποτέλεσμα αυξάνεται η τιμή του sMRE. Συνεπώς, για $d_{Co} = 100$ nm καταγράφεται μέγιστη τιμή sMRE της τάξης του 91.6% η οποία μειώνεται βαθμιαία εως το πάχος $d_{Co} = 60$ nm και μειώνεται αρκετά απότομα κάτω από αυτό αποκτώντας μια σχεδόν σταθερή τιμή της τάξης του 13.5% για πάχη $d_{Co} \leq 30$ nm.

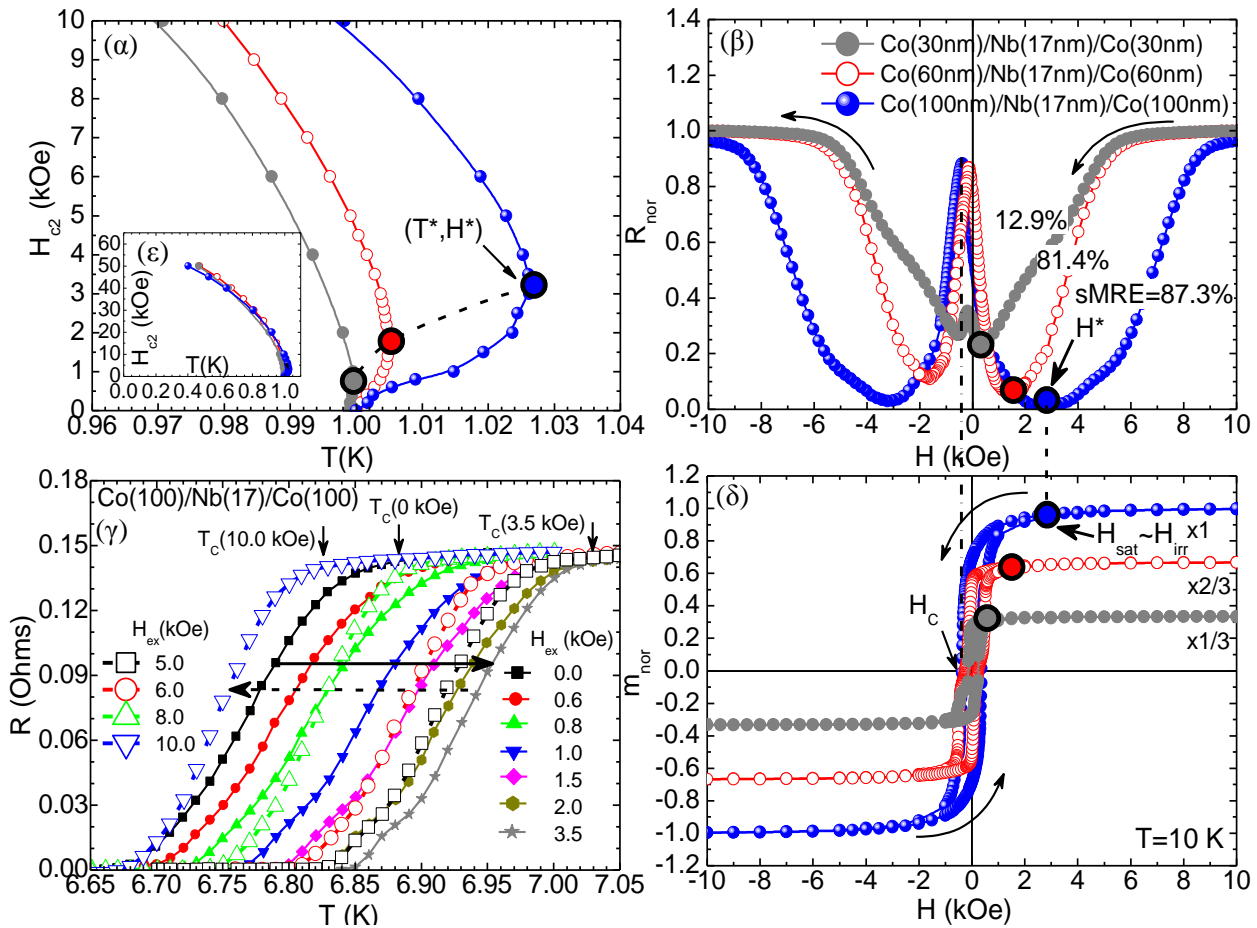
Για την περίπτωση των TN Co(60nm)/Nb(d_{Nb})/Co(60nm), η μέση τιμή $\langle sMRE \rangle$ είναι $73.0 \pm 23.8\%$ για $d_{Nb} = 17$ nm (μαύρος-κύκλος) και $36.7 \pm 13.9\%$ για $d_{Nb} = 15$ nm (μπλε-κύκλος). Η σημαντική διαφορά των τιμών $\langle sMRE \rangle$ για $d_{Nb} = 17$ και 15 nm αντανάκλα την έντονη επίδραση που έχει το πάχος του ΥΑ υμενίου στο sMRE. Όπως αναφέρθηκε στο Κεφάλαιο 6.1.iii (Εικόνα 6.7) οι TNs Co(60nm)/Nb(d_{Nb})/Co(60nm) παρουσιάζουν μέγιστο sMRE για $d_{Nb} = 17$ nm, ενώ για πάχη $d_{Nb} < 17$ nm η

τιμή του sMRE μειώνεται απότομα. Σημαντική είναι επίσης η ποιότητα του ΥΑ υμενίου στην τιμή sMRE. Επιγραμματικά αναφέρουμε ότι οι μέσες τιμές $\langle T_c \rangle$ και $\langle \Delta T_c \rangle$ για τις TNs Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TLs είναι $\langle T_c \rangle = 6.73 \pm 0.39$ K και $\langle \Delta T_c \rangle = 54.4 \pm 37.9$ mK ενώ για τις TN Co(60nm)/Nb(15nm)/Co(60nm) είναι $\langle T_c \rangle = 5.45 \pm 0.65$ K και $\langle \Delta T_c \rangle = 51.6 \pm 23.3$ mK. Συμπεραίνουμε λοιπόν πως η ποιότητα του ΥΑ επηρεάζει σημαντικά την τιμή του sMRE (βλέπε Κεφάλαιο 6.3 καθώς και τις προηγούμενες παραγράφους του παρόντος Κεφαλαίου 7.1 και 7.2).



Εικόνα 7.6: (α) Εξάρτηση της μέσης τιμής $\langle sMRE \rangle$ από το πάχος του Co, d_{Co} για σειρές TN Co(d_{Co})/Nb(d_{Nb})/Co(d_{Co}) με πάχος Nb, $d_{Nb}=15$ ή 17nm. Η μαύρη-διάστικτη γραμμή αφορά στις TN Co(d_{Co})/Nb(17nm)/Co(d_{Co}) και διευκολύνει την παρατήρηση. (β) και (γ) Σχηματική αναπαράσταση δυο TN ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ που αποτελούνται από ΣΜ υμένια πάχους $d_{\Sigma M} \ll d_{kr}^{\Sigma M}$ και $d_{\Sigma M} \gg d_{kr}^{\Sigma M}$ βασισμένη σε πραγματικές εικόνες MFM ($5 \times 5 \mu m^2$) που έχουν καταγραφεί για μια TN Co(30nm)/Nb(17nm)/Co(30nm) και μια TN Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm), αντίστοιχα. Τα βέλη δηλώνουν (β) την παράλληλη-στο-επίπεδο και (γ) την κάθετη-στο-επίπεδο μαγνητική ανισοτροπία που φιλοξενείται στα ΣΜ υμένια πάχους $d_{\Sigma M} \ll d_{kr}^{\Sigma M}$ και $d_{\Sigma M} \gg d_{kr}^{\Sigma M}$, αντίστοιχα (ανισοτροπία σχήματος).

Συνεχίζουμε τη μελέτη μας συγκρίνοντας τα πειραματικά δεδομένα τριών αντιπροσωπευτικών TN Co(d_{Co})/Nb(17nm)/Co(d_{Co}) με πάχη Co $d_{Co}=30, 60$ and 100 nm. Στην Εικόνα 7.7 (α) παρουσιάζουμε το διάγραμμα του άνω κρίσιμου πεδίου, $H_{c2}(T)$, για τις TN Co(30nm)/Nb(17nm)/Co(30nm), Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) και Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm), εστιασμένο στην περιοχή θερμοκρασιών κοντά στην κρίσιμη θερμοκρασία, T_c , όπου εντοπίζεται η επανείσοδος της καμπύλης $H_{c2}(T)$ (reentrance behavior). Για λόγους παρουσίασης η θερμοκρασία είναι κανονικοποιημένη ως προς την τιμή T_c που ορίζεται από την καμπύλη $R(T)$ σε μηδέν πεδίο, ενώ στο ένθετο (ε) δείχνουμε το πλήρες διάγραμμα φάσης για τις τρεις TN. Η μεγάλη επίδραση της κάθετης-στο-επίπεδο ΔMT των εξωτερικών ΣΜ υμενίων στις ιδιότητες μεταφοράς των TN ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ αντικατοπτρίζεται στην επανείσοδο της



Εικόνα 7.7: (α) Διάγραμμα του άνω κρίσιμου πεδίου, $H_{c2}(T)$, για τις αντιπροσωπευτικές TN Co(30nm)/Nb(17nm)/Co(30nm), Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) και Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) εστιασμένο στην περιοχή θερμοκρασιών κοντά στην κρίσιμη θερμοκρασία, T_c όπου εντοπίζεται η επανεισόδου της καμπύλης $H_{c2}(T)$ (reentrance behavior). Για λόγους παρουσίασης η θερμοκρασία είναι κανονικοποιημένη ως προς την τιμή T_c που ορίζεται από την καμπύλη $R(T)$ σε μηδέν πεδίο. Το χαρακτηριστικό σημείο (T^*, H^*) ορίζει το τέλος της επανεισόδου της καμπύλης $H_{c2}(T)$. (β) Καμπύλες μαγνητοαντίστασης, $R_{nor}(H)$, των TN του πάνελ (α) στη θερμοκρασία που εμφανίζεται η μέγιστη τιμή sMRE κανονικοποιημένες για λόγους παρουσίασης. (γ) Καμπύλες αντίστασης, $R(T)$ σε διάφορες τιμές παράλληλου εξωτερικού πεδίου για την TN Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm). Μέχρι το πεδίο $H_{ex}=3.5$ kOe οι καμπύλες μετατοπίζονται αντικανονικά προς τα δεξιά (συμπαγές οριζόντιο βέλος/συμπαγείς καμπύλες και συμπαγή-μικρά σύμβολα), ενώ για πεδία μεγαλύτερα καταγράφεται η κανονική μετατόπιση προς τα αριστερά (διακεκομμένο οριζόντιο βέλος/ διακεκομμένες καμπύλες και ανοιχτά-μεγάλα σύμβολα). (δ) Καμπύλες μαγνήτισης, $m_{nor}(H)$ σε θερμοκρασία $T=10$ K για τις TN των πάνελ (α) και (β) κανονικοποιημένες για λόγους παρουσίασης. Οι κάθετες διάστικτες-διακεκομμένες και οι διακεκομμένες γραμμές δηλώνουν τα μέγιστα και ελάχιστα των καμπύλων μαγνητοαντίστασης του πάνελ (β) τα οποία συμπίπτουν με τα συνεκτικά πεδία, H_c και τα πεδία κόρου H_{sat} , αντίστοιχα του πάνελ (δ) για τις TN. (ε) Το ένθετο δείχνει το πλήρες διάγραμμα φάσης για τις τρεις TN του πάνελ (α). Σε όλες τις περιπτώσεις οι γραμμές εξυπηρετούν την παρατήρηση.

καμπύλης $H_{c2}(T)$ που είναι έντονη για την TN Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm), σβήνει βαθμιαία καθώς το πάχος d_{Co} μικραίνει και μηδενίζεται όταν το πάχος d_{Co} γίνεται μικρότερο του κρίσιμου πάχους $d_{Co}^{\Sigma M}=40-50$ nm. Το χαρακτηριστικό σημείο (T^*,H^*) ορίζει το τέλος της επανεισόδου της καμπύλης $H_{c2}(T)$. Η επανεισόδος της καμπύλης $H_{c2}(T)$ εκδηλώνεται στις ιδιότητες μεταφοράς όπου παρατηρείται sMRE ανάλογης έντασης. Στην Εικόνα 7.7 (β) παρουσιάζονται οι καμπύλες μαγνητοαντίστασης, $R_{nor}(H)$, των TN του πάνελ (α) στη θερμοκρασία που εμφανίζεται η μέγιστη τιμή sMRE κανονικοποιημένες για λόγους παρουσίασης. Η μέγιστη τιμή sMRE για τις TN Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm), Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) και Co(30nm)/Nb(17nm)/Co(30nm) είναι 87.3, 81.4 και 12.9%, αντίστοιχα. Η επανεισόδος της καμπύλης $H_{c2}(T)$ παρατηρείται επίσης στις καμπύλες αντίστασης σε συνάρτηση με τη θερμοκρασία για σταθερό εξωτερικό πεδίο. Στην Εικόνα 7.7 (γ) παρουσιάζουμε τις καμπύλες αντίστασης, $R(T)$ για διάφορες τιμές παράλληλου εξωτερικού πεδίου για την TN Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm). Μέχρι το πεδίο $H_{e\xi}=3.5$ kOe οι καμπύλες μετατοπίζονται αντικανονικά προς τα δεξιά (συμπαγές οριζόντιο βέλος/συμπαγείς καμπύλες και συμπαγή-μικρά σύμβολα), ενώ για πεδία μεγαλύτερα καταγράφεται η κανονική μετατόπιση προς τα αριστερά (διακεκομμένο οριζόντιο βέλος/ διακεκομμένες καμπύλες και ανοιχτά-μεγάλα σύμβολα).

Από τα μαγνητικά δεδομένα της Εικόνας 7.7 (δ) εξάγονται σημαντικές πληροφορίες. Η σύγκριση των διαγραμμάτων φάσης της Εικόνας 7.7 (α) με τις καμπύλες μαγνητοαντίστασης της Εικόνας 7.7 (β) και τις καμπύλες μαγνήτισης της Εικόνας 7.7 (δ) αναδεικνύουν ότι το πεδίο που παρατηρείται η μέγιστη μαγνητοαντίσταση συμπίπτει με το συνεκτικό πεδίο όπου η συνολική μαγνήτιση γίνεται ελάχιστη ($m=0$) καθώς τότε εμφανίζεται η μαγνητική κατάσταση *κάθετων-στο-επίπεδο πολλών-τομέων* (*multi-domain magnetic state*). Επίσης, το χαρακτηριστικό πεδίο H^* στο οποίο τελειώνει η επανεισόδος της καμπύλης $H_{c2}(T)$ συμπίπτει με το πεδίο που εμφανίζεται το ελάχιστο της καμπύλης μαγνητοαντίστασης και με το πεδίο κόρου, H_{sat} , όπου η μαγνήτιση είναι μέγιστη ($m=m_{sat}$) καθώς τότε εξαφανίζεται η μαγνητική κατάσταση *κάθετων-στο-επίπεδο πολλών-τομέων* που υπάρχει στο συνεκτικό πεδίο και αντικαθιστάται από μαγνήτιση *παράλληλη-στο-επίπεδο ενός-τομέα* (*mono-domain magnetic state*), αφού φτάνει σε κατάσταση κόρου. Βέβαια, όπως δείξαμε πρόσφατα στις εργασίες [46] το χαρακτηριστικό πεδίο H^* ισούται με το irreversibility field, H_{irr} κάτω από το οποίο ισχύουν οι αντιστρεπτές μαγνητικές διαδικασίες (irreversible magnetic processes), αν και στις περισσότερες περιπτώσεις ισχύει $H_{irr} \sim H_{sat}$.

Επιστρέφοντας στα δεδομένα των Εικόνων 7.7 (α)-(ε), τονίζουμε ότι οι τρεις TN που παρουσιάζονται είναι αντιπροσωπευτικές και έχουν επιλεγθεί από πολυπληθείς ομάδες που αριθμούν 5-15 TNw (όπως συζητήσαμε και νωρίτερα). Από τα δεδομένα αυτά βλέπουμε πως το χαρακτηριστικό σημείο (T^*,H^*) μετακινείται σε μεγαλύτερες τιμές καθώς το πάχος του υμενίου Co αυξάνεται. Επιπλέον η διαφορά μεταξύ της χαρακτηριστικής θερμοκρασίας, T^* και της πειραματικής κρίσιμης θερμοκρασίας T_c , T^*-T_c , αυξάνεται επίσης με την αύξηση του πάχους του υμενίου Co. Από την Εικόνα 7.7 (α) βρίσκουμε ότι $(T^*,H^*)=(1.001,0.6$ kOe), $(T^*,H^*)=(1.005,2.0$ kOe), και $(T^*,H^*)=(1.026,3.0$ kOe) για τις TN Co(30nm)/Nb(17nm)/Co(30nm), Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) και Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm), αντίστοιχα. Επίσης οι μέσες τιμές $(\langle T^*-T_c^{exp}, H^* \rangle)$ είναι $(\langle T^*-T_c^{exp}, \langle H^* \rangle \rangle)=(4.4 \pm 3.6$ mK, 0.540 ± 0.433 kOe) για τις TNs Co(30nm)/Nb(17nm)/Co(30nm), $(\langle T^*-T_c^{exp}, \langle H^* \rangle \rangle)=(60.6 \pm 44.4$ mK, 2.273 ± 0.479 kOe) για τις TNs Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm), και $(\langle T^*-T_c^{exp}, \langle H^* \rangle \rangle)=(136.9 \pm 19.6$ mK, 3.772 ± 0.344 kOe) για τις TNs Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) (τα δεδομένα αυτά παρουσιάζονται στον Table 7.1). Οι σημαντικές διαφορές στις τιμές $(\langle T^*-T_c^{exp}, \langle H^* \rangle \rangle)$ που υπολογίστηκαν για τις τρεις σειρές δειγμάτων δεν μπορούν να αποδοθούν σε διαφορές στην ποιότητα του ΥΑ υμενίου, οι οποίες επηρεάζουν έντονα το sMRE όπως έχει αναφερθεί νωρίτερα στο παρόν Κεφάλαιο αλλά και στις

[43,46,47] καθώς οι παράγοντες ποιότητας T_c και ΔT_c έχουν υπολογιστεί $\langle T_c \rangle = 6.97 \pm 0.35$ K και $\langle \Delta T_c \rangle = 56.2 \pm 32.4$ mK για τις Co(30nm)/Nb(17nm)/Co(30nm), $\langle T_c \rangle = 6.73 \pm 0.39$ K και $\langle \Delta T_c \rangle = 54.5 \pm 37.9$ mK για τις Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm), και $\langle T_c \rangle = 6.68 \pm 0.32$ K και $\langle \Delta T_c \rangle = 51.1 \pm 24.1$ mK για τις Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm). Τονίζουμε επίσης ότι οι τρεις ομάδες έχουν το ίδιο πάχος Nb $d_{Nb} = 17$ nm. Από τα παραπάνω συμπεραίνουμε ότι η σημαντική διαφορά στις $\langle T^* - T_c^{exp} \rangle, \langle H^* \rangle$ αποδίδεται αποκλειστικά στις ιδιότητες των εξωτερικών ΣΜ υμενίων. Πράγματι αυτό αποδεικνύεται αν συγκρίνουμε τα χαρακτηριστικά μεγέθη της ΔMT που εκτιμήθηκαν από τις μετρήσεις MFM και παίρνουν τιμές $D_{MT} = 0.0 \pm 0.0$ nm και $D_{TMT} = 0.0 \pm 0.0$ nm για τις Co(30nm)/Nb(17nm)/Co(30nm), $D_{MT} = 96.3 \pm 4.3$ nm και $D_{TMT} = 14.6 \pm 0.8$ nm για τις Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) και $D_{MT} = 121.9 \pm 5.8$ nm και $D_{TMT} = 18.6 \pm 1.6$ nm για τις Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm).

7.4 Μοντέλα για τη βελτιστοποίηση του Φαινομένου Υπεραγωγίμης Μαγνητοαντίστασης

i. Θεωρητικό μοντέλο: Συνδυασμός του πλάτους των μαγνητικών τομέων με το πάχος του υπεραγωγίμου υμενίου

Συνεχίζουμε με τη διερεύνηση των συνθηκών που είναι απαραίτητες για να ενεργοποιηθούν ή/και να προωθήσουν την εμφάνιση του sMRE. Ο στόχος αυτού του υποκεφαλαίου είναι η εύρεση της βέλτιστης σχέσης μεταξύ των υπεραγωγίμων και μαγνητικών χαρακτηριστικών μονάδων μέτρησης ώστε να επιτευχθεί η μεγιστοποίηση του sMRE που παρατηρείται στις TN ΣΜ/YA/ΣΜ. Για το σκοπό αυτό, προτείνουμε ένα μοντέλο που βασίζεται σε θεωρητικές προσομοιώσεις των εγκάρσιων διαφευγόντων διπολικών πεδίων, H_{dip} που πηγάζουν από τους MT με πλάτος D_{MT} , οι οποίοι εμφανίζονται στην επιφάνεια των ΣΜ υμενίων πάχους d_{SM} όταν το εξωτερικό πεδίο είναι κοντά στο συνεκτικό πεδίο, $H_{εξ} = H_c$. Οι προσομοιώσεις πραγματοποιήθηκαν για διάφορες αποστάσεις, z πάνω από την επιφάνεια του ΣΜ υμενίου. Για την περίπτωση των TN ΣΜ/YA/ΣΜ το ύψος z συμβολίζει πρακτικά το πάχος του YA υμενίου, d_{YA} . Σκοπός των προσομοιώσεων ήταν να βρεθεί η βέλτιστη σχέση μεταξύ των D_{MT} και d_{SC} ώστε να μεγιστοποιηθούν τα διαφευγόντα διπολικά πεδία, H_{dip} μέσω των οποίων αλληλεπιδρούν τα ΣΜ υμενία στην TN ΣΜ/YA/ΣΜ. Τα δεδομένα αυτά έχουν παρουσιαστεί στο άρθρο [50].

Η ένταση και το εύρος των διαφευγόντων διπολικών πεδίων, H_{dip} πάνω από *κάθετους-στο-επίπεδο* MT που είναι διατεταγμένοι περιοδικά, εκτείνονται στο άπειρο κατά μήκος του άξονα y και έχουν μαγνήτιση κόρου, M_{sat} κατά μήκος του άξονα z , μπορεί να υπολογιστούν μέσω της σχέσης [12]

$$H_{z,dip}(x,z) = \sum_{n=0}^{\infty} M_{sat} \frac{(-1)^n}{(2n+1)} \left[1 - \exp\left(- (2n+1) 2\pi \frac{d_{SM}}{2D_{MT}}\right) \right] \times \exp\left(- (2n+1) 2\pi \frac{z}{2D_{MT}}\right) \cos\left((2n+1) 2\pi \frac{x}{2D_{MT}}\right). \quad (7.1)$$

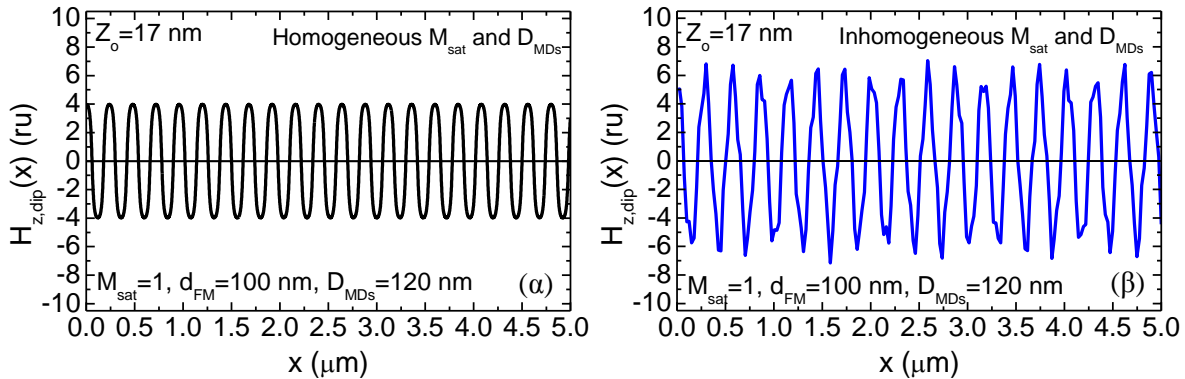
Η συνιστώσα x διαφοροποιείται μόνο ως προς τον τελευταίο όρο $\cos((2n+1)\pi x/D_{MT})$ που αντικαθίσταται με $\sin((2n+1)\pi x/D_{MT})$, ενώ η συνιστώσα y είναι μηδέν για λόγους συμμετρίας [12]. Η εξίσωση (7.1) δίνει σημαντικές πληροφορίες για την κατανομή της συνιστώσας z , η οποία είναι η εγκάρσια συνιστώσα, $H_{z,dip}$ των διαφευγόντων διπολικών πεδίων πάνω από μια περιοδική δομή *κάθετων-στο-επίπεδο* MT που είναι ομοιογενείς, δηλ. έχουν μονοσήμαντα ορισμένη μαγνήτιση κόρου, M_{sat} και σταθερό πλάτος D_{MT} . Βέβαια, τα πειράματα MFM έδειξαν ότι στην πραγματικότητα στο πάνω ΣΜ υμένιο της TN ΣΜ/YA/ΣΜ

εμφανίζονται *κάθετοι-στο-επίπεδο* MT οι οποίοι όμως διατάσσονται μη-περιοδικά, δεν έχουν μονοσήμαντα ορισμένη μαγνήτιση κόρου, M_{sat} και δεν έχουν σταθερό πλάτος D_{MT} , οπότε θεωρούνται ανομοιογενείς. Η ανομοιογένεια των MT που παρατηρείται πειραματικά στα ΣΜ υμένια μπορεί να σχετίζεται με πολλές αιτίες, όπως η επιφανειακή τραχύτητα, οι κρυσταλλικές ατέλειες, οι μικρές διακυμάνσεις του πάχους κτλ. Ως εκ τούτου, οι MT που παρατηρούνται στα υμένια ΣΜ θα αντιμετωπίζονται ως ‘μαγνητικά ανομοιογενείς’. Συνεπώς, θέλοντας να συμπεριλάβουμε την ‘μαγνητική ανομοιογένεια’ των MT στη μελέτη μας, τροποποιήσαμε την εξίσωση (7.1) πολλαπλασιάζοντας τη μαγνήτιση κόρου, M_{sat} και το πλάτος D_{MT} με τις παραμέτρους Λ_n and Ω_n , αντίστοιχα. Αποτέλεσμα αυτής της τροποποίησης είναι η εξίσωση (7.2)

$$H_{z,\text{dip}}^{\text{mi}}(x,z) = \sum_{n=0}^{\infty} 8\Lambda_n M_{\text{sat}} \frac{(-1)^n}{(2n+1)} \left[1 - \exp\left(- (2n+1) 2\pi \frac{d_{\Sigma\text{M}}}{\Omega_n 2D_{\text{MDs}}}\right) \right] \times \exp\left(- (2n+1) 2\pi \frac{z}{\Omega_n 2D_{\text{MT}}}\right) \cos\left((2n+1) 2\pi \frac{x}{\Omega_n 2D_{\text{MT}}}\right), \quad (7.2)$$

όπου ο εκθέτης mi δηλώνει την ‘μαγνητική ανομοιογένεια’ (‘magnetic inhomogeneity’).

Τονίζουμε πως σε όλες τις προσομοιώσεις που παρουσιάζονται εδώ χρησιμοποιήσαμε ρεαλιστικές τιμές για τις εμπλεκόμενες παραμέτρους (πάχος $d_{\Sigma\text{M}}$, πλάτος MT D_{MT} , απόσταση z από την διεπιφάνεια FM/SC που είναι ουσιαστικά το πάχος d_{YA} κτλ) που συμπίπτουν με τα πραγματικά δομικά και μαγνητικά χαρακτηριστικά των TN $\text{Co}(d_{\Sigma\text{M}})/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(d_{\Sigma\text{M}})$. Πιο συγκεκριμένα, από τα πειράματα MFM υπολογίσαμε τα D_{MT} και $d_{\text{kp}}^{\Sigma\text{M}}$. Θέλοντας να επικεντρωθούμε σε TN που αποτελούνται από ΣΜ με *κάθετους-στο-επίπεδο* MT, στις προσομοιώσεις επιλέχθηκαν τα πάχη $d_{\Sigma\text{M}}=60, 80$ και $100 \text{ nm} > d_{\text{kp}}^{\Sigma\text{M}} \approx 40-50 \text{ nm}$. Επίσης οι προσομοιώσεις έχουν γίνει για τους 10 πρώτους όρους του αθροίσματος των σχέσεων (7.1) και (7.2). Οι τιμές των παραμέτρων Λ_n and Ω_n της σχέσης (7.2) αναφέρονται στο Chapter 7.4.i. Τέλος, τονίζουμε ότι εκτός από τα δεδομένα των Εικόνων 7.8 όλες οι προσομοιώσεις αναφέρονται στα εγκάρσια διαφευγόντα διπολικά πεδία, $H_{z,\text{dip}}$ που αναπτύσσονται στο κέντρο των MT, δηλ για $x_0=0 \text{ nm}$. Αυτό γίνεται για λόγους που θα εξηγήσουμε στη συνέχεια.



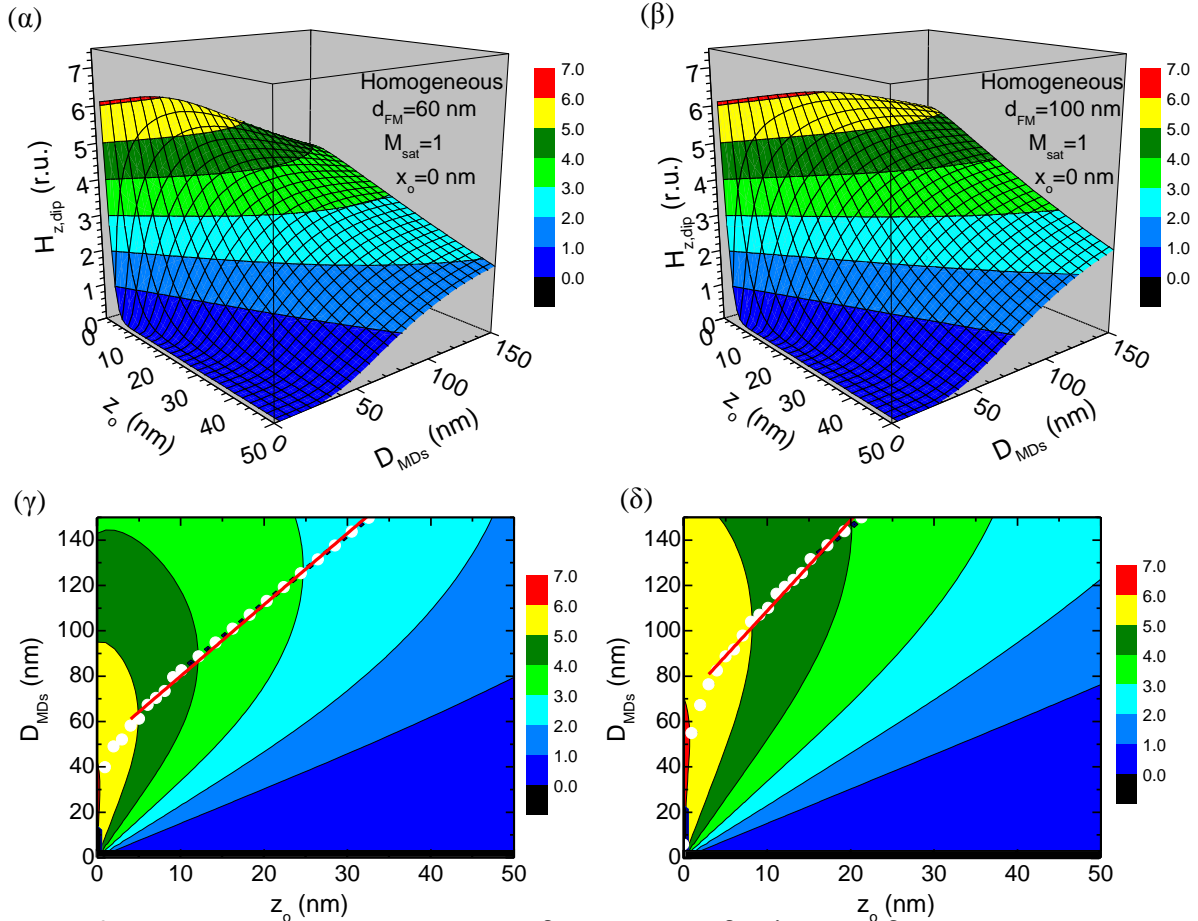
Εικόνα 7.8: Προσομοιώσεις των εγκάρσιων διαφευγόντων διπολικών πεδίων, $H_{z,\text{dip}}$ που αναπτύσσονται σε απόσταση $z_0=17 \text{ nm}$ πάνω από MT περιοδικά διατεταγμένους κατά μήκος του άξονα x για παραμέτρους που συμφωνούν με τα πραγματικά χαρακτηριστικά των TN $\text{Co}(100\text{nm})/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(100\text{nm})$. (α) Παρουσιάζεται η ιδανική περίπτωση $H_{z,\text{dip}}(x)$ για ομοιογενείς παραμέτρους M_{sat} και D_{MDs} (σχέση 7.1). (β) Παρουσιάζεται η πραγματική περίπτωση $H_{z,\text{dip}}^{\text{mi}}(x)$ για ανομοιογενείς παραμέτρους M_{sat} και D_{MT} (σχέση 7.2 και [80]). Έχουμε επιλέξει $M_{\text{sat}}=1$ οπότε όλα τα δεδομένα παρουσιάζονται σε σχετικές μονάδες (relative units (ru)). Οι τιμές των $d_{\Sigma\text{M}}$ and D_{MT} ήταν 100 nm και 120 nm , αντίστοιχα.

Στις Εικόνες 7.8 (α) και (β) παρουσιάζουμε προσομοιώσεις των εγκάρσιων διαφευγόντων διπολικών πεδίων, $H_{z,dip}$ που αναπτύσσονται κατά μήκος του άξονα x . Οι προσομοιώσεις έγιναν για παραμέτρους που συμφωνούν με τα πραγματικά χαρακτηριστικά TN Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) ($d_{\Sigma M}=100$ nm και $D_{MT}=120$ nm). Στην Εικόνα 7.8 (α) παρουσιάζεται η ιδανική περίπτωση $H_{z,dip}(x)$ για ομοιογενείς παραμέτρους M_{sat} και D_{MT} (σχέση (7.1)), ενώ στην Εικόνα 7.8 (β) παρουσιάζεται η πραγματική περίπτωση $H_{z,dip}(x)$ για ανομοιογενείς παραμέτρους M_{sat} και D_{MT} (σχέση 7.2 και [80]). Οι δύο αυτές προσομοιώσεις αναφέρονται σε ρεαλιστική τιμή της απόστασης πάνω από τη διάταξη των MT, $z_0=17$ nm, ώστε να εστιάσουμε στο τι συμβαίνει στο χώρο μεταξύ των ΣΜ υμενίων, όταν αυτά έχουν απόσταση ίση με το πάχος του ΥΑ ενδιάμεσου υμενίου ($d_{YA}=17$ nm). Με αυτό τον τρόπο προσεγγίζουμε τις διαδικασίες που λαμβάνουν χώρα στις TN ΣΜ/YA/ΣΜ που μελετώνται εδώ. Από αυτές τις προσομοιώσεις εξάγουμε δυο πολύ σημαντικά συμπεράσματα. Πρώτον, το περιοδικό προφίλ που παρατηρείται όταν χρησιμοποιείται η σχέση (7.1), Εικόνα 7.8 (α), αντικαθιστάται από ένα μη-περιοδικό προφίλ όταν χρησιμοποιείται η σχέση (7.2), Εικόνα 7.8 (β). Συνεπώς, με τη χρήση της σχέσης (7.2), μπορούμε να αναπαράγουμε τα παραμορφωμένα προφίλ των διαφευγόντων διπολικών πεδίων, $H_{z,dip}^{mi}(x)$ που μοιάζουν πολύ με αυτά που καταγράφουμε με τις μετρήσεις MFM (βλέπε Figure 5.7 (a) του Chapter 5.1.i). Δεύτερον, οι ανομοιογενείς παράμετροι M_{sat} και D_{MT} ενισχύουν τοπικά τα $H_{z,dip}^{mi}(x)$, Εικόνα 7.8 (β), που σε αυτή την περίπτωση ξεπερνούν περίπου κατά 70% την ένταση των $H_{z,dip}(x)$, Εικόνα 7.8 (α) (αυτό φαίνεται και στις Εικόνες 7.9 (α)-(δ) και 7.10 (α)-(δ) που ακολουθούν). Αυτή η τοπική ενίσχυση της έντασης των $H_{z,dip}^{mi}(x)$ ευνοεί τη διάσπαση των ζευγών Cooper (pair-breaking) και την υποβάθμιση των ιδιοτήτων του ΥΑ ενδιάμεσου υμενίου έστω και σε τοπικό επίπεδο.

Δεδομένου ότι η μελέτη μας εστιάζεται στις συνθήκες που πρέπει να ικανοποιούνται προκειμένου να μεγιστοποιηθεί η τιμή του sMRE θέλαμε να βρούμε ποιο είναι το βέλτιστο πλάτος των *κάθετων-στο-επίπεδο* MT που μεγιστοποιεί τα εγκάρσια διαφεύγοντα διπολικά πεδία, $H_{z,dip}$, τα οποία παρατηρούνται στο κέντρο των MT, όταν οι παράμετροι $d_{\Sigma M}$ απόσταση z μεταξύ των εξωτερικών ΣΜ υμενίων (δηλ. d_{YA}) κρατηθούν σταθερές. Για τις TN ΣΜ/YA/ΣΜ που μελετάμε εδώ η συνθήκη αυτή θα εξασφαλίσει ότι οι *κάθετοι-στο-επίπεδο* MT που βρίσκονται αντικριστά στα δύο ΣΜ υμένια θα έχουν τη μέγιστη μαγνητοστατική σύζευξη, οπότε το sMRE θα γίνει μέγιστο. Σε αυτή την κατεύθυνση, στις Εικόνες 7.9 (α)-(δ) και 7.10 (α)-(δ) παρουσιάζουμε αναλυτικές προσομοιώσεις των εγκάρσιων διαφευγόντων διπολικών πεδίων χρησιμοποιώντας τη σχέση (7.1) (για ομοιογενείς παραμέτρους M_{sat} και D_{MT}) και (7.2) (για ανομοιογενείς παραμέτρους M_{sat} και D_{MT}), αντίστοιχα. Τονίζουμε και πάλι ότι οι προσομοιώσεις γίνονται στο $x_0=0$ nm καθώς θέλουμε να εστιάσουμε στα εγκάρσια διαφεύγοντα διπολικά πεδία που εμφανίζονται στο κέντρο των MT.

Αρχικά εστιάζουμε στις Εικόνες 7.9 (α)-(δ) όπου για ομοιογενείς παραμέτρους M_{sat} και D_{MDs} (σχέση (7.1)). Οι Εικόνες 7.9 (α) και (γ) αναφέρονται σε παραμέτρους που προσομοιάζουν τα χαρακτηριστικά των TN Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TLs, ενώ οι Εικόνες 7.9 (β) και (δ) προσομοιάζουν τα χαρακτηριστικά των TN Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm). Οι Εικόνες 7.9 (α) και (β) δείχνουν τρισδιάστατες επιφάνειες $H_{z,dip}(D_{MT},z)$, ενώ οι Εικόνες 7.9 (γ) και (δ) παρουσιάζουν δισδιάστατα ισούψη-διαγράμματα. Πιο συγκεκριμένα, οι Εικόνες 7.9 (α) και (β) δείχνουν ότι οι επιφάνειες $H_{z,dip}(D_{MT},z)$ είναι μη-μονότονες και παρουσιάζουν μέγιστο για μια βέλτιστη καμπύλη $D_{MT}^{max}(z^{max})$. Αυτή η βέλτιστη καμπύλη παρουσιάζεται στα ισούψη-διαγράμματα των Εικόνων 7.9 (γ) και (δ) με άσπρους κύκλους, ενώ οι κόκκινες-συμπαγείς ευθείες αντιστοιχούν σε γραμμικές προσεγγίσεις των πειραματικών σημείων που απομένουν όταν εξαιρούμε τα σημεία με μικρότερες τιμές z^{max} . Οι γραμμικές προσεγγίσεις δίνουν $D_{MT}^{hom-60}=3.13(0.04)z+48.33(0.83)$ nm και $D_{MT}^{hom-100}=4.09(0.13)z+67.71(1.78)$ nm

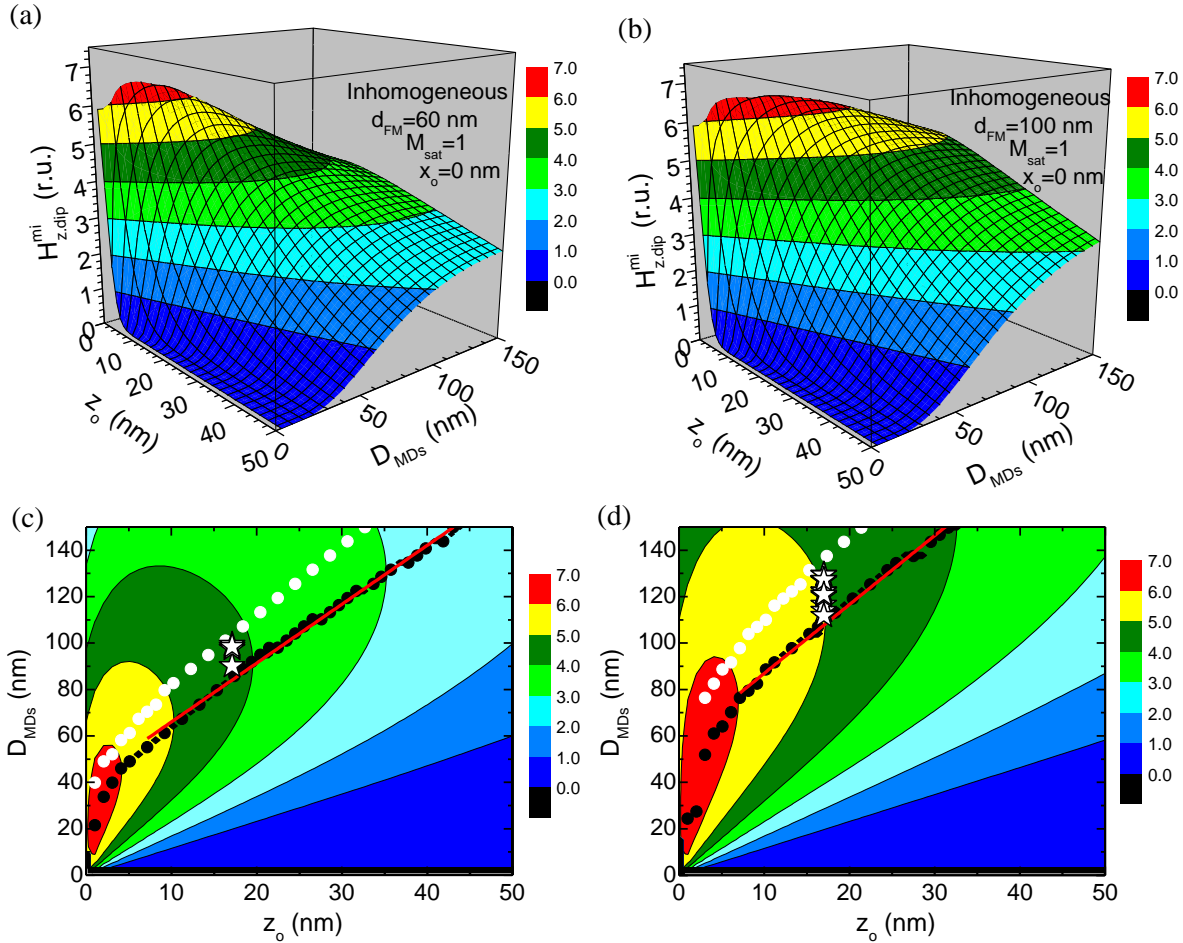
για τις Εικόνες 7.9 (γ) και (δ), αντίστοιχα (τα νούμερα στις παρενθέσεις αντιστοιχούν στα τυπικά σφάλματα).



Εικόνα 7.9: Προσομιώσεις των εγκάρσιων διαφευγόντων διπολικών πεδίων, $H_{z,dip}(D_{MT}, z)$ για την περίπτωση των ομοιογενών M_{sat} και D_{MT} (σχέση (7.1)). Οι παράμετροι που χρησιμοποιούνται είναι σύμφωνες με τα χαρακτηριστικά (α) και (γ) των TN Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) και (β) και (δ) των TN Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm). (α) και (β) Τρισδιάστατες προσομιώσεις των $H_{z,dip}(D_{MT}, z)$ για (α) $d_{\Sigma M} = 60$ nm και (β) $d_{\Sigma M} = 100$ nm. (γ) και (δ) Δισδιάστατα ισουψή-διαγράμματα των $H_{z,dip}(D_{MT}, z)$ για (γ) $d_{\Sigma M} = 60$ nm και (δ) $d_{\Sigma M} = 100$ nm. Στις (γ) και (δ) οι άσπροι κύκλοι ιχνηλατούν την καμπύλη $D_{maxMT}(z_{max})$ των μέγιστων $H_{z,dip}$, ενώ οι κόκκινες-συμπαγείς ευθείες είναι αποτέλεσμα των γραμμικών προσαρμογών για τις οποίες τα σημεία με χαμηλές τιμές z έχουν εξαιρεθεί. Όλες οι προσομιώσεις αναφέρονται σε $M_{sat} = 1$, οπότε όλα τα δεδομένα παρουσιάζονται σε σχετικές μονάδες (relative units (ru)) και σε $x_0 = 0$ nm ώστε να μελετηθεί η συμπεριφορά των εγκάρσιων διαφευγόντων διπολικών πεδίων, $H_{z,dip}$ στο κέντρο των MT.

Στη συνέχεια εστιάζουμε στις Εικόνες 7.10 (α)-(δ) για ανομοιογενείς παραμέτρους M_{sat} και D_{MDS} (σχέση (7.1) με βάση τις παραμέτρους [81]). Οι Εικόνες 7.10 (α) και (γ) αναφέρονται σε παραμέτρους που προσομοιάζουν τα χαρακτηριστικά των TN Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TLs, ενώ οι Εικόνες 7.10 (β) και (δ) προσομοιάζουν τα χαρακτηριστικά των TN Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm). Οι Εικόνες 7.10 (α) και (β) δείχνουν τρισδιάστατες επιφάνειες $H_{z,dip}(D_{MT}, z)$, ενώ οι Εικόνες 7.10 (γ) και (δ) παρουσιάζουν δισδιάστατα ισουψή-διαγράμματα. Σε αντιστοιχία με τις Εικόνες 7.9 (α) και (β), οι Εικόνες 7.10 (α) και (β) δείχνουν ότι οι επιφάνειες $H_{z,dip}(D_{MT}, z)$ είναι μη-μονότονες και παρουσιάζουν μέγιστο για

για βέλτιστη καμπύλη $D_{MT}^{max}(z^{max})$. Αυτή η βέλτιστη καμπύλη παρουσιάζεται στα ισοϋψή-διαγράμματα των Εικόνων 7.10 (γ) και (δ) με μαύρους κύκλους, ενώ οι κόκκινες-συμπαγείς ευθείες αντιστοιχούν σε γραμμικές προσεγγίσεις των πειραματικών σημείων που απομένουν όταν εξαιρούμε τα σημεία με μικρότερες τιμές z . Οι γραμμικές προσεγγίσεις δίνουν $D_{MT}^{inh-60}=2.50(0.03)z+42.07(0.86)$ nm και $D_{MT}^{inh-100}=3.12(0.05)z+54.01(0.93)$ nm για τις Εικόνες 7.10 (γ) και (δ), αντίστοιχα (τα νούμερα στις παρενθέσεις



Εικόνα 7.10: Προσομοιώσεις των εγκάρσιων διαφευγόντων διπολικών πεδίων, $H_{z,dip}^{mi}(D_{MT},z)$ για την περίπτωση των ανομοιογενών M_{sat} και D_{MT} (σχέση (7.2)). Οι παράμετροι που χρησιμοποιούνται είναι σύμφωνες με τα χαρακτηριστικά (α) και (γ) των TN Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) και (β) και (δ) των TN Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm). (α) και (β) Τρισδιάστατες προσομοιώσεις των $H_{z,dip}^{mi}(D_{MT},z)$ για (α) $d_{\Sigma M}=60$ nm και (β) $d_{\Sigma M}=100$ nm. (γ) και (δ) Δισδιάστατα ισοϋψή-διαγράμματα των $H_{z,dip}^{mi}(D_{MT},z)$ για (γ) $d_{\Sigma M}=60$ nm και (δ) $d_{\Sigma M}=100$ nm. Στις (γ) και (δ) οι μαύροι κύκλοι ιχνηλατούν την καμπύλη $D_{maxMT}(z^{max})$ των μέγιστων $H_{z,dip}$, ενώ οι κόκκινες-συμπαγείς ευθείες είναι αποτέλεσμα των γραμμικών προσαρμογών για τις οποίες τα σημεία με χαμηλές τιμές z έχουν εξαιρεθεί. Για λόγους σύγκρισης, στα διαγράμματα αυτά έχουμε συμπεριλάβει τις αντίστοιχες καμπύλες $D_{maxMDS}(z^{max})$ μέγιστου $H_{z,dip}$ για την ομοιογενή περίπτωση που αρχικά παρουσιάστηκαν στις Εικόνες 7.9 (γ) και (δ) (άσπροι κύκλοι) και αμιγώς πειραματικά δεδομένα για 4 TN Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TLs και 15 TN Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) (άσπρα αστέρια). Όλες οι προσομοιώσεις αναφέρονται σε $M_{sat}=1$, οπότε όλα τα δεδομένα παρουσιάζονται σε σχετικές μονάδες (relative units (ru)) και σε $x_0=0$ nm ώστε να μελετηθεί η συμπεριφορά των εγκάρσιων διαφευγόντων διπολικών πεδίων, $H_{z,dip}$ στο κέντρο των MT.

αντιστοιχούν στα τυπικά σφάλματα). Στα ισοϋψη διαγράμματα των Εικόνων 7.10 (γ) και (δ) έχουμε συμπεριλάβει τις αντίστοιχες καμπύλες $D_{MT}^{max}(z^{max})$ για την ομογενή περίπτωση καθώς και αμιγώς πειραματικά δεδομένα από 4 TN Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) και 15 TN Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) για λόγους σύγκρισης.

Από τα δεδομένα που παρουσιάστηκαν στις Εικόνες 7.9 (α)-(δ) και 7.10 (α)-(δ) ανακύπτουν αρκετά ενδιαφέροντα αποτελέσματα. (I) Από τα δεδομένα αυτά μπορούμε για δεδομένη απόσταση z να βρούμε το βέλτιστο πλάτος MT, D_{MT} χρησιμοποιώντας την καμπύλη $D_{MT}^{max}(z^{max})$, μεγιστοποιώντας έτσι τα διαφεύγοντα πεδία που εξέρχονται από τα ΣΜ υμένια. Αν εξαιρέσουμε τις πολύ μικρές τιμές z^{max} , αυτό επιτυγχάνεται εύκολα από τη γραμμική προσέγγιση των δεδομένων που μένουν, $D_{MT}=ad_{SC}+b$. Από μια άλλη οπτική γωνία, αν καθορίσουμε το πλάτος των MT, D_{MT} για την επιλεγμένη ΣΜ δομική μονάδα, τότε το βέλτιστο πάχος του ΥΑ υμενίου ($d_{YA} \equiv z$) που μεγιστοποιεί το sMRE στις TN ΣΜ/YA/ΣΜ μπορεί να εκτιμηθεί σε γενικές γραμμές από τη σχέση

$$d_{YA} = \left(\frac{D_{MT} - b}{a} \right) \longrightarrow d_{YA} = C_1 D_{MT} + C_2 \quad (7.3)$$

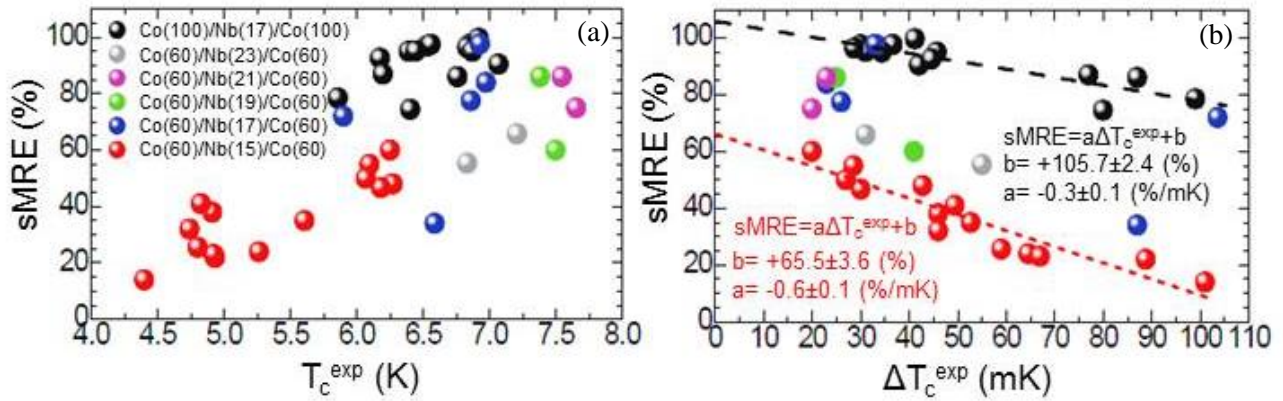
όπου οι σταθερές a και b προκύπτουν από τη γραμμική προσέγγιση των δεδομένων $D_{MT}^{max}(z^{max})$ (αφού εξαιρεθούν οι πολύ μικρές τιμές z), ενώ οι σταθερές C_1 και C_2 προκύπτουν αλγεβρικά. (II) Από αυτά τα δεδομένα βλέπουμε ότι, για δεδομένη απόσταση z το βέλτιστο πλάτος MT, D_{MT} , για το οποίο τα εγκάρσια διαφεύγοντα πεδία αποκτούν μέγιστο μετατοπίζεται σε μικρότερες τιμές όταν εισάγεται η ‘μαγνητική ανομοιογένεια’ στις παραμέτρους M_{sat} και D_{MDS} . (III) Η μέγιστη τιμή των εγκάρσιων διαφευγόντων πεδίων αυξάνεται όταν εισάγεται ‘μαγνητική ανομοιογένεια’ στις παραμέτρους M_{sat} και D_{MTs} . Επίσης, ο γεωμετρικός τόπος των $D_{MT}-z$ όπου τα $H_{z,dip}(D_{MT},z)$ παίρνουν μέγιστες τιμές αυξάνεται όταν εισάγεται ‘μαγνητική ανομοιογένεια’ στις παραμέτρους M_{sat} και D_{MTs} (αυτό φαίνεται αν συγκρίνουμε τις κόκκινες και κίτρινες περιοχές των Εικόνων 7.10 (γ) και (δ) με αυτές των Εικόνων 7.9 (γ) και (δ)). Ως εκ τούτου, μπορούμε να μεγιστοποιήσουμε το sMRE που παρατηρούμε στις TN ΣΜ/YA/ΣΜ αν εισάγουμε ‘μαγνητική ανομοιογένεια’ στα ΣΜ υμένια.

Πιστεύουμε ότι το προσεγγιστικό μοντέλο που παρουσιάστηκε εδώ επιβεβαιώνεται ικανοποιητικά μέσω της σύγκρισής του με αμιγώς πειραματικά δεδομένα. Πράγματι, όπως δείχνουμε στις Εικόνες 7.10 (γ) και (δ) τα πειραματικά δεδομένα που αναφέρονται σε 4 TN Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) και 15 TN Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) βρίσκονται στα όρια της ομοιογενούς περίπτωσης. Πιστεύουμε ότι το έντονο sMRE που παρατηρήθηκε στις TN των [43-46] υποκινήθηκε από την απαίτηση που συζητήθηκε νωρίτερα. Για να μεγιστοποιήσουμε το sMRE που παρατηρείται στις TN ΣΜ/YA/ΣΜ, οι σχετικές πειραματικά-καθορισμένες τιμές $D_{MT}-d_{YA}$ πρέπει να βρεθούν πάνω στην θεωρητικά-καθορισμένη καμπύλη $D_{MT}^{max}(z^{max})$ όπου τα εγκάρσια διαφεύγοντα πεδία μεγιστοποιούνται. Στις πραγματικές TN ΣΜ/YA/ΣΜ, η τροποποίηση της θεωρητικά-καθορισμένης καμπύλης λόγω της ύπαρξης ‘μαγνητικής ανομοιογένειας’ στις παραμέτρους M_{sat} και D_{MTs} μπορεί να υπολογιστεί από την σχέση (7.2).

ii. Πειραματικό μοντέλο: Συνδυασμός όλων των εμπλεκόμενων παραμέτρων

Συνεχίζουμε την μελέτη των TN Co/Nb/Co με ισχυρή *κάθετη-στο-επίπεδο* μαγνητική ανισοτροπία με στόχο την εύρεση μιας περιεκτικής μαθηματικής σχέσης που να περιγράφει το sMRE. Ένα κρίσιμο βήμα προς αυτή την κατεύθυνση ήταν η εύρεση των ΣΜ και ΥΑ μικροσκοπικών και μακροσκοπικών μονάδων μέτρησης (οι οποίες είναι T_c^{exp} , ΔT_c^{exp} , d_{SC} , d_{FM} , $\xi(0)$, D_{MDS} , D_{MDWs} κτλ) που επηρεάζουν την ένταση του sMRE. Για το λόγο αυτό, στα πειραματικά δεδομένα αυτής της παραγράφου έχουμε συμπεριλάβει όλες

τις σειρές TM $\text{Co}(d_{\text{Co}})/\text{Nb}(d_{\text{Nb}})/\text{Co}(d_{\text{Co}})$ με πάχη Co και Nb $d_{\text{Co}}=100$ και $60\text{nm} > d_{\text{Nb}}^{\text{SM}}=40\text{-}50$ nm και $d_{\text{Nb}}=17, 19, 21, 23$ nm που μελετήθηκαν στο πλαίσιο της παρούσας διατριβής. Τα δεδομένα αυτά έχουν παρουσιαστεί στο άρθρο [49].



Εικόνα 7.11: (α) Εξάρτηση του sMRE από την κρίσιμη θερμοκρασία του ΥΑ, T_c . (β) Εξάρτηση του sMRE από το εύρος της υπεραγωγίμης μετάβασης ΔT_c . Η μαύρη-διακεκομμένη και η κόκκινη-διακεκομμένη γραμμή αντιστοιχούν στην γραμμική προσέγγιση των δεδομένων των TN $\text{Co}(100\text{nm})/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(100\text{nm})$ και των TN $\text{Co}(60\text{nm})/\text{Nb}(15\text{nm})/\text{Co}(60\text{nm})$, αντίστοιχα.

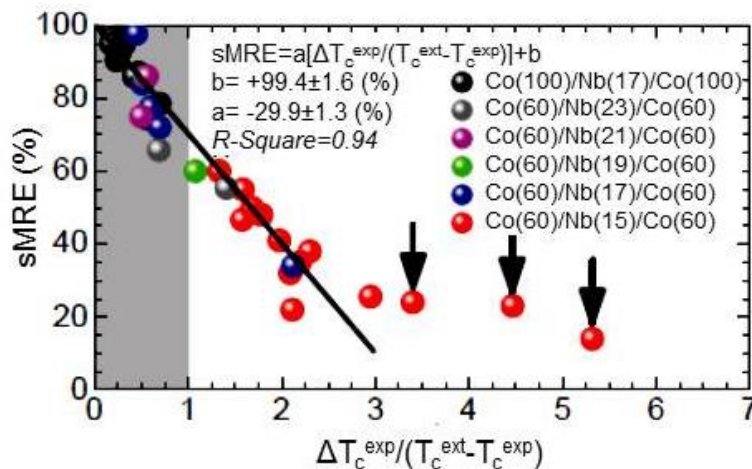
Οι Εικόνες 7.11 (α) και (β) δείχνουν την εξάρτηση του sMRE από την κρίσιμη θερμοκρασία του ΥΑ, T_c και από το εύρος της υπεραγωγίμης μετάβασης ΔT_c , αντίστοιχα. Εστιάζοντας στην Εικόνα 7.11 (α) παρατηρούμε ότι τα πειραματικά δεδομένα sMRE είναι αρκετά διασκορπισμένα σε σχέση με την T_c . Παρ' όλα αυτά, είναι εμφανές ότι το sMRE αυξάνεται καθώς αυξάνεται η κρίσιμη θερμοκρασία του ΥΑ, T_c . Συνεχίζοντας στην Εικόνα 7.11 (β) βλέπουμε ότι τα δεδομένα που αναφέρονται στις σειρές TN $\text{Co}(100\text{nm})/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(100\text{nm})$ και $\text{Co}(60\text{nm})/\text{Nb}(15\text{nm})/\text{Co}(60\text{nm})$ είναι διασκορπισμένα πολύ λίγο. Επιπλέον, η μαύρη-διακεκομμένη και η κόκκινη-διακεκομμένη γραμμή αντιστοιχούν στην γραμμική προσέγγιση των δεδομένων των TN $\text{Co}(100\text{nm})/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(100\text{nm})$ και των TN $\text{Co}(60\text{nm})/\text{Nb}(15\text{nm})/\text{Co}(60\text{nm})$, αντίστοιχα. Τα δεδομένα αυτά συνεπάγονται ότι το εύρος της υπεραγωγίμης μετάβασης ΔT_c είναι μια παράμετρος που ελέγχει την τιμή του sMRE. Αξίζει να σημειωθεί ότι, η ιδανική TN θα εμφανίσει μέγιστο sMRE στην περίπτωση που η υπεραγωγίμη μετάβαση είναι εξαιρετικά απότομη, δηλ. $\Delta T_c=0$. Υπό αυτό το πρίσμα, στην Εικόνα 7.11 (β) το σημείο τομής των γραμμικών προσομοιώσεων με τον κάθετο άξονα, δηλ. ο παράγοντας b , ισοδυναμεί με τη μέγιστη τιμή του sMRE και είναι $\text{sMRE}_{\text{max}}^{\text{TN-Co}(100\text{nm})}=105.7 \pm 2.4$ % για τις TNς $\text{Co}(100\text{nm})/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(100\text{nm})$ και $\text{sMRE}_{\text{max}}^{\text{TN-Co}(60\text{nm})}=65.5 \pm 3.6$ % για τις TNς $\text{Co}(60\text{nm})/\text{Nb}(15\text{nm})/\text{Co}(60\text{nm})$. Σημειώνουμε ότι στην περίπτωση των TN $\text{Co}(100\text{nm})/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(100\text{nm})$ η γραμμική προσομοίωση ξεπερνά την ιδανική τιμή sMRE 100%.

Όπως μπορεί εύκολα να γίνει κατανοητό, η γραμμική συμπεριφορά του sMRE σε σχέση με τα ΥΑ και ΣΜ συστατικά θα μπορούσε να χρησιμοποιηθεί προς την εξεύρεση μιας περιεκτικής μαθηματικής σχέσης. Όπως φαίνεται στην Εικόνα 7.12 το sMRE έχει γραμμική συσχέτιση με την παράμετρο $\Delta T_c^{\text{exp}}/(T_c^{\text{ext}}-T_c^{\text{exp}})$. Υπενθυμίζουμε ότι η κρίσιμη θερμοκρασία T_c^{exp} υπολογίζεται στο $50\%R_{\text{nor}}$, όπου R_{nor} η τιμή της αντίστασης στην κανονική κατάσταση (normal state) και το εύρος της ΥΑ μετάβασης, ΔT_c^{exp} υπολογίζεται ως η διαφορά $T[R=80\%R_{\text{nor}}]-T[R=20\%R_{\text{nor}}]$, ενώ η θερμοκρασία T_c^{ext} προκύπτει από την προσομοίωση της καμπύλης του άνω κρίσιμου πεδίου, H_{c2} , με την σχέση $H_{c2}(T)=5.53\Phi_0/2\pi d_{\text{SC}}\xi(T)$, όπου $\xi(T)=\xi(0)/(1-T/T_c)^{1/2}$ και $\Phi_0=hc/2e$ είναι το κβάντο ροής (2.07×10^{-7} Gcm²). Είναι προφανές ότι όταν ο

παρονομαστής ($T_c^{ext}-T_c^{exp}$) ξεπερνάει την τιμή ΔT_c^{exp} το sMRE αποκτά τη μέγιστη τιμή 100%. Πιο συγκεκριμένα, η μαύρη ευθεία αντιστοιχεί σε γραμμική προσομοίωση των δεδομένων όλων των TN $Co(d_{Co})/Nb(d_{Nb})/Co(d_{Co})$ που εμφανίζονται στην περιοχή $\Delta T_c^{exp}/(T_c^{ext}-T_c^{exp}) < 3$. Τα τρία σημεία που εμφανίζονται στην περιοχή $\Delta T_c^{exp}/(T_c^{ext}-T_c^{exp}) > 3$ αφορούν TNs $Co(60nm)/Nb(15nm)/Co(60nm)$ (δείχνονται με κάθετα βέλη) και σχετίζονται πιθανότατα με ένα δεύτερο μηχανισμό που όμως λόγω έλλειψης δεδομένων δεν έχει μελετηθεί εδώ. Μέσω της σχέσης

$$sMRE = a \frac{\Delta T_c^{exp}}{T_c^{ext} - T_c^{exp}} + b \quad (7.3)$$

καταλήγουμε σε ένα εντυπωσιακό αποτέλεσμα, το σημείο τομής με τον κάθετο άξονα είναι $b=99.4 \pm 1.6\%$ και ισοδυναμεί με την μέγιστη τιμή 100% που αναμένεται στην ιδανική περίπτωση για μια TN ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ [14,15]. Προφανώς, η κλίση $a=-29.9 \pm 1.3\%$ εξαρτάται από το κριτήριο που χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό της ΔT_c^{exp} (20%-80% στην δική μας περίπτωση). Ως εκ τούτου, κρίνεται απαραίτητη η εύρεση ενός μοντέλου για την εκτίμηση του παράγοντα $(T_c^{ext}-T_c^{exp})$.



Εικόνα 7.12: Γραμμική εξάρτηση του sMRE από τον λόγο $\Delta T_c / (T_c^{ext} - T_c^{exp})$. Η μαύρη γραμμή αντιστοιχεί στην γραμμική προσέγγιση όλων των πειραματικών δεδομένων των TN $Co(d_{Co})/Nb(d_{Nb})/Co(d_{Co})$ με εξαίρεση τα τρία πειραματικά σημεία που δηλώνονται με τα κάθετα βέλη και αντιστοιχούν σε TN $Co(60nm)/Nb(15nm)/Co(60nm)$. Με γκρι συμβολίζουμε την περιοχή που ο κλάδος επανεισόδου της γραμμής του άνω κρίσιμου πεδίου του ΥΑ, $H_{c2}(T)$, υπερβαίνει το πλάτος της υπεραγωγικής μετάβασης, $\Delta T_c^{exp}/(T_c^{ext}-T_c^{exp}) > \Delta T_c^{exp}$, έτσι ώστε να επιτυγχάνεται μέγιστη τιμή sMRE, 100%.

Όπως συζητήθηκε ήδη στις παραγράφους 6.2 και 7.3 και έχει δημοσιευθεί στις [45,46,49,50] ο κλάδος επανεισόδου (reentrance branch) της καμπύλης του άνω κρίσιμου πεδίου του ΥΑ, $H_{c2}(T)$, αποδίδεται στην υποβάθμιση των υπεραγωγικών ιδιοτήτων λόγω των εγκάρσιων διαφευγόντων διπολικών πεδίων που αναδύονται από το εσωτερικό των κάθετων-στο-επίπεδο MT για πεδία κοντά στο συνεκτικό πεδίο, H_c . Επιπλέον, τα TMT ευνοούν την υπεραγωγιμότητα [82,83]. Έτσι, ενώ η ενδογενής κρίσιμη θερμοκρασία θα ήταν ίση με T_c^{ext} στην πράξη αυτή υποβαθμίζεται στην T_c^{exp} λόγω της ύπαρξης των MT όταν έχει εξαιρεθεί η δράση των TMT. Οπότε η υποβάθμιση της T_c^{ext} στην T_c^{exp} υποκινείται μόνο από το καθαρό πλάτος $D_{MT}-D_{TMT}$. Υπό αυτό το πρίσμα, προτείνουμε ότι η υποβαθμισμένη κρίσιμη θερμοκρασία T_c^{exp} μπορεί να εκτιμηθεί από την συνθήκη $\xi(T_c^{exp})=D_{MT}-D_{TMT}$, όπου η T_c^{exp} δηλώνει τη θερμοκρασία στην οποία το μήκος συσχέτισης, $\xi(T)$ γίνεται ίσο με το καθαρό πλάτος των MT, $D_{MT}-D_{TMT}$.

Με χρήση της σχέσης $\xi(T)=\xi(0)/(1-T/T_c)^{1/2}$ στην οποία έχουμε αντικαταστήσει την T_c^{ext} παίρνουμε την εξίσωση

$$T_c^{\text{exp}} = T_c^{\text{ext}} \left(1 - \left(\frac{\xi(0)}{D_{\text{MDs}} - D_{\text{MDWs}}} \right)^2 \right). \quad (7.4)$$

Η εξίσωση (7.4) δείχνει ότι η πειραματικά υπολογισμένη κρίσιμη θερμοκρασία, T_c^{exp} εξαρτάται από το λόγο $\xi(0)/(D_{\text{MDs}}-D_{\text{MDWs}})$. Για σταθερό $\xi(0)$, όσο πιο φαρδιοί (στενοί) είναι οι ΜΤ, τόσο πιο ασθενής (ισχυρή) είναι η υποβάθμιση, ενώ για σταθερό $D_{\text{MDs}}-D_{\text{MDWs}}$, όσο μικρότερο (μεγαλύτερο) είναι το $\xi(0)$ τόσο πιο ασθενής (ισχυρή) είναι η υποβάθμιση. Η εξίσωση (7.4) αναφέρεται σε αμιγώς πειραματικές ποσότητες οι οποίες δίνονται στους Πίνακες 1, 2 και 3 του παραρτήματος ‘Appendix A’. Περισσότερες λεπτομέρειες μπορούν να βρεθούν στο Chapter 7.4.ii και στην εργασία [19].

Υπολογίζοντας τον όρο $(T_c^{\text{ext}}-T_c^{\text{exp}})$ από την εξίσωση (7.4) και αντικαθιστώντας τον στην (7.3) προκύπτει η φαινομενολογική σχέση [49]

$$\text{sMRE} = -29.9 \frac{\Delta T_c^{\text{exp}}}{T_c^{\text{exp}}} \left(\left(\frac{D_{\text{nMDs}}}{\xi(0)} \right)^2 - 1 \right) + 99.4, \quad (7.5)$$

όπου ‘nMDs’ είναι το καθαρό πλάτος των ΜΤ (‘net MDs’), $D_{\text{nMDs}} = D_{\text{MDs}}-D_{\text{MDWs}}$. Αν και απλή, η φαινομενολογική σχέση (7.5) εσωκλείει αρκετές πληροφορίες για τους υποκείμενους φυσικούς μηχανισμούς που σχετίζονται με το sMRE που παρατηρείται σε TN ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ και λαμβάνει υπόψη σχετικές μακροσκοπικές παραμέτρους αλλά και μικροσκοπικά χαρακτηριστικά μεγέθη. Πιο συγκεκριμένα το φαινομενολογικό μοντέλο συσχετίζει άμεσα το sMRE με τις παραμέτρους T_c^{exp} , ΔT_c^{exp} , D_{nMDs} και $\xi(0)$. Επιπλέον, στην εργασία [49] έχει γίνει επιτυχής σύγκριση των δεδομένων που προκύπτουν από τη σχέση (7.5) με τα αντίστοιχα πειραματικά δεδομένα των TN Co(d_{Co})/Nb(d_{Nb})/Co(d_{Co}). Η φαινομενολογική σχέση (7.5) εξασφαλίζει τον σχεδιασμό TN ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ με κατάλληλα χαρακτηριστικά ώστε να επιτυγχάνεται μέγιστο sMRE 100%.

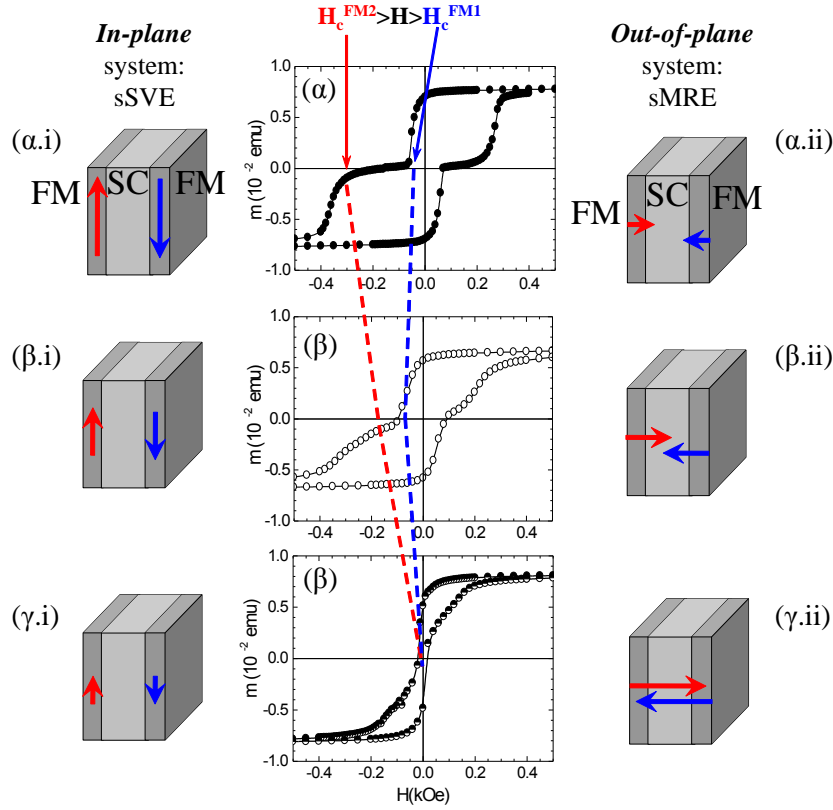
Το φαινομενολογικό μοντέλο που προτάθηκε αρχικά στην εργασία [49] μελετήθηκε περαιτέρω στην εργασία [51], όπου εξετάσαμε πώς η μεταβολή των μακροσκοπικών παραμέτρων και μικροσκοπικών χαρακτηριστικών μεγεθών των ΣΜ και ΥΑ συστατικών που δεν εμπεριέχονται στη σχέση (7.5) επηρεάζει την τιμή του sMRE με έμμεσο τρόπο. Θεωρητικές προσομοιώσεις και πειραματικά δεδομένα ανέδειξαν τους έμμεσους παράγοντες που επηρεάζουν την τιμή του sMRE. Αναφορικά με το ΥΑ ενδιάμεσο υμένιο, θεωρούμε ως έμμεσους παράγοντες την αταξία (disorder), τη μέση ελεύθερη διαδρομή (the mean free path (l)) και το πάχος (d_{SC}), οι οποίοι μπορούν να επιδράσουν στις παραμέτρους T_c^{exp} , ΔT_c^{exp} και $\xi(0)$ επιδρώντας εν τέλει στην τιμή του sMRE. Αναφορικά με τα ΣΜ εξωτερικά υμένια, θεωρούμε ως έμμεσο παράγοντα το πάχος (d_{FM}) το οποίο επιδρά στις τιμές των D_{MT} και D_{TMT} επιδρώντας έτσι στην τιμή του sMRE. Όπως δείξαμε στην [51], το φαινομενολογικό μοντέλο δίνει συνεπή αποτελέσματα όταν χρησιμοποιούνται καθιερωμένα θεωρητικά μοντέλα, ενώ ταυτόχρονα περιγράφει τα πειραματικά δεδομένα των TN ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ που μελετήθηκαν στο πλαίσιο αυτής της διατριβής οπότε μπορεί να περιγράψει γενικά την συμπεριφορά των TN ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ προβλέποντας το sMRE.

7.5 Η επιλεκτική εμφάνιση του Φαινομένου Υπεραγωγίμης Μαγνητοαντίστασης έναντι του Φαινομένου Υπεραγωγίμου Διακόπτη-Σπιν

Σε αυτή την παράγραφο θα συζητήσουμε πως μπορούμε να αξιοποιήσουμε τις ιδιότητες των TN (CoO-Co)/Nb/Co με στόχο να διαχωρίσουμε την εμφάνιση του sSVE από το sMRE. Σύμφωνα με λεπτομερή πειράματα καταλήξαμε στο συμπέρασμα ότι δύο είναι οι κρίσιμες παράμετροι που καθορίζουν την επιλεκτική εμφάνιση του sSVE έναντι του sMRE (και το αντίστροφο) που παρατηρείται στις TN Co/Nb/Co, η μαγνητική ανισοτροπία (λόγω σχήματος (shape) ή ΠΑ) και η διαφορά ΔH_c μεταξύ των συνεκτικών πεδίων των εξωτερικών ΣΜ υμενίων.

Όπως αναφέρθηκε ήδη, η *παράλληλη-στο-επίπεδο* μαγνητική ανισοτροπία ευνοεί το sSVE, ενώ η *κάθετη-στο-επίπεδο* μαγνητική ανισοτροπία προωθεί το sMRE. Η άμεση σύγκριση των δεδομένων μαγνητοαντίστασης (Εικόνες 4.1 (α)/(β) και (δ)/(ε)) και των βρόχων μαγνήτισης (Εικόνες 4.1 (γ) και (στ)) της TN CoO(2nm)-Co(10nm)/Nb(25nm)/Co(10nm) που μελετήθηκαν στην παράγραφο 4.3.i. δικαιολογεί πλήρως την πρώτη παράμετρο. Για την εισαγωγή της δεύτερης κρίσιμης παράμετρου, δηλαδή τη διαφορά ΔH_c των συνεκτικών πεδίων των εξωτερικών υμενίων Co, παρουσιάζουμε ένα μοντέλο κατάλληλο να διακρίνει και να απομονώσει τεχνικά τις δύο εκδοχές της μαγνητοαντίστασης, sSVE και sMRE, που παρατηρούνται στις TN (CoO-Co)/Nb/Co. Το μοντέλο αυτό παρουσιάστηκε στην εργασία [45] και εφαρμόζεται σε όλες τις TN ΣΜ/YA/ΣΜ.

Τα φαινόμενα sSVE και sMRE μπορούν να διαχωριστούν λόγω της αντίθετης εξάρτησης που έχουν από τη διαφορά των συνεκτικών πεδίων ΔH_c των εξωτερικών ΣΜ υμενίων, $H_c^{\Sigma M1}$ και $H_c^{\Sigma M2}$. Οι Εικόνες 7.13 (α)-(γ) και τα περιφερειακά σχήματα (α-i)-(γ-i) και (α-ii)-(γ-ii) απεικονίζουν την βασική ιδέα αυτού του μοντέλου. Θεωρούμε δύο ιδανικές TN, η πρώτη TN έχει *παράλληλη-στο-επίπεδο* μαγνήτιση οπότε εμφανίζει το sSVE (Εικόνες 7.13 (α-i)-(γ-i)), ενώ η δεύτερη TN έχει *κάθετη-στο-επίπεδο* μαγνήτιση οπότε εμφανίζει το sMRE (Εικόνες 7.13 (α-ii)-(γ-ii)). Δεδομένου ότι το sSVE σχετίζεται με την σχετική διάταξη των *παράλληλων-στο-επίπεδο* μαγνητίσεων των εξωτερικών ΣΜ υμενίων, αυτά πρέπει να έχουν διαφορετικά συνεκτικά πεδία, $H_c^{\Sigma M1} \neq H_c^{\Sigma M2}$ ($\Delta H_c \neq 0$), ώστε να επιτυγχάνεται η 'αντιπαράλληλη' μαγνήτιση σε ένα αρκετά εκτεταμένο εύρος πεδίων (Εικόνες 7.13 (α) και (α.i)) [13,14,22-29,54-57]. Παρ' όλα αυτά, όσο η διαφορά ΔH_c μειώνεται σταδιακά (Εικόνα 7.13 (β)) το sSVE μειώνεται βαθμιαία (Εικόνα 7.13 (β.i)). Τελικά, όταν η διαφορά ΔH_c γίνει μηδέν (Εικόνα 7.13 (γ)) το sSVE ελαχιστοποιείται (Εικόνα 7.13 (γ.i)). Αντιθέτως, δεδομένου ότι το sMRE σχετίζεται με την *κάθετη-στο-επίπεδο* μαγνητοστατική σύζευξη των εξωτερικών ΣΜ υμενίων, αυτά πρέπει να έχουν ταυτόσημα συνεκτικά πεδία, $H_c^{\Sigma M1} = H_c^{\Sigma M2}$ ($\Delta H_c = 0$), ώστε να επιτυγχάνεται η σύζευξη [33,35,36,43-51]. Συνεπώς, όταν $H_c^{\Sigma M1} = H_c^{\Sigma M2}$ ($\Delta H_c = 0$) το sMRE γίνεται μέγιστο (Εικόνες 7.13 (γ) και (γ.ii)). Παρ' όλα αυτά, όταν η διαφορά των $H_c^{\Sigma M1}$ και $H_c^{\Sigma M2}$ αυξάνεται (Εικόνα 7.13 (β)) το sMRE μειώνεται βαθμιαία (Εικόνα 7.13 (β.ii)). Τελικά, για την περίπτωση που τα $H_c^{\Sigma M1}$ και $H_c^{\Sigma M2}$ διαφέρουν σημαντικά (Εικόνα 7.13 (α)) το sMRE ελαχιστοποιείται (Εικόνα 7.13 (α.ii)). Στην τελευταία περίπτωση, παρατηρούνται δύο ανεξάρτητες μικρές κορυφές sMRE (Εικόνα 4.1 (b)), που αποδεικνύουν ότι τα εξωτερικά ΣΜ υμένια είναι μαγνητοστατικά ασύζευκτα οπότε η TN Co/Nb/Co συμπεριφέρεται σαν δύο ανεξάρτητες ΔΝς Co/Nb και Nb/Co. Συνεπώς, παράμετρος ΔH_c μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να διαχωριστούν τα δύο φαινόμενα, sSVE και sMRE, που παρατηρούνται στις TN ΣΜ/YA/ΣΜ.



Εικόνα 7.13: Καμπύλες μαγνήτισης μετρημένες σε θερμοκρασία $T=10\text{K}>T_c^{\text{SC}}$ για διαφορετικές TN (CoO-)Co/Nb/Co στις οποίες τα εξωτερικά ΣΜ υμένια έχουν (α) πολύ διαφορετικά, (β) περίπου ίδια και (γ) ταυτόσημα συνεκτικά πεδία $H_c^{\Sigma M1}$ και $H_c^{\Sigma M2}$. Τα περιφερειακά σχήματα δείχνουν δύο ιδανικές TN στις οποίες εμφανίζονται (α-i)-(γ-i) *παράλληλοι-στο-επίπεδο* (sSVE) και (α-ii)-(γ-ii) *κάθετοι-στο-επίπεδο* MT για πεδία κοντά στο συνεκτικό πεδίο. Τα κάθετα (α-i)-(γ-i) και οριζόντια (α-ii)-(γ-ii) βέλη συμβολίζουν τα πεδία ανταλλαγής (exchange fields) και τα διαφεύγοντα πεδία (stray fields), αντίστοιχα. Το μέγεθος των βελών αντιπροσωπεύει σχηματικά την σχετική συνεισφορά των *παράλληλων-στο-επίπεδο* (α-i)-(γ-i) και *κάθετων-στο-επίπεδο* (α-ii)-(γ-ii) MT στην εμφάνιση των sSVE και sMRE, καθώς η διαφορά των συνεκτικών πεδίων $H_c^{\Sigma M1}$ and $H_c^{\Sigma M2}$ των εξωτερικών ΣΜ υμενίων μεταβάλλεται σταδιακά.

Κεφάλαιο 8

Πιθανές εφαρμογές των TN ΣΜ/YA/ΣΜ ως κρυογενικές διατάξεις

Εφαρμόζοντας τις TNs ΣΜ/YA/ΣΜ ως κρυογενικούς αισθητήρες μαγνητικού-πεδίου

Οι TN ΣΜ/YA/ΣΜ μπορούν να χρησιμοποιηθούν για εφαρμογές σαν αισθητήρες μαγνητικού-πεδίου (cryogenic magnetic-field sensors) που λειτουργούν σε κρυογενικό περιβάλλον. Πιο συγκεκριμένα, σαν αρχή λειτουργίας ενός αισθητήρα μαγνητικού-πεδίου ορίζεται η μεταβολή της αντίστασης του για μικρές μεταβολές ενός εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Οι TN ΣΜ/YA/ΣΜ ικανοποιούν αυτή τη συνθήκη μέσω του sMRE. Επιπλέον, για να τη βέλτιστη λειτουργία μιας TN ως αισθητήρας μαγνητικού-πεδίου, είναι απαραίτητο να πολωθεί μαγνητικά σε ένα πεδίο κοντά στο μέγιστο του sMRE. Το πεδίο αυτό καλείται πεδίο πόλωσης (bias magnetic field, H_{bias}) και εξασφαλίζει ότι η TN λειτουργεί στην περιοχή πεδίων μέγιστης ευαισθησίας. Υπό αυτό το πρίσμα, μελετήσαμε τις ιδιότητες μεταφοράς μιας TN Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) η οποία, λόγω ανισοτροπίας σχήματος, χαρακτηρίζεται από σημαντική *κάθετη-στο-επίπεδο* μαγνήτιση. Αναλυτικά πειραματικά δεδομένα μπορούν να βρεθούν στο Chapter 8 (Figure 8.2). Επιγραμματικά αναφέρουμε ότι η TN παρουσιάζει μια αρκετά μεγάλη κορυφή sMRE της τάξης του 77.5 % η οποία συντελείται μέσα σε εύρος πεδίων $\Delta H \approx 1000$ Oe και αποκαλύπτει μια σημαντική μεταβολή στην αντίσταση $\Delta R \approx 310$ mOhms. Η καμπύλη της παραγωγού, $dR(H)/dH$, αποκαλύπτει ευαισθησία της τάξεως $dR(H)/dH = 0.35$ mOhms/Oe. Μέσω ενός πεδίου πόλωσης $H_{\text{bias}} = -0.5$ Oe, που αντιστοιχεί στο μέγιστο της καμπύλης $dR(H)/dH$ και βρίσκεται μέσα στην περιοχή των συνεκτικών πεδίων των εξωτερικών ΣΜ υμενίων, μπορούμε να πετύχουμε σημαντικές μεταβολές στην αντίσταση ως αποτέλεσμα πολύ μικρών μεταβολών του εξωτερικού πεδίου εκατέρωθεν του H_{bias} . Για τη συγκεκριμένη TN καταγράφουμε περίπου 50% μεταβολή της αντίστασης η οποία γίνεται μέσα σε εύρος πεδίων ≈ 300 Oe εκατέρωθεν του H_{bias} . Συμπερασματικά, οι TN Co/Nb/Co που αποτελούνται από σχετικά παχιά ΣΜ υμένα, ώστε να εξασφαλίζεται έντονο sMRE, μπορούν να χρησιμοποιηθούν ως αισθητήρες μαγνητικού-πεδίου.

Εφαρμόζοντας τις TNs ΣΜ/YA/ΣΜ ως κρυογενικούς υπεραγωγίμους διακόπτες μαγνητικού-πεδίου

Οι TN ΣΜ/YA/ΣΜ μπορούν να χρησιμοποιηθούν για εφαρμογές σαν υπεραγωγίμοι διακόπτες μαγνητικού-πεδίου (magnetic-field-controlled supercurrent switches) που λειτουργούν σε κρυογενικό περιβάλλον. Πιο συγκεκριμένα, σαν αρχή λειτουργίας ενός υπεραγωγίμου διακόπτη μαγνητικού-πεδίου ορίζεται η μετάβαση από την κανονική κατάσταση (κατάσταση μέγιστης αντίστασης, R_{high}) στη υπεραγωγίμη κατάσταση (κατάσταση ελάχιστης αντίστασης, R_{low}) με την εφαρμογή ενός εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Οι TN ΣΜ/YA/ΣΜ ικανοποιούν αυτή τη συνθήκη μέσω της ενδογενούς ιδιότητας της υπεραγωγιμότητας που είναι η μετατόπιση της καμπύλης $R(T)$ υπό την εφαρμογή εξωτερικού πεδίου, διαδικασία που αντικατοπτρίζεται στην καμπύλη του άνω κρίσιμου πεδίου του YA, $H_{c2}(T)$. Για να επιτευχθεί η βέλτιστη λειτουργία μιας TN ως υπεραγωγίμος διακόπτης μαγνητικού-πεδίου είναι απαραίτητο να πολωθεί μαγνητικά σε ένα πεδίο, H_{bias} , ώστε να εξασφαλιστεί η απότομη μετάβαση ανάμεσα στις δυο καταστάσεις της αντίστασης, R_{low} και R_{high} . Ένα πλεονέκτημα των TN Co/Nb/Co είναι ότι το πεδίο πόλωσης βρίσκεται στην περιοχή των μικρών μαγνητικών πεδίων, δηλ. είναι τις τάξης μερικών χιλιάδων Oe. Υπό αυτό το πρίσμα, μελετήσαμε τις ιδιότητες μεταφοράς μιας TN No1 Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) στην περιοχή των μικρών πεδίων. Αναλυτικά πειραματικά δεδομένα μπορούν να βρεθούν στο Chapter 8 (Figure 8.3). Επιγραμματικά αναφέρουμε ότι η TN εμφανίζει μια *ανώμαλη* μετατόπιση της καμπύλης αντίστασης μηδενικού πεδίου, $R(T)$, προς μεγαλύτερες θερμοκρασίες

κατά $\Delta T = T_c(2\text{kOe}) - T_c(0\text{kOe}) = +33.0 \text{ mK}$ (μετατόπιση προς τα δεξιά) όταν εφαρμόζεται εξωτερικό πεδίο $H = 2.0 \text{ kOe}$. Η μετατόπιση της καμπύλης προς τα δεξιά κατά $+33.0 \text{ mK}$ οδηγεί τον YA από το 62% της κανονικής κατάστασης (R_{high}) στην υπεραγώγιμη κατάσταση (R_{low}). Σημειώνουμε ότι η TN No1 Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) εμφανίζει και την πλήρη μετάβαση, από το 100% της κανονικής κατάστασης (R_{high}) στην υπεραγώγιμη κατάσταση (R_{low}), υπό την εφαρμογή ενός μεγαλύτερου μαγνητικού πεδίου της τάξης των 8.0 kOe το οποίο μετατοπίζει *ομαλά* την της καμπύλης αντίστασης μηδενικού πεδίου, $R(T)$, προς μικρότερες θερμοκρασίες κατά $\Delta T = T_c(8\text{kOe}) - T_c(0\text{kOe}) = -78.5 \text{ mK}$ (μετατόπιση προς τα αριστερά). Συμπερασματικά, οι TN Co/Nb/Co μπορούν να χρησιμοποιηθούν ως υπεραγώγιμοι διακόπτες μαγνητικού-πεδίου που λειτουργούν σε μαγνητικά πεδία της τάξης μερικών kOe, ενώ παρέχουν διπλή περιοχή λειτουργίας με βάση την *ομαλή* και *ανώμαλη* μετατόπιση της καμπύλης αντίστασης μηδενικού πεδίου, $R(T)$, με την ανώμαλη μετατόπιση να είναι περισσότερο προτιμητέα λόγω των μικρότερων πεδίων λειτουργίας.

Εφαρμόζοντας τις TNs ΣΜ/YA/ΣΜ ως κρυογενικούς υπεραγώγιμους διακόπτες-σπιν

Οι TN ΣΜ/YA/ΣΜ μπορούν να χρησιμοποιηθούν για εφαρμογές σαν υπεραγώγιμοι διακόπτες-σπιν (superconducting spin-valves) που λειτουργούν σε κρυογενικό περιβάλλον. Πιο συγκεκριμένα, σαν αρχή λειτουργίας ενός υπεραγώγιμου διακόπτη μαγνητικού-πεδίου ορίζεται η μετάβαση από την κατάσταση μέγιστης αντίστασης, R_{high} στη κατάσταση ελάχιστης αντίστασης, R_{low} καθώς η διάταξη των μαγνητίσεων των εξωτερικών ΣΜ υμενίων από 'παράλληλη' γίνεται 'αντιπαράλληλη'. Οι TN ΑΣΜ/ΣΜ/YA/ΣΜ ικανοποιούν αυτή τη συνθήκη μέσω του sSVE, το οποίο μοιάζει με το φαινόμενο γιγαντιαίας μαγνητοαντίστασης (giant magnetoresistance-GMR) και το φαινόμενο μαγνητοαντίστασης σήραγγας (tunnel magnetoresistance-TMR) που παρατηρούνται σε TN ΣΜ/μη-μαγνήτης/ΣΜ και ΣΜ/μονωτής/ΣΜ, αντίστοιχα. Σημειώνουμε ότι αντίθετα με το sSVE τα GMR και TMR εμφανίζουν μέγιστη αντίσταση, R_{high} και ελάχιστη αντίσταση, R_{low} όταν η διάταξη των μαγνητίσεων των εξωτερικών ΣΜ υμενίων είναι 'αντιπαράλληλη' και 'παράλληλη', αντίστοιχα. Υπό αυτό το πρίσμα, μελετήσαμε τις ιδιότητες μεταφοράς και μαγνήτισης μιας TN CoO(2nm)-Co(10nm)/Nb(25nm)/Co(10nm) η οποία χαρακτηρίζεται από σημαντική *παράλληλη-στο-επίπεδο* μαγνήτιση λόγω ανισοτροπίας σχήματος και του μηχανισμού ΠΑ. Αναλυτικά πειραματικά δεδομένα μπορούν να βρεθούν στο Chapter 8 (Figure 8.4). Η TN εμφανίζει σημαντικό sSVE μέγιστης τιμής 1.5%/0.7% στη μέση/έναρξη του βυθίσματος της μαγνητοαντίστασης. Συμπερασματικά, λαμβάνοντας υπόψη την αλλαγή της μαγνητοαντίστασης από R_{high} και R_{low} όταν η διάταξη των μαγνητίσεων των εξωτερικών ΣΜ υμενίων είναι 'παράλληλη' και 'αντιπαράλληλη', αντίστοιχα, συμπεραίνουμε ότι οι TN ΑΣΜ/ΣΜ/YA/ΣΜ μπορούν να χρησιμοποιηθούν υπεραγώγιμοι διακόπτες-σπιν στην περιοχή θερμοκρασιών κοντά στην κρίσιμη θερμοκρασία T_c .

Συμπεράσματα

Στο πλαίσιο της διδακτορικής έρευνας μελετήσαμε διεξοδικά τις ιδιότητες μεταφοράς των TN ΣΜ/ΥΑ/ΣΜ. Πραγματοποιήθηκαν αναλυτικές μετρήσεις της μαγνήτισης και της μαγνητοαντίστασης σε TN $\text{Co}(d_{\text{Co}})/\text{Nb}(d_{\text{Nb}})/\text{Co}(d_{\text{Co}})$ με πάχη $d_{\text{Co}}=10-200$ nm και $d_{\text{Nb}}=13-50$ nm, ώστε να ερευνηθούν τα φαινόμενα sSVE και sMRE που σχετίζονται με την *παράλληλη-στο-επίπεδο* και την *κάθετη-στο-επίπεδο* μαγνήτιση των εξωτερικών ΣΜ υμενίων, αντίστοιχα. Οι μέγιστες τιμές sSVE και sMRE που παρατηρήθηκαν είναι της τάξης του 1.5% και 100%, αντίστοιχα. Η ανισοτροπία σχήματος και ο μηχανισμός ΠΑ χρησιμοποιήθηκαν για την κατανόηση των φυσικών μηχανισμών που σχετίζονται με τα φαινόμενα αυτά. Πειράματα MFM σε TN $\text{Co}/\text{Nb}/\text{Co}$ αποκάλυψαν πως η μετάβαση της μαγνητικής ανισοτροπίας των ΣΜ υμενίων από *παράλληλη-στο-επίπεδο* σε *κάθετη-στο-επίπεδο* πραγματοποιείται καθώς το πάχος d_{Co} αυξάνεται πάνω από το κρίσιμο πάχος $d_{\text{kp}}^{\text{SM}}=40-50$ nm λόγω ανισοτροπίας σχήματος. Μικρομαγνητικές προσομοιώσεις με το ελεύθερο λογισμικό OOMMF σε MN Co (hcp) επιβεβαίωσαν αυτή τη συμπεριφορά. Επιπλέον, αποδείξαμε την υψηλή κρυσταλλική ποιότητα (XRD), υψηλή μορφολογική ποιότητα (AFM) και αμελητέα διάχυση στις διεπιφάνειες Co/Nb (RBS) στις TN $\text{Co}/\text{Nb}/\text{Co}$. Πιο κάτω συνοψίζουμε τα βασικά πειραματικά αποτελέσματα και συμπεράσματα που προέκυψαν από την αξιολόγηση και την ερμηνεία των πειραματικών δεδομένων.

I. Παράμετροι που σχετίζονται με τις ιδιότητες μεταφοράς των TN $\text{Co}/\text{Nb}/\text{Co}$

Μέσα από τη μελέτη των TN $\text{Co}/\text{Nb}/\text{Co}$ αναδείχθηκαν οι παράμετροι που επιδρούν στις ιδιότητες μεταφοράς τους, οι οποίες είναι: α) η ΔMT των εξωτερικών ΣΜ υμενίων, β) η διαφορά των συνεκτικών πεδίων των εξωτερικών ΣΜ υμενίων, γ) η απόσταση των εξωτερικών ΣΜ υμενίων και δ) η ποιότητα του ΥΑ υμενίου.

a. Η ΔMT των εξωτερικών ΣΜ υμενίων

Αναλυτικά πειράματα μαγνήτισης και μαγνητοαντίστασης έδειξαν ότι η ΔMT των εξωτερικών ΣΜ υμενίων επιδρά στις ιδιότητες μεταφοράς των TN $(\text{CoO-})\text{Co}/\text{Nb}/\text{Co}$.

Ανισοτροπία Σχήματος

Η συγκριτική μελέτη των TN $\text{Co}(10\text{nm})/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(10\text{nm})$ και $\text{Co}(100\text{nm})/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(100\text{nm})$ έδωσε σημαντικά αποτελέσματα. Στην περίπτωση της TN $\text{Co}(100\text{nm})$, παρατηρούμε sMRE έντασης 86% καθώς ευνοείται η έντονη μαγνητοστατική σύζευξη ανάμεσα στα εξωτερικά ΣΜ υμενία, λόγω της *κάθετης-στο-επίπεδο* ΔMT ($d_{\text{Co}}=100$ nm $\gg d_{\text{kp}}^{\text{SM}}$) που εμφανίζεται στο συνεκτικό πεδίο και συνοδεύεται από πυκνά εγκάρσια διαφεύγοντα πεδία. Στην περίπτωση της TN $\text{Co}(10\text{nm})$, παρατηρούμε sMRE έντασης 19% καθώς η μαγνητοστατική σύζευξη είναι σημαντικά υποβαθμισμένη, λόγω της *παράλληλης-στο-επίπεδο* ΔMT ($d_{\text{Co}}=10$ nm $\ll d_{\text{kp}}^{\text{SM}}$) των ΣΜ, η οποία συνοδεύεται από πολύ αραιά εγκάρσια διαφεύγοντα πεδία. Αξιολογώντας τα δεδομένα αυτά γίνεται σαφές ότι όταν η ΔMT των εξωτερικών ΣΜ είναι *κάθετη-στο-επίπεδο* (*παράλληλη-στο-επίπεδο*) επιτυγχάνεται μέγιστη (ελάχιστη) μαγνητοστατική σύζευξη λόγω των εγκάρσιων διαφευγόντων πεδίων που έχει ως αποτέλεσμα έντονο (υποβαθμισμένο) sMRE.

Ο μηχανισμός Πόλωσης Ανταλλαγής

Η μελέτη της TN $\text{No2 CoO-Co}(60\text{nm})/\text{Nb}(23\text{nm})/\text{Co}(60\text{nm})$ στην ΚΚ και στην ΚΠΑ έδωσε σημαντικά αποτελέσματα. Υπενθυμίζουμε ότι οι TN που αποτελούνται από υμενία Co πάχους $d_{\text{Co}}=60$ nm, που είναι κοντά στο άνω όριο του $d_{\text{kp}}^{\text{SM}}=40-50$ nm, αναπτύσσουν μια ΔMT όπου οι *κάθετοι-στο-επίπεδο* MT και συνυπάρχουν με *παράλληλους-στο-επίπεδο* MT. Όταν ενεργοποιείται ο μηχανισμός ΠΑ, η *παράλληλη-στο-επίπεδο* συνιστώσα της μαγνήτισης του κάτω υμενίου Co αυξάνεται έναντι της *κάθετης-στο-επίπεδο*

συνιστώσας, οπότε επηρεάζεται η μαγνητοστατική σύζευξη μεταξύ των ΣΜ και έτσι ενδιαφέροντα ευρήματα παρατηρούνται. Πρώτον, η καμπύλη της μαγνητοαντίστασης για την ΚΠΑ είναι μετατοπισμένη κάτω από την καμπύλη για την ΚΚ όταν το εξωτερικό πεδίο είναι μικρότερο από το άνω κρίσιμο πεδίο του ΥΑ (δηλ. ισχύει $R_{\text{sat}}^{\text{ΚΠΑ}} < R_{\text{sat}}^{\text{ΚΚ}}$ όταν $H_{\text{εξ}} < H_{\text{c2}}(T)$), γεγονός που δηλώνει ότι η αύξηση της παράλληλης-στο-επίπεδο μαγνητικής συνιστώσας βελτιώνει τις υπεραγωγίμες ιδιότητες σε γενικό επίπεδο. Δεύτερον, η ένταση του sMRE μειώνεται όταν ενεργοποιείται η ΠΑ (δηλ. $\text{sMRE}^{\text{ΚΚ}} = 65.8\% > \text{sMRE}^{\text{ΚΠΑ}} = 36\%$), γεγονός που επιβεβαιώνει τη μείωση της κάθετης-στο-επίπεδο μαγνητικής συνιστώσας. Τρίτον, η ΠΑ επιφέρει μια αλλαγή στη μορφολογία της κορυφής sMRE. Πιο συγκεκριμένα, στο κέντρο της κορυφής $\text{sMRE}^{\text{ΚΠΑ}}$ παρατηρείται ένα βύθισμα που αποδίδεται α) στην συνύπαρξη των sSVE^{ΚΠΑ} (λόγω αύξησης της παράλληλης-στο-επίπεδο μαγνήτισης) και $\text{sMRE}^{\text{ΚΠΑ}}$ (λόγω μείωσης της κάθετης-στο-επίπεδο μαγνήτισης) στην περιοχή πεδίων που τα εξωτερικά ΣΜ υμένια έχουν ‘αντιπαράλληλη’ μαγνήτιση, β) στην υπέρθεση δύο ανεξάρτητων κορυφών που εμφανίζονται στα συνεκτικά πεδία του πάνω και κάτω Co, τα οποία έχουν απομακρυνθεί λόγω της ΠΑ ($\Delta H_{\text{c}}^{\text{ΚΠΑ}} = 320 \text{ Oe} > \Delta H_{\text{c}}^{\text{ΚΚ}} = 220 \text{ Oe}$), ή γ) στη ταυτόχρονη δράση των α) και β).

β. Η διαφορά ΔH_{c} των συνεκτικών πεδίων των εξωτερικών ΣΜ υμενίων

Η συγκριτική μελέτη των TN No1 Co(60nm)/Nb(19nm)/Co(60nm) (TN-No1) και No2 Co(60nm)/Nb(19nm)/Co(60nm) (TN-No2) έδειξε ότι η διαφορά ΔH_{c} των συνεκτικών πεδίων των εξωτερικών ΣΜ υμενίων επιδρά σημαντικά στην ένταση του sMRE. Πράγματι η TN-No1 παρουσιάζει έντονο $\text{sMRE}^{\text{No1}} = 86\%$, ενώ η TN-No2 εμφανίζει μικρότερο $\text{sMRE}^{\text{No2}} = 60\%$. Αυτές οι δυο TN έχουν περίπου την ίδια ποιότητα ΥΑ υμενίου, περίπου την ίδια κάθετη-στο-επίπεδο ΔMT (λόγω του ίδιου πάχους Co $d_{\text{Co}} = 60 \text{ nm}$) και περίπου την ίδια απόσταση ανάμεσα στα υμένια Co (λόγω του ίδιου πάχους Nb $d_{\text{Nb}} = 19 \text{ nm}$). Συνεπώς η σημαντική διαφορά στις τιμές του sMRE αποδίδεται αποκλειστικά στην διαφορά των συνεκτικών πεδίων των εξωτερικών ΣΜ υμενίων που είναι $\Delta H_{\text{c}}^{\text{No1}} \approx 130 \text{ Oe}$ για την TN No1 και $\Delta H_{\text{c}}^{\text{No2}} \approx 325 \text{ Oe}$ για την TN-No2. Από αυτά τα δεδομένα γίνεται φανερό ότι όταν το ΔH_{c} έχει μεγάλη (μικρή) τιμή τα ΣΜ υμένια έχουν ίδια (διαφορετική) τιμή συνεκτικού πεδίου και παρουσιάζουν την κάθετη-στο-επίπεδο ΔMT στα ίδια (διαφορετικά) εξωτερικά μαγνητικά πεδία. Συνεπώς, για μικρές τιμές ΔH_{c} ($H_{\text{c}}^{\Sigma\text{M1}} \approx H_{\text{c}}^{\Sigma\text{M2}}$) τα διαφεύγοντα πεδία που εξέρχονται από τον ΣΜ₁ εισέρχονται στον ΣΜ₂ και προάγουν έντονη μαγνητοστατική σύζευξη. Αντίθετα, για μεγάλες τιμές ΔH_{c} ($H_{\text{c}}^{\Sigma\text{M1}} \neq H_{\text{c}}^{\Sigma\text{M2}}$ και έστω ότι $H_{\text{c}}^{\Sigma\text{M1}} < H_{\text{c}}^{\Sigma\text{M2}}$) τα διαφεύγοντα πεδία που εξέρχονται από τον ΣΜ₁ δεν διεισδύουν στον ΣΜ₂ καθώς αυτός βρίσκεται στην κατάσταση κόρου οπότε επιτυγχάνεται ασθενής μαγνητοστατική σύζευξη. Συμπερασματικά, μικρές (μεγάλες) τιμές ΔH_{c} αντιστοιχούν σε ισχυρή (ασθενή) μαγνητοστατική σύζευξη μέσω διαφευγόντων πεδίων που συνεπάγεται σημαντική (μικρή) υποβάθμιση των υπεραγωγίμων ιδιοτήτων του ΥΑ υμενίου με αποτέλεσμα τη μεγιστοποίηση (ελαχιστοποίηση) του sMRE. Όταν η ΔH_{c} γίνεται αρκετά μεγάλη η TN συμπεριφέρεται σαν δύο ανεξάρτητες και μαγνητικά ασύζευκτες ΔN Co/Nb και Nb/Co. Τα συμπεράσματα αυτά επιβεβαιώθηκαν περαιτέρω μέσω επικουρικών προσομοιώσεων με το υπολογιστικό OOMMF που έδειξαν ότι μικρές μεταβολές στις μαγνητικές παραμέτρους των ΣΜ υμενίων μπορούν να επιφέρουν σημαντικές διαφοροποιήσεις στην μαγνητική υστέρηση και στην ΔMT των MN Co. Είναι προφανές οι μικρές διαφορές στις μαγνητικές παραμέτρους του πάνω και κάτω ΣΜ υμενίου οδηγούν σε διαφορετική σύζευξη συνεπώς σε διαφορετικές έντασης sMRE.

γ. Η απόσταση ανάμεσα στα εξωτερικά ΣΜ υμένια

Η μελέτη τριών σειρών TN Co/Nb/Co που αποτελούνται από σταθερά πάχη Co και Nb έδειξαν ότι η απόσταση ανάμεσα στα ΣΜ υμένια επιδρά σημαντικά την μαγνητοστατική τους σύζευξη οπότε και στην ένταση του sMRE. Αναλυτικά πειράματα σε TN₅ Co(10nm)/Nb($d_{\text{sc},1}$)/Co(10nm) και Co(30nm)/Nb($d_{\text{sc},2}$)/Co(30nm) με πάχη Nb $d_{\text{sc},1} = 17\text{-}100 \text{ nm}$ και $d_{\text{sc},2} = 13\text{-}200 \text{ nm}$ έδειξαν ότι όσο

μεγαλώνει το πάχος του ΥΑ υμενίου, τα ΣΜ υμένα απομακρύνονται, άρα το εύρος των διαφευγόντων πεδίων υπερβαίνεται προοδευτικά με αποτέλεσμα την εξασθένηση της μαγνητοστατικής σύζευξης. Η ολοένα και μικρότερη διείσδυση των διαφευγόντων πεδίων μέσα στο ΥΑ υμένιο έχει ως άμεσο αποτέλεσμα την προοδευτική μείωση της έντασης του sMRE. Σε ένα κρίσιμο πάχος Nb εμφανίζεται στο εσωτερικό του ΥΑ υμενίου μια περιοχή στην οποία δεν έχουν διεισδύσει διαφεύγοντα πεδία και η TN Co/Nb/Co αρχίζει να συμπεριφέρεται σαν δυο μαγνητικά ασύζευκτες ΔN Co/Nb και Nb/Co. Επιπρόσθετα, μελετήσαμε το sMRE και την κρίσιμη θερμοκρασία T_c για τις TN Co(60nm)/Nb($d_{SC,3}$)/Co(60nm) με $d_{SC,3}=15-27$ nm. Το sMRE γίνεται μέγιστο (100%) για πάχος ΥΑ $d_{Nb}=17$ nm, ενώ μειώνεται απότομα για πάχη $d_{SC}>21$ nm και $d_{SC}<17$ nm. Παράλληλα η T_c μειώνεται απότομα για πάχη $d_{Nb}<17$ nm γεγονός που αποδίδεται στους περιορισμούς που εμφανίζονται στην δημιουργία/επιβίωση της υπεραγωγιμότητας στις δύο διαστάσεις. Προφανώς η υποβάθμιση των υπεραγώγιμων ιδιοτήτων του υμενίου Nb συνεπάγεται τη μείωση της τιμής του sMRE. Τέλος, στην περιοχή 13-14 nm μηδενίζονται και οι δύο παράμετροι, sMRE και T_c . Τα δεδομένα αυτά συνιστούν ότι για να έχουμε μέγιστο sMRE στις TN Co(60nm)/Nb(d_{Nb})/Co(60nm) πρέπει το πάχος του υμενίου SC να παίρνει τιμές $17 \text{ nm} \leq d_{Nb} \leq 21 \text{ nm}$.

δ. Η ποιότητα του ΥΑ υμενίου

Η συγκριτική μελέτη των TN $\text{No}_3 \text{ CoO}(2\text{nm})\text{-Co}(60\text{nm})/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(60\text{nm})$ TL και $\text{No}_5 \text{ Co}(60\text{nm})/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(60\text{nm})$ TL έδειξε ότι η ποιότητα του ΥΑ υμενίου επιδρά σημαντικά στην ένταση του sMRE. Παρόλο που οι δύο TN έχουν σχεδόν ίδιο ΔH_c ($\Delta H_c^{\text{No}_5}=410$ Oe και $\Delta H_c^{\text{No}_3}=430$ Oe), περίπου την ίδια ΔMT (λόγω του ίδιου πάχους Co, $d_{Co}=60$ nm) και την ίδια απόσταση ανάμεσα στα εξωτερικά ΣΜ υμένα (λόγω του ίδιου πάχους Nb, $d_{Nb}=19$ nm) εμφανίζουν sMRE με σημαντική διαφορά στην ένταση, δηλ. $\text{sMRE}^{\text{No}_5}=84\%$ και $\text{sMRE}^{\text{No}_3}=72\%$. Η σημαντική διαφορά στο sMRE οφείλεται στην ποιότητα του ΥΑ υμενίου καθώς η TN No_5 είναι σημαντικά καλύτερης ποιότητας από την TN No_3 ($T_c^{\text{SC, No}_5}=7.016 \text{ K} > T_c^{\text{SC, No}_3}=6.700 \text{ K}$ και $\Delta T_c^{\text{No}_5}=23 \text{ mK} < \Delta T_c^{\text{No}_3}=103.6 \text{ mK}$). Τα δεδομένα αυτά δηλώνουν ότι τα ΥΑ υμένα που έχουν υψηλή ποιότητα (μέγιστο T_c /ελάχιστο ΔT_c) είναι πιο επιδεκτικά σε διαδικασίες διάχυσης (dissipation processes) που υποκινούνται από τα εγκάρσια διαφεύγοντα πεδία και εκδηλώνονται μέσω της υποβάθμισης των ιδιοτήτων μεταφοράς.

II. Η επίδραση της ΔMT των ΣΜ στην γραμμή του άνω-κρίσιμου πεδίου, $H_{c2}(T)$ των TN Co/Nb/Co

Μελετήσαμε μεγάλο αριθμό TN $\text{Co}(d_{Co})/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(d_{Co})$ με $d_{Co}=10, 30, 60$ και 100 nm και συμπεράναμε ότι η ΔMT των ΣΜ υμενίων αλλοιώνει την μορφολογία της γραμμής του άνω-κρίσιμου πεδίου, $H_{c2}(T)$. Τα δεδομένα αυτά έδειξαν ότι για σχετικά παχιά ΣΜ υμένα ($d_{Co} \geq d_{kp}^{\text{SM}}$), που υπερισχύει η *κάθετη-στο-επίπεδο* μαγνήτιση, η γραμμή του άνω-κρίσιμου πεδίου, $H_{c2}(T)$ παρουσιάζει μια επανείσοδο (reentrance) στην περιοχή μικρών πεδίων και σε θερμοκρασίες κοντά στην κρίσιμη θερμοκρασία. Δηλαδή, η πειραματική τιμή της κρίσιμης θερμοκρασίας σε μηδενικό πεδίο, T_c^{exp} , είναι χαμηλότερη από αυτή που αναμένεται, T_c^{ext} λόγω της παρουσίας των διαφευγόντων πεδίων στους *κάθετους-στο-επίπεδο* MT των ΣΜ υμενίων στην κατάσταση αυθόρμητης μαγνήτισης (as-prepared state). Η προοδευτική αύξηση της τιμής του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου, μειώνει την εμβέλεια και την ένταση των διαφευγόντων πεδίων και οδηγεί στην προοδευτική καταστροφή των MT οι οποίοι εξαφανίζονται τελείως μόλις επιτυγχάνεται ο μαγνητικός κορεσμός. Η επανείσοδος της $H_{c2}(T)$ ακολουθείται μέχρι ένα κρίσιμο σημείο (T^*, H^*) το οποίο μετατοπίζεται προς μεγαλύτερες τιμές όσο αυξάνεται το πάχος των ΣΜ υμενίων. Για πεδία και θερμοκρασίες πάνω από το (T^*, H^*) αποκαθίσταται η αναμενόμενη διδιάστατη συμπεριφορά της γραμμής του άνω-κρίσιμου πεδίου, $H_{c2}(T)$. Τέλος, στις TN Co/Nb/Co με πολύ λεπτά

υμένα Co ($d_{Co} \ll d_{kp}^{\Sigma M}$), όπου εμφανίζονται *παράλληλοι-στο-επίπεδο* MT, ο κλάδος της επανείσοδου της γραμμής $H_{c2}(T)$ απουσιάζει.

III. Βελτιστοποίηση του sMRE

Θέλοντας να ερευνήσουμε τις παραμέτρους που εξασφαλίζουν την μεγιστοποίηση τις τιμές του sMRE μελετήσαμε δύο σειρές TN Co(d_{Co})/Nb(d_{Nb})/Co(d_{Co}), την σειρά των N=14 TN Co(60nm)/Nb(15nm)/Co(60nm) και την σειρά των N=15 TN Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm). Διατηρώντας σταθερό πάχος Co d_{Co} μεγαλύτερο από το $d_{kp}^{\Sigma M}$ εξασφαλίζουμε συγκρίσιμη *κάθετη-στο-επίπεδο* ΔMT στα ΣΜ υμένα, ενώ διατηρώντας σταθερό πάχος Nb d_{Nb} εξασφαλίζουμε την ίδια απόσταση ανάμεσα στα εξωτερικά ΣΜ υμένα. Επιπλέον, επιλέγοντας πάχος Nb $17 \text{ nm} \leq d_{Nb} \leq 21 \text{ nm}$ αναμένουμε τη μεγιστοποίηση του sMRE.

a. Η σειρά N=14 TN Co(60nm)/Nb(15nm)/Co(60nm)

Η διεξοδική μελέτη των ιδιοτήτων μεταφοράς και μαγνήτισης της σειράς των N=14 TN Co(60nm)/Nb(15nm)/Co(60nm) επιβεβαιώνει αδιαμφισβήτητα πως το sMRE εξαρτάται από την ποιότητα του ΥΑ υμενίου και από τη διαφορά των συνεκτικών πεδίων των ΣΜ υμενίων, ΔH_c . Πιο συγκεκριμένα, παρατηρούμε μεγιστοποίηση του sMRE όσο βελτιώνεται η ποιότητα του ΑΥ (μέγιστο T_c /ελάχιστο ΔT_c) και όσο μικραίνει η διαφορά ΔH_c .

β. Η σειρά N=15 TN Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm)

Η διεξοδική μελέτη των ιδιοτήτων μεταφοράς και μαγνήτισης της σειράς των N=15 TN Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) επιβεβαιώνει αδιαμφισβήτητα πως το sMRE εξαρτάται από την ποιότητα του ΥΑ υμενίου. Επίσης, η μαγνητοστατική σύζευξη των εξωτερικών υμενίων Co ήταν πολύ ισχυρή ($d_{Co}=100 \text{ nm} \gg d_{kp}^{\Sigma M}$ και $\Delta H_c \ll \eta = 0 \text{ Oe}$) γεγονός που αποδεικνύεται από τις πολύ υψηλές τιμές sMRE. Σημειώνουμε ότι η μέση τιμή sMRE για τις N=15 TNs είναι $\langle \text{sMRE} \rangle = 92.1 \pm 7.6\%$. Τέλος, παρατηρήσαμε την εξάρτηση της τιμής sMRE από την μαγνητική τραχύτητα, MRa. Πιο συγκεκριμένα παρατηρούμε αύξηση του sMRE όταν αυξάνεται η MRa.

IV. Συγκριτική μελέτη του sMRE που παρατηρείται στις TN Co/Nb/Co

Θέλοντας να εξάγουμε κάποια γενικά συμπεράσματα, μελετήσαμε την εξάρτηση του sMRE από το πάχος του d_{Co} για σειρές TN Co(d_{Co})/Nb(d_{Nb})/Co(d_{Co}) πάχους $d_{Co}=10, 30, 60, 100 \text{ nm}$ και $d_{Nb}=15 \text{ and } 17 \text{ nm}$ με πλήθος δειγμάτων N=2-15. Τα δεδομένα αυτά έδειξαν πως όσο αυξάνεται το πάχος του Co αυξάνεται η *κάθετη-στο-επίπεδο* συνιστώσα της μαγνήτισης οπότε ισχυροποιείται η μαγνητοστατική σύζευξη των ΣΜ υμενίων έχοντας ως αποτέλεσμα την αύξηση του sMRE.

Επιπλέον, συγκρίναμε την γραμμή του άνω κρίσιμου πεδίου, $H_{c2}(T)$ στην περιοχή μικρών πεδίων και για θερμοκρασίες κοντά στην κρίσιμη θερμοκρασία, τις καμπύλες μαγνητοαντίστασης, $R_{\text{nor}}(H)$ στη θερμοκρασία που εμφανίζεται η μέγιστη τιμή sMRE και τις καμπύλες μαγνήτισης, $m_{\text{nor}}(H)$ σε θερμοκρασία $T=10 \text{ K}$ για τις αντιπροσωπευτικές TN Co(30nm)/Nb(17nm)/Co(30nm) (TN Co(30nm)), Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) (TN Co(60nm)) και Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) (TN Co(100nm)). Πρώτον, τα δεδομένα $H_{c2}(T)$ δηλώνουν ότι η επανείσοδος που εμφανίζεται κοντά στην κρίσιμη θερμοκρασία T_c αντικατοπτρίζεται στις ιδιότητες μεταφοράς μέσω της έντασης του sMRE. Πιο συγκεκριμένα, οι TN Co(100nm), Co(60nm) και Co(30nm) εμφανίζουν μέγιστη τιμή sMRE της τάξης 87.3, 81.4 και 12.9%. Δεύτερον, η σύγκριση αυτών των δεδομένων έδειξε ότι το πεδίο που αντιστοιχεί στη μέγιστη τιμή μαγνητοαντίστασης συμπίπτει με το συνεκτικό πεδίο όπου η συνολική μαγνήτιση γίνεται ελάχιστη ($m=0$) καθώς τότε εμφανίζεται η μαγνητική κατάσταση *κάθετων-στο-επίπεδο* MT. Επίσης, το χαρακτηριστικό πεδίο H^* στο οποίο τελειώνει η επανείσοδος της καμπύλης $H_{c2}(T)$ συμπίπτει με το πεδίο που εμφανίζεται το ελάχιστο της καμπύλης μαγνητοαντίστασης και με το πεδίο κόρου, H_{sat} .

όπου η μαγνήτιση είναι μέγιστη ($m=m_{\text{sat}}$) καθώς τότε εξαφανίζεται η μαγνητική κατάσταση *κάθετων-στο-επίπεδο* (κατάσταση *πολλών-τομέων*) και αντικαθιστάται από μαγνήτιση *παράλληλη-στο-επίπεδο* (κατάσταση *ενός-τομέα*).

V. Μοντέλα για την βελτιστοποίηση του sMRE

a. Θεωρητικό μοντέλο: Συνδυασμός του πλάτους των μαγνητικών τομέων με το πάχος του YA υμενίου

Στο πλαίσιο αυτής της έρευνας, αναζητήσαμε τις βέλτιστες συνθήκες που μεγιστοποιούν το sMRE και ερευνήσαμε την συσχέτιση ανάμεσα σε τρία μικροσκοπικά χαρακτηριστικά μεγέθη των YA και ΣΜ δομικών συστατικών: το πάχος του YA υμενίου, d_{YA} , το μήκος συσχέτισης σε μηδενική θερμοκρασία, $\xi(0)$ και το πλάτος των μαγνητικών τομέων, D_{MT} . Για το σκοπό αυτό, πραγματοποιήσαμε προσομοιώσεις των εγκάρσιων διαφευγόντων διπολικών πεδίων, $H_{z,\text{dip}}$ που εμφανίζονται στο κέντρο των *κάθετων-στο-επίπεδο* MT με ομογενή και ανομοιογενή μικρομαγνητικά χαρακτηριστικά (μαγνήτιση κόρου, M_{sat} και πλάτος MT, D_{MT}). Τα συμπεράσματα των προσομοιώσεων συγκρίθηκαν επιτυχώς με πειραματικά δεδομένα. Τα συμπεράσματα αυτής της μελέτης είναι σημαντικά. Πρώτον, το πάχος των ΣΜ υμενίων, d_{SM} , πρέπει να είναι πάνω από το κρίσιμο πάχος, $d_{\text{SM}} > d_{\text{kp}}^{\text{SM}}$, ώστε να εξασφαλίζεται η *κάθετη-στο-επίπεδο* ΔMT όταν το παράλληλο εξωτερικό πεδίο γίνεται ίσο με το συνεκτικό πεδίο, $H_{\text{ex}} = H_c$. Δεύτερον, για δεδομένο πάχος ΣΜ υμενίων d_{SM} μπορούμε να μετρήσουμε το πλάτος των MT, D_{MT} , μέσω μετρήσεων MFM και κατόπιν να βρούμε την βέλτιστη απόσταση ανάμεσά τους, που ισοδυναμεί με το πάχος του YA υμενίου, d_{YA} , μέσω της σχέσης $d_{\text{SC}} = C_1 D_{\text{MT}} + C_2$. Η σχέση αυτή εξασφαλίζει τη μεγιστοποίηση των εγκάρσιων διαφευγόντων πεδίων, $H_{z,\text{dip}}$, στο εσωτερικό των *κάθετων-στο-επίπεδο* MT. Τρίτον, στις ανωτέρω εκτιμήσεις πρέπει να λάβουμε υπόψη ότι το πάχος του YA υμενίου, πρέπει να είναι πάνω από μία κρίσιμη τιμή, $d_{\text{kp,YA}}$ που ικανοποιεί τη σχέση $d_{\text{kp,YA}} \approx \xi(0) \leq d_{\text{YA}} = C_1 D_{\text{MT}} + C_2$, καθώς για μικρότερες τιμές η υπεραγωγιμότητα μειώνεται δραστικά συμπαράσφροντας το sMRE.

β. Πειραματικό μοντέλο: Συνδυασμός όλων των εμπλεκόμενων παραμέτρων

Ο συνδυασμός των πειραμάτων μαγνητοαντίστασης, μαγνήτισης και MFM που πραγματοποιήθηκαν για αναλυτικές σειρές TN $\text{Co}(d_{\text{Co}})/\text{Nb}(d_{\text{Nb}})/\text{Co}(d_{\text{Co}})$ με πάχη $d_{\text{Co}} = 60$ και 100 nm και $d_{\text{Nb}} = 15-23$ nm έδειξαν ότι η τιμή του sMRE εξαρτάται ισχυρά από τις μακροσκοπικές παραμέτρους και τα μικροσκοπικά χαρακτηριστικά μεγέθη των YA και ΣΜ δομικών μονάδων. Αυτά τα συγκεντρωτικά δεδομένα επιβεβαίωσαν ότι οι παράμετροι T_c και ΔT_c μπορούν να καθορίσουν την τιμή του sMRE. Επιπλέον, αυτά τα δεδομένα ανέδειξαν την γραμμική συσχέτιση (scaling) του sMRE από τον παράγοντα $\Delta T_c^{\text{exp}} / (T_c^{\text{ext}} - T_c^{\text{exp}})$. Το εύρημα αυτό αποτέλεσε τη βάση για την εύρεση μιας φαινομενολογικής σχέσης που συσχετίζει άμεσα την τιμή του sMRE με την κρίσιμη θερμοκρασία του YA, T_c^{exp} , το πλάτος υπεραγωγίας μετάβασης, ΔT_c^{exp} , το μήκος συσχέτισης σε μηδέν θερμοκρασία, $\xi(0)$, το πλάτος των MT, D_{MT} και το πλάτος των τοιχωμάτων των MT, D_{TMT} . Το μοντέλο αυτό αναπαράγει με συνέπεια τα πειραματικά δεδομένα μέσω μιας κλειστής σχέσης που εμπεριέχει τις παραμέτρους αυτές. Δεδομένου ότι τα αποτελέσματα αυτά βασίζονται στα φυσικά χαρακτηριστικά των ΣΜ και YA υμενίων και αποτελούν το απόσταγμα διεξοδικής μελέτης πολυάριθμων TN $\text{Co}(d_{\text{Co}})/\text{Nb}(d_{\text{Nb}})/\text{Co}(d_{\text{Co}})$, μπορούν να εφαρμοστούν για το σχεδιασμό κάθε είδους TN ΣΜ/YA/ΣΜ εξασφαλίζοντας μέγιστο 100%, για μικρά H_{ex} .

VI. Η επιλεκτική εμφάνιση του sSVE έναντι sMRE σε TNs Co/Nb/Co

Η λεπτομερής μελέτη των TN (CoO-)Co/Nb/Co έδειξε ότι η μαγνητική ανισοτροπία (λόγω ανισοτροπίας σχήματος ή ΠΑ) και η διαφορά των συνεκτικών πεδίων των εξωτερικών ΣΜ υμενίων, ΔH_c παίζουν καθοριστικό ρόλο στην επιλεκτική εμφάνιση του sSVE έναντι του sMRE. Υπό αυτό το πρίσμα, προτείνουμε ένα μοντέλο για να διαχωρίσουμε το sSVE (που σχετίζεται με τα πεδία ανταλλαγής) από το sMRE (που σχετίζεται με τα διαφεύγοντα πεδία) το οποίο βασίζεται στη διαφορά ΔH_c των συνεκτικών

πεδίων του κάτω και πάνω ΣΜ υμενίων H_c^{FM1} και H_c^{FM2} , αντίστοιχα. Το sSVE ενισχύεται (υποβαθμίζεται) όταν το ΔH_c γίνεται μέγιστο (ελάχιστο) επειδή η ‘αντιπαράλληλη’ διάταξη των μαγνητίσεων των εξωτερικών ΣΜ υμενίων επιτυγχάνεται σε μεγάλο (μικρό) εύρος πεδίων. Αντίθετα, το sMRE ενισχύεται (υποβαθμίζεται) όταν το ΔH_c γίνεται ελάχιστο (μέγιστο) επειδή επιτυγχάνεται ισχυρή (ασθενής) μαγνητοστατική σύζευξη των εξωτερικών ΣΜ υμενίων. Η αντίθετη εξάρτηση των sSVE και sMRE από το ΔH_c χρησιμεύει επαρκώς στον διαχωρισμό τους. Προς επιβεβαίωση αυτού, παρατηρούμε μέγιστο sSVE έντασης 1.5% στην TN CoO(2nm)-Co(10nm)/Nb(25nm)/Co(10nm) όπου μετά την εφαρμογή της ΠΑ εμφανίζει $\Delta H_c^{KPA}=1.1$ kOe και μέγιστο sMRE έντασης 100% στην TN Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TL που εμφανίζει $\Delta H_c=0$ kOe.

VII. Πιθανές εφαρμογές των TN ΣΜ/YA/ΣΜ ως κρυογενικές διατάξεις

Η μελέτη των ιδιοτήτων μεταφοράς των TN (CoO-)Co/Nb/Co ανέδειξε πως μπορούν να εφαρμοστούν για το σχεδιασμό διατάξεων που έχουν ως βάση τον YA και λειτουργούν σε κρυογενικό περιβάλλον.

a. Εφαρμόζοντας τις TNs ΣΜ/YA/ΣΜ ως κρυογενικούς αισθητήρες μαγνητικού-πεδίου

Η αρχή λειτουργίας ενός αισθητήρα μαγνητικού-πεδίου βασίζεται στη μεταβολή της αντίστασής του για μικρές μεταβολές ενός εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Η λειτουργία αυτή ικανοποιείται πλήρως από το sMRE που παρατηρείται σε TN ΣΜ/YA/ΣΜ ($d_{\Sigma M} > d_{\kappa\rho}^{\Sigma M}$) για πεδία $H_{εξ} \approx H_c$. Αναλυτικά πειράματα που έγιναν αντιπροσωπευτικά στην TN Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) έδειξαν ότι αυτές οι TN θα μπορούσαν να λειτουργήσουν ως κρυογενικοί αισθητήρες μαγνητικού-πεδίου με λειτουργία σε υψηλά μαγνητικά πεδία, $H_{op} < 1000$ Oe.

β. Εφαρμόζοντας τις TNs ΣΜ/YA/ΣΜ ως κρυογενικούς υπεραγώγιμους διακόπτες μαγνητικού-πεδίου

Η αρχή λειτουργίας ενός υπεραγώγιμου διακόπτη μαγνητικού-πεδίου βασίζεται στην μετάβασή του από την κανονική κατάσταση (μέγιστη αντίσταση, R_{high}) στην υπεραγώγιμη κατάσταση (μηδενική αντίσταση, R_{low}) υπό την εφαρμογή εξωτερικού πεδίου. Η λειτουργία αυτή ικανοποιείται πλήρως από την μετατόπιση της καμπύλης $R(T)$ υπό την εφαρμογή εξωτερικού πεδίου, διαδικασία που αντικατοπτρίζεται στην καμπύλη του άνω κρίσιμου πεδίου του YA, $H_{c2}(T)$. Αναλυτικά πειράματα που έγιναν αντιπροσωπευτικά στην TN No1 Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) έδειξαν ότι αυτές οι TN θα μπορούσαν να λειτουργήσουν ως υπεραγώγιμοι διακόπτες μαγνητικού-πεδίου που λειτουργούν σε μαγνητικά πεδία της τάξης μερικών kOe, ενώ παρέχουν διπλή περιοχή λειτουργίας με βάση την ομαλή και ανώμαλη μετατόπιση της καμπύλης αντίστασης μηδενικού πεδίου, $R(T)$.

γ. Εφαρμόζοντας τις TNs ΣΜ/YA/ΣΜ ως κρυογενικούς υπεραγώγιμους διακόπτες-σπιν

Η αρχή λειτουργίας ενός υπεραγώγιμου διακόπτη-σπιν βασίζεται στην μετάβασή του από μια κατάσταση μέγιστης μαγνήτισης (R_{high}) σε μια κατάσταση ελάχιστης μαγνήτισης (R_{low}) που πραγματοποιείται όταν η μαγνήτιση των εξωτερικών ΣΜ υμενίων είναι ‘παράλληλη’ ή ‘αντιπαράλληλη’, αντίστοιχα. Η λειτουργία αυτή ικανοποιείται πλήρως από το sSVE το οποίο θυμίζει τα φαινόμενα GMR και TMR που παρατηρούνται σε TN ΣΜ/μη-μαγνήτης/ΣΜ και ΣΜ/μονωτής/ΣΜ, αντίστοιχα. Αναλυτικά πειράματα που έγιναν στην αντιπροσωπευτική TN CoO(2nm)-Co(10nm)/Nb(25nm)/Co(10nm) έδειξαν ότι αυτές οι TN θα μπορούσαν να λειτουργήσουν ως υπεραγώγιμοι διακόπτες-σπιν που λειτουργούν σε θερμοκρασίες $T < T_c$ και στα πεδία όπου εμφανίζεται η μετάβαση από ‘παράλληλη’ σε ‘αντιπαράλληλη’ διάταξη μαγνήτισης.

Αναφορές

- [1] Ketterson, J. B., Song, S. N., Superconductivity, Cambridge University Press, Cambridge (1999)
- [2] Jin, B. Y., Ketterson, J. B., Adv. Phys., **38**, 189 (1989)
- [3] Weiss, P., Compt. Rend. **143**, 1136 (1906); Weiss, P., J. Phys. **6**, 661 (1907)
- [4] Kooy, C., Enz, U., Philips Res. Rep. **15**, 7 (1960)
- [5] Hehn, M., Padovani, S., Ounadjela, K., Bucher, J. P., Phys. Rev. B **54**, 3428 (1996)
- [6] Brandenburg, J., Huhne, R., Schultz, L., Neu, V., Phys. Rev. B **79**, 054429 (2009)
- [7] Gil, W., Gorlitz, D., Horisberger, M., Kotzler, J., Phys. Rev. B **72**, 134401 (2005)
- [8] Girt, E., Huttema, W., Mryasov, O. N., Montoya, E., Kardasz, B., Eyrich, C., Heinrich, B., Dobin, A. Yu., Karis, O., J. Appl. Phys. **109**, 07B765 (2011)
- [9] Kittel, C., Phys. Rev. **70**, 965 (1946)
- [10] Virost, F., Favre, L., Hayn, R., Kuz'min, M. D., J. Phys. D: Appl. Phys. **45**, 405003 (2012)
- [11] Marty, A., Samson, Y., Gilles, B., Belakhovsky, M., Dudzik, E., Durr, H., Dhesi, S. S., van der Laan, G., Goedkoop, J. B., J. Appl. Phys. **87**, 5472 (2000)
- [12] Szewczyk, A., Piotrowski, K., Szymczak, R., J. Phys. D: Appl. Phys. **16**, 687 (1983)
- [13] Buzdin, A. I., Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005)
- [14] Bulaevskii, L. N., Buzdin, A. I., Kulić, M. L., Panjukov, S. V., Adv. Phys. **34**, 175 (1985)
- [15] Bergeret, F. S., Volkov, A. F., Efetov, K. B., Rev. Mod. Phys. **77**, 1321 (2005)
- [16] Izyumov, Y. A., Proshin, Y. N., Khusainov, M. G., Phys. Usp. **45**, 109 (2002)
- [17] De Gennes, P. G., Phys. Lett. **23**, 10 (1966)
- [18] Meunier, F., Burger, J. P., Deutscher, G., Van Dalen, P. A., Phys. Lett. **24A**, 722 (1967)
- [19] Deutscher, G., Meunier, F. Phys. Rev. Lett. **22**, 395 (1969)
- [20] Hauser, J. J., Phys. Rev. Lett. **23**, 374 (1969)
- [21] Hauser, J. J., Phys. Rev. B **1**, 3624 (1970)
- [22] Buzdin, A. I., Vedyayev, A. V., Ryzhanova, N. V., Europhys. Lett. **48**, 686 (1999)
- [23] Tagirov, L. R. Phys. Rev. Lett. **83**, 2058 (1999)
- [24] Gu, J. Y., You, C. J., Jiang, J. S., Pearson, J., Bazaliy Ya, B., Bader, S. D., Phys. Rev. Lett. **89**, 267001 (2002)
- [25] Potenza, A., Marrows, C. H., Phys. Rev. B **71**, 180503 (2005)
- [26] Moraru, I. C., Pratt, W. P. Jr., Birge, N. O., Phys. Rev. Lett. **96**, 037004 (2006)
- [27] Pena, V., Sefrioui, Z., Arias, D., Leon, C., Santamaria, J., Martinez, J. L., te Velthuis, S. G. E., Hoffman, A., Phys. Rev. Lett. **94**, 57002 (2005)
- [28] Visani, C., Peña, V., Garcia-Barriocanal, J., Arias, D., Sefrioui, Z., Leon, C., Santamaria, J., Nemes, N. M., Garcia-Hernandez, M., Martinez, J. L., te Velthuis, S. G. E., Hoffmann A., Phys. Rev. B **75**, 054501 (2007)
- [29] Takahashi, S., Imamura, H., Maekawa, S., Phys. Rev. Lett. **82**, 3911 (1999)
- [30] Steiner, R., Ziemann, P., Phys. Rev. B **74**, 094504 (2006)
- [31] Singh, A., Sürgers, C., Löhneysen, H. V., Phys. Rev. B **75**, 024513 (2007)
- [32] Sürgers, C., Singh, A., Stokmaier, M., Goll, G., Pérez-Willard, F., Löhneysen, H. V., Int. J. Mat. Res. **101**, 164 (2010)
- [33] Stamopoulos, D., Manios, E., Pissas, M., Phys. Rev. B **75**, 184504 (2007); Phys. Rev. B **75**, 014501 (2007)
- [34] Thomas, L., Samant, M. G., Parkin, S. S. P., Phys. Rev. Lett. **84**, 1816 (2000)

- [35] Stamopoulos, D., Manios, E., Pissas, M., Exchange Biased and Plain Superconducting Ferromagnetic Layered Hybrids. Nova Science Publishers, New York (2009)
- [36] Stamopoulos, D., Manios, E., Pissas, M., Supercond. Sci. Technol. **20**, 1205 (2007)
- [37] Hwang, T. J., Oh, S., Kim, D. H., IEEE Trans. Magn. **45**, 4899-4902 (2009)
- [38] Hwang, T. J., Kim, D. H., Oh, S., IEEE Trans. Magn. **46**, 235-238 (2010)
- [39] Hwang, T. J., Kim, D. H., Appl. Phys. Lett. **101**, 072601 (2012)
- [40] Hwang, T. J., Kim, D. H., J. Korean Phys. Soc. **61**, 1628 (2012)
- [41] van Zalk, M., Veldhorst, M., Brinkman, A., Aarts, J., Hilgenkamp, H., Phys. Rev. B **79**, 134509 (2009)
- [42] Zhu, J., Cheng, X., Boone, C., Krivorotov, I. N., Phys. Rev. Lett. **103**, 027004 (2009)
- [43] Stamopoulos, D., Aristomenopoulou, E., Manios, E., Niarchos, D., J. Supercond. Nov. Magn. **26**, 1931 (2013)
- [44] Stamopoulos, D., Aristomenopoulou, E., Lagogiannis, A., Supercond. Sci. Technol. **27**, 095008 (2014)
- [45] Stamopoulos, D., Aristomenopoulou, E., Manios, E., Appl. Phys. Lett. **105**, 112602 (2014)
- [46] Stamopoulos, D. & Aristomenopoulou, E., J. Appl. Phys. **116**, 233908 (2014)
- [47] Aristomenopoulou, E., Stamopoulos, D., J. Supercond. Nov. Magn. **28**, 2321 (2015)
- [48] Aristomenopoulou, E., Stamopoulos, D., J. Appl. Phys. **118**, 063904 (2015)
- [49] Stamopoulos, D., Aristomenopoulou, E., Sci. Rep. **5**, 13420 (2015)
- [50] Aristomenopoulou, E. Zeibekis, M. Stamopoulos, D., J. Alloys Compd. **664**, 732 (2016)
- [51] Aristomenopoulou, E. Zeibekis, M. Stamopoulos, D., J. Appl. Phys. **119**, 093904 (2016)
- [52] Ryazanov, V. V., Oboznov, V. A., Prokofiev, A. S., Dubonos, S. V., JETP Lett. **77**, 39 (2003)
- [53] Carapella, G., Russo, F., Costabile, G., Phys. Rev. B **78**, 104529 (2008)
- [54] Nemes, N. M., Visani, C., Leon, C., Garsia-Hernandez, M., Simon, F., Feher, T., te Velthuis, S. G. E., Hoffmann, A., Santamaria, J., Appl. Phys. Lett. **97**, 032501 (2010)
- [55] Rusanov, A. Y., Habraken, S., Aarts, J., Phys. Rev. B **73**, 060505(R) (2006)
- [56] Miao, G.-X., Yoon, K., Santos, T. S., Moodera, J. S., Phys. Rev. Lett. **98**, 267001 (2007)
- [57] Oh, S., Youm, D., Beasley, M. R., Appl. Phys. Lett. **71**, 2376 (1997)
- [58] Clogston, A. M., Phys. Rev. Lett. **9**, 266 (1962)
- [59] Chandrasekhar, B. S., Appl. Phys. Lett. **1**, 7 (1962)
- [60] Maki, K., Physics (Long Island City, N.Y.) **1**, 127 (1964)
- [61] Fulde, P., Adv. Phys. **22**, 667 (1973)
- [62] Helfand E., Werthamer, N. R., Phys. Rev. **147**, 288 (1966)
- [63] Kittel, C. Physical Review B, 965 (1946)
- [64] Donnet, D. M., Krishnan, K. M., Yajima, Y., J. Phys. D: Appl. Phys. **28**, 1942 (1995)
- [65] Ben Youssef, J., Vukadinovic, N., Billet, D., Labrune, M., Phys. Rev. B **69** 174402 (2004)
- [66] Bakaul, S. R., Lin, W., Wu, T., Appl. Phys. Lett. **99** 042503 (2011)
- [67] Kisielewski, M., Maziewski, A., Zablotskii, V., J. Magn. Magn. Mater. **316** 277 (2007)
- [68] Nogués, J., Schuller, I. K., J. Magn. Magn. Mater. **192**, 203 (1999)
- [69] Gokemeijer, N.J., Cai, J.W., Chien, C.L., Phys. Rev. B **60**, 3330 (1999)
- [70] Binek, Ch., Polisetty, S., He, X., Berger, A., Phys. Rev. Lett. **96**, 067021 (2006)
- [71] Binek, Ch., He, X., Polisetty, S., Phys. Rev. B. **72**, 054408 (2005)
- [72] Kim, J. V., Demand, M., Hehn, M., Ounadjela, K., Stamps, R. L., Phys. Rev. B **62** Number 10 6467 (2000)

- [73] Donahue M., Porter D., Object Oriented MicroMagnetic Framework, <http://math.nist.gov/oommf>
- [74] Tinkham, M., Introduction to Superconductivity, 2nd Ed., Dover publications, New York (1996)
- [75] Fabrega, L. et al. Size and dimensionality effects in superconducting Mo thin films. Supercond. Sci. Technol. 24, 075014 (2011).
- [76] Minhaj, M. S. M., Meepagala, S., Chen, J. T. & Wenger, L. E. Thickness dependence on the superconducting properties of thin Nb films. Phys. Rev. B 49, 15235-15240 (1994).
- [77] Cooper, L. N., Phys. Rev. Lett. **6**, 689 (1961).
- [78] Maekawa, S. & Fukuyama, H., J. Phys. Soc. Jpn. **51**, 1380 (1982)
- [79] Simonin, J., Phys. Rev. B **33**, 7830 (1986)
- [80] In the simulations of Figure 7.17 (b) with relation 7.8 we used (Λ_n, Ω_n) with $n=0$ to 9: (1.20,1.20), (1.40,1.10), (0.90,1.25), (1.10,1.00), (0.80,1.35), (1.40,0.80), (0.85,1.20), (1.20,0.90), (1.10,0.80) and (0.60,1.15).
- [81] In the simulations of Figure 7.19 (a)-(d) with relation 7.2 we used (Λ_n, Ω_n) with $n=0$ to 9: (1.20,1.20), (1.40,1.10), (0.90,1.25), (1.10,1.00), (0.80,1.35), (1.40,0.80), (0.85,1.20), (1.20,0.90), (1.10,0.80) and (0.60,1.15).
- [82] Yang, Z., Lange, M., Volodin, A., Szymczak, R., Moshchalkov, V. V., Nat. Mater. **3**, 793 (2004)
- [83] Iavarone, M., Moore, S. A., Fedor, J., Ciocys, S. T., Karapetrov G., Pearson J., Novosad V., Bade, S.D., Nat. Commun. **5**, 4766 doi: 10.1038/ncomms5766 (2014)

Table of Contents

Scope and Outline	i
List of Abbreviations	vii
Chapter 1 Theory of Superconductivity and Ferromagnetism	1
1.1 Introduction to Superconductivity	1
i. Bulk Superconductors	1
a. Historical Overview on the Superconductivity	1
b. The Ginzburg-Landau Theory	3
c. Type I and Type II Superconductors	5
ii. Thin film Superconductors	6
a. Dirty Limit	6
b. 2D-3D Behavior	7
1.2 Introduction to Ferromagnetism and Micromagnetism	7
i. Bulk Magnets	7
a. Historical Overview on Ferromagnetism	7
b. Magnetic Hysteresis	9
c. Energetics of a Ferromagnet	9
ii. Thin Film Ferromagnets	12
a. Domain Theory	12
b. Ferromagnetic Layers with Perpendicular Anisotropy	14
c. Micromagnetism	15
d. Two Ferromagnetic Layers separated by a non-magnetic Layer	16
1.3 Superconducting/Normal-Metal and Superconducting/Ferromagnetic interfaces	16
i. Superconducting/Normal-Metal interface	16
a. Proximity Effect	16
b. Andreev reflection	17
ii. Superconducting/ Ferromagnetic interface	18
References	19
Chapter 2 Review on Ferromagnetic/Superconducting-FM/SC hybrids	22
References	25
Chapter 3 Experimental Techniques and Micromagnetic Simulations	28
3.1 Sample Preparation	28
i. Magnetron Sputtering (dc-rf)	28
ii. Experimental Conditions-Homemade cryotrap of liquid nitrogen	30
3.2 Structural characterization	32
i. X-Ray Diffraction (XRD)	32
3.3 Morphological characterization	33
i. Atomic Force Microscopy (AFM)	33
ii. Rutherford Backscattering Spectroscopy (RBS)	35
3.4 Magnetic and Transport characterization	35

i. Superconducting Quantum Interference Device (SQUID)	35
ii. Magnetic Force Microscopy (MFM)	39
3.5 Object Oriented MicroMagnetic Framework (OOMMF)	40
References	41
Chapter 4 Co/Nb Hybrid Structures	43
4.1 Structural characterization of Co/Nb hybrids	43
i. XRD measurements: Chemical and Crystalline structure	43
4.2 Morphological characterization of Co/Nb hybrids	44
i. AFM measurements: Surface Roughness	44
ii. RBS measurements: Quality of Interfaces and Depth profile	46
4.3 Magnetic and transport characterization of Co/Nb hybrids	47
i. The Superconducting Magnetoresistance Effect (sMRE)	47
ii. The Superconducting Spin-Valve Effect (sSVE)	51
References	55
Chapter 5 Magnetic anisotropy of Co films-	
The shape anisotropy and the exchange bias mechanism	57
5.1 The impact of shape anisotropy on the magnetic anisotropy of Co thin films	57
i. Co Singlelayers (SLs): A Theoretical Study	57
ii. Co/Nb/Co Trilayers (TLs): An Experimental Study	59
iii. Critical thickness range d_{cr}^{FM} of shape anisotropy	63
5.2 The impact of exchange bias mechanism on the magnetic behavior of Co thin films	66
References	70
Chapter 6 Superconducting magnetoresistance effects observed in FM/SC/FM TLs-	
Finding the involved parameters	72
6.1 The influence of the physical characteristics of the FM outer layers on the magnetoresistance observed in FM/SC/FM TLs	72
i. The impact of the magnetic anisotropy of Co layers	72
a. The role of shape anisotropy	72
b. The role of exchange bias mechanism	77
ii. The impact of the difference of the coercive fields of the outer Co layers	81
iii. The impact of the distance between the outer FM layers	85
6.2 The influence of the magnetic anisotropy of the FM outer layers on the SC's upper-critical field line, $H_{c2}(T)$	89
6.3 The influence of the physical characteristics of the SC interlayer on the magnetoresistance observed in FM/SC/FM TLs	94
References	96
Chapter 7 Optimization of the sMRE magnitude	98
7.1 Systematic sample series of N=14 Co(60nm)/Nb(15nm)/Co(60nm) TLs	98
7.2 Systematic sample series of N=15 Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TLs	103
7.3 Comparative study on the sMRE observed in Co/Nb/Co TLs	110

7.4 Models for the optimization of the sMRE magnitude	114
i. Simulations-based modeling: Combination of the MDs width and the thickness of the SC interlayer	116
ii. Experiments-based modeling: Combination of all the involved parameters	121
7.5 The selective appearance of the sMRE against the sSVE	125
References	127
Chapter 8 Possible Applications of the FM/SC/FM TLs as cryogenic devices	129
References	136
Conclusions	138
Appendix A	145
Appendix B	149
Appendix C	152
List of Publications	153
List of Conferences	154

Scope and Outline

During the last decades Ferromagnetic/Superconducting (FM/SC) hybrids have strongly attracted the interest of the scientific community working on low-temperature physics, due to the plethora of interesting effects observed in the different versions of FM/SC structures [1-4]. In particular, the thorough study of FM/SC/FM trilayers (TLs) and FM/SC bilayers (BLs) has raised numerous physical mechanisms such as spin-triplet superconductivity, ferromagnetic coupling between FM and SC layers, domain-wall superconductivity, oscillatory behavior of SC critical temperature on the FM thickness, etc [5-10].

An interesting topic, studied in FM/SC hybrids subjected to a parallel external magnetic field, is the magnetoresistance that is the modulation of the transport properties of the SC by the combined action of the magnetic field applied externally and of the exchange and/or stray fields produced internally by the FM [11-31]. Specifically, the so-called magnetoresistance effect refers to the manipulation of the transport properties of the SC interlayer due to the presence of the FM outer layers and can be distinguished in two broad categories regarding the magnetic anisotropy of the FM outer layers; the superconducting spin-valve effect (sSVE) and the superconducting magnetoresistance effect (sMRE).

The sSVE is the negative magnetoresistance dip observed in FM/SC/FM TLs subjected in parallel external magnetic field and is ascribed to the exchange fields originating from the FM outer layers with *in-plane* magnetic anisotropy [9,12-17]. The sSVE declares the enhancement of superconductivity and always occurs in the magnetic fields regime where the FM outer layers have ‘antiparallel’ magnetic configuration. This condition is further ensured with the assistance of the Exchange Bias (EB) mechanism that is imposed by an additional antiferromagnetic (AFM) layer to the bottom FM layer so that both ‘parallel’ and ‘antiparallel’ magnetic configurations of the FM outer layers can be succeeded depending on the direction of the externally applied magnetic field. Once this condition is fulfilled the SC interlayer is magnetically ‘penetrated’ by the exchange field at a small depth by the FM/SC interfaces, thus superconductivity is strongly suppressed in the ‘parallel’ configuration (maximum total exchange field) while comparatively preserved in the ‘antiparallel’ case (minimum total exchange field). Therefore, the relative configuration, either ‘parallel’ or ‘antiparallel’, of the two exchange fields can control the population of Cooper pairs inside the SC.

The sMRE is the positive magnetoresistance peak observed in FM/SC/FM TLs subjected in parallel external magnetic field and is ascribed to the transverse magnetostatic coupling between the FM outer layers with *out-of-plane* magnetic anisotropy [11,18-31,43-44]. The sMRE declares the suppression of superconductivity and always occurs around coercivity; in this magnetic field regime the FM outer layers attain a *multi-domain* magnetic state so that stray fields emerge all over their surface promoting the transverse magnetostatic coupling. Once this condition is fulfilled the SC interlayer is magnetically ‘pierced’ by the stray fields, thus superconductivity is destroyed either partially (the SC’s lower critical field, $H_{c1}(T)$, is exceeded) or totally (the SC’s upper critical field, $H_{c2}(T)$, is exceeded). Therefore, the term ‘stray fields scenario’ was coined for the sMRE observed in FM/SC/FM TLs.

Both versions of the magnetoresistance are very promising for applications as SC-based devices operating at cryogenic conditions [9-31,42,43]. Such SC-based devices have nano/micro-meter dimensions, operate at low temperatures with relatively low bias magnetic fields, have extremely small switching time and depending on their geometry (i.e. wires, films, stripes e.t.c.) they provide various properties that can serve as key modules for applications on the production of ultra-high magnetic fields,

sensing of extremely low magnetic fields, resistive storage of data etc. Hence, devices based on superconductors (SC) have renewed the scientific interest during the last decades.

The present PhD research is focused on the thorough study of planar FM/SC/FM TLs. The basic scope is to provide experimental evidences for the thorough investigation of both the sSVE and the sMRE observed in FM/SC/FM TLs. Under this light, numerous series of $\text{Co}(d_{\text{Co}})/\text{Nb}(d_{\text{Nb}})/\text{Co}(d_{\text{Co}})$ TLs with thicknesses $d_{\text{Co}}=10\text{-}200$ nm and $d_{\text{Nb}}=13\text{-}50$ nm were prepared by means of magnetron sputtering were studied. Cobalt is a typical FM below its critical temperature $T_{\text{c}}=1388$ K. Co layers have been studied thoroughly and are characterized from macro/micro-scopic magnetic parameters the variation of which can result to significant changes on their properties. For Co layers the saturation magnetization, M_{sat} varies within $1300\text{-}1450$ emu/cm³, the magnetic stiffness, A ranges within $15\text{-}30 \times 10^{12}$ J/m, the magnetocrystalline anisotropy, K is of order $0.45\text{-}0.52 \times 10^6$ J/m³ (intrinsic sources) and shape anisotropy (extrinsic source) changes the magnetization of the layer from *out-of-plane* to *in-plane* as the thickness d_{Co} is reduced below a critical value $d_{\text{cr}}^{\text{FM}}$ that ranges within $40\text{-}60$ nm [23-26,32-37]. In addition, with the synergy of an AFM buffer layer the EB mechanism can be recruited to further impose *in-plane* magnetization reversal processes on the bottom Co layer [38-41]. The AFM constituent CoO with a characteristic Neel temperature $T_{\text{N}}=291$ K was added in selected TLs. The SC constituent Nb was used because it is a low- T_{c} SC that is well studied [19-26,42]. Niobium's quality can be controlled on demand by varying the sputtering conditions, ranging from adequately clean layers having both high critical temperature ($T_{\text{c}}=8.5$ K) and sharp transition ($\Delta T_{\text{c}}=20$ mK) to relatively dirty ones that exhibit both suppressed critical temperature ($T_{\text{c}}=2.0$ K) and broad transition ($\Delta T_{\text{c}}=500$ mK). Through tailoring the quality of the Nb layer we can control its microscopic characteristics such as the coherence length ξ , upper/lower critical field lines ($H_{\text{c}2}/H_{\text{c}1}$) and pinning force F_{p} .

Great effort was made to find the parameters that influence the transport behavior of the Co/Nb/Co TLs in general. Based on comparative experimental evidences we uncovered the requisites that should be fulfilled for the optimization of the sMRE magnitude. Epigrammatically these are: a) the *out-of-plane* magnetic domain structure (MDS) of the FM outer layers (provided by the Co layers thickness $d_{\text{Co}} > d_{\text{cr}}^{\text{FM}} = 40\text{-}60$ nm), b) the co-occurrence of the coercive fields of the FM outer layers (signified by $H_{\text{c}}^{\text{bottomCo}} \approx H_{\text{c}}^{\text{topCo}}$ that give $\Delta H_{\text{c}} \approx 0$), c) the relatively short distance between the outer FM layers (determined by the SC interlayers' thickness that should be in the regime $17 \text{ nm} \leq d_{\text{Nb}} \leq 21$ nm) and d) the high quality of the SC interlayer (indicated as maximum SC's critical temperature T_{c} and minimum resistive transition width ΔT_{c}). The three first parameters ensure intense transverse magnetostatic coupling between the outer FM layers through dense stay fields that 'pierce' the SC interlayer. The fourth parameter indicates that SC interlayers with high quality are more prone to dissipation processes caused by the transverse stay fields signified as the degradation of their transport properties. Moreover, the significant impact of the MDS of the FM outer layers was evidenced in the upper-critical field line, $H_{\text{c}2}(T)$ for $\text{Co}(d_{\text{Co}})/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(d_{\text{Co}})$ TLs with $d_{\text{Co}}=10, 30, 60$ και 100 nm. A pronounced reentrance was witnessed in the regime of low fields and temperatures close to the critical temperature in TLs with strong *out-of-plane* MDS ($d_{\text{Co}}=100 \text{ nm} \gg d_{\text{cr}}^{\text{FM}}$). The reentrance is degraded as the thickness d_{Co} decreases and vanishes completely in TLs with thin Co outer layers ($d_{\text{Co}}=10 \text{ nm} < d_{\text{cr}}^{\text{FM}}$) where *in-plane* MDS prevails [23,25,31,43-44]. In all cases the expected two-dimensional behavior of the upper-critical field line, $H_{\text{c}2}(T)$ typical for thin ($d_{\text{Nb}}=17$ nm) Nb films is recovered for extended field-temperature regime.

The important inferences drawn towards the optimization of the sMRE were further confirmed through the systematic study of a series of $N=14$ $\text{Co}(60\text{nm})/\text{Nb}(15\text{nm})/\text{Co}(60\text{nm})$ TLs and a series of

N=12 Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TLs. These data confirmed the great impact of the quality of the SC interlayer and the difference of coercive fields of the FM outer layers on the sMRE magnitude. Moreover, the overall estimation of the sMRE data obtained from all the Co/Nb/Co TLs studied in the frame of this research confirmed adequately the influence of the MDS on the sMRE magnitude.

Then we focused on Co(d_{Co})/Nb/Co(d_{Co}) TLs consisting of relatively thick Co layers $d_{Co} > d_{cr}^{FM}$ aiming to propose means of generic nature for the optimization of the sMRE. For this purpose, we searched for the optimum relation between the MDs width and the thickness of the SC interlayer through a simulations-based modeling of the transverse stray dipolar fields, H_{dip} , that emerge at the interior of the *out-of-plane* MDs. Both cases of homogeneous and inhomogeneous micromagnetic characteristics (saturation magnetization, M_{sat} and width, D_{MDs}) of the *out-of-plane* MDs are investigated. The important inferences extracted from this study are included in a simulations-based model. Accordingly, we experimentally demonstrated a scaling of the sMRE magnitude that we reproduce with a closed-form phenomenological formula that incorporates relevant macroscopic parameters and microscopic length scales of the SC (e.g. the zero-field critical temperature, T_c , the width of the SC transition, ΔT_c and the zero-temperature coherence length, $\xi(0)$) and FM (e.g. the width of MDs, D_{DMs} and the width of the MDWs (D_{MDWs})) structural units. Finally, through adequate experimental evidences we investigated the parameters that determine the selective appearance of the sSVE against the sMRE, observed in our (CoO-)Co/Nb/Co TLs, that are the magnetic anisotropy (of shape or EB origin) and the difference ΔH_c between the coercive fields of the outer FM outer layers. To this end, we propose a model for the fundamental distinction of the sSVE and sMRE based on their opposite dependence on the ΔH_c .

At the bottom line, we investigated the transport properties of the FM/SC/FM TLs under the aspect of their implementation as cryogenic devices [23,26,31]. It was revealed that Co/Nb/Co TLs perform well as cryogenic magnetic-field sensors, magnetic-field-controlled supercurrent switches and superconducting spin-valves utilizing either the sSVE or the sMRE. It becomes apparent that the underlying physics of the FM/SC/FM TLs studied here can be straightforwardly generalized to all FM/SC/FM TLs, thus providing input for the theoretical design and practical realization of relevant cryogenic devices.

The results of the present dissertation clearly establish the modulation of the transport properties of a SC by means of FM templates. More important, the experimental data provide a thorough understanding of the physical mechanisms that motivate the observation of the sSVE and the sMRE in the FM/SC/FM TLs, while they suggest the key parameters that should be satisfied towards their optimization. Since the optimization of the sSVE and the sMRE magnitude is a mandatory condition for the implementation of FM/SC hybrids as cryogenic devices, we believe that the present study will trigger the interest of the scientific community working on relevant topics.

In Chapter 1 the main aspects of the theory of superconductivity and ferromagnetism are discussed. In Chapter 2 a review on the theoretical and experimental studies of FM/SC hybrids obtained during the last decades is introduced. Chapter 3 presents the experimental techniques used to prepare (i.e. magnetron sputtering) and characterize (i.e X-Ray Diffraction (XRD), Rutherford Backscattering Spectrometry, Atomic Force Microscopy, Magnetic Force Microscopy (MFM), Superconducting Quantum Interference Device (SQUID) 5.5 T, Object Oriented MicroMagnetic Framework (OOMMF) freeware [44]) the samples. Chapter 4 focuses on the structural and morphological characterization of the Co/Nb/Co TLs and their ‘building’ blocks (i.e. Co and Nb single layers (SLs) and Co/Nb and Nb/Co BLs). In addition, the transport and magnetization data of selected TLs are presented. Moreover, the physical mechanisms that

govern the two versions of the magnetoresistance effects, the sSVE and the sMRE, observed in FM/SC/FM TLs are discussed in detail. Continuing, in Chapter 5 we investigated theoretically the magnetic anisotropy and the MDS of Co SLs by means of the OOMMF freeware. Also, we investigated experimentally the magnetic anisotropy of the Co/Nb/Co TLs through magnetization measurements performed in the SQUID 5.5 T magnetometer and the MDS of the top Co layer of Co/Nb/Co TLs by means of the MFM. Moreover, the impact of EB mechanism on the magnetic behavior of the (CoO)Co/Nb/Co TLs was examined in detail. Chapter 6 encapsulates thorough magnetic and magnetoresistance data obtained for $\text{Co}(d_{\text{Co}})/\text{Nb}(d_{\text{Nb}})/\text{Co}(d_{\text{Co}})$ TLs with carefully selected Co and Nb thicknesses, d_{Co} and d_{Nb} , respectively. The parameters that determine the transport behavior of these TLs are investigated as well. The valuable inferences obtained in Chapter 6 are further confirmed in Chapter 7 where we study two series of Co/Nb/Co TLs, i.e. a series of $N=14$ $\text{Co}(60\text{nm})/\text{Nb}(15\text{nm})/\text{Co}(60\text{nm})$ TLs and a series of $N=15$ $\text{Co}(100\text{nm})/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(100\text{nm})$ TLs. Moreover, focused in the sMRE we study $\text{Co}(d_{\text{Co}})/\text{Nb}/\text{Co}(d_{\text{Co}})$ TLs consisting of relatively thick Co layers $d_{\text{Co}} > d_{\text{cr}}^{\text{FM}}$ and we present two models for the optimization of the sMRE magnitude, i.e. a simulations-based model and an experiments-based model. At last, a model for the selective appearance of the sMRE against the sSVE is presented. In Chapter 8 we investigated the transport properties of the Co/Nb/Co TLs under the aspect of their implementation as cryogenic devices utilizing either the sSVE or the sMRE. Finally, in Chapter 9 the conclusions drawn in the frame of this PhD Thesis are presented in detail.

References

- [1] Buzdin, A. I., *Rev. Mod. Phys.* **77**, 935 (2005)
- [2] Bulaevskii, L. N., Buzdin, A. I., Kulić, M. L., Panjukov, S. V., *Adv. Phys.* **34**, 175 (1985)
- [3] Bergeret, F. S., Volkov, A. F., Efetov, K. B., *Rev. Mod. Phys.* **77**, 1321 (2005)
- [4] Izyumov, Y. A., Proshin, Y. N., Khusainov, M. G., *Phys. Usp.* **45**, 109 (2002)
- [5] Keizer, R. S., Goennenwein, S. T. B., Klapwijk, T. M., Miao, G., Xiao, G., Gupta, A., *Nature (London)* **439**, 825 (2006)
- [6] Stamopoulos, D., Moutis, N., Pissas, M., Niarchos, D., *Phys. Rev. B* **72**, 212514 (2005)
- [7] Zdravkov, V., Sidorenko, A., Obermeier, G., Gsell, S., Schreck, M., Muller, C., Horn, S., Tidecks, R., Tagirov, L. R., *Phys. Rev. Lett.* **97**, 057004 (2006)
- [8] Stamopoulos, D., Manios, E., Pissas, M., *Phys. Rev. B* **75**, 014501 (2007)
- [9] Leksin, P. V., Garifyanov, N. N., Garifullin, I. A., Schumann, J., Kataev, V., Schmidt, O. G., Buchner, B., *Phys. Rev. Lett.* **106**, 067005 (2011)
- [10] Buzdin, A. I., Bulaevskii, L. N., Panyukov, S. V., *Sov. Phys. JETP* **60**, 174 (1984)
- [11] Ryazanov, V. V., Oboznov, V. A., Prokofiev, A. S., Dubonos, S. V., *JETP Lett.* **77**, 39 (2003)
- [12] Gu, J. Y., You, C.-Y., Jiang, J. S., Pearson, J., Bazaliy, Y. B., Bader, S. D., *Phys. Rev. Lett.* **89**, 267001 (2002)
- [13] Pena, V., Sefrioui, Z., Arias, D., Leon, C., Santamaria, J., Martinez, J. L., Te Velthuis, S. G. E., Hoffmann, A., *Phys. Rev. Lett.* **94**, 057002 (2005)
- [14] Nemes, N. M., García-Hernández, M., te Velthuis, S. G. E., Hoffmann, A., Visani, C., Garcia-Barriocanal, J., Peña, V., Arias, D., Sefrioui, Z., Leon, C., Santamaría, J., *Phys. Rev. B* **78**, 094515 (2008)
- [15] Moraru, I. C., Pratt, Jr. W. P., Birge, N. O., *Phys. Rev. Lett.* **96**, 037004 (2006)

- [16] Rusanov, A. Y., Habraken, S., Aarts, J., Phys. Rev. B **73**, 060505(R) (2006)
- [17] Miao, G.-X., Yoon, K., Santos, T. S., Moodera, J. S., Phys. Rev. Lett. **98**, 267001 (2007)
- [18] Steiner, R., Ziemann, P., Phys. Rev. B **74**, 094504 (2006)
- [19] Stamopoulos, D., Manios, E., Pissas, M., Phys. Rev. B **75**, 184504 (2007)
- [20] Stamopoulos, D., Manios, E., Pissas, M., Supercond. Sci. Technol. **20**, 1205 (2007)
- [21] Stamopoulos, D., Manios, E., Pissas, M., Exchange Biased and Plain Superconducting Ferromagnetic Layered Hybrids (Nova Science Publishers, New York, 2009)
- [22] Stamopoulos, D., Aristomenopoulou, E., Manios, E., Niarchos, D., J. Supercond. Novel Magn. **26**, 1931 (2013)
- [23] Stamopoulos, D., Aristomenopoulou, E., Lagogiannis, A., Supercond. Sci. Technol. **27**, 095008 (2014)
- [24] Stamopoulos, D., Aristomenopoulou, E., Manios, E., Appl. Phys. Lett. **105**, 112602 (2014)
- [25] Stamopoulos, D., Aristomenopoulou, E., J. Appl. Phys. **116**, 233908 (2014)
- [26] Stamopoulos, D., Aristomenopoulou, E., J Supercond. Novel Magn. **28**, 2321 (2015)
- [27] Zhu, J., Cheng, X., Boone, C., Krivorotov, I. N., Phys. Rev. Lett. **103**, 027004 (2009)
- [28] Hwang, T. J., Oh, S., Kim, D. H., IEEE Trans. Magn. **45**, 4899 (2009)
- [29] Hwang, T. J., Kim, D. H., Oh, S., IEEE Trans. Magn. **46**, 235 (2010)
- [30] van Zalk, M., Veldhorst, M., Brinkman, A., Aarts, J., Hilgenkamp, H., Phys. Rev. B **79**, 134509 (2009)
- [31] Stamopoulos, D., Aristomenopoulou, E., Sci. Rep. **5**, 13420 (2015)
- [32] Donnet, D. M., Krishnan, K. M., Yajima, Y., J. Phys. D: Appl. Phys. **28**, 1942 (1995)
- [33] Hehn, M., Padovani, S., Ounadjela, K., Bucher, J. P., Phys. Rev. B **54**, 3428 (1996)
- [34] Brandenburg, J., Huhne, R., Schultz, L., Neu, V., Phys. Rev. B **79**, 054429 (2009)
- [35] Gil, W., Gorlitz, D., Horisberger, M., Kotzler, J., Phys. Rev. B **72**, 134401 (2005)
- [36] Girt, E., Huttema, W., Mryasov, O. N., Montoya, E., Kardasz, B., Eyrich, C., Heinrich, B., Dobin, A. Yu., Karis, O., J. Appl. Phys. **109**, 07B765 (2011)
- [37] Virost, F., Favre, L., Hayn, R., Kuz'min, M. D., J. Phys. D: Appl. Phys. **45**, 405003 (2012)
- [38] Nogués, J., Schuller, I. K., J. Magn. Magn. Mater. **192**, 203 (1999)
- [39] Gokemeijer, N.J., Cai, J.W., Chien, C.L., Phys. Rev. B **60**, 3330 (1999)
- [40] Binek, Ch., Polisetty, S., He, X., Berger, A., Phys. Rev. Lett. **96**, 067021 (2006)
- [41] Binek, Ch., He, X., Polisetty, S., Phys. Rev. B. **72**, 054408 (2005)
- [42] Stamopoulos, D., Supercond. Sci. Technol. **19**, 652 (2006)
- [43] Aristomenopoulou, E., Zeibekis, M., Stamopoulos, D., J. Alloys Compd. **664**, 732 (2016)
- [44] Aristomenopoulou, E. Zeibekis, M. Stamopoulos, D., J. Appl. Phys. **119**, 093904 (2016)

List of Abbreviations

ferromagnet	FM
superconductor	SC
antiferromagnet	AFM
non-magnet	NM
insulator	IN
trilayer	TL
bilayer	BL
single layer	SL
superconducting spin-valve effect	sSVE
superconducting magnetoresistance effect	sMRE
exchange bias	EB
X-ray diffraction	XRD
atomic force microscopy	AFM
magnetic force microscopy	MFM
rutherford Backscattering Spectroscopy	RBS
superconducting quantum interference device	SQUID
object oriented micromagnetic framework	OOMMF
topographic roughness	TRa
magnetic roughness	MRa
normal-state magnetoresistance	nsMR
magnetic domain structure	MDS
magnetic domains	MDs
magnetic domains walls	MDW _s
giant magnetoresistance effect	GMR
tunneling magnetoresistance effect	TMR

Chapter 1

Theory of Superconductivity and Ferromagnetism

The magnetic materials are traditionally classified according to their bulk magnetic susceptibility χ . The magnetic susceptibility of a material is given by the ratio $\chi=M/H$, where M is the magnetization within the magnetic material and H the applied magnetic field. The first group are materials of which χ is small and negative on the order of $\chi\approx-10^{-5}$. These materials are called diamagnetic and their magnetic response opposes the magnetic field. Examples of diamagnets are copper, silver, gold, bismuth and beryllium. Superconductors constitute another group of diamagnets for which $\chi\approx-1$. A second group of materials for which χ is small and positive and typically obtains values in the regime $\chi\approx 10^{-3}$ - 10^{-5} are the paramagnets. The magnetization of paramagnets is weak but aligned parallel to the direction of the magnetic field. Examples of paramagnets are aluminum, platinum and manganese. Finally, the most widely recognized magnetic materials are the ferromagnetic solids for which the susceptibility is positive, much greater than 1, and typically obtains values in the regime $\chi\approx 50$ -10000. Examples of these materials are iron, cobalt and nickel and several rare earth metals and their alloys.

In the following subchapters a brief historical overview to the field of superconductivity (paragraph 1.1) and ferromagnetism (paragraph 1.2) will be held. More details on superconductivity could be found in [1-5] and on magnetism in [6-10]. Finally, in subchapter 1.3 the competition between superconductivity and ferromagnetism in FM/SC interfaces will be investigated.

1.1 Introduction to Superconductivity

i. Bulk Superconductors

a. Historical Overview on the Superconductivity

Superconductivity was discovered in 1911 by H. Kamerlingh Onnes [11] in Leiden, while studying the temperature dependence of the electrical resistivity of mercury. Kamerlingh Onnes observed that the electrical resistance of mercury disappeared completely at a critical temperature T_c , which is characteristic of the superconducting material. Importantly, as the temperature decreased, the resistance disappeared instantly rather than gradually. It was obvious that the sample had undergone a transformation into a novel, as yet unknown, state characterized by zero electrical resistance. The phenomenon of perfect conductivity was named 'superconductivity'.

The next hallmark to be discovered was the perfect diamagnetism, found in 1933 by Meissner and Ochsenfeld [12,13]. They found that the effect is not simply the result of Faraday law in a perfect conductor, but the field is automatically expelled as a superconductor is cooled through T_c . This certainly could not be explained by perfect conductivity, which would tend to trap flux in. The existence of such a reversible Meissner effect implies that superconductivity will be destroyed by a critical magnetic field H_c that can be approximated by a parabolic empirical law,

$$H_c(T) = H_c(0)\left[1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right] \quad (1.1)$$

where $H_c(T)$ is the critical magnetic field that destroys superconductivity at a given temperature T, $H_c(0)$ is the relevant critical magnetic field at zero Kelvin, and T_c is the critical temperature of the superconducting material.

The two basic electrodynamic properties, which give superconductivity its unique interest, i.e. the perfect conductivity and the perfect diamagnetism, were well described in 1935 by the brothers F. and H. London [14], who proposed two equations to govern the microscopic electric and magnetic fields

$$\vec{E} = \frac{\partial}{\partial t} (\Lambda \vec{J}_s) \quad (1.2)$$

$$\vec{h} = -c \nabla \times (\Lambda \vec{J}_s), \text{ where} \quad (1.3)$$

$$\Lambda = \frac{4 \pi \lambda^2}{c^2} = \frac{m}{n_s e^2} \quad (1.4)$$

is a phenomenological parameter, J_s the current density, and n_s the density of superconducting electrons. In (1.3) \vec{h} denotes the value of the flux density on a microscopic scale, while \vec{B} denotes a macroscopic average value. The first equation (1.2) describes the perfect conductivity since any electric field accelerates the superconducting electrons rather than simply sustaining their velocity against resistance as described in Ohm's law in a normal conductor. The second equation (1.3) when combined with Maxwell equation $\nabla \times \vec{h} = 4\pi \vec{J}/c$ leads to

$$\nabla^2 \vec{h} = \frac{\vec{h}}{\lambda^2} \quad (1.5)$$

where λ is the London penetration depth

$$\lambda^2 = \frac{mc^2}{4\pi n_s e^2} \quad (1.6)$$

The solution of (1.5) implies that a constant magnetic field $h(0)$ parallel to the surface, decreases exponentially into a bulk superconductor as

$$h(x) = h(0)e^{-x/\lambda} \quad (1.7)$$

The London equations are commonly written in the more compact expression

$$\vec{J}_s = \frac{-n_s e^2 \vec{A}}{mc} = \frac{-\vec{A}}{\Lambda c} \quad (1.8)$$

which is correct only in the Coulomb or transverse gauge that requires $\nabla \cdot \vec{A} = 0$, where \vec{A} is the vector potential.

Pippard in 1953 [15] introduced the coherence length while proposing a nonlocal generalization of the London equation (1.8). In addition, he proposed that the superconducting wavefunction should have a characteristic dimension ξ_0 , which could be estimated by an uncertainty-principle argument, as follows: only electrons with energy $\approx kT_c$ of the Fermi energy can play a major role in a phenomenon that sets in at T_c , and these electrons have a momentum range $\Delta p \approx kT_c/u_F$, where u_F is the Fermi velocity. Thus, given that $\Delta x \geq \hbar/\Delta p \approx \hbar u_F/kT_c$, the characteristic coherence length, was defined as

$$\xi_0 = \alpha \frac{\hbar u_F}{kT_c}, \quad (1.9)$$

where α is a numerical constant of order unity.

A few years later in 1950, a thermodynamical approach of superconductivity was made by Ginzburg and Landau [16]. The Ginzburg-Landau (GL) theory is based on the theory of second-order phase transitions and gives a good macroscopic description of the superconducting state close to the transition temperature, while being still phenomenological. Moreover, having applied the GL theory to superconducting alloys, A.A. Abrikosov developed a theory of the so-called type-II SCs (1957) [17]. The GL theory will be presented in a following paragraph.

A breakthrough in the theoretical understanding of superconductivity was obtained in 1957 by Bardeen, Cooper and Schrieffer with the BCS theory [18], which is the first microscopic approach of superconductivity. What the BCS theory has demonstrated is that, taking into account the interaction between electrons and phonons, the electronic system can, under certain circumstances, lead to electron-

electron attraction. In particular, it was shown that even a weak attractive interaction between electrons, such as that caused by the electron-phonon interaction, causes an instability of the ordinary Fermi-sea ground state of the electron gas with respect to the formation of bound pairs of electrons occupying states with equal and opposite momentum and spin. These so-called Cooper pairs have spatial extension of order ξ_0 . One of the key predictions of this theory was that a minimum energy $E_g=2 \Delta(T)$ should be required to break a pair, creating two quasi-particle excitations, where $\Delta(T)$ is the energy gap at a given temperature T . This $\Delta(T)$ was predicted to increase from zero at T_c to a limiting value $E_g(0)=2 \Delta(0)=3.528 kT_c$ for $T \ll T_c$. The superconducting electrons that form Cooper pairs behave coherently and there is a characteristic distance over which their density is changed, known as the intrinsic coherence length ξ_0 given by

$$\xi_0 = \frac{\hbar v_F}{\pi \Delta(0)} \quad (1.10)$$

The BCS theory also determines the critical magnetic field:

$$\frac{H_c^2(0)}{8\pi} = \frac{1}{2} N(0) \Delta^2(0), \quad (1.11)$$

where $N(0)$ is the normal density of states at fermi surface.

The microscopic theory of superconductivity was elaborated further by L.P. Gor'kov (1959) [21] who developed a method to solve the model BCS problem using Green's functions. The works by Gorkov have completed the development of the Ginzburg-Landau-Abrikosov-Gorkov theory (the GLAG theory). Most important, Gor'kov showed that the macroscopic GL theory was, in fact, a limiting form of the microscopic theory of BCS, valid near T_c , in which the wavefunction, Ψ , is directly proportional to the gap parameter Δ . More specifically, Ψ can be thought of as the wavefunction of the center-of-mass motion of the Cooper pairs.

In 1959 it seemed that the theoretical understanding of superconductivity was fulfilled. This situation was overturned and the subject was revitalized in 1986, when a new class of high-temperature superconductors was discovered by Bednorz and Muller (LaBaCuO_4 , $T_c \sim 40$ K) [19]. In 2008, the discovery of superconductivity in the iron-based layered superconductors $\text{La}[\text{O}_{1-x}\text{F}_x]\text{FeAs}$ ($x=0.05-0.12$), with $T_c = 26$ K [20] known as pnictides, further widened the search for the better theoretical explanation of superconductivity. The new high- T_c superconductors seem to obey the same general phenomenology as the classic low- T_c superconductors, but the basic microscopic mechanism still remains an open and contentious question.

b. The Ginzburg-Landau Theory

The first quantum phenomenological theory of superconductivity is the Ginzburg-Landau (GL) theory [16,22]. A quantum theory should take into account, firstly, that the superconducting state is more ordered than the normal one and secondly, that the transition from one state to the other (without magnetic field) is a second-order phase transition. This implies the existence of an order parameter for a superconductor, which is nonzero at $T < T_c$ and vanishes at $T \geq T_c$. At the same time, in order to develop a quantum theory, it is necessary to introduce an effective wavefunction of the superconducting electrons, $\Psi(\mathbf{r})$. Ginzburg and Landau decided to combine the two prerequisites by considering $\Psi(\mathbf{r})$ as an order parameter.

The Ginzburg-Landau (GL) theory is based on the formulation of second-order phase transitions developed by Landau [22]. It begins with an expansion of the free energy in powers of the order parameter, which is small near the transition temperature. Such a starting point for the theory implies that it is valid only at temperatures close to the critical temperature, $T_c - T < T_c$. In addition, the normalization of this wavefunction gives the density of Cooper pairs $|\Psi|^2 = n_s/2$.

In the general case of an inhomogeneous superconductor in a uniform external magnetic field, the free energy of the system can be expanded in powers of Ψ as

$$F_S = F_N + a|\Psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\Psi|^4 + \frac{1}{2m^*} \left| \left(\frac{\hbar}{i} \nabla - \frac{e^* \vec{A}}{c} \right) \Psi \right|^2 + \frac{\hbar^2}{8\pi} \quad (1.12)$$

where the subscripts S and N refer to the superconducting and the normal state, respectively, \vec{A} is the potential vector, $m^*=2m$ the effective superconducting electron mass and $e^*=2e$ the effective charge. By considering the simplest case where the external fields and gradients are absent, the (1.12) gives

$$F_S - F_N = a|\Psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\Psi|^4 \quad (1.13)$$

where two cases arise, depending on whether α is positive or negative. If α is positive, the minimum free energy occurs at $|\Psi|^2=0$, corresponding to the normal state. On the other hand, if $\alpha<0$, the minimum occurs when

$$|\Psi|^2 = |\Psi_\infty|^2 \equiv -\frac{\alpha}{\beta}. \quad (1.14)$$

In other words the notation Ψ_∞ is conventionally used because Ψ approaches this value infinitely deep in the interior of the superconductor, where it is screened from any surface fields or currents. When this value of Ψ is substituted into (1.13), one finds

$$F_S - F_N = \frac{-H_c^2}{2\pi} = \frac{-\alpha}{\beta} \quad (1.15)$$

using the definition of the thermodynamic critical field H_c . The $\alpha(T)$ must change from positive to negative at T_c , since by definition T_c is the highest temperature at which $|\Psi|^2 \neq 0$ corresponds to a lower free energy than $|\Psi|^2=0$. Making Taylor's series expansion about T_c , and keeping only the leading term, we have

$$\alpha(T) \propto \left(\frac{T}{T_c} - 1 \right). \quad (1.16)$$

We note that in view of (1.15) this assumption is consistent with the linear variation of H_c with $(1-(T/T_c))$ if β is regular at T_c . Substituting the temperature variations of α and β into (1.16) we see that

$$|\Psi|^2 \propto \left(1 - \frac{T}{T_c} \right) \quad (1.17)$$

for T near but below T_c . This is consistent with correlating $|\Psi|^2$ with n_s , that is the density of the superconducting electrons in the London theory, since $n_s \propto \lambda^{-2} \alpha (1-(T/T_c))$ near T_c .

As already discussed, in the absence of boundary conditions which impose fields, currents, or gradients the free energy is minimized by having $\Psi=\Psi_\infty$ everywhere. On the other hand, when fields, currents, or gradients are imposed, $\Psi = |\Psi| e^{i\phi(r)}$ adjusts itself to minimize the overall free energy, given by the volume integral of (1.12). Under this assumption the GL differential equations are

$$\alpha\Psi + \beta|\Psi|^2\Psi + \frac{1}{2m^*} \left(\frac{\hbar}{i} \nabla - \frac{e^* \vec{A}}{c} \right)^2 \Psi = 0 \quad \text{and} \quad (1.17)$$

$$\left(\frac{\hbar}{i} \nabla - \frac{e^* \vec{A}}{c} \right) \Psi \vec{n} = 0. \quad (1.18)$$

In the simplest case where no fields are present and $\vec{A}=0$ we can take Ψ to be real since the differential equation has only real coefficients.

If we introduce a normalized wavefunction $f=\Psi/\Psi_\infty$, where $\Psi_\infty^2=-\alpha/\beta>0$, the equation (1.17) becomes (in one dimension)

$$\xi^2(T) \frac{d^2 f}{dx^2} + f - f^3 = 0, \quad (1.19)$$

where ξ is the coherence length defined as

$$\xi^2(T) = \frac{\hbar^2}{2 m^* |\alpha(T)|} \propto \frac{1}{1 - \frac{T}{T_c}} \quad (1.20)$$

In the presence of an external magnetic field an expression for the penetration depth can be derived as

$$\lambda^2(T) = \frac{m^* c^2 \beta(T)}{4 \pi e^* |\alpha(T)|} \propto \frac{1}{1 - \frac{T}{T_c}} \quad (1.21)$$

The coherence length ξ and the penetration depth λ are the characteristic length scales of superconductivity that describe the interface between the superconducting and normal domains in the intermediate state. It is also useful to introduce the dimensionless GL parameter κ , defined by the ratio of the characteristic lengths ξ and λ , $\kappa = \lambda/\xi$. The GL parameter κ is dimensionless, almost temperature independent and divides the SCs into two principal categories, known as Type I and Type II SCs. This classification occurs at $\kappa = 1/\sqrt{2}$. For Type I SCs the GL parameter obtains values $\kappa < 1/\sqrt{2}$ ($\lambda < \xi$), while for Type II SCs the GL parameter obtains values $\kappa > 1/\sqrt{2}$ ($\lambda > \xi$). It is worth mentioning that, almost all the bulk elemental and low- T_c SCs are Type I, except of Niobium (Nb). Niobium, superconducting alloys and chemical compounds constitute the Type II SCs. The so-called high- T_c superconductors also belong to this group.

c. Type I and Type II low- T_c superconductors

In Figures 1.1 (a) and (b) the phase diagram for Type I and Type II SCs is presented, respectively. In both cases we consider a bulk SC inside an external magnetic field applied parallel to its surface.

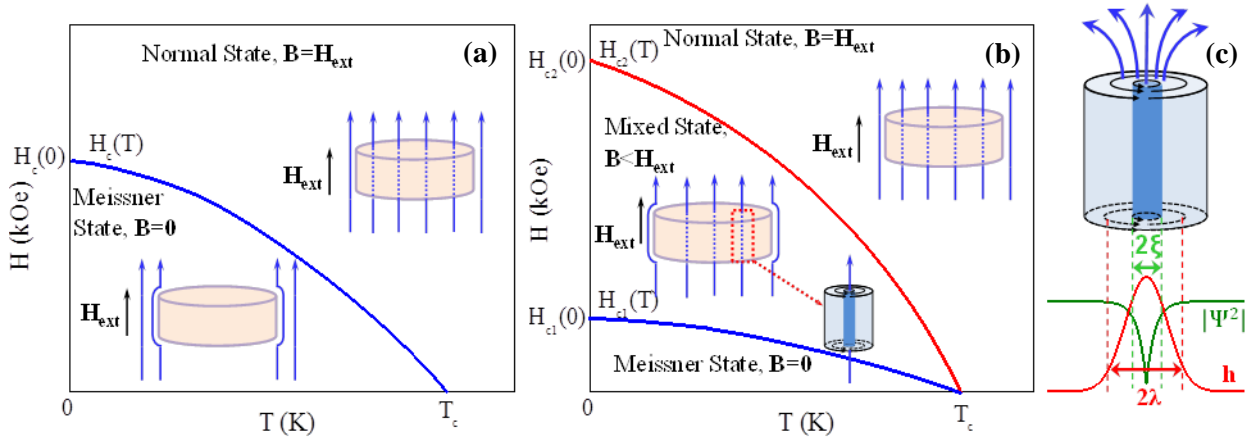


Figure 1.1: The phase diagrams of (a) a Type I and (b) a Type II SC are presented. The schematic insets present the normal, the mixed, and the Meissner states in the respective areas of the phase diagram in each case. Panel (c) schematically presents the structure of a vortex.

Focusing in a Type I SC, Figure 1.1 (a), two different areas are signified. For temperatures and external fields (T, H_{ext}) above the critical field line $H_c(T)$, the material is in the normal state in which the magnetic field penetrates into it, as presented in the respective inset scheme. On the other hand, for temperatures and external fields (T, H_{ext}) below the critical field line $H_c(T)$, the material is a perfect SC and a complete diamagnetic behavior is signified. This state is known as the Meissner state and is presented in the respective inset scheme. We should note that in the Meissner state the magnetic field decreases exponentially in the bulk superconductor according to the London penetration depth (equation (1.7)).

Focusing in a Type II SC, Figure 1.1 (b), three different areas are signified. Two critical field lines exist, i.e. the lower critical field line, $H_{c1}(T)$ and the upper critical field line, $H_{c2}(T)$. For temperatures and external fields (T, H_{ext}) below the lower critical field line, $H_{c1}(T)$ the SC enters into the Meissner state. For

temperatures and external fields (T, H_{ext}) above the upper critical field line, $H_{c2}(T)$ the SC is in the normal state. For temperatures and external fields (T, H_{ext}) between the lower critical field line, $H_{c1}(T)$ and the upper critical field line, $H_{c2}(T)$, the SC is in the mixed state as was theoretically introduced by Abrikosov [17]. In the mixed state the magnetic flux penetrates to the SC's interior in the shape of vortices creating regions of normal state and leading to the coexistence of normal and superconducting regions. Each vortex carries a quantum of magnetic flux, $\Phi_0 = hc/e^*$ and is considered as an individual magnetic object of radius 2ξ , as presented in Figure 1.1 (c). The vortex core is defined as an area where the local density of superconducting electrons n_s vanishes or equally the area where the SC order parameter $|\Psi|^2$ becomes zero ($|\Psi|^2 = n_s/2$). The magnetic field, h , has a maximum in the middle of the vortex and decays exponentially over the distance of λ . The vortices form a hexagonal lattice with a lateral distance α . By increasing the external field, H_{ext} , the number and density of the vortices will increase and therefore the lateral distance, α , between them decreases.

ii. Thin Film Superconductors

a. Dirty limit

Elemental thin film SCs are of fundamental interest because there is a noticeable change of their superconducting properties as compared with bulk SCs. If we consider a rectangular shape SC with width x , height y and thickness d_{SC} , the term thin film implies that one dimension of the rectangular part, the thickness d_{SC} for example, obtains such low value that it is considered minor in comparison to the other two dimensions (x and y). In case the thickness of the thin SC layer, d_{SC} , becomes comparable to the characteristic length scales of superconductivity (ξ and λ) a strong modification in the superconducting properties is revealed. Moreover, beside the characteristic length scales of superconductivity, i.e. the coherence length ξ and the penetration depth λ , there is another length scale that should be taken into consideration, i.e., the electron-mean free path (ℓ). The electron-mean free path, (ℓ) is the average distance traveled by the electron set by the static disorders such as point/correlated-like impurities, and lattice imperfections such as dislocations. At reduced dimensions, the increased disorder of thin films affects the amount of scattering and thereby contributes to the reduction of ℓ , which in turn causes peculiarities in the electron-electron [23] and electron-phonon [24] interactions. Since the nature of the superconducting state is related with the magnitude of the length scales, the interplay between them can be effectively modified and eventually lead to the complete suppression of superconductivity.

For the study of superconductivity in elemental low- T_C thin films, the SCs are classified in respect to the interference of the length scales. In SC thin films of finite thickness ($d_{\text{SC}} = \text{constant}$), two distinct regimes can be considered in terms of the intrinsic parameters ξ_0 and ℓ that concern the film disorder, the superconducting 'clean' limit ($\ell \gg \xi_0$) and 'dirty' limit ($\ell \ll \xi_0$). In the 'dirty' regime both $\xi(T)$ and $\lambda(T) \equiv \lambda_{\text{eff}}(T)$ become dependent on ℓ . λ_{eff} defines the effective penetration depth due to the equivalence of thin film SC to that of a *local* SC, where there is no need for the *non-local* approximation of Pippard. Near T_C their analytic expressions are [4],

$$\xi(T) = 0.855 \sqrt{\frac{\xi_0 \ell}{1 - (T/T_C)}} \quad \text{and} \quad \lambda_{\text{eff}}(T) = \lambda(0) \sqrt{\frac{\xi_0 / 1.33 \ell}{1 - (T/T_C)^4}} \quad (1.22)$$

where the coefficients were determined by the results coming from the BCS theory in the approximation of $T \approx T_C$. Moreover, the equations (1.22) show that the increased disorder both enhances the λ_{eff} and reduces the ξ . The dimensionless GL parameter- κ becomes different in the ‘clean’ and ‘dirty’ limit [4],

$$\kappa_{\text{clean limit}} = 0.96 \frac{\lambda(0)}{\xi_0} \quad \text{and} \quad \kappa_{\text{dirty limit}} = 0.715 \frac{\lambda(0)}{\ell} \quad (1.23)$$

showing approximately that in the ‘dirty limit’ the role of the coherence length is played by the ℓ . Since $\lambda(0) \gg \ell$, it becomes apparent that $\kappa_{\text{dirty limit}} \gg 1$, which interprets that mainly the thin SC films are considered as Type II SCs, no matter what is their Type in bulk form.

b. 2D-3D Behavior

Another classification of SCs can be considered when d_{SC} is on the order of $\xi(T)$, since there is an interesting modification in the dimensional behavior of superconductivity. Accordingly, the behavior of a SC film is referred as three-dimensional (3D) for $d_{\text{SC}} > \xi(T)$ and as two-dimensional (2D) for $d_{\text{SC}} < \xi(T)$. The dimensional crossover from 3D to 2D can be altered as the d_{SC} becomes equal to $\xi(T)$. This can be observed between individual SCs with different d_{SC} , or for constant d_{SC} due to divergence of $\xi(T)$ near T_C . The dimensionality of a SC film is determined under the influence of a magnetic field, since a dimensional crossover is accompanied with a significant modification of $H_{c2}(T)$ line, changing from a power law in 2D to a linear law in 3D behavior. There are several expressions that describe the $H_{c2}(T)$ line of 2D SC in a parallel applied H_{ex} , depending on the film morphology (percolative structure, granular films) that originates strong modification in $\xi(T)$ [20-24]. For the general case of “dirty” but homogeneous film, Ketterson expressions [1,25] for 3D and 2D behavior are respectively

$$H_{c2}^{3D}(T) = \frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0} \cdot \frac{1}{\xi^2(T)} \quad \text{and} \quad H_{c2}^{2D}(T) = \frac{\sqrt{12}\Phi_0}{2\pi\mu_0} \cdot \frac{1}{d_{\text{SC}}\xi(T)} \quad (1.24)$$

The modification of the $H_{c2}^{2D}(T)$ is based on substituting the $\xi^2(T)$ with the product $\xi_{\parallel}(T) \cdot \xi_{\perp}(T)$, where $\xi_{\perp}(T)$ is replaced by the factor, $d_{\text{SC}}/\sqrt{12}$ for the 2D behavior of the SC (H_{ext} is considered to be parallel to films surface).

1.2 Introduction to Ferromagnetism

i. Bulk Ferromagnets

a. Historical Overview on the Ferromagnetism

Atoms are the units from which solid materials are composed. When a ferromagnetic (FM) material is magnetized a net magnetic moment per atom exists. There are two possible origins for the atomic magnetic moments in FMs. In the first case, the material could already have small atomic magnetic moments randomly aligned (resulting to a zero vector sum over the total solid volume) in the demagnetized state that become ordered (aligned) under the action of a magnetic field. This was first suggested by Weber [30]. In the second case, the atomic magnetic moments may not exist at all in the demagnetized state but could be induced on the application of a magnetic field as suggested by Poisson [31].

The existence of saturation magnetization and remanence support the former idea, and in fact it has been established beyond doubt that in FMs permanent magnetic moments exist on the atomic scale and that they do not rely on the presence of a magnetic field for their existence. Concerning the origin of atomic moments, Ampere [32] suggested that they were due to ‘electrical currents continually circulating within the atom’. It should be stressed that this was approximately 75 years before J. J. Thomson

discovered the electron and at a time when it was not known whether charge separation existed within the atom.

Ewing [33] followed the earlier ideas of Weber in explaining the difference between the magnetized and demagnetized FM as due to the atomic moments being randomly oriented in demagnetized iron but aligned in the magnetized material. Ewing was particularly interested in explaining the hysteresis on the basis of interactions between the atomic dipole moments of the type envisaged by Weber. For the record, it is noted that the atomic moments were referred to as ‘molecular magnets’ those days.

Some years after Ewing, it was Weiss’s work [34,35] that contributed to the understanding of ferromagnetism. In particular, in [34,35] Weiss took advantage of the earlier work of Ampere, Weber, and Ewing and suggested the existence of magnetic domains (MDs) in FMs, in which the atomic magnetic moments were aligned parallel over much larger volumes of the solid than that had previously been suspected. In these MDs large numbers of atomic moments (typically 10^{12} - 10^{18}) are aligned parallel leading to an almost saturated magnetization. However, the direction of alignment varies from domain to domain in a more or less random manner, although certain crystallographic axes are preferred by the magnetic moments, which in the absence of a magnetic field will align along one of these equivalent ‘magnetic axes’. If the atomic moments are aligned within the MDs of FMs, it is necessary to explain this ordering and if possible to explain why when a FM is heated up it eventually undergoes a transition to a paramagnet at the Curie temperature. In order to explain these observations Weiss further developed the statistical thermodynamic ideas of Boltzmann and Langevin as they applied to magnetic materials. Some years previously Langevin [36] had produced a theory of paramagnetism based on classical Boltzmann statistics. Weiss used the Langevin model of paramagnetism and added an extra term, the so-called Weiss mean field, which was an interatomic interaction, which caused neighboring atomic magnetic moments to align parallel because the energy was lower if they did so. In the original Weiss theory the mean (‘molecular’) field, H_e , was proportional to the bulk magnetization, M , so that

$$\overline{H}_e = \alpha \overline{M}, \quad (1.25)$$

where α is the mean field constant. This can be proved to be equivalent to assuming that each atomic moment interacts equally with every other atomic moment within the solid. This was a viable assumption in the paramagnetic phase because, due to the homogeneous distribution of magnetic moments directions the local value of magnetization, obtained by considering a microscopic volume of the material surrounding a given atomic magnetic moment, is equal to the bulk magnetization. However, in the ferromagnetic phase the magnetization is locally inhomogeneous on a scale larger than the MD size due to the variations in the direction of the magnetization between MDs. Subsequent authors preferred to apply the idea of the Weiss mean field only within a MD, arguing that the interaction between atomic moments decayed with distance and that therefore such an interaction was unlikely to extend beyond the MD. It is generally considered that Weiss field is a good approximation to the real situation within a given MD because, within it, the magnetization is homogeneous and has a spontaneous magnitude, M_s^{MD} . So, the interaction field responsible for the ordering of moments within the domains can be expressed as

$$\overline{H}_e = \alpha \overline{M}_s^{MD}, \quad (1.26)$$

where M_s^{MD} is the spontaneous magnetization within the MD, which is equal to the saturation magnetization at 0 K but decreases as the temperature is increased, becoming zero at the Curie point.

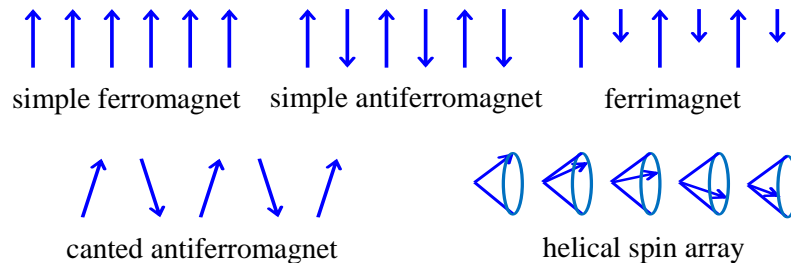


Figure 1.2: Examples of different types of magnetic order using a linear array of localized moments, i.e. simple ferromagnetism, simple antiferromagnetism, ferrimagnetism and helical antiferromagnetism.

Subsequent models, such as the Ising model [37] applied to FMs, have been based on interactions between nearest neighbors. This gives rise to ordering of moments within the MD. Focusing on equation (1.27), when $\alpha > 0$ the ordering is parallel leading to FM, while when $\alpha < 0$ the ordering is antiparallel leading to simple antiferromagnetism. At this state we should note that a number of different types of magnetic order are possible depending on the nature of the interaction parameter α of equation (1.27). Some of these configurations are shown in Figure 1.2.

b. Magnetic Hysteresis

The magnetic hysteresis or magnetization curve describes the average magnetization vector of a sample as a function of the external magnetic field. The magnetization, M , of FM materials depends not only on the applied field, H , but also on the previous magnetic history of the material. Moreover, the magnetic induction, B , in the material is given by

$$\vec{B} = \vec{H} - 4\pi\vec{M}. \quad (1.27)$$

The maximum magnetization is called saturation magnetization, m_{sat} and is obtained above a magnetic field called saturation field, H_{sat} . The remanent magnetization, m_{rem} represents the magnetization obtained when the external field is reduced to zero from a large value, while the coercive field, H_c , is the field needed to zero the magnetization after saturation. In Figure 1.3 (a)-(c) we present the hysteresis loops of a hard ferromagnetic material, a soft ferromagnetic material, and a paramagnetic material, respectively. The remanent magnetization, m_{rem} , and the coercive field, H_c , are the parameters that characterize these three categories. Moreover, the variety of observed hysteresis loop shapes is the direct consequence of the variety of possible magnetic domain structure of the FM. In addition, the MDs result from the balance of several competing energy terms.

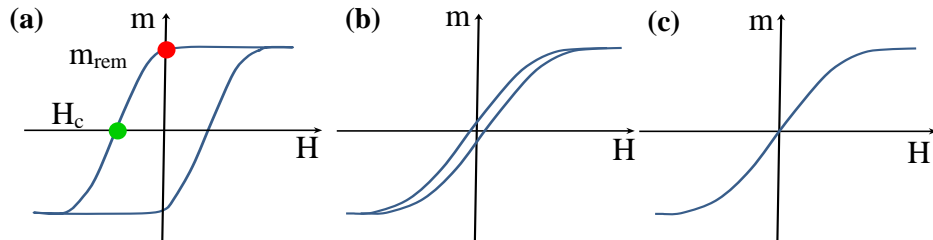


Figure 1.3: Typical hysteresis loops of (a) a hard ferromagnetic material, (b) a soft ferromagnetic material and (c) a paramagnetic material.

c. Energetics of a Ferromagnet

In the present subchapter we briefly present the different energy terms that influence the MD structure and the magnetization reversal of a FM material. The total energy E_{tot} of the magnetization distribution in the FM is given by

$$E_{\text{tot}} = E_{\text{ex}} + E_z + E_d + E_K + E_{\text{me}}, \quad (1.28)$$

where E_{ex} is the Exchange energy, E_z is the Zeeman energy, E_d is the Magnetostatic stray field energy, E_K is the anisotropy energy and E_{me} is the Magneto-elastic energy. These energy terms are briefly described below.

Exchange energy

The Exchange energy reflects the tendency of a FM material to keep adjacent magnetic moments parallel to each other. This short-range exchange interaction prevents strong inhomogeneities of the magnetization

on small length scales. In other words, any increase of inhomogeneity of the magnetization field increases the exchange energy. The exchange energy can be described by the ‘stiffness’ expression [38]:

$$E_{\text{ex}} = A \int (\nabla m_x^2 + \nabla m_y^2 + \nabla m_z^2) dV \quad (1.29)$$

where A is the so-called exchange stiffness constant and $m = M/M_{\text{sat}}$ is the normalized magnetization. It should be noted that A and M_{sat} are in general temperature dependent. The exchange energy E_{ex} is independent of the direction of the change in respect to the initial magnetization direction and therefore it is assumed isotropic.

Zeeman energy

Considering a magnetic material under the presence of an external magnetic field, the interaction between the external magnetic field and the magnetization of the FM is substantial and affects the overall magnetization distribution. The Zeeman energy E_z due to an external field \vec{H}_{ext} is given by

$$E_z = -M_{\text{sat}} \int \vec{H}_{\text{ext}} \cdot \vec{m} dV \quad (1.30)$$

where V is the volume of the material. For a uniform external field this energy depends only on the average magnetization and not on the particular domain structure or the sample shape.

Magnetostatic stray field energy

Each magnetic moment in a FM material represents a magnetic dipole and therefore contributes to the total magnetic field inside the FM known as the stray field, H_d . Therefore the energy connected with this field is known as the magnetostatic stray field energy.

Starting from Maxwell’s equation ($\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = \vec{\nabla} \cdot (\vec{H} + 4\pi\vec{M}) = 0$) the stray field, H_d is calculated by [39]

$$\vec{\nabla} \vec{H}_d = -4\pi \vec{\nabla} \vec{M} \quad (1.31)$$

and the local stray field energy density depends on the orientation of the magnetic moments with respect to this field

$$e_d = -\frac{1}{2} (\vec{H}_d \cdot \vec{M}). \quad (1.32)$$

The factor 1/2 in (1.32) is required for self-energy terms. The total magnetostatic energy of the system is then

$$E_d = -\frac{1}{2} \int_{\text{sample}} (\vec{H}_d \cdot \vec{M}) dV = -\frac{1}{2} \int_{\text{all space}} H_d^2 dV. \quad (1.33)$$

The first integral extends over all space; it shows that the stray field energy is always positive, and is only zero if the stray field itself is zero everywhere. The second integral is mathematically equivalent for a finite sample and is often easier to evaluate, since it extends only over the magnetic sample. Equations (1.31) and (1.33) completely define the stray field energy.

A general solution of the stray field problem is given by potential theory. The reduced volume charge density λ and the surface charge density σ are defined in terms of the reduced magnetization $\vec{m}(\mathbf{r}) = \vec{M}(\mathbf{r})/M_s$:

$$\lambda = -\vec{\nabla} \cdot \vec{m} \quad \text{and} \quad \sigma = (\vec{m} \cdot \vec{n}) \quad (1.34)$$

where \vec{n} is the outward directed surface normal (more details can be found in [39]). With these quantities the potential of the stray field at position \mathbf{r} is given by integration over \mathbf{r}' :

$$\Phi(\mathbf{r}) = M_s \left[\int \frac{\lambda(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} dV + \int \frac{\sigma(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} dS' \right] \quad (1.35)$$

Another way of obtaining the expression for the magnetostatic potential $\Phi(\mathbf{r})$ is the general solution of the Poisson equation

$$\Delta\Phi_d = -\lambda(r) = \vec{\nabla}(4\pi\vec{M}). \quad (1.36)$$

Then the stray field can be derived by $H_d(r) = -\text{grad } \Phi(r)$. A second integration immediately yields the stray field energy:

$$E_d = \frac{M_s}{2} \left[\int \lambda(r)\Phi(r)dV + \int \sigma(r)\Phi(r)dS \right] \quad (1.37)$$

The stray field energy calculation therefore amounts to a six-fold integration if volume charges λ are present. Otherwise, if only surface charges σ are present, it reduces to a four-fold integration.

Although the integrand diverges at $r = r'$, the integrals remain finite.

Anisotropy energy

The energy of a FM material depends on the direction of the magnetization relative to the structural axes of the material. This dependence, which basically results from spin-orbit interactions and magnetic dipolar interaction, is described by the anisotropy energy. In the absence of spin-orbit and dipolar interaction, the total energy of the electron-spin system does not depend on the direction of the magnetization. Regarding the dipolar interaction, it results in a contribution to the anisotropy via stray-fields, which depends on the shape of the specimen (shape anisotropy) due to its long range character. In the simplest case the spins are coupled via the spin-orbit interaction to the orbits which, in turn, are influenced by the crystal lattice. For conduction electrons the spin-orbit interaction induces a coupling between spin momentum and orbital momentum, which then couples the total (spin plus orbital) magnetic moment to the crystal axes. This coupling results in a total energy which depends on the orientation of the magnetization relative to the crystalline axes. It is precisely this coupling that reflects the symmetry of the crystal. According to the crystal symmetry, the direction of the magnetization favors energetically an alignment towards certain axes. Hexagonal and tetragonal crystals show a uniaxial anisotropy, which is phenomenologically described up to fourth-order terms

$$E_K = K_{u1}(1 - (\vec{m} \cdot \vec{a})^2) + K_{u2}(1 - (\vec{m} \cdot \vec{a})^2)^2, \quad (1.38)$$

where K_{u1} and K_{u2} are the uniaxial anisotropy constants and \vec{a} is a unit vector parallel to the anisotropy axis. The case of a large positive K_{u1} corresponds to an easy axis while large negative K_{u1} corresponds to easy plane perpendicular to the anisotropy axis. The easy axis or easy plane represents the preferential orientation of the magnetization in the crystal. For intermediate value ($0 > K_{u1}/K_{u2} > -2$) the easy directions lie on a cone with the angle θ relative to the axis given by $\sin^2\theta = -1/2(K_{u1}/K_{u2})$. The three different cases are called uniaxial, planar and conical magnetic anisotropy. Herein we will deal only with uniaxial anisotropy case when $K_{u1} \gg K_{u2}$ and the contribution from fourth-order terms can be neglected. More details about cubic, uniaxial and orthorhombic exchange anisotropy can be found in Hubert and Schafer's textbook on magnetic domains [39], while expansions to higher orders and for other symmetries, and a discussion of the origins of anisotropy can be found in [40–43].

Magneto-elastic energy

A magnetic material will deform under the influence of magnetic effects, and this effect is termed magnetostriction. Conversely, applying stress to a magnetic material can change the magnetisation of the material. These magneto-elastic effects are small in ferromagnetic materials, with magnetostriction resulting in strains of around 10^{-6} - 10^{-3} . This means that the elasticity is in the linear regime and thus can be described by Hooke's law, which simplifies the analysis somewhat. The effect of large stresses on the material (of non-magnetic origin) does necessitate the inclusion of non-linear effects in the theory. In this case the magneto-elastic coefficients themselves depend on the strain of the material.

The magnetic properties of a FM material depend to some extent on the atomic arrangement of the material. However, the most significant contribution to the magnetostrictive energy is derived from the magneto-crystalline anisotropy. For single crystals the expressions for the magneto-elastic interaction energy involve a strain tensor, the magnetization, and a number of material parameters (the number of these parameters relates to the symmetry of the crystal). In the case of a uniformly magnetized isotropic material (polycrystalline or amorphous with no induced anisotropy) the expressions are somewhat simplified. For these materials the fractional change in length along the unit vector \vec{a} is given by

$$\frac{\delta l}{l} = \frac{3}{2} \lambda_s \left[(\vec{m} \cdot \vec{a})^2 - \frac{1}{3} \right], \quad (1.39\alpha)$$

where l is the length in the direction \vec{a} (when the material is in a paramagnetic state) and λ_s is the isotropic magnetostriction constant. This expression assumes that the material is under no external stress, and is derived by combining the magneto-elastic energy with the elastic energy, and by the condition of the minimum energy. Note that even if there is no net magnetization ($M=0$) the material is still strained by the existence of domains, but in this case the strains are unordered. Hence there is still an increase (i.e. $\delta l > 0$) in the material dimensions compared to the paramagnetic state. If the material is put under a uniaxial stress in the direction \vec{a} the magneto-elastic coupling energy E_{me} is written a

$$E_{me} = -\sigma \frac{\delta l}{l} \quad (1.39\beta)$$

Despite the small scale of these effects, magnetostriction can be very important in some situations. For instance, the humming noise produced by electrical transformers arises from the vibrations caused by the alternating magnetization in the transformer core. It is also possible to use highly magnetostrictive films as strain gauges, as discussed by Karl et al [44] as the magnetization direction can be used as an indication of the strain the film experiences.

ii. Thin Film Ferromagnets

a. Domain Theory

The first evidence for MD structure was found by Barkhausen in 1919 [45], who monitored the magnetization of samples by converting changes in the magnetization (measured using induction coils) to audio signals. The magnetization often changed discontinuously, resulting in clicks from the apparatus. These events appear in hysteresis loops as sudden changes in \mathbf{M} , and are known as Barkhausen jumps. At that time it was thought that these discontinuities were caused by domains switching directions, but it is now known that the cause is discontinuous domain wall motion. In 1931 v. Hamos and Thiessen [46] and independently Bitter [47, 48] showed the first pictures of magnetic micropatterns obtained with the help of an improved powder method. Using a colloidal solution of fine magnetic particles Bitter proposed that the particles tended to agglomerate in regions of high field gradient, which in most cases means MD walls (MDWs). Probably stimulated by such observations and the first theoretical analysis by Bloch [49], Landau and Lifshitz [50] presented an overall theory of domains in 1935: MDs are formed to minimize the total energy, an important part of which is the stray field energy. And the stray field energy can be avoided by flux-closure type domains. (The basic idea of such closed flux patterns had been put forward already by Zwicky [51].) If the magnetization follows a closed flux path everywhere, the stray field energy is zero and therefore even smaller than in the hypothetical thread domains. Landau and Lifshitz proved for the first time that a domain model has a lower energy than the uniformly magnetized state.

A few years later, in 1944, Lifshitz [52] presented a theory of domain branching where he introduced a feature that was well known from experiments on uniaxial crystals [55]. Lifshitz's article was meant to apply to iron, a cubic material (it contained among other contributions also the first correct calculation of the 180° wall in iron). But Lifshitz failed to see the additional degrees of freedom of the domain structures of cubic crystals with their multiple easy directions. Néel [53, 54] in his independent work made full use of these possibilities, predicting a number of remarkable domain structures. A famous example among these, the Néel spikes, can be used to estimate the coercivity connected with large inclusions in iron crystals. When they were later observed experimentally [56], this was considered a striking success of domain theory.

Landau and Lifshitz [50] as well as Néel [53, 54] had studied large crystals with weak anisotropies in which the assumption of completely flux-closed domain structures ('pole avoidance') is well justified (Figures 1.2 (a) and (b)). Thus the explicit calculation of the stray field energy was not necessary. (Lifshitz [52] did, however, calculate the energy of the internal fields in his branched structures.) In small specimens or in uniaxial crystals with large anisotropy open structures as in Figures 1.2 (c) and (d) are expected; they were first calculated by Kittel [57, 58].

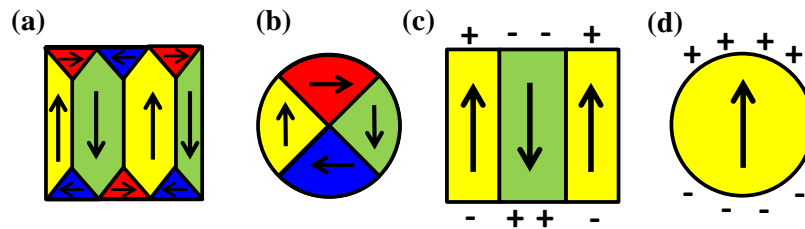


Figure 1.2: The more or less flux-line patterns of low-anisotropy cubic particles (a) and (b), compared to the open domain structures for high-anisotropy uniaxial particles (c) and (d).

If the transitions between the MDs shown in Figures 1.2 (a) and (b) were infinitely thin, these structures would be truly flux closed and no stray field at all would be signified. However, the exchange interaction prevails, and therefore the magnetization rotation is continuous from one MD to the other. Due to the effects of the exchange energy, the direction of magnetic moment changes slowly from one atom to the next and hence the width of the MDW normally extends over many atoms. In bulk materials the width of the MDW is primarily governed by the exchange energy and the anisotropy, but where thin films are concerned magnetostatic energy effects can also be important, depending on the type of wall present. Anisotropy energy can also influence the direction and type of a domain wall. In bulk materials the wall width usually depends on the exchange length $l_{ex}=\sqrt{(A/K)}$, where K is a relevant anisotropy constant and A the exchange stiffness constant. In thin films where the shape anisotropy is dominant, the exchange length reads $l_{ex}=\sqrt{(A/K_d)}$, where $K_d=2\pi M_{sat}^2$ is the stray field energy, otherwise it is given by $l_{ex}=\sqrt{(A/K_u)}$, with K_u being the uniaxial anisotropy constant. The width of the MDWs, D_{MDWs} , in thin films can be between a few nm to a few hundred nm in width, depending on the exchange length and the dimensions of the film.

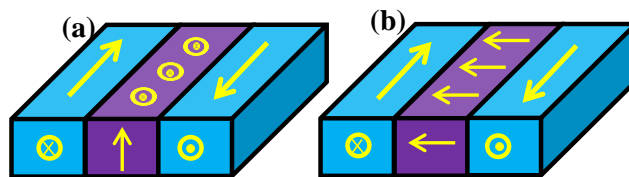


Figure 1.3: Schematic presentation of (a) a Bloch wall and (b) a Néel wall.

The most common definition of the width of MDW, D_{MDWs} , is based on the rate of magnetization change at the center of the wall. There are two main types of MDWs, which can exist in thin films. The Bloch wall, Figure 1.3 (a), is the same type of wall which appears in bulk materials, where the magnetization rotates *out-of-plane* in respect to the film's surface. A Néel wall, Figure 1.3 (b), is defined by the magnetization rotating *in-plane* in respect to the film's surface and reduces the magnetostatic energy of the wall, since the magnetization is not pointing in an unfavourable direction as occurs in a Bloch wall. A more complex MDW is the cross-tie wall. The cross-tie wall is defined by a mixture of spins pointing out and in the plane and is identifiable by spike walls which form to ensure flux closure. It is found that in thin films Néel walls have lower magnetostatic energy than Bloch walls and are therefore more energetically favourable. Finally, we should mention that D_{MDWs} also vary as a function of the film thickness. In particular, Bloch walls become narrower and Néel walls become wider with decreasing film thickness.

b. Ferromagnetic layers with out-of-plane magnetic anisotropy

In the 1960's Kooy and Enz [59] proposed a model to explain the observed MDs in thin FM layers with *out-of-plane* magnetic anisotropy. The model assumes MDs in the form of parallel stripes with alternating magnetization 'up' and 'down'. It shows how the formation of stripe MD is induced by the minimization of stray field energy and MD wall energy in the absence of an applied field. Kooy and Enz predict the field dependence of stripe MDs by developing the stray field energy in terms of a Fourier expansion and then minimizing the total energy to obtain the magnetization and the MD width at the equilibrium state. The model introduces the expression in the form of two dimensionless parameters, the so-called quality factor Q and the characteristic length λ_c , given by the expressions

$$Q = \frac{K}{2\pi M_{sat}^2} \quad (1.40)$$

$$\lambda_c = \frac{\sigma_{MDWs}}{2Kd_{FM}}. \quad (1.41)$$

The so-called quality factor Q is used to describe the intrinsic tendency of a FM film to adapt its magnetization either *in-plane* or *out-of-plane*. In the limit where $Q \ll 1$ the magnetization is *in-plane* and mainly large and irregular magnetic domains exist. On the contrary, when $Q \gg 1$ the layer magnetization gets *out-of-plane* so that relatively narrow stripes is the dominant form of MDs. In the case where Q ranges around unity, the so-called phase of weak stripes forms above a critical thickness d_{cr}^{FM} [60,61]. In this case, though the overall magnetic anisotropy can be *in-plane* (recorded with global magnetization measurements), stripes with *out-of-plane* orientation do form (detected with local magnetic force microscopy measurements) [62-65].

The physical parameter that plays a dominant role in the magnetic patterns formed in FM layers is the MDW. The width and energy of MDWs can be estimated by (see [65,64] and references therein)

$$D_{MDWs} = \pi \left[\sqrt{A/K} \right]^{1/2} \quad \text{and} \quad \sigma_{MDWs} = 2\pi [A K]^{1/2}, \quad (1.42)$$

where σ_{MDWs} is the MDWs energy, A the magnetic stiffness, and K the magnetocrystalline anisotropy.

For the case of stripes with strong *out-of-plane* magnetization, where $Q > 1$, the width of MD is given by [57,59-62]

$$D_{MD} = \frac{1}{2} [2\pi^2 \sigma_{MDW} (1 + \sqrt{\mu}) / (16M_{sat}^2 \epsilon)]^{1/2} \cdot d_{FM}^{1/2} \quad (1.43)$$

where $\mu = 1 + 2\pi M_{sat}^2 / K = 1 + Q^{-1}$, M_{sat} is the saturation magnetization and ϵ is a numerical factor that is of order unity and depends on various parameters. Expressed in units reduced to D_{MDW} , the width of MD reads

$$D_{MD} = \frac{1}{2} \left[(\pi^3/2) D_{MDW} (1 + \sqrt{(Q+1)/Q}) (Q/\epsilon) \right]^{1/2} \cdot d_{FM}^{1/2} \quad (1.44)$$

The respective critical thickness that delimits the existence of MDs with *out-of-plane* magnetization orientation is given by [57]

$$d_{cr}^{FM} \approx 6.8 \sigma_{MDW} (M_{sat}/K)^2. \quad (1.45)$$

For the case of weak stripes with *out-of-plane* magnetization, where $Q < 1$, the critical thickness can be estimated from the interpolation formula [60]

$$d_{cr}^{FM} \approx (D_{MDW}/\pi) (1/Q) ((27 + 37Q)(1 - Q)/2)^{1/2} \quad (1.46)$$

Finally, transverse stray dipolar, H_z^{dip} , over a periodic assembly of *out-of-plane* MDs that extend infinitely along y axis and have alternating saturation magnetization M_{sat} along z can be modeled through the relation [66]

$$H_{z,dip}(x,z) = \sum_{n=0}^{\infty} 8M_{sat} \frac{(-1)^n}{(2n+1)} \left[1 - \exp\left(- (2n+1) 2\pi \frac{d_{FM}}{2D_{MDs}}\right) \right] \cdot \exp\left(- (2n+1) 2\pi \frac{z}{2D_{MDs}}\right) \cos\left((2n+1) 2\pi \frac{x}{2D_{MDs}}\right) \quad (1.47)$$

The only difference for the x-component has is the replacement of the last term $\cos((2n+1)\pi x/D_{MDs})$ is replaced by $\sin((2n+1)\pi x/D_{MDs})$. Finally, the y-component is zero due to symmetry.

Referring specifically to Co, studied in this Thesis as the FM outer layers: the saturation magnetization M_{sat} varies within 1300-1450 emu/cm³, the magnetic stiffness A ranges within 15-30 10⁻¹² J/m, the magnetocrystalline anisotropy K (*intrinsic* source) is of order 0.45- 0.52 10⁶ J/m³, the MDWs energy σ_{MDWs} is around 20-25 erg/cm², and shape anisotropy (*extrinsic* source) changes character from *out-of-plane* to *in-plane* as thickness is reduced below a critical value d_{cr}^{FM} (that ranges within 30-50 nm [59,60]). In particular, for Co thicknesses $d > d_{cr}^{FM}$, magnetic domains have the form of relatively narrow stripes with alternating out-of-plane orientation, while for Co thicknesses $d < d_{cr}^{FM}$ the magnetic domains are comparatively larger, have irregular form and in-plane orientation.

c. Micromagnetism

Micromagnetism is the continuum theory of magnetic moments, underlying the description of magnetic microstructure. The theory of Landau and Lifshitz [50,52] is based on a variational principle: it searches for magnetization distributions minimizing the total energy. This variational principle leads to a set of differential equations, the micromagnetic equations. They were given in [52] for one dimension. Stimulated again by experimental work [55] and its analysis, W.F. Brown [67,68] extended the equations to three dimensions, including fully the stray field effects (see [69,70]).

Generally, a form of the Landau-Lifshitz-Gilbert equation is

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} - \frac{\gamma\alpha}{M_s} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{eff}) \quad (1.48)$$

where γ is the electron gyromagnetic ratio and α the dimensionless Gilbert phenomenological damping coefficient. The effective field H_{eff} is defined as the negative variational derivative of the total micromagnetic energy density E with respect to the magnetization:

$$H_{eff} = -\mu_0^{-1} \frac{\partial E}{\partial \vec{M}} \quad (1.49)$$

This definition of the effective field can be compared with a similar definition used in mechanical systems, where the local force density can be obtained as negative gradient of the energy density. The effective field contains all effects from external and internal fields or energy contributions already discussed in Chapter 1.2.i.c, A formal derivation of the effective field can be found in textbooks of W.F. Brown Jr. (see e.g. Refs. [53] and [54]). The average energy density E is a function of M specified by

Brown's equations [69], including crystalline anisotropy, exchange, self-magnetostatic (demagnetization), and applied field (Zeeman) terms. More details can be found in Chapter 3.5.

d. Two ferromagnetic layers separated by a non-magnetic layer

When two ferromagnetic layers are separated by a non-magnetic layer, their exchange interaction is either modified or interrupted. Such sandwich structures must be distinguished from strongly coupled systems, such as ferromagnetic films directly coupled to hard magnetic or antiferromagnetic substrates, and the materials composed of multiple very thin films. For an overview of the magnetic phenomena in multilayer systems see [39,71].

Three basic types of double films may be distinguished:

- Films with no local coupling between the magnetization directions in the two layers. This condition is met if the non-magnetic layer is free of ‘pinholes’ (i.e. bridges between the magnetic layers) and thicker than 5-10nm (depending on the nature and perfection of the interlayer).
- Films with a weak ferromagnetic coupling, which favours the parallel orientation in the two films; such a coupling can be due to quantum-mechanical exchange if the non-magnetic layer is thin enough. Alternatively, the ‘orange peel’ effect (Figure 1.4) may lead to a ferromagnetic coupling [72]. The latter occurs if the interlayer is thin compared to the amplitude of the surface corrugations of the magnetic films [71].

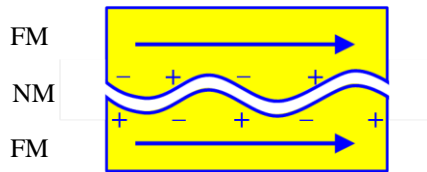


Figure 1.4: Schematic illustration of the ‘orange peel’ effect.

- Metallic interlayers in the nanometre thickness range may lead to various surprising effects such as an antiferromagnetic coupling between the two magnetic layers [73], a coupling that oscillates between ferromagnetic and antiferromagnetic depending on the interlayer thickness [74], and to noncollinear modes of coupling [75].

1.3 Superconducting/Normal-Metal and Superconducting/Ferromagnetic interfaces

i. Superconducting/Normal-Metal interface

a. Proximity effect

The contact of materials with different long-range ordering modifies their properties near the interface. In the case of a Superconducting/Normal-Metal (SC/NM) interface, the Cooper pairs can penetrate the normal metal at some distance ξ_{NM} . (We recall that a Cooper pair in a superconductor comprises two electrons with opposite spins and momenta.) If the electrons motion is diffusive, this distance is of the order of the thermal diffusion length scale $L_{NM} \sim \sqrt{(D/T)}$, where D is the diffusion constant. This concept is schematically presented in Figure 1.5. Therefore the superconducting-like properties may be induced in the NM, and usually this phenomenon is called the proximity effect. At the same time the leakage of the Coopers pairs weakens the superconductivity near the interface with a normal metal. In some cases, this

effect is called the ‘inverse proximity effect’, and it results in the decrease of the superconducting transition temperature in thin superconducting layer in contact with a normal metal. If the thickness of a superconducting layer is smaller than some critical value, the proximity effect totally suppresses the superconducting transition. All these phenomena and the earlier experimental and theoretical works on the proximity effect were reviewed in 1969 by Deutscher and de Gennes [76].

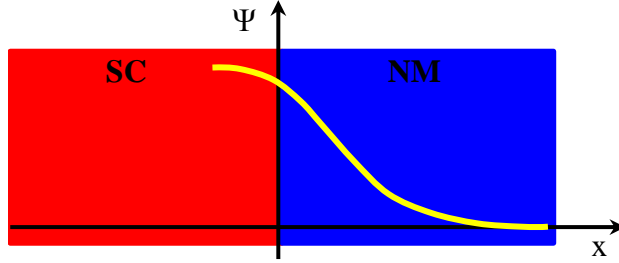


Figure 1.5: Superconducting order parameter $\Psi(x)$ near the interface between a SC ($x < 0$) and a NM ($x > 0$).

In the case of pure NM, that is when the electron free mean path is $l_{NM} \gg \xi_{NM}$, the corresponding characteristic distance is [76]:

$$\xi_{NM} = \frac{\hbar U_{F,NM}}{2\pi k_B T}, \quad (1.50)$$

where $U_{F,NM}$ is the Fermi velocity and k_B is the Boltzmann constant. One should bear in mind that at $T \rightarrow 0$ the decay of the order parameter in the NM region is much slower than exponential.

In the case of ‘dirty’ NM, that is when the electron free mean path is $l_{NM} \ll \xi_{NM}$, the corresponding characteristic distance is [76]:

$$\xi_{NM} = \left(\frac{\hbar U_{F,NM} l_{NM}}{6\pi k_B T} \right)^{1/2}. \quad (1.51)$$

Evaluations by equations (1.50) and (1.51) give values for ξ_{NM} in the range of 10^{-4} - 10^{-4} cm.

b. Andreev reflection

The unique and very important characteristic of the superconducting proximity effect is the Andreev reflection revealed at the microscopical level. In 1964 Andreev [78] demonstrated how the single electron states of the normal metal are converted into Cooper pairs and explained the mechanism of the transformation at the interface of the dissipative electrical current into the dissipationless supercurrent. An incident spin-up electron in a FM is reflected by the interface as a spin-down hole, and as a result a Cooper pair of electrons with opposite spins appears in a superconductor. Therefore both the spin-up and spin-down bands of electrons in a FM are involved in this process. de Jong and Beenakker in 1995 [79] were the first to demonstrate the major influence of spin polarization in a FM on the sub-gap conductance of the S/F interface. In fully spin-polarized metals, all carriers have the same spin and Andreev reflection is totally suppressed. In general, with an increase of the spin polarization the sub-gap conductance drops from twice the normal-state conductance value to a small value for highly polarized metals. The manifestation of this double charge transfer is that for a perfect contact the sub-gap conductance appears to be twice the normal state conductance. The classical work by Blonder, Tinkham and Klapwijk [80] gives the detailed theory of this phenomenon.

Andreev reflection plays a primary role for the understanding of quantum transport properties of SC/NM systems. The interplay between Andreev reflection and proximity effect was reviewed by Pannetier and Courtois [81]. A detailed description of the Andreev reflection in the NM/SC junctions

within the scattering theory formalism can be found in [79,82]. Andreev reflection spectroscopy of the superconductors has also been studied in [83].

ii. Superconducting/Ferromagnetic interface

In FM/SC interfaces the competition between superconductivity and ferromagnetism is expected since ferromagnetism ‘forces’ the electron spins to align in parallel, while superconductivity ‘prefers’ the antiparallel spin orientation of electrons forming the Cooper pairs.

One of the most striking features of the SC/FM proximity effect is that the Cooper pair wave function extends from SC to FM with damped oscillatory behavior (Figure 1.6). As a consequence of this effect, new effects have been predicted, such as oscillations in the electron density of states, non-monotonic dependence of the superconducting critical temperature in F/S multilayers on the ferromagnet layer thickness and the realization of ‘ π ’ Josephson junctions in SC/MF/SC systems [82].

As already presented in 1.3.i.a, when a SC is in a contact with a NM the Cooper pairs penetrate across the interface at some distance inside the metal. A Cooper pair in a superconductor comprises two electrons with opposite spins and momenta. In a FM the spin-up electron (with the spin orientation along the exchange field) decreases its energy by h , while the spin-down electron increases its energy by the same value. To compensate this energy variation, the up spin electron increases its kinetic energy, while the down spin electron decreases its kinetic energy. In the result, the Cooper pair acquires a center of mass momentum $2\delta k_F = 2h/U_F$, which implies the modulation of the order parameter with period $\pi U_F/h$ (U_F is the Fermi velocity). The direction of the modulation wave vector must be perpendicular to the interface, because only this orientation is compatible with the uniform order parameter in the superconductor.

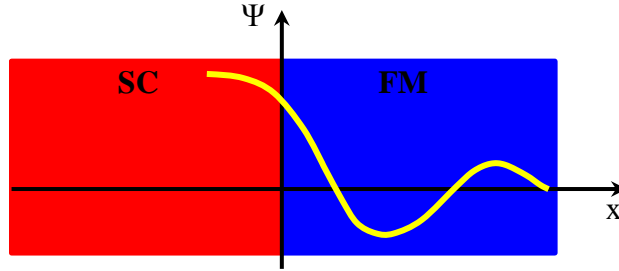


Figure 1.6: Superconducting order parameter $\Psi(x)$ near the interface between a SC ($x < 0$) and a FM ($x > 0$).

The characteristic length of the induced superconductivity variation in a FM is small compared with a SC length, and it implies the use of the microscopic theory of the superconductivity to describe the proximity effect in SC/FM structures. In this context, the calculations of the free energy of SC/FM structures in the framework of the standard Ginzburg-Landau functional [84,85] cannot be justified. Indeed, the possibility to neglect the higher gradient terms in the Ginzburg-Landau functional implies that the length scale of the variation of the order parameter must be larger than the correlation length. In the FM the correlation length is $\xi_{FM} = \sqrt{\frac{D_f}{h}}$ in the case of a dirty FM and $\xi_{FM}^0 = \frac{U_F}{h}$ in the case of a pure FM. We recall that D_f is the diffusion coefficient in the FM. We see that they coincide with the characteristic lengths of the order parameter variation in a FM. Therefore the higher gradient terms in the Ginzburg-Landau functional will be of the same order of magnitude as the term with the first derivative.

References

- [1] Ketterson, J. B., Song, S. N., Superconductivity, Cambridge University Press, Cambridge (1999)
- [2] Matsushita, T., Flux Pinning in Superconductors, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2007)
- [3] Schmidt, V. V., The Physics of Superconductors, P Muller and A. V. Ustinov Ed., Springer (1997)
- [4] Tinkham, M., Introduction to Superconductivity, 2nd Ed., Dover publications, New York (1996)
- [5] Pissas, M., Introduction to Superconductivity, Greek Ed., Hellenic Open University, Patra (2005)
- [6] Bertotti, G., Hysteresis in Magnetism-For Physicists, Materials Scientists and Engineers, Academic Press (1998)
- [7] Cullity, B. D., Graham, C. D., Introduction to Magnetic Materials, 2nd Edition, Willey-IEEE Press (2008)
- [8] Jiles, D., Introduction to Magnetism and Magnetic Materials, 2nd Edition, Chapman and Hall (1998)
- [9] Coey, J. M. D., Magnetism and Magnetic Materials, Cambridge University Press, United Kingdom (2009)
- [10] Blundell, S., Magnetism in Condensed Matter, Oxford University Press, New York (2001)
- [11] Kamerlingh Onnes, H., Leiden Comm. **120b**, **122b**, **124c** (1911)
- [12] Meissner, W., Ochsenfeld, R., Naturwissenschaften **21**, 787 (1933)
- [13] Actually, the diamagnetism is perfect only for bulk samples, since the field does not penetrate a finite distance typically approximately 500 Å.
- [14] London, F., London, H., Proc. Roy. Soc. (London) **A149**, 71 (1935)
- [15] Pippard, A. B., Proc. Roy. Soc. (London) **A216**, 547 (1953)
- [16] Ginzburg V. L., Landau, L. D., Zh. Eksperim. i Teor. Fiz. **20**, 1064 (1950)
- [17] Abrikosov, A. A., Zh. Eksperim. i Teor. Fiz. **32**, 1442 (1957) [Sov. Phys. JETP **5**, 1174–1182 (1957)]
- [18] Bardeen, J., Cooper, L. N., Schrieffer, J. R., Phys. Rev. **108**, 1175 (1957)
- [19] Bednorz G., Muller, K. A., Z. Phys. **B64**, 189 (1986)
- [20] Kamihara, Y., Watanabe, T., Hirano, M., Hosono, H., J. Am. Chem. Soc. **130**, 3296–3297 (2008)
- [21] Gor'kov, L. P., Zh. Eksperim. i Teor. Fiz. **36**, 1918 (1959) [Sov. Phys. JETP **9**, 1364 (1959)]
- [22] Landau, L. D., Lifshitz, E.M., Statistical Physics, 3rd edn., part 1 (Nauka, Moscow 1976) [English transl.: Pergamon Press, Oxford 1980]
- [23] Altshuler, B., Aronov, A., Khmel'nitsky, D., J. Phys. C **15**, 7367 (1982)
- [24] Schmid, A., Z. Phys. A **259**, 421 (1973)
- [25] Jin, B. Y., Ketterson, J. B., Adv. Phys., **38**, 189 (1989)
- [26] Snaoival, E. A., Sov. Phys. JETP **22**, 647 (1966)
- [27] Abele, B., Cohen, R. W., Stowell, W. R., Phys. Rev. Lett. **18**, 902 (1967)
- [28] Deutcher, G., Wohlman, O. E., Shapira, Y., Phys. Rev. B **22**, 4264 (1980)
- [29] Cuppens, J., Romero, C. P., Lievens, P., Van Bael, M. J., Phys. Rev. B **81**, 064517 (2010)
- [30] Weber, W., Pogg. Ann. **LXXXVII**, 167 (1852)
- [31] Poisson, S. D., Magnetic Induction in Iron and Other Materials (ed. J. A. Ewing), Electrician Publishing Company, London (1893)
- [32] Ampere, A. M., Theorie Mathematique des Phenomenes Electrodynamiques Uniquement Deduite de l'Experience, (1827), Reprinted by Blanchard, Paris (1958)
- [33] Ewing, J. A., Magnetic Induction in Iron and Other Materials, Electrician Publishing Company, London (1893)
- [34] Weiss, P., Compt. Rend. **143**, 1136 (1906)

- [35] Weiss, P., *J. Phys.* **6**, 661 (1907)
- [36] Langevin, P., *Ann. Chem. et Phys.* **5**, 70 (1905)
- [37] Ising, E., *Z. Phys.* **31**, 253 (1925)
- [38] Landau, L. D., Lifshitz, E., *Phys. Z. Sowjetunion* **8**, 153 (1935)
- [39] Hubert, A., Schäfer, R., *Magnetic Domains*, Springer-Verlag, Berlin (1998)
- [40] Mason, W. P., *Phys. Rev.* **96**, 302-310 (1954)
- [41] Slonczewski, J. C., *Magnetic Annealing*, in: *Magnetism*, Vol. I, ed. by G.T. Rado, H. Suhl (Academic Press, New York, 1963)
- [42] Carr, W.J. Jr.: *Secondary effects in ferromagnetism*, in: *Handbuch der Physik*, Vol. 18/2, ed. by S. Flügge (Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 1966)
- [43] Darby, M.I., Isaac, E.D., *IEEE Trans. Magn.* **10**, 259-301 (1974)
- [44] Karl, W. J., Powell, A. L., Watts, R., Gibbs, M. R. J., Whitehouse, C. R. *Sensors and Actuators A-Physical* **81**, 137 (2000)
- [45] Barkhausen H., *Phys. Z.* **20**, 401 (1919)
- [46] Hamos, L. v., Thiessen P. A., *Z. Phys.* **71**, 442 (1931)
- [47] Bitter, F., *Phys. Rev.* **38**, 1903 (1931)
- [48] Bitter, F., *Phys. Rev.* **41**, 507 (1932)
- [49] Bloch, F., *Phys. Z.* **74**, 295 (1932)
- [50] Landau, L. D., Lifshitz, E., *Phys. Z. Sowjetunion* **8**, 153 (1935)
- [51] Zwicky, F., *Phys. Rev.* **38**, 1722 (1932)
- [52] Lifshitz, E., *J. Phys. USSR* **8**, 337 (1944)
- [53] Neel, L., *J. de Phys. (8)* **5**, 265 (1944)
- [54] Neel, L., *Cahiers de Phys.* **25**, 21 (1944)
- [55] Elmore, W. C., *Phys. Rev.* **53**, 757 (1938)
- [56] Williams, H. J., *Phys. Rev.* **71**, 646 (1947)
- [57] Kittel, C., *Phys. Rev.* **70**, 965 (1946)
- [58] Kittel, C., *Rev. Mod. Phys.* **21**, 541 (1949)
- [59] Kooy, C., Enz, U., *Philips Res. Rep.* **15**, 7 (1960)
- [60] Viot, F., Favre, L., Hayn, R., Kuz'min, M. D., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **45**, 405003 (2012)
- [61] Marty, A., Samson, Y., Gilles, B., Belakhovsky, M., Dudzik, E., Durr, H., Dhesi, S. S., van der Laan, G., Goedkoop, J. B., *J. Appl. Phys.* **87**, 5472 (2000)
- [62] Hehn, M., Padovani, S., Ounadjela, K., Bucher, J. P., *Phys. Rev. B* **54**, 3428 (1996)
- [63] Brandenburg, J., Hühne, R., Schultz, L., Neu, V., *Phys. Rev. B* **79**, 054429 (2009)
- [64] Gil, W., Górlitz, D., Horisberger, M., Kotzler, J., *Phys. Rev. B* **72**, 134401 (2005)
- [65] Girt, E., Huttema, W., Mryasov, O. N., Montoya, E., Kardasz, B., Eyrich, C., Heinrich, B., Dobin, A. Yu., Karis, O., *J. Appl. Phys.* **109**, 07B765 (2011)
- [66] Szewczyk, A., Piotrowski, K., Szymczak, R., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **16**, 687 (1983)
- [67] Brown, W. F., Jr. *Phys. Rev.* **58**, 736 (1940)
- [68] Brown W.F., Jr., *Micromagnetics* (Wiley, New York, 1963) [reprinted: R.E. Krieger, Huntington N.Y., 1978]
- [69] Brown, W.F., Jr., *J. Appl. Phys. (Suppl.)* **30**, 62S (1959)
- [70] Brown, W.F., Jr., *J. Appl. Phys.* **49**, 1937 (1978)
- [71] Yelon, A., *Interactions in multilayer magnetic films*, in: *Physics of Thin Films*, Vol. 6, ed. by G. Hass, R.E. Tun (Academic Press, New York, London, 1971)
- [72] Neel, L., *Compt. Rend. Acad. Sci. (Paris)* **255**, 1676 (1962)

- [73] Grunberg, P., Schreiber, R., Pang, Y., Walz, U., Brodsky, M. B., Sowers, H. J. Appl. Phys. **61**, 3750 (1987)
- [74] Parkin, S.S.P., More, N., Roche, K.P., Phys. Rev. Lett. **64**, 2304 (1990)
- [75] Ruhrig, M., Schafer, R., Hubert, A., Mosler, R., Wolf, J. A., Demokritov, S., Grunberg, P., Phys. Status Solidi A **125**, 635 (1991)
- [76] Deutsche, G. deGennes. P. G., Proximity effects in Superconductivity. ed. by R.D. Parks Vol. 2, págs. 1005-1034) (1969).
- [77] White, R. M., Geballe, T. H., *Long Range Order in Solids* (Academic, New York) (1979)
- [78] Andreev, A. F., Zh. Eksp. Teor. Fiz. **46**, 1823 (1964), [Sov. Phys. JETP **19**, 1228 (1964)]
- [79] Beenakker, C. W. J., Rev. Mod. Phys. **69**, 731 (1997)
- [80] Blonder, G. E., Tinkham, M., Klapwijk, T. M., Phys. Rev. B **25**, 4515 (1982)
- [81] Pannetier, B., Courtois, H., J. Low Temp. Phys. **118**, 599 (2000)
- [82] Buzdin, A.I., Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005)
- [83] Deutscher, G., Rev. Mod. Phys. **77**, 109 (2005)
- [84] Ryazanov, V. V., Oboznov, V. A., Rusanov, A. Yu., Veretennikov, A. V., Golubov, A. A., Aarts, J., Phys. Rev. Lett. **86**, 2427 (2001)
- [85] Ryazanov, V. V., Oboznov, V. A., Veretennikov, A. V., Rusanov, A. Yu., Golubov, A. A., Aarts, J., Usp. Fiz. Nauk (Suppl.) **171**, 81 (2001)

Chapter 2

Review on Ferromagnetic/Superconducting-FM/SC hybrids

Ferromagnetic/Superconducting (FM/SC) hybrid nanostructures have attracted enormous attention, both theoretical and experimental during the last decades [1-4]. Interesting phenomena such as ferromagnetic coupling of a FM and the adjacent SC induced by exchange fields and/or by stray-fields, domain-wall superconductivity, spin-triplet superconductivity, oscillatory behavior of SC's critical temperature on the FM layers thickness, d_{FM} have been observed in FM/SC hybrids during the last years [1-68].

In the 60s it was originally proposed that in the FM/SC/FM TLs the transport properties of the SC interlayer can be controlled by the relative *in-plane* configuration of the magnetizations of the FM outer layers [1-5]. Ge Gennes [5] in 1966 theoretically reported on the coupling between FM layers through a SC layer in FM/SC/FM TLs indicating that an exchange field could be induced by the proximity effect of the FM outer layers on the SC interlayer influencing the SC layer's properties. In the two next years, Meunier and Deutscher [6,7] confirmed the impact of proximity effect in FM/SC interface through experiments on FeNi-In-Ni TLs revealing that SC's properties were enhanced when the magnetic configuration of the outer FM layers was antiparallel. Another confirmation of [5] was provided by Hauser [8,9] via experiments on FM/SC/FM TLs consisting of randomly magnetized Fe_3O_4 as FM outer layers and In as the SC interlayer. To that direction, a few decades later, in 1999 both Buzdin et al. [10] and Tagirov [11] theoretically studied a superconducting spin switch effect, based on the *in-plane* configuration of the FM layers and formerly proposed the effect that was later observed in such FM/SC/FM TLs. It should be stressed that in these studies [10,11] the key property was the relative *in-plane* magnetization orientation of the FM outer layers. More specifically, exchange fields induced by the antiparallel (AP) (parallel (P)) alignment of FM magnetizations in the SC interlayer partially cancel each other (add together) leading to enhancement (suppression) of the superconducting properties, i.e. $T_c^{\text{P}} < T_c^{\text{AP}}$. This holds since the Cooper pairs experience the ferromagnetic exchange interaction as they enter the FM layer, which gives rise to proximity-induced superconductivity in FM layer [1]. Therefore, in the idealized situation of infinitely sharp superconducting transitions, theoretical calculations [10,11] predicted that the TL's resistance would decrease from a finite value to zero in a temperature region between T_c^{AP} and T_c^{P} , given that $T_c^{\text{P}} < T_c^{\text{AP}}$. The superconducting spin switch was realized a few years later by Gu et al. [12] through experiments on $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}/\text{Nb}/\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}/\text{Ni}_{82}\text{Fe}_{18}$ TLs and further confirmed by Potenza et al. [13] and Moraru et al. [14,15] through experiments on $\text{CuNi}/\text{Nb}/\text{CuNi}$ TLs and $\text{Ni}/\text{Nb}/\text{Ni}/\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}/\text{Nb}$ multilayers, respectively. More important, in these works [1,12-15] the exchange bias mechanism was imposed to the one FM layer of the TL in order to 'pin' its magnetization at a certain *in-plane* direction so that the parallel and antiparallel magnetic configuration of the FM outer layers could be controlled. Conclusively, all [5-15] works suggested that with a proper choice of the operational temperature the FM/SC/FM structure can be switched from superconducting to normal state under the application of an external magnetic field thus valving the current flow through the SC interlayer.

The FM/SC hybrids studied in [5-15] revealed a negative magnetoresistance change, quantified either as $(R_{\text{max}} - R_{\text{min}})/R_{\text{nor}} \times 100\%$ or $(R_{\text{max}} - R_{\text{min}})/R_{\text{min}} \times 100\%$, in the magnetic field regime where the antiparallel magnetic configuration of the outer FM layers was realized, the interpretation of which was based in the proximity effect at the FM/SC interface. The exact opposite effect, i.e. a positive magnetoresistance change, was observed in FM/SC/FM TLs consisting of FM layers with high spin

polarization and was reported in the literature either as giant magnetoresistance effect [16] or as inverse spin switch effect [17]. In particular, in 2005 J. Santamaria and colleagues [16] were based on spin imbalance effects [18] for the interpretation of giant magnetoresistance effect observed in FM/SC/FM TLs consisting of the high- T_c SC $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ and high spin-polarized FM $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ layers. According to the spin injection scenario when the magnetizations of the ferromagnetic layers are antiparallel, injected electrons encounter a large resistance to tunnel out resulting in a spin imbalance [18] above the superconducting gap. This non equilibrium spin density causes a difference between the chemical potentials for spin-up and spin-down electrons in the superconductor, which has a pair breaking effect depressing superconductivity [18]. Thus, a positive magnetoresistance peak is observed in the magnetic fields regime where the antiparallel magnetic configuration of the FM outer layers is realized. One year later Rusanov et al. [17] confirmed this scenario by studying $\text{Ni}_{0.80}\text{Fe}_{0.20}/\text{Nb}/\text{Ni}_{0.80}\text{Fe}_{0.20}$ TLs. Moreover, Visani et al [19,20] studied $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3\text{-YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7\text{-La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ TLs and confirmed the results that were originally reported in [16]. Recently Nemes et al. [21] suggested SC-based memory elements where the high and low resistance states are controlled by rotating a small (100-150 Oe) *in-plane* magnetic field, taking advantage of the biaxial *in-plane* anisotropy of the one FM layer. In addition, an interesting scenario arises if the ferromagnets are fully spin polarized. Andreev reflection will be suppressed since it requires electrons with both spin orientations at the Fermi level [22,23], although crossed Andreev reflection might occur [24]. However, spin imbalance effects are expected to be enhanced, eventually yielding magnetoresistance. This issue was investigated in [25-27] in heterostructures combining a high temperature superconductor (YBCO) and a highly spin-polarized ferromagnet (LCMO).

In all the above mentioned works [5-27] the contribution of the *out-of-plane* configuration of the magnetizations of the FM outer layers was not studied. To this effect Steiner and Ziemann [28] in 2006 and Sürgers et al. [29] and Stamopoulos et al. [31] in 2007 focused on the *out-of-plane* stray fields originating from magnetic domains that form at coercivity to prove that an intense magnetoresistance indeed originate from their contribution. More specifically, Steiner and Ziemann performed transport and longitudinal magnetization measurements in FM/SC/FM TLs and FM/SC BLs consisting of Co, Fe and Nb while also employed micromagnetic simulations and showed that the observed magnetoresistance peaks are related to the stray fields that emerge in FM layers at coercivity. A. Sürgers et al. [29,30] studied FM/SC/FM spin-valve structures, consisting of FM layers with both *in-plane* and *out-of-plane* magnetization, reporting spin-dependent scattering at SC/FM interfaces. In these structures the electronic transport through SC/FM nanocontacts allows a determination of the current spin polarization which is related to the bulk spin polarization and is an important parameter for the design of spintronic devices. During the same period, in [31-33] Stamopoulos et al. employed $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ (NiFe) and Nb as FM and SC constituents, respectively and demonstrated the existence of a rather intense sMRE ($\Delta R/R_{\text{nor}} \approx 50\%$) in plain and exchange biased NiFe/Nb/NiFe TLs that originates from the *transverse* magnetostatic coupling of the outer FM NiFe layers through *out-of-plane* stray fields that naturally emerge at coercivity. These *out-of-plane* stray fields 'pierce' the SC Nb interlayer and suppress its properties [31-33]. Moreover, detailed experiments on the longitudinal and the transverse magnetization of NiFe/Nb/NiFe TLs revealed that though the NiFe layers have *in-plane* anisotropy a significant part of their magnetization rotates *out-of-plane* at the coercive field, H_c . Hence, the SC interlayer behaves diamagnetically not in respect to the externally applied magnetic field but in respect to a new transverse magnetic field that emerges due to the magnetostatic coupling of the outer FM layers, [32]. The experimental data of [31-33] recommended adequate evidence towards the establishment of the stray-fields scenario. Relevant experiments on the

longitudinal and transverse magnetization of NiFe/Nb/NiFe TLs were also reported by S. Oh and colleagues [34,35] and offered a clear confirmation of the stray-fields scenario. They studied NiFe/Nb/NiFe bridges and documented that the observed effects depend on the orientation between the magnetization easy axis and applied current (defined by the bridge orientation). The importance of stray fields on the sMRE was further established by M. van Zalk et al [36] and J. Zhu et al [37] through experiments in $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3/\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ and NiFe/Nb bilayers and TLs, respectively.

Domain-wall superconductivity (DWS) is another interesting concept met in FM/SC hybrids. DWS was introduced long time ago [38] but the interest of the scientific community was recently revived due to technical advancements that enabled the preparation of artificial structures used as model systems for test purposes [38-56]. Basically, the presence of magnetic domains and domain walls in the FM layer can lead to the enhancement of superconductivity. As reported by Rusanov et al. [39] for Nb/Permalloy (Nb/Py) bilayers, the breaking of the Cooper pairs can be significantly suppressed in the regimes of domain walls that form in the Py layer during the switching of the magnetization, leading to the enhancement of superconductivity. Moreover, the interaction between the Cooper pairs in the SC layer and the stray fields originating from domain walls give rise to magnetostatic coupling and to DWS as reported for FM/SC/FM TLs consisting of FM layers with perpendicular magnetic anisotropy Co/Pd and the low T_c SC Nb [40]. In amorphous FM/SC hybrids the stray field of the Bloch walls has been reported to induce weakly pinned vortices that give rise to a flux-flow induced magnetoresistance [41]. In addition, Stamopoulos et al. [42-44] studied hybrids constructed of multilayer (ML) $[\text{La}_{0.33}\text{Ca}_{0.67}\text{MnO}_3/\text{La}_{0.60}\text{Ca}_{0.40}\text{MnO}_3]_{15}$ and SC Nb and reported on an effective ferromagnetic coupling between the ML and the adjacent SC. In [43,44] it was shown that superconductivity was enhanced significantly when the ML was in a state of almost zero bulk magnetization where a multidomain configuration was acquired. In these works [42-44] the imposition of the exchange bias mechanism revealed that the SC's magnetic behavior is clearly influenced by the magnetization direction of the FM layer. At the same time, theoretical investigations which take into account both the electromagnetic (of stray fields origin) and exchange (of exchange fields origin) mechanisms, have been put forward [45-48]. A characteristic feature of DWS is that at low external magnetic fields superconductivity nucleates above magnetic domain walls, while as the external magnetic field increases gradually shifts at the center of magnetic domains. Thus, ultimately a reentrance behavior of the upper-critical field line $H_{c2}(T)$ is realized in the regime close to T_c . During the recent years, the reentrance behavior of $H_{c2}(T)$ has been investigated theoretically in great detail and experimentally verified in specific BL and TL hybrids, namely Nb/BaFe₁₂O₁₉, [Co/Pd]₁₀-Nb-[Co/Pd]₁₀ and [Co/Pt]_n-Nb-[Co/Pd]_n, for the cases where the FM constituents hosted *out-of-plane* magnetic domains of large width (> 300 nm), the SC layer was quite thick (>30 nm) and the external magnetic field was, in most cases, normal to the hybrid [40,52-56]. Detailed analysis by Aladyshkin et al. [46,47] showed that the size and the position of the superconducting nucleus depends not only on the magnitude of the external magnetic field but also on the magnetization of the FM layer and on the periodicity of the stripe domain structure. Recently, Iavarone and colleagues [57-59] experimentally confirmed that the superconducting nucleus is related to the orientation and the strength of the stripe domain structure while also on the width of the magnetic domains and the width of the magnetic domain walls. Very recently [60] we reported on FM/SC/FM TLs constituting of elemental materials in which the FM outer layers host narrow magnetic domains below 150 nm and the SC interlayer is very thin (17 nm) when the external magnetic field is *parallel* to the TL; Co and Nb have been chosen in this work to enrich knowledge on DWS under these conditions. In particular in [60] we demonstrated that the strong reentrance of $H_{c2}(T)$ traces the irreversible

magnetization processes of the FM outer layers and relates to the two-dimensional character of the SC interlayer, while we proved that the reentrance of $H_{c2}(T)$ can be enhanced by the matching of the fundamental SC and FM length scales. Since the stray dipolar fields, H_{dip} , that accompany the *out-of-plane* magnetic domains (MDs) and MD walls (MDWs) are responsible for the magnetostatic coupling of the outer FM layers, it was proven that strong magnetostatic coupling of the FM outer layers is accompanied by an intense sMRE in TLs in which the thickness of the SC interlayer, d_{SC} , matches the width of the magnetic domain walls MDWs, D_{MDWs} [60].

Another remarkable phenomenon observed in FM/SC/FM hybrids is the unusual oscillatory dependence of the superconducting critical temperature T_c on the ferromagnetic layer thickness [61-63]. This behavior was predicted in 1991 by Radovic et al. [61] in a microscopic proximity effect model, where π -junction coupling between adjacent superconducting layers was found. Jiang et al. experimentally verified this prediction a few years later in the Gd/Co system [62].

The effective ferromagnetic coupling between the ML and the adjacent SC that at the microscopic level was compatible with theoretical proposals on the formation of spin-triplet superconductivity [64,71]. More recently, a spin-triplet pairing mechanism was experimentally revealed and theoretically analyzed in the asymmetric spin valve system $\text{CoO}_x/\text{Fe}_1/\text{Cu}/\text{Fe}_2/\text{Pb}$ [72].

References

- [1] Buzdin, A. I., Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005)
- [2] Bulaevskii, L. N., Buzdin, A. I., Kulić, M. L., Panjukov, S. V., Adv. Phys. **34**, 175 (1985)
- [3] Bergeret, F. S., Volkov, A. F., Efetov, K. B., Rev. Mod. Phys. **77**, 1321 (2005)
- [4] Izyumov, Y. A., Proshin, Y. N., Khusainov, M. G., Phys. Usp. **45**, 109 (2002)
- [5] De Gennes, P. G., Phys. Lett. **23**, 10-11 (1966)
- [6] Meunier, F., Burger, J. P., Deutscher, G., Van Dalen, P. A., Phys. Lett. **24A**, 722-724 (1967)
- [7] Deutscher, G., Meunier, F., Phys. Rev. Lett. **22**, 395-396 (1969)
- [8] Hauser, J. J., Phys. Rev. Lett. **23**, 374-736 (1969)
- [9] Hauser, J. J., Phys. Rev. B **1**, 3624-3628 (1970)
- [10] Buzdin, A. I., Vedyayev, A. V., Ryzhanova, N. V., Europhys. Lett. **48**, 686-691 (1999)
- [11] Tagirov, L. R., Phys. Rev. Lett. **83**, 2058-2061 (1999)
- [12] Gu, J. Y., You, C. J., Jiang, J. S., Pearson, J., Bazaliy Ya, B., Bader, S. D., Phys. Rev. Lett. **89**, 267001 (2002)
- [13] Potenza, A. and Marrows, C. H., Phys. Rev. B **71**, 180503(R) (2005)
- [14] Moraru, I. C., Pratt, W. P. Jr., Birge, N. O., Phys. Rev. Lett. **96**, 037004 (2006)
- [15] Moraru, I. C., Pratt, W. P. Jr., Birge, N. O., Phys. Rev. B **74**, 220507(R) (2006)
- [16] Peña, V., Sefrioui, Z., Arias, D., Leon, C., Santamaria, J., Martinez, J. L., te Velthuis, S. G. E., Hoffmann, A. Phys. Rev. Lett. **94**, 057002 (2005)
- [17] Rusanov, A. Yu., Habraken, S., Aarts, J., Phys. Rev. B **73**, 060505(R) (2006)
- [18] Takahashi, S., Imamura, H., Maekawa, S., Phys. Rev. Lett. **82**, 3911 (1999)
- [19] Visani, C., Peña, V., Garcia-Barriocanal, J., Arias, D., Sefrioui, Z., Leon, C., Santamaria, J., Nemes, N. M., Garcia-Hernandez, M., Martinez, J. L., te Velthuis, S. G. E., Hoffmann, A., Phys. Rev. B **75**, 054501 (2007)

- [20] Visani, C., Nemes, N. M., Rocci, M., Sefrioui, Z., Leon, C., te Velthuis, S. G. E., Hoffmann, A., Fitzsimmons, M. R., Simon, F., Feher, T., Garcia-Hernandez, M., and Santamaria, J. *Phys. Rev. B* **81**, 094512 (2010)
- [21] Nemes, N. M., Visani, C., Leon, C., Garsia-Hernandez, M., Simon, F., Feher, T., te Velthuis, S. G. E., Hoffmann, A., Santamaria, J., *Appl. Phys. Lett.* **97**, 032501 (2010)
- [22] M. J. M. de Jong and C.W. J. Beenakker, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1657 (1995)
- [23] R. J. Soulen *et al.*, *Science* **282**, 85 (1998)
- [24] D. Beckmann, H. B. Weber, and H. v. Löhneysen, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 197003 (2004)
- [25] C. A. R. Sa´ de Melo, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1933 (1997)
- [26] Z. Sefrioui *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 4568 (2002)
- [27] Z. Sefrioui *et al.*, *Phys. Rev. B* **67**, 214511 (2003)
- [28] Steiner, R., Ziemann, P., *Phys. Rev. B* **74**, 094504 (2006)
- [29] Singh, A., Sürgers, C., Löhneysen, H. V., *Phys. Rev. B* **75**, 024513 (2007)
- [30] Sürgers, C., Singh, A., Stokmaier, M., Goll, G., Pérez-Willard, F., Löhneysen, H. V., *Int. J. Mat. Res.* **101**, 164-174 (2010)
- [31] Stamopoulos, D., Manios, E., Pissas, M., *Phys. Rev. B* **75**, 184504 (2007)
- [32] Stamopoulos, D. Manios, E., Pissas, M., *Supercond. Sci. Technol.* **20**, 1502 (2007)
- [33] Stamopoulos, D., Manios, E., Pissas, M., Exchange Biased and Plain Superconducting Ferromagnetic Layered Hybrids. Nova Science Publishers, New York (2009)
- [34] Hwang, T. J., Kim, D. H., Oh, S., *IEEE Trans. Magn.* **46**, 235-238 (2010)
- [35] Hwang, T. J., Oh, S., Kim, D. H. *IEEE Trans. Magn.* **45**, 4899-4902 (2009)
- [36] van Zalk, M., Veldhorst, M., Brinkman, A., Aarts, J., Hilgenkamp, H., *Phys. Rev. B* **79**, 134509 (2009)
- [37] Zhu, J., Cheng, X., Boone, C., Krivorotov, I. N., *Phys. Rev. Lett.* **103**, 027004 (2009);
- [38] Buzdin, A. I., Bulaevskii, L. N., Panyukov, S. V., *Sov. Phys. JETP* **60**, 174 (1984)
- [39] Rusanov, A. Yu., Hesselberth, M., Aarts, J., Buzdin, A. I., *Phys. Rev. Lett.* **93**, 057002 (2004)
- [40] Gillijns, W., Aladyshkin, A. Yu., Lange, M., Van Bael, M. J., Moshchalkov, V. V., *Phys. Rev. Lett* **93**, 227003 (2006)
- [41] Bell, C., Turucu, S., Aarts, J., *Phys. Rev. B* **74**, 214520 (2006)
- [42] Stamopoulos, D., Moutis, N., Pissas, M., Niarchos, D., *Phys. Rev. B* **72**, 212514 (2005)
- [43] Stamopoulos, D., Pissas, M., *Phys. Rev. B* **73**, 132502 (2006)
- [44] Stamopoulos, D., *Supercond. Sci. Technol.* **19**, 652 (2006)
- [45] Buzdin, A. I., Mel'nikov, A. S., *Phys. Rev. B* **67**, 020503(R) (2003)
- [46] Aladyshkin, A. Yu., Buzdin, A. I., Fraerman, A. A., Mel'nikov, A. S., Ryzhov, D. A., Sokolov, A. V., *Phys. Rev. B* **68**, 184508 (2003)
- [47] Aladyshkin, A. Yu., Moshchalkov, V. V., *Phys. Rev. B* **74**, 064503 (2006)
- [48] Houzet, M., Buzdin, A. I., *Phys. Rev. B* **74**, 214507 (2006)
- [49] Champel, T., Eschrig, M., *Phys. Rev. B* **71**, 187003(R) (2005) ; Champel, T., Eschrig, M., *Phys. Rev. B* **72**, 054523 (2005)
- [50] Lofwander, T., Champel, T., Eschrig, M., *Phys. Rev. B* **75**, 014512 (2007)
- [51] Maleki, M. A., Zareyan, M., *Phys. Rev. B* **74**, 144512 (2006)
- [52] Yang, Z., Lange, M., Volodin, A., Szymczak, R., Moshchalkov, V. V., *Nat. Mater.* **3**, 793 (2004)
- [53] Yang, Z., Vervaeke, K., Moshchalkov, V. V., Szymczak R., *Phys. Rev. B* **73**, 224509 (2006)
- [54] Zhu, L. Y., Chen, T. Y., Chien, C. L., *Phys. Rev. Lett.* **101**, 017004 (2008)

- [55] Zhu, L. Y., Cieplak, M. Z., Chien, C. L., Phys. Rev. B **82**, 060503(R) (2010)
- [56] Yang, Z., Fritzsche, J., Moshchalkov, V. V., Appl. Phys. Lett. **98**, 012505 (2011)
- [57] Karapetrov, G., Belkin, A., Iavarone, M., Fedor, J., Novosad, V., Milosevic, M. V., Peeters, F. M. J., Supercond. Nov. Magn. **24**, 905 (2011); Karapetrov, G., Milošević, M.V., Iavarone, M., Fedor, J., Belkin, A., Novosad, V., Peeters, F.M, Phys. Rev. B **80**, 180506R (2009)
- [58] Iavarone, M., Moore, S.A., Fedor, J., Ciocys, S.T., Karapetrov, G., Pearson, J., Novosad, V., Bader, S.D., Nat. Commun. **5**, 4766 doi: 10.1038/ncomms5766 (2014)
- [59] Iavarone, M., Moore, S. A., Fedor, J., Novosad, V., Pearson, J. A., Karapetrov, G. J., Supercond. Nov. Magn. **28**, 1107 (2015)
- [60] Stamopoulos, D., Aristomenopoulou, E., J. Appl. Phys. **116**, 233908 (2014)
- [61] Radović, Z., Ledvij, M., Dobrosavljević-Grujić, L., Buzdin, A. I., Clem, J. R., Phys. Rev. B **44**, 759 (1991)
- [62] Jiang, J. S., Davidović, D., Reich, D. H., Chien, C. L., Phys. Rev. Lett. **74**, 314 (1995)
- [63] Kharitonov, M. Yu., Volkov, A. F., Efetov, K. B.: Oscillations of induced magnetization in superconductor-ferromagnet heterostructures. Phys. Rev. B **73**, 054511 (2006)
- [64] Lfwander, T., Champel, T., Durst, J., Eschrig, M., Phys. Rev. Lett. **95**, 187003 (2005)
- [65] Volkov, A. F., Bergeret, F. S., Efetov, K. B., Phys. Rev. Lett. **90**, 117006 (2003)
- [66] Bergeret, F. S., Volkov, A. F., Efetov, K. B., Phys. Rev. Lett. **86**, 4096 (2001)
- [67] Bergeret, F. S., Volkov, A. F., Efetov, K. B., Phys. Rev. B **69**, 174504 (2004)
- [68] Eschrig, M., Kopu, J., Cuevas, J. C., Schön, G., Phys. Rev. Lett. **90**, 137003 (2003)
- [69] Eschrig, M., L'ofwander, T., Champel, T., Cuevas, J. C., Kopu, J., Schön, G., J. Low Temp. Phys. **147**, 457 (2007)
- [70] Fominov, Ya. V., Volkov, A. F., Efetov, K. B., Phys. Rev. B **75**, 104509 (2007)
- [71] Efetov, K. B., Garifullin, I. A., Volkov, A. F., Westerholt, K., Preprint cond-mat/0610708 (2006)
- [72] Leksin, P. V., Garifyanov, N. N., Garifullin, I. A., Fominov, Ya. V., Schumann, J., Krupskaya, Y., Kataev, V., Schmidt, O. G., Buchner, B., Phys. Rev. Lett. **109**, 057005 (2012)

Chapter 3

Experimental Techniques and Micromagnetic Simulations

In this chapter an overview of the experimental techniques used in this work is provided. The deposition technique used to prepare the nanostructures studied in this thesis is the magnetron sputtering. The basic principles of the magnetron sputtering and details regarding the preparation protocols are presented. Thereafter the basic principles of the X-Ray Diffraction (XRD) are presented, that was used for the structural characterization of our samples. Then a brief report on the operation of the Atomic Force Microscopy (AFM) and Rutherford Backscattering Spectroscopy (RBS) is provided. Both AFM and RBS techniques provided important information about the morphology, i.e. quality, of surfaces/interfaces of our specimens. The investigation of the magnetic and transport characteristics of all the samples of this thesis was performed by means of the Superconducting Quantum Interference Device (SQUID) magnetometer. Thus, the operation principle of the SQUID magnetometer is discussed and the main parts of the SQUID unit are presented. Right after, a brief review on the Magnetic Force Microscopy (MFM) technique is provided, since MFM measurements were performed to representative samples for the investigation of the magnetization distribution as relation to the film thickness. Finally, we present the Object Oriented MicroMagnetic Framework (OOMMF) freeware. Micromagnetic simulations by means of OOMMF provided important information regarding the micromagnetic characteristics of Co thin films.

3.1 Sample Preparation

i. Magnetron Sputtering (dc-rf)

The magnetron sputtering deposition is a widely used technique for thin films preparation. The samples of this Thesis were sputtered by means of a typical Edwards 306A unit [Edwards, Sanborn, NY, USA] of INN, NCSR ‘Demokritos’ shown in Figure 3.1.



Figure 3.1: Photo of the Edwards 306A sputtering unit installed at INN, NCSR ‘Demokritos’.

Firstly, a brief description of the sputtering unit is provided. In Figure 3.2 (a) a schematic illustration of the sputtering device is presented. The sputtering device consists of the sputtering chamber, a turbo molecular pump and a mechanical pump. Two pressure gauges are mounted to the deposition chamber (the first gauge measures pressures down to $7.5 \text{ Torr} \cdot 10^{-5} \text{ Torr}$ and the second gauge measures

pressures lower than 10^{-5} Torr), while two magnetron guns are available (Figure 3.2 (b)). Focusing on the magnetron guns they are both equipped with a certain configuration of permanent magnets (Figure 3.2 (c)). One of the guns is biased with a DC power supply and the other one with an RF power supply for the sputtering of conductive and insulating materials, respectively [1]. The material to be sputtered (target) is mounted on the magnetron gun while the substrates are placed on top of the chamber cap and are carefully centered above the gun (Figure 3.2 (b)). The magnetron gun is held at negative bias voltage and serves as negative electrode, cathode, while the chamber cup is grounded thus serving as the positive electrode, anode (Figure 3.2 (b)). The side surface of the sputtering chamber is also grounded while between the side surface and the top and bottom caps of the chamber a rubber ring is interposed that facilitates their good contact requested for vacuum acquisition. The turbo-molecular pump, both magnetron guns and the chamber cap are connected to a water cooling circuit.

Secondly, a brief description of the basic principle of magnetron sputtering is provided. At first, the mechanical pump is activated until the pressure of the chamber reaches the order of 0.1 Torr. At that pressure value the turbo-molecular pump is activated and the pressure inside the chamber is gradually reduced. The system is pumped for approximately 18-20 hours until an adequate base pressure (P_{BP}) on the order of 10^{-7} Torr is achieved. Right after, a chemical inactive and neutral Argon gas of high purity (of order 99.999%) is introduced into the sputtering chamber at low pressure (order of mT).

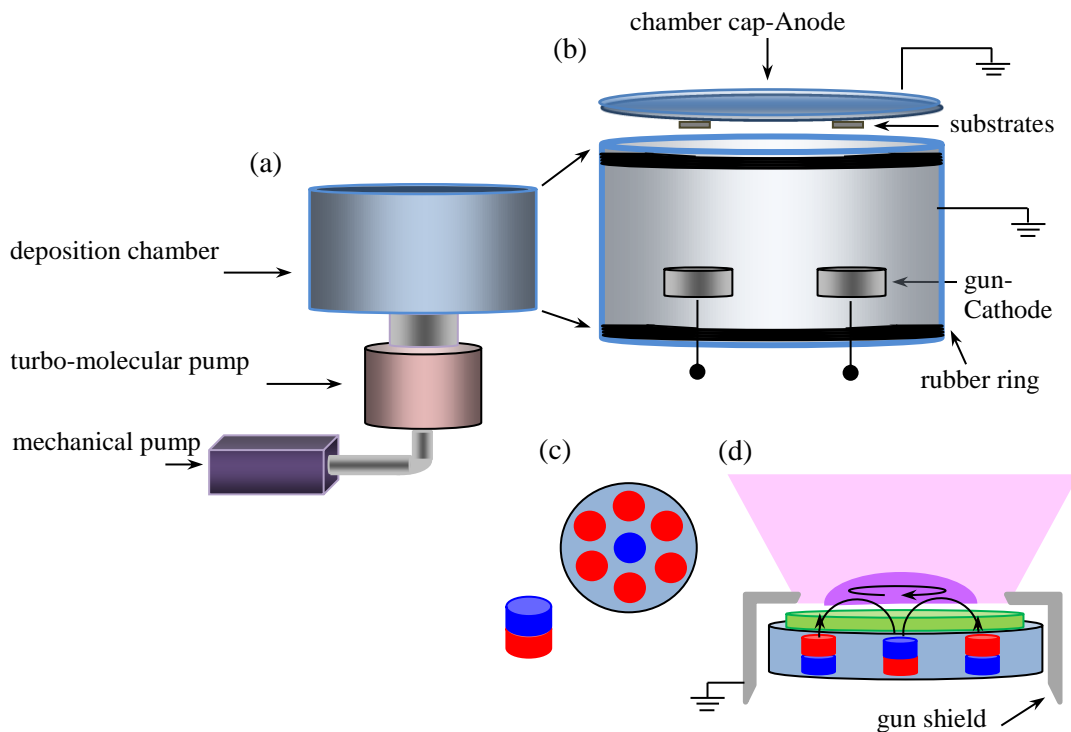


Figure 3.2: Schematic illustration of (a),(b) the magnetron sputtering device and (c),(d) the sputtering gun.

The key process of the magnetron sputtering is the creation of the plasma, that is a conducting medium consisting of neutral gas atoms (Ar) and equal numbers of positive ions (Ar^+) and free electrons (e^-). Under the right conditions, that is a) the adequate voltage across the electrodes and b) the appropriate gas pressure, the gas will breakdown into a plasma discharge (Figure 3.2 (d)). In this discharge, the potential of the plasma is spatially uniform, and actually just slightly higher than the anode potential. The positive ions are accelerated rapidly across the sheath and strike the cathode dislodging/sputtering the

atoms of the target. The sputtered target atoms are free to travel through the plasma as a vapor and strike the surface of the substrate, where they condense and form the deposited film. As part of the collision between the ionized gas atoms (Ar^+) and the target occasional electrons, known as secondary electrons, are emitted from the surface of the target. These electrons are accelerated back across the sheath and gain significant energy. More specifically, the secondary electrons are trapped in a region close to the cathode and move under the influence of the magnetic field from the magnet system of the gun (electrons' spiral track around the magnetic field lines) and the electrical field from the target in a circle above the target (Figure 3.2 (d)). Eventually they lose their kinetic energy due to collisions with gas atoms (ionization) or with other electrons (electron heating), which results to extremely dense plasma. An alternative sputtering deposition is the reactive sputtering. In that case a reactive gas, such as O_2 , is introduced inside the chamber to create the plasma. The sputtered atoms of the target react with the elements of the gas forming a combined, oxidized in the case of O_2 gas, film. More information about the magnetron sputtering technique could be found in [1-3].

ii. Experimental conditions-Homemade cryotrap of liquid nitrogen

All samples studied in this Thesis are thin films with the form of (CoO-)Co/Nb/Co or Co/Nb/Co TLs, Co/Nb or Nb/Co BLs and Co or Nb SLs and were sputtered by means of a typical Edwards 306A unit [Edwards, Sanborn, NY, USA] on substrates of Si [001] [Montco Silicon Technologies, WRS Materials, CA, USA] and [Siegert Wafer GmbH, Aachen, Germany]. The depositions of Co and Nb were performed under an Ar environment (99.999% pure) of 3 mTorr pressure. Regarding the CoO underlayer, that was selectively used, it was deposited with reactive sputtering (using a specific Co target) under an O_2 environment of 3.8 mTorr pressure. Both Nb and Co targets [Materion, OH, USA] and [Yixing Kexing Alloy Material Co., LTD, Jiangsu, China] were of high quality (99.90-99.98%).

After performing quite extended exploratory experiments with the Edwards 306A sputtering unit, we concluded that in order to prepare high quality thin films three basic parameters should be satisfied. Firstly, *the sputtering chamber should be free of alternative contaminants from previous depositions*. Therefore, before starting a new samples series the inner side of the chamber was coated with ultra high vacuum aluminum foil [All Foils Inc., Strongsville, OH, USA]. In addition, we performed dummy Nb pre-sputterings with the gun's shutters open and without substrates for extended duration (2-3 hours) for approximately 3-4 days. These dummy pre-sputterings decrease the concentration of the residual oxygen in the chamber since Nb acts an oxygen getter and improves the vacuum of the chamber. With this procedure the chamber, the top cap, the gun shield, and the gun's shutters were sputtered with Nb and hence a 'clear' or in other words a 'dirty with Nb' environment was preserved. Secondly, *an adequate low pressure should be reached before proceeding to the final deposition*. Here, the pressure of the chamber before the deposition of the desired material is called post-deposition pressure, $P_{\text{post-dep}}$. In order to achieve an adequate low $P_{\text{post-dep}}$ we performed: a) extended pumping (approximately 18-20 hours), b) long time pre-sputtering (approximately 3 hours) with Nb for the reasons described above and c) cooling of the chamber with a homemade cryotrap (parameters b) and c) will be discussed in detail in the following paragraph). Thirdly, *high quality targets should be used with quite flat surfaces*. Finally, we should stress that in all cases no magnetic field or temperature was applied on the substrates during depositions. However, the samples could not be shielded from the residual magnetic fields (of the order 10-15 Oe) existing in the chamber of our sputtering unit due to the magnets of the guns.

Focusing on the deposition of Nb layers, a strict protocol was performed to achieve Nb thin films with ultra-high quality. We stress that the deposition of extremely thin Nb films with thicknesses $d_{\text{Nb}}=3-4$

nm is quite demanding since Nb is vulnerable in oxidation. Therefore, of major importance was the elimination of the residual oxygen in the sputtering chamber. For this reason we performed a 3 hour pre-sputtering with Nb, during which the gun's shutters were closed, utilizing Nb's ability to react with oxygen. The 3 hour pre-sputtering with Nb improved the vacuum of the chamber. For example, when the base pressure obtained after 20 hours of pumping was $P_{BP}=9 \cdot 10^{-7}$ Torr the pressure after the 3 hour Nb pre-sputtering was improved at $P_{post-dep}=2 \cdot 10^{-7}$ Torr. Moreover, in order to further improve the post-deposition pressure we performed cooling of the sputtering chamber with a homemade cryotrap of liquid nitrogen during the 3 hour pre-sputtering with Nb. In the rest of this paragraph we will refer to this procedure as the cryotrapping protocol. The cryotrap was implemented by a copper tube wrapped outside the sputtering chamber through which liquid nitrogen of temperature 77 K was flowed, as presented in Figure 3.3 (a). Once the liquid nitrogen flowed inside the copper tube, dense atmosphere in the form of ice appeared on the outer wall of the chamber indicating the extremely high temperature difference with the environment (Figures 3.3 (b) and (c)). The dense atmosphere in the form of ice also acted as a thermal isolation between the chamber and the environment, which is also important for the improvement of the chamber vacuum. The ice outside the chamber appeared within 30 min after the start of the nitrogen flow in the areas where the copper tube was in contact with the chamber and then it spread quite fast over its whole outer side surface. As already discussed above, rubber rings are interposed between the side surface and the bottom and top caps of the chamber. Thus, during the cryotrapping, great attention was paid to maintain the ice in the center of the outer side surface of the chamber in order to prevent the spread of ice to the edge of the side surface. If the latter occurred, the rubber rings would freeze losing their elasticity resulting to a leak that would destroy the vacuum. For this reason, rectangular flanges of aluminum foil were interpolated between the copper tube and the chamber surface in order to reduce the contact between them and consequently to prevent the spread of ice. Moreover, during the cryotrapping, we constantly wiped the edges of the chamber surface aiming to limit the ice in the center of the side surface. In addition, the most important effect of the cryotrapping protocol was realized in the inner wall of the sputtering chamber. During the cooling with the homemade cryotrap gaseous and vapors inside the sputtering chamber were trapped on the inner wall of the chamber that was adequately cool. To further clarify this fact, one can consider that when molecules impinge to a very cold surface they lose almost all their kinetic energy and hence they are trapped on it. Consequently, the cryotrapping protocol resulted to a significant improvement of the chamber vacuum. It was found that after the 3 hour pre-sputtering and simultaneous cooling the pressure of the chamber was improved by an order of magnitude (the post-deposition pressure ultimately enters the range of 10^{-8} Torr in our sputtering unit). For example, the base pressure obtained after 20 hours of pumping was $P_{BP}=8.5 \cdot 10^{-7}$ Torr, while the pressure after the cryotrapping protocol was significantly decreased to $P_{post-dep}=5-6 \cdot 10^{-8}$ Torr. Finally, all Nb layers were sputtered using the DC-sputtering gun at 46 W with the cryotrapping protocol and their thickness was varied between $d_{Nb}=4$ nm-100 nm.

Referring to Co outer layers they were RF-sputtered, since the DC-sputtering gun was occupied by the Nb target, at 30 W (thickness ranged from 10nm to 200 nm) when a base pressure of order 10^{-7} Torr was achieved upon adequate pumping.

Finally, the CoO underlayers that were selectively employed in CoO-Co/Nb/Co TLs were RF-sputtered reactively at 30 W (thickness ranged from 2 to 10 nm) from a specific Co target dedicated to reactive sputtering in O_2 environment.

We should stress that right after the preparation the samples were stored in evacuated chambers further supported with silica gel to prevent humidity concentration on the top surface.



Figure 3.3: Photos of a magnetron sputtering equipped with the homemade cryotrap obtained (a) before and (b),(c) during the cooling procedure.

3.2 Structural characterization

i. X-Ray Diffraction-XRD

X-ray diffraction (XRD) is a basic technique for the crystallographic characterization of bulk materials, thin films and powders. The XRD measurements presented in this Thesis were performed by means of a typical Siemens-D500 diffractometer equipped with a Cu anode and settled in θ - 2θ geometry, also known as Bragg-Brentano geometry, of INN, NCSR ‘Demokritos’.

At first a brief description of the basic principles of the XRD is provided. X-ray diffraction is a non-destructive ex-situ analysis technique that is very sensitive to the crystal parameters of the sample, since the X-ray wavelength is in the order of the interatomic distance. It is known that non-amorphous materials are built/organized as regular three-dimensional structures of repeating planes of atoms that form a crystal lattice. When a focused X-ray beam interacts with the atomic planes of the sample it is partially diffracted while also transmitted in the initial direction, absorbed by the sample or scattered. The X-ray diffraction from the atomic planes satisfies the Bragg’s law and gives information of the crystalline structure of the samples (Figure 3.4). Bragg’s law is expressed with the equation $n\lambda=2d \sin\theta$, where the integer n is the order of the diffracted beam, λ is the wavelength of the incident X-ray beam, d is the distance between adjacent planes of atoms (d -spacing), and θ is the angle between the direction of the incident X-ray beam with the sample plane called incidence angle. When the incidence angle θ is varied, diffraction peaks of various intensities appear at the angular positions where the Bragg law is satisfied and the diffraction pattern of the sample is revealed. The diffraction pattern consists of peaks that appear in certain angles and is the ‘structural identity’ of the sample. When the diffraction pattern is compared with the reference powder diffraction database ICDD (International Centre for Diffraction Data) the peaks are

assigned to the constituent materials of the sample and compounds of them or different phases of the composition existing in the sample. More information about the XRD technique could be found in [4].

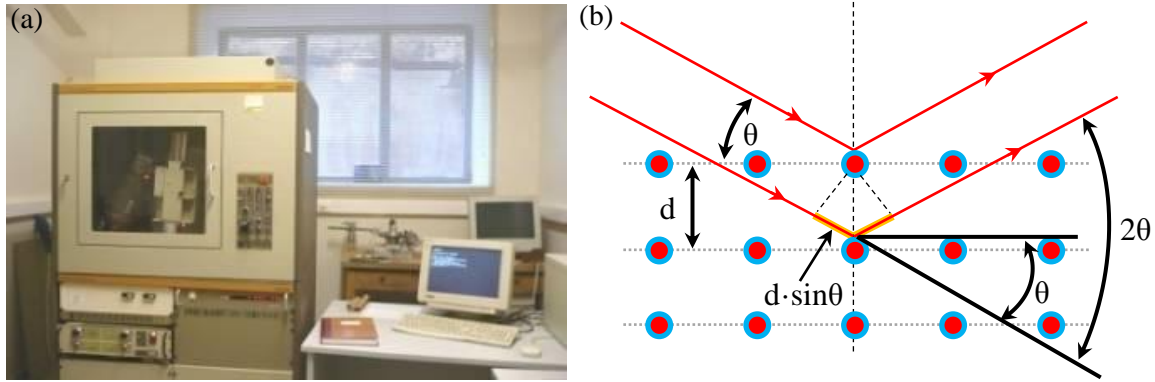


Figure 3.4: (a) Photo of the X-ray diffractometer installed at the INN, NCSR ‘Demokritos’. (b) Schematic illustration of the Bragg diffraction. Two beams with identical wavelength and phase approach a crystalline solid and are scattered off two different atoms within it. The lower beam traverses an extra length of $2d \sin \theta$. Constructive interference occurs when this length is equal to an integer multiple of the wavelength of the radiation.

We stress that all specimens were analyzed using Cu-K α monochromatic beam with an average wavelength $\lambda_a = 1.5425 \text{ \AA}$ ($\lambda_{a1} = 1.5406 \text{ \AA}$ and $\lambda_{a2} = 1.5444 \text{ \AA}$) in the standard Bragg-Brentano geometry in Siemens-D500 diffractometer with the voltage and the current of the x-ray tube equal to 40 kV and 35 mA, respectively. X-ray diffraction patterns were collected in the 2θ angle range between 10° to 90° with step size of 0.03° and time per step of 9 s. Given the fact that in some cases a) small variations on the TLs’ surface area and b) a possible error during the sample preparation process (i.e. during the placement of the sample onto the XRD sample holder) could be incurred, we further normalized the XRD patterns, $Int_{nor} = Int / Int_{max}$, for the sake of comparison. Furthermore, the XRD patterns have been multiplied with proper factors for the sake of presentation.

3.3 Morphological characterization

i. Atomic Force Microscopy-AFM

Atomic Force Microscopy (AFM) is a valuable technique for the investigation of the surface morphology of thin films. In the frame of this Thesis AFM experiments were performed by means of a scanning probe microscope Solver PRO [NT-MDT Co, Moscow, Russia] having a $100 \times 100 \times 5 \text{ \mu m}^3$ xyz-scanner hosted on an active vibration isolation table MOD-1M Plus [Halcyonics GmbH, Goettingen, Germany], installed in INN, NCSR ‘Demokritos’ as shown in Figure 3.5 (a).

The AFM operates by scanning across the surface of the sample a very sharp tip of nanometer radius attached to the end of a cantilever mounted at the edge of a Si macroscopic chip. In Figure 3.5 (b) a schematic illustration of the AFM device is presented. The scanning progress is realized on the xy-plane in the so-called ‘raster pattern’ [5]. The z position, that is the distance of the sharp tip from the surface of a sample, can be controlled with great accuracy by means of a piezoelectric stage on which the complete probe is mounted. As the sharp tip oscillates near the sample’s surface it interacts with the

atoms/molecules of the sample's surface in atomic scale. This interaction is mainly dominated by van der Waals forces that could be either attractive or repulsive depending on the z-position, which is roughly influenced by a) the surface topography and b) on the tip/surface properties. As a result of the tip-surface interaction, a deflection of the cantilever or a change in the cantilever's oscillating frequency or amplitude is observed, depending on the operational scanning mode of the AFM discussed in the following paragraph. Any of these reactions of the tip can be detected by an optical system consisting of a laser beam which is reflected from the cantilever's back side and traced from a four-quadrant diode detector (Figure 3.5 (b)). Therefore, the topography of the sample surface can be surveyed with accuracy at the nanometer level as the sharp tip scans the sample surface at a specific line frequency in a 'raster pattern' [5].

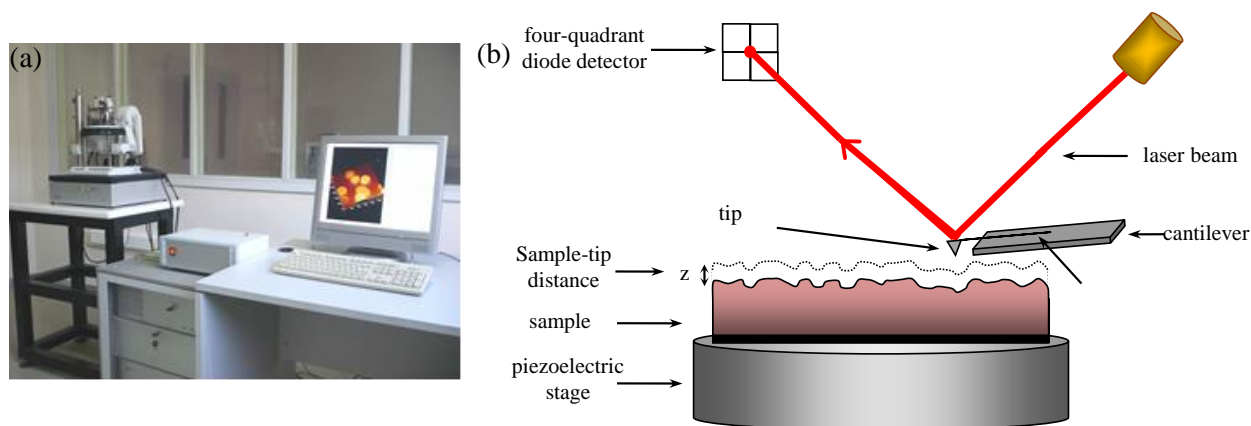


Figure 3.5: (a) Photo of the AFM installed at INN, NCSR 'Demokritos' and (b) schematic illustration of the AFM technique.

The AFM operation can be classified in two basic modes, static and dynamic. Specifically, while scanning the cantilever can be (i) static; the tip is in continuous contact with the sample surface and (ii) oscillating; the tip is in (ii.a) instantaneous semi-contact with the sample surface at the lowest position of the oscillation cycle or (ii.b) non-contact with the sample surface during the complete oscillation cycle. In dynamic modes (ii.a) and (ii.b) the cantilever is forced to oscillate at its resonance frequency around an equilibrium z-position above the sample surface, with appropriate amplitude of a few tens of nanometers. The external sinusoidal driving force of appropriate amplitude and frequency is produced by a piezoelectric base on which the complete probe is mounted [6,7]. Focusing on the semi-contact mode used in the frame of this Thesis, after the tip-sample engagement ('landing' of the tip onto the sample surface), the oscillation characteristics of the cantilever, that is amplitude and phase, are the signals of interest that are recorded during scanning the sample surface [6,7]. Subsequently, each one of these two signals can be used as a feedback parameter to control the process. More details can be found in [8-12].

The AFM experiments of this Thesis were performed at the semi-contact scanning mode with NCHR probes that end to silicon nitride tips [Nano and More GmbH, Wetzlar, Germany] having the nominal parameters, tip radius below 12 nm, spring constant=42 Nm⁻¹ and resonance frequency=320 kHz. The optimum imaging results are obtained when the scanning parameters ranged within: line frequency=1.5-2.5 Hz, area=0.5x0.5-30x30 μm² and lines per image=256-512.

ii. Rutherford Backscattering Spectroscopy-RBS

Rutherford back scattering spectroscopy data were obtained at the 5.5 MV Tandem Accelerator Laboratory of Institute of Nuclear Physics, NCSR ‘Demokritos’, using a 20 MeV ^{16}O beam. The beam current was kept constant (10 nA) during all irradiations. The backscattered particles were detected at a scattering angle of 170 degrees with respect to the beam axis with a silicon surface barrier detector of 1000 μm thickness covering a solid angle of 1.25 msr. The whole setup was housed in a C. Evans & Assoc. scattering chamber equipped with a computer-controlled precision goniometer. The chamber was kept under vacuum (10^{-7} mTorr) with the aid of two turbo pumps. The accumulated spectra were simulated using the SIMNRA software package [13].

3.4 Magnetic and Transport characterization

i. Superconducting Quantum Interference Device-SQUID magnetometer

The magnetic and transport properties of the Co/Nb/Co TLs were measured by means of the standard superconducting quantum interference device (SQUID) magnetometer MPMS 5.5 T unit [Quantum Design, San Diego, CA, USA] of INN, NCSR ‘Demokritos’ (Figure 3.7 (a)). Below a brief description of the main parts and the operation principle of the SQUID magnetometer are provided. More details can be found in [14-17].

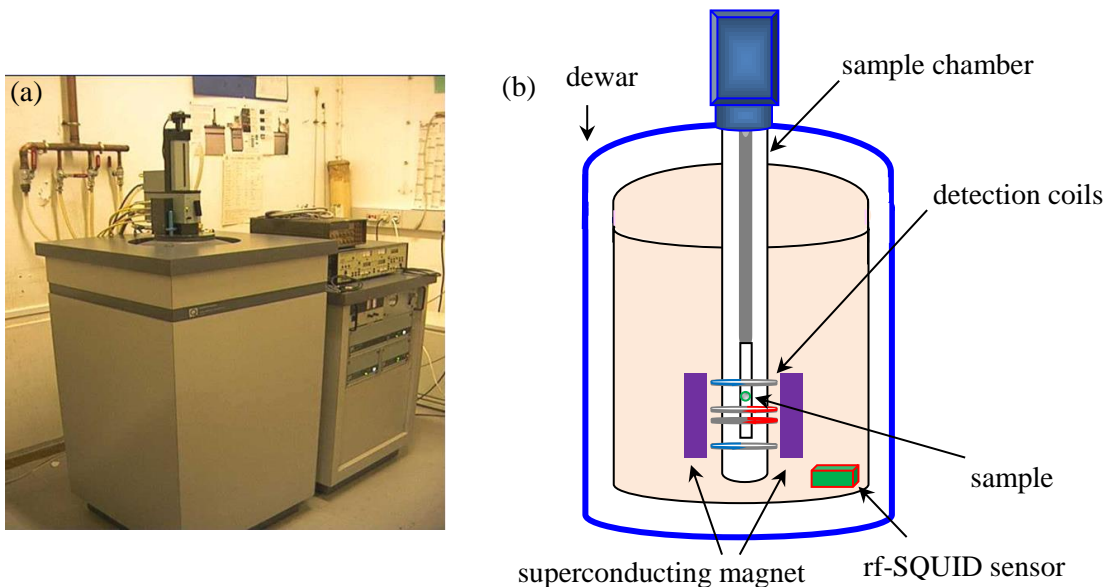


Figure 3.7: (a) Photo of the SQUID magnetometer MPMS 5.5 T unit of INN, NCSR ‘Demokritos’. (b) A schematic illustration of SQUID magnetometer is presented. The dewar, the sample chamber, the superconducting magnet, the detection coils and the rf-SQUID sensor are shown. The sample is mounted on the rod and moves vertically through the coils.

The SQUID magnetometer mainly consists of the sample chamber, the superconducting magnet, the SQUID sensor and the superconducting detection coils that are presented in the schematic illustration of Figure 3.7 (b). A dewar that is vacuum shielded and filled with liquid helium (we note that the temperature of liquid helium is 4.2 K at 1 atm) encloses all the SQUID parts and ensures a low

temperature environment so that the superconducting magnet and the superconducting detection coils are constantly kept in the superconducting state while at the same time it provides the opportunity of low temperature measurements by cooling the sample's space. The sample chamber is always under vacuum (provided by a mechanical pump) and is equipped with a high accuracy temperature controller system with operation range 1.8-400 K. The superconducting magnet is outside the sample chamber (so as thermal isolation is achieved) and applies a DC magnetic field to the sample up to 5.5 T. The sample is adapted inside a plastic straw that is mounted to the end of a metallic rod and is inserted inside the sample chamber. After performing a centering procedure, the sample is placed at the center of the superconducting magnet so that the uniformity of the applied magnetic field is ensured. In the following paragraphs the SQUID sensor and the superconducting detection coils are described in detail since they are of great importance for the operation principle of SQUID magnetometer.

The SQUID sensor converts the magnetic flux into voltage with very high resolution. In general, there are two types of SQUID sensors the dc-SQUID, consisting of two Josephson junctions connected in parallel and the rf-SQUID, consisting of a single Josephson junction. Below we will focus in rf-SQUID sensor since the SQUID magnetometer of INN is equipped with such type. The basic element of an rf-SQUID sensor is a superconducting ring containing a weak Josephson junction. Around the Josephson junction area the superconducting properties of the ring are degraded while its size is comparable to the superconductor's correlation length. Based on the Josephson phenomenon, the supercurrent that flows through the ring with the weak junction can be modulated by an external magnetic flux enclosed to the ring's surface. The external magnetic flux is generated by a magnetic coil inserted in the center of the ring. The changes of the supercurrent due to the external magnetic flux resembles to an interference image, with a period equal to the quantum flux, $\Phi_0 = 2.0 \cdot 10^{-7}$ Gauss cm^2 . As a consequence, if the ring has sufficiently small size even small changes of the magnetic induction can be detected. If we consider that magnetic induction is given by the equation $B = 0.1 \Phi_0 / S$, where Φ_0 is the quantum flux and S is the surface of the ring, we can find that for a considerable small ring surface such as $S = 1 \text{ mm}^2$ the magnetic induction is approximately $B \approx 0.1 \text{ nT}$. Furthermore, since the magnetic measurements are conducted inside an external magnetic field, the SQUID sensor is not in direct contact with the sample but located in a magnetic shield some distance below the magnet and detection coils (Figure 3.7 (a)). The transfer of the magnetic signal to the SQUID sensor is made by a detection circuit also called input circuit. The magnetic flux of the sample is detected by the second-order gradiometer configuration described below.

As already mentioned the SQUID sensor measures the local changes in magnetic flux density produced by a magnetic sample as it moves through the superconducting detection coils. The detection coils are located at the center of the superconducting magnet outside the sample chamber, such that the magnetic field stemming from the sample couples inductively to them as the sample moves through them (Figure 3.7 (a)). The detection coils are connected to the input of the SQUID sensor. In this configuration the detection coils are part of the superconducting input circuit of the SQUID so that changes in the magnetic flux in the detection coils, caused by the sample moving through the coils, produce corresponding changes in the current flowing in the superconducting input current, which is detected by the SQUID sensor. The detection coil system is wound from a single piece of superconducting wire in the form of three counterwound coils configured as a second-order (second-derivative) gradiometer. In this geometry, shown in Figure 3.8 (a), the upper coil is a single turn wound clockwise, the center coil comprises two turns wound counterclockwise, and the bottom coil is a single turn wound clockwise. The coils have a 2.02 cm diameter, and the total length of the coil system is 3.04 cm. The second-order gradiometer configuration rejects any noise caused by fluctuations of the large magnetic field of the

superconducting magnet, and also reduces noise from nearby magnetic objects in the surrounding environment.

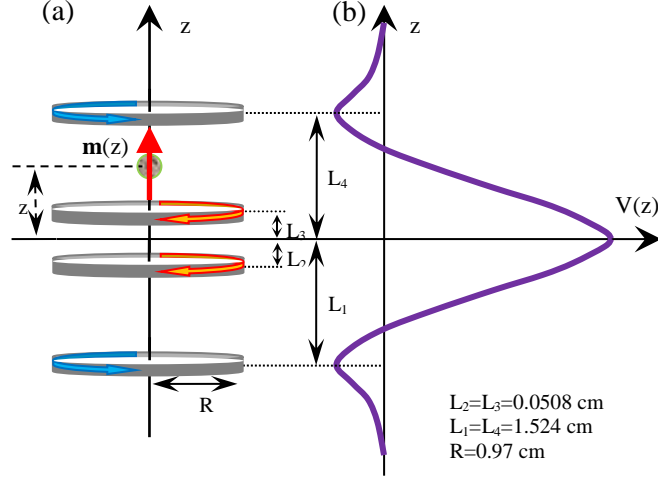


Figure 3.8: (a) A schematic presentation of the superconducting detection coils in the second-derivative configuration is presented. The distance of each coil (L_1, L_2, L_3, L_4) and of the sample (z) from the center of the magnet are also presented. (b) The output voltage of the SQUID electronics as a function of position $V(z)$ as a magnetic point-dipole with the value $m(z)=\text{constant}>0$ as is moved through the second-order detection coils is shown.

Below we will present some basic calculations regarding the changes of the magnetic flux caused by an ideal point-dipole that moves along the axis of a circular coil in order to estimate the changes of the magnetic flux that will be measured from the three counterwound coils configured as a second-order (second-derivative) gradiometer.

The vector potential of a point-dipole is given by:

$$\vec{A}(\mathbf{r}) = \frac{\vec{m} \times \vec{r}}{r^3} \quad (1)$$

The magnetic flux, Φ , that penetrates a circular coil with a radius R due to the presence of a point-dipole with vector potential $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ of expression (1) is given by:

$$\Phi = \int \vec{B} \cdot d\vec{S} = \int (\nabla \times \vec{A}) \cdot d\vec{S} = \oint \vec{A} \cdot d\vec{r} \Leftrightarrow \Phi = \oint \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\vec{m} \times \vec{r}}{r^3} \cdot d\vec{r} \quad (2)$$

Integrating along the circular coil we find

$$\Phi = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{mR^2}{r^4} \int_0^{2\pi} d\phi = \frac{\mu_0}{2} \frac{mR^2}{r^3} \Leftrightarrow \Phi = \frac{\mu_0}{2} \frac{mR^2}{(R^2 + (L-z)^2)^{3/2}}, \quad (3)$$

where L and z are the distances of the center of the circular coil and of the point-dipole from the beginning of the z axis, which is the center of the magnet respectively and m is the magnetic moment of the point-dipole. Generalizing for that case of four circular coils, two clockwise and two counterclockwise, we obtain the total magnetic flux:

$$\Phi(z) = \frac{\mu_0}{2} mR^2 \left(\frac{1}{(R^2 + (L_1 - z)^2)^{3/2}} - \frac{1}{(R^2 + (L_2 - z)^2)^{3/2}} - \frac{1}{(R^2 + (L_3 - z)^2)^{3/2}} + \frac{1}{(R^2 + (L_4 - z)^2)^{3/2}} \right) \quad (4)$$

where the subscript numbers of L correspond to the four circular coils as it is shown in detail in the schematic illustration of Figure 3.7 (b). The SQUID sensor determines the magnetic moment of a sample by measuring the output voltage of the detection system as the sample moves through the coils. Since changes in the output voltage of the SQUID are directly proportional to changes in the total magnetic flux in the SQUID's input circuit, transporting a point-dipole sample along the z -axis of the detection coil system produces the position-dependent output signal, $V(z)$, shown in Figure 3.8 (b). After each scan has been completed, a mathematical algorithm is used to compute the magnetic moment of the sample from the raw $V(z)$ data. The curve shown in Figure 3.8 (b) is the theoretical curve for a sample, which behaves as a simple point-dipole moving along the axis of the detection coil system. For a real sample, the ideal curve will precisely fit the data only when: 1) the sample is positioned on the longitudinal axis of the coil system, 2) the linear dimensions of the sample are much smaller than the characteristic dimensions of the detection coils, 3) the magnetic moment of the sample does not change with position over the entire length of the scan, and 4) the sample is uniformly magnetized over its entire volume. When these conditions are met, the magnetic moment, m , of a sample can be accurately determined using the analysis methods provided with the magnetometer.

Magnetic measurements

The magnetic measurements were obtained by means of the SQUID magnetometer. The applied field was applied either parallel or normal to the samples surface during the magnetic characterization of the samples. The superconducting magnet provides magnetic fields up to 5.5 T with accuracy of order 0.1 mT. Moreover, the SQUID magnetometer is equipped with a high precision temperature control system which varies the temperature between 1.8 K and 400 K with accuracy of the order 0.01 K. Furthermore, given the fact that SQUID reports the magnetic moment in emu (in cgs) in some cases we have divided it by the volume (cm^3) of the film so as to calculate the volume magnetization, M in emu/cm^3 .

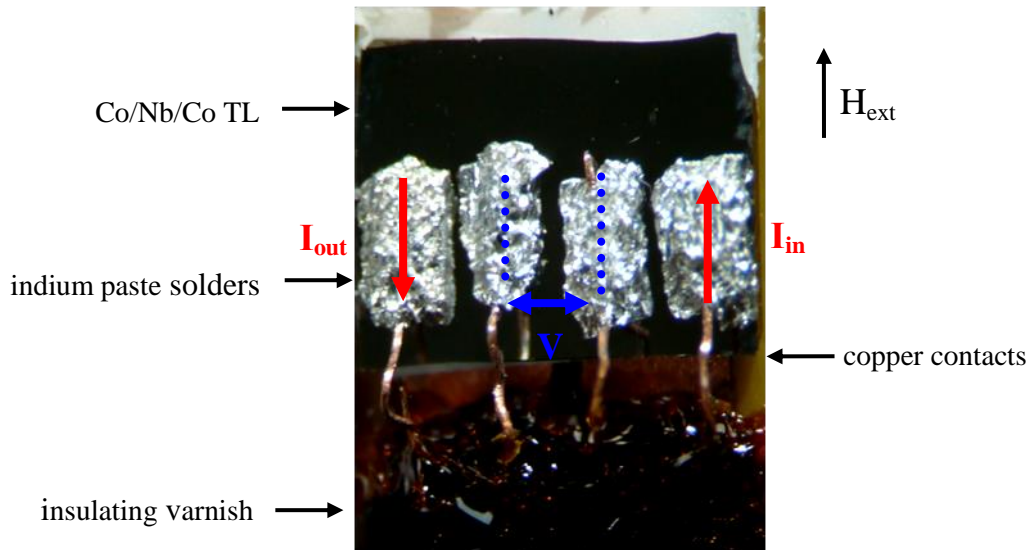


Figure 3.9: Photo of the standard four-point straight configuration of the copper contacts on the surface of a TL. The solders of indium paste on top of the Co/Nb/Co TL, the copper contacts and the insulating

Transport measurements

The transport properties were measured by applying a dc-transport current ($I_{dc}=1.0$ mA, always normal to the magnetic field) with a Keithley 224 Programmable Current Source [Keithley, Cleveland, Ohio, USA] and measuring the voltage with a Hewlett Packard 3457A Multimeter [Hewlett Packard, Palo Alto, CA, USA] in the standard four-point straight configuration. The four contacts of copper (Cu) wires were made directly on the sample surface by mechanical pressing with indium (In) paste solders. Prof. D. Stamopoulos is warmly acknowledged for performing the contacts on the samples. The temperature control and the application of the magnetic fields were achieved in SQUID magnetometer. In all the transport measurements presented in this work the applied field was parallel to the surface of the samples. The zero-field critical temperature, T_c and the upper-critical field line $H_{c2}(T)$ were defined at the onset of the transition that is at $R=R_{ns}$, where R_{ns} is the resistance of the normal state.

ii. Magnetic Force Microscopy-MFM

The Magnetic Force Microscopy (MFM) is a special operation mode of the AFM where a magnetically coated tip is used in order to investigate the magnetic domain structure of the specimen. MFM technique is based on the detection of the magnetostatic interaction between the sample and a ferromagnetic tip. The MFM experiments were obtained in the AFM setup shown in Figure 3.4 using commercial Co coated tips.

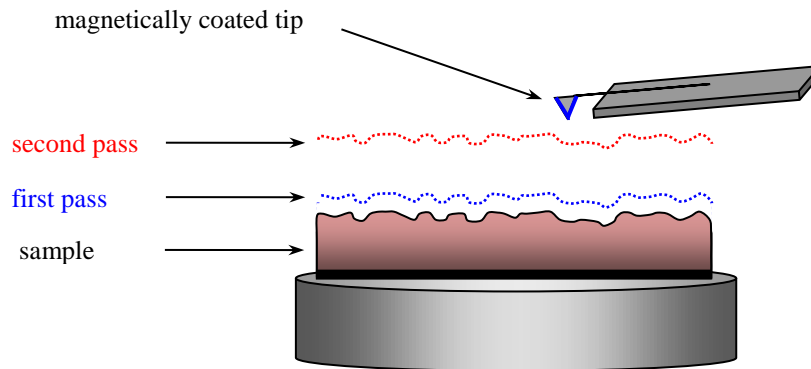


Figure 3.10: Schematic illustration of the two-pass mode MFM technique is presented. In the first pass the topographic-height with the non-contact AFM mode is recorded and in the second pass the magnetic-phase imaging is obtained.

As illustrated in Figure 3.10 a two-pass mode was used for topographic-height (first pass) and magnetic-phase (second pass) imaging. In this mode, the topographic and magnetic data are separated by scanning each line of the so-called ‘raster pattern’ [5] twice, utilizing the fact that topographic interactions, such as van der Waals forces between the sample surface and the tip, are short range while magnetic interactions, such as magnetostatic forces or force gradients between the sample and the magnetic tip, are long range. During the first pass, the topographic image is recorded with the semi-contact mode (as described in detail in paragraph 3.3.i.). During the second pass, that is recorded with the non-contact mode, the tip is lifted at a distance $\Delta z=50-200$ nm so as the short range topographic forces were exceeded and retraced the same line scan, with the feedback loop open, to record the magnetic image (as shown in figure 3.9). More details on the MFM technique can be found in [18-27].

The MFM data presented were acquired using MULTI75M-G [Budget Sensors, Sofia, Bulgaria] cantilevers with hard Co coating. The cantilevers end to silicon tips and have the nominal parameters: tip

radius below 60 nm, force constant=3.0 Nm⁻¹ and resonance frequency=75 kHz. The optimum imaging results are obtained when the scanning parameters ranged within: line frequency=1.5-2.5 Hz, area=2x2-30x30 μm² and lines per image=256-512. The tips were magnetized in a field of 3 kOe with the magnetization along the tip axis prior to the measurements. All MFM measurements were performed at room temperature (T=300 K) and under zero magnetic field. We should stress that the samples were measured in the as-deposited state. No magnetization or demagnetization protocol was performed before the MFM experiments, since we wanted to capture the as-prepared multi domain state of them.

3.5 Object Oriented MicroMagnetic Framework-OOMMF simulation package

In the frame of this PhD research the micromagnetic characteristics of Co thin films was investigated theoretically via micromagnetic simulations performed with the Object Oriented MicroMagnetic Framework-OOMMF software. OOMMF is a micromagnetic simulations package developed by Mike Donahue and Don Porter in the Information Technology Laboratory at the National Institute of Standards and Technology, US [28] and is publicly available. The OOMMF 2-dimensional micromagnetic solver (mmSolve2D) integrates the Landau-Lifshitz equation [28-33]

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \cdot \vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}} - \frac{\gamma \cdot \alpha}{M_{\text{sat}}} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}}) \quad (5)$$

where \vec{M} is the point wise magnetization (A/m), \vec{H}_{eff} is the point wise effective field (A/m), γ is the gyromagnetic ratio (m/(A·s)), and α is the damping coefficient (dimensionless). The effective field is defined as

$$\vec{H}_{\text{eff}} = -\mu_0^{-1} \frac{\partial E}{\partial \vec{M}}. \quad (6)$$

The average energy density E is a function of M specified by Brown's equations [33], including the exchange energy, the Zeeman energy, the magnetostatic stray field energy, and the anisotropy energy. More details for the energy terms that dominate the magnetization behavior of a FM material can be found in Chapter 1.2.i.c.

The micromagnetic problem is impressed upon a regular 2D grid of squares, with 3D magnetization spins that are positioned at the centers of the cells. It should be stressed that the actual size of the grid, usually referred as cell size, should be adequately small when compared to the three lateral sizes of the simulated material. Both, the crystalline anisotropy and the various energy terms are calculated assuming constant magnetization in each cell. Regarding the exchange energy, it is calculated using the eight-neighbor bilinear interpolation described in [34]. Continuing on the magnetostatic stray field energy it is calculated as the convolution of the magnetization against a kernel that describes the cell to cell magnetostatic interaction. In addition, constant magnetization is assumed in each cell [35,36].

The Landau-Lifshitz ODE is integrated using a second order predictor-corrector technique of the Adams type. The right side of (5) at the current and previous step is extrapolated forward in a linear fashion and is integrated across the new time interval to obtain a quadratic prediction for M at the next time step. Moreover, the right side of (5) is evaluated at the predicted M, which is then combined with the value at the current step to produce a linear interpolation of dM/dt across the new interval. This is then

integrated to obtain the final estimate of M at the new step. For a given applied field, the integration continues until a control point is reached suggesting that an equilibrium state is established. More details of the OOMMF software's architecture and the calculation process can be found in [29].

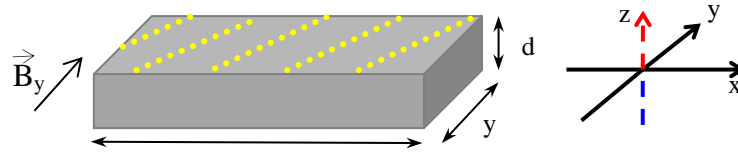


Figure 3.11: Schematic illustration of the simulated rectangular film.

In the frame of this PhD we performed micromagnetic simulations by selecting the appropriate (a) material parameters, (b) simulation conditions and (c) film geometry from the options available on the OOMMF 1.1b2 release without developing new code. In particular, we simulated a rectangular film with constant surface dimensions, $x=2.0 \times 10^{-6}$ m and $y=1.5 \times 10^{-6}$ m, while the thickness was varying from $d=5.0 \times 10^{-9}$ to 100.0×10^{-9} m (see the sketch bellow) and the cell size was 5.0×10^{-9} m. Furthermore, we have used typical magnetic parameters for an hcp cobalt film such as crystalline anisotropy constant $K_1=500 \times 10^3$ J/m³, saturation magnetization $M_s=1400 \times 10^3$ A/m and exchange constant $A=30 \times 10^{-12}$ J/m and have chosen a constant uniaxial anisotropy along z axis. In all cases the magnetic field was applied parallel to the surface of the film, along the y axis as shown in the schematic illustration of Figure 3.11.

References

- [1] Plummer, J. D., Deal, M. D., Griffin, P. B., Silicon VLSI Technology, Prentice Hall, Upper Saddle River, NJ, 07458 (2000)
- [2] MacGuire, G. E., Rossmagel, S., Bunshah, R. F., Handbook of Thin Film Deposition Processes and Technologies" (Second Edition), editor Krishna Seshan, Noyes Publications William Andrew Publishing, Norwich, New York USA (2001)
- [3] Manios, E., Preparation and characterization of materials for use in the new generation magnetic recording media, PhD Thesis, National Technical University of Athens, School of Applied Mathematics and Physical Sciences, Department of Physics, Greece (2011)
- [4] Klug, H. P., Alexander, L. E., X-Ray Diffraction Procedures for Polycrystalline and Amorphous Materials, John Wiley & Sons, New York (1962)
- [5] The 'raster pattern' is a scanning pattern where a sequence of equidistant parallel lines is scanned, each one of them divided in equidistant points; the overall array of distinct points resulted on the xy -plane follows a 'grid pattern'.
- [6] Song, Y., Bhushan, B., J. Phys.: Condens. Matter 20, 225012 (2008)
- [7] Bhushan, B., Qi, J., Nanotechnology 14, 886 (2003)
- [8] Schirmeisen, A., Anczykowski, B., Holscher, H., Fuchs, H., Dynamic Modes in Atomic Force Microscopy, Chapter 26 in Handbook of Nanotechnology by B. Bhushan (Ed.), 3rd Edition, Springer (2010)
- [9] Stamopoulos, D., Aristomenopoulou, E., Sandim, M.J.R., Sandim, H.R.Z., Pissas, M., EPJ Web of Conferences 75, 04012 (2014)

- [10] Passeri, D., Rossi, M., Tamburri, E., Terranova, M.L., *Anal. Bioanal. Chem.*, **405**, 1463 (2013)
- [11] Cleveland, J. P., Anczykowski, B., Schmid, A. E., Elings, V. B., *Appl. Phys. Lett.* **72**, 2613 (1998)
- [12] Y. Song, B. Bhushan, *J. Phys.: Condens. Matter* **20**, 225012 (2008)
- [13] Mayer, M., SIMNRA User's Guide, Report IPP 9/113, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, Germany, (1997).
- [14] Schmidt, V. V., *The Physics of Superconductors*, P Muller and A. V. Ustinov Ed., Springer (1997)
- [15] Fiorillo, F., *Metrologia* **47**, S114 (2010)
- [16] Plonus, M. A., *Applied Electromagnetics*, McGraw- Hill College, Reno, NV, USA (1978)
- [17] Detailed 'Service Notes' and 'Application Notes' regarding the operation of the SQUID magnetometer MPMS 5.5 T unit can be found in the official site of the Quantum Design: <http://www.qdusa.com/techsupport/index.html>
- [18] Hubert, A., Schafer, R., *Magnetic Domains*, Springer (1998)
- [19] Ranjbar, M. Piramanayagam, S. N., Sbiaa, R., Chong, T. C., Okamoto, I., *Nanosci. Nanotechnol. Lett.* **4**, 628 (2012)
- [20] Lee, I., Kim, J., Obukhov, Y., Banerjee, P., Xiang, G., Pelekhov, D. V., Hauser, A., Yang, F., Hammel, P. C., *Appl. Phys. Lett.* **99**, 162514 (2011)
- [21] Schwarz, A., Wiesendanger, R., *Nano Today* **3**, 28 (2008)
- [22] Chiolerio, A., Martino, P., Celegato, F., Giurandella, S., Allia, P., *IEEE Trans. Magn.* **46**, 195 (2010)
- [23] Kim, B.I., *J. Appl. Phys.* **111**, 104313 (2012)
- [24] Hug, H.J., Stiefel, B., van Schendel, P.J.A., Moser, A., Hofer, R. Martin, S., Guntherodt, H.-J., Porthun, S., Abelmann, L., Lodder, J.C., Bochi, G., O'Handley, R.C., *J. Appl. Phys.* **83**, 5609 (1998)
- [25] Wu, H.-I., Chen, J.-S., Ma, Y.-R., Liou, Y., Yao, Y. D., *IEEE Trans. Magn.* **41**, 3748 (2005)
- [26] Kaidatzis, A., Garcia-Martin, J. M., *Nanotechnology* **24**, 165704 (2013)
- [27] Nagano, K., Tobari, K., Ohtake, M., Futamoto, M., *J Phys:Conf. Ser.* **303**, 012014 (2011)
- [28] Donahue M., Porter, D., The OOMMF code is available at <http://math.nist.gov/oommf>
- [29] Donahue, M. J., Porter, D. G., OOMMF User's Guide, release 1.2a4pre Report NISTIR 6376, Gaithersburg, MD:NIST (1999) available at <http://math.nist.gov/oommf>
- [30] Gilbert, T. L., *Phys. Rev.* **100**, 1243 (1955)
- [31] Gillette, P. R., Oshima, K., *J. Appl. Phys.* **29**, 529 (1958)
- [32] Landau L., and Lifshitz, E., *Physik. Z. Sowjetunion* **8**, 153 (1935)
- [33] Brown W.F., Jr., *Micromagnetics* (Wiley, New York, 1963) [reprinted: R.E. Krieger, Huntington N.Y., 1978]
- [34] Donahue, M. J., McMichael, R. D., *Physica B* **233**, 272 (1997)
- [35] Aharoni, A., *J. App. Phys.* **83**, 3432 (1999)
- [36] Newell, A. J., Williams, W., Dunlop, D. J., *J. Geophysical Research* **98**, 9551 (1993)

Chapter 4

Co/Nb Hybrid Structures

This Chapter focuses on the structural and morphological characterization of the Co/Nb/Co TLs and their ‘building’ blocks (i.e. Co and Nb single layers (SLs) and Co/Nb and Nb/Co bilayers) performed by means of X-Ray Diffraction and Rutherford Backscattering Spectrometry and Atomic Force Microscopy experiments, respectively. In addition, the transport and magnetization data of selected TLs are presented and the introduction to the physical mechanisms that govern the two versions of the MR, the sSVE and the sMRE, observed in FM/SC/FM TLs is provided.

4.1 Structural characterization of Co/Nb hybrids

i. XRD measurements: Chemical and Crystalline structure

XRD experiments were performed in a) Co and Nb SLs, b) Co/Nb and Nb/Co BLs, and on (CoO-)Co/Nb/Co and Co/Nb/Co TLs in order to verify their chemical and crystalline structure. Representative XRD data are shown in Figure 4.1. Before proceeding with the XRD data we recall some details referring to the experimental conditions that have already been presented in detail in Chapter 3.2. All the XRD experiments have been obtained to specimens with relatively large surface area that is on the order of $1.2 \times 1.2 \text{ cm}^2$. The XRD patterns were collected in the 2θ angle range between 10 to 90 degrees with a 2θ step interval of 0.03 degrees and time step of 9 s. The background has been subtracted by means of the EVA software, while the various XRD patterns have been normalized and multiplied with proper factors for the sake of comparison and presentation, respectively. Finally, the assignment of the peaks in the XRD patterns was performed in respect to the ICDD database.

In Figures 4.1 (a) and 4.1 (b) the XRD patterns of Nb(d_{Nb}) and Co(d_{Co}) SLs and (CoO-)Co(d_{Co})/Nb(d_{Nb})/Co(d_{Co}) TLs with thicknesses $d_{\text{Co}}=10\text{-}100 \text{ nm}$ and $d_{\text{Nb}}=17 \text{ nm}$ are presented, respectively. It is worth noticing that all XRD spectra reveal clear peaks assigned to Co and Nb constituents, confirming the high structural quality of the samples.

Firstly, we focus in Figure 4.1 (a) where the XRD spectra of the Nb(17nm) (green line), the Co(10nm) (red line), the Co(60nm) (black line), and the Co(100nm) (blue line) SLs are presented. More precisely, in the Nb(17nm) SL’s pattern (green line) two peaks are observed at approximately 38 and 82 degrees that correspond to Nb (110) and (220) (open rhombuses), respectively. Continuing throughout the Co SLs, in the XRD patterns of the thicker ones, that are the Co(60nm) SL (black line) and the Co(100nm) SL (blue line), we clearly observe three peaks assigned to Co (100), (002) and (101) (solid rhombuses). However, in the case of extremely thin Co SLs, such as Co(10nm) SL, no peaks have been observed. This is reasonable if one considers that the volume of Co(10nm) is too small when compared with the volume of the Si substrate whose background contributes significantly. Therefore, in the XRD pattern of the extremely thin Co(10nm) SL none of the Co peaks is observed since their intensity is below the detection limit of the XRD measurement.

Secondly, we focus in Figure 4.1 (b) where the XRD spectra of the CoO(2nm)-Co(10nm)/Nb(17nm)/Co(10nm) (red line), the CoO-Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TL (black line) and

the Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) (blue line) TLs are presented. For the TLs with thicker Co layers, $d_{Co}=60$ and 100nm, we clearly observe four peaks assigned to Co (100), (002), (101) and (110) (solid rhombuses) and one peak assigned to Nb (110) (open rhombuses). For the TL with 10 nm Co layers none of the Co peaks can be distinguished, due to the smaller amount of Co (in agreement with the Co(10nm) SL's pattern shown with the red line in Figure 4.1 (a)). In all XRD spectra of the CoO-Co(d_{Co})/Nb(17nm)/Co(d_{Co}) TLs the Nb is dominant through the (110) peak. Moreover, in the case of two CoO-Co(d_{Co})/Nb(17nm)/Co(d_{Co}) TLs, none of the peaks of the XRD patterns is assigned to CoO, a fact that could be explained if we consider that CoO is a very thin layer (approximately 2 nm thickness) in the bottom of the trilayered structure, while a peak near 30 degrees possibly corresponds to the compounds NbO or CoNb₂O₆ (or both).

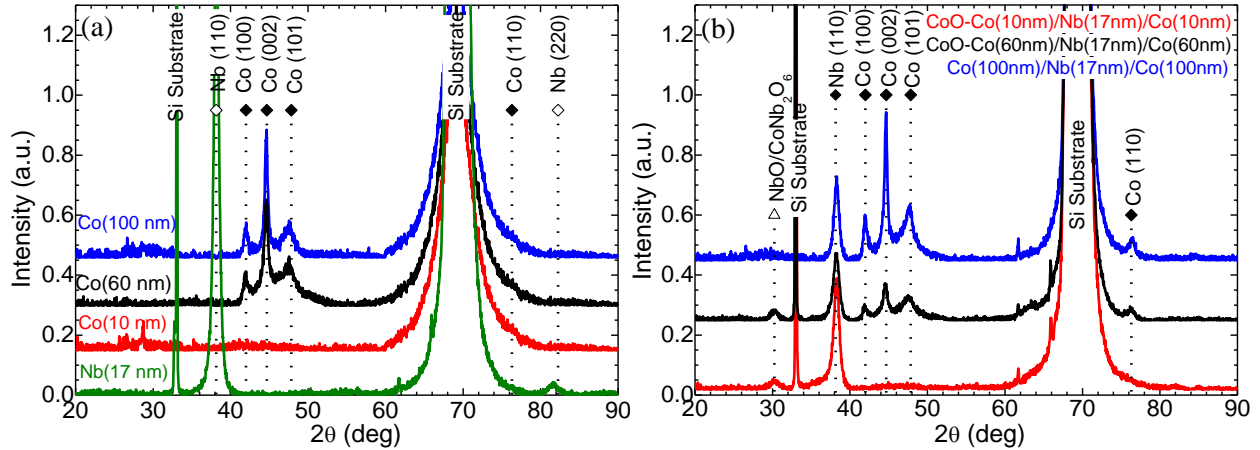


Figure 4.1: (a) XRD patterns of a Nb(17nm) SL (green line), a Co(10nm) SL (red line), a Co(60nm) SL (black line) and a Co(100nm) SL (blue line). (b) XRD patterns of a CoO-Co(10nm)/Nb(17nm)/Co(10nm) TL (red line), a CoO-Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TL (black line) and a Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TL (blue line).

In all cases, the Si [001] substrate indicates its presence through a wide peak at approximately $2\theta=70$ degrees, while in some cases also a significantly narrower Si peak at $2\theta=33$ degrees is observed. The Co peaks (100), (002) and (101) demonstrate a polycrystalline hcp-Co structure [1-4]. This is an important finding regarding to the magnetization the Co outer layers of the Co/Nb/Co TLs that will be discussed in the following Chapter. In addition, the primary (110) peak of Nb demonstrates a typical bcc structure in all cases (in the Nb(17nm) SL's XRD pattern of Figure 4.1 (a) and in the XRD patterns of all CoO-Co(d_{Co})/Nb(17nm)/Co(d_{Co}) TLs of Figure 4.1 (b)). Finally, the clear peaks of the XRD patterns presented in Figures 4.1 (a) and 4.1 (b) reflect the high quality of the sputtered Co and Nb layers.

4.2 Morphological characterization of Co/Nb hybrids

i. AFM measurements: Surface Roughness

AFM experiments were performed in the surface of a) Co and Nb SLs, b) Co/Nb and Nb/Co BLs and c) Co/Nb/Co TLs in order to estimate the surface roughness of each deposited layer. Figure 4.2 shows representative $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ images for (i) Co(d_{Co}) SLs, (ii) Co(d_{Co})/Nb(17) BLs and (iii) Co(d_{Co})/Nb(17)/Co(d_{Co}) TLs with Co thicknesses (a) 10 nm, (b) 60 nm, (c) 80 nm and (d) 100nm. The

mean topographic roughness, $\langle \text{TRa} \rangle$, is presented in Table I and it was estimated by means of the NOVA software [5]. For the estimation of the mean $\langle \text{TRa} \rangle$ at least five different areas on the sample surface were recorded to meet adequate statistics. In all cases the $\langle \text{Ra} \rangle$ obtains significantly low values, a fact that reflects the high quality of the surface morphology of the sputtered samples, while the low standard deviation documents the highly controlled sputtering conditions that enable the reproducible production of TLs of similar microstructural characteristics. In Figure 4.3 we show the evolution of the $\langle \text{TRa} \rangle$ calculated from $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ AFM images with the increase of the Co thicknesses for each building block, i.e. $\text{Co}(d_{\text{Co}})$ SLs, $\text{Co}(d_{\text{Co}})/\text{Nb}(17)$ BLs and $\text{Co}(d_{\text{Co}})/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(d_{\text{Co}})$ TLs with Co thicknesses $d_{\text{Co}}=10$ nm, 60 nm, 80 nm and 100nm. The relevant data are presented in Table 4.1.

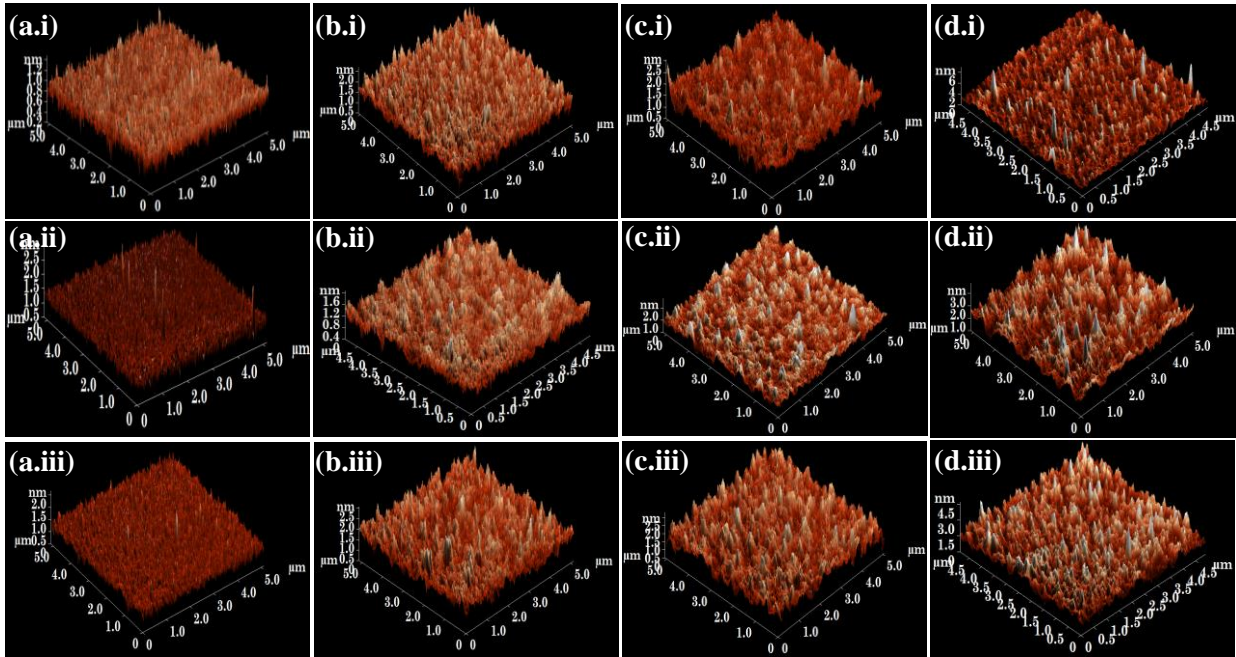


Figure 4.2: AFM data ($5 \times 5 \mu\text{m}^2$) for (i) $\text{Co}(d_{\text{Co}})$ SLs, (ii) $\text{Co}(d_{\text{Co}})/\text{Nb}(17)$ BLs and (iii) $\text{Co}(d_{\text{Co}})/\text{Nb}(17)/\text{Co}(d_{\text{Co}})$ TLs with Co thicknesses (a) 10 nm, (b) 60 nm, (c) 80 nm and (d) 100nm, in three-dimensional rendering.

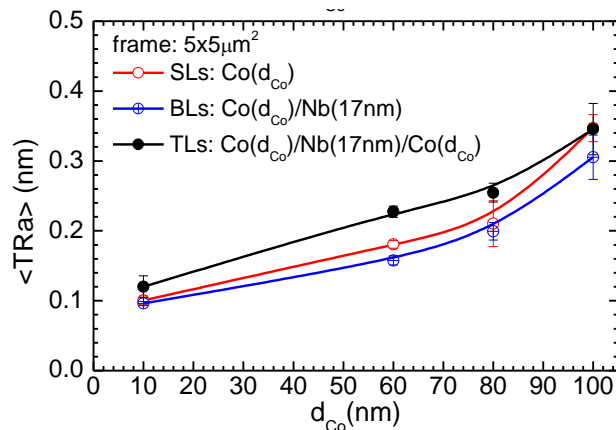


Figure 4.3: The evolution of the mean Surface Roughness, $\langle \text{TRa} \rangle$, with the increase of the Co thickness for $\text{Co}(d_{\text{Co}})$ SLs (red line), $\text{Co}(d_{\text{Co}})/\text{Nb}(17\text{nm})$ BLs (blue line) and $\text{Co}(d_{\text{Co}})/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(d_{\text{Co}})$ TLs (black line). We note that the $\langle \text{TRa} \rangle$ is calculated from $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ AFM images.

Evaluating the data presented in Table 4.1 and Figure 4.3 we can extract two important inferences. First, as the Co layer thickness increases for each ‘building’ block, i.e. SLs, BLs and TLs, the $\langle \text{TRa} \rangle$ exhibits a minor increase as it is evidenced at each column of the Table 4.1. We should note that the low values of $\langle \text{TRa} \rangle$ indicate the growth of plain films of almost zero surface roughness and prove the high quality of the surface morphology of the sputtered samples. Second, for a given Co thickness only a minor increase of the $\langle \text{TRa} \rangle$ is realized during the Co/Nb/Co TL’s ‘building’, that is realized by adding a Nb layer on the Co SL to form the Co/Nb BL and accordingly by adding a Co layer on the Co/Nb BL (this is evident at each line of the Table 4.1 and in Figure 4.3) proving the high quality of the interfaces. Consequently, the AFM experiments indicate the growth of plain films with almost zero surface roughness and suggest that the ‘building’ of the TL does not increase the surface roughness.

Table 4.1			
Mean Surface Roughness, $\langle \text{TRa} \rangle$, calculated from $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ AFM images for $\text{Co}(d_{\text{Co}})$ SLs, $\text{Co}(d_{\text{Co}})/\text{Nb}(17\text{nm})$ BLs and $\text{Co}(d_{\text{Co}})/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(d_{\text{Co}})$ TLs with Co thicknesses $d_{\text{Co}}=10 \text{ nm}, 60 \text{ nm}, 80 \text{ nm}$ and 100nm .			
$d_{\text{Co}} \text{ (nm)}$	$\langle \text{TRa} \rangle \text{ (nm)}$		
	SL: $\text{Co}(d_{\text{Co}})$	BL: $\text{Co}(d_{\text{Co}})/\text{Nb}(17\text{nm})$	TL: $\text{Co}(d_{\text{Co}})/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(d_{\text{Co}})$
10	0.10 ± 0.01	0.11 ± 0.01	0.13 ± 0.02
60	0.19 ± 0.01	0.18 ± 0.02	0.23 ± 0.01
80	0.22 ± 0.03	0.21 ± 0.01	0.26 ± 0.01
100	0.36 ± 0.03	0.32 ± 0.04	0.37 ± 0.04

ii. RBS measurements: Quality of Interfaces and Depth profile

To further test the structural quality of the interfaces of our samples we performed RBS experiments in incomplete samples, that are $\text{Co}(d_{\text{Co}})/\text{Nb}(d_{\text{Nb}})$ and $\text{Nb}(d_{\text{Nb}})/\text{Co}(d_{\text{Co}})$ BLs, and in complete $\text{Co}(d_{\text{Co}})/\text{Nb}(d_{\text{Nb}})/\text{Co}(d_{\text{Co}})$ TLs with nominal thicknesses $d_{\text{Nb}}=17 \text{ nm}$ and $d_{\text{Co}}=10$ and 60 nm . Figures 4.4 (a.i)-(a.ii), (b.i)-(b.ii) and (c.i)-(c.ii) show representative raw RBS data and the estimated depth profile for the case of a $\text{Co}(d_{\text{Co}})/\text{Nb}(d_{\text{Nb}})/\text{Co}(d_{\text{Co}})$ TL, a $\text{Co}(d_{\text{Co}})/\text{Nb}(d_{\text{Nb}})$ BL and a $\text{Nb}(d_{\text{Nb}})/\text{Co}(d_{\text{Co}})$ BL with nominal thicknesses $d_{\text{Nb}}=17 \text{ nm}$ and $d_{\text{Co}}=60 \text{ nm}$. These data (Figures 4.4 (a.i), (b.i) and (c.i)) clearly prove that interdiffusion of Co and Nb at the Co/Nb interfaces is practically negligible, a clear proof of their high quality.

Finally, the RBS data provide important information for the thickness of our sputtered films. More specifically, the RBS-estimated thickness of Co layers with nominal thickness $d_{\text{Co}}=60 \text{ nm}$ is $\langle d_{\text{Co}}^{\text{RBS}} \rangle = 59 \pm 5.5 \text{ nm}$ (mean value of 5 samples), the RBS-estimated thickness of Co layers with nominal thickness $d_{\text{Co}}=10 \text{ nm}$ is $\langle d_{\text{Co}}^{\text{RBS}} \rangle = 12.1 \pm 2.0 \text{ nm}$ (mean value of 5 samples) and the RBS-estimated thickness of Nb layers with nominal thickness $d_{\text{Nb}}=17 \text{ nm}$ is $\langle d_{\text{Nb}}^{\text{RBS}} \rangle = 20.1 \pm 1.3 \text{ nm}$ (mean value of 8 samples). Since the RBS-estimated thicknesses have very low standard deviation values and are very close to the nominal thicknesses of the Co and Nb layers we can conclude that the highly controlled sputtering conditions serve to the preparation of TLs of similar geometrical characteristics.

It is well known in the literature [6-11] that surface roughness in the interfaces of FM/SC/FM TL could enhance the transverse magnetic coupling of the FM outer layers through local ‘guiding’ of the

stray fields ('orange peel' coupling). The AFM and RBS experiments performed on our Co/Nb/Co TLs revealed high quality of the interfaces and minor diffusion between them. Thus the magnetostatic coupling between the outer Co layers in the Co/Nb/Co TLs studied in the frame of this Thesis can not be attributed to 'orange peel' coupling.

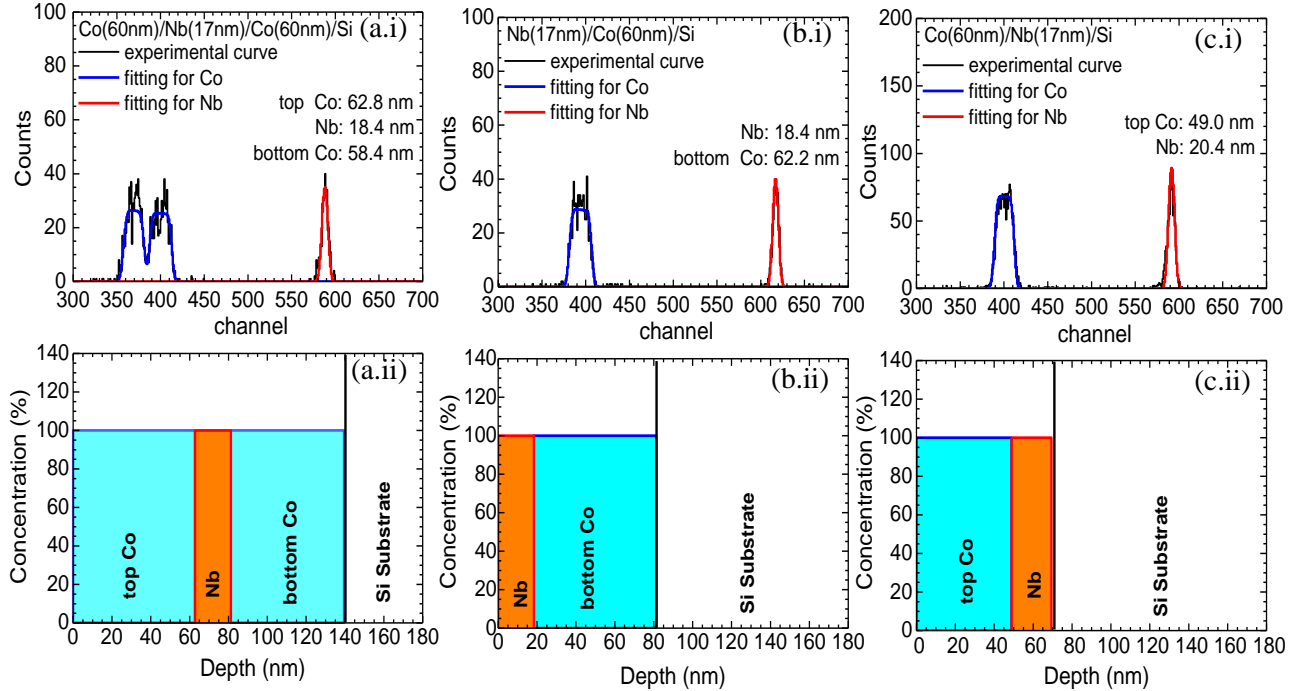


Figure 4.4: (i) Rutherford back scattering data and (ii) estimated depth profile for (a) a Co(60)/Nb(17)/Co(60) TL, (b) a Nb(17)/Co(60) BL and (c) a Co(60)/Nb(17) BL.

4.3 Transport and magnetic characterization of Co/Nb hybrids

FM/SC hybrid nanostructures have been widely studied during the last years both theoretically and experimentally. More specifically, in FM/SC/FM TLs the transport properties of the SC interlayer can be controlled by the magnetic configuration of the outer FM layers. Thorough investigations on the magnetoresistance phenomena observed in $Ni_{80}Fe_{20}/Nb/Ni_{80}Fe_{20}$ and Co/Nb/Co TLs [7,8,12-19] resulted to the understanding of the underlying physical mechanisms that motivate two distinct effects, which separately originate from the different *in-plane* and *out-of-plane* mechanisms [14,15]. To take into account the contribution of both *in-plane* and *out-of-plane* mechanisms on the magnetoresistance, quantified as $(R_{max}-R_{min})/R_{nor} \times 100\%$, observed in these TLs we introduced two distinct terms, the so-called superconducting spin-valve effect (sSVE) and the superconducting magnetoresistance effect (sMRE), respectively [7,8,12-19].

i. The superconducting magnetoresistance effect (sMRE)

Figures 4.5 (a)-(c) present detailed transport data for the No1 Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TL. In Figure 4.5 (a) we show the zero-field resistive transition curve from which the SC's critical temperature,

$T_c^{SC}=6.975$ K, and the resistive transition width, $\Delta T_c=33$ mK, are estimated. The SC's critical temperature is determined at the onset of the resistive transition curve where the normal state value, R_{nor} is obtained, i.e. $T_c^{SC}=T[R=100\%R_{nor}]$, and the resistive transition width is estimated as $\Delta T_c=T[R=80\%R_{nor}]-T[R=20\%R_{nor}]$. The isothermal magnetoresistance curves presented in Figure 4.5 (b) were obtained for temperatures across the superconducting transition for the TL in the Virgin state. By the term Virgin we imply that the sample was in the as prepared state. In all isothermal magnetoresistance curves one peak around zero-field is clearly identified that is attributed to the superconducting magnetoresistance effect (sMRE). The sMRE is calculated as the percentage magnetoresistance change $(R_{max}-R_{min})/R_{nor}\times 100\%$ and for No1 TL obtains maximum value on the order of 97.7% at temperature $T_{sMREmax}=6.95$ K $< T_c^{SC}=6.975$ K. In Figure 4.5 (c) we present the isothermal magnetoresistance curve obtained at temperature $T=8$ K $> T_c^{SC}=6.975$ K that reveals the normal-state magnetoresistance (nsMR) with magnitude on the order of 0.5%. The great difference between the nsMR and the sMRE values indicates the different underlying mechanism that motivated each magnetoresistance peak. We recall that at temperatures above T_c the SC interlayer behaves as a Non-Magnetic layer. We note that in all TLs examined in the frame of this research exhibit low nsMR magnitude as can be seen in Tables 1-3 and of Appendix A, while no correlation or scaling behavior between the nsMR and the sMRE has been witnessed.

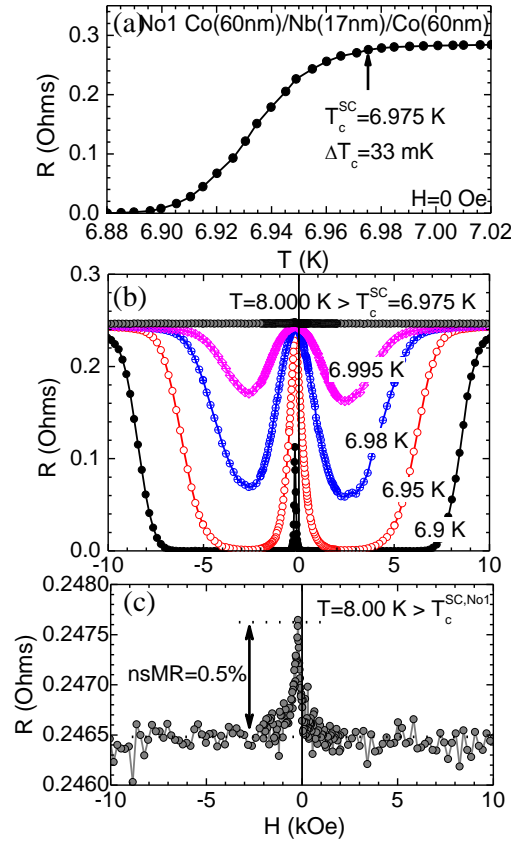


Figure 4.5: Transport data for the No1 Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TL. (a) The zero-field resistance curve, $R(T)$, obtained for SC's the critical temperature, T_c and the width of the SC's resistive transition, ΔT_c , determination. (b) Magnetoresistance curves taken across the superconducting transition are shown in extended field range. (c) Magnetoresistance curve obtained at $T=8.00$ K $> T_c$ is presented.

In Figure 4.6 the maximum sMRE values obtained at various temperatures across the resistive transition, sMRE(T) is presented. It is clear that the intensity of the sMRE peak becomes maximum at $T_{\text{sMREmax}}=6.95$ K that is approximately at the middle of the resistive transition, while it obtains values over 80% at a quite extended temperature window of 54 mK. Starting from temperature $T=6.95$ K it can be seen that as temperature decreases towards the superconducting state and increases towards the normal state the sMRE gradually diminishes. Relevant findings have been witnessed in $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Nb}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ TLs [7,8] and in $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7/\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ TLs [20,21].

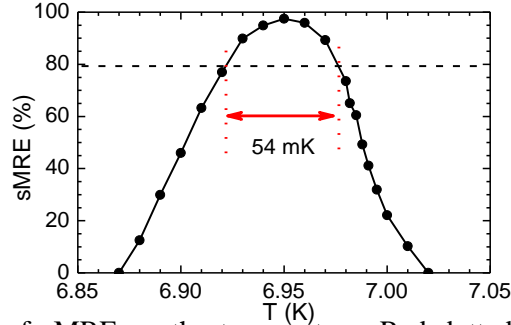


Figure 4.6: The dependence of sMRE on the temperature. Red dotted lines reveal that sMRE obtains values over 80% at an extended temperature range of 54 mK.

Magnetization and transport data of the No1 $\text{Co}(60\text{nm})/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(60\text{nm})$ TL are presented in Figures 4.7 (a) and (b) in the same field regime for comparison reasons. The magnetization loop, Figure 4.7 (a), is obtained at temperature $T=10$ K $> T_c^{\text{SC}}$ and reveals a two-step behavior expected for FM/SC/FM TLs. The difference between the coercive fields of the outer Co layers is $\Delta H_c=150$ Oe. The magnetoresistance curve, Figure 4.7 (b), is obtained at temperature $T=6.95$ K $< T_c^{\text{SC}}$ and reveals the maximum sMRE value observed for the TL. From the comparison of panels (a) and (b) of Figure 4.7 two important inferences can be extracted. First, both decreasing and increasing branches of the magnetoresistance curve exhibit quantitative equivalent sMRE on the order of 98 %. Second, the sMRE

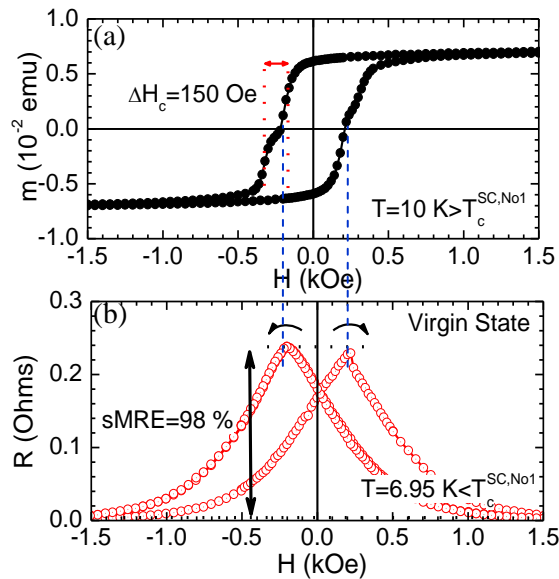


Figure 4.7: (a) and (b) Magnetization loop obtained at temperature $T=10$ K $> T_c^{\text{No1}}$ and magnetoresistance curve obtained at temperature $T=6.95$ K $< T_c^{\text{No1}}$ for the No1 $\text{Co}(60\text{nm})/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(60\text{nm})$ TL. Both the magnetization loop and the magnetoresistance curve are presented in the same magnetic field regime for comparison reasons.

peak in both magnetoresistance branches obtains the maximum value at the magnetic field where the minimum magnetization is observed as depicted through the blue dashed lines that interconnect Figures 4.7 (a) and (b). Relevant results were presented by Stamopoulos et al. [7,8,12] for NiFe/Nb/NiFe. Moreover, Pena et al. [20] and Visani et al. [21] have studied $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3\text{-YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}\text{-La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ TLs and reported on the appearance of magnetoresistance peaks at the magnetic field regime between the coercive fields of the top and bottom FM layers.

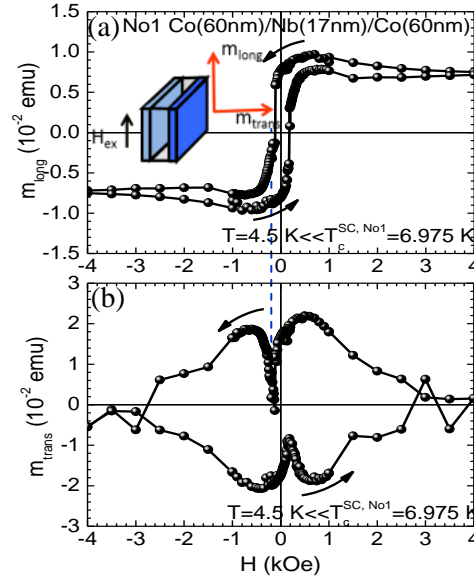


Figure 4.8: (a) Longitudinal and (b) transverse magnetization loops of the No1 Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TL obtained simultaneously at temperature $T=4.5$ K that is well below the critical temperature T_c of the SC interlayer.

To further investigate the magnetization properties of the No1 Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TL we performed measurements of the longitudinal and transverse magnetization component at temperature 4.5 K that is well below the critical temperature, $T_c=6.975$ K. In Figure 4.8 (a) and (b) the longitudinal and the transverse magnetization loops are presented, respectively, obtained at temperature $T=4.5$ K. We stress that the magnetic field was applied parallel to the surface of the sample as shown in the inset of Figure 4.8 (a). The longitudinal magnetization loop obtained at temperature $T=4.5$ K (Figure 4.8 (a)) resembles with the magnetization loop obtained at $T=10$ K (Figure 4.7 (a)) indicating that the TL behaves as if the SC is absent. Regarding the magnetization loop of the transverse component (Figure 4.8 (b)), it reveals the typical diamagnetic loop of a SC in the superconducting state except for the low magnetic fields regime, $-1 \text{ kOe} \leq H_{\text{ex}} \leq 1 \text{ kOe}$, where a suppression of the transverse magnetization indicated as an intense dip is realized. Moreover the minimum of the transverse magnetization dip is signified at the same magnetic field where the minimum of the longitudinal magnetization is observed (see blue dashed line that interconnects Figures 4.8 (a) and (b)). It is known that the FM outer layers attain a multi domain structure accompanied by transverse stray fields around coercivity thus transverse magnetostatic coupling between them is provided. Therefore the SC interlayer behaves diamagnetically in respect to a transverse magnetic field that emerges owing to the transverse magnetic coupling of the outer FM layers. This is clearly observed in the TL's transverse magnetization loop that exhibits the model loop expected for a SC when bulk pinning dominates [22]. These issues have been discussed in detail in [7,8,12,13]. Moreover

we can conclude that the transverse magnetization dip observed in the low magnetic fields regime is stimulated by the *out-of-plane* magnetization processes of the FM outer layers.

The data presented in Figures 4.5, 4.6, 4.7 and 4.8 are typical for FM/SC/SM TLs where the sMRE is developed [7,8,12-19,24-32] and suggest that the sMRE is related to *out-of-plane* magnetization processes occurring at the outer FM layers. The physical mechanism responsible for the observation of the sMRE has been discussed in detail in our previous works [7,8,12-19]. The sMRE observed in FM/SC/FM TLs always occurs at external magnetic fields around coercivity, $H_{\text{ext}} \approx H_c$; in this low magnetic field regime the FM outer layers attain a multidomain magnetic state so that the intense stray fields emerging all over their surface promote a transverse magnetostatic coupling [7,8,12-19]. The transverse stray fields, H_{stray} , ‘pierce’ the SC interlayer and affect the momenta of the Cooper-paired electrons (orbital effect [39,40,43-45]). Consequently, superconductivity is destroyed either partially (the SC’s lower critical field, $H_{c1}(T)$, is exceeded) or totally (the SC’s upper critical field, $H_{c2}(T)$, is exceeded) since the affected from H_{stray} regimes of the SC interlayer are involved in dissipation processes [7,8,12-19,24-31]. On the one hand, when H_{stray} exceed the lower-critical field, $H_{c1}(T)$, vortices are created and subjected to current-induced movement under the action of the Lorentz force, $F_L = J_{\text{ext}} \times \Phi_0$ (where $\Phi_0 = hc/2e$ is the flux quantum) originating from the external transport current, J_{ext} . On the other hand, when H_{stray} exceed the upper-critical field, $H_{c2}(T)$, the normal state is reached locally. Therefore, the term ‘stray fields scenario’ was coined for the sMRE observed in FM/SC/FM TLs.

We should mention that in 2000 Thomas et al. [23] studied FM/Non-Magnetic/FM TLs and reported on the magnetostatic coupling between the FM outer layers induced by large stray fields from domain walls that form at the FM layers during its magnetization reversal. In 2006 Steiner and Ziemann [25] performed transport and longitudinal magnetization measurements in FM/SC/FM TLs and FM/SC BLs consisting of Co, Fe and Nb while also employed micromagnetic simulations and showed that the observed magnetoresistance peaks are related to the stray fields that emerge in FM layers at coercivity. Relevant experiments on the longitudinal and transverse magnetization of NiFe/Nb/NiFe TLs were reported by S. Oh and colleagues [26-29] and offered a clear confirmation of the ‘stray fields scenario’ as the underlying mechanism for the observation of the sMRE in FM/SC/FM TLs. The importance of stray fields on the sMRE was further established by M. van Zalk et al [31] and J. Zhu et al [32] through experiments in $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3/\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ and NiFe/Nb BLs and TLs, respectively.

ii. The superconducting spin-valve effect (sSVE)

Figures 4.9 (a)-(d) present detailed transport data for the CoO(2nm)/Co(10nm)/Nb(25nm)/Co(10nm) TL. The CoO underlayer was added to the bottom Co layer of the Co/Nb/Co TL. Due to the antiferromagnetic (AFM) character of CoO, when the Exchange Bias (EB) mechanism is imposed the bottom AFM-FM layer’s magnetization is pinned *in-plane* to a specific direction thus it behaves as a magnetically ‘hard’ FM layer while the top FM layer is free to rotate thus it behaves as a magnetically ‘soft’ FM layer (the EB mechanism will be presented in the following Chapter 5.3 and in the Appendix C).

In Figure 4.9 (a) we show the zero-field resistive transition curve from which the SC’s critical temperature, $T_c = 4.0$ K, and the resistive transition width, $\Delta T_c = 112.7$ mK, are estimated. In Figure 4.9 (b) we present the isothermal magnetoresistance curve obtained at temperature $T = 5$ K $> T_c = 4.00$ K that reveals a nsMR on the order of 0.6%. The isothermal magnetoresistance curves presented in Figure 4.9 (c) and (d) were obtained for temperatures across the superconducting transition for the TL in the Virgin and the EB state, respectively. By the term EB state we imply that the EB mechanism is imposed to the bottom

Co layer through performing field cooling before each magnetoresistance curve. The magnetoresistance curves for the TL in the Virgin state (in Figure 4.9 (c)) reveal the expected sMRE peak with maximum magnitude on the order of 9.5%. In all magnetoresistance curves for the TL in the EB state (in Figure 4.9 (d)) a dip is clearly identified that is attributed to the superconducting spin-valve effect (sSVE). The sSVE is calculated as the percentage magnetoresistance change $(R_{\max}-R_{\min})/R_{\text{nor}} \times 100\%$ and obtains maximum value on the order of 1.5% at the middle of the dip for temperature $T_{\text{sSVEmax}}=3.85 \text{ K} < T_c^{\text{SC}}=4.00 \text{ K}$.

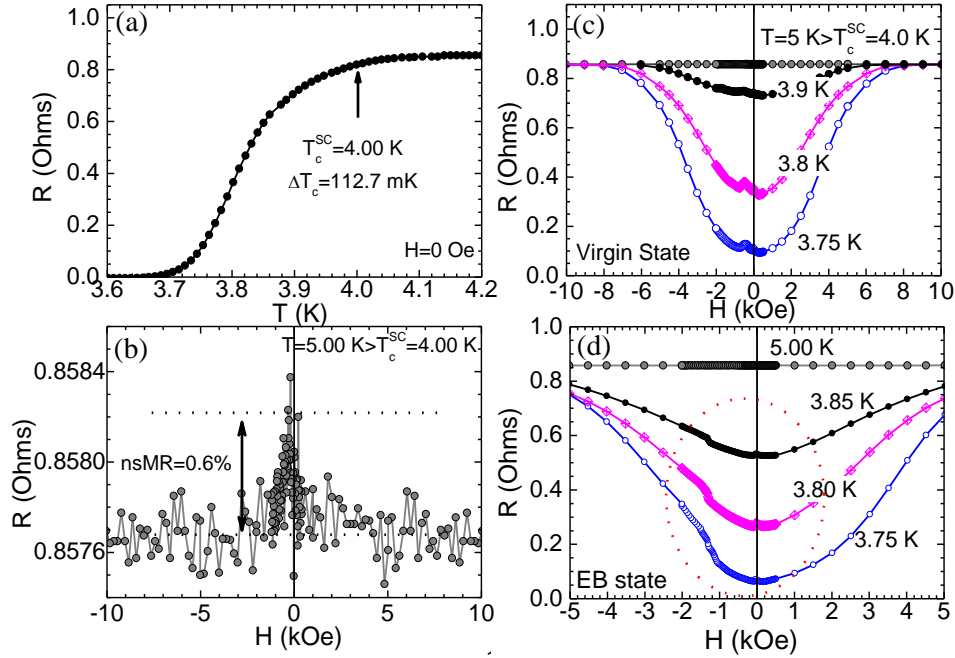


Figure 4.9: Transport data of the CoO(2nm)/Co(10nm)/Nb(25nm)/Co(10nm) TL. (a) The zero-field resistance curve, $R(T)$, obtained for SC's the critical temperature, T_c and the width of the SC's resistive transition, ΔT_c , determination. (b) Magnetoresistance curve obtained at $T=5.00 \text{ K} > T_c^{\text{SC,No1}}$. (c) and (d) Magnetoresistance curves of the TL at the Virgin and the EB state, respectively taken across the superconducting transition shown in extended field range.

Figures 4.10 (a)-(d) present the magnetization (Figures 4.10 (a) and (c)) and transport (Figures 4.10 (b) and (d)) data of the CoO(2nm)/Co(10nm)/Nb(25nm)/Co(10nm) TL obtained in the Virgin (Figures 4.10 (a) and (b)) and the EB (Figures 4.10 (c) and (d)) state. We note that all graphs of Figure 4.10 are presented in the same magnetic field regime for comparison reasons.

At first we focus on the Virgin experiments. In Figure 4.10 (a) we presented the magnetization loop of the Virgin state obtained above the critical temperature $T=10 \text{ K} > T_c^{\text{SC}}$. The difference between the coercive fields of the outer Co layers is $\Delta H_c^{\text{Virgin}}=0.5 \text{ kOe}$. In Figure 4.10 (b) we presented the decreasing branch of the magnetoresistance curves of the Virgin state obtained at temperature $T=3.8 \text{ K}$ where two distinct sMRE peaks are observed. As already discussed in the previous paragraph, each sMRE peak is ascribed to the *out-of-plane* magnetization reversal processes of the top ('soft') Co layer and the bottom ('hard') Co layer of the TL. This is shown through the vertical magenta dashed lines that interconnect panels (a) and (b). Surprisingly, the increasing magnetoresistance branch measured at $T=3.75 \text{ K}$ reveals again two distinct peaks that are motivated by the coercive fields of the outer Co layers and are shown through the blue dashed lines that interconnect panels (c) and (d). These data reveal clearly that the center of each sMRE peak is always denoted at the coercive field of the respective Co layer of the TL and

confirm the ‘stray fields scenario’ presented in Chapter 4.3.1 as the dominant underlying mechanism for the interpretation of the sMRE.

At second we focus on the EB experiments. In Figure 4.10 (c) we present the magnetization loop of the EB state obtained above the critical temperature $T=10\text{ K}>T_c^{SC}$. The difference between the coercive fields of the outer Co layers is $\Delta H_c^{EB}=1.1\text{ kOe}$. The comparison of the magnetization data for the Virgin and the EB state presented in Figures 4.10 (a) and (c), respectively confirm the existence of the EB mechanism since a significant increase of the difference between the coercive fields of the outer Co layers upon its application is realized. More important in the EB state two magnetic configurations of the Co outer layers can be achieved; the ‘parallel’ magnetic configuration is realized if the external magnetic field is in the regime $H_{ext}>H_c^{topCo}=0\text{ kOe}$ and $H_{ext}<H_c^{bottomCo}=1.1\text{ kOe}$ and ‘antiparallel’ magnetic configuration is realized if the external magnetic field is in the regime $H_c^{bottomCo}=1.1\text{ kOe}<H_{ext}<H_c^{topCo}=0\text{ kOe}$. The ‘parallel’ and ‘antiparallel’ magnetic configurations of the outer Co layers are signified in Figure 4.10 (c) by parallel and antiparallel red and blue arrows. In Figure 4.10 (d) is shown the EB magnetoresistance curve of the TL obtained at temperature $T=3.85\text{ K}<T_c$ that reveals the sSVE dip of magnitude 1.5%. The sSVE is realized in the magnetic field regime where the ‘antiparallel’ configuration of the outer Co layers, as indicated by the direct comparison between the Figures 4.10 (a) and (b). These data suggest that the ‘antiparallel’ magnetic configurations of the outer Co layers enhance the superconducting properties of the TL.

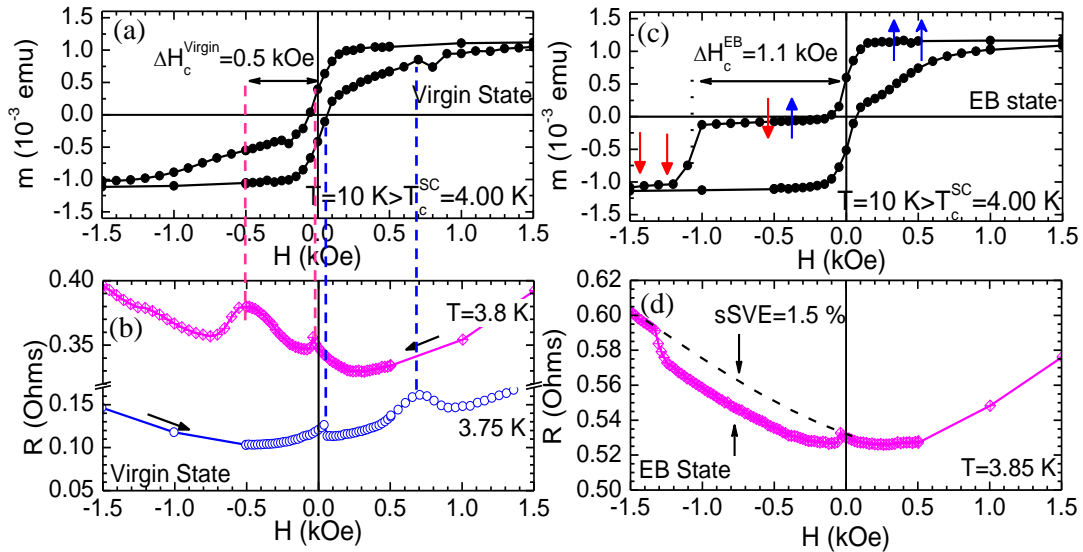


Figure 4.10: (a) Magnetization loop for the CoO(2nm)/Co(10nm)/Nb(25nm)/Co(10nm) TL in the Virgin state obtained above the critical temperature $T=10\text{ K}>T_c$. (b) Decreasing and increasing branches of the magnetoresistance curves of the TL in the Virgin state. (c) Magnetization loop for the TL in the EB state obtained above the critical temperature $T=10\text{ K}>T_c^{SC}$. (d) The magnetoresistance curve of the TL in the Biased state with the maximum sSVE magnitude is shown. The magnetization loops and the magnetoresistance curves are presented in the same magnetic field regime for comparison reasons.

The data presented in Figures 4.9 and 4.10 (c),(d) are typical for FM/SC/FM TLs where the sSVE is developed [33-44] and suggest that the sSVE is related to *in-plane* magnetization processes occurring at the outer FM layers. More specifically, the *in-plane* magnetization component of the FM outer layers provides a strong exchange field, H_{exc} that penetrates the SC interlayer at a small depth by the FM-SC interfaces and affects the spins of the Cooper-paired electrons (paramagnetic effect [43-49]). The H_{exc} in a

magnetically ordered state tends to align spins of Cooper pairs in the same direction, thus preventing a pairing effect. The EB mechanism imposed by the AFM layer to the bottom FM layer is of great importance for the optimization of the sSVE since it ‘pins’ the bottom FM layer’s magnetization *in-plane* to a specific direction. Thus the bottom FM layer behaves as a magnetically ‘hard’ FM layer. At the same time, the top FM layer is ‘free’ to rotate following the direction of the externally applied magnetic field thus it behaves as a magnetically ‘soft’ FM layer. Depending on the direction of the externally applied magnetic field, that is always parallel to the surface of the TL, the two FM layers exhibit either a ‘parallel’ or an ‘anti-parallel’ *in-plane* magnetization configuration. The SC interlayer experiences the exchange field, H_{exc} , of the outer FM layers that is maximum in the ‘parallel’ configuration and minimum in the ‘antiparallel’ configuration. Consequently in the ‘parallel’ configuration the superconducting properties are strongly suppressed while in the ‘antiparallel’ case the superconducting properties are comparatively preserved. In other words the relative configuration, either ‘parallel’ or ‘antiparallel’, can control the population of Cooper pairs inside the SC.

Various versions of FM-SC-based spin valves that exhibit the so-called sSVE under the application of *in-plane* magnetization processes were theoretically proposed in [33-34]. In 1999 both Buzdin et al [33] and Tagirov [34] theoretically studied a superconducting spin switch effect, based on the *in-plane* configuration and formerly proposed that the transport properties of the SC interlayer can be controlled by the relative *in-plane* configuration of the magnetizations of the FM outer layers, i.e. ‘parallel’ (P) or ‘antiparallel’ (AP). As discussed in [33], to understand the difference between the critical temperatures of the AP- and P-phases, one can take into consideration that Cooper pair consists of two electrons with opposite spin directions. Thus if the magnetizations of ferromagnetic layers are parallel and the thickness of superconducting layer is of the order of the correlation length, the induced exchange field tries to break the Cooper pair. For the antiparallel alignment this breaking field, produced by each of the ferromagnetic layers, is averaged and then partially compensated. The superconducting spin switch was realized a few years later by Gu et al. [35] through experiments on conventional low-T_c superconductors and transition metal ferromagnets [Ni₈₂Fe₁₈-Cu_{0.47}Ni_{0.53}]/Nb/[Cu_{0.47}Ni_{0.53}-Ni₈₂Fe₁₈] TLs where proximity effect yields higher T_c values when magnetic layers are AF aligned. Moreover, I. C. Moraru et al [36] also studied a great number of Ni/Nb/Ni TLs and observed a significantly larger shift of the superconducting transition temperature T_c than that reported in [33,34].

The impact of the *in-plane* of the FM outer layers on the magnetoresistance of FM/SC/FM TLs consisting of the high-T_c SC YBa₂Cu₃O₇ and high spin-polarized FM La_{0.7}Ca_{0.3}MnO₃ layers was also studied by J. Santamaria and colleagues [20,21]. In this works it was found that magnetoresistance is increased in the ‘antiparallel’ alignment of the FM layers (that is opposite to the results observed in [33-35]), which suggests that for the antiferromagnetically aligned magnetic layers the zero resistance critical temperature of the YBCO is reduced. This finding was ascribed to the depressed order parameter in the superconductor due to a spin imbalance resulting from the ‘antiparallel’ alignment of the ferromagnetic layers [38].

References

- [1] Gil, W., Gorlitz, D., Horisberger, M., Kotzler, J., Phys. Rev. B **72**, 134401 (2005)
- [2] Brandenburg, J., Huhne, R., Schultz, L., Neu, V., Phys. Rev. B **79**, 054429 (2009)
- [3] Hehn, M., Padovani, S., Ounadjela, K., Bucher, J. P., Phys. Rev. B **54**, 3428 (1996)
- [4] Virost, F., Favre, L., Hayn, R., Kuz'min, M. D., J. Phys. D: Appl. Phys. **45**, 405003 (2012)
- [5] 'Image Analysis Reference Manual', NT-MDT, (2006), Web Page: <http://www.ntmdt.com>
- [6] Thomas, L., Samant, M.G., Parkin, S. S. P., Phys. Rev. Lett. **84**, 1816 (2000)
- [7] Stamopoulos, D., Manios, E., Pissas, M., Phys. Rev. B **75**, 184504 (2007); Phys. Rev. B **75**, 014501 (2007)
- [8] Stamopoulos, D., Manios, E., Pissas, M., Exchange Biased and Plain Superconducting Ferromagnetic Layered Hybrids. Nova Science Publishers, New York (2009)
- [9] Demokritov, S., Tsymbal, E., Grunberg, P., Zinn, W., Schuller, I. K., Phys. Rev. B **49**, 720 (1994)
- [10] Gider, S., Runge, B. U., Marley, A. C., Parkin, S. S. P., Science **281** 797 1998,
- [11] Neel, L. C. R., Acad. Sci. **255**, 1676 (1962)
- [12] Stamopoulos, D., Manios, E., Pissas, M., Supercond. Sci. Technol. **20**, 1205 (2007)
- [13] Stamopoulos, D., Aristomenopoulou, E., Manios, E., Niarchos, D., J. Supercond. Nov. Magn. **26**, 1931 (2013)
- [14] Stamopoulos, D., Aristomenopoulou, E., Lagogiannis, A., Supercond. Sci. Technol. **27**, 095008 (2014)
- [15] Stamopoulos, D., Aristomenopoulou, E., Manios, E., Appl. Phys. Lett. **105**, 112602 (2014)
- [16] Stamopoulos, D. & Aristomenopoulou, E. , J. Appl. Phys. **116**, 233908 (2014)
- [17] Aristomenopoulou, E., Stamopoulos, D., J. Supercond. Nov. Magn. **28**, 2321 (2015)
- [18] Aristomenopoulou, E., Stamopoulos, D., J. Appl. Phys. **118**, 063904 (2015)
- [19] Stamopoulos, D., Aristomenopoulou, E., Sci. Rep. **5**, 13420 (2015)
- [20] Pena, V., Sefrioui, Z., Arias, D., Leon, C., Santamaria, J., Martinez, J. L., te Velthuis, S. G. E., Hoffman, A., Phys. Rev. Lett. **94**, 57002 (2005)
- [21] Visani, C., Peña, V., Garcia-Barriocanal, J., Arias, D., Sefrioui, Z., Leon, C., Santamaria, J., Nemes, N. M., Garcia-Hernandez, M., Martinez, J. L., te Velthuis, S. G. E., Hoffmann A., Phys. Rev. B **75**, 054501 (2007)
- [22] Tinkham, M., Introduction to Superconductivity, 2nd Ed., Dover publications, New York (1996)
- [23] Thomas, L., Samant, M. G., Parkin, S. S. P., Phys. Rev. Lett. **84**, 1816 (2000)
- [24] Ryazanov, V. V., Oboznov, V. A., Prokofiev, A. S., Dubonos, S. V., JETP Lett. **77**, 39 (2003)
- [25] Steiner, R., Ziemann, P., Phys. Rev. B **74**, 094504 (2006)
- [26] Hwang, T. J., Oh, S., Kim, D. H., IEEE Trans. Magn. **45**, 4899-4902 (2009)
- [27] Hwang, T. J., Kim, D. H., Oh, S., IEEE Trans. Magn. **46**, 235-238 (2010)
- [28] Hwang, T. J., Kim, D. H., Appl. Phys. Lett. **101**, 072601 (2012)
- [29] Hwang, T. J., Kim, D. H., J. Korean Phys. Soc. **61**, 1628 (2012)
- [30] Carapella, G., Russo, F., Costabile, G., Phys. Rev. B **78**, 104529 (2008)
- [31] van Zalk, M., Veldhorst, M., Brinkman, A., Aarts, J., Hilgenkamp, H., Phys. Rev. B **79**, 134509 (2009)
- [32] Zhu, J., Cheng, X., Boone, C., Krivorotov, I. N., Phys. Rev. Lett. **103**, 027004 (2009)
- [33] Buzdin, A. I., Vedyayev, A. V., Ryzhanova, N. V., Europhys. Lett. **48**, 686-691 (1999)
- [34] Tagirov, L. R., Phys. Rev. Lett. **83**, 2058-2061 (1999)

- [35] Gu, J. Y., You, C. J., Jiang, J. S., Pearson, J., Bazaliy Ya, B., Bader, S. D., Phys. Rev. Lett. **89**, 267001 (2002)
- [36] Moraru, I. C., Pratt, W. P. Jr., Birge, N. O., Phys. Rev. Lett. **96**, 037004 (2006)
- [37] Potenza, A., Marrows, C. H., Phys. Rev. B **71** 180503 (2005)
- [38] Takahashi, S., Imamura, H., Maekawa, S., Phys. Rev. Lett. **82**, 3911 (1999)
- [39] Nemes, N. M., Visani, C., Leon, C., Garsia-Hernandez, M., Simon, F., Feher, T., te Velthuis, S. G. E., Hoffmann, A., Santamaria, J., Appl. Phys. Lett. **97**, 032501 (2010)
- [40] Rusanov, A. Y., Habraken, S., Aarts, J., Phys. Rev. B **73**, 060505(R) (2006)
- [41] Miao, G.-X., Yoon, K., Santos, T. S., Moodera, J. S., Phys. Rev. Lett. **98**, 267001 (2007)
- [42] Oh, S., Youm, D., Beasley, M. R., Appl. Phys. Lett. **71**, 2376 (1997)
- [43] Buzdin, A. I., Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005)
- [44] Bulaevskii, L. N., Buzdin, A. I., Kulić, M. L., Panjukov, S. V., Adv. Phys. **34**, 175 (1985)
- [45] Clogston, A. M., Phys. Rev. Lett. **9**, 266 (1962)
- [46] Chandrasekhar, B. S., Appl. Phys. Lett. **1**, 7 (1962)
- [47] Maki, K., Physics (Long Island City, N.Y.) **1**, 127 (1964)
- [48] Fulde, P., Adv. Phys. **22**, 667 (1973)
- [49] Helfand E., Werthamer, N. R., Phys. Rev. **147**, 288 (1966)

Chapter 5

Magnetic anisotropy of Co thin films - shape anisotropy and exchange bias mechanism

As already presented in Chapter 1, the overall magnetic anisotropy of a FM layer is controlled by intrinsic (saturation magnetization M_{sat} , magnetic stiffness A and magnetocrystalline anisotropy K) and extrinsic (layer thickness d_{FM}) factors [1-10]. In the present Chapter we investigate theoretically the magnetic anisotropy and magnetic domain structure (MDS) of $\text{Co}(d_{\text{FM}})$ SLs through micromagnetic simulations performed by means of the OOMMF software. In addition, we investigate experimentally the overall magnetic anisotropy of the $\text{Co}/\text{Nb}/\text{Co}$ TLs through magnetization measurements performed in the SQUID 5.5 T magnetometer and the magnetic domain structure (MDS) of the top Co layer of $\text{Co}/\text{Nb}/\text{Co}$ TLs by means of MFM. It is known [1-11] that the overall anisotropy of FM films with perpendicular magnetocrystalline anisotropy, such as hcp Co films, transforms from *in-plane* to *out-of-plane* at a critical thickness $d_{\text{cr}}^{\text{FM}}$ due to the dominant role of shape anisotropy. In both theoretical (micromagnetic simulations-OOMMF) and experimental (magnetization measurements-SQUID and MDS investigation-MFM) investigations, the Co layer's thickness, d_{Co} , was varied between 10 nm and 200 nm in order to determine the critical value $d_{\text{cr}}^{\text{FM}}$.

Moreover, the impact of EB mechanism to the magnetic behavior of the $\text{Co}/\text{Nb}/\text{Co}$ TLs is further examined. A $\text{CoO}(2\text{nm})$ underlayer was added to the bottom Co layer of selected $\text{Co}/\text{Nb}/\text{Co}$ TLs with thin Co layers giving the parent structure $\text{CoO-Co}/\text{Nb}/\text{Co}$. CoO is an antiferromagnetic (AFM) ingredient with a characteristic Neel temperature $T_{\text{N}}=291$ K, while Co is a typical FM below its critical temperature $T_{\text{c}}=1388$ K. When the EB mechanism is imposed, the bottom AFM-FM layer's magnetization is pinned *in-plane* to a specific direction, while the top FM layer's magnetization is free to rotate following the external magnetic field. Here we present magnetization loops of the $\text{CoO}/\text{Co}/\text{Nb}/\text{Co}$ TL performed at Virgin and at the EB states that reveal the impact of EB on the magnetic behavior of the bottom Co layer. The theoretical and experimental data presented in the present Chapter are important for the interpretation of the transport effects observed in $\text{FM}/\text{SC}/\text{FM}$ TLs that are the sSVE and sMRE.

5.1 The impact of shape anisotropy on the magnetic anisotropy of Co thin films

i. Co Singlelayers-SLs: A Theoretical Study

Motivated by the interesting magnetic properties of hcp Co films reported in the literature [1-11], we performed micromagnetic simulations of a Co SL by means of the Object Oriented MicroMagnetic Framework (OOMMF) software [12]. As already discussed in Chapter 3.5, we simulated a rectangular Co SL (Figure 5.1) with surface area $2 \times 1.5 \mu\text{m}^2$, while the thickness was varying from $d_{\text{Co}}=10$ to 160 nm and the cell size was adjusted to 5 nm. Regarding the intrinsic magnetic parameters typical values for an hcp cobalt film were used, i.e. crystalline anisotropy constant $K_1=520 \cdot 10^{+3} \text{ J/m}^3$, saturation magnetization $M_{\text{sat}}=1400 \cdot 10^{+3} \text{ A/m}$ and exchange constant $A=30 \cdot 10^{-12} \text{ J/m}$, while a constant uniaxial anisotropy along z axis was chosen. In all cases the external magnetic field, H_{ex} , was parallel to the surface of the film along the y -axis. More information regarding the OOMMF package can be found in Chapter 3.5.

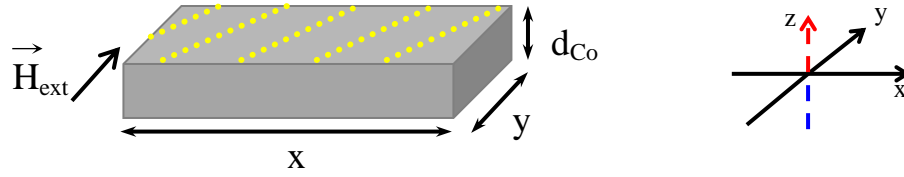


Figure 5.1: Schematic representation of the simulated rectangular Co film and coordinate sketch. We note that the external magnetic field, H_{ext} , was applied parallel to the film surface along the y-axis.

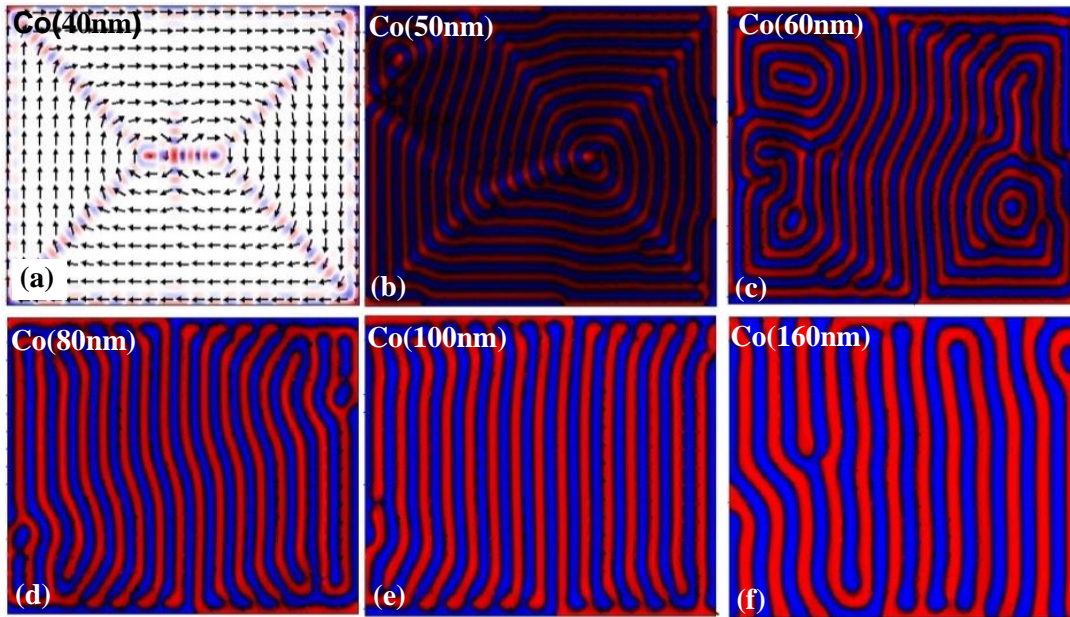


Figure 5.2: Simulated MDS of Co layers' surface ($2 \times 1.5 \mu\text{m}^2$) in the remnant state for thicknesses (a) $d_{\text{Co}}=40$ nm, (b) $d_{\text{Co}}=50$ nm, (c) $d_{\text{Co}}=60$ nm, (d) $d_{\text{Co}}=80$ nm, (e) $d_{\text{Co}}=100$ nm and (f) $d_{\text{Co}}=160$ nm taken by means of the OOMMF. The colors (arrows) indicate the normalized perpendicular (parallel) to the surface magnetization (blue and red colors notify the magnetization going in and out in respect to the film surface).

In Figure 5.2 we present OOMMF images of the magnetization configuration all over the Co monolayer's surface (xy -plane), taken at the remanent state, for thicknesses $d_{\text{Co}}=40, 50, 60, 80, 100$ and 160 nm (Figures 6 (a)-(f)). We stress that the color code notifies magnetization coming out of the film surface as red and that going in the film surface as blue, as shown in the coordinate sketch of Figure 5.1, while both white and black colors denote the absence of perpendicular to the xy -plane magnetization. For very thin layers, with thicknesses $d_{\text{Co}} \leq 40$ nm (Figure 5.2 (a)), we notice only large *in-plane* magnetic domains. On the other hand, as Co thickness increases to $d_{\text{Co}}=50$ and 60 nm (Figures 5.2 (b) and (c)) the *out-of-plane* magnetization is strengthened, still coexisting with the *in-plane* magnetization component giving a superstructure, where *out-of-plane* stripe magnetic domains (MDs) are modulated by the large *in-plane* MDs. For the better understanding of the OOMMF images, we stress that light color suggests perpendicular magnetization while the variations of red and blue colors represent magnetization components that have an angle with the xy -plane. Finally, for thicknesses $d_{\text{Co}} \geq 80$ nm the magnetization is absolutely *out-of-plane* and only light colored stripe MDs are signified as shown in Figures 5.2 (d), (e) and (f) for Co(80nm), Co(100nm) and Co(160nm), respectively. These findings are typical for hcp Cobalt films [1-8] and suggest that a transition from *in-plane* MDs of large dimensions to *out-of-plane* MDs in

the form of narrow stripes is realized as d_{Co} increases above a critical thickness. The OOMMF estimated critical thickness for the *in-plane* to *out-of-plane* magnetization crossover is around $d_{\text{cr}}^{\text{OOMMF}}=40\text{-}50$ nm.

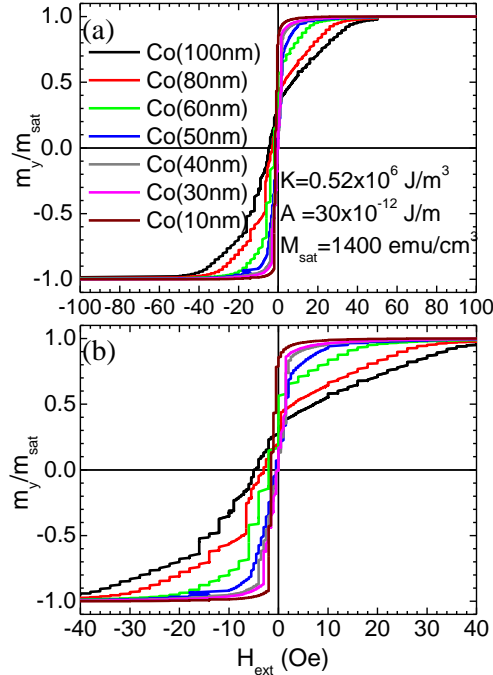


Figure 5.3: Magnetization loops obtained with the OOMMF for an hcp Co single layers of surface area $2 \times 1.5 \mu\text{m}^2$ and thickness $d_{\text{Co}}=10\text{-}100$ nm under a parallel magnetic field in (a) extended field range and (b) the low fields regime.

Continuing on the simulated data, in Figure 5.3 we show the parallel magnetic hysteresis loops, $m_y/m_{\text{sat}}(H_{\text{ext}})$, for Co(d_{Co}) SLs with thicknesses $d_{\text{Co}}=10\text{-}100$ nm in extended field range, Figure 5.3 (a), and in the low fields regime, Figure 5.3 (b). The transition from *in-plane* MDs of large dimensions to *out-of-plane* MDs in the form of narrow stripes is, also, evidenced in the magnetization data of Figures 5.3 (a)-(b). We observe that as Co thickness increases, the *in-plane* saturation field, $H_{\text{sat}}^{\text{par}}$, and the coercive field, H_c , decrease, whereas the value of the *in-plane* remanent magnetization, m_{rem} , increases. This behavior is attributed to the gradual appearance of the *out-of-plane* MDs on the FM layer's surface as the thickness of the ferromagnetic layer is increased and has been reported in the literature [9,11,13]. We recall that a) the saturation field, $H_{\text{sat}}^{\text{par}}$, is the field at which the magnetization attains its saturation value, b) the coercive field is defined as the magnetic field for zero magnetization, $m(H_c)=0$, and c) the remanent magnetization is the magnitude of the magnetization at zero field, $m_{\text{rem}}=m(0)$.

ii. Co/Nb/Co Trilayers (TLs): An Experimental Study

The micromagnetic simulations performed on ideally hcp Co films by means of the OOMMF software confirmed that shape anisotropy is a dominant extrinsic property of Co layers that determines the orientation of the magnetization component in respect to the surface of the layer. Our results are in good agreement with the literature [1-11,13-16]. In order to investigate the MDS of Co thin films on more complicated hybrid trilayered structures, we conducted detailed magnetization experiments on Co/Nb/Co TLs. More specifically, the magnetic hysteresis of Co/Nb/Co TLs and the MDS of the top Co layer of Co/Nb/Co TLs was studied by means of the SQUID 5.5 T magnetometer and the MFM, respectively.

Magnetic characterization of Co/Nb/Co TLs

Figure 5.4 (a)-(f) displays the magnetization loops of a Co(30nm)/Nb(17nm)/Co(30nm) TL, Figures 5.4 (a), (b), a Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TL, Figures 5.4 (c), (d), and a Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TL, Figures 5.4 (e), (f). The magnetization loops were obtained at temperatures $T=10$ K, Figures 5.4 (a), (c), (e), and $T=300$ K, Figures 5.4 (b), (d), (f), in the parallel and the normal magnetic field-sample's surface configuration. We should stress that temperatures $T=10$ K and 300 K are significantly above the SC's critical temperature. In this temperature regime, i.e. $T > T_c^{SC}$, the SC behaves paramagnetically under the presence of an external magnetic field, thus there is no contribution of the SC interlayer on the total magnetization of the TL. This condition is altered for temperatures close to and far below the SC's critical temperature where the SC interlayer contributes diamagnetically affecting the total magnetization of the TL (magnetization data obtained at $T < T_c^{SC}$ are shown in Chapters 4.3 and 6.1).

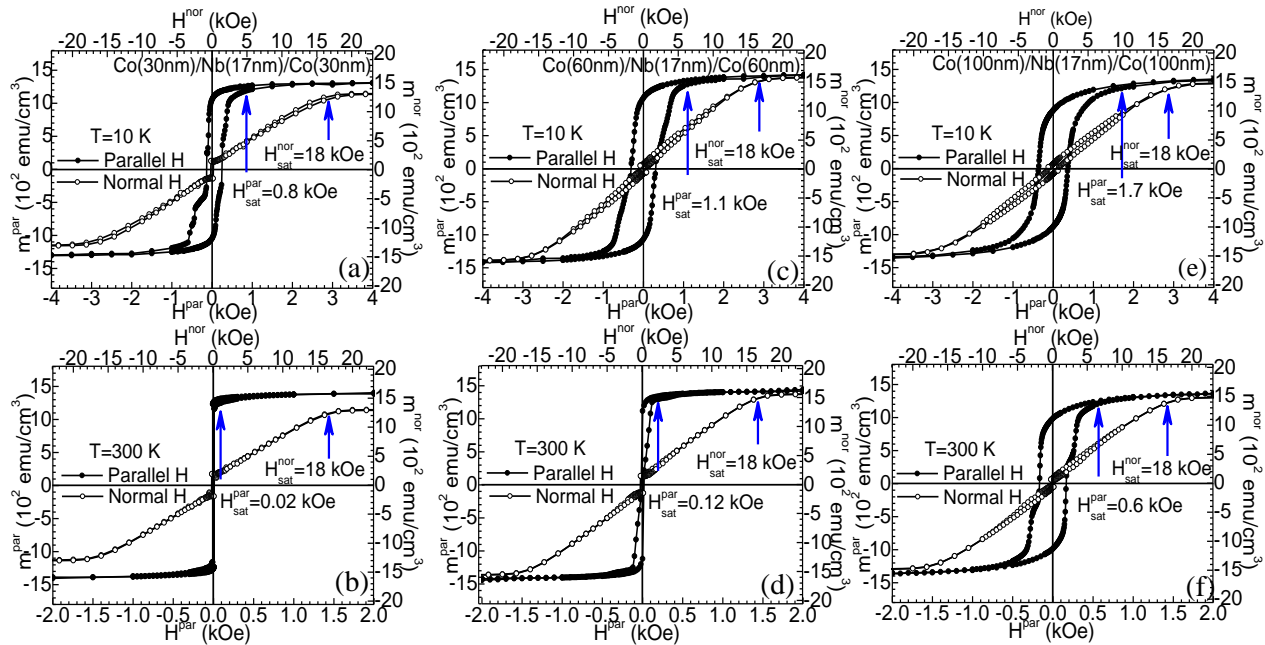


Figure 5.4: Parallel and the normal magnetic hysteresis loops for (a),(b) a Co(30nm)/Nb(17nm)/Co(30nm) TL, (c),(d) a Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TL and (e),(f) a Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TL obtained at temperatures $T=10$ K (a), (c), (e) and $T=300$ K (b), (d), (f).

Interesting information regarding the magnetic characteristics of the Co layers in Co/Nb/Co TLs can be extracted from Figures 5.4 (a)-(f). We should mention that the magnetization axis scale has been kept constant in all the $m^{nor}(H)$ magnetization loops for comparison. To this end the range of the magnetic field axis of the $m^{par}(H)$ magnetization loops is adjusted to $[-4$ kOe, 4 kOe] and $[-2$ kOe, 2 kOe] for temperatures $T=10$ K and $T=300$ K, respectively. Some general inferences can be extracted from the magnetization data of Figures 5.4 (a)-(f). First, regarding the $m^{nor}(H)$ magnetization loops, for all TLs (i.e. the Co(30nm), the Co(60nm) and the Co(100nm) TL) and for both temperatures, $T=10$ K and $T=300$ K, the same value of the saturation field has been signified that is $H_{sat}^{nor}=18$ kOe. Second, regarding the $m^{par}(H)$ magnetization loops, it is clear that for all TLs a harder magnetic behavior is revealed at $T=10$ K than the magnetic behavior at $T=300$ K. This is reflected by the direct comparison between the Figures 5.4 (a) and (b), Figures 5.4 (c) and (d) and Figures 5.4 (e) and (f). This was expected since it is known [17,18] that the magnetocrystalline anisotropy of Co decreases as temperature increases influencing the

magnetic parameters of the material (i.e. the coercive field decreases etc). Third, for all Co thicknesses, the parallel saturation field, $H_{\text{sat}}^{\text{par}}$, is significantly lower than the normal saturation field, $H_{\text{sat}}^{\text{nor}}$ at both temperatures, $T=10$ K and $T=300$ K. Fourth, focusing on the parallel magnetization loops we observe that as Co thickness increases, the *in-plane* saturation field, $H_{\text{sat}}^{\text{par}}$, increases, the *in-plane* remanent magnetization decreases and the coercive field, H_c , increases. These findings are in good agreement with the theoretical observations of Figure 5.3 and are attributed to the gradual appearance of the *out-of-plane* magnetic domains on the FM layer's surface as the thickness of the ferromagnetic layer is increased and has been widely reported in the literature [9, 11, 13]. Hence, it becomes apparent that in our Co/Nb/Co TLs the magnetic easy axes of Co layers is *in-plane* in respect to the samples surface despite the perpendicular magnetocrystalline anisotropy of the hcp-Co sputtered layers (as it was shown with XRD experiments presented in Chapter 4.1). This finding is typical for hcp Cobalt films [1-11,17,18] and suggests that the shape anisotropy dominates the overall anisotropy of these TLs.

MDS of Co/Nb/Co TLs

Continuing on the magnetic characterization of sputtered $\text{Co}(d_{\text{Co}})/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(d_{\text{Co}})$ TLs, we performed detailed MFM experiments at $T=300$ K. The thickness d_{Co} of the Co outer layers ranged from 10 to 200 nm. The MFM experiments occurred under zero magnetic field and the TLs were at the as-prepared state. The term 'as-prepared state' declares that there was no demagnetization protocol performed to the specimens before the MFM experiments.

Representative $5.5 \times 5.5 \mu\text{m}^2$ MFM images of $\text{Co}(d_{\text{Co}})/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(d_{\text{Co}})$ with Co thickness $d_{\text{Co}}=100, 80, 60$ and 30 nm are shown in Figures 5.5 (a), (b), (c) and (d), respectively. These data unveil the transformation of the magnetic anisotropy from *in-plane* to *out-of-plane* as the d_{Co} increases above a critical range, $d_{\text{cr}}^{\text{MFM}}=40\text{-}50$ nm. A MDS of *out-of-plane* MDs in the form of narrow stripes is observed at Co/Nb/Co TLs with Co thicknesses $d_{\text{Co}}>60$ nm (Figures 5.5 (a)-(c)). In addition, in TLs with relatively small Co layers thickness, i.e. $d_{\text{Co}}<40$ nm (Figure 5.6(d)), no stripe MDs were observed. This is attributed to the strong *in-plane* anisotropy that dominates the FM layer at thicknesses below the critical thickness, $d_{\text{cr}}^{\text{MFM}}$. Hence, for thin Co layers large *in-plane* MDs are formed that are difficult to be captured inside the scanning area (typical MFM scanning areas $5.5 \times 5.5\text{-}10 \times 10 \mu\text{m}^2$). Surprisingly, in TLs with Co layers thickness $d_{\text{Co}}=60$ nm, that is equal to the upper limit of the critical range $d_{\text{cr}}^{\text{MFM}}=40\text{-}50$ nm, *out-of-plane* and *in-plane* MDs coexist. In particular, in the MFM image of the $\text{Co}(60\text{nm})/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(60\text{nm})$ TL of Figure 5.5 (c) it is clearly observed that the relatively narrow *out-of-plane* MDs, in the form of stripes, are hosted inside much wider *in-plane* MDs giving a visible superstructure. This superstructure was also theoretically evidenced in OOMMF simulations in $\text{Co}(50\text{nm})$ and $\text{Co}(60)$ SLs (Figures 5.2 (b), (c)).

Continuing on the MFM data, in Figures 5.6 (a)-(c) MFM images of larger scanning areas $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ for selected TLs are shown. The MFM images of Figures 5.6 (a) and (b) present the $\text{Co}(100\text{nm})/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(100\text{nm})$ TL and $\text{Co}(60\text{nm})/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(60\text{nm})$ TL of Figures 5.5 (a) and (c), respectively, while Figure 5.6 (c) presents the MFM image of an additional $\text{Co}(60\text{nm})/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(60\text{nm})$ TL. Stripe domains with a randomly distributed orientation are observed for the $\text{Co}(100\text{nm})$ TL (in Figure 5.6 (a)). This finding reflects the polycrystalline nature of the sputtered Co layers. Figure 5.6 (b) shows the superstructure observed for the $\text{Co}(60\text{nm})/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(60\text{nm})$ TL of Figure 5.5 (c) in a larger scale. The *in-plane* magnetic domains of diameter $1\text{-}2 \mu\text{m}$ are clearly identified from the surrounding MDS due to different contrast and are randomly oriented in the sample's surface. Surprisingly, *out-of-plane* stripe domains are hosted all over the scanning area (see also Figure 5.5 (c)). In the MFM image of the $\text{Co}(60\text{nm})/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(60\text{nm})$ TL presented in Figure 5.6 (c) cross-tie walls are

observed. Cross-tie walls are usually observed in soft magnetic thin films with *in-plane* magnetization and arise from a sequence of 90° Néel walls that is energetically favorable in contrast to 180° Néel walls. It is possible that *out-of-plane* stripe MDs exist inside the *in-plane* MDs of Figure 5.6 (c), which cannot be distinguished due to limitations of the lateral resolution of the MFM tip [19,20].

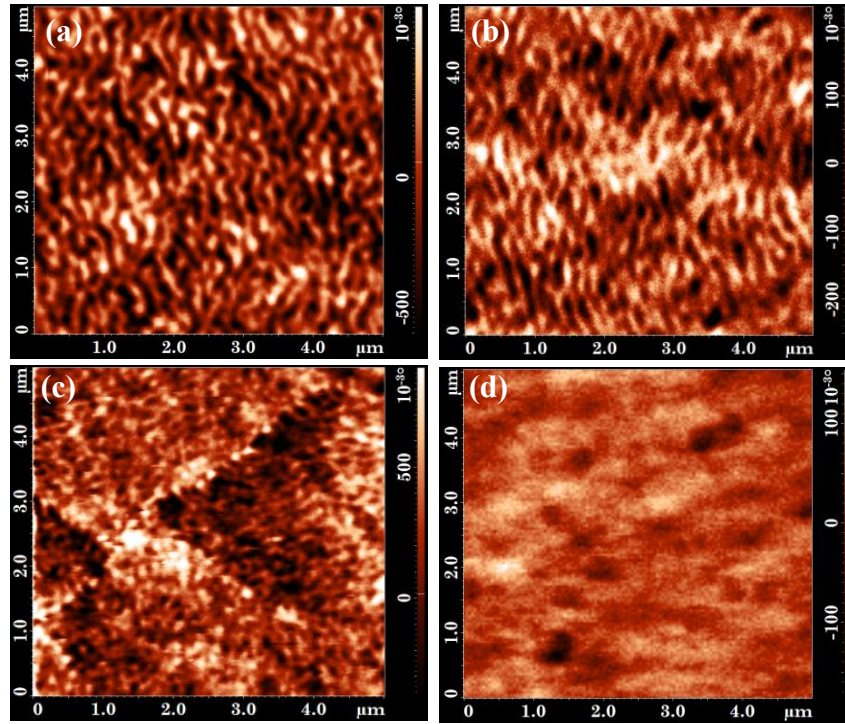


Figure 5.5: MFM data ($5.5 \times 5.5 \mu\text{m}^2$) for $\text{Co}(d_{\text{Co}})/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(d_{\text{Co}})$ TLs obtained at $T=300\text{K}$ in the prepared state for d_{Co} (a) 100 nm, (b) 80 nm, (c) 60 nm and (d) 30 nm. The transition from *out-of-plane* magnetic domains in the form of narrow stripes to *in-plane* magnetic domains of large dimensions, as the thickness of the Co outer layers decreases is revealed own to the strong shape anisotropy of Co.

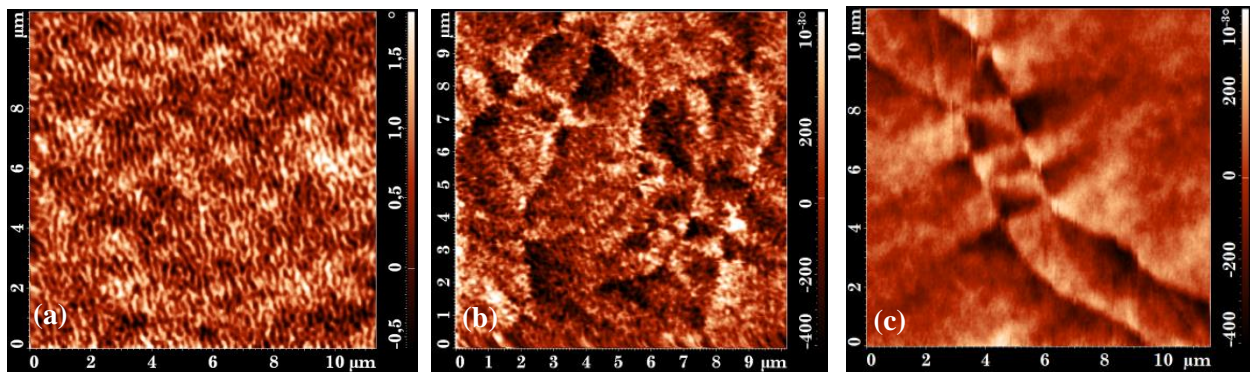


Figure 5.6: MFM data ($10 \times 10 \mu\text{m}^2$) for $\text{Co}(d_{\text{Co}})/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(d_{\text{Co}})$ TLs obtained at $T=300\text{K}$ for Co thicknesses (a) 100 nm and (b),(c) 60 nm. (a) Randomly distributed *out-of-plane* stripe MDs are observed in the $\text{Co}(100\text{nm})$ TL. (b) Clear evidence of superstructure where narrow *out-of-plane* MDs are hosted inside much wider *in-plane* MDs are observed in a $\text{Co}(60\text{nm})$ TL. (c) Cross-tie walls that indicate *in-plane* magnetization are observed in an alternative $\text{Co}(60\text{nm})$ TL.

The MFM experiments reveal the great impact of shape anisotropy on the MDS of Co layers and have been reported in our recent works [14-16,21]. More specifically, the MFM data indicate that the critical range, d_{cr}^{MFM} for the transformation from *out-of-plane* to *in-plane* magnetic domains is 40-50 nm. More important, the experimental-MFM data of Co(d_{Co})/Nb(17nm)/Co(d_{Co}) TLs are in agreement with the theoretical-OOMMF data of Co(d_{Co}) SLs.

iii. Critical thickness range d_{cr}^{FM} of shape anisotropy

The irrefutable confirmation of the magnetization transition of shape anisotropy origin observed in Co layers is the evolution of the *out-of-plane* MDs' characteristic length scales as d_{FM} increases. We recall that with the term the characteristic length scales of the *out-of-plane* MDs we imply the width of the MDs, D_{MDS} , and the width of the MD walls (MDWs), D_{MDWs} . Details regarding these issues can be found in Chapter 1.2.ii.b., where the relation $D_{MDS} \approx d_{FM}^{1/2}$ is discussed [14-16,21-23].

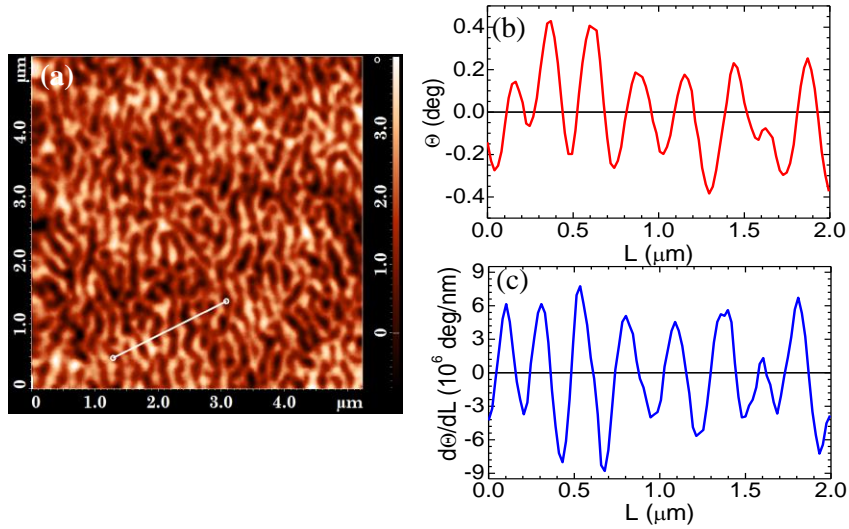


Figure 5.7: (a) MFM data ($5 \times 5 \mu m^2$) for a Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TL obtained at $T=300K$. (b) and (c) The phase signal, $\Theta(L)$, along the section of the white line of panel (a) and its derivative, $d\Theta/dL(L)$, respectively.

The experimentally evaluated length scales of the *out-of-plane* MDs were estimated by the raw MFM data. Regarding the estimation of the D_{MDS} , in Figure 5.7 (a) raw MFM data for the case of a Co(100)/Nb(17)/Co(100) TL is shown, while in Figure 5.7 (b) the phase signal, $\Theta(L)$, along the section of the white line of Figure 5.7 (a) is presented. The phase signal, $\Theta(L)$, is extracted from the NOVA software in ASCII form and introduced in the graphing-processing software Origin for analysis. The peaks observed in the phase signal refer to MDs. Thus, the width of the MDs, D_{MD} , is estimated by dividing the length L of the line with the number of peaks [21-23]. A few hundred of events (approximately 300 MDs) were counted for each Co(d_{Co})/Nb(17nm)/Co(d_{Co}) TL using lines randomly sampled along $5 \times 5 \mu m^2$ MFM images to meet adequate statistics, while at least 10 Co(d_{Co})/Nb(17nm)/Co(d_{Co}) TLs of each d_{Co} were examined. Regarding the D_{MDWs} , they were estimated from the derivative of the phase signal, $d\Theta/dL(L)$. In particular, in Figure 5.7 (c) the derivative of the phase signal, $d\Theta/dL(L)$ shown in 5.7 (b) is presented. In the $d\Theta/dL(L)$ curve the peaks refer to the borders of adjacent MD that is MDW. The D_{MDW} is estimated from the data of Figure 5.7 (c) as the width of each

peak at the level criterion 95%. Using the level criterion of 95% we estimate the D_{MDWs} indirectly from the raw MFM data. The mean A hundred of events were counted for each case to meet adequate statistics. Here we focus on the characteristic length scales, D_{MDs} and D_{MDWs} , of the magnetic pattern estimated from the MFM data of two representative Co(d_{Co})/Nb(17nm)/Co(d_{Co}) TLs of thickness $d_{Co}=60$ and 100 nm. It resulted that for a group of 5 Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TLs the mean values read $D_{MDs}=98.3\pm 5.4$ nm and $D_{MDWs}=15.2\pm 8.9$ nm, while for the group of 15 Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TLs the mean values read $D_{MDs}=121.9\pm 5.8$ nm and $D_{MDWs}=18.5\pm 1.6$ nm. Based on these values, we can replace the indirect level criterion of 95% with an equivalent criterion based on a simple multiplying factor $D_{MDWs}=15\%D_{MDs}$ that can be used to calculate D_{MDWs} directly from the experimentally measured D_{MDs} . The latter can be used easily in the forthcoming algebraic calculations.

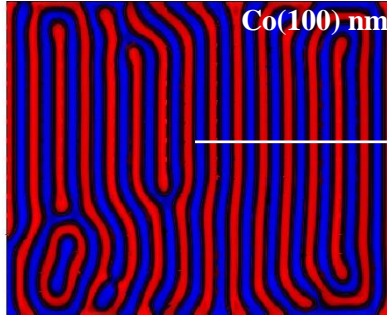


Figure 5.8: Object Oriented MicroMagnetic Framework simulated MDS of a Co(100nm) SL. The white solid line is used for the estimation of the MDs with, D_{MDs} .

The theoretically evaluated length scales of the *out-of-plane* MDs were estimated from the OOMMF data. In particular, the D_{MDs} was estimated directly by the OOMMF images by using a line of certain length, L , normalized to the simulated dimensions. As it becomes clear in Figure 5.8 for the case of a Co(100nm) SL we can calculate the number of red and blue MDs along the white line. The D_{MD} is then calculated by dividing the length L of the line with the number of the MDs. Regarding the D_{MDWs} they were estimated by the multiplying factor $D_{MDWs}=15\%D_{MDs}$ revealed from the experimental data.

Figures 5.9 (a) and (b) show the width of the MDs, D_{MDs} , and the width of the MDWs, D_{MDWs} , as a function of the Co layers thickness estimated for Co SLs (OOMMF simulations) and for Co/Nb/Co TLs (MFM experiments), respectively. We mention that in both cases the lines are only guides to the eye. For both MFM and OOMMF estimated data, we observe the expected decrease of the D_{MDs} following the decrease of the d_{Co} . This behavior is in total agreement with the literature [3,7,8,24-26]. Regarding the theoretical data, Figure 5.9 (a), the D_{MDs} dependency on Co layer's thickness follows the $D_{MDs}=A*d_{Co}^{1/2}$ law as indicated by the fitting red solid curve and is in agreement with the literature [1,3]. Regarding the experimental data, Figure 5.9 (b), the D_{MDs} dependency on Co layer's thickness follows a linear $y=A*d_{Co}+B$ law as indicated by the fitting blue solid curve. Moreover, the MFM estimated D_{MDs} values agree in the order of magnitude with the experimentally determined D_{MDs} of the literature [3,7,8,25,26] for relative Co thicknesses, while the OOMMF estimated D_{MDs} values are in agreement with the theoretically determined D_{MDs} of the literature [4,24-26]. Both Figures 5.9 (a) and (b) present points of zero D_{MDs} for thin Co layers. As already discussed Co layers with thicknesses $d_{Co}<d_{cr}^{FM}$ (in particular $d_{Co}<d_{cr}^{OOMMF}=d_{cr}^{MFM}=40-50$ nm) do not develop stripe domain pattern, therefore they appear to have zero D_{MDs} in order to demonstrate the sharpness of the magnetization transformation of shape anisotropy origin. However, we should mention that in the case of MFM experimental data, narrow *out-of-plane* MDs may also exist for Co thicknesses inside the critical area $d_{cr}^{MFM}=40-50$ nm which cannot be detected due to the

lateral resolution of the MFM measurements. In particular, since the MFM tip's nominal radius is around 50nm, it becomes clear that stripe domains with D_{MD} below 70 nm are hardly recorded [19,20].

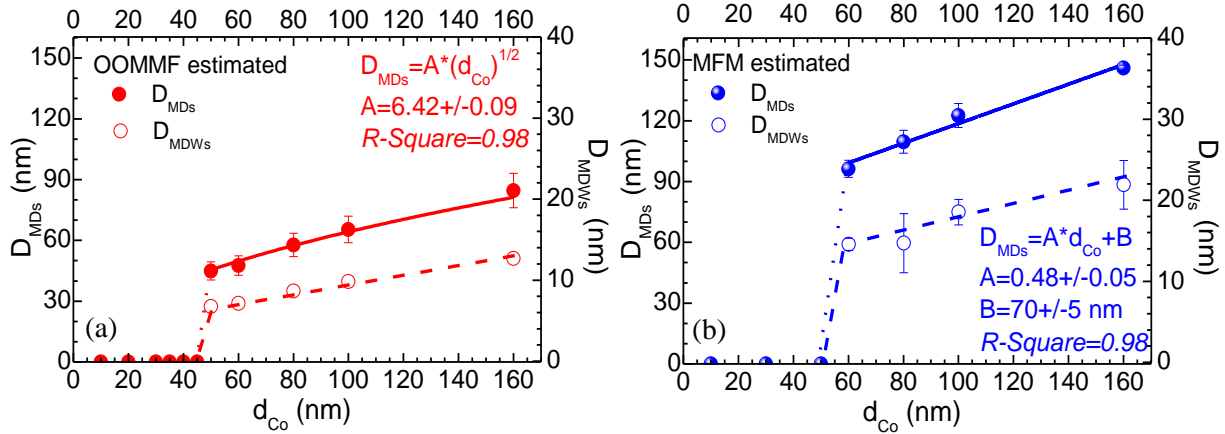


Figure 5.9: Evolution of the width of the MDs, D_{MDs} , and width of MDWs, D_{MDWs} , of Co layers as the thickness, d_{Co} , decreases. (a) Theoretical data obtained from OOMMF simulations for $Co(d_{Co})$ SLs and (b) experimental data obtained from MFM experiments for $Co(d_{Co})/Nb(17nm)/Co(d_{Co})$ TLs. The solid lines are fitting curves, while the dotted and dashed lines serve as guides for the eye.

Comparing the theoretically (OOMMF) and experimentally (MFM) determined D_{MDs} values of Figures (a) and (b) we conclude that though they agree in the order of magnitude, they exhibit a difference by a factor of two. This discrepancy can be justified if we consider that the OOMMF data refer to the ideal and simple case of Co SLs with certain magnetic parameters (crystalline anisotropy constant, K , saturation magnetization, M_s , and exchange constant, A) and dimensions, while the MFM data refer to the more complex experimental realization of sputtered Co/Nb/Co TLs. In the case of Co/Nb/Co TLs a magnetostatic coupling between the outer Co could be a reason for this discrepancy. The stray-field's induced magnetostatic coupling between FM outer layers/multilayers separated by a non-magnetic layer has been studied thoroughly in the literature [27-36]. Dieny and colleagues [32-34] reported the great impact of the magnetostatic coupling on the MDS of the top FM layer of FM/NM/FM structures (NM stands for non-magnetic layer). More specifically, MFM experiments performed on series of Si/SiO/Pt/[Co/Pt]₂/Pt(x)/[Co/Pt]₄ and Si/SiO/Pt/[Co/Pt]₄/Pt(x)/[Co/Pt]₄ multilayers with $x=0-150$ nm [34] revealed the evolution of the D_{MDs} with the NM Pt spacer thickness that reflects the intensity of the magnetostatic coupling. The discrepancy between theoretically and experimentally estimated D_{MDs} has also been reported in [4,24]. As discussed in [4], possible reasons for the discrepancy are deviations of the experimentally observed domain width from the equilibrium width of long parallel stripes considered in the theoretical models. Such differences in the domain width of maze-like stripe domains and parallel stripe domains have been reported for Co/Pt multilayers with strong perpendicular anisotropy [36] but are not found in the Co films studied by Hehn et al. [3]. A more serious reason for the discrepancy between experiment and theory is thought to be the assumption of a homogeneous magnetization state within each domain and a vanishing domain-wall width that owns in the latter. These simplifying assumptions need further investigation both from theoretical and experimental perspective and exceed the goals of this Thesis.

The theoretical (micromagnetic simulations of $Co(d_{Co})$ SLs by means of the OOMMF software) and experimental (magnetization characterization of $Co(d_{Co})/Nb(17nm)/Co(d_{Co})$ TLs by means of the

SQUID magnetometer and the MFM) data presented in the present Chapter confirm the great impact of shape anisotropy on the MDS of Co layers. Therefore, shape anisotropy is the key parameter for the study of the transport properties of SC interlayer in the Co/Nb/Co TLs.

5.2 The impact of exchange bias mechanism on the magnetic behavior of Co thin films

In the present paragraph, we examine the impact of the EB mechanism [37-40] on the magnetic behavior of the CoO-Co/Nb/Co TL. Due to the antiferromagnetic character of CoO, when the EB mechanism is activated, the bottom AFM-FM layer's magnetization is pinned *in-plane* to a specific direction, while the top FM layer's magnetization is free to rotate following the external magnetic field. A direct consequence is the harder magnetic behavior of the CoO-Co layer in the EB state in comparison with its magnetic behavior in the Virgin state. We clarify that the AFM-FM, i.e. CoO-Co, ingredient behaves as a single building layer thus the hybrid CoO-Co/Nb/Co is still considered as a TL and therefore referred so, while the terms Virgin state and EB state refer to the TL before and after the activation of the EB mechanism. In particular, the activation of the EB mechanism is realized when the TL is cooled from a temperature above the blocking temperature, T_B , under the presence of a sufficiently high external magnetic field, $H_{ex}=10$ kOe. More details about the EB mechanism can be found in Appendix C and in [37-44].

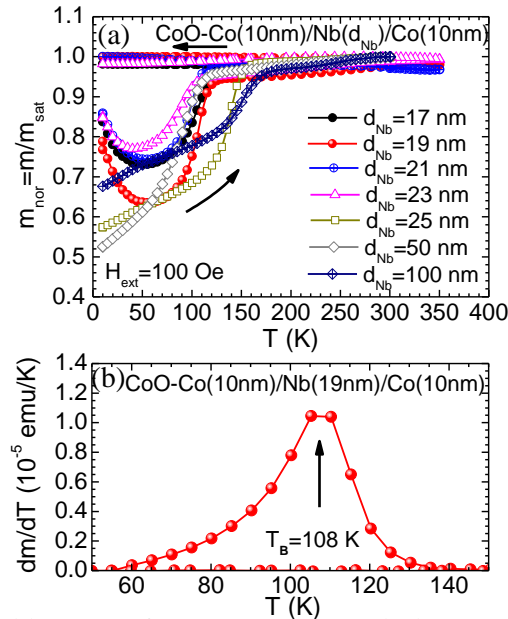


Figure 5.10: (a) The isofield $m(T)$ of CoO-Co(10nm)/Nb(d_{Nb})/Co(10nm) TLs with Nb thicknesses $d_{Nb}=17, 19, 21, 23, 25, 50$ and 100 nm obtained under the external magnetic field $H_{ex}=100$ Oe are presented. (b) The derivative curve, $dm/dT(T)$, of the CoO-Co(10nm)/Nb(19nm)/Co(10nm) TL of panel (a) is shown as a representative example for the estimation of the blocking temperature T_B .

The blocking temperature, T_B , of the TL is defined from the isofield $m(T)$ curves of the longitudinal magnetization component obtained under the presence of a parallel magnetic field $H_{ex}=100$ Oe. In Figure 5.10 (a) we present the isofield $m(T)$ for the series of CoO-Co(10nm)/Nb(d_{Nb})/Co(10nm) TLs with Nb thicknesses $d_{Nb}=17, 19, 21, 23, 25, 50$ and 100 nm obtained under the external magnetic field $H_{ex}=100$ Oe. The quite strange behavior of the $m(T)$ curves observed around $T=50$ K for

Co(10nm)/Nb(d_{Nb})/Co(10nm) TLs with thicknesses $d_{\text{Nb}}=17, 19, 21$ and 25 nm has not been investigated since it is beyond the scope of the present research. From the derivative curves, $dm/dT(T)$, we estimate the T_B , as can be seen in Figure 5.10 (b) for the CoO-Co(10nm)/Nb(19nm)/Co(10nm) TL of Figure 5.10 (a). The mean T_B of the blocking temperature for the series of Co(10nm)/Nb(d_{Nb})/Co(10nm) TLs reads $\langle T_B \rangle \approx 110 \pm 24$ K, while details regarding the T_B of each TL of Figure 5.10 (a) can be found in Table 5.1. These data suggest that there is no relation of the T_B with the thickness of the Nb interlayer. Moreover, the blocking temperature ranges between $90 < T_B < 150$ K.

d_{Nb} (nm)	T_B (K)
17	105
19	108
21	100
23	90
25	140
50	90
100	150

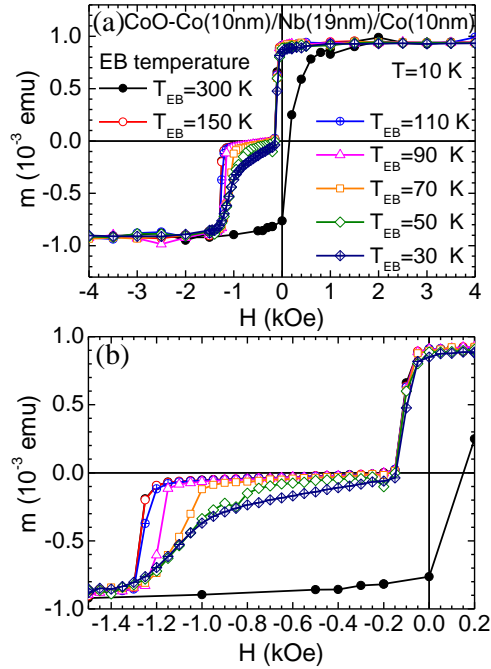


Figure 5.11: Magnetization data for the CoO-Co(10nm)/Nb(19nm)/Co(10nm) TL in the EB state obtained at $T=10$ K $> T_c^{\text{SC}}$ are presented (a) in extended field range and (b) in the low fields regime. The EB mechanism was performed from various temperatures, T_{EB} .

Additional magnetization measurements have been performed aiming to investigate how the temperature at which the EB mechanism is activated, termed as EB temperature, T_{EB} , influences the magnetization of the bottom FM layer. In Figures 5.11 (a) and (b) we present the hysteresis loops

obtained at temperature $T=10$ K for the CoO-Co(10nm)/Nb(19nm)/Co(10nm) TL in the EB state for extended field range (a) and in the low fields regime (b). In these experiments, the temperature, T_{EB} was varied between 300 K and 30 K. As clearly shown in Figures 5.11 (a) and (b), the EB temperature influences the intensity of the EB thus the coercive field of the bottom layer, $H_c^{\text{bottomCo,EB}}$ obtains higher values for higher T_{EB} . More important, for temperatures above the blocking temperature, $T_{EB}>T_B=108$ K, approximately the same coercive fields of the bottom Co layer are observed, while for temperatures below the blocking temperature, $T_{EB}<T_B=108$ K, the coercive field of the bottom Co layer is degraded as T_{EB} decreases. In Table 5.2 we summarize the $H_c^{\text{bottomCo,EB}}$ for the various T_{EB} of the magnetization data of Figure 5.11. Relevant evidences have been reported in the literature [37-42]. At the bottom line, we should stress that in all EB experiments all CoO-Co/Nb/Co TLs have been biased by getting cooled from $T=300$ K down to $T=10$ K under the presence of an external magnetic field of magnitude $H_{\text{ext}}=10$ kOe in order to ensure the maximum EB.

T_{EB} (K)	$H_c^{\text{bottomCo,EB}}$ (kOe)
300	1.27
150	1.27
110	1.26
90	1.19
70	1.10
50	1.08
30	1.08

Continuing with the magnetization data, in Figures 5.12 (a) and (b) we present the hysteresis loops of the CoO-Co(10nm)/Nb(19nm)/Co(10nm) TL obtained at $T=10$ K $> T_c^{\text{SC}}$ for the Virgin state and the EB state and two consecutive hysteresis loops performed after the main EB hysteresis loop in order to examine the training effect. The two consecutive hysteresis loops are called 1st and 2nd cycled loops. Figure 5.12 (a) shows the hysteresis loops in extended field range and Figure 5.12 (b) is focused in the low fields regime. At first, we focus on the hysteresis loop of the Virgin state (magenta-open-triangles) that is a two-step loop typical for CoO-Co/Nb/Co TLs. The coercive fields of the bottom and the top Co layers are $H_c^{\text{bottomCo, Virgin}}=0.53$ kOe and $H_c^{\text{topCo, Virgin}}=0.07$ kOe, respectively. Continuing on the hysteresis loop of the EB state (black-solid-circles) it is clearly observed that the activation of the EB mechanism influences drastically the bottom Co layer, that is adjacent to the CoO layer, which obtains a much higher coercive field, $H_c^{\text{bottomCo, EB}}=1.27$ kOe than the one obtained in the Virgin state. Moreover, the overall magnetization of the TL obtains zero magnitude for an extended field regime, which signifies the ‘antiparallel’ magnetizations of the Co outer layers. As it was expected for the top Co layer, its coercive field in the EB state is approximately the same with that of the Virgin state, $H_c^{\text{topCo, EB}}=0.12$ Oe $\approx H_c^{\text{topCo, Virgin}}=0.07$ Oe. The comparison of the Virgin and EB hysteresis loops clearly indicates the existence of the EB mechanism. In addition, after the first EB hysteresis loop (black-solid-circles) two cycled loops were performed. The 1st cycled loop (red-open-circles) revealed a degraded coercive field for

the bottom Co layer with magnitude $H_c^{\text{bottomCo,1st}}=0.64$ kOe and the 2nd cycled loop (blue-crossed-circles) revealed an even more degraded coercive field of $H_c^{\text{bottomCo,2nd}}=0.59$ kOe. Though the almost same coercive fields of the bottom Co layer observed for the Virgin state and the 1st and 2nd cycled loops, the decreasing branch of the Virgin state is morphologically different from the decreasing branches of the 1st and 2nd cycled loops. This evidence confirms the influence of the EB mechanism on the magnetization of the bottom Co layer. It should be noted that the coercive fields for the top Co layer for the Virgin state, the 1st cycled and the 2nd cycled loops are identical, i.e $H_c^{\text{topCo, Virgin}}= H_c^{\text{topCo, 1st}}= H_c^{\text{topCo, 2nd}}=0.07$ kOe. These data suggest that the intensity of the EB degrades through subsequently cycled hysteresis loops, an effect known as the training effect.

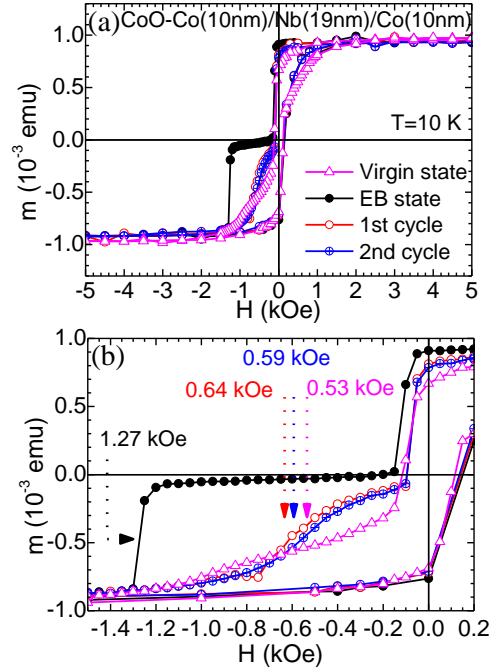


Figure 5.12: Magnetization data for the CoO-Co(10nm)/Nb(19nm)/Co(10nm) TL obtained at $T=10$ K $> T_c^{SC}$ for the Virgin state and the EB state, while also two cycled hysteresis loops performed after the EB hysteresis loop in order to examine the training effect are presented (a) in extended field range and (b) in the low fields regime.

The magnetization data presented in the present Chapter confirm the existence of the EB mechanism in the studied CoO-Co/Nb/Co TLs. Once the EB mechanism is imposed on the bottom Co layer, the ‘parallel’ and ‘antiparallel’ magnetic configuration of the outer Co layers can be achieved at will, influencing the transport properties of SC interlayer in CoO-Co/Nb/Co TLs [14,31,32].

References

- [1] Kittel, C. *Physical Review B*, 965 (1946)
- [2] Donnet, D. M., Krishnan, K. M., Yajima, Y., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **28**, 1942 (1995)
- [3] Hehn, M., Padovani, S., Ounadjela, K., Bucher, J. P., *Phys. Rev. B* **54**, 3428 (1996)
- [4] Brandenburg, J., Huhne, R., Schultz, L., Neu, V., *Phys. Rev. B* **79**, 054429 (2009)
- [5] Gil, W., Gorlitz, D., Horisberger, M., Kotzler, J., *Phys. Rev. B* **72**, 134401 (2005)
- [6] Girt, E., Huttema, W., Mryasov, O. N., Montoya, E., Kardasz, B., Eyrich, C., Heinrich, B., Dobin, A. Yu., Karis, O., *J. Appl. Phys.* **109**, 07B765 (2011)
- [7] Viot, F., Favre, L., Hayn, R., Kuz'min, M. D., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **45**, 405003 (2012)
- [8] Marty, A., Samson, Y., Gilles, B., Belakhovsky, M., Dudzik, E., Durr, H., Dhesi, S. S., van der Laan, G., Goedkoop, J. B., *J. Appl. Phys.* **87**, 5472 (2000)
- [9] Ben Youssef, J., Vukadinovic, N., Billet, D., Labrune, M., *Phys. Rev. B* **69** 174402 (2004)
- [10] Bakaul, S. R., Lin, W., Wu, T., *Appl. Phys. Lett.* **99** 042503 (2011)
- [11] Kim, J. V., Demand, M., Hehn, M., Ounadjela, K., Stamps, R. L., *Phys. Rev. B* **62** Number 10 6467 (2000)
- [12] Donahue M., Porter D., Object Oriented MicroMagnetic Framework, <http://math.nist.gov/oommf>
- [13] Kisielewski, M., Maziewski, A., Zablotskii, V., *J. Magn. Magn. Mater.* **316** 277 (2007)
- [14] Stamopoulos, D., Aristomenopoulou, E., Lagogiannis, A., *Supercond. Sci. Technol.* **27**, 095008 (2014)
- [15] Stamopoulos, D., Aristomenopoulou, E., Manios, E., *Appl. Phys. Lett.* **105**, 112602 (2014)
- [16] Stamopoulos, D., Aristomenopoulou, E., *J. Appl. Phys.* **118**, 063904 (2015)
- [17] Cullity, B. D., Graham, C. D., *Introduction to Magnetic Materials*, 2nd Edition, Willey-IEEE Press (2008)
- [18] Barnier, Y., Pauthenet, R., Rimet, G., *Cobalt* **15**, 1 (1962)
- [19] Kim, B.I., *J. Appl. Phys.* **111**, 104313 (2012)
- [20] Nagano, K., Tobar, K., Ohtake, M., Futamoto, M., *J Phys:Conf. Ser.* **303**, 012014 (2011)
- [21] Stamopoulos, D., Aristomenopoulou, E., *J. Appl. Phys.* **118**, 063904 (2015)
- [22] Stamopoulos, D., Aristomenopoulou, E., *Scientific Reports* **5**, 13420 (2015)
- [23] Aristomenopoulou, E. Zeibekis, M. Stamopoulos, D., *J. Alloys Compd.* **664**, 732 (2016)
- [24] Donzelli, O., Bassani, M., Spizzo, F., Palmeri, D., *J. Magn. Magn. Mat.* **320**, 261 (2008)
- [25] Kittel, C., *Phys. Rev.* **70**, 965 (1946)
- [26] Kooy, C., Enz, U., *Philips Res. Rep.* **15**, 7 (1960)
- [27] Bennett, L. H., Watson, R. E., *Magnetic Multilayers*, World Scientific Pub Co Inc (1995)
- [28] Thomas, L., Samant, M. G., Parkin, S. S. P., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1816 (2000)
- [29] Kuch, W., Chelaru, L. I., Fukumoto, K., Porrati, F., Offi, F., Kotsugi, M., Kirschner, J., *Phys. Rev. B* **67**, 214403 (2003)
- [30] Demokritov, S., Tsymbal, E., Grunberg, P., Zinn, W., Schuller, I. K., *Phys. Rev. B* **49**, 720 (1994)
- [31] Matczak, M., Schafer, R., Urbaniak, M., Szymanski, B., Kuswik, P., Jarosz, A., Schmidt, M., Aleksiejew, J., Jurga, S., Stobiecki, F., *Appl. Phys. Lett.* **107**, 012404 (2015)
- [32] Wiebel, S., Jamet, J.-P., Vernier, N., Mougine, A., Ferre, J., Baltz, V., Rodmacq, B., Dieny, B., *Appl. Phys. Lett.* **86**, 142502 (2005)
- [33] Wiebel, S., Jamet, J.-P., Vernier, N., Mougine, A., Ferre, J., Baltz, V., Rodmacq, B., Dieny, J. *Appl. Phys.* **100**, 043912 (2006)
- [34] Baltz, V., Marty, A., Rodmacq, B., Dieny, B., *Phys. Rev. B* **75**, 014406 (2007)

- [35] Rodmacq, B., Baltz, V., Dieny, B., Phys. Rev. B **73**, 092405 (2006)
- [35] Bellec, A., Rohart, S., Labrune, M., Miltat, J., Thiaville, A., Europhys. Lett. **91**, 17009 (2010)
- [36] Hellwig, O., Berger, A., Kortricht, J. B., Fullerton, E. E., J. Magn. Magn. Mat. **319**, 13 (2007)
- [37] Nogués, J., Schuller, I. K., J. Magn. Magn. Mater. **192**, 203 (1999)
- [38] Gokemeijer, N.J., Cai, J.W., Chien, C.L., Phys. Rev. B **60**, 3330 (1999)
- [39] Binek, Ch., Polisetty, S., He, X., Berger, A., Phys. Rev. Lett. **96**, 067021 (2006)
- [40] Binek, Ch., He, X., Polisetty, S., Phys. Rev. B. **72**, 054408 (2005)
- [41] Stamopoulos, D., Manios, E., Pissas, M., Supercond. Sci. Technol. **20**, 1205 (2007)
- [42] Stamopoulos, D., Manios, E., Pissas, M., 'Exchange Biased and Plain Superconducting Ferromagnetic Layered', Hybrids New York: NOVA Science Publishers, Inc, (2009)
- [43] Berkowitz, A. E., Takano, K., J. Magn. Magn. Mater. **200**, 552 (1999)
- [44] The exchange bias vanishes above a temperature often denoted as the blocking temperature, T_B . In some cases, T_B is much lower than the bulk T_N , however in other cases $T_B \approx T_N$. The origin of this effect seems to be related, at least in part, to the grain size and thickness of the AFM layer, through finite size effects. In other words, if the grain size (or the layer thickness) is smaller (thinner) than a system dependent critical dimension of the AFM, the Neel temperature of the AFM is substantially reduced. This assumption seems to be supported by the fact that systems based on single crystal AFM and thick AFM films with large grains tend to have $T_B \approx T_N$, while systems with very thin films have $T_B < T_N$ [37,43].

Chapter 6

Superconducting Magnetoresistance observed in FM/SC/FM TLs- Finding the involved parameters

In the present chapter a thorough investigation of the transport properties of Co/Nb/Co TLs through magnetization and magnetoresistance measurements is conducted. Both the shape anisotropy and the EB mechanism assisted to the understanding of the underlying physics that dominate the sSVE and sMRE and determine the selective appearance of the one against the other. Moreover, here we mainly focus on the sMRE observed in the Co/Nb/Co TLs. The stray fields mechanism indicates that a pronounced sMRE should be observed when a significant magnetostatic coupling between the outer FM layers through transverse stray fields is accomplished. As a consequence, the sMRE magnitude is strongly influenced by the four parameters that tailor the magnetostatic coupling of the FM outer layers, that are: i) the *magnetic domain structure* of the FM outer layers around coercivity, ii) the *cooccurrence* of the coercive fields of the FM outer layers, iii) the *distance* between the outer FM layers and iv) the *quality* of the SC interlayer. Among the four parameters the first two refer to the physical characteristics of the FM outer layers, while the last two refer to the thickness and the physical characteristics of the SC interlayer, respectively.

To that direction, in the following paragraphs we present magnetization and magnetoresistance data obtained for Co(d_{Co})/Nb(d_{Nb})/Co(d_{Co}) TLs with carefully selected Co, and Nb thicknesses, d_{Co} and d_{Nb} , respectively. The preparation conditions were varied so that the characteristics of both Co and Nb layers were modulated. In particular, we compare TLs that have noticeable difference in one of the four parameters that influence the magnetostatic coupling of the outer FM layers, while at the same time they preserve similar characteristics regarding the other three parameters

6.1 The influence of the physical characteristics of the FM outer layers on the magnetoresistance observed in FM/SC/FM TLs

i. The impact of the magnetic anisotropy of Co outer layers

a. The role of the shape anisotropy

In the present paragraph we investigate the impact of the magnetization configuration of the outer FM layers on the transport properties of the SC interlayer in FM/SC/FM TLs. In particular, we focus on the sMRE that is related to the *out-of-plane* configuration of the magnetization of the FM outer layers. As already presented in Chapter 5 the magnetic anisotropy of Co films can be tailored with the proper selection of the Co layer's thickness. In particular theoretical-OOMMF data of Co(d_{Co}) SLs (Chapter 5.1.i and Figure 5.2) and experimental-MFM data of Co(d_{Co})/Nb(17nm)/Co(d_{Co}) TLs (Chapter 5.1.ii.b and Figure 5.5) documented a transition from *in-plane* magnetic domains of large dimensions to *out-of-plane* magnetic domains in the form of narrow stripes as d_{Co} increases above a critical range $d_{cr}^{FM} \approx 40-60$ nm. This transition is attributed to the extrinsic property of Co films called shape anisotropy.

Under this perspective, we here investigate two Co(d_{Co})/Nb(17nm)/Co(d_{Co}) TLs with Co thickness $d_{Co}=10$ nm and 100 nm. We recall that Co layers with thickness $d_{Co}=10$ nm $<$ d_{cr}^{FM} have strong *in-plane*

anisotropy signified by large MDs, while Co layers with thickness $d_{\text{Co}}=100 \text{ nm} \gg d_{\text{cr}}^{\text{FM}}$ have strong *out-of-plane* anisotropy marked by narrow stripe MDs. In Figures 6.1(a)-(d) experimental data of the Co(10nm)/Nb(17nm)/Co(10nm) TL (Figures 6.1 (a)-(b)) and the No15 Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TL (Figures 6.1 (c)-(d)) are presented. We note that the No15 Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TL and the Co(10nm)/Nb(17nm)/Co(10nm) TL will be referred as Co(100nm) TL and Co(10nm) TL, respectively for the rest of the paragraph.

Regarding the Co(10nm) TL, in Figure 6.1 (a) we observe the magnetoresistance isothermal curves obtained for temperatures across the superconducting transition where the sMRE peak appears. The sMRE obtains maximum value on the order of $\text{sMRE}_{\text{max}}^{\text{Co(10nm)-TL}}=19\%$ at temperature $T=7.650 \text{ K}$, that is below the SC's critical temperature $T_c^{\text{SC,Co(10nm)-TL}}=7.665 \text{ K}$. Continuing on the magnetization data, in Figure 6.1 (b) we present the hysteresis loop obtained at temperature $T=10 \text{ K} > T_c^{\text{SC,Co(10nm)-TL}}=7.665 \text{ K}$, where the SC layer is in the normal state. The coercive fields of the Co layers have noticeable difference in magnitude, $\Delta H_c^{\text{Co(10nm)-TL}} = H_c^{\text{top Co}} - H_c^{\text{bottom Co}} \approx 370 \text{ Oe}$.

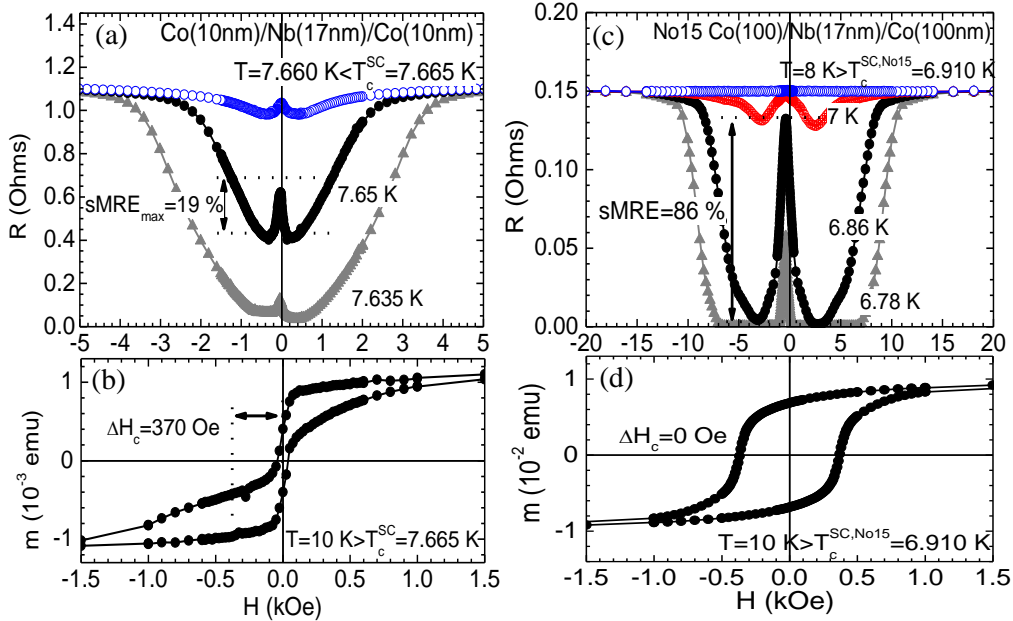


Figure 6.1: Experimental data of the Co(10nm)/Nb(17nm)/Co(10nm) TL and the No15 Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TL are presented in panels (a)-(b) and (c)-(d), respectively. Magnetoresistance curves, $R(H)$, obtained across the superconducting transition for the Co(10nm) TL (a) and the Co(100nm) (c) TL and magnetization loops, $m(H)$, obtained above the critical temperature $T=10\text{K} > T_c$ for the Co(10nm) TL (b) and the Co(100nm) (d) TL.

Regarding the Co(100nm) TL, in Figure 6.1 (c) we observe the magnetoresistance isothermal curves obtained for temperatures across the superconducting transition. The sMRE obtains maximum value on the order of $\text{sMRE}_{\text{max}}^{\text{Co(100nm)-TL}}=86.0\%$ at temperature $T=6.860 \text{ K}$, that is below the SC's critical temperature $T_c^{\text{SC,Co(100nm)-TL}}=6.910 \text{ K}$. In Figure 6.1 (d) we present the hysteresis loop at temperature $T=10 \text{ K} > T_c^{\text{SC,Co(100nm)-TL}}=6.910 \text{ K}$, where the SC layer is in the normal state. The hysteresis loop of the No15 Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TL resembles the one of a single layer since the difference of the coercive fields of the Co outer layers is zero, i.e. $\Delta H_c^{\text{Co(100nm)-TL}}=H_c^{\text{top Co}} - H_c^{\text{bottom Co}} \approx 0 \text{ Oe}$.

In addition, experiments of the longitudinal and transverse magnetization component of the Co(10nm) TL and the Co(100nm) TL provide important evidences about the magnetization reversal processes that occur around coercivity. In Figure 6.2 (a)-(d) we present the longitudinal and transverse magnetization loops of the Co(10nm) TL (Figures 6.2 (a) and (b)) and the No15 Co(100nm) TL (Figures 6.2 (c) and (d)). The presented longitudinal and transverse magnetization loops were obtained simultaneously at temperature $T=4.5$ K that is well below the critical temperature, T_c . We stress that the magnetic field was applied parallel to the surface of the sample. The inset of panel (c) presents schematically the configuration between the parallel magnetic field and the longitudinal and transverse magnetization components. These issues have been discussed in detail in [1-4].

First we focus in the magnetization loops of the longitudinal component. Starting with the Co(10nm) TL, the longitudinal magnetization loop obtained at $T=10$ K $> T_c^{SC}$ (Figure 6.1 (b)) is a typical magnetization loop assigned to Co/Nb/Co TLs. However, the longitudinal magnetization loop obtained at $T=4.5$ K $< T_c^{SC}$ (Figure 6.2 (a)) is significantly disfigured. This due to the superposition of the diamagnetic magnetization of the Nb interlayer on the paramagnetic magnetization of the outer Co(10nm) layers realized at $T=4.5$ K $< T_c^{SC}$. Continuing with the Co(100nm) TL, the respective comparison between the longitudinal magnetization loops obtained at $T=10$ K $> T_c^{SC}$ (Figure 6.1 (d)) and $T=4.5$ K $< T_c^{SC}$ (Figure 6.2 (c)) reveals a negligible disfiguration. This evidence indicates that the Co(100nm) TLs the TL behaves as if the SC is absent even though the SC interlayer is of high quality ($T_c^{SC}=6.910$ K) and contributes with a paramagnetic magnetization at $T=4.5$ K $< T_c^{SC}$.

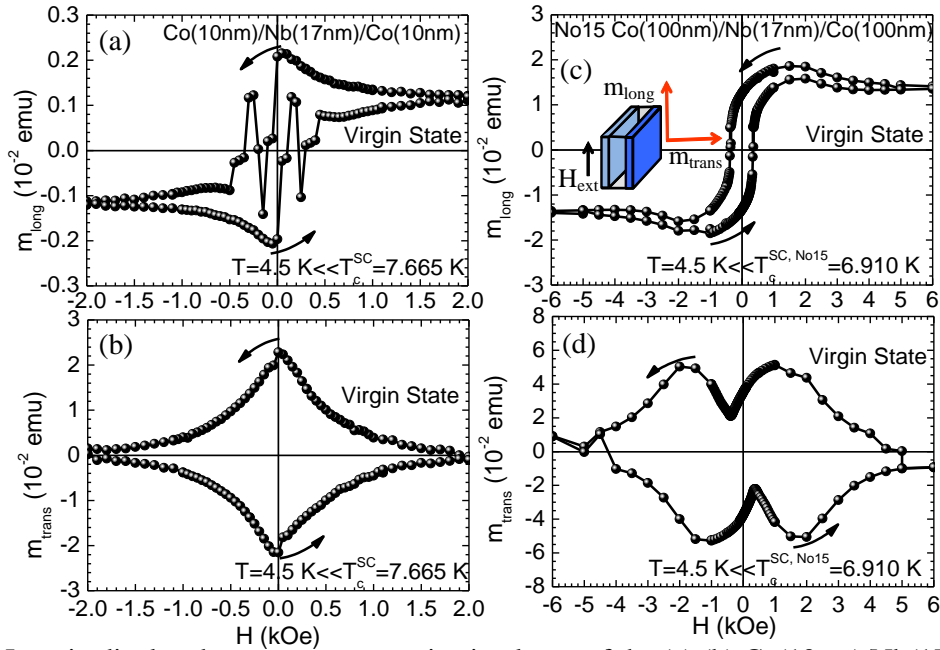


Figure 6.2: Longitudinal and transverse magnetization loops of the (a),(b) Co(10nm)/Nb(17nm)/Co(10nm) TL and the (c),(d) No15 Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TL of Figures 6.1 presented in the low fields regime. Both, the (a),(c) longitudinal and the (b),(d) transverse magnetization components were obtained simultaneously at temperature $T=4.5$ K that is well below the critical temperature T_c for the two TLs. The inset of panel (c) presents schematically the configuration between the parallel magnetic field and the longitudinal and transverse magnetization components.

Second, we focus in the magnetization loops of the transverse component. Both transverse magnetization loops of the Co(10nm) and the Co(100nm) TLs obtained at $T=4.5$ K $< T_c^{SC}$, Figures 6.2 (b)

and (d) respectively, reveal the typical diamagnetic loop of a SC in the superconducting state where bulk pinning dominates [5]. These data imply that the SC interlayer behaves diamagnetically in respect to a transverse magnetic field that emerges owing to the transverse magnetic coupling of the outer FM layers. Moreover, in the case of the Co(10nm) TL (Figure 6.2 (b)) a small step of the transverse magnetization is observed at zero field, $H_{\text{ext}} \approx 0$ Oe, while in the case of the Co(100nm) TL (Figure 6.2 (d)) an intense dip of the transverse magnetization is realized in a more extended magnetic field range, $-2 \text{ kOe} \leq H_{\text{ext}} \leq 2 \text{ kOe}$. The suppression of the transverse magnetization observed in the low-field regime has been reported in [1-4] and is attributed to the *out-of-plane* rotation of the FM layers' magnetization. In other words, in the case of Co(100nm) TL an intense *out-of-plane* magnetization is exhibited that results to a strong suppression of the transverse magnetization in the low-field regime.

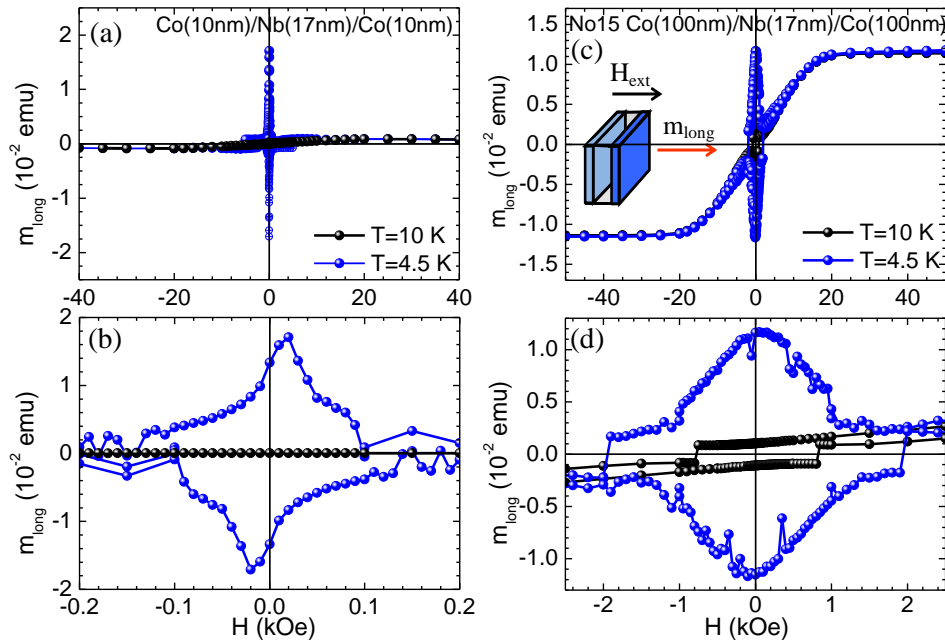


Figure 6.3: Longitudinal magnetization loops of the (a),(b) Co(10nm)/Nb(17nm)/Co(10nm) TL and the (c),(d) No15 Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TL obtained at temperatures $T=4.5 \text{ K} > T_c^{\text{SC}}$ and $T=10 \text{ K} > T_c^{\text{SC}}$ when the magnetic field was applied normal to the TL presented in extended field range (a),(c) and in the low fields regime (b),(d). The inset of panel (c) presents schematically the configuration between the parallel magnetic field and the longitudinal and transverse magnetization components.

Finally, we present magnetization loops for the Co(10nm) TL and the Co(100nm) TL obtained in the normal-field configuration, i.e. the magnetic field was applied normal to the surface of the sample. In Figures 6.3 (a) and (b) we show the magnetization loops for the Co(10nm) TL obtained at temperatures $T=10 \text{ K} > T_c^{\text{SC}}$ and $T=4.5 \text{ K} < T_c^{\text{SC}}$ presented in extended field range (Figure 6.4 (a)) and in the low fields regime (Figure 6.4 (b)), while the respective data for the Co(100nm) TL are presented in Figures 6.3 (c) and (d). The inset of panel (a) presents schematically the configuration between the normal magnetic field and the longitudinal magnetization component. We clearly see that in both cases the magnetization loop obtained below T_c^{SC} resembles the model expected for a SC when the mechanism of bulk pinning of vortices dominates [5]. These issues have been discussed in detail by D. Stamopoulos et al. [1-4].

The data presented in Figures 6.1-6.3 indicate that the MDS of the outer FM layers determine the transport properties of the SC interlayer in FM/SC/FM TLs. In the case of the Co(100nm) TL that develops *out-of-plane* MDS, a significant transverse magnetostatic coupling between the Co outer layers is realized around coercivity, resulting to a pronounced sMRE peak of magnitude ($\text{sMRE}_{\text{max}}^{\text{Co}(100\text{nm})\text{-TL}}=86.0\%$). The zero difference of the coercive fields, $\Delta H_c \approx 0$, further enhances the sMRE magnitude as it will be discussed in a following paragraph. Continuing with the Co(10nm) TL that develops *in-plane* MDS, only a minor transverse magnetostatic coupling between the Co outer layers is realized resulting to a clear sMRE peak of significantly lower value ($\text{sMRE}_{\text{max}}^{\text{Co}(10\text{nm})\text{-TL}}=19\%$). The data presented here indicate that when the magnetization configuration of the FM outer layers is *out-of-plane* (*in-plane*) a maximum (minimum) magnetostatic coupling between the FM outer layers through *transverse* stray fields is revealed, resulting to a high (low) sMRE.

Figure 6.4 shows a schematic illustration of the basic $\text{FM}_1(d_{\text{FM}_1})/\text{SC}/\text{FM}_2(d_{\text{FM}_2})$ TLs discussed in this paragraph. When the FM_1 and FM_2 outer layers have thicknesses above the critical thickness of shape anisotropy (i.e. d_{FM_1} and $d_{\text{FM}_2} > d_{\text{cr}}^{\text{FM}}$) an intense *out-of-plane* MDS is developed, Figure 6.4 (a). The *out-of-plane* MDs are accompanied by dense transverse stray fields, H_{stray} , therefore a strong magnetostatic coupling between the outer FM layers is achieved and the SC interlayer is ‘magnetically pierced’. In this case the sMRE is enhanced. When the FM_1 and FM_2 outer layers have thicknesses below the critical thickness of shape anisotropy (i.e. d_{FM_1} and $d_{\text{FM}_2} < d_{\text{cr}}^{\text{FM}}$) an *in-plane* MDS is developed, Figure 6.4 (b). The *in-plane* MDs are accompanied by dilute transverse stray fields, H_{stray} , stemming from the MDWs, therefore a weak magnetostatic coupling between the outer FM layers is achieved. In this case the ‘magnetic piercing’ of the SC interlayer is only minor and the sMRE magnitude is significantly suppressed.

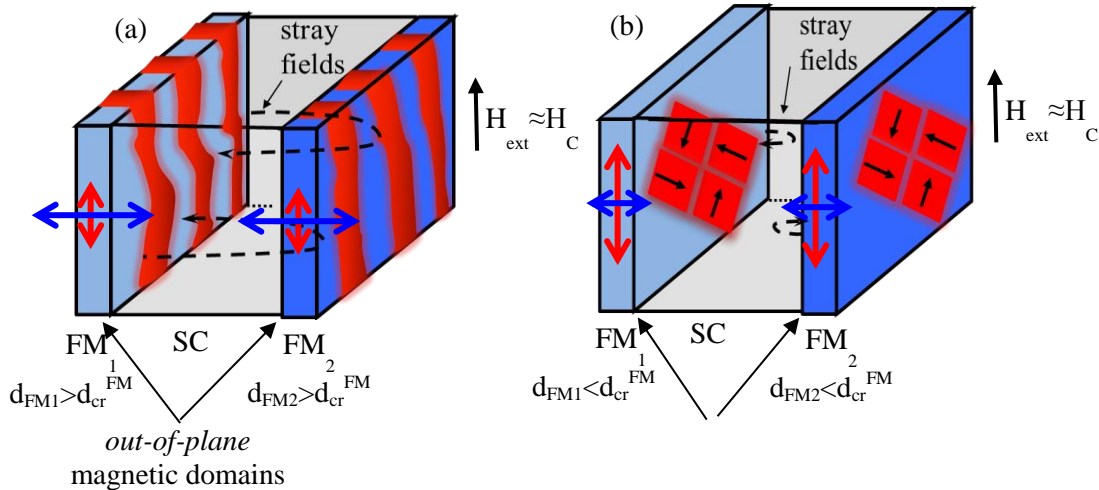


Figure 6.4: Schematic presentation of the $\text{FM}_1(d_{\text{FM}_1})/\text{SC}/\text{FM}_2(d_{\text{FM}_2})$ TL with thicknesses (a) $d_{\text{FM}_1}, d_{\text{FM}_2} > d_{\text{cr}}^{\text{FM}}$ and (b) $d_{\text{FM}_1}, d_{\text{FM}_2} < d_{\text{cr}}^{\text{FM}}$ when $H_{\text{ext}} \approx H_c$. (a) For $d_{\text{FM}_1}, d_{\text{FM}_2} > d_{\text{cr}}^{\text{FM}}$ the FM_1 and FM_2 outer layers have *out-of-plane* magnetic anisotropy thus a strong magnetostatic coupling between them is achieved leading to the enhancement of the sMRE magnitude. (b) For $d_{\text{FM}_1}, d_{\text{FM}_2} < d_{\text{cr}}^{\text{FM}}$ the FM_1 and FM_2 outer layers have *in-plane* magnetic anisotropy thus a weak magnetostatic coupling between them is achieved leading to the suppression of the sMRE magnitude.

b. The role of the exchange bias mechanism

We continue our investigation regarding the influence of the magnetization configuration of the outer FM layers on the transport properties of FM/SC/FM TLs, by introducing an additional AFM layer to the bottom FM layer forming the AFM-FM/SC/FM TL. As already presented in Chapter 5.2, when the Exchange Bias (EB) mechanism is activated through field cooling protocol, the bottom AFM-FM layer's magnetization is 'pinned' *in-plane* to a specific direction. Thus, it behaves as a magnetically 'hard' FM layer while the top FM layer is free to rotate thus it behaves as a magnetically 'soft' FM layer. Therefore, a) the imposition of EB mechanism preserves *in-plane* magnetic processes in the biased FM layer and b) depending on the direction of the external magnetic field, that is always parallel to the surface of the TL, the outer FM layers are expected to have either 'parallel' or 'antiparallel' magnetic configuration.

Under this perspective, here we present transport and magnetization data for the No2 CoO-Co(60nm)/Nb(23nm)/Co(60nm) TL. Both transport and magnetization experiments have been performed for the Virgin and the EB state of the bottom Co(60nm) layer. The term Virgin indicates that during the transport and magnetization measurements the TL was in the as prepared state, while the term EB indicates that the bottom Co layer was biased by getting cooled from $T=300$ K down to $T=10$ K under the presence of an external magnetic field of magnitude $H_{\text{ext}}=10$ kOe. We recall that in Co(d_{Co}) layers of thickness $d_{\text{Co}}=60$ nm *in-plane* and *out-of-plane* magnetization coexists as it was evidenced via MFM experiments presented in Chapter 5.1.b (Figure 5.5 (c) and 5.6 (b)). When the EB mechanism is imposed, a further strengthen of the *in-plane* magnetization component inside the bottom Co(60nm) layer is realized.

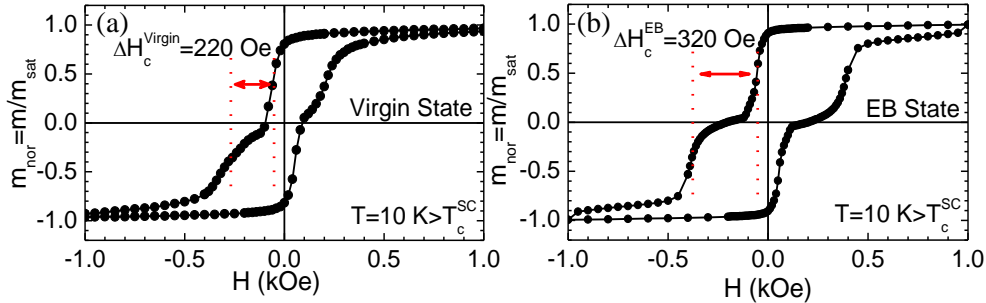


Figure 6.5: Magnetization data of the CoO(2nm)-Co(60nm)/Nb(23nm)/Co(60nm) TL obtained above the SC's critical temperature $T=10\text{K} > T_c^{\text{SC}}$ for the Virgin (a) and the EB (b) state.

Starting with the magnetization data of the No2 CoO-Co(60nm)/Nb(23nm)/Co(60nm) TL, in Figures 6.5 (a) and (b) we present the magnetization loops obtained in the Virgin and the EB states of the TL, respectively. Both Virgin and EB hysteresis loops have been measured at $T=10$ K, that is well above the SC's critical temperature $T_c=7.225$ K, and are presented in the magnetic field regime around coercivity. The difference between the coercive fields of the Co outer layers in the Virgin state is on the order of $\Delta H_c^{\text{Virgin}}=220$ Oe, while when the EB mechanism is imposed the coercive field of the bottom Co layer is shifted to negative magnetic fields thus the difference between the coercive fields is significantly enlarged to $\Delta H_c^{\text{EB}}=320$ Oe.

Continuing with the transport data of the No2 CoO(2nm)-Co(60nm)/Nb(23nm)/Co(60nm) TL, in Figure 6.6 we present the isothermal magnetoresistance curves, $R(H)$, obtained at the temperature where the maximum sMRE magnitude was signified, that is $T=7.220$ K $< T_c^{\text{SC}}=7.255$ K, for the Virgin (solid blue circles) and the EB (open red circles) state. We note that for comparison the data of Figure 6.6 are normalized (R_{nor}) by dividing all resistance values with the normal state resistance value, $R_{\text{nor}}=R/R_{\text{ns}}$. This

occurs, since the saturation resistance value at the EB state is lower than the respective value at the Virgin state, $R_{ns}^{EB} < R_{ns}^{Virgin}$, that is attributed to changes on the contact area between the electrodes and the sample's surface caused by the extended variations of the temperature during the performance of the EB protocol. In Figure 6.6 is observed that both normalized Virgin and the EB curves clearly coincide in the normal state, i.e. $R_{ns}^{EB} = R_{ns}^{Virgin}$ occurs for $H_{ext} > H_{c2}(T)$. This is altered when the TL enters into the superconducting state. Most important, the EB curve is placed significantly below the Virgin curve for external magnetic fields below the upper-critical field, i.e. $R_{ns}^{EB} < R_{ns}^{Virgin}$ occurs for $H_{ext} < H_{c2}(T)$, indicating that the EB mechanism and therefore the increase of the *in-plane* magnetization component inside the bottom Co layer further enhances the superconducting properties of the TL as it has already been studied in detail in [1-3]. This inference is further confirmed by the degradation of the magnitude of the sMRE peak. In Figure 6.6 the Virgin magnetoresistance curve reveals a noticeable $sMRE^{Virgin} = 65.8\%$, while the EB magnetoresistance curve reveals a significantly lower $sMRE^{EB} = 36\%$. Taking into account that the sMRE is related to the *out-of-plane* magnetic processes occurring in the outer Co layers, the degradation on the sMRE magnitude is attributed to the reduction of the *out-of-plane* magnetization component inside the bottom Co layer due to the imposition of the EB mechanism.

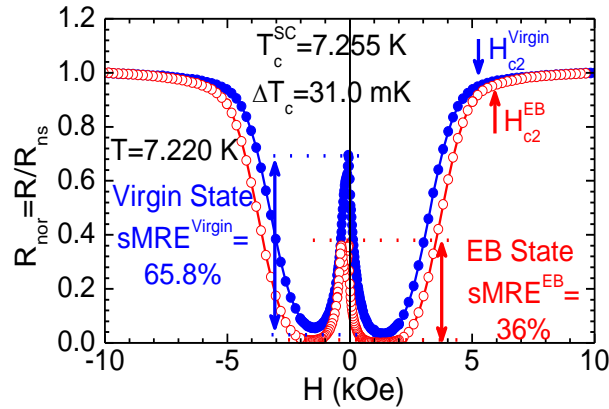


Figure 6.6: Magnetoresistance curves for the No2 CoO(2nm)-Co(60nm)/Nb(23nm)/Co(60nm) TL in the Virgin (solid blue circles) and the EB (open red circles) state obtained at temperature $T = 7.220$ K $< T_c^{SC} = 7.255$ K, where the maximum sMRE magnitude is observed.

To further investigate these issues in Figures 6.7 (a)-(d) we present the magnetoresistance curves $R(H)$, Figures 6.7 (a)-(b) and the magnetization loops $m(H)$, Figures 6.7 (b) and (d), focused in the low fields regime for the Virgin, Figures 6.7 (a)-(b), and the EB, Figures 6.7 (e)-(h), states of the No2 CoO-Co(60nm)/Nb(23nm)/Co(60nm) TL.

Focusing on the Virgin magnetoresistance curve (Figures 6.7 (a)), the $sMRE^{Virgin}$ peak of magnitude 65.8% is recorded inside the magnetic field regime where the magnetization reversal processes of the outer Co layers, are realized, $\Delta H_c^{Virgin} = 220$ Oe (see black dotted lines that interconnect Figures 6.7 (a) and (b)). Notably the sMRE has a quite interesting morphology. In particular, the $sMRE^{Virgin}$ peak is abrupt on the right-side and obtains maximum $R(H_{ext})$ value at the exact same magnetic field where the coercive field of the top Co layer is observed. On the left-side the sMRE peak is accompanied with a shoulder that starts at the same magnetic field value where the minimum (zero) of $m(H_{ext})$ is observed, as denoted with the red dashed line of Figures 6.7 (a) and (b), and extends until the coercive field of the bottom FM layer. These evidences are in agreement with the stray fields scenario and indicate that the magnetization reversal processes of both the magnetically ‘hard’ and ‘soft’ Co outer layers of the

CoO(2nm)-Co(60nm)/Nb(23nm)/Co(60nm) TL motivate two distinct sMRE peaks the superposition of which gives the peculiar sMRE^{Virgin} peak observed in Figure 6.7 (a).

Continuing on the EB magnetoresistance curve (Figure 6.7 (c)), the sMRE^{EB} peak is significantly reduced to 36%. Moreover, a quite extended plateau is evidenced on the center of sMRE^{EB} peak. Two interpretations of this finding can be suggested.

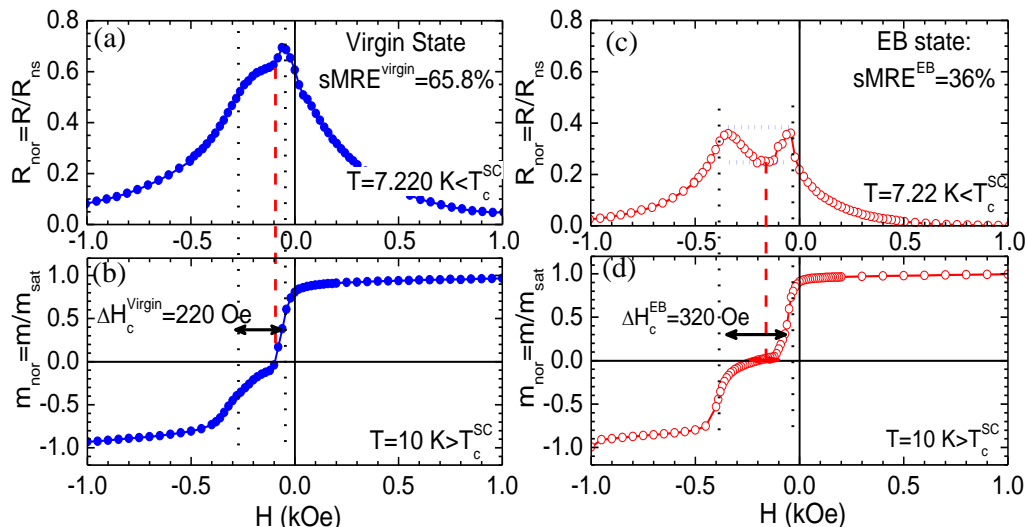


Figure 6.7: Magnetoresistance curves of the No2 CoO(2nm)-Co(60nm)/Nb(23nm)/Co(60nm) TL in the Virgin (a) and the Biased (b) state obtained for temperature $T=7.22 \text{ K} < T_c^{\text{SC}}$ and focused in low magnetic fields. Magnetization loops obtained above the critical temperature $T = 10 \text{ K} > T_c$ for the Virgin (b) and the EB (d) state.

According to the first interpretation, the quite extended plateau evidenced on the center of sMRE^{EB} peak is ascribed to the sSVE^{EB} dip. The sSVE^{EB} dip is located in the magnetic fields regime where the FM outer layers have *anti-parallel* magnetization configuration, $\Delta H_c^{\text{EB}}=320 \text{ Oe}$, as depicted with the vertical black dotted lines that interconnect Figures 6.7 (c) and (d). Moreover the minimum $R(H_{\text{ext}})$ value of the sSVE dip occurs at the magnetic field where the minimum (zero) of $m(H_{\text{ex}})$ is observed, as denoted with the red dashed line of Figures 6.7 (c) and (d). The sSVE is estimated as the percentage magnetoresistance change $(R_{\text{max}}-R_{\text{min}})/R_{\text{ns}} \times 100\%$ and is calculated 11% in the middle of the dip as shown with the blue dashed horizontal lines of Figure 6.7 (c). We recall that the No2 CoO-Co(60nm)/Nb(23nm)/Co(60nm) TL presented here, constitutes of Co layers with thickness 60 nm where the *out-of-plane* and *in-plane* magnetization configurations coexist as demonstrated by MFM experiments presented in Chapter 5. When the EB mechanism is imposed to the bottom Co layer a significant magnetization component is forced from *out-of-plane* to *in-plane*. This leads to the increase of the *in-plane* magnetization component and to the decrease of the *out-of-plane* magnetization component of the overall magnetization of the TL. As a consequence, a significant decrease of the sMRE peak (own to *out-of-plane* magnetization configuration of the Co outer layers) is realized from $\text{sMRE}^{\text{Virgin}}=65.8\%$ to $\text{sMRE}^{\text{EB}}=36.0\%$, while a pronounced sSVE dip (own to *in-plane* magnetization configuration of the Co outer layers) on the order of $\text{sSVE}^{\text{EB}}=11\%$ is introduced. As already discussed in Chapter 4.3.ii the sSVE dip signifies the enhancement of the superconducting properties of the TL and is always denoted in the magnetic field regime between the coercive fields of the outer FM layers. Relevant experimental data obtained for $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3\text{-YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7\text{-La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ TLs have been reported very recently by Visani et al. [6]. In

[6] the magnetoresistance is determined by the local misalignment of the magnetizations in the outer FM layers. In particular in the case that a magnetic field is applied along [110] *in-plane* axes the magnetoresistance exhibits a plateau for antiparallel alignment of the outer FL layers along the easy axis. This plateau appears on the top of a magnetoresistance peak, as in our data, while in some cases it is accompanied by two peaks that appear at the coercive fields of the outer FM layers.

According to the second interpretation, the quite extended plateau evidenced on the center of $sMRE^{EB}$ peak is motivated by the bottom Co layer. As already discussed in [4], the *out-of-plane* magnetization reversal processes of the top ('soft') Co layer and the bottom ('hard') Co layer of the TL motivate two distinct $sMRE$ peaks. The center of each peak is always denoted at the coercive field of the respective Co layer. Relevant results were originally presented by Stamopoulos et al. in [1-3] for NiFe/Nb/NiFe TLs in the Virgin and in the EB state and by Pena et al. [7] and Visani et al. [8] for $La_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$ - $YBa_2Cu_3O_7$ - $La_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$ TLs. In the Virgin state these two distinct peaks are very close to each other due to the quite small difference between the coercive fields of the Co outer layers, $\Delta H_c^{Virgin}=220$ Oe, thus they are superimposed and observed as one single peak. The case is altered in the EB state since the $sMRE$ peak of the bottom ('hard') Co layer is now displaced to higher magnetic field that is equal to the coercive field of the biased bottom Co layer of the TL. Therefore, in the EB state the two distinct peaks are not so close to each other due to the quite larger difference between the coercive fields of the Co outer layers, $\Delta H_c^{EB}=320$ Oe. Consequently, the quite extended plateau evidenced in the center of the $sMRE^{EB}$ peak is attributed to the superposition of the two distinct peaks centered at the coercive fields of the bottom and the top Co layers that are drawn away due to the EB ($\Delta H_c^{EB}=320$ Oe > $\Delta H_c^{Virgin}=220$ Oe). This is in agreement to the experimental data obtained for NiFe/Nb/NiFe TLs in the Virgin and in the EB state presented in [1-3].

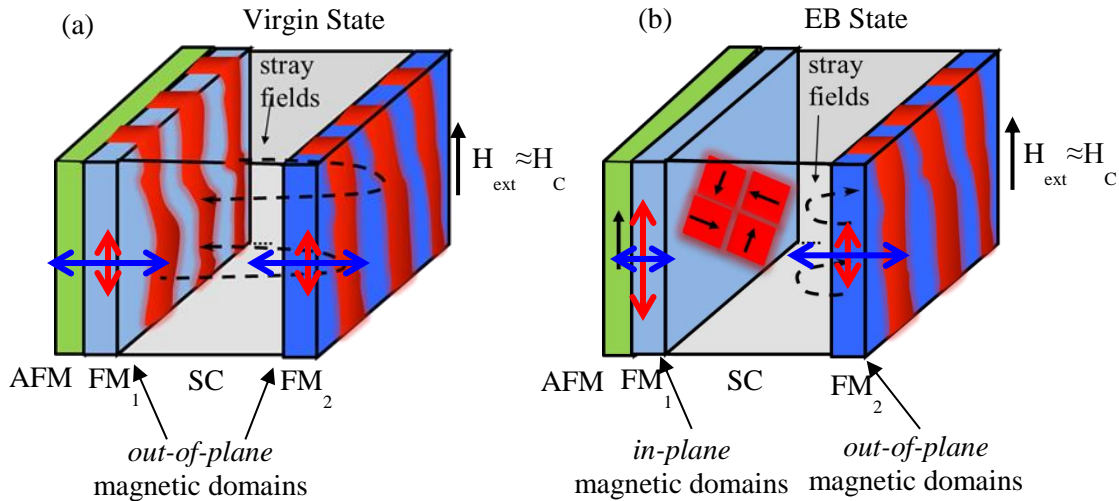


Figure 6.8: Schematic presentation of the AFM-FM₁(d_{FM1})/SC/FM₂(d_{FM2}) TL with thicknesses d_{FM1} , $d_{FM2}=60$ nm at (a) the Virgin and (b) the EB state when $H_{ext} \approx H_c$. We note that for FM thickness right above the upper limit of the critical range d_{cr}^{FM} *in-plane* and *out-of-plane* magnetic anisotropy coexist. (a) At the Virgin state a strong magnetostatic coupling is signified due to the *out-of-plane* magnetization component of both FM outer layers leading to the enhancement of the $sMRE$ magnitude. (b) At the EB state the *in-plane* magnetization component of the FM₁ layer is enhanced, due to the contact with the AFM layer, thus the magnetostatic coupling between the outer FM layers is significantly degraded leading to a lower $sMRE$ magnitude.

In Figure 6.8 a schematic presentation of the AFM-FM₁(d_{FM1})/SC/FM₂(d_{FM2}) TL with thicknesses d_{FM1}, d_{FM2}=60 nm at magnetic fields inside the magnetization reversal area, i.e. $H_c^{\text{soft}} < H_{\text{ext}} < H_c^{\text{hard}}$, is shown. As already shown in Chapter 5 in FM layers with thickness right above the upper limit of the critical range $d_{\text{cr}}^{\text{FM}}=40-60$ nm the *in-plane* and the *out-of-plane* magnetic anisotropy coexist. At Figure 6.8 (a) the Virgin state is presented where *out-of-plane* magnetic anisotropy prevails for both FM₁ and FM₂ outer layers of the TL. Therefore a strong magnetostatic coupling between the outer FM layers of the TL is signified leading to the enhancement of the sMRE magnitude. At Figure 6.8 (b) due to the EB mechanism the *in-plane* magnetization component of the FM₁ layer is increased and the *out-of-plane* magnetization component is decreased. Thus the magnetostatic coupling between the outer FM layers is significantly degraded at the EB state leading to a lower sMRE magnitude.

The experimental data presented in this paragraph have proven that the magnetic configuration of the outer FM layers determine the transport properties of the SC interlayer in FM/SC/FM TLs. The comparison of the Virgin and EB data obtained for the No2 CoO(2nm)-Co(60nm)/Nb(23nm)/Co(60nm) TL unveiled the great impact of the EB mechanism on the superconducting properties of AFM-FM/SC/FM TLs. Two possible interpretations have been discussed above aiming to uncover the underlying mechanism that governs the magnetoresistance of AFM-FM/SC/FM TLs with thick FM layers ($d_{\text{FM}} > d_{\text{cr}}^{\text{FM}}$) in the EB state. Obviously the impact of the EB mechanism on the superconducting properties of AFM-FM/SC/FM TLs with thin FM layers ($d_{\text{FM}} < d_{\text{cr}}^{\text{FM}}$) corresponds to the enhancement of superconductivity indicated through a clear sSVE dip as already discussed in Chapter 4.3.ii.

ii. The impact of the difference of the coercive fields of the outer Co layers

Continuing on the investigation of the transport properties of FM/SC/FM TLs we examined the impact of the difference of the coercive fields of the FM outer layers (ΔH_c) on the sMRE magnitude. For that reason, here we compare two FM/SC/FM TLs, the No1 Co(60nm)/Nb(19nm)/Co(60nm) TL and the No2 Co(60nm)/Nb(19nm)/Co(60nm) TL, that consist of the same Co and Nb thicknesses thus, the magnetization configuration of the FM outer layers and the *distance* between the Co outer layers are carefully chosen.

Figures 6.9 (a)-(f) present the transport data of the No1 Co(60nm)/Nb(19nm)/Co(60nm) TL, Figures 6.9 (a)-(c), and No2 Co(60nm)/Nb(19nm)/Co(60nm) TL, Figures 6.9 (d)-(f). Focusing on the experimental data of No1 Co(60nm)/Nb(19nm)/Co(60nm) TL, in Figure 6.9 (a) we show the zero-field resistive transition curve, R(T). The SC's critical temperature is $T_c^{\text{No1}}=7.42$ K, while the width of the resistive transition is $\Delta T_c^{\text{No1}}=25.6$ mK. We recall that the SC's critical temperature, T_c , is determined at the onset of the resistive transition where the normal state value is obtained and the width of the resistive transition, ΔT_c , is calculated by subtracting the temperatures that correspond to the 80% and 20% of the normal state resistance value. Thereafter, in Figure 6.9 (b) we show the isothermal magnetoresistance curves obtained at temperatures across the superconducting transition in extended magnetic field regime, while in Figure 6.9 (c) we present the magnetoresistance curve with the maximum sMRE focused in the low-fields regime. The No1 TL exhibits a noticeable sMRE on the order of 86% at temperature $T=7.4$ K $< T_c^{\text{No1}}=7.41$ K. Focusing on the experimental data of No2 Co(60nm)/Nb(19nm)/Co(60nm) TL, in Figure 6.9 (d) we show the zero-field resistive transition curve, R(T). The SC's critical temperature is $T_c^{\text{No2}}=7.56$ K, while the width of the resistive transition is $\Delta T_c^{\text{No2}}=41.8$ mK. Figure 6.9 (e) shows the isothermal magnetoresistance curves obtained at temperatures across the superconducting transition in extended magnetic field regime, while Figure 6.9 (f) presents the magnetoresistance curve with the maximum

sMRE focused in the low-fields regime. The No2 TL exhibits a lower but still intense sMRE on the order of 60% at temperature $T = 7.51 \text{ K} < T_{c,SC}^{\text{No2}} = 7.56 \text{ K}$.

Continuing in the magnetization data of the No1 and No2 Co(60nm)/Nb(19nm)/Co(60nm) TLs, in Figures 6.10 (a) and (b) we present the hysteresis loops obtained at temperature $T = 10 \text{ K}$ that is above the SC's critical temperature. The two TLs exhibit significant discrepancy regarding the difference of the coercive fields of the Co outer layers (ΔH_c) as it is presented in Figures 6.10 (a) and (b). Specifically, the Co outer layers of the No1 TL have quite similar coercive fields, $\Delta H_c^{\text{No1}} = 130 \text{ Oe}$, Figure 6.10 (a), while the coercive fields of the Co outer layers of the No2 TL are significantly different, $\Delta H_c^{\text{No2}} = 325 \text{ Oe}$, Figure 6.10 (b).

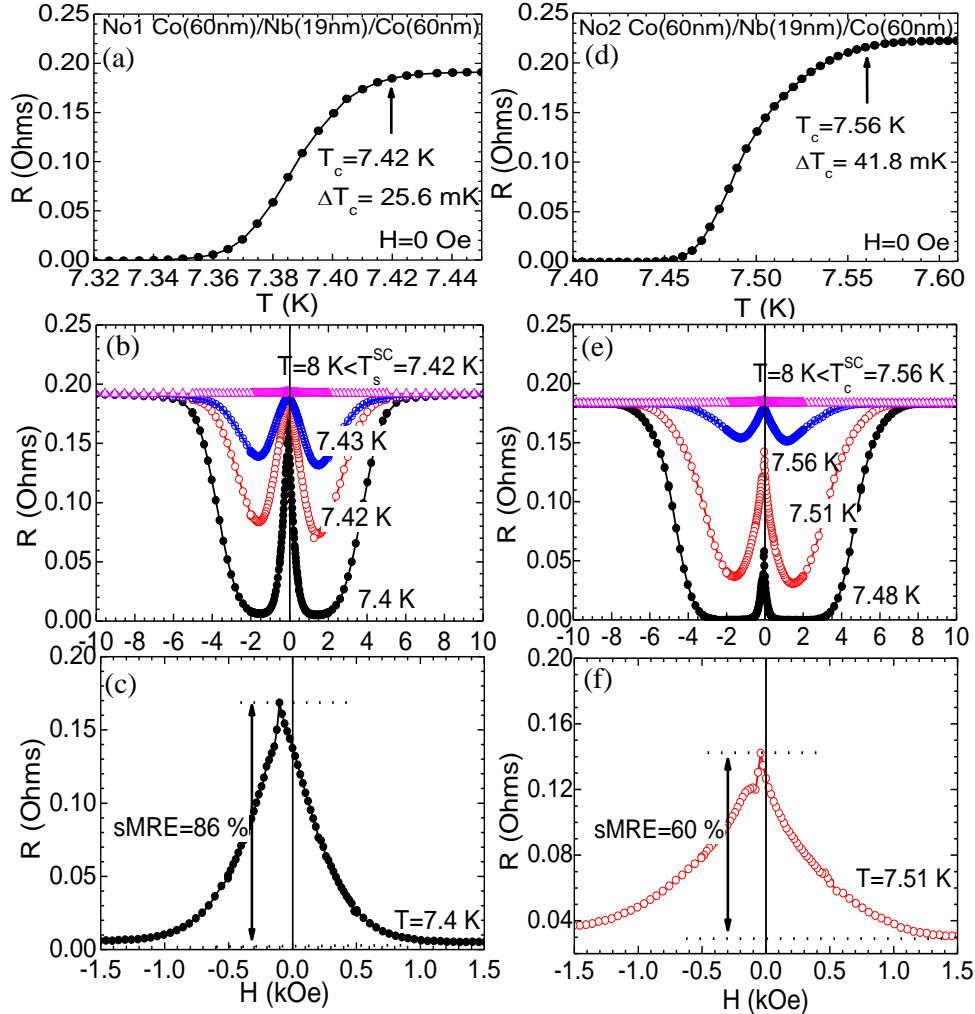


Figure 6.9: Transport data for the No1 and No2 Co(60nm)/Nb(19nm)/Co(60nm) TLs are presented in panels (a)-(c) and (d)-(f), respectively. The zero-field resistance curves, $R(T)$, obtained for SC's the critical temperature, T_c and the width of the SC's resistive transition, ΔT_c , determination for the No1 TL (a) and No2 TL (d). Magnetoresistance curves taken across the superconducting transition for the No1 TL (b)-(c) and the No2 TL (e)-(f) shown in extended field range (b)-(e) and in the low fields regime (c)-(f).

Evaluating the experimental data presented in Figures 6.9 (a)-(f) and Figures 6.10 (a)-(b) important conclusions can be drawn. At first, as shown in Figures 6.9 (a) and (d) both TLs are of similar SC quality ($T_c^{\text{No1}} = 7.42 \text{ K} / \Delta T_c^{\text{No1}} = 25.6 \text{ mK}$ and $T_c^{\text{No2}} = 7.56 \text{ K} / \Delta T_c^{\text{No2}} = 41.8 \text{ mK}$). At second, both TLs have

comparable magnetization distribution since they have the same Co thicknesses (for $d_{Co}=60$ nm $>$ $d_{cr}^{FM}=40-60$ nm a significant *out-of-plane* magnetization component during reversal is attained of shape anisotropy origin). At third, both TLs consist of the same Nb interlayer thickness that signifies the same *distance* between the outer FM layers. Hence the significant difference of the sMRE magnitude can only be assigned to the difference of the coercive fields of the Co outer layers (ΔH_c). More specifically, as ΔH_c obtains low (high) values, i.e. the coercive fields are similar (different), the transverse magnetostatic coupling of the outer FM layers through *out-of-plane* stray fields becomes intense (weak) leading to a higher (lower) sMRE magnitude.

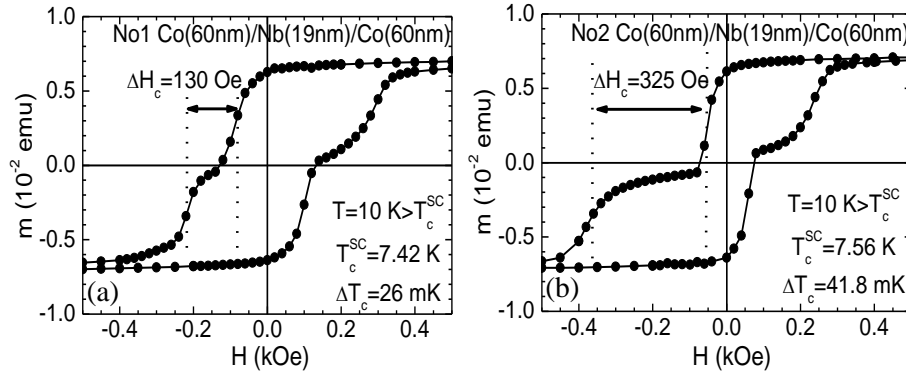


Figure 6.10: Magnetization loops obtained above the critical temperature, $T=10$ K $>$ T_c , focused in the low fields regime for No1 (a) and No2 (b) Co(60nm)/Nb(19nm)/Co(60nm) TL .

Figure 6.11 shows a schematic presentation of the basic FM/SC/FM TLs discussed here. The two FM layers have *out-of-plane* magnetic anisotropy ($d_{FM} > d_{cr}^{FM}$) and can be either magnetically ‘hard’ or ‘soft’. The SC interlayer is ‘magnetically pierced’ by the stray dipolar fields, H_{stray} originating from the outer FM layers when they get magnetostatically coupled. More specifically, the strong dependence of the sMRE on the difference between the coercive fields of the FM layers reflects the physical mechanism responsible for the observation of the sMRE that is the transverse magnetostatic coupling between the outer FM layers [1-4,9,10]. In the case where the two FM layers do (do not) share quite similar (strong different) coercive fields, the effectiveness of *transverse* magnetic coupling should be maximum (minimum) as shown by the schematic presentation of Figure 6.11 (a) (Figure 6.11 (b)). For the declaration of that reasoning we can consider the case where the FM outer layers are magnetically equivalent, $H_c^{FM1} \sim H_c^{FM2}$, i.e., they are both either ‘soft’ or ‘hard’. Around coercivity they exhibit a multidomain magnetic structure accompanied by a rich reservoir of *transverse* stray fields simultaneously, thus the stray fields outgoing the first FM layer will be efficiently hosted by the second one and an intense transverse magnetostatic coupling will be promoted, as shown in Figure 6.11 (a). Thus, the SC interlayer will experience intense stray fields that can exceed its lower/upper critical fields ($H_{c1}(T)/H_{c2}(T)$) so that its properties can be suppressed, at least at the local level. This is illustrated in Figure 6.11 (a) by the extended dotted lines that completely ‘pierce’ the SC interlayer. On the other hand, in Figure 6.11 (b) the case where the first FM₁ layer is magnetically ‘soft’, while the second one, FM₂, is magnetically ‘hard’ is realized, i.e. $H_c^{FM1} \ll H_c^{FM2}$. Around its coercivity, the ‘soft’ FM₁ layer will be accompanied by a rich reservoir of stray fields that since they are randomly distributed will not be effectively delivered to the ‘hard’ FM₂ layer owing to its robust ordered magnetization. In this case a minor transverse magnetostatic coupling between the FM outer layers would be achieved. In this case, the SC interlayer experiences weak stray fields that cannot exceed its lower/upper critical fields.

Consequently, in the first case (Figure 6.11 (a)) the transport properties of the SC interlayer are seriously affected since the outer FM layers of the TL are magnetostatically coupled through transverse stray fields, while in the second case (Figure 6.11 (b)) only a minor influence occurs on the SC transport properties since the TL effectively behaves as two independent and magnetically uncoupled BLs.

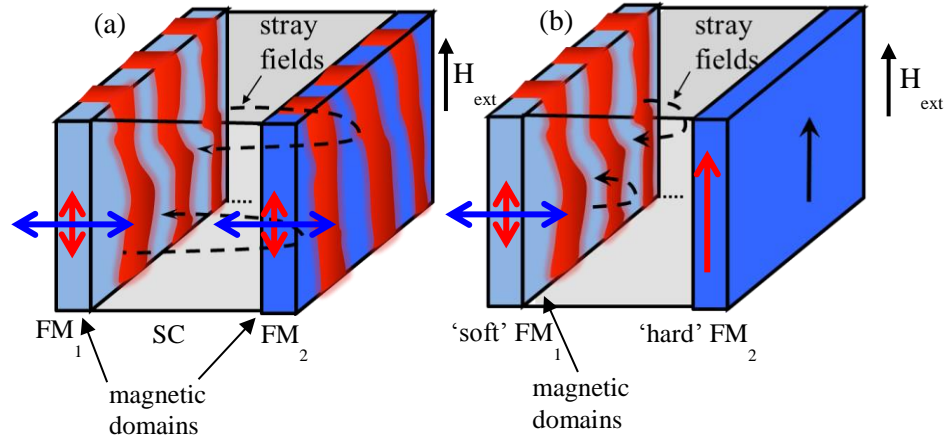


Figure 6.11: Schematic presentation of the $FM_1/SC/FM_2$ TL. The FM_1 and FM_2 layers have *out-of-plane* anisotropy and are (a) magnetically equivalent, either ‘soft’ or ‘hard’, or (b) magnetically ‘soft’ and ‘hard’, respectively. In the first case (a) a significant transverse magnetostatic coupling is signified leading to the enhancement of the sMRE magnitude while in the second case (b) a transverse magnetostatic coupling is not accomplished thus the sMRE is significantly suppressed.

To strengthen the arguments of the above discussion we proceed with some ancillary simulations with the OOMMF freeware [11]. In Figure 6.12 we present OOMMF simulations of the complete magnetization loop of Co SLs under a parallel H_{ext} , while focusing on the MDs that develop when $H_{ex}=H_c$. The simulated Co SLs layers had surface area= $2 \times 1.5 \mu m^2$ and thickness $d_{Co}=60$ nm, while the cell size was 5 nm. In general, in these simulations we used parameters values in a standard range usually employed to describe hcp Co [12-17]: saturation magnetization $M_{sat}=1300-1450$ emu/cm³ obtained by global SQUID measurements (see Figures 5.4 on Chapter 5), magnetic stiffness $A=15-30 \times 10^{-12}$ J/m and magnetocrystalline anisotropy $K=0.45-0.55 \times 10^6$ J/m³. In specific, we investigated the cases of FM layers that have slightly different magnetocrystalline anisotropy K , while the magnetic stiffness and the saturation magnetization were adjusted to $A=30 \times 10^{-12}$ J/m and $M_{sat}=1400$ emu/cm³, respectively. Figures 6.12 (a) and (b) show the magnetization loops, while Figures 6.12 (c) and (d) present the respective MDs pattern for two Co layers with magnetocrystalline anisotropies $K_1=0.45 \times 10^6$ J/m³ (Figures 6.12 (a) and (c)) and $K_2=0.52 \times 10^6$ J/m³ (Figs. 6.12 (b) and (d)). From these data we see that the macroscopic coercive field H_c differs in the two cases, i.e. $H_{c1}=0.0$ Oe and $H_{c2}=1.5$ Oe, since the Co layer with $K_1=0.45 \times 10^6$ J/m³ is magnetically softer than the Co layer with $K_2=0.52 \times 10^6$ J/m³. This is reflected in the microscopic pattern of MDs. As expected for Co layers with thickness $d_{Co}=60$ nm, relatively narrow *out-of-plane* MDs are hosted inside much wider *in-plane* MDs as actually can be seen in the OOMMF images of Figs. 6.12 (c) and (d). Moreover, the *in-plane* magnetization contribution is more dominant on Co layer with $K_1=0.45 \times 10^6$ J/m³ than on Co layer with $K_2=0.52 \times 10^6$ J/m³ as depicted by the difference on the brightness of the MDs pattern between Figures 6.12 (c) and (d). In Appendix B we present additional OOMMF data.

Evaluating the OOMMF data presented in Figures 6.12 (a)-(d) we conclude that small variation of the intrinsic magnetic parameters of the FM outer layers, i.e. saturation magnetization, magnetic stiffness

and magnetocrystalline anisotropy, reveal small though visible differences in the magnetization loops and in the MDs pattern. We stress that in the real case of polycrystalline sputtered FM layers these differences could become pronounced and hence the magnetostatic coupling between the bottom and top Co layers in the Co/Nb/Co TLs could be significantly affected.

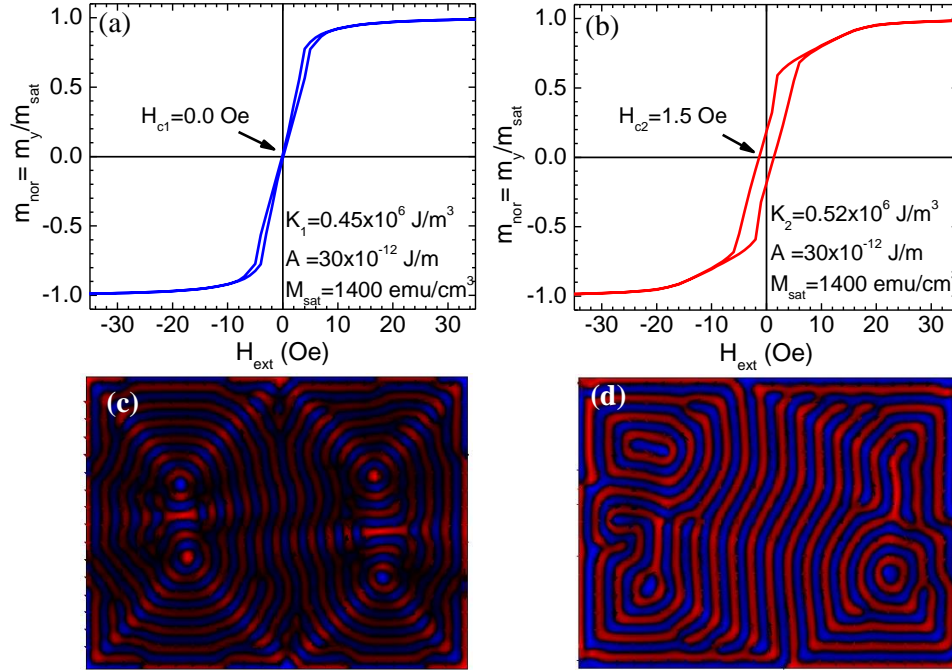


Figure 6.12: (a) and (b) Magnetization loops and (c) and (d) MDs pattern when $H_{\text{ex}}=H_c$ for Co layers with magnetocrystalline anisotropies $K_1=0.45 \times 10^6 \text{ J/m}^3$, (a) and (c), and $K_2=0.52 \times 10^6 \text{ J/m}^3$, (b) and (d). The simulations were performed by means of the Object Oriented MicroMagnetic Framework (OOMMF) for an hcp Co single layer of surface area $=2.0 \times 1.5 \mu\text{m}^2$ and thickness $d_{\text{Co}}=60 \text{ nm}$ under a parallel magnetic field.

iii. The impact of the distance between the outer FM layers

In the present paragraph we examine the impact of the *distance* between the outer FM layers on the magnetostatic coupling of the FM outer layers and hence on the transport properties of FM/SC/FM TLs. To this end we have studied three sample series of Co/Nb/Co TLs consisting of Co outers with constant thicknesses, while the Nb interlayer's thickness was varied. Obviously it is the thickness of the SC interlayer that determines the *distance* between the outer FM layers. In particular, here we present experimental data for two categories of TLs regarding the thickness of the Co layers. The first category refers to $\text{Co}(d_{\text{Co}})/\text{Nb}(d_{\text{sc}})/\text{Co}(d_{\text{Co}})$ TLs with thin Co layers, i.e. $d_{\text{Co}}=10$ and $30 \text{ nm} < d_{\text{cr}}^{\text{FM}}$, where *in-plane* magnetization processes prevail, and is extended to high SC thicknesses, i.e. $19 \text{ nm} \leq d_{\text{Nb}} \leq 200 \text{ nm}$. The second category refers to $\text{Co}(d_{\text{Co}})/\text{Nb}(d_{\text{sc}})/\text{Co}(d_{\text{Co}})$ TLs with thick Co layers, i.e. $d_{\text{Co}}=60 \text{ nm}$ that is equal to the upper limit of $d_{\text{cr}}^{\text{FM}}=40-60 \text{ nm}$, where *out-of-plane* and *in-plane* magnetization processes coexist, and is focused in low SC thicknesses, i.e. $15 \text{ nm} \leq d_{\text{Nb}} \leq 27 \text{ nm}$.

Regarding to the first category, two series of $\text{Co}(10\text{nm})/\text{Nb}(d_{\text{sc},1})/\text{Co}(10\text{nm})$ TLs and $\text{Co}(30\text{nm})/\text{Nb}(d_{\text{sc},2})/\text{Co}(30\text{nm})$ TLs with Nb thicknesses $d_{\text{sc},1}=17-100 \text{ nm}$ and $d_{\text{sc},2}=13-200 \text{ nm}$ were

studied. In Figures 6.13 (a) and (b) we show representative magnetoresistance isothermal curves for a Co(10nm)/Nb(25nm)/Co(10nm) and a Co(30nm)/Nb(25nm)/Co(30nm) TL, respectively, taken at temperatures across the superconducting transition. The Co(10nm) TL exhibits maximum sMRE on the order of 3% at temperature $T=4.5 \text{ K} < T_c^{\text{SC,Co(10nm)TL}}=4.55 \text{ K}$ (Figure 6.13 (a)). The Co(30nm) TL exhibits maximum sMRE on the order of 15.5% at temperature $T=7.11 \text{ K} < T_c^{\text{SC,Co(30)TL}}=7.27 \text{ K}$ (Figure 6.13 (b)). In these TLs the Co outer layers have the same distance with each other, due to the same SC interlayers thickness. Considering this fact we conclude that the significant difference on the sMRE_{max} magnitude is attributed to the impact of the magnetization distribution of the outer Co(10nm) and the Co(30nm) layers that determines the magnetostatic coupling of the outer Co layers. These issues are discussed in paragraph 6.1.i. In addition, the significant difference on the quality of the SC interlayer (the $T_c^{\text{SC,Co(10nm)TL}}=4.55 \text{ K}$ is much lower than the $T_c^{\text{SC,Co(30)TL}}=7.27 \text{ K}$) also influences the sMRE value as will be discussed in the following subchapter.

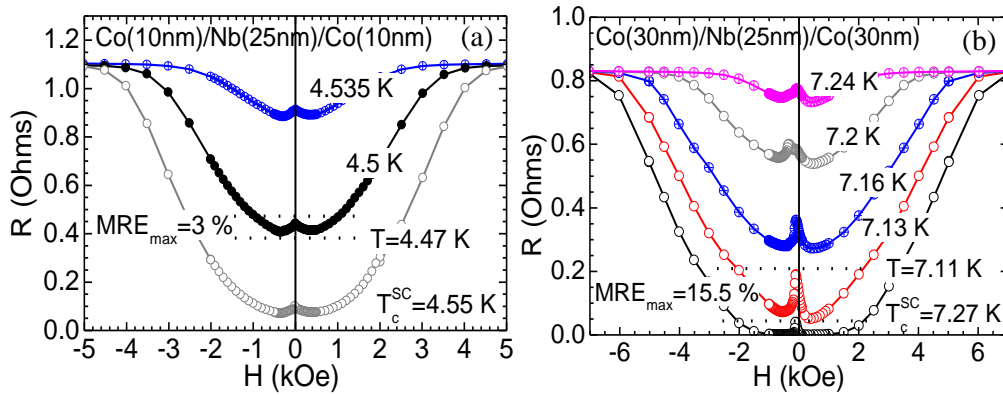


Figure 6.13: Isothermal magnetoresistance curves obtained across the superconducting transition for (a) a Co(10nm)/Nb(25nm)/Co(10nm) TL and (b) a Co(30nm)/Nb(25nm)/Co(30nm) TL.

In Figure 6.14 we present the dependence of sMRE_{max} on the thickness of the SC interlayer, d_{SC} , for the TLs of the two series of Co(10nm)/Nb($d_{\text{sc},1}$)/Co(10nm) TLs and Co(30nm)/Nb($d_{\text{sc},2}$)/Co(30nm) TLs. The experimental data have been simulated with the exponential equation, $\text{MRE}=\text{MRE}_0 e^{-(d_{\text{sc}}/t)}+\text{MRE}_1$. In Figure 6.14 the solid blue line refers to the simulation of the Co(30) TLs and the solid red line refers to the simulation of the Co(10) TLs (the simulated parameters are included in Figure 6.14). Important inferences can be extracted from the Figure 6.14. It should be noted that the Co(10nm) and Co(30nm) TLs exhibit low sMRE values as expected for TLs with thin Co outer layers, $d_{\text{Co}} < d_{\text{cr}}^{\text{FM}}$, where *in-plane* magnetization processes prevail. More important, in both sample series we observe that as the thickness of the SC interlayer, d_{SC} , increases, the sMRE_{max} obtains lower values until a baseline value is reached at an upper critical SC thickness, $d_{\text{sc,cr}}^{\text{upper}}$. The upper critical SC thickness for the Co(10nm) TLs, $d_{\text{sc,cr}}^{\text{upper}}[\text{Co(10nm) TLs}] \approx 30 \text{ nm}$, is significantly lower than the critical SC thickness for the Co(30nm) TLs, $d_{\text{sc,cr}}^{\text{upper}}[\text{Co(30nm) TLs}] \approx 60 \text{ nm}$. Moreover, the sMRE reduction is more abrupt for the Co(10nm) TLs than in Co(30nm) TLs.

According to the ‘stray fields scenario’ the sMRE is motivated by the transverse magnetostatic coupling of the outer Co layers through *out-of-plane* stray fields that ‘pierce’ the SC interlayer. Based on this concept we expect that as the thickness of the SC interlayer increases, the range of the stray fields is progressively exceeded and hence the magnetostatic coupling of the outer FM layers becomes weaker. The result of the incomplete penetration of the stray fields inside the Nb interlayer is the gradual decrease of sMRE. Our experimental data indicate that as the d_{sc} increases a region free of stray fields is introduced

at the interior of the SC interlayer and the sMRE decreases to a baseline value that equals the one observed in the relevant bilayers (BLs). This mechanism is illustrated in the schematic illustration of Figure 6.15.

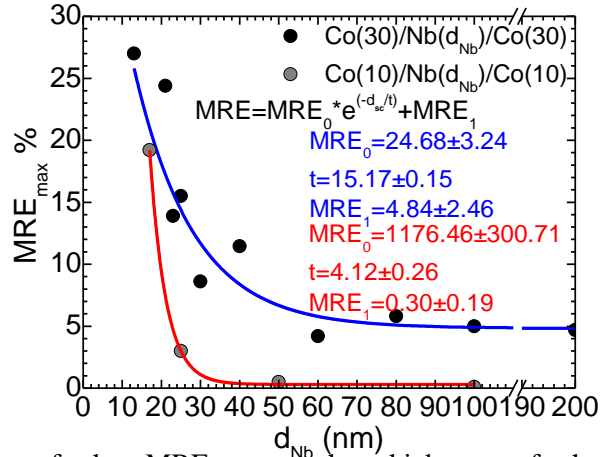


Figure 6.14: Dependence of the MRE_{\max} on the thickness of the SC, d_{sc} , interlayer for Co(10nm)/Nb($d_{sc,1}$)/Co(10nm) TLs and Co(30nm)/Nb($d_{sc,2}$)/Co(30nm) TLs with $d_{sc,1}=17-100$ nm and $d_{sc,2}=13-200$ nm.

According to the ‘stray fields scenario’ the sMRE is motivated by the transverse magnetostatic coupling of the outer Co layers through *out-of-plane* stray fields that ‘pierce’ the SC interlayer. Based on this concept we expect that as the thickness of the SC interlayer increases, the range of the stray fields is progressively exceeded and hence the magnetostatic coupling of the outer FM layers becomes weaker. The result of the incomplete penetration of the stray fields inside the Nb interlayer is the gradual decrease of sMRE. Our experimental data indicate that as the d_{sc} increases a region free of stray fields is introduced at the interior of the SC interlayer and the sMRE decreases to a baseline value that equals the one observed in the relevant bilayers (BLs). This mechanism is illustrated in the schematic illustration of Figure 6.15.

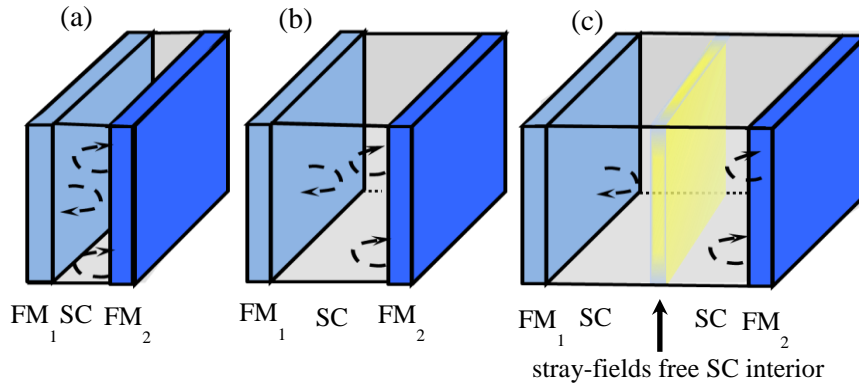


Figure 6.15: Schematic presentation of the $FM_1/SC/FM_2$ TL. (a) When the SC interlayer is relatively thin a great magnetostatic coupling is accomplished between the FM outer layers through transverse stray fields leading to a significant sMRE magnitude. (b) As the thickness of the SC interlayer increases the magnetostatic coupling the FM outer layers is degraded leading to the decrease of the sMRE magnitude. (c) Above a certain SC thickness a stray-fields-free interior is introduced in the SC interlayer and the FM outer layers become magnetostatically uncoupled. In case (c) the TL behaves as two independent BLs and the sMRE reaches a baseline value.

The magnetostatic coupling between two FM layers separated by a non-magnetic (NM) layer induced by transverse stray fields that stem from MDWs has been reported widely in recent years [18-25]. More specifically, Baltz et al [24] studied a series of Si/SiO/Pt/[Co/Pt]₂/Pt(x)/[Co/Pt]₄ and Si/SiO/Pt/[Co/Pt]₄/Pt(x)/[Co/Pt]₄ multilayers in which the NM Pt interlayer thickness, x, was varied from 0 to 150 nm. In this work detailed MFM data revealed that the thinner the spacer the larger the interlayer magnetostatic interaction between the outer layers. These data further confirm the mechanism presented in Figure 6.15.

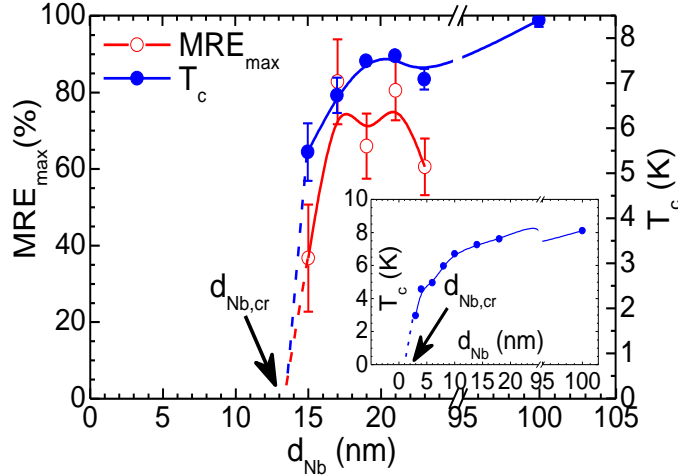


Figure 6.16: Dependence of sMRE magnitude (red-open circles) and T_c (blue-solid circles) versus d_{Nb} for a series of Co(60nm)/Nb(d_{Nb})/Co(60nm) TLs, evidencing that both parameters are massively suppressed below a critical thickness $d_{Nb,cr}=13-14$ nm (error bars reflect the variation among different TLs of each series). Inset presents the respective data for reference Nb(d_{Nb}) single layers that exhibit $d_{Nb,cr}=1-2$ nm, a clear proof of their high quality. Lines serve as guide to the eye.

Regarding to the second category, the series of Co(60nm)/Nb($d_{sc,3}$)/Co(60nm) TLs with Nb thicknesses $d_{sc,3}=15-27$ nm was studied. In particular, in Figure 6.16 we show the dependence of the mean MRE_{max} and the mean SC's critical temperature T_c^{SC} on the thickness of the SC interlayer, d_{sc} , for sets of Co(60nm)/Nb(d_{Nb})/Co(60nm) TLs. The mean values were calculated for a set of N=14 Co(60nm)/Nb(15nm)/Co(60nm) TLs, a set of N=5 Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TLs, a set of N=2 Co(60nm)/Nb(19nm)/Co(60nm) TLs, a set of N=2 Co(60nm)/Nb(21nm)/Co(60nm) TLs and a set of N=2 Co(60nm)/Nb(23nm)/Co(60nm) TLs. The inset of Figure 6.16 presents the respective data for reference Nb(d_{Nb}) single layers that exhibit $d_{Nb,cr}=1-2$ nm, a clear proof of their high quality. Lines serve as guide to the eye. It should be noted that the Co(60nm) TLs exhibit high sMRE values that is attributed to *out-of-plane* magnetization processes. The maximum sMRE is evidenced for $d_{Nb}=17$ nm. The sMRE decreases abruptly as Nb interlayer's thickness increases above 21 nm. This is in agreement with the experimental data of the first category TLs (Figure 6.14). Moreover both sMRE and T_c^{SC} follow an abrupt suppression below $d_{sc}=17$ nm and obtain zero values in the thickness regime 13-14 nm as shown by the dashed lines. We note that the lines in Figure 6.16 serve as a guide to the eye. The abrupt suppression of sMRE observed for $d_{Nb}<17$ nm can be ascribed to the critical restrictions that appear in two dimensions for the nucleation of superconductivity in general and of flux lines in particular [5]. More specifically, the reduced dimensionality of the SC interlayer appears through T_c^{SC} that, except for its suppression due to

the pair-breaking that experiences by the inverse proximity effect originating from the contact with the FM outer layers, it also incorporates the suppression originally imposed due to numerous candidate mechanisms that become active when d_{SC} is reduced [26,27]. For instance, the creation of a thin normal-state layer at both surfaces of the SC interlayer (plausibly ascribed to oxidation of Nb during deposition) imposes the conventional inverse proximity effect that reduces the critical temperature through a relation of the general form, $T_C(d_{SC})=T_C^{bulk}\exp(-C/d_{SC})$, where C is a constant [28]. Also, weak localization that originates from enhanced Coulomb interaction between electrons becomes important at reduced thickness, especially in the dirty-limit, giving a similar expression [29]. Finally, the modification of the boundary condition of the order parameter due to reduction of the electronic mean-free path and/or change of the interaction potential of the Cooper-paired electrons leads to the relevant expression $T_C(d_{SC})=T_C^{bulk}(1-2C\xi(0)^2/d_{SC})$, where C is a constant [30]. Irrespectively of the exact formula, in all these cases the decrease of d_{SC} motivates the decrease of T_C^{SC} so that, it is expected that the sMRE magnitude should be massively suppressed together with superconductivity. Indeed, this is experimentally evidenced in Figure 6.16 for sets of Co(60)/Nb(d_{Nb})/Co(60) TLs in which the thickness of the Nb interlayer, d_{Nb} is systematically varied. These issues have been discussed in detail in recent articles of ours [31,32].

6.2 The influence of the magnetic anisotropy of Co layers on the SC's upper-critical field line, $H_{c2}(T)$

As already presented in paragraphs 6.1.i.a and 6.1.i.b the transport properties of the FM/SC/FM TL are determined by the magnetization configuration of the FM outer layers. In particular, the appearance of the sMRE or the sSVE as well as their intensity is related unambiguously to the magnetization configuration of the FM outer layers. Here we expand our investigations by studying the upper-critical field line, $H_{c2}(T)$ recorded for four Co/Nb/Co TLs.

In Figure 6.17 we present the upper-critical field line, $H_{c2}(T)$, for (a.i),(a.ii) a Co(10nm)/Nb(17nm)/Co(10nm) TL, (b.i),(b.ii) a Co(30nm)/Nb(17nm)/Co(30nm) TL, (c.i),(c.ii) two Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TLs and (d.i),(d.ii) two Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TLs in extended field-temperature regime (Figures 6.17 (a.i), (b.i), (c.i) and (d.i)) and in the regime of low fields and temperatures close to T_c (Figures 6.17 (a.ii), (b.ii), (c.ii) and (d.ii)). We stress that in all cases the upper-critical field line has been determined from $R(T)$ isofield curves (not shown here) and calculated at the 50% of the normal state resistance value, R_{ns} , while the temperatures T_c^{exp} are normalized in respect to the zero-field experimental value.

The experimental data presented in Figures 6.17 (a.i), (b.i), (c.i) and (d.i) reveal that the upper-critical field line, $H_{c2}(T)$, of the Co/Nb/Co TLs in extended field-temperature regime exhibits a two-dimensional behavior for all Co thicknesses. The dotted curves are the extrapolation of the $H_{c2}(T)$ line to zero temperature and have been estimated through fittings with the relation

$$H_{c2}(T)=5.53\Phi_0/(2\pi d_{SC} \xi(T)), \quad (1)$$

where $\xi(T)=\xi(0)/(1-T/T_c)^{1/2}$ and $\Phi_0=hc/2e$ is the flux quantum (2.07×10^{-7} G cm²). Relation (1) holds in FM/SC/FM TLs for a parallel applied field when the coherence length, $\xi(T)$ gets on the order of the SC thickness, d_{SC} [33] Accordingly, from $H_{c2}(0)$ we calculate $\xi(0)$. These data are presented in Tables 1-3 of Appendix A.

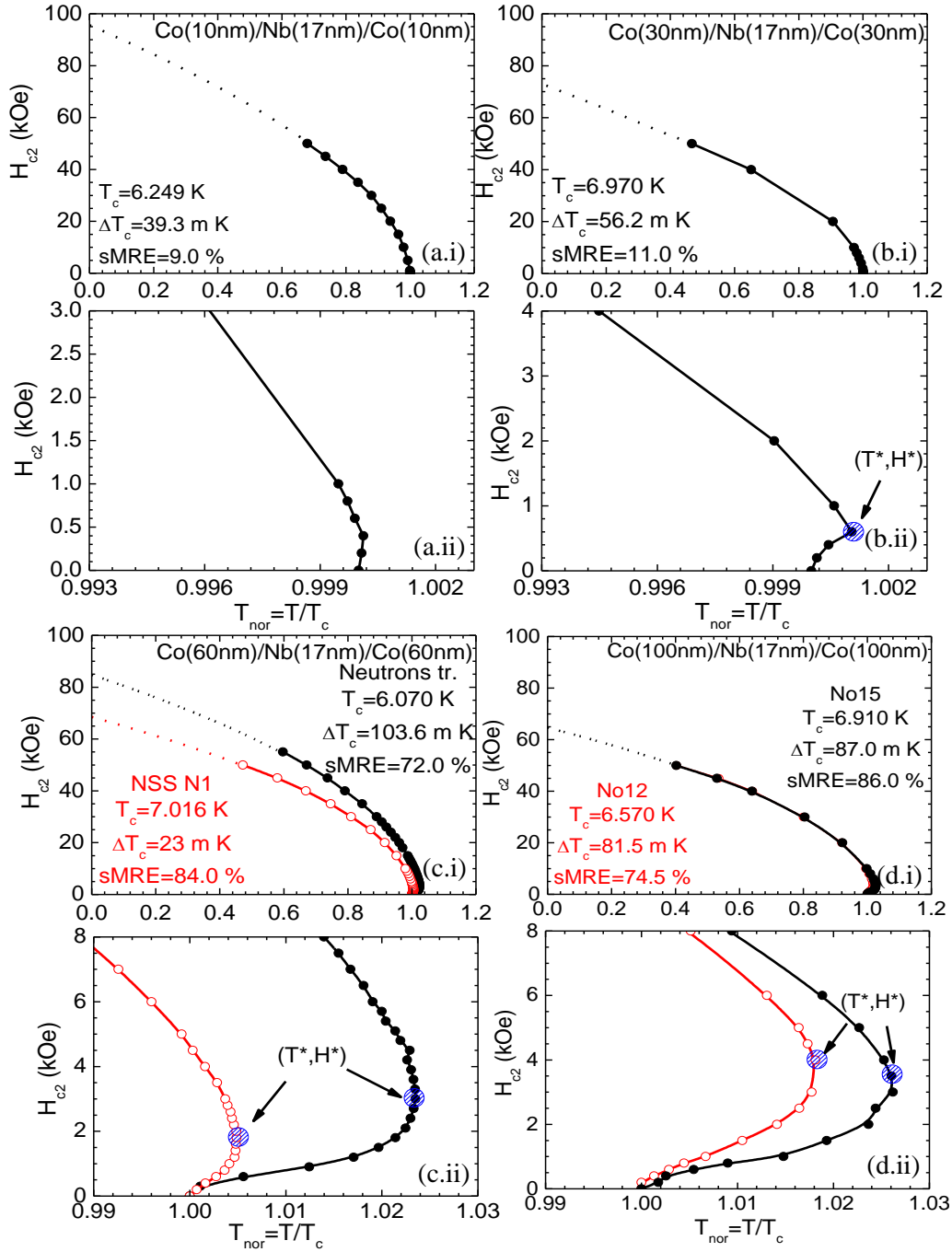


Figure 6.17: Upper-critical field line, $H_{c2}(T)$, for (a.i),(a.ii) a Co(10nm)/Nb(17nm)/Co(10nm) TL, (b.i),(b.ii) a Co(30nm)/Nb(17nm)/Co(30nm) TL, (c.i),(c.ii) two Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TLs and (d.i),(d.ii) two Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TLs in extended field and temperature regime (panels (a.i), (b.i), (c.i) and (d.i)) and in the regime of low fields and temperatures close to T_c (panels (a.ii), (b.ii), (c.ii) and (d.ii)). In all cases the upper-critical field line is determined from $R(T)$ isofield curves at the 50% of the normal state resistance value, R_{ns} . The temperature is normalized in respect to the zero-field experimental value T_c .

The experimental data presented in Figures 6.17 (a.ii), (b.ii), (c.ii) and (d.ii) reveal that the upper-critical field line, $H_{c2}(T)$, of the Co/Nb/Co TLs in the regime of low fields and temperatures close to T_c exhibits different behavior for Co thicknesses well below ($d_{Co}=10$ nm), below ($d_{Co}=30$ nm), and above ($d_{Co}=60$ nm and 100nm) the d_{cr}^{FM} of shape anisotropy. In the Co(10nm) TL that is (Figure 6.17 (a.ii)) the theoretical expected typical monotonic behavior of the upper critical field line, $H_{c2}(T)$ is observed that reflects the *normal* shift of the zero field resistance curve to *lower* temperatures upon application of parallel magnetic field of increasing magnitude. In addition, for the Co(30nm) TL (Figure 6.17 (b.ii)), the Co(60nm) TL (Figure 6.17 (c.ii)) and the Co(100nm) TL (Figure 6.17 (d.ii)) the reentrance behavior of the upper critical field line, $H_{c2}(T)$, is observed that has been reported for relevant Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TLs in our recent works [9,31,34]. The reentrance reflects an *abnormal* shift of the zero-field resistance curve to *higher* temperatures upon application of a magnetic field that increases until a critical magnitude, H^* , above which the *normal* shift of the resistance curves to *lower* temperatures is restored. Therefore there is a characteristic point (T^*, H^*) that denotes the end of the reentrance as shown in Figures 6.16 (b.ii), (c.ii) and (d.ii). From these data we see that the characteristic point (T^*, H^*) moves to higher values as the thickness of the Co outer layers increases. Quantitatively, $(T^*, H^*)=(1.001, 0.6$ kOe) for Co(30nm)/Nb(17nm)/Co(30nm), $(T^*, H^*)=(1.005, 2.0$ kOe) and $(T^*, H^*)=(1.023, 3.0$ kOe) for Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) NNS No1 and Neutrons tr., respectively and $(T^*, H^*)=(1.018, 4.0$ kOe) and $(T^*, H^*)=(1.026, 3.5$ kOe) for Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) No12 and No15, respectively.

The key parameter that defines the behavior of the upper-critical field line, $H_{c2}(T)$, observed in FM/SC/FM TLs in the regime of low fields and temperatures close to T_c is the MDS of the outer FM layers. In particular, according to the magnetic domain theory and MFM experiments presented in Chapter 5, a FM film exhibits a multidomain structure in the zero-magnetic-field (as prepared) state, so that the minimization of its free energy is ensured [35,36]. Moreover, since shape anisotropy dominates the MDS of FM layers, in FM layers with thicknesses above and well above the critical thickness, i.e., $d_{FM}=60$ nm $>$ d_{cr}^{FM} and $d_{FM}=100$ nm \gg d_{cr}^{FM} , respectively, *out-of-plane* magnetization prevails, indicated by an *out-of-plane* stripe domain structure all over the FM layer's surface. According to the stray fields scenario, the transverse stray fields that interconnect the outer FM layers penetrate completely the Nb interlayer and degrade its superconducting properties. Depending on the intensity of the stray fields either the lower, $H_{c1}(T)$ or even the upper, $H_{c2}(T)$ critical field of the SC interlayer may be exceeded locally since very close to T_c^{SC} , both $H_{c1}(T)$ and $H_{c2}(T)$ attain very low values. In the case of FM layers, with strong *out-of-plane* magnetization, i.e. $d_{FM} > d_{cr}^{FM}$, the SC interlayer is significantly penetrated by dense transverse stray fields that exist in the zero-magnetic-field state. Consequently, the critical temperature, T_c , estimated from the zero-field resistance curve, $R(T)$, is lower due to the presence of the MDS of the FM outer layers. The application of the external magnetic field affects the MDS and degrades the range and intensity of the stray fields. The gradual increase of the applied magnetic field leads to the progressive distortion of MDS inside the FM outer layers until the magnetic saturation is reached. To this end in Figure 6.18 we show MFM images of a Co(100)/Nb(17nm)/Co(100nm) TL (a) in the as prepared state and (b) after the application of a parallel external magnetic field of magnitude 4.5 kOe. Dense *out-of-plane* stripe domains are observed for the TL in the as-prepared state (Figure 6.18 (a)), while no *out-of-plane* stripe domains are observed after the magnetization saturation is reached (Figure 6.18 (b)). This is reflected in the reentrant behavior of the TL, where the critical temperature obtains higher values, starting from T_c^{exp} until the critical temperature T^* , as the magnetic field increases from zero to the critical field H^* . The critical field, H^* , is actual equal to the magnetic saturation field H_{sat} . If the reentrance branch is

ignored we can estimate the critical temperature of the TL, T_c^{ext} that would be expected for the TL if stray fields were missing, by the extrapolation of the upper-critical field towards zero field using relation (1) as can be seen in Figure 6.18 for the Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) Neutrons tr. TL of Figures 6.17 (e)-(f). Obviously, the stronger the *out-of-plane* magnetization of the FM outer layers the stronger the reentrance observed in the upper critical field line, $H_{c2}(T)$. We note that the intensity of the reentrance is characterized by a) the critical point (T^*, H^*) , b) the difference between the experimentally determined critical temperature, T_c^{exp} , and the theoretical estimated one, T_c^{ext} that is $T_c^{\text{ext}} - T_c^{\text{exp}}$ and c) by the difference between the experimentally determined critical temperature with the 50% R_{ns} criterion, T_c , and the critical, T^* that is $T_c^{\text{exp}} - T^*$. Conclusively, the reentrance observed in the regime of low fields and temperatures close to critical temperature for FM/SC/FM TLs, consisting of FM outer layers with *out-of-plane* anisotropy, implies the restoration of superconductivity. These issues have been discussed thoroughly in recent works of ours [9,31,34].

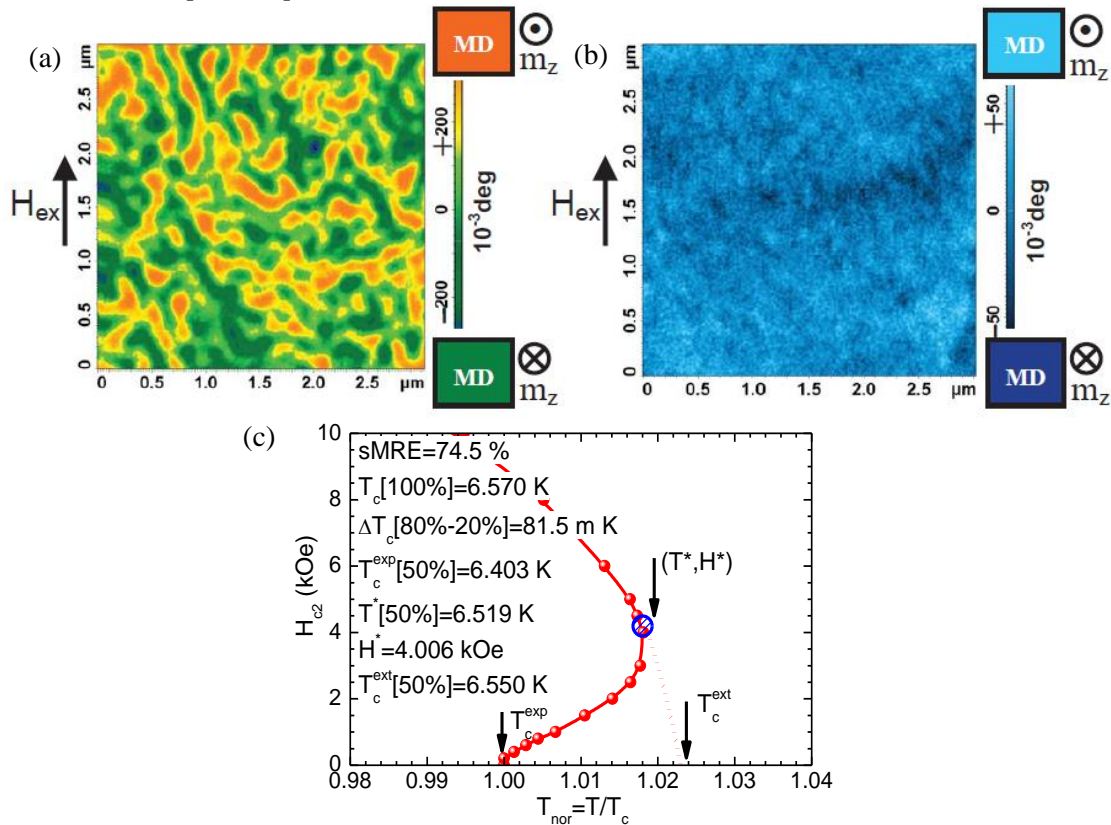


Figure 6.18: (a)-(b) MFM images of the No12 Co(100)/Nb(17nm)/Co(100nm) TL in the as prepared state and after the application of a parallel magnetic field of magnitude 4.5 kOe. The color notation of both the MFM images, (a) and (b) and the respective satellite cartoons indicate the orientation of MDs magnetization (top-view form). (c) The upper-critical field line, $H_{c2}(T)$ for the No12 Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TL in the regime close to the critical temperature where the reentrance is evident. The critical temperature T_c is estimated by the zero-field resistance curve, $R(T)$ at the 50% R_{ns} . The characteristic point (T^*, H^*) denotes the reentrance end, while point T_c^{ext} is estimated from the extrapolation of the high-field part of $H_{c2}(T)$ to zero field. The No12 Co(100)/Nb(17nm)/Co(100nm) TL is also presented in Figures 6.17 (g),(h).

In FM layers with thicknesses below the shape anisotropy's critical thickness, i.e. $d_{\text{FM}}=30\text{nm} < d_{\text{cr}}$, *in-plane* magnetization prevails, indicated by large *in-plane* domains all over the FM layer's surface in

the zero-magnetic-field (as prepared) state of the TL. In this case stray fields are hosted in the domain walls of the *in-plane* domains and constitute a sparse stray field network that empowers a rather weak reentrance observed in Figure 6.17 (d) for the Co(30nm)/Nb(17nm)/Co(30nm) TL.

For even thinner FM layers, thicknesses far below and the shape anisotropy's critical thickness, i.e. $d_{FM}=10 \text{ nm} < d_{cr}^{FM}$, no reentrance is observed as presented in Figure 6.17 (b). Even in this case some extremely weak stray fields may exist but cannot empower an adequate reentrance, since the Co(10nm) outer layers' saturation is directly achieved with the application of a low magnetic field on the order of a few Oe due to its soft magnetic character.

In the recent decade, the reentrance behavior of the upper-critical field line, $H_{c2}(T)$ in the regime close to T_c , has been investigated theoretically in great detail and experimentally verified in other types of hybrids, including Nb/BaFe₁₂O₁₉ and [Co/Pd]₁₀-Nb-[Co/Pd]₁₀, for the case where the external magnetic field is applied normal to the hybrid surface and the FM constituent has *out-of-plane* magnetic anisotropy by A.I. Buzdin/V.V. Moshchalkov and colleagues [37-45]. In these works, it was clearly documented that reentrance behavior of the upper-critical field line $H_{c2}(T)$ can be observed due to the spatial modulation of superconductivity nucleation inside the SC (inter)layer motivated from the stray fields accompanying the magnetic domains of the FM layer(s). Specifically, according to works [37,38,41,43] when a spatially modulated magnetic texture is available, as in the case of magnetic domains in FM layer(s) near coercivity, superconductivity first nucleates above domain walls, while as the normal external magnetic field H is progressively increased to the saturation field of the FM layer(s), the nuclei move to the center of magnetic domains.

In the frame of this Thesis we have investigated detailed sets of Co(d_{Co})/Nb(17nm)/Co(d_{Co}) TLs with Co outer layers thicknesses $d_{Co}=10, 30, 60$ and 100 nm . In the case of Co(10nm)/Nb(17nm)/Co(10nm) TLs only the typical monotonic behavior of the upper-critical field line, $H_{c2}(T)$, is witnessed. In the cases of Co(30nm)/Nb(17nm)/Co(30nm) TLs, Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TLs and Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TLs the reentrant behavior of the upper-critical field line, $H_{c2}(T)$, dominates at low-fields and temperatures close to T_c until a critical point (T^*, H^*), while for high-fields and low-temperatures the typical monotonic behavior of the upper-critical field line, $H_{c2}(T)$ is restored. The characteristic parameters of the reentrance (i.e. $T^*, H^*, H_{sat}, T_c^{ext}, T_c - T^*, T_c^{ext} - T_c$) for each TL of these series that consist of 5-15 TLs are presented in Tables 1-3 of Appendix A. The mean values of ($\langle T^* - T_c \rangle, \langle H^* \rangle$) obtained among all TLs of each group read ($\langle T^* - T_c \rangle, \langle H^* \rangle$)=(0+/-0 mK, 0+/-0 kOe) for N=2 Co(10nm)/Nb(17nm)/Co(10nm) TLs, ($\langle T^* - T_c \rangle, \langle H^* \rangle$)=(4.4+/-3.6 mK, 0.540+/-0.433 kOe) for N=2 Co(30nm)/Nb(17nm)/Co(30nm) TLs, ($\langle T^* - T_c \rangle, \langle H^* \rangle$)=(60.6+/-44.4 mK, 2.273+/-0.479 kOe) for N=5 Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TLs, and ($\langle T^* - T_c \rangle, \langle H^* \rangle$)=(136.9+/-19.6 mK, 3.772+/-0.344 kOe) for N=15 Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TLs. From these data we conclude that the reentrance observed in the upper-critical field line, $H_{c2}(T)$, of Co(d_{Co})/Nb(17nm)/Co(d_{Co}) TLs is more intense, i.e. the maximum $T^* - T_c$ and H^* values are obtained, as the thickness of the Co outer layers is increased above the critical thickness of shape anisotropy. This evidence confirms the impact of the magnetization configuration of the FM outer layers on the upper-critical field line, $H_{c2}(T)$, of FM/SC/FM TLs.

6.3 The influence of the physical characteristics of the SC interlayer on the sMRE

To demonstrate the influence of the SC interlayer's quality on the magnitude of the sMRE observed in FM/SC/FM TLs, we compare two Co/Nb/Co TLs that have significant differences on the SC interlayer's quality indicated by the SC critical temperature, T_c and the width of the resistance transition, ΔT_c .

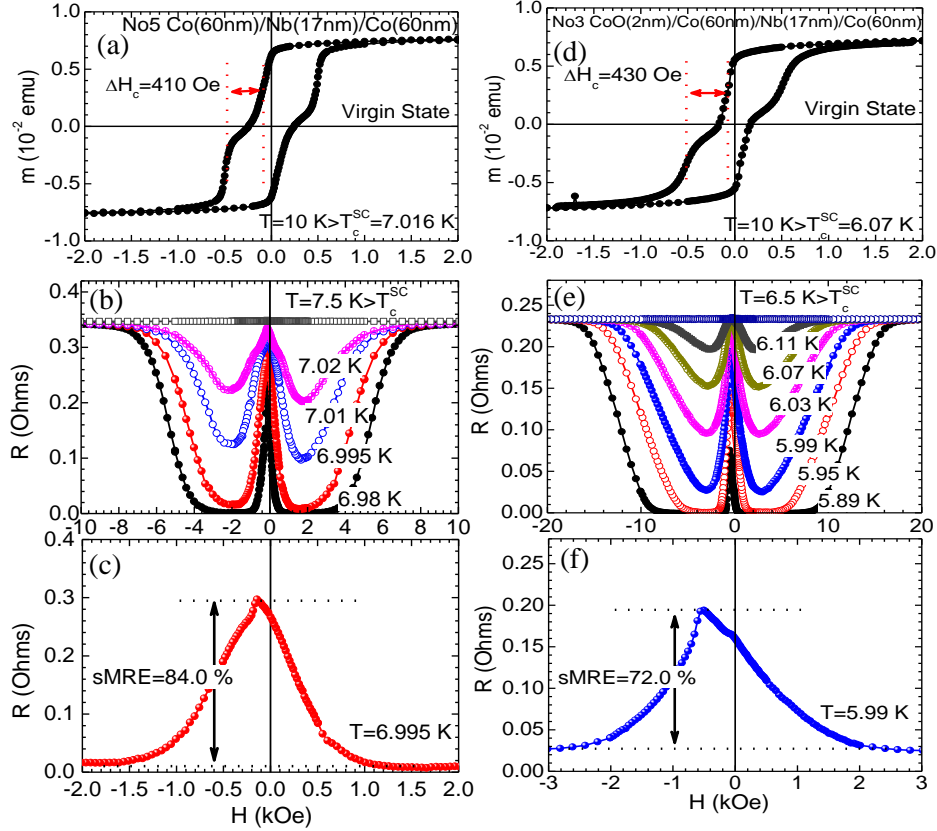


Figure 6.19: Experimental data for (a)-(c) the No5 Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) and (d)-(f), No3 CoO(2nm)-Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TLs. Magnetization loops obtained above the critical temperature, $T=10 \text{ K} > T_c$ focused in the low fields regime for (a) the No5 TL and (d) the No3 TL. Magnetoresistance curves taken across the superconducting transition for (b)-(c) the No9 TL and (e)-(f) the No10 TL are shown in (b)-(e) extended field range and in (c)-(f) the low fields regime.

In Figure 6.19 (a)-(f) we show experimental data of the No3 CoO(2nm)-Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TL and the No5 Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TL. Regarding the No5 Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TL, in Figure 6.19 (a) we present the magnetization loop obtained above the SC's critical temperature ($T=10 \text{ K} > T_c^{SC, \text{No5}}$). In Figure 6.19 (b) we show the isothermal magnetoresistance curves obtained at temperatures across the superconducting transition in extended magnetic field regime, while in Figure 6.19 (c) we present the magnetoresistance curve of the maximum sMRE focused in the low-fields regime. The No5 TL exhibits a sMRE on the order of 84% at temperature $T=6.995 \text{ K} < T_c^{SC, \text{No5}}=7.016 \text{ K}$. Regarding the No3 CoO(2nm)-Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TL, in Figure 6.19 (d) we present the magnetization loop obtained above the SC's critical temperature ($T=10 \text{ K} > T_c^{SC, \text{No3}}$). In Figure 6.19 (e) we show the isothermal magnetoresistance curves across the superconducting transition in extended magnetic field regime, while in Figure 6.19 (f) we

present the magnetoresistance curve with the maximum sMRE focused in the low-fields regime. The No3 TL exhibits a lower sMRE on the order of 72% at temperature $T=5.99\text{ K} < T_c^{SC, No3}=6.700\text{ K}$. Finally, in Figure 6.20 (a) and (b) the zero-field resistance transition curves for the No5 and the No3 TL are presented, respectively. These data indicate that the No5 TL has higher SC quality than the No3 TL ($T_c^{SC, No5}=7.016\text{ K} > T_c^{SC, No3}=6.700\text{ K}$ and $\Delta T_c^{No5}=23\text{ mK} < \Delta T_c^{No3}=103.6\text{ mK}$).

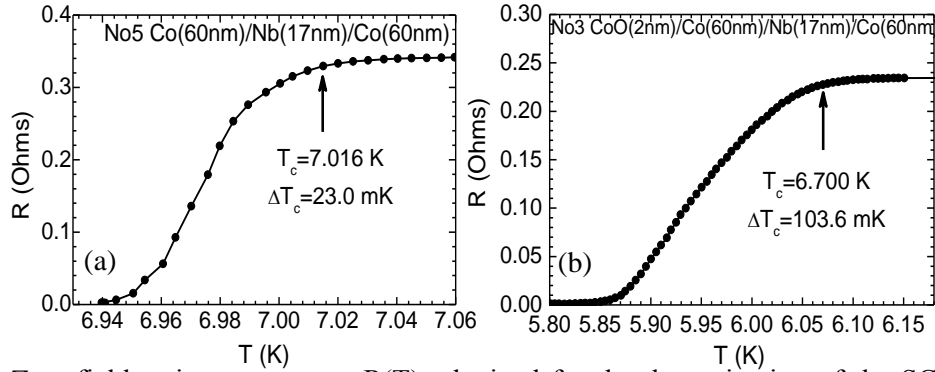


Figure 6.20: Zero-field resistance curves, $R(T)$, obtained for the determination of the SC's the critical temperature, T_c and the resistive transition width, ΔT_c , for (a) the No5 Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) and (b) the No3 CoO(2nm)-Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TL.

Evaluating the magnetization data of Figures 6.19 (a) and (d) we conclude that No5 CoO(2nm)-Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TL and No3 Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TL preserve an adequate and similar magnetostatic coupling that should promote comparable sMRE magnitudes. We recall that Co layers with thicknesses $d_{Co}=60\text{ nm}$ a significant *out-of-plane* magnetization component during reversal is attained, of shape anisotropy origin, that promotes the transverse magnetostatic coupling between the FM outer layers of the TL. Moreover, the magnetization loops of the No5 TL and the No3 TL (Figures 6.19 (a) and (d), respectively) resemble with the magnetization loop of a SL, indicating the *cooccurrence* of the coercive fields of the FM outer layers, a condition that further enhances the transverse magnetostatic coupling between the FM outer layers. Consequently, the noticeable difference on the sMRE magnitude observed in No5 and No3 TLs (Figures 6.19 (d),(c) and (e),(f), respectively) is ascribed to the influence of the SC interlayer's quality on the transport properties of the FM/SC/FM TLs.

The experimental data presented here suggest that the magnitude of the sMRE can be strongly influenced by the quality of the SC interlayer. We observed that a SC of higher quality (maximum T_c /minimum ΔT_c) exhibits a more pronounced sMRE. This clearly documents that the sMRE is a property of the superconducting state and does not relate to any version of the usual magnetoresistance effects observed with normal metals such as anisotropic magnetoresistance etc. In order to prove that the sMRE is a property of the superconducting state we measured the magnetoresistance at the normal state (nsMR) for our FM/SC/FM TLs. These data are shown in Tables 1, 2 and 3 of Appendix A and reveal that there is no connection between the nsMR with any candidate parameter that influence the sMRE such as the thickness of the SC interlayer etc. The influence of the SC interlayer quality on the magnitude of the sMRE observed in FM/SC/FM TLs is studied thoroughly in the following Chapter in a series of Co/Nb/Co TLs samples [31].

References

- [1] Stamopoulos, D., Manios, E., Pissas, M., Phys. Rev. B **75**, 184504 (2007)
- [2] Stamopoulos, D., Manios, E., Pissas, M., Supercond. Sci. Technol. **20**, 1205 (2007)
- [3] Stamopoulos, D., Manios, E., Pissas, M. 'Exchange Biased and Plain Superconducting Ferromagnetic Layered Hybrids.' Nova Science Publishers, New York (2009)
- [4] Stamopoulos, D., Aristomenopoulou, E., Manios, E., Niarchos, D., J. Supercond. Nov. Magn. **26**, 1931 (2013)
- [5] Tinkham, M., Introduction to Superconductivity, 2nd Ed., Dover publications, New York (1996)
- [6] Visani, C., Nemes, N. M., Rocci, M., Sefrioui, Z., Leon, C., te Velthuis, S.G.E., Hoffmann, A., Fitzsimmons, M. R., Simon, F., Feher, T., Garcia-Hernandez, M., 5 Santamaria, J., Rev. B **81**, 094512 (2010)
- [7] Pena, V., Sefrioui, Z., Arias, D., Leon, C., Santamaria, J., Martinez, J. L., te Velthuis, S. G. E., Hoffman, A., Phys. Rev. Lett. **94**, 57002 (2005)
- [8] Visani, C., Peña, V., Garcia-Barriocanal, J., Arias, D., Sefrioui, Z., Leon, C., Santamaria, J., Nemes, N. M., Garcia-Hernandez, M., Martinez, J. L., te Velthuis, S. G. E., Hoffmann A., Phys. Rev. B **75**, 054501 (2007)
- [9] Stamopoulos, D., Aristomenopoulou, E., Lagogiannis, A., Supercond. Sci. Technol. **27**, 095008 (2014)
- [10] Stamopoulos, D., Aristomenopoulou, E., Manios, E., Appl. Phys. Lett. **105**, 112602 (2014)
- [11] M. Donahue and D. Porter, The OOMMF code is available at <http://math.nist.gov/oommf>
- [12] D. M. Donnet, Kannan M. Krishnan, and Y. Yajima, J. Phys. D: Appl. Phys. **28**, 1942 (1995).
- [13] Hehn, M., Padovani, S., Ounadjela, K., Bucher, J. P., Phys. Rev. B **54**, 3428 (1996)
- [14] Brandenburg, J., Huhne, R., Schultz, L., Neu, V., Phys. Rev. B **79**, 054429 (2009)
- [15] Gil, W., Gorlitz, D., Horisberger, M., Kotzler, J., Phys. Rev. B **72**, 134401 (2005)
- [16] Girt, E., Huttema, W., Mryasov, O.N, Montoya, E., Kardasz, B., Eyrich, C., Heinrich, B., Dobin, A. Yu., Karis, O., J. Appl. Phys. **109**, 07B765 (2011)
- [17] Viot, F., Favre, L., Hayn, R., Kuz'min, M. D., J. Phys. D: Appl. Phys. **45**, 405003 (2012)
- [18] Bennett, L. H., Watson, R. E., Magnetic Multilayers, World Scientific Pub Co Inc (1995)
- [19] Thomas, L., Samant, M. G., Parkin, S. S. P., Phys. Rev. Lett. **84**, 1816 (2000)
- [20] Kuch, W., Chelaru, L. I., Fukumoto, K., Porrati, F., Offi, F., Kotsugi, M., Kirschner, J., Phys. Rev. B **67**, 214403 (2003)
- [21] Demokritov, S., Tsymbal, E., Grunberg, P., Zinn, W., Schuller, I. K., Phys. Rev. B **49**, 720 (1994)
- [22] Matczak, M., Schafer, R., Urbaniak, M., Szymanski, B., Kuswik, P., Jarosz, A., Schmidt, M., Aleksiejew, J., Jurga, S., Stobiecki, F., Appl. Phys. Lett. **107**, 012404 (2015)
- [23] Wiebel, S., Jamet, J.-P., Vernier, N., Mouglin, A., Ferre, J., Baltz, V., Rodmacq, B., Dieny, B., Appl. Phys. Lett. **86**, 142502 (2005)
- [24] Baltz, V., Marty, A., Rodmacq, B., Dieny, B., Phys. Rev. B **75**, 014406 (2007)
- [25] Bellec, A., Rohart, S., Labrune, M., Miltat, J., Thiaville, A., Europhys. Lett. **91**, 17009 (2010)
- [26] Fabrega, L. et al. Size and dimensionality effects in superconducting Mo thin films. Supercond. Sci. Technol. **24**, 075014 (2011).
- [27] Minhaj, M. S. M., Meepagala, S., Chen, J. T. & Wenger, L. E. Thickness dependence on the superconducting properties of thin Nb films. Phys. Rev. B **49**, 15235-15240 (1994).
- [28] Cooper, L. N., Phys. Rev. Lett. **6**, 689 (1961).
- [29] Maekawa, S. & Fukuyama, H., J. Phys. Soc. Jpn. **51**, 1380 (1982)

- [30] Simonin, J., Phys. Rev. B **33**, 7830 (1986)
- [31] Stamopoulos, D., Aristomenopoulou, E., Scientific Reports **5**, 13420 (2015)
- [32] Aristomenopoulou, E. Zeibekis, M. Stamopoulos, D., J. Alloys Compd. **664**, 732 (2016)
- [33] Ketterson J. B. & Song S. N. *Superconductivity* (Cambridge University Press, Cambridge, 1999)
- [34] Stamopoulos, D., Aristomenopoulou, E., J. Appl. Phys. **116**, 233908 (2014)
- [35] Hubert, A., Schäfer, R., Magnetic Domains, Springer-Verlag, Berlin (1998)
- [36] Bertotti, G., Hysteresis in Magnetism-For Physicists, Materials Scientists and Engineers, Academic Press (1998)
- [37] Buzdin, A. I., Mel'nikov, A. S., Phys. Rev. B **67**, 020503 (2003)
- [38] Aladyshkin, Yu. A., Buzdin, A. I., Fraerman, A. A., Mel'nikov, A. S., Ryzhov, D. A., Sokolov, A. V., Phys. Rev. B **68**,184508 (2003)
- [39] Yang, Z., Lange, M., Volodin, A., Szymczak, R., Moshchalkov, V. V., Nat. Mater. **3**, 793 (2004)
- [40] Gillijns, W., Aladyshkin Yu A., Lange, M., van Bael, M. J., Moshchalkov, V. V., Phys. Rev. Lett. **95**, 227003 (2005)
- [41] Aladyshkin, Yu A., Moshchalkov, V. V., Phys. Rev. B **74**, 064503 (2006)
- [42] Yang, Z., Vervaeke, K., Moshchalkov, V. V., Szymczak, R., Phys. Rev. B **73**, 224509 (2006)
- [43] Houzet, M., Buzdin, A. I. Phys. Rev. B **74**, 214507 (2006)
- [44] Gillijns, W., Aladyshkin, A. Yu., Silhanek, A. V., Moshchalkov, V. V., Phys. Rev. B **76**, 060503 (2007)
- [45] Yang, Z., Fritzsche, J., Moshchalkov, V. V. Appl. Phys. Lett. **98**, 012505 (2011)

Chapter 7

Optimization of the sMRE magnitude

In the present Chapter we investigate the sMRE observed in FM/SC/FM TLs [1-12]. More specifically, here we study two systematic sample series of Co/Nb/Co TLs, i.e. a series of N=14 Co(60nm)/Nb(15nm)/Co(60nm) TLs and a series of N=15 Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TLs. In both cases, the Co thickness is above the critical thickness d_{cr}^{FM} of shape anisotropy, $d_{Co} \geq d_{cr}^{FM}$, thus *out-of-plane* magnetization in the outer FM layers is provided (Chapter 5.2 ii.b.).

In addition, we present comparative experimental data of all the Co(d_{Co})/Nb(d_{Nb})/Co(d_{Co}) TLs (with d_{Co} =10-100 nm and d_{Nb} =15-23 nm) studied in the frame of this Thesis aiming to extract some general inferences regarding the maximization of the sMRE. Furthermore, we focused our study on Co(d_{Co})/Nb(17nm)/Co(d_{Co}) TLs consisting of relatively thick Co outer layers, $d_{Co} > d_{cr}^{FM}$. A simulations-based modeling of the transverse stray dipolar fields, H_{dip} , that emerge at the interior of the *out-of-plane* MDs is performed in order to find the optimum relation between MDs width and thickness of the SC interlayer. Both cases of homogeneous and inhomogeneous micromagnetic characteristics (saturation magnetization, M_{sat} and width, D_{MDs}) of the *out-of-plane* MDs are investigated. Accordingly, we experimentally demonstrate a scaling of the sMRE magnitude that we reproduce with a closed-form phenomenological formula that incorporates relevant macroscopic parameters and microscopic length scales of the superconducting (e.g. the zero-field critical temperature, T_c , the width of the superconducting transition, ΔT_c and the zero-temperature coherence length, $\xi(0)$) and ferromagnetic (e.g. the width of MDs, D_{DMs} and the width of the MDWs (D_{MDWs})) structural units. Finally, through adequate experimental evidences we provide means to fundamentally distinguish the two magnetoresistance versions, sSVE and sMRE, observed in our (CoO-)Co/Nb/Co TLs.

7.1 Systematic sample series of N=14 Co(60nm)/Nb(15nm)/Co(60nm) TLs

In the present section we investigate the transport and magnetic properties of a series of N=14 Co(60nm)/Nb(15nm)/Co(60nm) TLs (Co(60nm) TLs). We should mention that the deposition conditions (base pressure of the sputtering chamber e.t.c.) of the SC interlayers have been adjusted so that significant difference on the critical temperature, T_c and transition width, ΔT_c , between the TLs was obtained, to uncover the impact of the SC interlayer's quality on the magnitude of the sMRE. Moreover, we have adjusted the conditions during the deposition of the FM outer layers so that differences on the coercive fields, ΔH_c , among the bottom and the top FM outer layers were achieved, in order to uncover possible impact on the magnitude of the sMRE. More specifically, since Co(60nm) host both *in-plane* and *out-of-plane* magnetization components due to shape anisotropy (d_{cr}^{FM} =40-50 nm), even minor variation of the sputtering conditions of the top and bottom Co layer will result to the predominance of the one magnetization component against the other leading to significant differences in the magnetic characteristics (e.g. the coercive fields H_c^{topFM} and $H_c^{bottomFM}$) of FM layers of this sample series.

For each TL detailed magnetization and transport experiments have been performed. In Figures 7.1 (a)-(d) we show detailed transport and magnetization data of the No5 Co(60nm)/Nb(15nm)/Co(60nm) TL (No5 TL) that is a representative sample of the Co(60nm) TLs with critical temperature $T_c^{SC, No5}$ =5.05 K

and transition width $\Delta T_c^{\text{No5}}=67$ mK. Focusing on the transport data of the No5 TL, in Figures 7.1 (a)-(b) we present isothermal magnetoresistance curves for temperatures across the superconducting transition obtained in extended magnetic field regime, Figure 7.1 (a), and for magnetic fields around coercivity, Figure 7.1 (b). The maximum sMRE is on the order of 23% and is denoted at temperature $T_{\text{MREmax}}^{\text{No5}}=4.92$ K $< T_c^{\text{No5}}$. We recall that the sMRE is calculated as the percentage magnetoresistance change $(R_{\text{max}}-R_{\text{min}})/R_{\text{ns}} \times 100\%$. In Figure 7.1 (c) we show the intensity of the sMRE magnitude for various temperatures. The zero-field resistance curve, $R(T)$, and its derivative curve, $dR(T)/dT$, are presented in the inset Figures (c.i) and (c.ii), respectively. The comparison of Figures 7.1 (c) and (c.ii) reveal the strong temperature dependence of the sMRE. Focusing in Figure 7.1 (c), we observe that the intensity of the sMRE becomes maximum approximately at the middle of the resistive transition $T_{\text{MREmax}}^{\text{No5}}=4.92$ K. As temperature decreases to lower values, the sMRE follows an abrupt decrease, while as temperature increases to higher values the sMRE decreases as well. These data demonstrate the great correlation between the sMRE magnitude and the superconducting properties. Focusing on the magnetization data of the No5 TL in Figure 7.1 (d), we present the magnetization loop obtained at temperature $T=10$ K $> T_c^{\text{No5}}$ for the Virgin state. The difference between the coercive fields of the Co outer layers is on the order of $\Delta H_c^{\text{No5}}=60$ Oe.

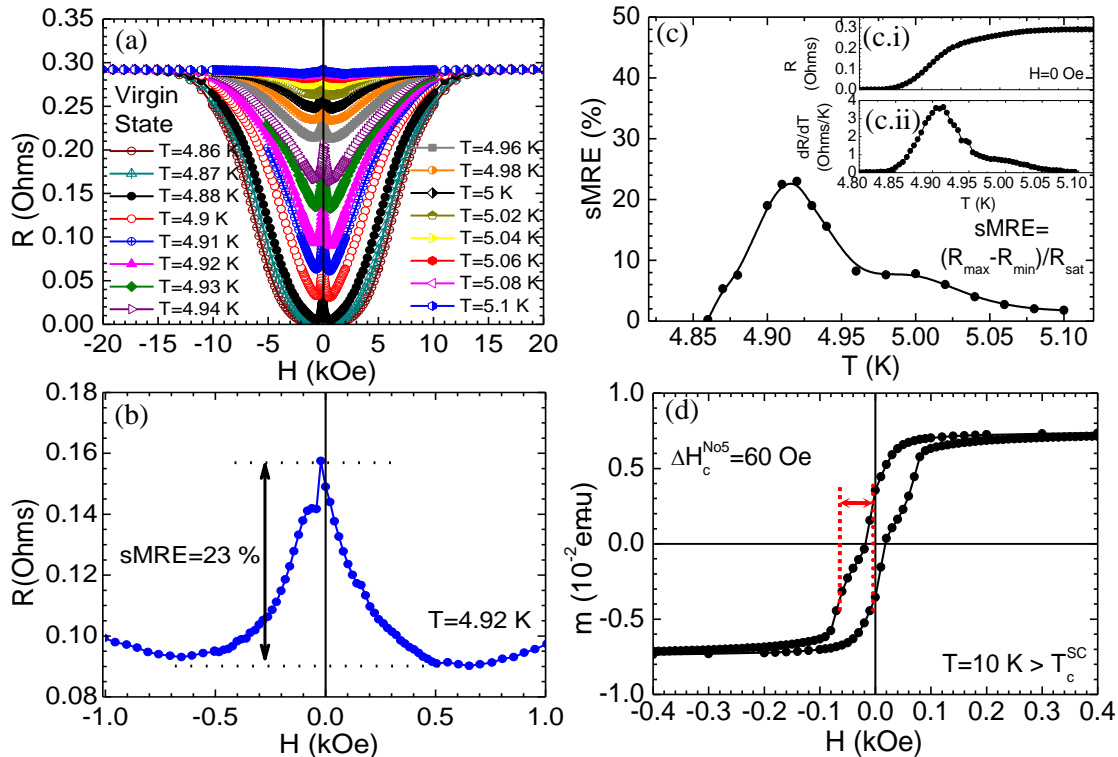


Figure 7.1: Experimental data of the No5 Co(60nm) in the Virgin state. Magnetoresistance curves, $R(H)$, obtained across the superconducting transition (a) in extended magnetic fields regime and (b) in the low fields regime. (c) The dependence of sMRE on the temperature. Insets (c.1) and (c.ii) present the zero-field resistance curve, $R(T)$, and the respective derivative curve, dR/dH . (d) Magnetization loop obtained above the SC's critical temperature $T=10$ K $> T_c^{\text{SC}}$.

We continue with some general experimental data for the set of the Co(60nm) TLs. All the experimental parameters of the N=14 Co(60nm) TLs are presented in Table 2 of Appendix A. In Figure 7.2 (a) we present the SC's critical temperature, T_c , versus the zero-field resistive transition width, ΔT_c

obtained for the N=14 Co(60nm) TLs. The red-solid line represents a linear fitting (the fitting parameters are shown in the panel (a)), while the blue point depicts the mean values ($\langle T_c \rangle, \langle \Delta T_c \rangle$)=(5.45±0.65 K, 51.6±23.3 mK). A noticeable variation of the SC interlayer's quality among these TLs is observed. In Figure 7.2 (b) we present the difference between the coercive fields of the FM outer layers, $\Delta H_c = H_c^{\text{bottomFM}} - H_c^{\text{topFM}}$, for the N=14 Co(60nm) TLs. A noticeable variation of the ΔH_c around the mean value $\langle \Delta H_c \rangle = 27.8 \pm 18.5$ Oe (blue-solid line) is signified. From these data we conclude that the set of Co(60nm) TLs offers a rich background for the investigation of the sMRE upon variations of the SC interlayer's quality and the difference between the coercive fields of the FM outer layers, $\Delta H_c = H_c^{\text{bottomFM}} - H_c^{\text{topFM}}$.

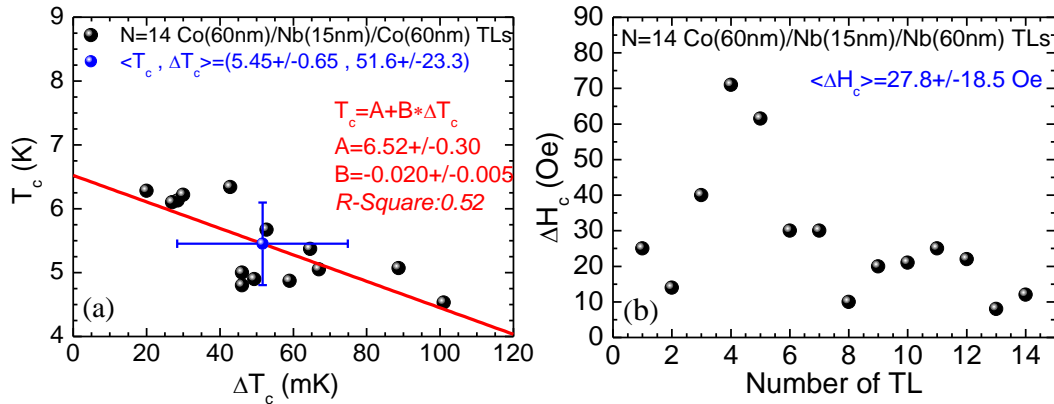


Figure 7.2: (a) The SC's critical temperature, T_c , versus the zero-field resistive transition width, ΔT_c , for the set of Co(60nm) TLs. The blue point depicts the mean values ($\langle T_c \rangle, \langle \Delta T_c \rangle$)=(5.45±0.65 K, 51.6±23.3 mK). (b) The difference between the coercive fields of the FM outer layers, $\Delta H_c = H_c^{\text{bottomFM}} - H_c^{\text{topFM}}$, for the various Co(60nm) TLs.

In Figures 7.3 (a) and (b) we present the dependence of the sMRE on the critical temperature T_c and the width of the zero-field resistance transition, ΔT_c , of the SC interlayer, respectively, while in Figure 7.4 (c) we present the three-dimensional graph of the dependence of sMRE versus T_c and ΔT_c . The red solid lines of Figures 7.3 (a) and (c) correspond to linear fittings on the experimental data (the fitting parameters are shown in panels (a) and (c)). Figures 7.3 (a)-(c) suggest that the sMRE strongly depends on the quality of the SC interlayer, that is quantified by the critical temperature, T_c , and the width of the resistance transition, ΔT_c . Hence, a pronounced increase of the sMRE magnitude upon improvement of the Nb interlayer quality (maximum T_c /minimum ΔT_c) is clearly documented.

Continuing, in Figure 7.4 (a) the dependence of the sMRE on the difference between the coercive fields, $\Delta H_c = H_c^{\text{bottomFM}} - H_c^{\text{topFM}}$, of the FM outer layers is presented. In Figure 7.4 (b) the three-dimensional plot of the dependence of the sMRE on the difference of the coercive fields, ΔH_c and the width of the zero-field resistance transition, ΔT_c of the SC interlayer is shown, while in Figure 7.4 (c) the three-dimensional plot of the dependence of sMRE on the difference of the coercive fields, ΔH_c and the critical temperature T_c of the SC interlayer is presented.

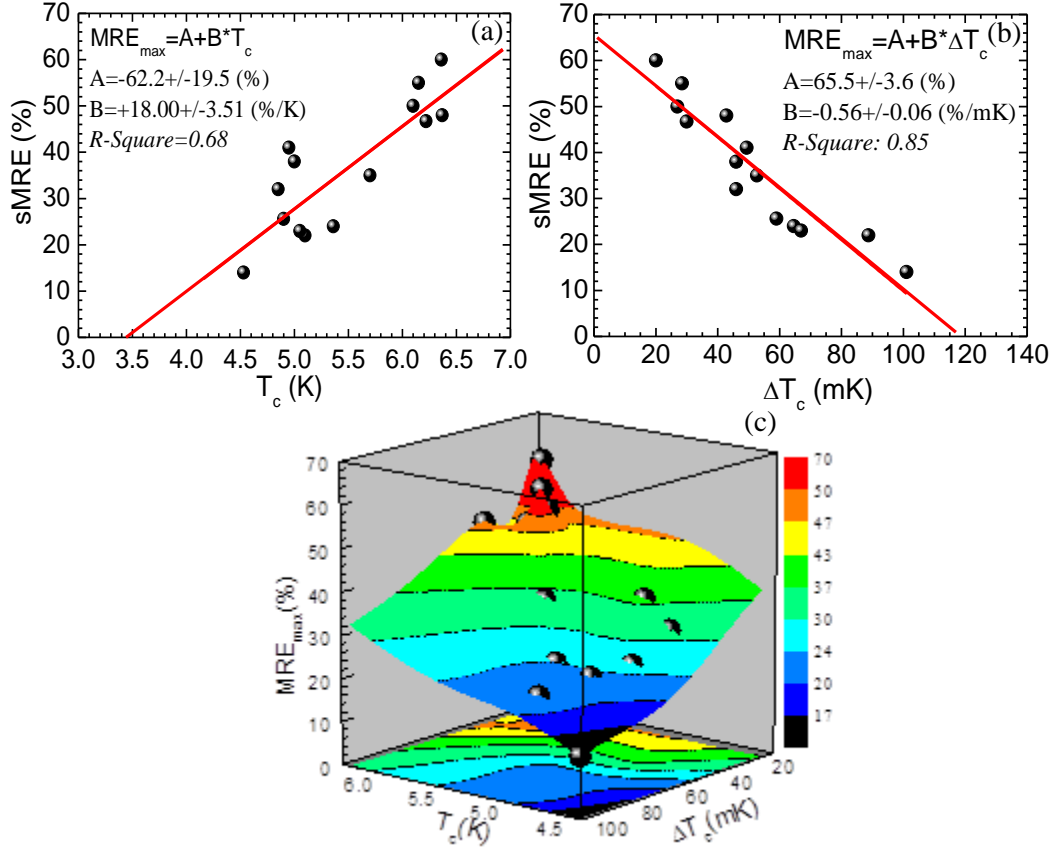


Figure 7.3: The dependence of sMRE on (a) the critical temperature T_c and (b) the width of the zero-field resistive transition, ΔT_c , of the SC interlayer, respectively for the set of Co(60nm) TLs. The red lines correspond to linear fittings of the experimental data. (c) Three-dimensional plot of the dependence of the sMRE on the critical temperature T_c and the width of the zero-field resistance transition, ΔT_c of the SC interlayer.

Focusing on Figure 7.4 (a) we conclude that the sMRE strongly depends on the difference between the coercive fields of the FM outer layers. More specifically, in Figures 7.4 (a) we can signify three specimen groups denoted by black-, blue- and red-solid-circles. The black-solid-circles correspond to the main body of the TLs and reveal that the sMRE is degraded when the difference between the coercive fields of the outer Co layers ΔH_c is increased. The blue-solid-circles correspond to the TLs with the maximum sMRE that are the No9 and No12 TLs. The No9 and No12 TLs (blue-solid-circles) have almost the same difference between the coercive fields of the FM layers ΔH_c ($\Delta H_c^{\text{No9}}=20$ Oe and $\Delta H_c^{\text{No12}}=22$ Oe) and they stand out from the main body of the TLs (black-solid-circles) because their SC interlayers' quality is very high ($T_c^{\text{No9}}=6.28$ K/ $\Delta T_c^{\text{No9}}=20$ mK and $T_c^{\text{No12}}=6.13$ K/ $\Delta T_c^{\text{No12}}=28.5$ mK). On the other hand, the red solid circles correspond to the TLs with the minimum sMRE that are the No2 and No6 TLs. The No2 and No6 TLs stand out from the main body of the TL's (black-solid-circles) since their SC interlayers' quality is very low ($T_c^{\text{No2}}=5.07$ K/ $\Delta T_c^{\text{No2}}=88.75$ mK and $T_c^{\text{No6}}=4.53$ K/ $\Delta T_c^{\text{No6}}=101.0$ mK). The magenta and dark green lines correspond to linear fittings of the experimental data when the TLs of very high (blue-solid-circles) and very low (red-solid-circles) Nb interlayer quality are excluded and included, respectively. Consequently, the data of Figure 7.4 (a) suggest that a pronounced increase of the sMRE magnitude is realized as ΔH_c obtains lower values, since ΔH_c indicates the intensity of the

magnetostatic coupling succeeded between the outer Co layers. In addition, the sMRE becomes maximum in the TLs with the highest SC quality.

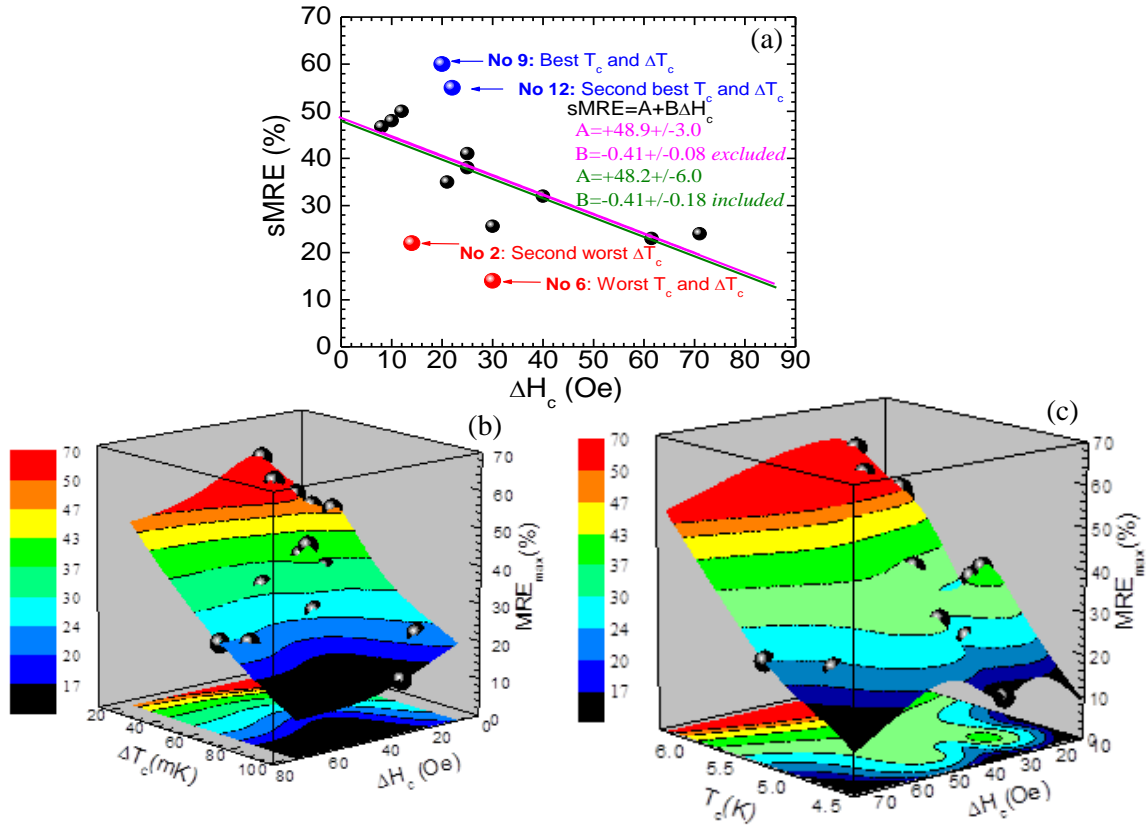


Figure 7.4: The dependence of the sMRE on the difference of the coercive fields, $\Delta H_c = H_c^{FM1} - H_c^{FM2}$, of the FM outer layers. The blue and red circles refer to TLs of very high and very low Nb interlayer quality, respectively. The magenta and dark green lines correspond to linear fittings of the experimental data when the TLs of very high and very low Nb interlayer quality are excluded and included, respectively. (b) Three-dimensional plot of the dependence of sMRE on the difference of the coercive fields, ΔH_c and the width of the zero-field resistance transition, ΔT_c , of the SC interlayer. (c) Three-dimensional plot of the dependence of sMRE on the difference of the coercive fields, ΔH_c and the critical temperature T_c of the SC interlayer.

Focusing in Figure 7.4 (b) we observe that the sMRE increases as both the difference of the coercive fields, ΔH_c and the width of the zero-field resistance transition, ΔT_c of the SC interlayer decrease. Continuing in Figure 7.4 (c) we observe that the sMRE increases as the difference of the coercive fields, ΔH_c , decrease and the SC's critical temperature, T_c , increase.

Evaluating the experimental data obtained for the Co(60nm) TLs we conclude that the sMRE observed in FM/SC/FM TLs strongly depends on the quality of the SC interlayer and on the difference between the coercive fields of the outer FM layers. The experimental findings are in good agreement with the 'stray fields scenario' that was proposed by Stamopoulos et al in [1,3] and further confirmed in recent works [4-12].

7.2 Systematic sample series of N=15 Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TLs

In the present section we investigate the transport and magnetic properties of a series of N=15 Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TLs (Co(100nm) TLs). For each TL detailed magnetization and transport experiments have been performed. In Figures 7.5 (a)-(d) we show detailed transport and magnetization data of the No14 Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TL (No14 TL) that is a representative sample of the Co(100nm) TLs with critical temperature $T_c^{\text{No14}}=6.970$ K and transition width $\Delta T_c^{\text{No14}}=34.4$ mK.

Focusing on the transport data of the No14 TL, in Figures 7.5 (a) and (b) we present isothermal magnetoresistance curves for temperatures across the superconducting transition obtained in extended magnetic field regime and for magnetic fields around coercivity, respectively. The almost absolute sMRE of magnitude 97.5% is observed at temperature $T_{\text{MREmax}}^{\text{No14}}=7.00$ K $< T_c^{\text{No14}}$. Moreover, the sMRE obtains values over 80% at an extended temperature range of 87 mK as depicted in Figure 7.6 (c) where the dependence of the sMRE on the temperature is shown. It should be noted that the sMRE obtains maximum value at the middle of the SC transition as reported in [1-3,13,14].

Focusing on the magnetization data of the No14 TL, in Figure 7.5 (d) we present the magnetization loop obtained at temperature $T=10$ K $> T_c^{\text{No14}}$ that reminisces the magnetization loop of a single layer, i.e. $\Delta H_c = H_c^{\text{bottomFM}} - H_c^{\text{topFM}} = 0$ Oe, therefore referred as single-layer-like magnetization loop. Thus, it becomes apparent that the transverse magnetostatic coupling between the two Co outer layers of the No14 TL is maximized.

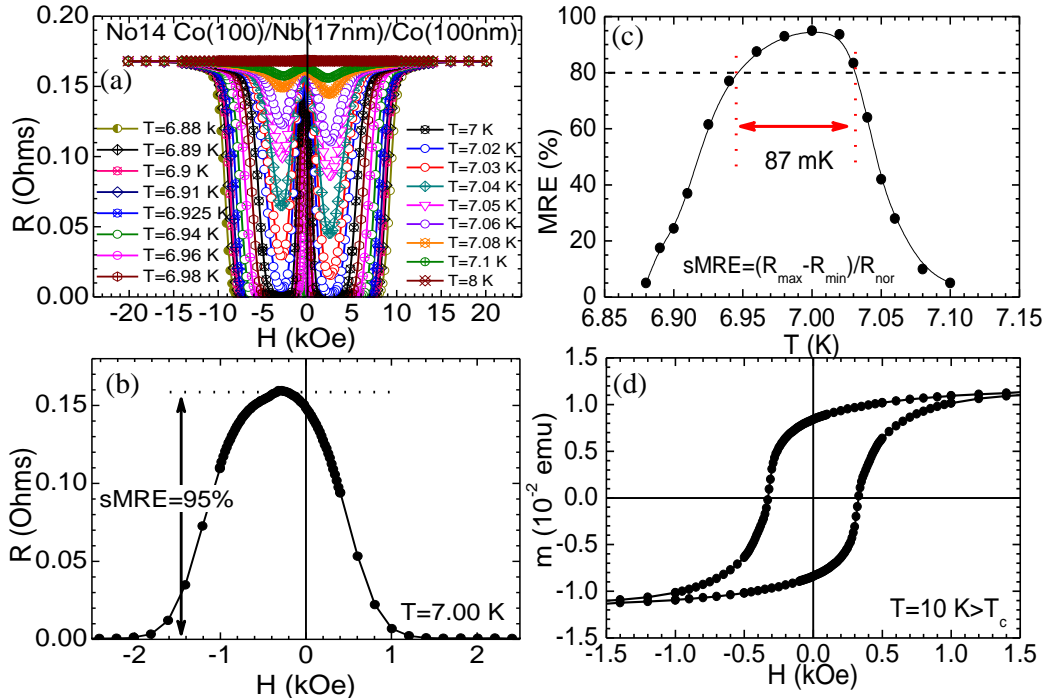


Figure 7.5: Experimental data of the No14 Co(100nm) TL. Magnetoresistance curves, $R(H)$, obtained across the superconducting transition (a) in extended magnetic fields regime and (b) in the low fields regime. (c) The dependence of the sMRE on the temperature. (d) Magnetization loops obtained above the SC's critical temperature $T=10$ K $> T_c^{\text{SC}}$.

We continue with some general experimental data for the set of the N=15 Co(100nm) TLs. All the experimental parameters of the N=15 Co(100nm) TLs are presented in Table 1 of Appendix A. We stress that the magnetization measurements obtained at $T=10\text{ K} > T_c$ revealed a single-layer-like magnetization loop, $\Delta H_c=0\text{ Oe}$, for almost all Co(100nm) TLs. The strong *out-of-plane* anisotropy occurring at the Co(100nm) TLs around coercivity due to the Co layers thickness, $d_{\text{Co}}=100\text{ nm} > d_{\text{cr}}^{\text{FM}}$, and the single-layer-like magnetization loop exhibited by almost all 15 Co(100nm) TLs at $T=10\text{ K}$ are two parameters that preserve maximum transverse magnetostatic coupling between the two FM outer layers. We should note for the No2, the No3 and the No13 Co(100nm) TLs a two-step-like magnetization loop was obtained at $T=10\text{ K}$ revealing noticeable difference between the coercive fields of the Co outer layers that is, on the order of $\Delta H_c^{\text{No2}}=123\text{ Oe}$, $\Delta H_c^{\text{No3}}=217\text{ Oe}$ and $\Delta H_c^{\text{No13}}=142\text{ Oe}$, respectively. However, even in the case of these three TLs strong magnetostatic coupling between the outer Co layers can be evidenced by considering the significantly high sMRE values observed, i.e. $\text{sMRE}^{\text{No2}}=97.6\%$, $\text{sMRE}^{\text{No3}}=90.5\%$ and $\text{sMRE}^{\text{No13}}=96.4\%$.

In Figure 7.6 we present the SC's critical temperature, T_c , versus the zero-field resistive transition width, ΔT_c , for all Co(100nm) TLs. The red-solid line represents a linear fitting (the fitting parameters are shown in the panel), while the blue point depicts the mean values ($\langle T_c \rangle, \langle \Delta T_c \rangle$) = (6.68 ± 0.32 K, 51.1 ± 24.1 mK). It is clear that the Co(100nm) TLs exhibit noticeable variation of the resistive transition width, ΔT_c , while the variation of the critical temperature, T_c , is only minor.

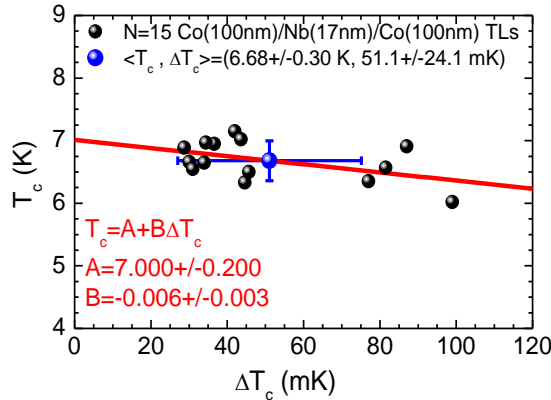


Figure 7.6: The SC's critical temperature, T_c , versus the zero-field resistive transition width, ΔT_c , for the set of Co(100nm) TLs. The blue point depicts the mean values ($\langle T_c \rangle, \langle \Delta T_c \rangle$) = (6.68 ± 0.30, 51.1 ± 24.1).

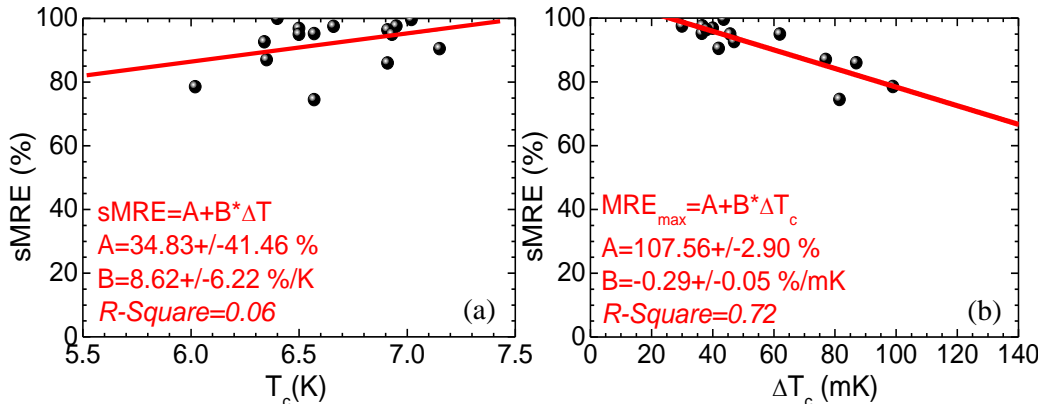


Figure 7.7: The dependence of sMRE on (a) the critical temperature T_c and (b) on the zero-field resistive transition width, ΔT_c , of the SC interlayer, respectively for the set of Co(100nm) TLs. The red lines correspond to linear fittings of the experimental data.

Continuing in Figures 7.7 (a) and (b) we present the dependence of the sMRE on the critical temperature, T_c , and on the zero-field resistance transition width, ΔT_c , respectively. The red-solid lines refer to linear fittings (the fitting parameters are shown inside each panel). On the one hand, the data presented in Figure 7.7 (a) suggest a tendency of the sMRE to obtain higher values as T_c increases. On the other hand, the data presented in Figure 7.7 (b) suggest a more strong relation between the sMRE and the ΔT_c that is also confirmed through the linear fitting. These findings indicate the dependence of the sMRE on the SC interlayer's quality. More specifically, the optimum sMRE is obtained upon improvement of the Nb interlayer quality (maximum T_c /minimum ΔT_c), that was also demonstrated by the series of N=14 Co(60nm) TLs (Figures 7.3 (a)-(c)).

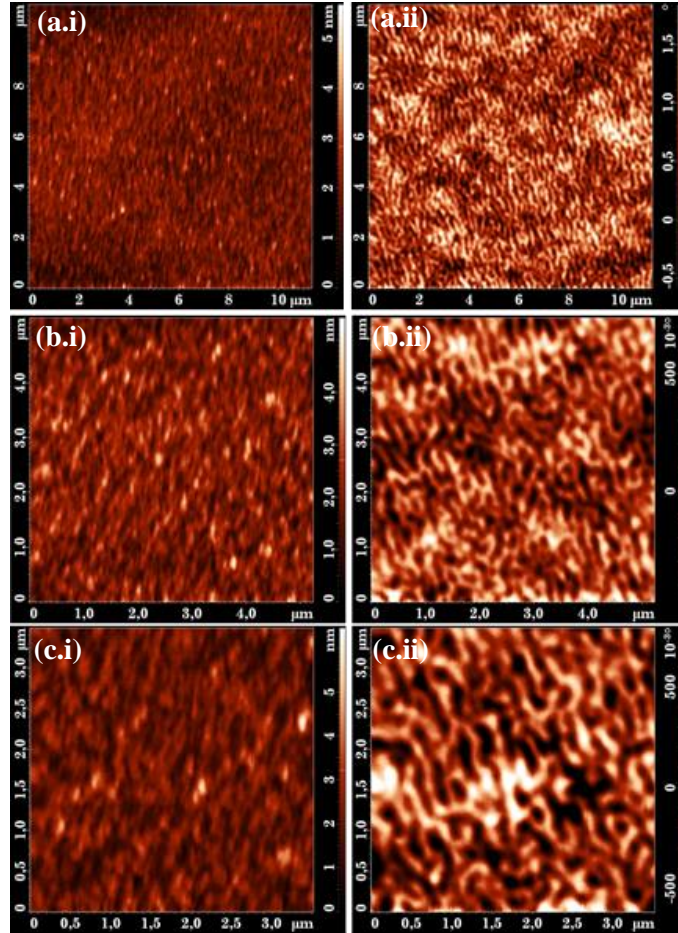


Figure 7.8: Atomic Force Microscopy and Magnetic Force Microscopy data for the No10 Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TL of surface area (a.i) and (a.ii) $12 \times 12 \mu\text{m}^2$, (b.i) and (b.ii) $5.5 \times 5.5 \mu\text{m}^2$ and (c.i) and (c.ii) $3.7 \times 3.7 \mu\text{m}^2$, respectively.

To further investigate the possible contribution of the Co outer layers on the transport properties of the Co(100nm) TLs we performed detailed MFM measurements. A two-pass mode was used for the MFM measurements as discussed in Chapter 3.3.ii. At the first pass the topographic mapping was obtained (AFM images) and at the second pass the magnetic-phase imaging was recorded (MFM images). For these MFM experiments we used cantilevers ending to silicon tips with hard Co coating and nominal parameters: tip radius below 60 nm, force constant= 3.0 Nm^{-1} and resonance frequency= 75 kHz (MFM-

tips). It should be stressed that these cantilevers offer a more rough estimate of the topography than that provided with the cantilevers used for the purely AFM experiments presented in Chapter 4.2.i, where silicon nitride tips with nominal parameters (tip radius below 12 nm, spring constant=42 Nm⁻¹ and resonance frequency=320 kHz) were used (AFM-tips). Therefore, the AFM images obtained at the first pass of the MFM experiments serve only for a rough comparison of the topography between the various TLs.

In Figure 7.8 we show representative AFM and MFM images for a characteristic Co(100nm) TL, that is the No10 TL ($T_c^{\text{No10}}=6.35$ K, $\Delta T_c^{\text{No10}}=77$ mK and $\text{MRE}_{\text{max}}^{\text{No10}}=87\%$). The images presented in Figures 7.8 (a.i)/(a.ii), (b.i)/(b.ii) and (c.i)/(c.ii) refer to surface areas $12 \times 12 \mu\text{m}^2$, $5.5 \times 5.5 \mu\text{m}^2$ and $3.7 \times 3.7 \mu\text{m}^2$, respectively. The AFM images reveal the expected for Co layers topography, while the MFM images reveal the expected for thick Co layers ($d_{\text{Co}} > d_{\text{cr}}^{\text{FM}}$) *out-of-plane* MDS, where stripe MDs are observed. All experiments presented here were performed on the top Co layer of these TLs in room temperature without applying external magnetic field, in order to capture the as-prepared multi domain state of the FM layers.

Having focused on the $5.5 \times 5.5 \mu\text{m}^2$ MFM images we calculated the Magnetic Roughness (MRa), using the NOVA software [15]. For the estimation of the MRa values at least five different areas on the sample surface were recorded to meet adequate statistics. The MRa measured in degrees quantifies the magnetic configuration of the top Co layer (since it is calculated from the phase of the signal), and depends on the characteristic length scales of the MDS, i.e., the width of the MDs, D_{MDs} and of the MDWs, D_{MDWs} , the intensity of the stray fields, and in the case of FM/SC/FM TLs, on the magnetostatic coupling between the outer FM layers. In addition, from the MFM data we estimated the characteristic length scales of the Co(100nm) TLs. The width of the MDs, D_{MDs} is directly calculated from the profile of MDs, while the width of the MDWs, D_{MDWs} is indirectly estimated by using the criterion of 95% at the spatial derivative of the profile of MDs (see Chapter 5.2.b.iii. and references [7,9-12]). To meet adequate statistics at least two hundred counts were averaged in both cases.

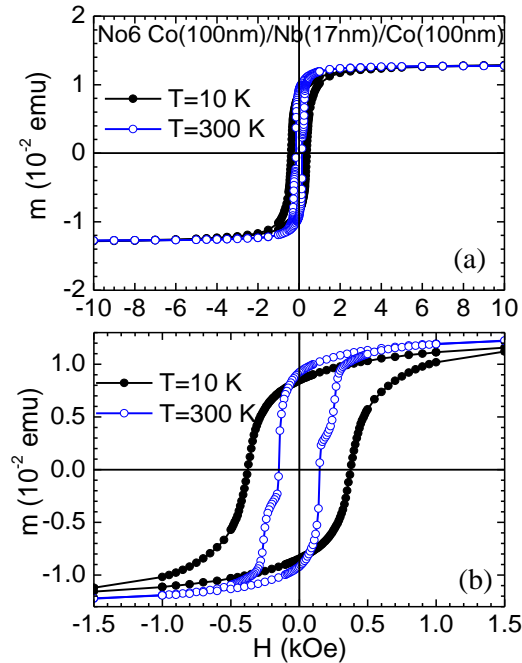


Figure 7.9: Magnetization loops for the No6 Co(100nm) TL obtained at temperatures $T=10$ and 300 K presented in (a) high and (b) low magnetic fields, respectively.

Taking account that all MFM experiments were performed in room temperature we also measured the magnetization loops of all Co(100nm) TLs at 300 K. In Figures 7.9 (a) and (b) we show the magnetization loops obtained at T=10 K and 300 K of the No6 Co(100nm) TL, that is a representative TL of the set of Co(100nm) TLs in extended magnetic field range and in the low-fields regime, respectively. It is clear that the Co outer layers are characterized as magnetically softer at T=300 K than at T=10 K [16-18]. In addition, at T=300 K a two-step-like magnetization loop is exhibited revealing a difference between the coercive fields of the Co outer layers on the order of $\Delta H_c^{300K, No6} \approx 116$ Oe. These two features, i.e. the magnetically soft behavior and the two-step-like magnetization loop at 300 K, were observed in all Co(100nm) TLs. Moreover, from the magnetization loops obtained at T=10 and 300 K we estimated the saturation magnetization, m_{sat} , for the N=15 Co(100nm) TLs.

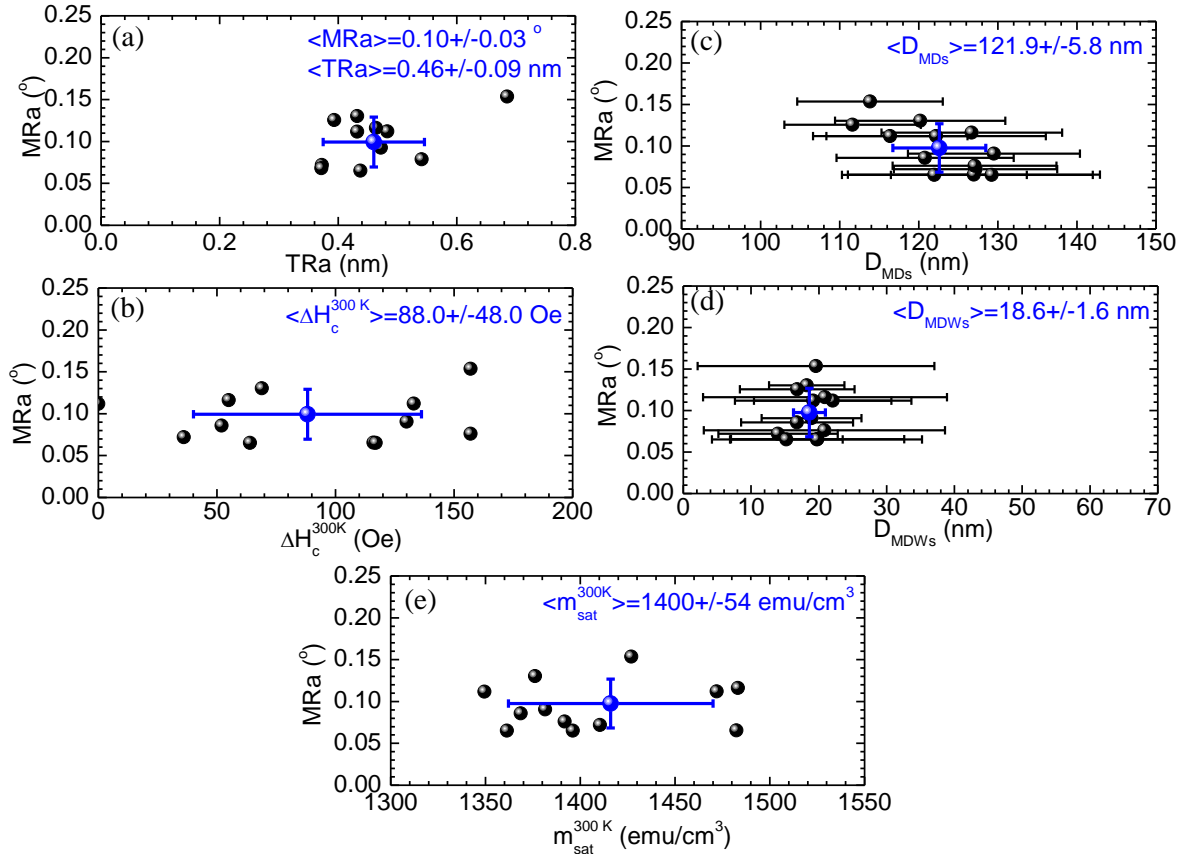


Figure 7.10: The dependence of the magnetic roughness (MRa) versus (a) the topographic roughness, TRa, (b) the difference between the coercive fields of the Co outer layers at T=300 K, ΔH_c^{300K} , (c) the width of the magnetic domains, D_{MDs} , (d) the width of the magnetic domain walls, D_{MDWs} and (e) the saturation magnetization, m_{sat} for the set of Co(100nm) TLs. The blue solid circle represents the mean value of each parameter.

As already discussed in Chapter 1, the D_{MDs} and D_{MDWs} observed in FM layers depend on the thickness of the FM layer, d_{FM} (extrinsic factor; shape anisotropy) and on the characteristics of an appropriately chosen material (intrinsic factors; magnetocrystalline anisotropy, K, exchange stiffness, A, saturation magnetization, m_{sat} e.t.c.). Therefore, both the D_{MDs} and the D_{MDWs} can be treated as factors of the quality of the sputtered layers and the reproducibility of the preparation protocols. Moreover, as discussed in Chapter 4, the D_{MDs} and D_{MDWs} observed in the upper Co layer of the Co(100nm) TLs are

influenced from the magnetostatic coupling between the outer Co layers. The latter is also influenced by the difference between the coercive fields of the Co outer layers, ΔH_c . Moreover, the topographic roughness, TRa, of the surfaces/interfaces could also influence the acquired magnetostatic coupling between the outer Co layers as discussed in Chapter 4 (we recall that the TRa measured in nm quantifies the topographic configuration of the TL and depends on the height variations along the scanning surface). Consequently, all these parameters (D_{MDs} , D_{MDWs} , ΔH_c , m_{sat} , TRa) may influence the magnetostatic coupling between the outer FM layers and hence affect the sMRE obtained in the FM/SC/FM TLs. At this point we should mention that MDs may shrink upon cooling due to the temperature dependence of the $m_{sat}(T)$ that follows the Bloch's relation $m_{sat}(T)=m_{sat}(0)(1-aT^{3/2})$ (the coefficient a is material dependent) and subsequently determines the magnetocrystalline anisotropy $K=K(0)(1-aT^{3/2})$ [19-22]. Consequently, the shrinkage of the MDs can be estimated by the theoretical formulas of the D_{MDs} and the D_{MDWs} which include the parameters m_{sat} and K (presented in Chapter 1). According to relevant studies on Si/Pt/[Co/Pt]/Si/Nb multilayers [19] and on the top FM layer of NbSe₂/Ni₈₀Fe₂₀ BLs [20], the shrinkage of the MDs is less than 10% thus considered negligible to our study.

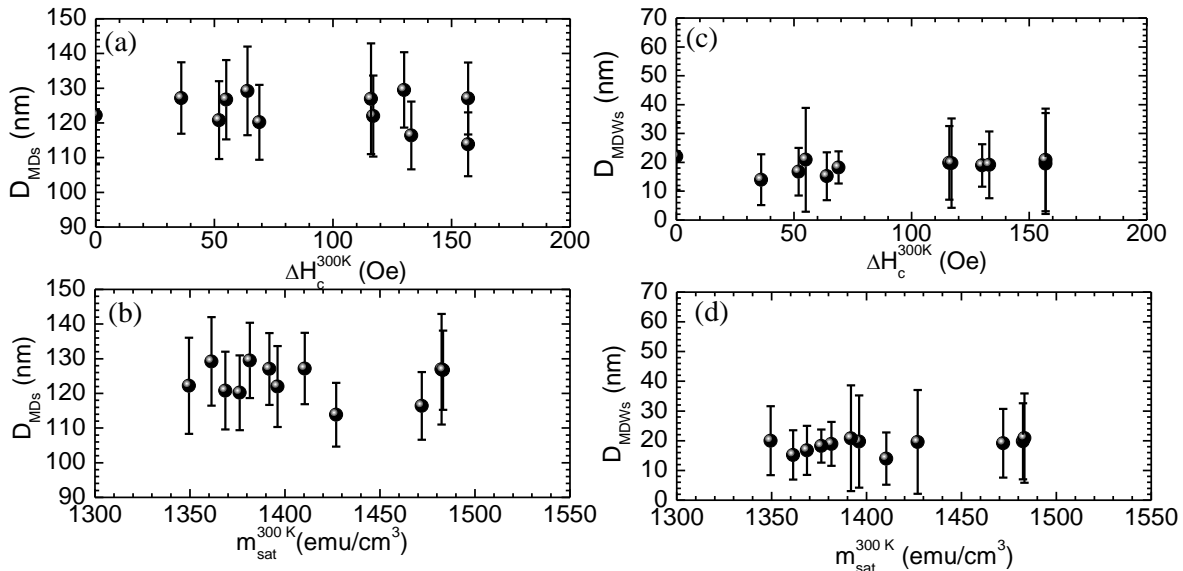


Figure 7.11: The dependence of the width of the magnetic domains, D_{MDs} and the width of the magnetic domain walls, D_{MDWs} on (a), (c) the difference between the coercive fields of the Co outer layers at $T=300$ K, ΔH_c^{300K} and (b), (d) the saturation magnetization, m_{sat}^{300K} for the set of Co(100nm) TLs, respectively.

In Figures 7.10 (a)-(e) we present the dependence of the magnetic roughness, MRa, versus (a) the topographic roughness, TRa, (b) the difference between the coercive fields of the Co outer layers at $T=300$ K, ΔH_c^{300K} , (c) the width of the magnetic domains, D_{MDs} , (d) the width of the magnetic domain walls, D_{MDWs} and (e) the saturation magnetization, m_{sat}^{300K} for the set of Co(100nm) TLs. We note that the error bars of the MRa and TRa values are delimited within the symbol size. In addition, we should mention that the topographic roughness, TRa, presented in Figure 7.10 (a) has been calculated from the AFM image that was scanned prior to the MFM one thus obtained with the MFM-tips that has larger radius than the AFM-tip used for the investigation of topography (AFM data presented in Chapter 4.2.i). Under this light, the mean topographic roughness, TRa, estimated for the Co(100nm) TLs with the MFM-tips is $\langle TRa \rangle = 0.46 \pm 0.09$ nm while the one obtained with AFM-tips is lower $\langle TRa \rangle = 0.37 \pm 0.04$ nm (presented in Chapter 4.2.i). This discrepancy is ascribed to the different tip radius of the cantilevers.

Figures 7.10 (a)-(e) revealed that none of these parameters, i.e. TRa, ΔH_c^{300K} , D_{MDS} , D_{MDWs} and m_{sat}^{300K} , influence the MRa observed in the Co(100nm) TLs. These data suggest that the Co layers have similar magnetic characteristics confirming the reproducibility of the preparation protocols. Given that the quite small deviation of the mean $\langle D_{MDS} \rangle$ and $\langle D_{MDWs} \rangle$ values we can assume that all Co(100nm) TLs obtain comparable magnetostatic coupling between the outer Co layers. This finding is also reflected in Figures 7.11 (a)-(e) where we present the dependence of the D_{MDS} and the D_{MDWs} on (a)/(c) the difference between the coercive fields of the Co outer layers at T=300 K, ΔH_c^{300K} and (b)/(d) the saturation magnetization, m_{sat}^{300K} for the set of Co(100nm) TLs, respectively. It is clearly observed that both D_{MDS} and D_{MDWs} do not relate with the parameters ΔH_c^{300K} and m_{sat}^{300K} . Moreover, the uniformity of the characteristic length scales of the MDS, i.e. D_{MDS} and D_{MDWs} , that is clearly seen in Figures 7.11 (a)-(d) and also reflected by the minor standard deviation of the mean values $\langle D_{MDS} \rangle = 121.9 \pm 5.8$ nm and $\langle D_{MDWs} \rangle = 18.6 \pm 1.6$ nm, confirm the high quality of the Co sputtered layers and the reproducibility of the preparation protocols.

In Figure 7.12 we present the sMRE versus the magnetic roughness, MRa for the Co(100nm) TLs, that was calculated from the $5.5 \times 5.5 \mu m^2$ MFM images. We observe that the sMRE has a slight dependence on the MRa. For a more accurate consideration of this finding we performed linear fittings with confidence interval 95% and statistical significance $p < 0.05$, which reveal that sMRE has a tendency for correlation with MRa. This argument is also justified by evaluating the Pearson Correlation's parameters, r and p, obtained from the $sMRE = f(MRa)$ fittings (see the information in the inset of Figure 7.12). We note that according to the Pearson Correlation two variables have stronger correlation when r and p values approach 1 and 0.05, respectively. Consequently, the data of Figure 7.12 suggest a slight dependence between sMRE and MRa. The higher the MRa values the stronger the magnetostatic coupling between the Co outer layers and consequently the greater the sMRE magnitude. These findings reveal that the MRa could suggest a parameter to estimate the magnetostatic coupling of the outer FM layers and hence the sMRE magnitude. This is in line with the great dependence of the sMRE on the difference between the coercive fields of the Co outer layers, ΔH_c , that also influences the magnetostatic coupling of the outer FM layers as demonstrated by the series of N=15 Co(60nm) TLs (Figures 7.4 (a)-(c)).

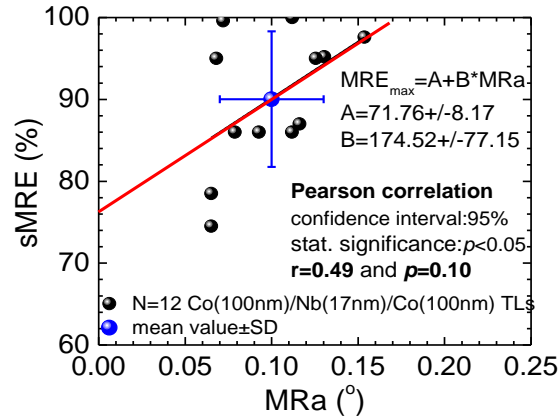


Figure 7.12: Dependence of the sMRE on the magnetic roughness, MRa, calculated from $5.5 \times 5.5 \mu m^2$ MFM images of the Co(100nm) TLs.

Finally, in Figures 7.13 (a) and (b) we present the dependence of the sMRE on the width of the magnetic domains, D_{MDS} , and the width of the magnetic domain walls, D_{MDWs} , respectively for the group

of Co(100nm) TLs. As expected the sMRE does not depend on the D_{MDs} and the D_{MDWs} due to the similar quality of the sputtered Co layers met in the Co(100nm) TLs.

The experimental data obtained for the Co(100nm) TLs revealed that the sMRE observed in FM/SC/FM TLs strongly depends on the quality of the SC interlayer. Moreover, detailed magnetization and MFM experiments confirmed the reproducibility of the sputtered technique regarding the preparation of Co layers. In addition, the significantly high sMRE values obtained in the Co(100nm) TLs confirmed the ‘stray fields scenario’, since optimum magnetostatic coupling induced by intense transverse stray fields has been realized in these TLs. In particular, all TLs of the series are accompanied by strong *out-of-plane* stripe MDs around coercivity, as shown via MFM experiments, while the co-occurrence of the coercive fields of the outer Co, $\Delta H_c=0$ Oe, has been witnessed. The Co(100nm) TLs provided important experimental evidences towards the establishment of the ‘stray fields scenario’ [1-12].

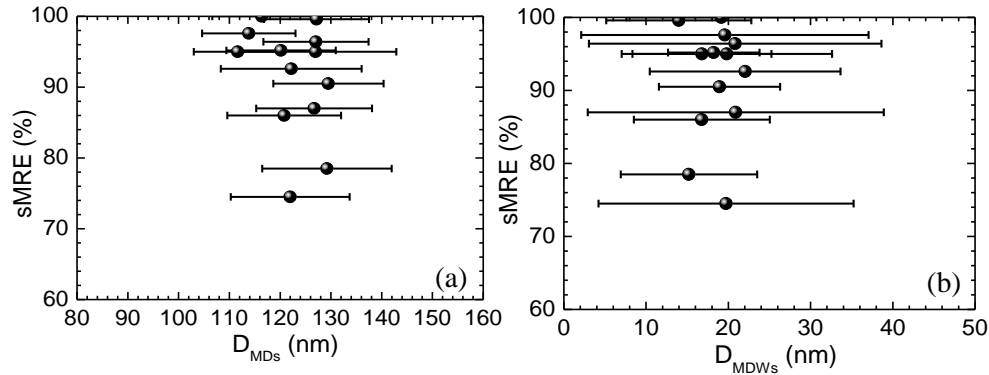


Figure 7.13: Dependence of the sMRE on (a) the width of the magnetic domains, D_{MDs} , and (b) the width of the magnetic domain walls, D_{MDWs} for the set of the Co(100nm) TLs.

7.3 Comparative study on the sMRE observed in Co/Nb/Co TLs

In the present subchapter we present comparative experimental results of all the Co/Nb/Co TLs studied in the frame of this Thesis. More specifically, in Figure 7.14 we show the evolution of the mean $\langle \text{sMRE} \rangle$ magnitude as the thickness of the Co outer layers increases for systematic series of Co(d_{Co})/Nb(17nm)/Co(d_{Co}) TLs (black symbols), that are N=2 Co(10nm)/Nb(17nm)/Co(10nm) TLs, N=5 Co(30nm)/Nb(17nm)/Co(30nm) TLs, N=5 Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TLs, N=15 Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TLs, and for the series of N=14 Co(60nm)/Nb(15nm)/Co(60nm) TLs (blue symbol). The black-dotted curve is only a guide to the eye and interconnects the mean $\langle \text{sMRE} \rangle$ values of the Co(d_{Co})/Nb(17nm)/Co(d_{Co}) TLs. The data of Figure 7.14 confirm that the sMRE observed in FM/SC/FM TLs is related to the *out-of-plane* magnetization processes occurring at the outer FM layers. We recall that, due to shape anisotropy, for $d_{\text{Co}} < d_{\text{cr}}^{\text{FM}} = 40\text{-}50$ nm *in-plane* MDs dominate at coercivity, H_c , while for $d_{\text{Co}} > d_{\text{cr}}^{\text{FM}} = 40\text{-}50$ nm the FM outer layers attain a magnetic structure characterized by a rich reservoir of *out-of-plane* MDs (data reported in [4-12]). These are evidenced in the schematic illustrations of Figures 7.14 (b) and (c). The illustrations of Figure 7.14 (b) are based on real MFM images ($5 \times 5 \mu\text{m}^2$) recorded for a Co(30nm)/Nb(17nm)/Co(30nm) TL and a Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TL, where the red and blue arrows designate either the *in-plane* or the *out-of-plane* magnetic anisotropy hosted in the FM outer layers due to shape anisotropy. From the above discussion it becomes apparent that as Co thickness increases the *out-of-plane* magnetization component increases as well leading to the gradual

strengthening of the magnetostatic coupling of the outer FM layer resulting in an increase of the sMRE magnitude. Hence, absolute sMRE magnitude 91.6% is evidenced for $d_{\text{Co}}=100$ nm, while the sMRE magnitude is gradually suppressed below $d_{\text{Co}}=60$ nm reaching a base value of approximately 13.5% at $d_{\text{Co}}=30$ nm.

In the case of $\text{Co}(60\text{nm})/\text{Nb}(d_{\text{Nb}})/\text{Co}(60\text{nm})$ TLs the $\langle \text{sMRE} \rangle$ magnitude reads $73.0 \pm 23.8\%$ for $d_{\text{Nb}}=17$ nm (black-circle) and $36.7 \pm 13.9\%$ for the $d_{\text{Nb}}=15$ nm (blue-circle). The significant difference of the $\langle \text{sMRE} \rangle$ values reflects the strong impact of the thickness of the SC interlayer on the sMRE magnitude. The influence of the quality on the sMRE magnitude is also important as discussed below. Regarding the impact of the SC interlayers thickness on the sMRE magnitude, we recall the dependence of the sMRE on the d_{Nb} presented in Figure 6.16 for a series of $\text{Co}(60\text{nm})/\text{Nb}(d_{\text{Nb}})/\text{Co}(60\text{nm})$ TLs. It was shown that the maximum sMRE is evidenced at $d_{\text{Nb}}=17$ nm below which an abrupt suppression of SC is realized. The latter is also discussed in the following subchapter 7.4.ii. Regarding the impact of the quality of the SC interlayer on the sMRE magnitude, in Table 7.1 we present the mean $\langle T_c \rangle$ and $\langle \Delta T_c \rangle$ values, that read 6.73 ± 0.39 K and 54.4 ± 37.9 mK for the $\text{Co}(60\text{nm})/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(60\text{nm})$ TLs and 5.45 ± 0.65 K and 51.6 ± 23.3 mK for the $\text{Co}(60\text{nm})/\text{Nb}(15\text{nm})/\text{Co}(60\text{nm})$ TLs are shown. This evidence is in total agreement with the experimental data presented in Chapter 6.3 and the previous paragraphs of the present Chapter where the influence of SC layer's T_c and ΔT_c on the sMRE magnitude was discussed in detail.

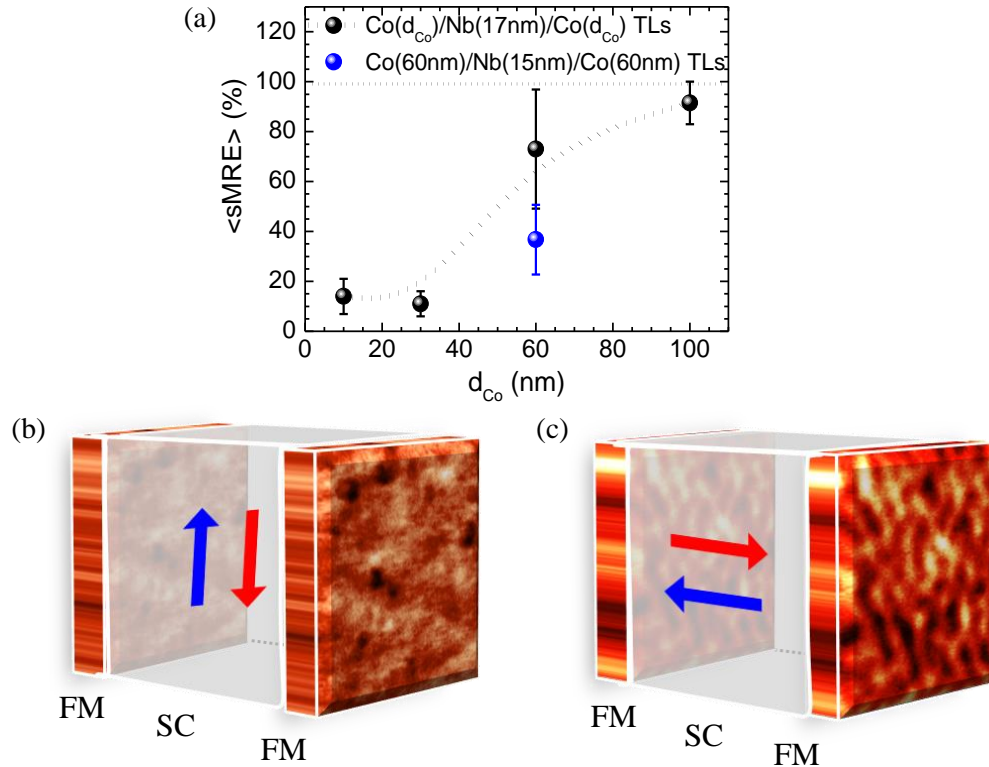


Figure 7.14: (a) Dependence of the mean $\langle \text{sMRE} \rangle$ magnitude on the thickness d_{Co} for sets of $\text{Co}(d_{\text{Co}})/\text{Nb}(d_{\text{Nb}})/\text{Co}(d_{\text{Co}})$ TLs with $d_{\text{Nb}}=15$ and 17nm. The black-dotted line serves as guide to the eye. (b) and (c) Schematic illustration of a FM/SC/FM TL consisting of FM outer layers with thickness $d_{\text{FM}} \ll d_{\text{cr}}^{\text{FM}}$ and $d_{\text{FM}} \gg d_{\text{cr}}^{\text{FM}}$ based on real MFM images ($5 \times 5 \mu\text{m}^2$) recorded for a $\text{Co}(30\text{nm})/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(30\text{nm})$ TL and a $\text{Co}(100\text{nm})/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(100\text{nm})$ TL, respectively. The arrows designate either the *in-plane* or the *out-of-plane* magnetic anisotropy hosted in the FM outer layers due to shape anisotropy.

We continue our discussion with the experimental data of three representative Co(d_{Co})/Nb(17nm)/Co(d_{Co}) TLs with Co thicknesses $d_{\text{Co}}=30, 60$ and 100 nm on a comparative basis. Figure 7.15 (a) shows data on the upper-critical field line, $H_{c2}(T)$ for a Co(30nm)/Nb(17nm)/Co(30nm) TL, a Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TL and a Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TL in the regime close to T_c , while the inset, Fig. 7.15 (e), shows the complete phase diagram. The great impact of the *out-of-plane* MDS of the FM outer layers on the transport properties of FM/SC/FM TLs is directly reflected in the reentrance of $H_{c2}(T)$ that is pronounced for the Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TL and gradually faints as d_{Co} goes below $d_{\text{cr}}^{\text{FM}}=40-50$ nm. The end point of $H_{c2}(T)$ reentrance is noted as (T^*, H^*) . In addition, the $H_{c2}(T)$ reentrance is manifested in the transport properties that exhibit a sMRE of analogous intensity. Figure 7.15 (b) shows a specific magnetoresistance curve for each TL obtained at the temperature where the maximum sMRE is observed. We see that the maximum sMRE reads 87.3, 81.4 and 12.9 for the specific Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm), Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) and Co(30nm)/Nb(17nm)/Co(30nm) TLs, respectively. The $H_{c2}(T)$ reentrance is observed in transport data obtained as function of the temperature under a constant magnetic field, as well. Raw data are shown in Figure 7.15 (c) for the Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TL evidencing that up to $H_{\text{ex}}=3.5$ kOe the resistance curves are abnormally shifted to the right, while the normal shift to the left is recovered at higher fields. Additional information comes from the magnetization data shown in Figure 7.15 (d). A comparison of these data with the phase diagram, Figure 7.15 (a), and the magnetoresistance curves, Figure 7.15 (b), reveals that the field at which the maximum of the magnetoresistance is observed coincides with the coercive field, H_c where minimum magnetization ($m=0$) is observed globally as a *multi-domain* magnetic state is established locally. The *multi-domain* magnetic state is characterized by a rich reservoir of *out-of-plane* MDs, as clearly proved by MFM presented in Chapter 5.1.ii.b. Also, the characteristic end point, H^* of the $H_{c2}(T)$ reentrance coincides with the field at which the minimum of the magnetoresistance is observed and with the saturation field, H_{sat} where maximum magnetization ($m=m_{\text{sat}}$) is obtained, as the reservoir of *out-of-plane* MDs is depleted while a *mono-domain in-plane* magnetization, is established. Actually, as recently shown in [7,9,11] the characteristic field H^* is rather the irreversibility field, H_{irr} below which irreversible magnetic processes are dominant, however in most cases $H_{\text{irr}} \sim H_{\text{sat}}$.

Returning back to the data of Figure 7.15 (a)-(e), we stress that the specific three TLs shown in Figure 7.15 (a) are only representative, selected from complete sets that for each group typically counts 5-15 TLs (as discussed above). From these data we see that the characteristic point (T^*, H^*) moves to higher values as the thickness of the Co outer layers increases. In addition, the difference between the critical temperature, T^* , and the experimentally determined critical temperature, T_c^{exp} , that is $T^* - T_c^{\text{exp}}$, increases as well as the thickness of the Co outer layers increases. Quantitatively, $(T^*, H^*)=(1.001, 0.6$ kOe), $(T^*, H^*)=(1.005, 2.0$ kOe), and $(T^*, H^*)=(1.026, 3.0$ kOe) for Co(30nm)/Nb(17nm)/Co(30nm), Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) and Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm), respectively. The mean values of $(T^* - T_c, H^*)$ obtained among all TLs of each group read $(\langle T^* - T_c^{\text{exp}} \rangle, \langle H^* \rangle) = (4.4 \pm 3.6$ mK, 0.540 ± 0.433 kOe) for Co(30nm)/Nb(17nm)/Co(30nm), $(\langle T^* - T_c^{\text{exp}} \rangle, \langle H^* \rangle) = (60.6 \pm 44.4$ mK, 2.273 ± 0.479 kOe) for Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm), and $(\langle T^* - T_c^{\text{exp}} \rangle, \langle H^* \rangle) = (136.9 \pm 19.6$ mK, 3.772 ± 0.344 kOe) for Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) (see Table 7.1). The pronounced difference observed in $(\langle T^* - T_c^{\text{exp}} \rangle, \langle H^* \rangle)$ between the three cases cannot be ascribed to differences in the purity of the Nb interlayer that as shown in [4-6] exerts strong influence on the sMRE magnitude (also, notice that $d_{\text{Nb}}=17$ nm is the same in the three TLs). In the three cases discussed here the mean values of quality factors T_c (defined at 100% of the normal state resistance) and ΔT_c (defined at 20%-80% of the normal state resistance) read

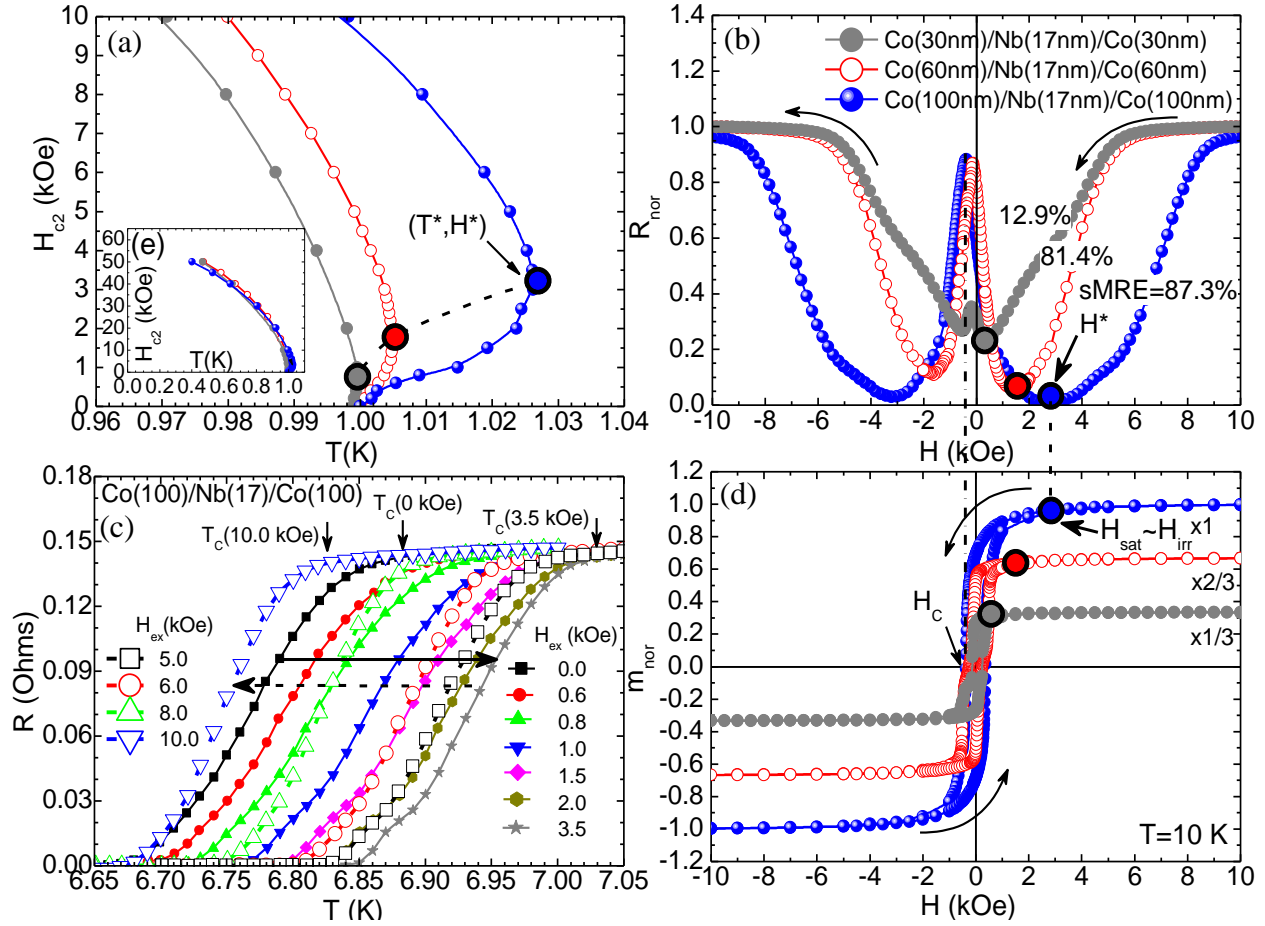


Figure 7.15: (a) Upper-critical field line, $H_{c2}(T)$ for three representative Co(30nm)/Nb(17nm)/Co(30nm), Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) and Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TLs in the regime close to T_c where a reentrance behavior is evident (temperature is normalized in respect to the zero-field value T_c for the sake of presentation). The characteristic point (T^*, H^*) delimits the reentrance end. (b) Magnetoresistance curves, $R_{nor}(H_{ex})$ for the specific temperature where the maximum sMRE is observed for each TL of panel (a) (normalized for the sake of presentation). (c) Raw isofield resistance curves $R(T)$ for various values of the parallel H_{ex} for the Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TL. Up to $H_{ex}=3.5$ kOe the resistance curves are abnormally shifted to the right (solid horizontal arrow/solid curves and solid-small points), while the normal shift to the left is recovered at higher fields (dashed horizontal arrow/dashed curves and open-large points). (d) Magnetization curves, $m_{nor}(H_{ex})$ at $T=10$ K for each TL of panels (a) and (b) (normalized and multiplied by the indicated factor for the sake of presentation). Vertical dotted-dashed and dashed lines signify that for each TL the peak and minimum in the magnetoresistance curves of panel (b) coincide with the coercive and saturation fields, that is H_c and H_{sat} , respectively, of panel (d). (e) Inset shows the complete phase diagram experimentally accessible in this work. In all cases lines serve as guide to the eye.

$\langle T_c \rangle = 6.97 \pm 0.35$ K, $\langle \Delta T_c \rangle = 56.2 \pm 32.4$ mK for Co(30nm)/Nb(17nm)/Co(30nm), $\langle T_c \rangle = 6.73 \pm 0.39$ K and $\langle \Delta T_c \rangle = 54.5 \pm 37.9$ mK for Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm), and $\langle T_c \rangle = 6.68 \pm 0.32$ K and $\langle \Delta T_c \rangle = 51.1 \pm 24.1$ mK for Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm). Thus, the pronounced difference observed in $(\langle T^* - T_c \rangle, \langle H^* \rangle)$ should be attributed to the properties of the FM outer layers. Indeed, the characteristic length scales of the magnetic domain pattern estimated from the MFM data (see Figure 5.9 of Chapter

5.1.ii.b.) are $D_{\text{MDs}}=0.0\pm 0.0$ nm and $D_{\text{MDWs}}=0.0\pm 0.0$ nm for Co(30nm)/Nb(17nm)/Co(30nm), $D_{\text{MDs}}=96.3\pm 4.3$ nm and $D_{\text{MDWs}}=14.6\pm 0.8$ nm for Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm), and $D_{\text{MDs}}=121.9\pm 5.8$ nm and $D_{\text{MDWs}}=18.6\pm 1.6$ nm for Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) (actually, for the Co(30nm)/Nb(17nm)/Co(30nm) TLs the nominal result $D_{\text{MDs}}=D_{\text{MDWs}}=0.0\pm 0.0$ nm can be fictitious; narrow MDs can probably exist that cannot be detected due to the limited resolution of the measurements dictated by the tip employed that is relatively wide, see relative discussion in Chapter 5.1.ii.b.).

Table 7.1						
The mean values of the sMRE, $\langle \text{sMRE} \rangle$, the SC's critical temperature, $\langle T_c \rangle$, the zero-field resistance curve width, $\langle \Delta T_c \rangle$, the characteristic temperature, T^* , the characteristic magnetic field, H^* , and the difference $T^* - T_c$, for N=2 Co(10nm)/Nb(17nm)/Co(10nm) TLs, N=2 Co(30nm)/Nb(17nm)/Co(30nm) TL, N=5 Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TLs, N=14 Co(60nm)/Nb(15nm)/Co(60nm) TLs and N=15 Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TLs.						
Co(d_{Co})/Nb(d_{Nb})/Co(d_{Co}) TL	$\langle \text{sMRE} \rangle$ (%)	$\langle T_c \rangle$ (K)	$\langle \Delta T_c \rangle$ (mK)	$\langle T^* \rangle$ (K)	$\langle H^* \rangle$ (kOe)	$\langle T^* - T_c^{\text{exp}} \rangle$ (K)
Co(10)/Nb(17)/Co(10)	14.0 \pm 7.0	6.96 \pm 0.10	27.2 \pm 17.3	0.00 \pm 0.00	0.000 \pm 0.000	0.0 \pm 0.0
Co(30)/Nb(17)/Co(30)	11.0 \pm 5.0	6.97 \pm 0.35	56.2 \pm 32.4	6.75 \pm 0.44	0.540 \pm 0.433	4.4 \pm 3.6
Co(60)/Nb(17)/Co(60)	73.0 \pm 23.8	6.73 \pm 0.39	54.5 \pm 37.9	6.71 \pm 0.41	2.273 \pm 0.479	60.6 \pm 44.4
Co(60)/Nb(15)/Co(60)	36.7 \pm 13.9	5.45 \pm 0.65	51.6 \pm 23.3	5.40 \pm 0.67	0.920 \pm 0.247	19.7 \pm 6.7
Co(100)/Nb(17)/Co(100)	92.1 \pm 7.6	6.68 \pm 0.32	51.1 \pm 24.1	6.59 \pm 0.31	3.772 \pm 0.344	136.9 \pm 19.6

7.4 Models for the optimization of the sMRE magnitude

In the present paragraph we focus on the sMRE obtained in FM/SC/FM TLs consisting of thick Co layers, i.e. $d_{\text{Co}} > d_{\text{cr}}^{\text{FM}}$, in which the appearance of *out-of-plane* MDs and MDWs in the FM outer layers around coercivity leads to intense transverse magnetostatic coupling through stray fields that ‘pierce’ the SC interlayer [1-3]. This mechanism is known as the ‘stray fields scenario’ [1-3] and has been discussed in detail in Chapters 4 and 6. Below we will recall in brief the key parameters of the ‘stray fields scenario’.

Figure 7.16 (a) shows an illustration of the FM/SC/FM TLs studied here when the magnetizations of the FM outer layers are *in-plane* either in the ‘homo-parallel’ or in the ‘anti-parallel’ configuration in respect to the *parallel* external magnetic field, H_{ex} . In this case a *mono-domain* magnetic state is attained. The relative configuration of the *in-plane mono-domain* magnetizations of the FM outer layers is responsible for the realization of the so-called superconducting Spin-Valve Effect (sSVE) [23-30] through the action of H_{exc} on the spins of the Cooper-paired electrons, Figure 7.16 (b) (paramagnetic effect [31-34]). Here we focus on the relevant sMRE that under specific circumstances develops at the coercive field, H_c of the FM outer layers [1-4]. When $H_{\text{ext}}=H_c$, a *multi-domain* magnetic state of *out-of-plane* MDs and relevant MDWs is established all over the surface of both FM outer layers, as schematically illustrated in Figure 7.16 (c). The stray dipolar fields, H_{dip} is the most important parameter for the sMRE studied here that is affected through their action on the momenta of the Cooper-paired electrons, Figure 7.16 (b) (orbital effect [33-35]). Accordingly, the schematic illustration of Figure 7.16 (c) gives emphasis to the two different forms of H_{dip} that emerge at the interior of the *out-of-plane* MDs

and at the boundaries of MDWs. These have different orientation preferences: (I) stray H_{dip} occurring at the interior of *out-of-plane* MDs are absolutely *transverse* and extend throughout the SC interlayer to couple facing *out-of-plane* MDs of the opposite FM outer layers and (II) stray H_{dip} occurring at the boundaries of MDWs have both *transverse* and *longitudinal* components and bend over MDWs to couple neighboring *out-of-plane* MDs of the same FM outer layer. In case (I) the affected regimes of the SC interlayer are involved in dissipation processes [1-12,36-44] when (I.a) the lower-critical field, $H_{c1}(T)$ is exceeded by H_{dip} so that the created *straight* vortices are subjected to current-induced movement under the action of the Lorentz force, $\mathbf{F}_L = \mathbf{J}_{\text{ex}} \times \Phi_0$ (where $\Phi_0 = hc/2e$ is the flux quantum) originating from the external transport current, \mathbf{J}_{ex} , and (I.b) the upper-critical field, $H_{c2}(T)$ is exceeded by H_{dip} so that the normal state is reached locally. In case (II) the affected regimes of the SC interlayer are comparatively protected due to the limited penetration of H_{dip} . In this case only *semi-loop* vortices can be created over MDWs that as discussed in [11] are not prone to current-induced movement.

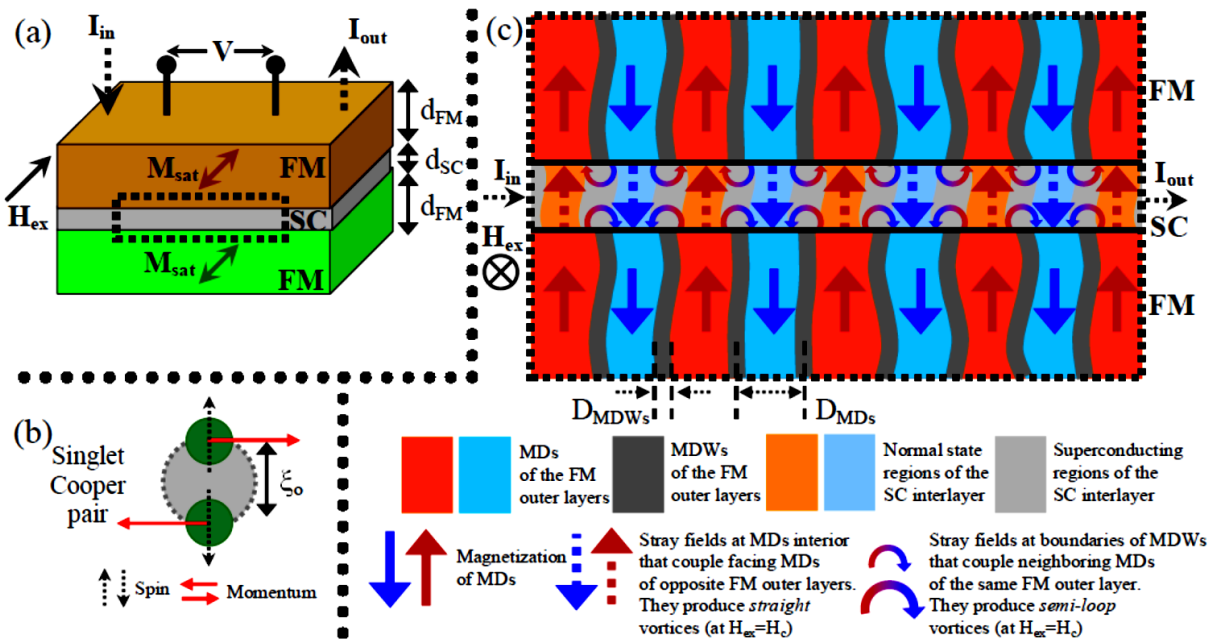


Figure 7.16: (a) Perspective-view illustration of a FM/SC/FM TL when the magnetizations of both FM outer layers are saturated, whether in the ‘homo-parallel’ or in the ‘anti-parallel’ configuration in respect to the parallel external magnetic field, H_{ex} . (b) Illustration of a Cooper pair in the singlet state having opposite spins and momenta configuration, spatially extending over the distance on the order of the BCS coherence length, ξ_0 . (c) Side-view illustration of the cross-section of the FM/SC/FM TL, shown in (a) by the dotted rectangle, to schematically present what happens at the two FM/SC interfaces at coercivity, that is at $H_{\text{ex}} = H_c$. *Out-of-plane* MDs and MDWs form over the surface of the FM outer layers and differently oriented stray dipolar fields, H_{dip} emerge at the interior of the out-of-plane MDs and at the boundaries of MDWs so that the overlying areas of the SC interlayer are locally affected in radically different ways.

The creation of vortices has been thoroughly addressed both theoretically [45-50] and experimentally [51-55] for the case of FM/SC bilayers in which vortices appear in the *multi-domain* state of the FM underlayer. Specifically, in the theoretical works [47-49] two distinct cases were considered in FM/SC bilayers: creation of *straight vortices* that entirely span the SC overlayer and of *semi-loop*

vortices that penetrate at a limited extent inside the SC overlayer. In a recent work of ours [10] we employed simulations-modeling and energy-considerations and proposed two quantitative criteria that facilitate the creation of *straight* vortices over *semi-loop* ones. The first focuses on the maximization of the stray H_{dip} that occur at the interior of the *out-of-plane* MDs. The second enables the estimation of a crossover between the preferable creation of one kind of vortices over the other. Both criteria responded well, when tested against experimental results. Below we focus on the stray H_{dip} occurring at the interior of the *out-of-plane* MDs.

i. Simulations-based modeling: Combination of the MDs width and the thickness of the SC interlayer

We continue with the exploration of the conditions necessary to motivate the sMRE. The goal of this subchapter refers to the optimization of the conditions that should be fulfilled between the dimensional, superconducting and magnetic length scales to maximize the sMRE observed in our $\text{Co}(d_{\text{Co}})/\text{Nb}(d_{\text{Nb}})/\text{Co}(d_{\text{Co}})$ TLs. To this end, we employed detailed simulations-based modeling of the stray dipolar fields, H_{dip} that stem from the MDs of width D_{MDs} that emerge all over the surface of a FM film, of thickness d_{FM} , $H_{\text{ext}}=H_{\text{c}}$. These simulations are performed at various distances, z from the surface of the FM layer. In the case of the FM/SC/FM TLs studied here, z actually represents the thickness of the SC interlayer, d_{SC} , Figures 7.17 (a) and (c). The specific question addressed here is: what is the optimum relation between D_{MDs} and d_{SC} to maximize the transverse stray dipolar fields, $H_{z,\text{dip}}$ experienced by the FM outer layers when brought together in a FM/SC/FM TL? The answer will provide means to maximize the sMRE. These data have been discussed in detail in [11].

The range and intensity of the transverse stray dipolar fields, $H_{z,\text{dip}}$ over a periodic assembly of *out-of-plane* MDs, that extend infinitely along y axis, and have alternating saturation magnetization M_{sat} along z can be modeled through relation [56]

$$H_{z,\text{dip}}(x,z) = \sum_{n=0}^{\infty} M_{\text{sat}} \frac{(-1)^n}{(2n+1)} \left[1 - \exp\left(- (2n+1) 2\pi \frac{d_{\text{FM}}}{2D_{\text{MDs}}}\right) \right] \times \exp\left(- (2n+1) 2\pi \frac{z}{2D_{\text{MDs}}}\right) \cos\left((2n+1) 2\pi \frac{x}{2D_{\text{MDs}}}\right). \quad (7.1)$$

The x -component has the only difference that the last term $\cos((2n+1)\pi x/D_{\text{MDs}})$ is replaced by $\sin((2n+1)\pi x/D_{\text{MDs}})$, while the y -component is zero due to symmetry arguments [56]. Relation 7.1 can give important information on the distribution of the z -component, that is transverse component, $H_{z,\text{dip}}$ of the stray dipolar fields above a periodic assembly of *out-of-plane* MDs that are absolutely homogeneous, thus they have single-valued saturation magnetization M_{sat} and width, D_{MDs} . Nevertheless, as our MFM experiments clearly evidenced, Figures 5.5, 5.6 and 5.7 of Chapter 5 and Figure 7.8 of the present Chapter, in the FM/SC/FM TLs studied here we record non-periodic assemblies of otherwise *out-of-plane* MDs that, however, are relatively inhomogeneous. To take this characteristic into account we develop relation 7.1 by introducing ‘magnetic inhomogeneity’ to the MDs that is a finite distribution in their saturation magnetization, M_{sat} and width, D_{MDs} . This can be the case in real materials due to local properties variation that can originate from many reasons such as surface roughness, crystal imperfections, minor thickness variations etc. Thus, we will consider the realistic MDs as being ‘magnetic inhomogeneous’. Accordingly, we introduce a new version of the above relation

$$H_{z,\text{dip}}^{\text{mi}}(x,z) = \sum_{n=0}^{\infty} 8\Lambda_n M_{\text{sat}} \frac{(-1)^n}{(2n+1)} \left[1 - \exp\left(- (2n+1) 2\pi \frac{d_{\text{FM}}}{\Omega_n 2D_{\text{MDs}}}\right) \right] \times \exp\left(- (2n+1) 2\pi \frac{z}{\Omega_n 2D_{\text{MDs}}}\right) \cos\left((2n+1) 2\pi \frac{x}{\Omega_n 2D_{\text{MDs}}}\right), \quad (7.2)$$

where index mi indicates the ‘magnetic inhomogeneity’ introduced at the local level by the coefficients Λ_n and Ω_n to the saturation magnetization, M_{sat} and width D_{MDs} , respectively, of the MDs. Accordingly, both Λ_n and Ω_n can range from unity (periodic assembly of homogeneous MDs) to both lower and higher values to capture the degree of ‘magnetic inhomogeneity’ of M_{sat} and D_{MDs} . In all simulations of relations 7.1 and 7.2 presented below we use realistic values for the involved parameters (thickness d_{FM} , MDs width D_{MDs} , distance z from the FM/SC interface that is thickness d_{SC} etc) to conform with the structural and magnetic characteristics of the $\text{Co}(d_{\text{FM}})/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(d_{\text{FM}})$ TLs. To this effect, the MFM experimental results greatly assisted these simulations with important input on the determination of D_{MDs} and $d_{\text{cr}}^{\text{FM}}$. Specifically, since our MFM experiments evidenced that for the $\text{Co}(d_{\text{FM}})/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(d_{\text{FM}})$ TLs *out-of-plane* MDs exist only for $d_{\text{Co}} > d_{\text{cr}}^{\text{FM}} \approx 40\text{-}50$ nm, below we focus on the simulations with relations 1 and 2 for $d_{\text{FM}} = 60, 80$ and 100 nm. Also, the presented simulations refer to the first 10 terms of the series of relations 7.1 and 7.2. Specifically, regarding relation 7.2, the exact values employed for each set of inhomogeneous coefficients Λ_n and Ω_n are mentioned in every case. Finally, we stress that, except for the results of Figures 7.17 (a)-(b), all other simulations refer to how the transverse stray dipolar fields, $H_{z,\text{dip}}$ develop at the center of MDs, that is at $x_0 = 0$ nm. The reasons for focusing on this specific situation become clear below.

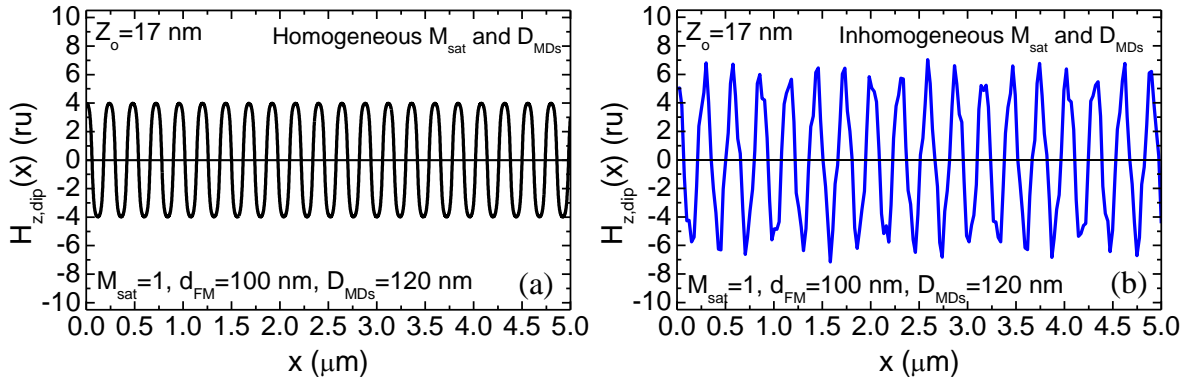


Figure 7.17: Simulations of the transverse stray dipolar fields at constant distance $z_0 = 17$ nm above an assembly of MDs along dimension x for parameters that conform to the characteristics of the $\text{Co}(100\text{nm})/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(100\text{nm})$ TLs. (a) Ideal case of homogeneous M_{sat} and D_{MDs} represented by $H_{z,\text{dip}}(x)$ (relation 7.1). (b) Realistic case of inhomogeneous M_{sat} and D_{MDs} represented by $H_{z,\text{dip}}^{\text{mi}}(x)$ (relation 7.2 and [57]). Since $M_{\text{sat}} = 1$ has been chosen, all data are presented in relative units (ru). Values of d_{FM} and D_{MDs} are set to 100 nm and 120 nm, respectively.

Figures 7.17 (a) and (b) present simulations of the transverse stray dipolar fields along dimension x , for parameters that conform with the characteristics of the $\text{Co}(100\text{nm})/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(100\text{nm})$ TLs ($d_{\text{FM}} = 100$ nm and $D_{\text{MDs}} = 120$ nm). Figure 7.17 (a) presents the ideal case of homogeneous M_{sat} and D_{MDs} , that is $H_{z,\text{dip}}(x)$ (relation 7.1), while Figure 7.17 (b) shows the realistic case of inhomogeneous M_{sat} and

D_{MDs} , that is $H_{z,\text{dip}}^{\text{mi}}(x)$ (relation 7.2 and [57]). Both simulations refer to the realistic distance from the top surface of a MDs assembly, $z_o=17$ nm, to focus on what happens in the space between the FM outer layers when they are placed at a distance on the order of the SC interlayer thickness ($d_{\text{Nb}}=17$ nm). In this way we can approximate the processes observed in the FM/SC/FM TLs studied here. Two important conclusions can be drawn from these simulations. First, the periodic profile that is naturally observed when using $H_{z,\text{dip}}(x)$ of relation 7.1, Figure 7.17 (a), is replaced by a non-periodic one when using $H_{z,\text{dip}}^{\text{mi}}(x)$ of relation 7.2, Figure 7.17 (b). Thus, by using relation 7.2 we can reproduce, at least qualitatively, distorted profiles of the stray dipolar fields, $H_{z,\text{dip}}^{\text{mi}}(x)$ as the ones recorded in our MFM experiments. Second, the inhomogeneous M_{sat} and D_{MDs} can induce local enhancement of $H_{z,\text{dip}}^{\text{mi}}(x)$, Figure 7.17 (b), that can now exceed the former intensity of $H_{z,\text{dip}}(x)$, Figure 7.17 (a), by almost 70% (see also Figures 7.18 (a)-(d) and 7.19 (a)-(d), below). This can promote pair-breaking and suppression of the properties of the SC interlayer at least at the local level.

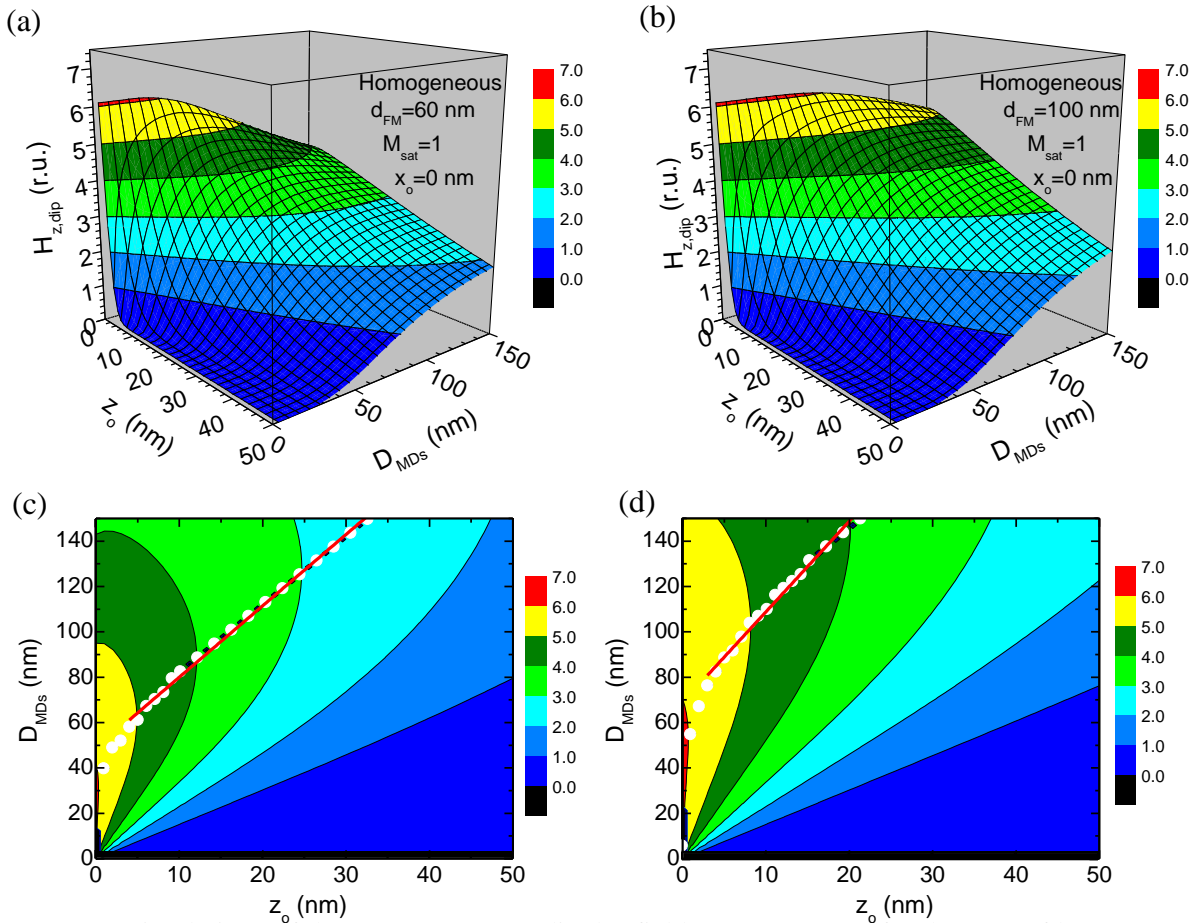


Figure 7.18: Simulations of the transverse stray dipolar fields, $H_{z,\text{dip}}(D_{\text{MDs}},z)$ for the case of homogeneous M_{sat} and D_{MDs} (relation 7.1). The employed parameters conform with the characteristics of the (a) & (c) Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TLs and (b) & (d) Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TLs. (a) & (b) Three-dimensional simulations of $H_{z,\text{dip}}(D_{\text{MDs}},z)$ for (a) $d_{\text{FM}}=60$ nm and (b) $d_{\text{FM}}=100$ nm. (c) & (d) Two-dimensional contour-plots of $H_{z,\text{dip}}(D_{\text{MDs}},z)$ for (c) $d_{\text{FM}}=60$ nm and (d) $d_{\text{FM}}=100$ nm. In (c) & (d) white circles trace the curve $D_{\text{maxMDs}}(z_{\text{max}})$ of maximum $H_{z,\text{dip}}$, while red-solid lines are linear fittings when the low- z data points are neglected. All simulations refer to $M_{\text{sat}}=1$ so that all data are presented in relative units (ru), and to $x_o=0$ nm since we want to focus on how the transverse stray dipolar fields, $H_{z,\text{dip}}$ behave at the center of MDs.

Since in our work we seek for the conditions necessary for the maximization of the sMRE magnitude the following question is of paramount importance: once the parameters d_{FM} and distance z of the FM outer layers (i.e. d_{SC}) are fixed, what is the optimum width of *out-of-plane* MDs, D_{MDs} so that the maximum transverse stray dipolar field, $H_{z,\text{dip}}$ is observed at the center of MDs? In the FM/SC/FM TLs studied here the answer will ensure that facing *out-of-plane* MDs of the opposite FM outer layers will get magnetostatically coupled optimally, so that sMRE will be maximized. The data presented in Figures 7.18 (a)-(d) and Figures 7.19 (a)-(d) assist us to address this question through detailed simulations of the transverse stray dipolar fields by using relations 7.1 (homogeneous M_{sat} and D_{MDs}) and 7.2 (inhomogeneous M_{sat} and D_{MDs}), respectively. Once again we stress that these simulations refer to $x_o=0$ nm since we want to focus on how the transverse stray dipolar fields behave at the center of MDs.

Figures 7.18 (a)-(d) refer to relation 7.1 (homogeneous M_{sat} and DMDs). Figures 7.18 (a) and (c) refer to parameters that conform to the characteristics of Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TLs, while Figs. 7(b) and 7(d) to Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) ones. Figures 7.18 (a) and (b) present the three-dimensional surfaces of $H_{z,\text{dip}}(D_{\text{MDs}},z)$, while Figures 7.18 (c) and (d) the two-dimensional contour-plots. Figures 7.18 (a) and (b) evidence that the $H_{z,\text{dip}}(D_{\text{MDs}},z)$ surface is non-monotonic, exhibiting maximum for an optimum curve $D_{\text{MDs}}^{\text{max}}(z^{\text{max}})$. This optimum curve is shown in the contour-plots of Figures 7.18 (c) and (d) with the white circles, while red-solid lines are linear fittings when the low- z data points are neglected. The linear fittings read $D_{\text{MDs}}^{\text{hom-60}}=3.13(0.04)z+48.33(0.83)$ nm and $D_{\text{MDs}}^{\text{hom-100}}=4.09(0.13)z+67.71(1.78)$ nm for Figures 7.18 (c) and (d), respectively (numbers in parentheses refer to standard error).

Figures 7.19 (a)-(d) refer to relation 7.2 (inhomogeneous M_{sat} and D_{MDs} according to [58]). Figures 7.19 (a) and (c) refer to parameters that conform to the characteristics of Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TLs, while Figures 7.19 (b) and (d) to Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) ones. Figures 7.19 (a) and (b) present the three-dimensional surfaces of $H_{z,\text{dip}}^{\text{mi}}(D_{\text{MDs}},z)$, while Figures 7.19 (c) and (d) the two-dimensional contour-plots. As for the case of Figures 7.18 (a) and (b), also Figures 7.19 (a) and (b) evidence that the $H_{z,\text{dip}}^{\text{mi}}(D_{\text{MDs}},z)$ surface is non-monotonic, exhibiting maximum for an optimum curve $D_{\text{maxMDs}}(z_{\text{max}})$. This optimum curve is shown in the contour-plots of Figures 7.19 (c) and (d) with the black circles, while red-solid lines are linear fittings when the low- z data points are neglected. The linear fittings read $D_{\text{MDs}}^{\text{inh-60}}=2.50(0.03)z+42.07(0.86)$ nm and $D_{\text{MDs}}^{\text{inh-100}}=3.12(0.05)z+54.01(0.93)$ nm for Figures 7.19 (c) and (d), respectively (numbers in parentheses refer to standard error). In the same plots we have included the respective curves $D_{\text{MDs}}^{\text{max}}(z^{\text{max}})$ of the homogeneous case and purely experimental data for 4 Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TLs and 15 Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TLs for the sake of comparison.

From the data shown in Figures 7.18 (a)-(d) and Figures 7.19 (a)-(d) a number of interesting conclusions can be drawn. (I) Given the distance z , from these data we can find the optimum MDs width, DMDs through using the curve $D_{\text{MDs}}^{\text{max}}(z^{\text{max}})$, to maximize the stray fields experienced by the two FM outer layers. Excluding the regime of very low z values, this can be easily achieved with the linear fitting ($D_{\text{MDs}}=ad_{\text{SC}}+b$) obtained for each case. From a different point of view, once the MDs width, D_{MDs} has been determined for the chosen FM structural unit, the optimum thickness of the SC interlayer ($d_{\text{SC}}\equiv z$) that maximizes the sMRE magnitude in the FM/SC/FM TLs of interest can be roughly estimated through relation $d_{\text{SC}}=(D_{\text{MDs}}-b)/a$ or $d_{\text{SC}}=C_1D_{\text{MDs}}+C_2$. (II) Given the distance z , from these data we see that the optimum MDs width, D_{MDs} , for which the transverse stray dipolar fields become maximum, shifts to lower values upon introduction of ‘magnetic inhomogeneity’ in M_{sat} and D_{MDs} . (III) The maximum value of the transverse stray dipolar fields per se increases upon introduction of ‘magnetic inhomogeneity’ in

M_{sat} and D_{MDs} . Also, the locus $D_{\text{MDs}}-z$ where $H_{z,\text{dip}}(D_{\text{MDs}},z)$ attains high values increases upon ‘magnetic inhomogeneity’ in M_{sat} and D_{MDs} (see the red and yellow areas in Figures 7.19 (c) and (d) in comparison to those of Figures 7.18 (c) and (d)). Thus, engineered ‘magnetic inhomogeneity’ can be employed on demand to maximize the sMRE magnitude observed in FM/SC/FM TLs.

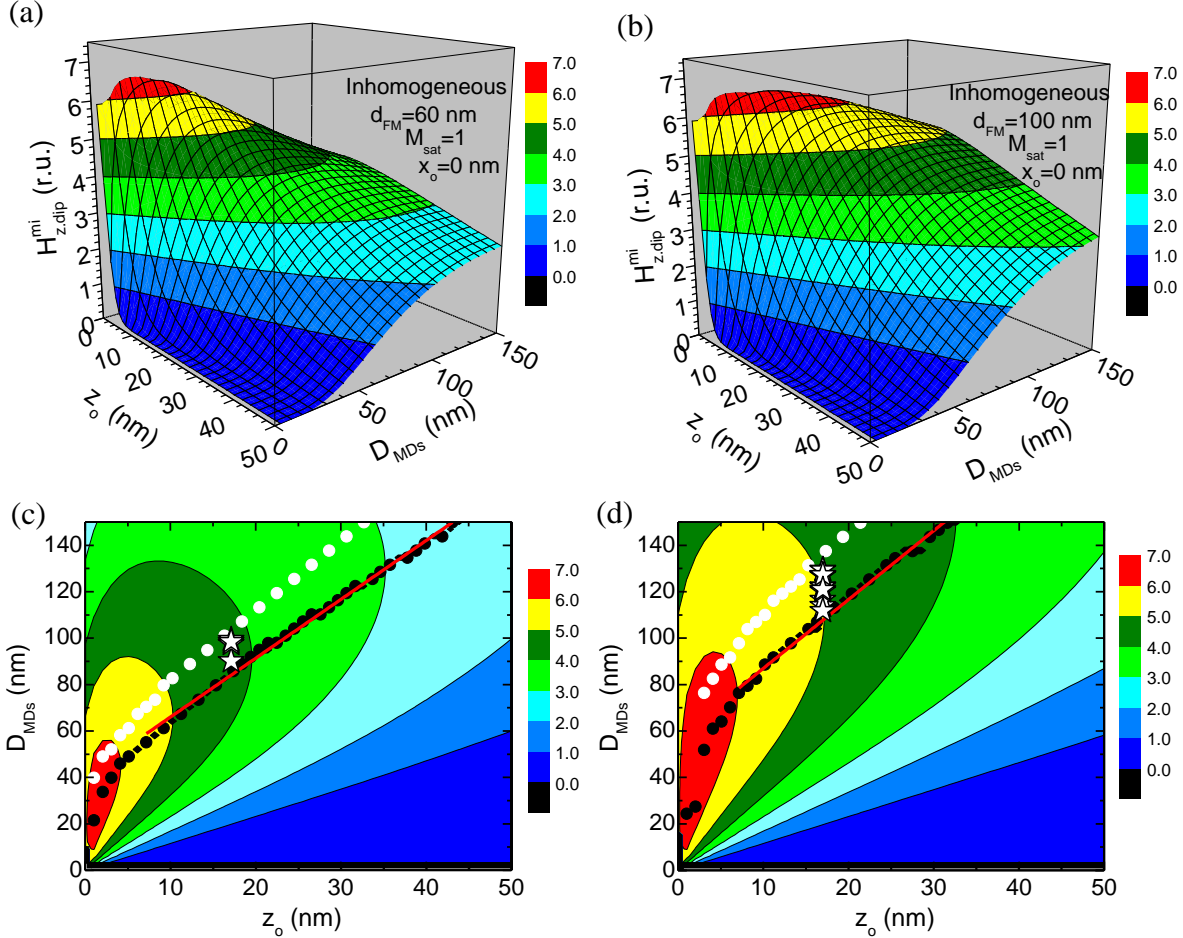


Figure 7.19: Simulations of the transverse stray dipolar fields, $H_{z,\text{dip}}^{\text{mi}}(D_{\text{MDs}},z)$ for the case of inhomogeneous M_{sat} and D_{MDs} (relation 7.2 and [47]). The employed parameters conform with the characteristics of the (a) & (c) Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TLs and (b) & (d) Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TLs. (a) & (b) Three-dimensional simulations of $H_{z,\text{dip}}^{\text{mi}}(D_{\text{MDs}},z)$ for (a) $d_{\text{FM}}=60$ nm and (b) $d_{\text{FM}}=100$ nm. (c) & (d) Two-dimensional contour-plots of $H_{z,\text{dip}}^{\text{mi}}(D_{\text{MDs}},z)$ for (c) $d_{\text{FM}}=60$ nm and (d) $d_{\text{FM}}=100$ nm. In (c) & (d) black circles trace the curve $D_{\text{maxMDs}}(z_{\text{max}})$ of maximum $H_{z,\text{dip}}^{\text{mi}}$, while red-solid lines are linear fittings when the low- z data points are neglected. For comparative reasons, in the same plots we include the respective curves $D_{\text{maxMDs}}(z_{\text{max}})$ of maximum $H_{z,\text{dip}}$ for the homogeneous case that is originally shown in Figures 7.18 (c) & (d) (white circles) and purely experimental data for 4 Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TLs and 15 Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TLs (white stars). All simulations refer to $M_{\text{sat}}=1$ so that all data are presented in relative units (ru), and to $x_o=0$ nm since we want to focus on how the transverse stray dipolar fields, $H_{z,\text{dip}}$ behave at the center of MDs.

We believe that the modeling approach introduced here is nicely justified through the comparison with the realistic case of purely experimental data. Indeed, as shown in Figures 7.19 (c) and (d) the experimental data referring to 4 Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TLs and 15 Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TLs lie within homogeneous boundaries. We believe that the intense sMRE observed in these TLs [4-7] is motivated by the main requirement discussed above; to maximize the magnitude of the sMRE observed in FM/SC/FM TLs, the relevant experimentally-determined values $D_{\text{MDS}}-d_{\text{SC}}$ should lie onto the modeling-determined optimum curve $D_{\text{MDS}}^{\text{max}}(z_{\text{max}})$ where the transverse stray dipolar fields become maximum. In real FM/SC/FM TLs, the modification of the modeling-determined curve due to the appearance of ‘magnetic inhomogeneity’ in M_{sat} and D_{MDS} can be taken into account through relation 7.2 introduced above.

ii. Experiments-based modeling: Combination of all the involved parameters

We continue our study on Co/Nb/Co TLs with strong *out-of-plane* anisotropy aiming to search for a closed-form recipe to reproduce the sMRE magnitude. We note that the optimization of the sMRE magnitude is a mandatory condition for the implementation of FM/SC hybrids in cryogenic devices. A crucial task was to find the most important SC and FM macroscopic parameters and microscopic length scales (e.g. T_c^{exp} , ΔT_c^{exp} , d_{SC} , d_{FM} , $\xi(0)$, D_{MDS} , D_{MDWs} etc) that affect the sMRE’s intensity. Therefore in the experimental data presented below, we have included all the series of Co(d_{Co})/Nb(d_{Nb})/Co(d_{Co}) TLs with Co and Nb thicknesses $d_{\text{Co}}=100$ and $60\text{nm} > d_{\text{cr}}^{\text{FM}}=40\text{-}50\text{ nm}$ and $d_{\text{Nb}}=17, 19, 21, 23\text{ nm}$ that were studied in the frame of this Thesis. These data have been discussed in detail in [9].

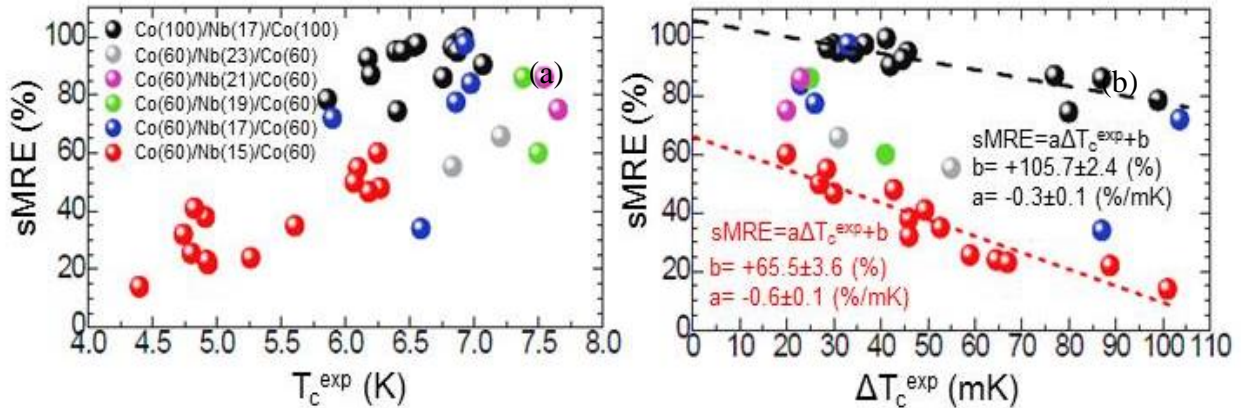


Figure 7.20: (a) The dependence of sMRE on the SC’s critical temperature, T_c . (b) The dependence of sMRE on SC’s transition width, ΔT_c . Black-dashed and red-dashed lines refer to linear fittings for the specific sets of Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) and Co(60nm)/Nb(15nm)/Co(60nm) TLs, respectively.

The Figures 7.20 (a) and (b) show the dependence of the sMRE magnitude on the SC’s critical temperature, T_c and the SC’s resistive transition width, ΔT_c , respectively. Focusing on Figure 7.20 (a) we notice that the data are quite scattered when plotted against the T_c . However, it is clear that the sMRE increases as the SC’s critical temperature, T_c increases. Continuing on Figure 7.20 (b) we observe that the series of Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) and Co(60nm)/Nb(15nm)/Co(60nm) TLs exhibit low scattering. Moreover, black-dashed and red-dashed lines in Figure 7.20 (b) represent successful linear fittings of the data referring to the specific series of Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) and Co(60nm)/Nb(15nm)/Co(60nm) TLs, respectively. These data imply that SC’s resistive transition width

ΔT_c is a parameter that controls the sMRE magnitude. Notably, the ideal TL would develop maximum sMRE magnitude in the case that an infinitely sharp resistive transition was realized, i.e. $\Delta T_c=0$. Under this perspective, in the fittings of Figure 7.20 (b) the intersection point with the vertical axis, i.e. the factor b of each linear fitting, denotes that the set of Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TLs obtain maximum sMRE of magnitude $\text{sMRE}_{\max}^{\text{Co}(100\text{nm})\text{TLs}}=105.7\pm 2.4\%$, and the set of Co(60nm)/Nb(15nm)/Co(60nm) TLs obtain maximum sMRE of quite lower magnitude, $\text{sMRE}_{\max}^{\text{Co}(60\text{nm})\text{TLs}}=65.5\pm 3.6\%$. We note that in the case of Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TLs the linear fitting overestimates the ideal value of the sMRE magnitude 100%.

As it can be easily understood, scaling plots of the sMRE magnitude on the relevant SC and FM parameters and length scales could be employed towards the finding of a closed-formula. An excellent scaling of the sMRE magnitude is on the factor $\Delta T_c^{\text{exp}}/(T_c^{\text{ext}}-T_c^{\text{exp}})$ as shown in Figure 7.21. Obviously when $(T_c^{\text{ext}}-T_c^{\text{exp}})$ exceeds ΔT_c^{exp} it is expected that the sMRE magnitude should attain its maximum value, 100%. More specifically, the solid-black line represents a linear fit of the complete data referring to all sets of Co(d_{Co})/Nb(d_{Nb})/Co(d_{Co}) TLs that appear in the area $\Delta T_c^{\text{exp}}/(T_c^{\text{ext}}-T_c^{\text{exp}})<3$. The three data points of Co(60nm)/Nb(15nm)/Co(60nm) TLs that appear for $\Delta T_c^{\text{exp}}/(T_c^{\text{ext}}-T_c^{\text{exp}})>3$ (marked with vertical arrows) possibly refer to a second mechanism with a distinct scaling behavior that is not discussed here due to lack of data in this regime. Accordingly, we focus on the area $\Delta T_c^{\text{exp}}/(T_c^{\text{ext}}-T_c^{\text{exp}})<3$. By using

$$\text{sMRE} = a \frac{\Delta T_c^{\text{exp}}}{T_c^{\text{ext}} - T_c^{\text{exp}}} + b \quad (7.3)$$

we get an impressive outcome; the intersection point with the vertical axis reads $b = 99.4 \pm 1.6\%$ that within standard uncertainty is identical to the maximum value 100% expected for the ideal case of complete switching, ‘on’ and ‘off’, of the supercurrent of the FM/SC/FM TL [5,6]. Obviously, the slope $a=-29.9\pm 1.3\%$ depends on the criterion used to define ΔT_c^{exp} (20%–80% in our case). We should note that the x-axis of Figure 7.20 (b) is divided with the factor $(T_c^{\text{ext}}-T_c^{\text{exp}})$ to give the x-axis of Figure 7.21. Thus, it could be said that factor $(T_c^{\text{ext}}-T_c^{\text{exp}})$ renormalizes the sMRE magnitude on the basis of the different macroscopic parameters and microscopic length scales (e.g. T_c^{exp} , d_{SC} , d_{FM} , $\xi(0)$, D_{MDs} etc) of the SC and FM structural units of the FM/SC/FM TLs. Consequently, the construction of a model that will enable us to estimate the factor $(T_c^{\text{ext}}-T_c^{\text{exp}})$ on the basis of these quantities is of paramount importance and is discussed below.

As already discussed in subchapters 6.2 and 7.3 and published in [5-7,9,11] the reentrance branch of the upper-critical field line, $H_{c2}(T)$, can be ascribed to the suppression of superconductivity by the transverse stray dipolar fields that emerge at the interiors of *out-of-plane* MDs as the coercive field, H_c , is approached. Nevertheless, we have to keep in mind that MDWs assist the nucleation of superconductivity [59,60]. Thus, the intrinsic critical temperature that originally should be T_c^{ext} , is suppressed to T_c^{exp} (Figure 7.15 (a)) under the action of the main body of MDs when MDWs are excluded; the suppression of T_c^{ext} to T_c^{exp} is driven only by the net width $D_{\text{MDs}}-D_{\text{MDWs}}$, where D_{MDs} and D_{MDWs} is the width of MDs and MDWs, respectively. On this basis, we propose that the experimentally-determined suppressed critical temperature, T_c^{exp} (Figure 7.15 (a)) can be estimated from the condition $\xi(T_c^{\text{exp}}) = D_{\text{MDs}}-D_{\text{MDWs}}$, that is T_c^{exp} denotes the temperature where the coherence length, $\xi(T)$ equals to the net width of MDs, $D_{\text{MDs}}-D_{\text{MDWs}}$. We propose this condition since, when it holds, the superconducting nucleus can no longer be benefited by the selective localization above MDWs, since it necessarily extends over entire MDs, thus is forced to experience the hostile transverse stray dipolar fields. By using relation $\xi(T)=\xi(0)/(1-T/T_c)^{1/2}$, in which for T_c we insert the intrinsic critical temperature, T_c^{ext} (Figure 7.15 (a)), after simple algebra we obtain the equation

$$T_c^{\text{exp}} = T_c^{\text{ext}} \left(1 - \left(\frac{\xi(0)}{D_{\text{MDs}} - D_{\text{MDWs}}} \right)^2 \right). \quad (7.4)$$

Equation (7.4) shows that the experimentally-determined critical temperature, T_c^{exp} depends on the ratio $\xi(0)/(D_{\text{MDs}}-D_{\text{MDWs}})$; for fixed $\xi(0)$, the wider/narrower the MDs, the weaker/stronger the suppression, while for fixed $D_{\text{MDs}}-D_{\text{MDWs}}$, the lower/higher the $\xi(0)$ the weaker/stronger the suppression. Equation (7.4) refers to purely experimental quantities that are given in Tables 1, 2 and 3 of Appendix A. Thus, it can be used to test the self-consistency of our approach to estimate T_c^{exp} with respect to the T_c^{ext} . For instance, equation (7.4) performs excellently when we use it to estimate the critical temperature shift ($T_c^{\text{ext}}-T_c^{\text{exp}}$) and compare it with the purely experimental data for the Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TLs. The mean value $\langle T_c^{\text{ext}}-T_c^{\text{exp}} \rangle$ estimated using equation (7.4) in combination with the data of Table 1 of Appendix A yields $\langle T_c^{\text{ext}}-T_c^{\text{exp}} \rangle = 0.164 \pm 0.030$ K, while the purely experimental value directly calculated from the data of Table 1 of Appendix A gives $\langle T_c^{\text{ext}}-T_c^{\text{exp}} \rangle = 0.167 \pm 0.020$ K. Notably, if we ignore the length scale D_{MDWs} in the denominator of equation (7.4) we seriously underestimate the shift value $\langle T_c^{\text{ext}}-T_c^{\text{exp}} \rangle = 0.118 \pm 0.021$ K.

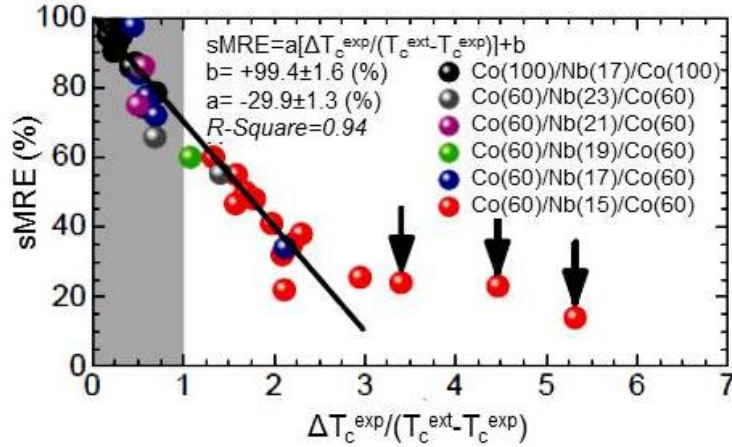


Figure 7.21: Scaling of the sMRE magnitude with the ratio $\Delta T_c^{\text{exp}}/(T_c^{\text{ext}}-T_c^{\text{exp}})$. The solid-black line represents linear fit of the sMRE magnitude for the complete data referring to all sets of Co(d_{Co})/Nb(d_{Nb})/Co(d_{Co}) TLs, with the exception of three data points (Co(60nm)/Nb(15nm)/Co(60nm) TLs) marked with vertical arrows. Gray surveys the area where the reentrance of branch of the upper-critical field line, $H_{c2}(T)$, exceeds the width of the resistive transition, $\Delta T_c^{\text{exp}}/(T_c^{\text{ext}}-T_c^{\text{exp}}) > \Delta T_c^{\text{exp}}$ so that ideal sMRE magnitude, 100%, is established.

Once the proposed model-based estimation of T_c^{exp} has been experimentally validated we can now use equation (7.4) to calculate the factor $(T_c^{\text{ext}}-T_c^{\text{exp}})$ and substitute it for the denominator of equation (7.3) (linear fit of Figure 7.21). With simple algebra we obtain for the sMRE magnitude [9]

$$\text{sMRE} = -29.9 \frac{\Delta T_c^{\text{exp}}}{T_c^{\text{exp}}} \left(\left(\frac{D_{\text{nMDs}}}{\xi(0)} \right)^2 - 1 \right) + 99.4, \quad (7.5)$$

where ‘nMDs’ stands for ‘net MDs’, with $D_{\text{nMDs}} = D_{\text{MDs}}-D_{\text{MDWs}}$ the net width of MDs. Though simple, phenomenological equation (7.5) contains much information on the underlying physics of the sMRE effect observed in FM/SC/FM TLs and takes into account a number of the relevant macroscopic parameters and microscopic length scales. This phenomenological model relates the sMRE magnitude

with T_c^{exp} , ΔT_c^{exp} , D_{nMDs} and $\xi(0)$ in a direct way and has been presented in detail in [9]. Moreover in [9] a successful comparison of equation (7.5) with the experimental parameters met in the $\text{Co}(d_{\text{Co}})/\text{Nb}(d_{\text{Nb}})/\text{Co}(d_{\text{Co}})$ TLs studied here (see Tables 1 and 2 of Appendix A) was performed indicating that equation (7.5) has notable predictive worth. The generic approach introduced here and in [9] guarantees that equation (7.5) can be used to reliably design FM/SC/FM TLs that exhibit the desired SMR magnitude with the opportunity to attain even the ultimate sMRE magnitude, 100%.

The phenomenological model proposed in [9] was further studied in [12] by examining how the variation of other macroscopic parameters and microscopic length scales of the SC and FM materials influence the sMRE magnitude in an *indirect* way. Theoretical simulations and experimental data unveiled the parameters of both the SC interlayer and the FM outer layers that affect the sMRE magnitude [12]. Regarding the SC interlayer, we considered the disorder, the mean free path (l) and the thickness (d_{SC}) as the *indirect* factors that can effectively influence the T_c^{exp} , ΔT_c^{exp} and $\xi(0)$ and consequently the sMRE magnitude. Regarding the FM layer, we considered the thickness (d_{FM}) as an *indirect* parameter that affects the D_{MDs} and D_{MDWs} , which in turn influences the sMRE magnitude. The phenomenological model performed excellently when well established theoretical formulas were invoked, while it described unquestionably the experimental data obtained for the numerous sample series studied in the frame of this Thesis in which various parameters are systematically controlled. The consistency between the experimental data and phenomenological model suggests that the latter is applicable in every kind of FM/SC/FM TLs.

7.5 The selective appearance of the sMRE against the sSVE

Below we discuss how we can exploit the properties of (CoO-)Co/Nb/Co TLs aiming to provide definite means to distinguish the sSVE from sMRE. According to detailed experiments we concluded that two are the crucial parameters that determine the selective appearance of the sSVE against the sMRE observed in Co/Nb/Co TLs and conversely, the magnetic anisotropy (of shape or EB origin) and the difference ΔH_c between the coercive fields of the outer FM outer layers.

As already discussed, *in-plane* magnetic anisotropy motivates the sSVE, while *out-of-plane* magnetic anisotropy promotes the sMRE. The direct comparison of the transport data (Figures 4.10 (d) and 4.7 (b)) and magnetization loops (Figures 4.10 (c) and 4.7 (a)) fairly documents this expectation for the two categories of (CoO-)Co/Nb/Co TLs (e.g., CoO(2nm)-Co(10nm)/Nb(25nm)/Co(10nm) and Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm), respectively) studied in paragraphs 4.3.i. and 4.3.ii. To introduce the second crucial parameter, that is, the difference ΔH_c of the coercive fields of the outer Co layers, we focus on a model that provides means to fundamentally distinguish and technically isolate the two magnetoresistance versions, sSVE and sMRE, observed in our (CoO-)Co/Nb/Co TLs. This model was originally proposed in [6] and is generic, thus, it should be applicable in all relevant FM/SC/FM TLs.

According to the model, the sSVE and sMRE can be distinguished due to their opposite dependence on the difference ΔH_c of the coercive fields, H_c^{FM1} and H_c^{FM2} , of the outer FM layers. Figures 7.22 (a)-(c) and the respective satellite cartoons (a.i)-(c.i) and (a.ii)-(c.ii) illustrate the basic concept. Consider two ideal model systems, the first exhibits *in-plane* magnetization processes and the sSVE is developed (Figures 7.22 (a.i)-(c.i)), while the second one has *out-of-plane* magnetic characteristics and the sMRE is developed (Figures 7.22 (a.ii)-(c.ii)). Since the sSVE relies on the relative configuration of the *in-plane* magnetizations of the outer FM layers, these should have clearly different coercive fields, $H_c^{FM1} \neq H_c^{FM2}$ ($\Delta H_c \neq 0$), so that the ‘anti-parallel’ state can be realized in an extended field range (Figures 7.22 (a) and (a.i)) [33-36,39-42]. However, as the field range ΔH_c gradually gets narrower (Figure 7.22 (b)), the sSVE is progressively suppressed (Figure 7.22 (b.i)). Eventually, when ΔH_c gets zero (Figure 7.22 (c)) the sSVE is diminished (Figure 7.22 (c.i)). On the contrary, since the sMRE relies on the *out-of-plane* magnetostatic coupling of the outer FM layers, these should have identical coercive fields, $H_c^{FM1} = H_c^{FM2}$ ($\Delta H_c = 0$), so that the magnetostatic coupling can be realized [7,8,12-19]. Thus, when $H_c^{FM1} = H_c^{FM2}$ ($\Delta H_c = 0$) the sMRE is maximized (Figures 7.22 (c) and (c.ii)). However, as H_c^{FM1} and H_c^{FM2} gradually get distinct (Figure 7.22 (b)) the sMRE is progressively suppressed (Figure 7.22 (b.ii)). Eventually, when H_c^{FM1} and H_c^{FM2} are strongly different (Figure 7.22 (a)) the sMRE is diminished (Figure 7.22 (a.ii)). In the latter case, two independent minor sMRE peaks appear at each coercive field (Figure 4.10 (b)), evidencing that the outer FM layers are magnetostatically decoupled so that the Co/Nb/Co TL behaves as two independent Co/Nb and Nb/Co BLs. At the bottom line, the sMRE and sSVE have opposite dependence on ΔH_c . We propose that this property can be used to distinguish the two effects in all FM/SC/FM TLs.

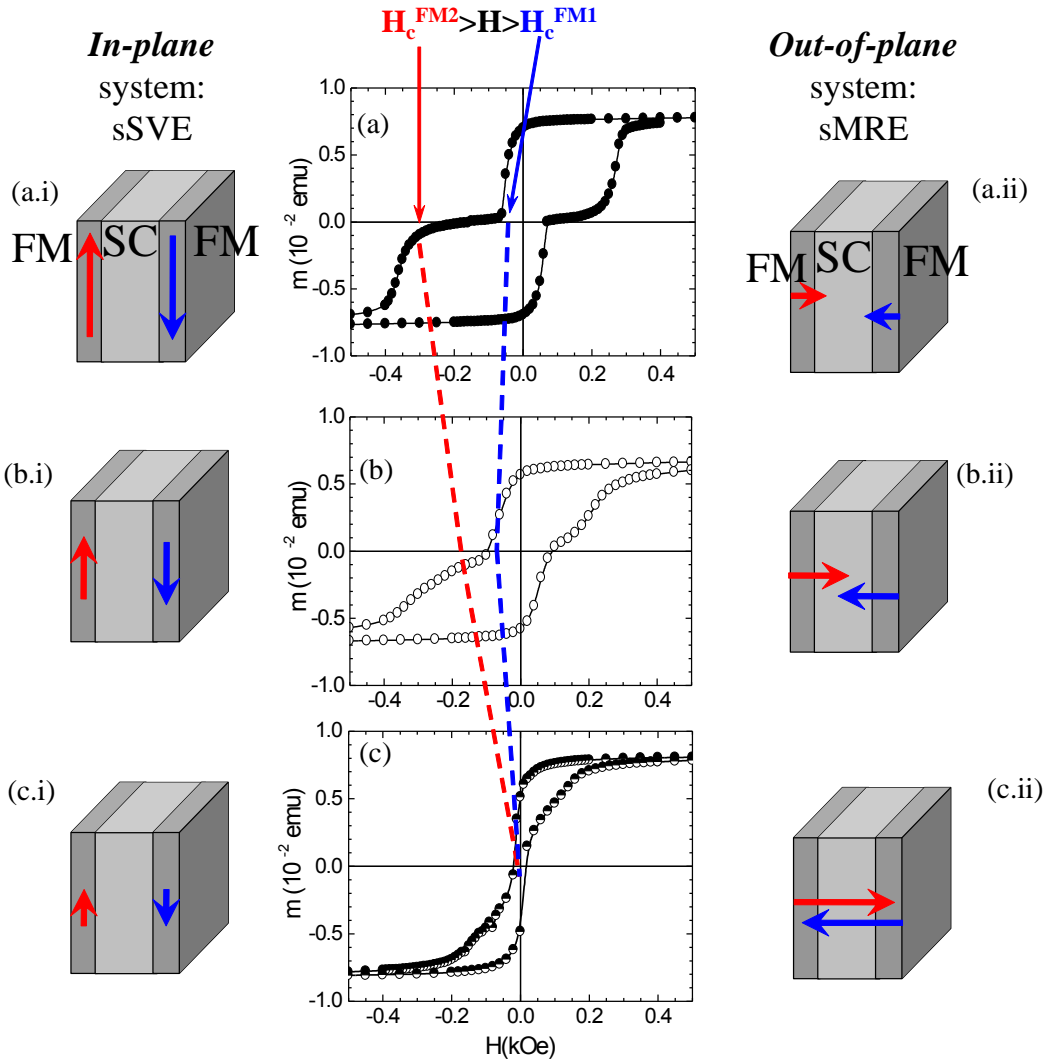


Figure 7.22: Magnetization data obtained at $T=10K > T_c^{SC}$ for distinct (CoO-)Co/Nb/Co TLs in which the Co outer layers have (a) very different, (b) simply distinct, and (c) almost identical coercive fields H_c^{FM1} and H_c^{FM2} . The satellite cartoons show schematic presentation of two ideal model systems with (a-i)-(c-i) *in-plane* (sSVE) and (a-ii)-(c-ii) *out-of-plane* (sMRE) magnetic domains at coercivity. Vertical (a-i)-(c-i) and horizontal (a-ii)-(c-ii) arrows designate the exchange and stray-fields, respectively. Their size represents illustratively the relative contribution of the *in-plane* (a-i)-(c-i) and *out-of-plane* (a-ii)-(c-ii) magnetic domains to the appearance of the sSVE and sMRE, as the difference of the coercive fields H_c^{FM1} and H_c^{FM2} of the outer FM layers progressively changes.

References

- [1] Stamopoulos, D., Manios, E., Pissas, M., Phys. Rev. B **75**, 184504 (2007)
- [2] Stamopoulos, D., Manios, E., Pissas, M., Supercond. Sci. Technol. **20**, 1205 (2007)
- [3] Stamopoulos, D., Manios, E., Pissas, M., *Exchange Biased and Plain Superconducting Ferromagnetic Layered Hybrids*. Nova Science Publishers, New York (2009)
- [4] Stamopoulos, D., Aristomenopoulou, E., Manios, E., Niarchos, D., J. Supercond. Nov. Magn. **26**, 1931 (2013)
- [5] Stamopoulos, D., Aristomenopoulou, E., Lagogiannis, A., Supercond. Sci. Technol. **27**, 095008 (2014)
- [6] Stamopoulos, D., Aristomenopoulou, E., Manios, E., Appl. Phys. Lett. **105**, 112602 (2014)
- [7] Stamopoulos D., Aristomenopoulou E., J. Appl. Phys. **116**, 233908 (2014)
- [8] Aristomenopoulou, E., Stamopoulos, D., J. Supercond. Nov. Magn. **28**, 2321 (2015)
- [9] Stamopoulos, D., Aristomenopoulou, E., Scientific Reports **5**, 13420 (2015)
- [10] Aristomenopoulou, E., Stamopoulos, D., J. Appl. Phys. **118**, 063904 (2015)
- [11] Aristomenopoulou, E. Zeibekis, M. Stamopoulos, D. J. Alloys Compd. **664**, 732 (2016)
- [12] Aristomenopoulou, E., Zeibekis, M., Stamopoulos, D., J. Appl. Phys. **119**, 093904 (2016)
- [13] Pena, V., Sefrioui, Z., Arias, D., Leon, C., Santamaria, J., Martinez, J. L., te Velthuis, S. G. E., Hoffman, A., Phys. Rev. Lett. **94**, 57002 (2005)
- [14] Visani, C., Peña, V., Garcia-Barriocanal, J., Arias, D., Sefrioui, Z., Leon, C., Santamaria, J., Nemes, N. M., Garcia-Hernandez, M., Martinez, J. L., te Velthuis, S. G. E., Hoffmann A., Phys. Rev. B **75**, 054501 (2007)
- [15] Nova 1.0.26 RC1, 2004 NT-MDT, <http://www.ntmdt.com>
- [16] Cullity, B. D., Graham, C. D., Introduction to Magnetic Materials, 2nd Edition, Willey-IEEE Press (2008)
- [17] Barnier, Y., Pauthenet, R., Rimet, G., Cobalt **15**, 1 (1962)
- [18] Pan, T., Spratt, G. D., Tang, L., Lee, L.-L., Feng, Y., J. Appl. Phys. **81**, 3952 (1997)
- [19] Cieplak, M. Z., Adamus, Z., Konczykowski, M., Zhu, L. Y., Cheng, X. M., Chien, C. L., Phys. Rev. B **87**, 014519 (2013)
- [20] Vlasko-Vasov, V., Welp, U., Karapetrov, G., Novosad, V., Rosenmann, D., Iavarone, M., Belkin, A., Kwok, W.-K., Phys. Rev. B **77**, 134518 (2008)
- [21] Xie, X. P., Zhao, X. W., Knepper, J. W., Yang, F. Y., Sooryakymar, R., Phys. Rev. B **76**, 184433 (2007)
- [22] Fu, C. M., Kao, H. S., Chao, Y. C., Yu, C. C., Huang, J. C. A., IEEE Trans. Magn. **38**, 2667 (2002)
- [23] Tagirov, L. R., Phys. Rev. Lett. **83**, 2058 (1999)
- [24] Buzdin, A. I., Vedyayev, A. V., Ryzhanova, N. V., Europhys. Lett. **48**, 686 (1999)
- [25] Oh, S., Youm, D., Beasley, M. R., Appl. Phys. Lett. **71**, 2376 (1997)
- [26] Gu, J. Y., You, C.-Y., Jiang, J. S., Pearson, J., Bazaliy, Ya. B., Bader, S. D., Phys. Rev. Lett. **89**, 267001 (2002)
- [27] Moraru, I. C., Pratt, W. P. Jr, Birge, N. O., Phys. Rev. Lett. **96**, 037004 (2006)
- [28] Rusanov, A. Yu., Habraken, S., Aarts, J., Phys. Rev. B **73**, 060505(R) (2006)
- [29] Miao, G.-X., Yoon, K., Santos, T. S., Moodera, J. S., Phys. Rev. Lett. **98**, 267001 (2007)
- [30] Nemes, N. M., Garcia-Hernandez, M., te Velthuis, S. G. E., Hoffmann, A., Visani, C., Garcia-Barriocanal, J., Pena, V., Arias, D., Sefrioui, Z., Leon, C., Santamaria, J., Phys. Rev. B **78**, 094515 (2008)

- [31] Banerjee, N., Smiet, C. B., Smits, R. G. J., Ozaeta, A., Bergeret, F. S., Blamire, M. G., Robinson J.W.A., Nat. Commun. **5**, 3048 (2014)
- [32] Clogston A. M., Phys. Rev. Lett. **9**, 266 (1962)
- [33] Chandrasekhar, B. S., Appl. Phys. Lett. **1**, 7 (1962)
- [34] Maki K., Physics (Long Island City, N.Y.) **1**, 127 (1964)
- [35] Fulde, P., Adv. Phys. **22**, 667 (1973)
- [36] Ryazanov, V. V., Oboznov, V. A., Prokofiev, A. S., Dubonos, S. V., JETP Lett. **77**, 39 (2003)
- [37] Steiner, R., Ziemann, P., Phys. Rev. B **74**, 094504 (2006)
- [38] Carapella, G., Russo, F., Costabile, G., Phys. Rev. B **78**, 104529 (2008)
- [39] van Zalk, M., Veldhorst, M., Brinkman, A., Aarts, J., Hilgenkamp, H., Phys. Rev. B **79**, 134509 (2009)
- [40] Hwang, T. J., Oh, S., Kim, D. H., IEEE Trans. Magn. **45**, 4899 (2009)
- [41] Hwang, T. J., Kim, D. H., Oh, S., IEEE Trans. Magn. **46**, 235 (2010)
- [42] Hwang, T. J., Kim, D. H., Appl. Phys. Lett. **101**, 072601 (2012)
- [43] Hwang, T. J., Kim, D. H., J. Korean Phys. Soc. **61**, 1628 (2012)
- [44] Helfand, E., Werthamer, N. R., Phys. Rev. **147**, 288 (1966)
- [45] Genkin, G. M., Skuzovatkin, V. V., Tokman I. D., J. Magn. Magn. Mater. **130**, 51 (1994)
- [46] Erdin, S., Lyuksyutov, I. F., Pokrovsky, V. L., Vinokur V. M., Phys. Rev. Lett. **88**, 017001 (2001)
- [47] Bespyatykh, Yu. I., Wasilevski, W., Phys. Solid State **43**, 224 (2001)
- [48] Traitto, K. B., Laiho, R., Lahderanta, E., E. B. Sonin, Physica C **388**, 641 (2003)
- [49] Laiho, R., Lahderanta, E., Sonin, E. B., Traitto, K. B., Phys. Rev. B **67**, 144522 (2003)
- [50] Maksimova, G. M., Ainbinder, R. M., Vodolazov, D. Yu., Phys. Rev. B **78**, 224505 (2008)
- [51] Karapetrov, G., Milosevic, M. V., Iavarone, M., Fedor, J., Belkin, A., Novosad, V., Peeters, F. M., Phys. Rev. B **80**, 180506(R) (2009)
- [52] Iavarone, M., Scarfato, A., Bobba, F., Longobardi, M., Karapetrov, G., Novosad, V., Yefremenko, V., Giubileo, F., Cucolo, A. M., Phys. Rev. B **84**, 024506 (2011)
- [53] Cucolo, A. M., Scarfato, A., Iavarone, M., Longobardi, M., Bobba, F., Karapetrov, G., Novosad, V., Yefremenko, V., J. Supercond. Nov. Magn. **25**, 2167 (2012)
- [54] Iavarone, M., Moore, S. A., Fedor, J., Novosad, V., Pearson, J. A., Karapetrov, G., J. Supercond. Nov. Magn. doi:10.1007/s10948-014-2650-9.
- [55] Bobba, F., Di Giorgio, C., Scarfato, A., Longobardi, M., Iavarone, M., Moore, S. A., Karapetrov, G., Novosad, V., Yefremenko, V., Cucolo, A. M., Phys. Rev. B **89**, 214502 (2014)
- [56] Szewczyk, A., Piotrowski, K., Szymczak, R., J. Phys. D: Appl. Phys. **16**, 687 (1983)
- [57] In the simulations of Figure 7.17 (b) with relation 7.8 we used (Λ_n, Ω_n) with $n=0$ to 9: (1.20,1.20), (1.40,1.10), (0.90,1.25), (1.10,1.00), (0.80,1.35), (1.40,0.80), (0.85,1.20), (1.20,0.90), (1.10,0.80) and (0.60,1.15).
- [58] In the simulations of Figure 7.19 (a)-(d) with relation 7.2 we used (Λ_n, Ω_n) with $n=0$ to 9: (1.20,1.20), (1.40,1.10), (0.90,1.25), (1.10,1.00), (0.80,1.35), (1.40,0.80), (0.85,1.20), (1.20,0.90), (1.10,0.80) and (0.60,1.15).
- [59] Yang, Z., Lange, M., Volodin, A., Szymczak, R., Moshchalkov, V. V., Nat. Mater. **3**, 793 (2004)
- [60] Iavarone, M., Moore, S. A., Fedor, J., Ciocys, S. T., Karapetrov G., Pearson J., Novosad V., Bade, S.D., Nat. Commun. **5**, 4766 doi: 10.1038/ncomms5766 (2014)

Chapter 8

Possible Applications of the FM/SC/FM TLs as cryogenic devices

During the last decades, devices that are based on superconductors (SC) have renewed the scientific interest due to their possible applications at cryogenic conditions. Such SC-based devices have nano/micro-meter dimensions, operate at low temperatures with relatively low bias magnetic fields, have extremely small switching time and, depending on their geometry (i.e. wires, films, stripes etc.), they provide various properties that can serve as key modules for applications on the production of ultra-high magnetic fields, sensing of extremely low magnetic fields, resistive storage of data etc.

Introduction

Ferromagnetic/Superconducting (FM/SC) hybrid nanostructures [1-4] have been widely studied during the last years, from both experimental and theoretical point of view, due to the interesting phenomena that arise from the interaction between the respective order parameters [5-27]. In particular, many studies have been focused on FM/SC/FM trilayers (TLs), where the SC interlayer transport properties are controlled by the magnetic configuration of the outer FM layers. As already discussed in previous Chapters, the parent superconducting magnetoresistance (SMR) effect observed in these TLs can be classified into two wide categories, the sSVE [5,6,8-10,20,21] and the sMRE [12,13,16-24] that relate to the *in-plane* and *out-of-plane* magnetic configuration of the outer FM layers magnetizations in respect to the TL surface, respectively. Former experiments of ours on plain NiFe/Nb/NiFe TLs [13] have shown that the sMRE peaks correlate nicely with the peaks observed in the out-of-plane magnetization components of the outer FM layers around coercivity, indicating that the transverse magnetostatic coupling of the outer FM layers, through stray fields that pierce the SC interlayer, is the most relevant underlying mechanism motivating the sMRE. This proposition was confirmed and further clarified by S. Oh and colleagues [16,17] who studied NiFe/Nb/NiFe bridges and documented that the observed effects depend on the orientation between the magnetization easy axis and applied current (defined by the bridge orientation). Except for plain NiFe/Nb/NiFe TLs we utilized the mechanism of exchange bias (EB) and investigated both plain and EB TLs on a comparative basis to demonstrate that the *in-plane* exchange-fields-based and *out-of-plane* stray-fields-based magnetization processes [1,2] can be selectively isolated to distinguish and ultimately control the sSVE and sMRE [19-21].

Except for these classic stray-fields and exchange-fields based mechanisms that are mainly active when metallic FM are adjacent to low- T_c SC, other relevant effects are intensively studied in recent years. A spin-imbalance mechanism has been employed to successfully explain the giant SMR observed in superlattices of FM $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ and high- T_c $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ [28]. More recently, a spin-triplet pairing mechanism was experimentally revealed and theoretically analyzed in the asymmetric spin valve system $\text{CoO}_x/\text{Fe}_1/\text{Cu}/\text{Fe}_2/\text{Pb}$ [29]. Finally, an exchange-field-based absolute SMR effect was recently observed in $\text{EuS}/\text{Al}/\text{EuS}$ structures in which the EuS is a FM insulator and an Al_2O_3 barrier was selectively introduced to document the proof of concept [30].

Returning back to TLs consisting of conventional metallic FM and low- T_c SC constituents, recently we have expanded our research on FM/SC/FM hybrids using Co as the FM ingredient, while keeping Nb as the SC element [22]. The Co/Nb/Co TLs confirmed the stray-fields scenario and revealed the great impact of Co shape anisotropy on the sMRE [22]. The resemblance of both sSVE and sMRE

with the magnetoresistance effects observed in TLs with normal metal or insulating interlayers triggered our interest to investigate the underlying mechanisms in depth and to survey the technical requisites for the possible application of the SC-based TLs in relevant cryogenic devices such as read heads and memory units. Below, we briefly recall the basics of the well-studied TLs operating at room temperature.

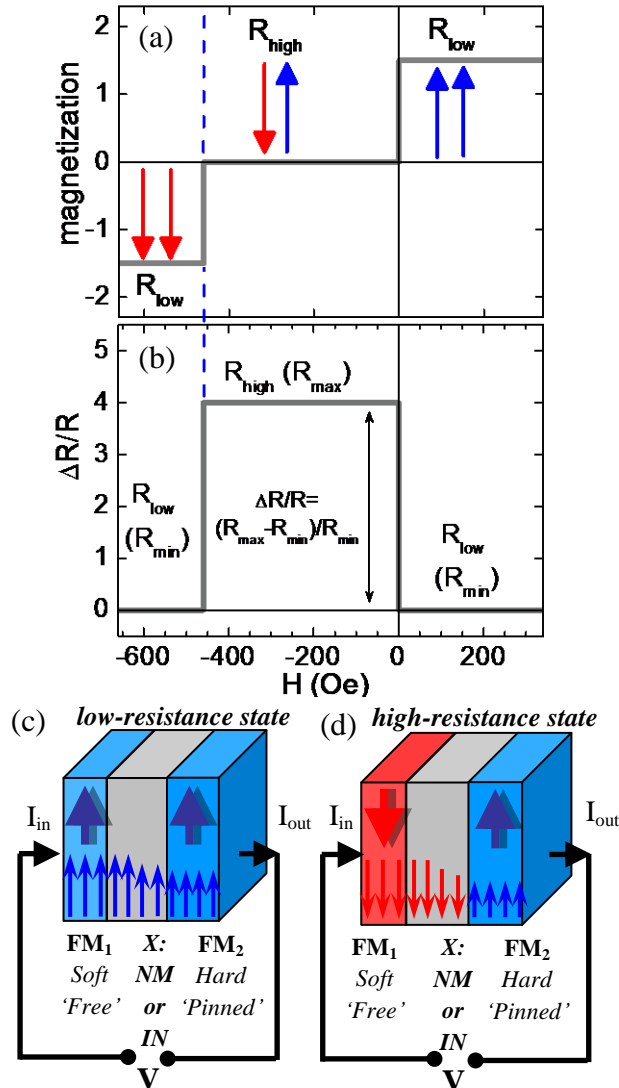


Figure 8.1: (a) Magnetization and (b) magnetoresistance data for a FM/X/FM spin valve, where X=NM or IN denotes a normal metal or insulator interlayer. (c) Schematic presentation of the low-resistance state referring to the ‘homo-parallel’ magnetization configuration of the outer FM layers. (d) Schematic presentation of the high-resistance state referring to the ‘anti-parallel’ magnetization configuration of the outer FM layers.

Read heads are actually efficient magnetic field sensors having the form of a FM/X/FM TL, where X stands for normal metal (NM) or insulator (IN). Specifically, FM/X/FM TLs comprise of two FM films separated by a nanometer-thin NM or IN interlayer; they exhibit the basic effects of giant magnetoresistance (GMR) [31-33] and tunnel magnetoresistance (TMR) [34-36], respectively. Except for some fundamental differences, in both cases the underlying effect relates to the dependence of the TL magnetoresistance on the relative in-plane orientation of the magnetizations of the outer FM layers,

originating from the spin-dependent scattering that the electron current experiences as it travels from one FM layer to the other [37]. The situation is schematically presented in Figures 8.1 (a)-(d). Practically, to efficiently record information from a storage medium, a read head should provide intense changes of magnetoresistance, $\Delta R/R$, under the action of the stray magnetic fields of each individual monodomain unit (bit) of the storage medium (hard disk) [38]. To this effect, the one FM film of the read head, that is the FM/X/FM TL, has a fixed magnetic orientation due to the ‘pinning’ introduced by an adjacent antiferromagnetic (AFM) layer through the EB mechanism (though, formally, the complete structure is AFM-FM/X/FM, and in the rest of the paper we will term it FM/X/FM; see Figures 8.1 (c) and (d)). On the contrary, the second FM outer layer has magnetization that is ‘free’ to rotate (however, remaining in-plane) under the action of the stray fields occurring at the border of each individual monodomain unit (bit) [38].

Returning to the spin-dependent nature of the transport processes, when both the ‘pinned’ and ‘free’ FM outer layers have parallel in-plane magnetization configurations, termed as ‘homo-parallel’, the conduction electrons travel easily through the interlayer, experiencing low resistance (Figure 8.1 (c)). On the contrary, when the ‘pinned’ and ‘free’ FM outer layers have non-parallel in-plane magnetic configurations, at best being entirely ‘anti-parallel’, the conduction electrons are strongly scattered at the interfaces and experience high resistance when trying to cross the interlayer (Figure 8.1 (d)). Since the ‘pinned’ FM layer is not susceptible to in-plane rotations of its magnetization, it is only the ‘free’ one that offers the possibility of rotating its magnetization under the action of the stray fields occurring at the border of each individual monodomain unit (bit), thus providing the necessary magnetoresistance change $\Delta R/R$ (Figure 8.1 (b)) [38]. Except for read heads, the GMR and TMR effects can be used for information storage in the so-called magnetic random access memory (MRAM) that is a periodic assembly of densely patterned FM/X/FM TLs interconnected with perpendicular arrays of parallel conducting lines [39–43]. In MRAM, each FM/X/FM TL realizes a ‘bit’ of information in which the binary digits ‘0’-‘1’ are recorded on the two opposite configurations of the magnetization of the ‘free’ FM layer. Usually, the ‘homo-parallel’ (Figure 8.1 (c)) and ‘antiparallel’ (Figure 8.1 (d)) magnetizations configuration refer to the digit ‘0’ (low-resistance state, R_{low}) and ‘1’ (high-resistance state, R_{high}), respectively [43].

Our investigations on the magnetoresistance phenomena observed in $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Nb}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ and $\text{Co}/\text{Nb}/\text{Co}$ TLs [13,22,44-51] revealed important data that suggest the FM/SC/FM TLs as promising candidates for cryogenic devices. In particular, in [44] noticeable sSVE and sMRE have been reported for (CoO)-Co/Nb/Co TLs of thin Nb interlayer and carefully chosen Co layers that enable these structures to operate either as spin valves or supercurrent switches. Going a step further in [47] we studied the performance of NiFe/Nb/NiFe and Co/Nb/Co TLs as cryogenic magnetic-field sensors and magnetic-field-controlled supercurrent switches, respectively. Below we present the operation principle of cryogenic magnetic-field sensors, superconducting spin-valves and magnetic-field-controlled supercurrent switches and we investigate the performance of FM/SC/FM TLs towards their possible application as cryogenic devices.

The performance of FM/SC/FM TLs as cryogenic magnetic-field sensors

In the present paragraph we investigate the sMRE observed in FM/SC/FM TLs and examine the implementation of such TLs as magnetic-field sensors operating at cryogenic environment. In particular, the key operation of a magnetic-field sensor is the change of its resistance upon small variations of the externally applied magnetic field. This operation principle is completely fulfilled by the sMRE observed

in the FM/SC/FM TLs. To preserve the efficient operation of our TLs as magnetic-field sensors, they should be magnetically biased by a dc magnetic field, termed bias magnetic field, H_{bias} , close to the sMRE maximum. This will ensure that the TL will operate in the field regime of maximum sensitivity. Under this perspective, below we show the transport properties of the Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TL (presented in Chapter 4.3.i) in which *out-of-plane* magnetization processes exist due to shape anisotropy ($d_{\text{Co}}=60$ nm is equal to the upper value of the $d_{\text{cr}}^{\text{FM}}=40\text{-}60$ nm).

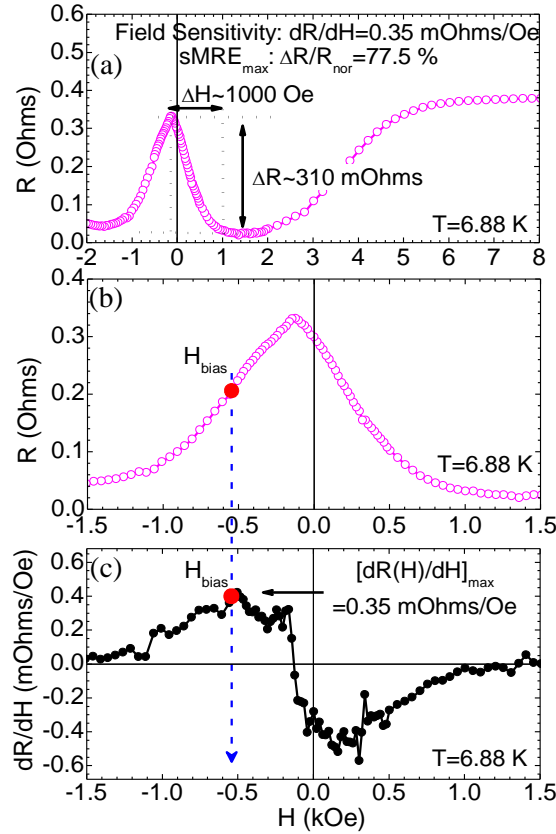


Figure 8.2: Magnetoresistance curve, $R(H)$, of the No1 Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TL obtained at temperature $T=6.88$ K $< T_c$ presented in (a) high and (b) low magnetic fields regime. (c) Derivative of the magnetoresistance curve, $dR(H)/dH$. H_{bias} refers to the bias magnetic field applied to the TL to ensure optimum operation.

In Figures 8.2 (a)-(c) we present the magnetoresistance curve of the No1 Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TL where the maximum sMRE is signified in extended field range, Figure 8.2 (a), and in the low fields regime, Figure 8.2 (b), in comparison to its derivative curve, $dR(H)/dH$, Figure 8.2 (c). As shown in Figure 8.2 (a), the TL exhibits a significant and broad sMRE peak of magnitude 77.5% that is realized within $\Delta H \approx 1000$ Oe and reveals a considerable resistance change of magnitude $\Delta R \approx 310$ mOhms. The derivative curve, $dR(H)/dH$, reveals a sensitivity on the order of $dR(H)/dH=0.35$ mOhms/Oe, as shown in Figure 8.2 (c).

By applying a bias magnetic field of magnitude $H_{\text{bias}}=-0.5$ Oe, that corresponds to the maximum of the $dR(H)/dH$ curve and falls inside the coercive fields area of the outer Co layers (magnetization data are not shown here), we can succeed noticeable changes of the measured resistance triggered by extremely small variations of the external field in either side of the H_{bias} (Figure 8.2 (b)). The blue dashed arrow of

Figures 8.2 (b) and (c) gives clear evidence of this concept. In particular, we see that an overall performance of almost 50% change in the recorded resistance develops in a magnetic field range ≈ 300 Oe in either side of the H_{bias} . These data reveal that the Co/Nb/Co TLs consisting of thick Co layers could operate as magnetic-field sensors with operation at high magnetic fields, $H_{\text{op}} < 1000$ Oe.

To further explore the FM/SC/FM TLs regarding their possible implementation as cryogenic magnetic-field sensors, we tested the performance of extended sample series of Co/Nb/Co TLs to document the reproducibility and reliability of the results shown in Figures 8.2 (a)-(c). In Table 1 we show part of these data that refer to three Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TLs with constant Nb and Co thicknesses. Specifically, we present the maximum sensitivity, $dR(H)/dH|_{\text{max}}$, the magnetic field operation area, H_{op} , the maximum sMRE, the SC critical temperature, T_c , the width of the SC resistive transition, ΔT_c , and the difference between the coercive fields of the outer FM layers, ΔH_c . In all Co/Nb/Co TLs of Table 1 the maximum sensitivity is $dR(H)/dH|_{\text{max}} \sim 0.52$ mOhms/Oe and the magnetic field operation area is quite enlarged, $H_{\text{op}} < 1500$ Oe. The performance of FM/SC/FM TLs as magnetic-field sensors is further enhanced if NiFe is used as the FM ingredient, due to NiFe layer's magnetically soft character. Recent publication of ours [47] proposed that NiFe/Nb/NiFe TLs can successfully act as magnetic-field sensor with operation at low magnetic fields, $H_{\text{op}} < 150$ Oe and remarkable sensitivity of maximum value $dR(H)/dH = 5.30$ mOhms/Oe.

sample	$dR(H)/dH _{\text{max}}$ (mOhms/Oe)	H_{op} (Oe)	sMRE (%)	T_c (K)	ΔT_c (mK)	ΔH_c (Oe)
TLa: Co(60)/Nb(17)/Co(60)	0.44	1500	97.7	6.975	33.0	150
TLb: Co(60)/Nb(17)/Co(60)	0.35	1000	77.5	6.900	25.3	400
TLc: Co(60)/Nb(17)/Co(60)	0.52	1500	34.0	6.700	87.0	252

The performance of FM/SC/FM TLs as cryogenic magnetic-field-controlled supercurrent switches

In the present section we investigate the performance of the FM/SC/FM TLs as magnetic-field-controlled supercurrent switches operating at cryogenic conditions. In particular, the key operation of a magnetic-field-controlled supercurrent switch is the TL transition from the normal state (denoted by maximum resistance, R_{high}) to the superconducting state (denoted by zero resistance, R_{low}) upon application of an externally applied magnetic field. This operation principle is completely fulfilled by the generic property of a SC, that is the shift of the zero-field resistance curve, $R(T)$ under application of an external magnetic field that traces the upper critical field line, $H_{c2}(T)$. As discussed above, in general the device should be subjected to a constant external magnetic field, termed bias magnetic field H_{bias} , to ensure successful operation that is absolute switching between the two distinct resistance states, R_{low} and R_{high} . In specific, an advantage of the Co/Nb/Co TLs studied here, that can assist easy implementation in applications, is that H_{bias} falls in the low field regime, on the order of a few thousand Oe. Under this perspective, we present below the transport properties of the No1 Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TL that was also presented in Figures 8.2 (a)-(c), in the regime of low magnetic fields.

In Figure 8.3 an *abnormal* shift of the zero-field resistance curve to *higher* temperatures with $\Delta T = T_c(2\text{kOe}) - T_c(0\text{kOe}) = +33.0$ mK (that is to the *right*) is revealed upon application of an external magnetic field $H = 2.0$ kOe. This finding reflects the reentrance behavior of the upper critical field line, $H_{c2}(T)$, observed in the low-field regime and for temperatures close to T_c that has been reported for relevant Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TLs in recent our works [44,47] and investigated in Chapter 6.2 (see Figure 6.17). The shift of the resistance curve to the *right* by +33.0 mK drives the SC from the 62% of its normal state (R_{high}) to the superconducting state (R_{low}) as it is shown with the red-dotted double arrow of Figure 8.3. Ideally, for complete switching, that is 100%, a relatively higher shift of the $R(T)$ curve should be observed. Indeed, this is feasible in other Co-based TLs of ours in which the relevant parameters have been optimally adjusted [44,47]. We note that the complete switching, that is 100%, is also realized by No1 Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TL under the application of a high operation field on the order of 8.0 kOe that reveals the *normal* shift of the zero-field resistance curve to *lower* temperatures with $\Delta T = T_c(8\text{kOe}) - T_c(0\text{kOe}) = -78.5$ mK (that is to the *left*) as it is shown with the red double arrow of Figure 8.3. Consequently, the Co-based TLs can respond as ideal magnetic-field-controlled supercurrent switches with the need of an operation magnetic field on the order of a few kOe, while they offer the dual option to operate in both the *abnormal* and *normal* sense, with the *abnormal* being more preferred since it needs a significantly lower operation field. Obviously, the optional use of a bias magnetic field reduces the operation field to less than one kOe (see Figures 8.2 (a)-2(c)).

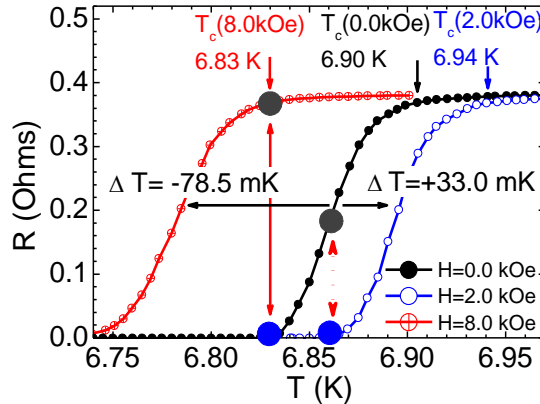


Figure 8.3: Resistance curves, $R(T)$, obtained for the No1 Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TL (presented in Figures 8.1(a)-1(c)). The abnormal and normal behavior of the upper critical field line, $H_{c2}(T)$, is evidenced.

The performance of FM/SC/FM TLs as cryogenic superconducting spin-valves

In the present paragraph we investigate the performance of the FM/SC/FM TLs as superconducting spin-valves operating at cryogenic conditions. In particular, the key operation of a spin-valve is the TL transition from a high-resistance state, R_{high} , to a low-resistance state, R_{low} , realized by the ‘homo-parallel’ and ‘anti-parallel’ magnetization configurations of the outer FM layers. This operation principle is completely fulfilled by the sSVE observed in AFM/FM/SC/FM TLs and reminisces the GMR and TMR effects observed in relevant FM/NM/FM [31-33,52,53] and FM/IN/FM [34-36,54,55] TLs. However, in the standard GMR and TMR effects exact the opposite holds; the low-resistance and high-resistance states are realized by the ‘homo-parallel’ and ‘anti-parallel’ magnetization configurations, respectively. Under this perspective, we show below the magnetization and transport properties of the CoO(2nm)-

Co(10nm)/Nb(25nm)/Co(10nm) TL (presented in Figures 4.5 (a)-(c) and 4.6 (a)-(b)) in which *in-plane* magnetization processes are imposed by shape anisotropy ($d_{\text{Co}}=10 \text{ nm} < d_{\text{cr}}^{\text{FM}}=40\text{-}60 \text{ nm}$) and the EB mechanism.

In Figure 8.4 (a) we present the magnetization loops of the CoO(2nm)-Co(10nm)/Nb(25nm)/Co(10nm) TL obtained above the critical temperature $T=10 \text{ K} > T_c$ for the Virgin and the EB states. In Figures 8.4 (b) and (c) we present the magnetoresistance data in the EB state for low magnetic field range. These data reveal a noticeable negative magnetoresistance change that is a magnetoresistance dip, in the magnetic field regime where the outer Co layers realize the ‘anti-parallel’ configuration as indicated by the direct comparison between figures 8.4 (a) and (b). This is the so-called sSVE that is realized close to zero magnetic field, Figure 8.4 (c). The sSVE is calculated as the percentage resistance change $(R_{\text{max}}-R_{\text{min}})/R_{\text{ns}} \times 100\%$ and for this particular TL obtains a maximum value of order 1.5%/0.7% at the middle/onset of the magnetoresistance dip for temperature $T=3.85 \text{ K}$, Figures 8.4 (b) and (c).

The sSVE relates to the magnetic configuration of the outer FM layers. Taking advantage of the significant magnetoresistance change from R_{high} to R_{low} utilized near zero magnetic field for the ‘homo-parallel’ and ‘anti-parallel’ magnetization configuration of the outer Co layers, respectively (Figure 8.4) we conclude that these TLs could be utilized as effective spin valves for cryogenic applications in the field-temperature regime close to T_c .

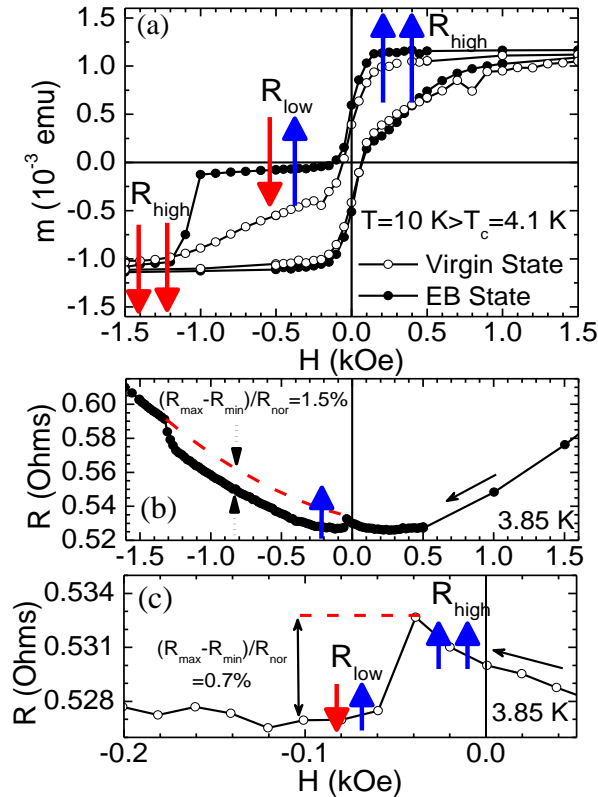


Figure 8.4: (a) Magnetization loops of a CoO(2nm)-Co(10nm)/Nb(25nm)/Co(10nm) TL (presented in Figures 4.5 (a)-(c) and 4.6 (a)-(b)) obtained above the critical temperature $T=10 \text{ K} > T_c$ for the Virgin and the EB states. (b) Magnetoresistance curve in the EB state obtained for temperature below the critical temperature low magnetic field range. (c) Focus on the magnetoresistance curve near zero magnetic field.

References

- [1] Buzdin, A. I., *Rev. Mod. Phys.* **77**, 935 (2005)
- [2] Bulaevskii, L. N., Buzdin, A. I., Kulić, M. L., Panjukov, S. V., *Adv. Phys.* **34**, 175 (1985)
- [3] Bergeret, F. S., Volkov, A. F., Efetov, K. B., *Rev. Mod. Phys.* **77**, 1321 (2005)
- [4] Izyumov, Y. A., Proshin, Y. N., Khusainov, M. G., *Phys. Usp.* **45**, 109 (2002)
- [5] Buzdin, A. I., Vedyayev, A. V., Ryzhanova, N. V., *Europhys. Lett.* **48**, 686 (1999)
- [6] Tagirov, L. R., *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2058 (1999)
- [7] Oh, S., Youm, D., Beasley, M. R., *Appl. Phys. Lett.* **71**, 2376 (1997)
- [8] Gu, J. Y., You, C. Y., Jiang, J. S., Pearson, J., Bazaliy, Ya. B., Bader, S. D., *Phys. Rev. Lett.* **89**, 267001 (2002)
- [9] Moraru, I. C., Pratt, W. P. Jr., Birge, N. O., *Phys. Rev. Lett.* **96**, 037004 (2006)
- [10] Potenza, A., Marrows, C. H., *Phys. Rev. B* **71**, 180503 (2005)
- [11] Angrisani Armenio, A., Cirillo, C., Iannone, G., Prischepa, S. L., Attanasio, C., *Phys. Rev. B* **76**, 024515 (2007)
- [12] Steiner, R., Ziemann, P., *Phys. Rev. B* **74**, 094504 (2006)
- [13] Stamopoulos, D., Manios, E., Pissas, M., *Phys. Rev. B* **75**, 184504 (2007)
- [14] Kushnir, V. N., Prischepa, S. L., Cirillo, C., Vecchione, A., Attanasio, C., Kupriyanov, M. Yu., Aarts, J., *Phys. Rev. B* **84**, 214512 (2011)
- [15] Cirillo, C., Bell, C., Iannone, G., Prischepa, S. L., Aarts, J., Attanasio, C., *Phys. Rev. B* **80**, 094510 (2009)
- [16] Hwang, T. J., Oh, S., Kim, D. H., *IEEE Trans. Magn.* **45**, 4899 (2009)
- [17] Hwang, T. J., Kim, D. H., Oh, S., *IEEE Trans. Magn.* **46**, 235 (2010)
- [18] Bell, C., Tursucu, S., Aarts, J., *Phys. Rev. B* **74**, 214520 (2006)
- [19] Stamopoulos, D., Manios, E., Pissas, M., *Phys. Rev. B* **75**, 014501 (2007)
- [20] Stamopoulos, D., Manios, E., Pissas, M., *Supercond. Sci. Technol.* **20**, 1205 (2007)
- [21] Stamopoulos, D., Manios, E., Pissas, M., 'Exchange Biased and Plain Superconducting Ferromagnetic Layered Hybrids' (New York: NOVA Science Publishers, Inc, 2009)
- [22] Stamopoulos, D., Aristomenopoulou, E., Manios, E., Niarchos, D., *J. Supercond. Nov. Magn.* **26**, 1931 (2013)
- [23] van Zalk, M., Veldhorst, M., Brinkman, A., Aarts, J., Hilgenkamp, H., *Phys. Rev. B* **79**, 134509 (2009)
- [24] Zhu, J., Cheng, X., Boone, C., Krivorotov, I. N., *Phys. Rev. Lett.* **103**, 027004 (2009)
- [25] Sefrioui, Z., Arias, D., Peña, V., Villegas, J. E., Varela, M., Prieto, P., Leó, C., Martinez, J. L., Santamaria, J., *Phys. Rev. B* **67**, 214511 (2003)
- [26] Visani, C., Metaxas, P. J., Collaudin, A., Calvet, B., Bernard, R., Briatico, J., Deranlot, C., Bouzehouane, K., Villegas, J. E., *Phys. Rev. B* **84**, 054539 (2011)
- [27] Crassous, A., Bernard, R., Fusil, S., Bouzehouane, K., le Bourdais, D., Enouz-Vedrenne, S., Briatico, J., Bibes, M., Barthélémy, A., Villegas, J. E., *Phys. Rev. Lett.* **107**, 247002 (2011)
- [28] Pena, V., Sefrioui, Z., Arias, D., Leon, C., Santamaria, J., Martinez, J. L., te Velthuis, S. G. E., Hoffmann, A., *Phys. Rev. Lett.* **94**, 057002 (2005)
- [29] Leksin, P. V., Garifyanov, N. N., Garifullin, I. A., Fominov, Ya. V., Schumann, J., Krupskaya, Y., Kataev, V., Schmidt, O. G., Buchner, B., *Phys. Rev. Lett.* **109**, 057005 (2012)

- [30] Li, B., Roschewsky, N., Assaf, B. A., Eich, M., Epstein-Martin, M., Heiman, D., Munzenberg, M., Moodera, J. S., Phys. Rev. Lett. **110**, 097001 (2013)
- [31] Baibich, M. N., Broto, J. M., Fert, A., Nguyen van Dau, F., Petroff, F., Eitenne, P., Creuzet, G., Friederich, A., Chazelas, J., Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988)
- [32] Dieny, B., Speriosu, V. S., Parkin, S. S. P., Gurney, B. A., Wilhoit, D. R., Mauri, D., Phys. Rev. B **43**, 1297 (1991)
- [33] Tsang, C., Fontana, R. E., Lin, T., Heim, D. E., Speriosu, V. S., Gurney, B. A., Williams, M. L., IEEE Trans. Magn. **30**, 3801 (1994)
- [34] Moodera, J. S., Kinder, L. R., J. Appl. Phys. **79**, 4724 (1996)
- [35] Julliere, M., Phys. Lett. A **54**, 225 (1975)
- [36] Cardoso, S., Gehanno, V., Ferreira, R., Freitas, P. P., IEEE Trans. Magn. **35**, 2952 (1999)
- [37] Žutić, I., Fabian, J., das Sarma, S., Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004)
- [38] Zhu, J. G., Mater. Today **6**, 22 (2003)
- [39] Zhu, J. G., Zheng, Y., Prinz, G. A., J. Appl. Phys **87**, 6668 (2000)
- [40] Prinz, G. A., Science **282**, 1660 (1998)
- [41] Prinz G A 1999 J. Magn. Magn. Mat. 200 57
- [42] Sbiaa, R., Meng, H., Piramanayagam, S. N., Phys. Status Solidi RRL **5**, 413 (2011)
- [43] Wu, Y., ‘Nano spintronics for data storage Encyclopedia for Nanoscience and Nanotechnology’, ed. H. S. Nalwa vol 7 (Valencia, CA, 2003: American Scientific, 2003) p 493
- [44] Stamopoulos, D., Aristomenopoulou, E., Lagogiannis, A., Supercond. Sci. Technol. **27**, 095008 (2014)
- [45] Stamopoulos, D., Aristomenopoulou, E., Manios, E., Appl. Phys. Lett. **105**, 112602 (2014)
- [46] Stamopoulos D., Aristomenopoulou E., J. Appl. Phys. **116**, 233908 (2014)
- [47] Aristomenopoulou, E., Stamopoulos, D., J. Supercond. Nov. Magn. **28**, 2321 (2015)
- [48] Stamopoulos, D., Aristomenopoulou, E., Sci. Rep. **5**, 13420 (2015)
- [49] Aristomenopoulou, E., Stamopoulos, D., J. Appl. Phys. **118**, 063904 (2015)
- [50] Aristomenopoulou, E., Zeibekis, M., Stamopoulos, D. J. Al. Com. **664**, 732 (2016)
- [51] Aristomenopoulou, E., Zeibekis, M., Stamopoulos, D., J. Appl. Phys. **119**, 093904 (2016)
- [52] Melzer, M., Kaltenbrunner, M., Makarov, D., Karnaushenko, D., Karnaushenko, D., Sekitani, T., Someya, T., Schmidt, O. G., Nat. Commun. **6**, 6080 (2015)
- [53] Perez, N., Melzer, M., Makarov, D., Ueberschar, O., Ecke, R., Schulz, S. E., Schmidt, O.G., Appl. Phys. Lett. **106**, 153501 (2015)
- [54] Loong, L. M., Qiu, X., Neo, Z. P., Deorani, P., Wu, Y., Bhatia, C. S., Saeys, M., Yang, H., Sci. Rep. **4**, 6505 (2014)
- [55] Sukegawa, H., Miura, Y., Muramoto, S., Mitani, S., Niizeki, T., Ohkubo, T., Abe, K., Shirai, M., Inomata K., Hono, K. Phys. Rev. B **86**, 184401 (2012)

Conclusions

In the frame of the PhD Thesis a detailed study on the transport properties of FM/SC/FM TLs was carried out. Detailed magnetic and magnetoresistance measurements were conducted in numerous series of $\text{Co}(d_{\text{Co}})/\text{Nb}(d_{\text{Nb}})/\text{Co}(d_{\text{Co}})$ TLs with thicknesses $d_{\text{Co}}=10\text{-}200$ nm and $d_{\text{Nb}}=13\text{-}50$ nm in order to investigate the sSVE and the sMRE that are motivated by the *in-plane* and *out-of-plane* magnetization components of the outer FM layers, respectively. The shape anisotropy of Co layers and the EB mechanism assisted in the understanding of the underlying physics that dominate these two phenomena. The maximum sSVE and sMRE reported here is on the order of 1.5% and 100%, respectively. Detailed MFM experiments performed on Co/Nb/Co TLs revealed the crossover from *in-plane* to *out-of-plane* magnetization as the Co d_{Co} increases at the critical thickness $d_{\text{cr}}^{\text{FM}}=40\text{-}50$ nm due to the shape anisotropy, which was confirmed theoretically through micromagnetic simulations with the OOMMF software performed for hcp Co SLs. Moreover, detailed XRD experiments indicated the high crystalline structure of the sputtered FM and SC layers. AFM revealed significantly low topographic roughness values thus proving the high quality of the surface morphology of the sputtered samples, while RBS experiments showed minor interdiffusion of Co and Nb at the Co/Nb interfaces. In the following we summarize the main results and conclusions raised from the assessment and interpretation of the experimental data.

1. The parameters involved in the transport behavior of the Co/Nb/Co TLs

Our study uncovered the parameters involved in the transport behavior of the Co/Nb/Co TLs that are: a) the MDS of the FM outer layers, b) the difference ΔH_c between the coercive fields of the FM outer layers, c) the distance between the outer FM layers and d) the quality of the SC interlayer. These parameters are discussed in brief.

a. The MDS of the FM outer layers

Our magnetoresistance and magnetization experiments revealed that the MDS of the Co outer layers strongly influences the transport properties of the (CoO-)Co/Nb/Co TLs.

The shape anisotropy

We studied the $\text{Co}(10\text{nm})/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(10\text{nm})$ TL and the $\text{Co}(100\text{nm})/\text{Nb}(17\text{nm})/\text{Co}(100\text{nm})$ TL on a comparative basis. In the case of the $\text{Co}(100\text{nm})$ TL, a significant transverse magnetostatic coupling between the Co outer layers is realized resulting to a pronounced sMRE peak on the order of 86%, since an *out-of-plane* MDS ($d_{\text{Co}}=100$ nm $\gg d_{\text{cr}}^{\text{FM}}$) is developed around coercivity, that is accompanied by dense transverse stray fields stemming from the *out-of-plane* MDs. In the case of the $\text{Co}(10\text{nm})$ TL, only a minor transverse magnetostatic coupling is succeeded resulting to a significantly degraded sMRE peak on the order of 19%, since an *in-plane* MDS ($d_{\text{Co}}=10$ nm $< d_{\text{cr}}^{\text{FM}}$) is developed at coercivity accompanied by dilute transverse stray fields stemming from the MDWs. Evaluating these data it becomes apparent that when the MDS of the FM outer layers is *out-of-plane* (*in-plane*) a maximum (minimum) magnetostatic coupling between the FM outer layers through *transverse* stray fields is revealed resulting to a high (low) sMRE.

The Exchange Bias mechanism

We studied the No2 $\text{CoO-Co}(60\text{nm})/\text{Nb}(23\text{nm})/\text{Co}(60\text{nm})$ TL in the Virgin and the EB state of the bottom Co layer. We recall that TLs consisting of Co layers with thickness $d_{\text{Co}}=60$ nm, that is just above $d_{\text{cr}}^{\text{FM}}$, develop a superstructure where *in-plane* and *out-of-plane* MDs coexist. Once the EB mechanism is performed, the *in-plane* magnetization of the bottom Co layer is increased against the *out-of-plane* one,

thus the magnetostatic coupling between the Co layers is affected and interesting findings are raised. First, the EB magnetoresistance curve is placed below the Virgin curve for external magnetic fields below the upper-critical field (i.e. $R_{\text{sat}}^{\text{EB}} < R_{\text{sat}}^{\text{Virgin}}$ occurs for $H_{\text{ext}} < H_{c2}(T)$), which indicates that the increase of the *in-plane* magnetization improves the superconducting properties in general. Second, the sMRE magnitude is degraded upon application of the EB (i.e. $\text{sMRE}^{\text{Virgin}}=65.8\%$ and $\text{sMRE}^{\text{EB}}=36\%$), which confirms the decrease of the *out-of-plane* magnetization of the FM layers. Third, a noticeable modification on the morphology of the sMRE peak is clearly evidenced when the EB is applied. In particular, a quite extended plateau is evidenced on the center of EB sMRE^{EB} peak, which is attributed a) to the coexistence of the sSVE^{EB} dip (increase of the *in-plane* magnetization) with the degraded sMRE^{EB} peak (decrease of *out-of-plane* magnetization) in the magnetic fields regime where the FM outer layers have ‘anti-parallel’ magnetization configuration or b) to the superposition of the two distinct peaks centered at the coercive fields of the bottom and the top Co layers that are drawn away due to the EB ($\Delta H_c^{\text{EB}}=320$ Oe $>$ $\Delta H_c^{\text{Virgin}}=220$ Oe).

b. The difference ΔH_c between the coercive fields of the FM outer layers

The comparative study of the No1 and No2 Co(60nm)/Nb(19nm)/Co(60nm) TLs revealed that the difference of the coercive fields of the FM outer layers strongly influences the intensity of the sMRE magnitude. In fact No1 TL obtains a noticeable sMRE of magnitude $\text{sMRE}^{\text{No1}}=86\%$, while the No2 TL obtains a lower sMRE of magnitude $\text{sMRE}^{\text{No2}}=60\%$. These two TLs are of similar SC interlayer quality, have approximately the same *out-of-plane* MDS due to the same Co thickness $d_{\text{Co}}=60$ nm and have the same distance between the Co outer layers due to the same Nb thickness $d_{\text{Nb}}=19$ nm. Therefore, the significant discrepancy on the sMRE magnitude is ascribed to the difference between the coercive fields of the Co outer layers that is $\Delta H_c^{\text{No1}} \approx 130$ Oe for the No1 TL and $\Delta H_c^{\text{No2}} \approx 325$ Oe for the No2 TL. From these data it becomes apparent that, when the ΔH_c obtains low (high) values the FM outer layers have similar (different) coercive fields and exhibit an *out-of-plane* MDS in the same (different) magnetic field regime. Thus, when ΔH_c obtains low values ($H_c^{\Sigma M1} \approx H_c^{\Sigma M2}$) the stray fields outgoing the FM₁ layer will be efficiently hosted by the FM₂ and an intense transverse magnetostatic coupling is achieved. On the contrary, when ΔH_c obtains high values ($H_c^{\Sigma M1} \neq H_c^{\Sigma M2}$ for instance $H_c^{\Sigma M1} < H_c^{\Sigma M2}$) the stray fields outgoing the FM₁ layer will not be effectively delivered to the FM₂ layer owing to its robust ordered magnetization leading to a degraded transverse magnetostatic coupling. Consequently, the SC interlayer experiences intense (weak) stray fields that result to the noticeable (minor) suppression of the superconducting properties and to the maximization (minimization) of the sMRE magnitude. In the case of high ΔH_c , the TL effectively behaves as two independent and magnetically uncoupled BLs. The arguments of the above discussion have been strengthened through ancillary simulations with the OOMMF freeware which revealed that small variation of the intrinsic magnetic parameters of the outer FM layers imply noticeable differences in the magnetization loops and in the MDS of Co SLs. Therefore the variation of the magnetic parameters of the top and bottom FM layer can result to great differences to their magnetostatic coupling and accordingly to the intensity of the obtained sMRE.

c. The distance between the outer FM layers

The detailed study of three sample series of Co/Nb/Co TLs consisting of Co outers with constant thicknesses and variable Nb thickness revealed that the *distance* between the FM outer layers strongly influences their magnetostatic coupling and hence the intensity of the sMRE magnitude. Detailed experimental data on Co(10nm)/Nb($d_{\text{SC},1}$)/Co(10nm) TLs and Co(30nm)/Nb($d_{\text{SC},2}$)/Co(30nm) TLs with Nb thicknesses $d_{\text{sc},1}=17-100$ nm and $d_{\text{sc},2}=13-200$ nm revealed that as the thickness of the SC interlayer increases the range of the stray fields is progressively exceeded and a free of stray fields region is

introduced at the interior of the SC interlayer. Hence the magnetostatic coupling becomes weaker and the sMRE decreases to a baseline value that equals the one observed in the relevant BLs. In addition, detailed experimental data on the sMRE and T_c^{SC} were obtained for Co(60nm)/Nb($d_{SC,3}$)/Co(60nm) TLs with Nb thicknesses $d_{SC,3}=15-27$ nm. The sMRE becomes absolute (100%) at $d_{Nb}=17$ nm and decreases abruptly as Nb interlayer's thickness increases above 21 nm (for the reasons discussed earlier). Moreover, both the sMRE and T_c^{SC} follow an abrupt suppression below $d_{SC}=17$ nm and obtain zero values in the thickness regime 13-14 nm. The abrupt suppression of T_c^{SC} is ascribed to the critical restrictions that appear in two dimensions for the nucleation of superconductivity in general and of flux lines in particular. Obviously, once the superconducting properties of the Nb interlayer are degraded the sMRE magnitude degrades as well. Our data suggest that by choosing the SC interlayers' thickness in the regime $17 \text{ nm} \leq d_{Nb} \leq 21 \text{ nm}$ a pronounced sMRE is expected in Co(60nm)/Nb(d_{Nb})/Co(60nm) TLs.

d. The quality of the SC interlayer

The comparative study of the No3 CoO(2nm)-Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TL and the No5 Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TL revealed that the quality of the SC interlayer strongly influences the intensity of the sMRE magnitude. In particular, even though the two TLs have almost equal ΔH_c ($\Delta H_c^{No5}=410$ Oe and $\Delta H_c^{No3}=430$ Oe), approximately the same *out-of-plane* MDS (due to the same Co thickness $d_{Co}=60$ nm) and the same distance between the Co outer layers (due to the same Nb thickness $d_{Nb}=19$ nm) they obtain significantly different sMRE magnitude, i.e. $sMRE^{No5}=84\%$ and $sMRE^{No3}=72\%$. The noticeable difference of the sMRE magnitude can be ascribed to the quality of the SC interlayer since the No5 TL has higher SC quality than the No3 TL ($T_c^{SC, No5}=7.016$ K $>$ $T_c^{SC, No3}=6.700$ K and $\Delta T_c^{No5}=23$ mK $<$ $\Delta T_c^{No3}=103.6$ mK). These experimental data suggest that a SC interlayer of higher quality (maximum T_c /minimum ΔT_c) is more prone to dissipation processes, caused by the transverse stray fields and signified as the degradation of their transport properties, and exhibits a more pronounced sMRE. This clearly documents that the sMRE is a property of the superconducting state and does not relate to any version of the usual magnetoresistance effects observed in normal metals such as anisotropic magnetoresistance etc.

II. The evidence of an intense reentrance of the upper critical field line $H_{c2}(T)$ in Co/Nb/Co TLs

The study of numerous Co(d_{Co})/Nb(17nm)/Co(d_{Co}) TLs with $d_{Co}=10, 30, 60$ and 100 nm revealed the great impact of the MDS of the FM outer layers on the upper critical field line, $H_{c2}(T)$. Our data suggested that a noticeable reentrance of the upper-critical field line, $H_{c2}(T)$ in the regime of low fields and temperatures close to the critical temperature is typical for Co/Nb/Co TLs consisting of relatively thick Co layers ($d_{Co} \geq d_{cr}^{FM}$) in which *out-of-plane* MDs dominate. Namely, the experimentally determined zero-field critical temperature, T_c^{exp} , is lower than the expected one, T_c^{ext} , due to the presence of MDs existing in the FM outer layers in the zero-magnetic-field (as prepared) state. The gradual increase of the applied magnetic field degrades the range and the intensity of the stray fields and leads to the progressive distortion of the MDS that ultimately disappears when magnetic saturation is reached. The reentrant behavior of $H_{c2}(T)$ is followed until a critical point (T^*, H^*) is reached, while for fields and temperatures above (T^*, H^*) the typical monotonic behavior of the upper-critical field line, $H_{c2}(T)$ is restored. We observed that the characteristic point (T^*, H^*) moves to higher values as the thickness of the Co outer layers increases. As expected, in Co/Nb/Co TLs consisting of relatively thin Co layers ($d_{Co} \ll d_{cr}^{FM}$) in which *in-plane* MDs dominate the reentrance branch of the $H_{c2}(T)$ is absent.

III. Optimization of the sMRE magnitude

In order to investigate the parameters that ensure to the optimization of the sMRE magnitude we studied two series of Co(d_{Co})/Nb(d_{Nb})/Co(d_{Co}) TLs, the series of N=14 Co(60nm)/Nb(15nm)/Co(60nm) TLs and the series of N=15 Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TLs. By keeping constant d_{Co} above d_{cr}^{FM} we ensure similar *out-of-plane* MDS around coercivity, while by keeping constant d_{Nb} we ensure the same distance between the outer FM layers among the TLs of each series. Moreover, by choosing the SC interlayers' thickness in the regime $17 \text{ nm} \leq d_{Nb} \leq 21 \text{ nm}$ we expect the maximization of the sMRE magnitude.

a. The Series of N=14 Co(60nm)/Nb(15nm)/Co(60nm) TLs

The thorough investigation of the transport and magnetic properties of a series of N=14 Co(60nm)/Nb(15nm)/Co(60nm) TLs suggested unambiguously that the sMRE strongly depends on the quality of the SC interlayer. Hence, a pronounced increase of the sMRE magnitude upon improvement of the Nb interlayer quality (maximum T_c /minimum ΔT_c) is clearly documented. In addition, the dependence of the sMRE on the difference between the coercive fields, ΔH_c , of the FM outer layers was clearly observed. More specifically, the sMRE magnitude increases with the decrease of the ΔH_c .

b. The series of N=15 Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TLs

The thorough investigation of the transport properties of a series of N=15 Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TLs confirmed the strong dependence of the sMRE magnitude on the quality of the SC interlayer. Moreover, all TLs of the series are accompanied by strong *out-of-plane* MDs, while in almost all TLs the co-occurrence of the coercive fields of the outer Co, $\Delta H_c=0 \text{ Oe}$, has been witnessed. Thus the maximum magnetostatic coupling between the Co outer layers was realized and significantly high sMRE values were obtained. We note that the mean sMRE value for the N=15 TLs reads $\langle \text{sMRE} \rangle = 92.1 \pm 7.6\%$. Finally, a slight dependence of the sMRE magnitude on the magnetic roughness, MRa was observed indicating the increase of the sMRE as the MRa is increased.

IV. Comparative study on the sMRE observed in Co/Nb/Co TLs

As an overall approach of our experimental data we studied the dependence of the mean sMRE magnitude versus the d_{Co} for series of N=2-15 Co(d_{Co})/Nb(d_{Nb})/Co(d_{Co}) TLs with thicknesses $d_{Co}=10, 30, 60, 100 \text{ nm}$ and $d_{Nb}=15 \text{ and } 17 \text{ nm}$. It was shown that, as Co thickness increases the *out-of-plane* magnetization component increases as well leading to the gradual strengthening of the magnetostatic coupling of the outer FM layer resulting to the increase of the sMRE magnitude.

Moreover, we have juxtaposed the upper-critical field line, $H_{c2}(T)$ with the magnetoresistance curve $R_{nor}(H_{ext})$ for the specific temperature where the maximum sMRE is observed, and the magnetization curves $m_{nor}(H_{ext})$ at $T=10 \text{ K}$ for a Co(30nm)/Nb(17nm)/Co(30nm) TL (Co(30nm) TL), a Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TL (Co(60nm) TL) and a Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TL (Co(100nm) TL). First, the $H_{c2}(T)$ data declare that the reentrance observed close to T_c is manifested in the transport properties that exhibit a sMRE of analogous intensity; the maximum sMRE reads 87.3, 81.4 and 12.9 for the specific Co(100nm), Co(60nm) and Co(30nm) TLs, respectively. Second, the comparison of these data revealed that the field at which the maximum of the magnetoresistance is observed coincides with the coercive field, H_c where minimum magnetization ($m=0$) is observed globally as a *multi-domain out-of-plane* magnetic state is established locally. Also, the characteristic end point, H^* of the $H_{c2}(T)$ reentrance coincides with the field at which the minimum of the magnetoresistance is observed and with the saturation field, H_{sat} where maximum magnetization ($m=m_{sat}$) is obtained, as the reservoir of *out-of-plane* MDs is depleted while a *mono-domain in-plane* magnetization is established.

V. Models for the optimization of the sMRE magnitude

a. Simulations-based modeling: Combination of the MDs width and the thickness of the SC interlayer

In the frame of our research, we searched for the optimum conditions to maximize the sMRE and explored the interference between three basic microscopic length scales of the SC and FM structural units: the thickness of the SC interlayer, d_{SC} , the zero-temperature coherence length, $\xi(0)$ and the width of *out-of-plane* MDs, D_{MDs} . To this effect, a simulations-based modeling of the transverse stray dipolar fields, $H_{z,dip}$ for homogeneous and inhomogeneous micromagnetic characteristics (saturation magnetization, M_{sat} and width, D_{MDs}) of the *out-of-plane* MDs was performed. The modeling results were tested against experimental data and responded well. The important results extracted from this investigation are presented in brief. First, the specific thickness of the FM outer layers, d_{FM} should exceed the critical thickness, $d_{FM} > d_{cr}^{FM}$, so that a rich reservoir of *out-of-plane* MDs emerge when the parallel H_{ext} gets equal to the coercive field, H_c , $H_{ext} = H_c$. Second, for the chosen thickness of the FM outer layers, d_{FM} the width of *out-of-plane* MDs, D_{MDs} should be specified experimentally with MFM measurements. The optimum distance, that is thickness of the SC interlayer, d_{SC} , can be estimated from relation $d_{SC} = C_1 D_{MDs} + C_2$ that guarantees maximization of the respective transverse stray dipolar fields, $H_{z,dip}$ occurring at the interior of the *out-of-plane* MDs. Third, in the above considerations we have to keep in mind that the thickness of the SC interlayer, d_{SC} , should be kept above the critical thickness, $d_{cr,SC}$ as stated by relation $d_{cr,SC} \approx \xi(0) \leq d_{SC} = C_1 D_{MDs} + C_2$, since for lower values superconductivity is massively suppressed together with the sMRE.

b. Experiments-based modeling: Combination of all the involved parameters

The combined transport, magnetization and magnetic force microscopy (MFM) measurements performed in sample series of $Co(d_{Co})/Nb(d_{Nb})/Co(d_{Co})$ TLs with thicknesses $d_{Co} = 60$ and 100 nm and $d_{Nb} = 15-23$ nm, confirmed that the sMRE magnitude is strongly dependent on macroscopic parameters and microscopic length scales of the SC and the FM structural units. These complete data confirmed that the parameters T_c and ΔT_c control the sMRE magnitude. Moreover, an excellent scaling of the sMRE magnitude on the factor $\Delta T_c^{exp}/(T_c^{ext} - T_c^{exp})$ was found. In addition, the experimentally determined, zero-field critical temperature (T_c^{exp}), width of the superconducting transition (ΔT_c^{exp}), zero-temperature coherence length ($\xi(0)$), width of magnetic domains (D_{DMs}) and width of the MDWs (D_{MDWs}), were found to affect *directly* the sMRE magnitude. A phenomenological model is proposed to reproduce the experimental data through a closed-form relation for the sMRE magnitude that takes into account the parameters mentioned above in a *direct* way. Since the outcome of this work is of generic nature, we expect that it can be employed to predict the performance of every kind of FM/SC/FM TLs and even design TLs exhibiting the ultimate sMRE magnitude, 100%, at low H_{ext} , on a regular basis.

VI. The selective appearance of the sSVE over the sMRE observed in Co/Nb/Co TLs

The detailed study of systematic series of $(CoO-)Co/Nb/Co$ TLs revealed that two are the crucial parameters that determine the selective appearance of the sSVE over the sMRE, the magnetic anisotropy (of shape or EB origin) and the difference ΔH_c between the coercive fields of the outer FM outer layers. Here, for a given Co thickness we propose a model to distinguish the exchange-fields based sSVE and the stray fields based sMRE observed in $(CoO-)Co/Nb/Co$ TLs that is based on the ΔH_c of the coercive fields, H_c^{FM1} and H_c^{FM2} , of the outer FM layers. The sSVE is promoted (degraded) when ΔH_c obtains high (low) values so that the ‘anti-parallel’ state can be realized in an extended (limited) field range. On the contrary, the sMRE is promoted (degraded) when ΔH_c obtains low (high) values so that strong (weak)

magnetostatic coupling can be realized. The opposite dependence of the sMRE and sSVE on the difference of the coercive fields of the FM outer layers ΔH_c serves adequately towards their distinction. As the validation of the proposed model, the maximum sSVE on the order of 1.5% was observed in a CoO(2nm)-Co(10nm)/Nb(25nm)/Co(10nm) TL that when the EB is imposed exhibits $\Delta H_c^{EB}=1.1$ kOe and the maximum sMRE on the order of 100% was observed in a Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TL that exhibits $\Delta H_c=0$ kOe.

VII. The performance of FM/SC/FM TLs as cryogenic devices

The thorough investigation of the magnetic and transport properties of (CoO-)Co/Nb/Co TLs suggest that these TLs are promising candidates for the construction of devices that operate at cryogenic conditions.

a. The performance of FM/SC/FM TLs as cryogenic magnetic-field sensors

The key operation of a magnetic-field sensor is the change of its resistance upon small variations of the externally applied magnetic field. This operation principle is completely fulfilled by the sMRE observed in FM/SC/FM TLs ($d_{FM} > d_{cr}^{FM}$) at $H_{ext} \approx H_c$. Detailed experiments performed for a representative Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TL revealed that these Co/Nb/Co TLs could operate as cryogenic magnetic-field sensors with operation at high magnetic fields, $H_{op} < 1000$ Oe.

b. The performance of FM/SC/FM TLs as cryogenic magnetic-field-controlled supercurrent switches

The key operation of a magnetic-field-controlled supercurrent switch is the transition from the normal state (maximum resistance, R_{high}) to the superconducting state (zero resistance, R_{low}) upon application of an externally applied magnetic field. This operation principle is completely fulfilled by the generic property of a SC, that is the shift of the zero-field resistance curve, $R(T)$ under application of an H_{ext} that traces the upper critical field line, $H_{c2}(T)$. Detailed experiments performed for the representative No1 Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm) TL revealed that these TLs could operate as ideal cryogenic magnetic-field-controlled supercurrent switches with the need of an operation magnetic field on the order of a few kOe, while they offer the dual option to operate in both the *abnormal* and *normal* sense, with the *abnormal* being more preferred since it needs a significantly lower operation field.

c. The performance of FM/SC/FM TLs as cryogenic superconducting spin-valves

The key operation of a spin-valve is the transition from a high-resistance state, R_{high} , to a low-resistance state, R_{low} , realized by the ‘homo-parallel’ and ‘anti-parallel’ magnetization configurations of the outer FM layers, respectively. This operation principle is completely fulfilled by the sSVE observed in AFM/FM/SC/FM TLs that resembles with the GMR and TMR effects observed in relevant FM/NM/FM and FM/IN/FM TLs, respectively. Detailed experiments performed for the representative CoO(2nm)-Co(10nm)/Nb(25nm)/Co(10nm) TL suggested that these TLs could operate as effective spin valves for cryogenic applications at temperatures $T < T_c$ and magnetic fields close to the ‘homo-parallel’ to ‘anti-parallel’ transition of the magnetic configuration of the outer FM layers.

Appendix A

In the present Appendix the experimental data of the TLs studied in this Thesis are presented. In Tables 1, 2 and 3 we present the experimental data of the series of N=15 Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TLs, the N=14 Co(60nm)/Nb(15nm)/Co(60nm) TLs and the series of Co(60nm)/Nb(d_{sc})/Co(60nm) TLs with d_{sc} =17, 19, 21 and 23 nm, respectively.

#		Co(100nm)/Nb(17nm)/Co(100nm) TLs															
		SC parameters and length scales					FM parameters and length scales										
d_{sc} (nm)	T_c [100%] (K)	ΔT_c [20%-80%] (mK)	T_c^{exp} [50%] (K)	T^* (K)	T_c^{ext} [50%] (K)	$H_{c2}(0)$ (kOe)	$\xi(0)$ (nm)	H^* (kOe)	d_{FM} (nm)	H_{sat} (kOe)	D_{MDS} (nm)	D_{MDVS} (nm)	nsMR (%)	sMRE (%)	$T_c^* - T_c^{exp}$ (mK)	$T_c^{ext} - T_c^{exp}$ (mK)	
No1	17	6.650	34.0	6.527	6.667	6.695	67.240	15.9	4.047	100	4.033	-	-	0.4	96.8	140	168
No2	17	6.950	36.6	6.859	7.002	7.048	67.235	15.9	3.927	100	3.900	113.8	19.6	0.5	97.6	143	189
No3	17	7.150	42.0	7.068	7.218	7.246	70.509	15.2	3.310	100	3.247	129.5	18.9	0.2	90.5	150	178
No4	17	7.020	43.6	6.921	7.076	7.103	69.489	15.4	3.982	100	3.959	127.2	13.9	0.3	99.6	155	182
No5	17	6.660	30.0	6.558	6.690	6.716	65.539	16.4	3.961	100	3.990	-	-	0.5	97.5	132	158
No6	17	6.500	45.7	6.392	6.515	6.536	64.766	16.6	4.020	100	3.974	126.9	19.8	0.6	95.0	123	144
No7	17	-	-	-	-	-	-	-	-	100	4.151	116.4	19.2	-	100.0	-	-
No8	17	6.550	31.0	6.445	6.568	6.602	61.040	17.6	4.018	100	3.964	120.2	18.2	0.3	95.2	123	157
No9	17	6.330	44.6	6.176	6.319	6.344	69.274	15.5	4.016	100	3.935	122.2	22.0	0.2	92.6	143	168
No10	17	6.350	77.0	6.197	6.336	6.362	70.360	15.2	3.953	100	3.994	126.7	20.9	0.5	87.0	139	165
No11	17	6.020	99.0	5.859	5.983	6.002	67.340	15.9	3.534	100	3.468	129.2	15.2	0.4	78.5	124	143
No12	17	6.570	81.5	6.403	6.519	6.550	64.701	16.6	4.006	100	4.018	122.0	19.7	0.3	74.5	116	147
No13	17	6.890	28.7	6.832	6.955	6.973	62.495	17.2	2.994	100	2.976	127.1	20.8	0.2	96.4	123	141
No14	17	6.970	34.4	6.872	7.041	7.065	64.596	16.6	3.479	100	3.315	111.6	16.8	0.2	95.0	169	193
No15	17	6.910	87.0	6.759	6.935	6.965	64.195	16.7	3.495	100	3.468	120.8	16.8	0.3	86.0	176	206

Co(60nm)/Nb(15nm)/Co(60nm) TJs															
Table 2															
FM parameters and length scales															
SC parameters and length scales															
#	d_{sc} (nm)	T_c [100%] (K)	ΔT_c [20%-80%] (mK)	T_c [50%] (K)	T_c [50%] (K)	T_c [50%] (K)	$H_{c2}(0)$ kOe	$\xi(0)$ (nm)	H^* (kOe)	d_{FM} (nm)	H_{sat} (kOe)	nsMR (%)	sMRE (%)	$T_c^* T_c^{exp}$ (mK)	$T_c^{sat} T_c^{exp}$ (mK)
No1	15	5.000	46.0	4.913	4.932	4.933	78.349	15.5	1.415	60	1.413	0.2	38.0	19	20
No2	15	5.070	88.8	4.933	4.973	4.975	77.792	15.6	0.997	60	1.016	0.6	22.0	40	42
No3	15	4.800	46.0	4.740	4.760	4.762	77.541	15.7	1.205	60	1.208	0.4	32.0	20	22
No4	15	5.370	64.6	5.265	5.283	5.284	75.518	16.1	1.017	60	1.004	0.4	24.0	18	19
No5	15	5.050	67.0	4.921	4.935	4.936	70.586	17.2	0.592	60	0.566	0.6	23.0	14	15
No6	15	4.530	101.0	4.399	4.415	4.418	67.268	18.1	0.506	60	0.501	0.8	14.0	16	19
No7	15	4.870	59.0	4.802	4.821	4.822	73.163	16.6	0.810	60	0.792	0.4	25.6	19	20
No8	15	6.340	42.8	6.273	6.295	6.297	78.399	15.5	0.699	60	0.71	0.2	48.0	22	24
No9	15	6.280	20.0	6.252	6.265	6.267	78.013	15.6	0.902	60	0.899	1.2	60.0	13	15
No10	15	5.670	52.7	5.608	5.630	5.632	75.312	16.1	0.998	60	0.999	0.6	35.0	22	24
No11	15	4.900	49.4	4.826	4.850	4.851	71.220	17.1	0.806	60	0.814	0.3	41.0	24	25
No12	15	6.130	28.5	6.096	6.113	6.114	81.101	14.9	0.814	60	0.948	0.5	55.0	17	18
No13	15	6.220	30.0	6.183	6.201	6.202	79.348	15.3	0.907	60	0.901	1.0	46.7	18	19
No14	15	6.100	27.0	6.068	6.082	6.084	79.783	15.2	1.205	60	1.201	0.2	50.0	14	16

Table 3															
Co(60nm)/Nb(d_{Nb})/Co(60nm)															
#	SC parameters and length scales							FM parameters and length scales							
	d _{sc} (nm)	T _c [100%] (K)	ΔT _c [20%-80%] (mK)	T _c ^{exp} [50%] (K)	T* (K)	T _c ^{est} [50%] (K)	H _{c2} (0) kOe	ξ(0) (nm)	H* (kOe)	d _{FM} (nm)	H _{sat} (kOe)	nsMR (%)	sMRE (%)	T* - T _c ^{exp} (mK)	T _c ^{est} - T _c ^{exp} (mK)
Co(60nm)/Nb(17nm)/Co(60nm)															
No1	17	6.975	33.0	6.930	6.988	7.004	67.783	15.8	2.430	60	2.247	0.5	97.7	58	74
No2	17	6.700	87.0	6.587	6.621	6.628	64.236	16.7	2.012	60	1.946	0.6	34.0	34	41
No3	17	6.070	103.6	5.900	6.038	6.049	83.179	12.9	3.040	60	2.951	0.3	72.0	138	149
No4	17	6.900	26.0	6.861	6.894	6.904	68.361	15.7	2.035	60	1.998	0.5	77.5	33	43
No5	17	7.016	23.0	6.975	7.015	7.020	68.488	15.7	1.849	60	1.998	0.5	84.0	40	45
Co(60nm)/Nb(19nm)/Co(60nm)															
No1	19	7.420	25.0	7.383	7.423	7.429	63.030	15.2	1.524	60	1.511	0.9	86.0	40	46
No2	19	7.560	41.0	7.497	7.552	7.535	61.829	15.5	1.636	60	1.573	1.4	60.0	35	38
Co(60nm)/Nb(21nm)/Co(60nm)															
No1	21	7.580	23.0	7.545	7.579	7.586	56.581	15.3	1.608	60	1.603	1.3	86.0	34	41
No2	21	7.690	20.0	7.655	7.685	7.695	54.208	16.0	1.625	60	1.561	0.8	75.0	30	40
Co(60nm)/Nb(23nm)/Co(60nm)															
No1	23	6.950	55.0	6.833	6.862	6.872	45.871	17.3	1.425	60	1.439	0.8	55.4	29	39
No2	23	7.255	31.0	7.208	7.241	7.253	47.465	16.7	1.400	60	1.389	0.5	65.8	33	45

Magnetization experiments: From the magnetization experiments we obtain the coercive field, H_C and saturation field, H_{sat} .

Transport experiments: The experimentally-determined critical temperature, T_C^{exp} (50% criterion) and the respective transition width, ΔT_C^{exp} (20%-80% criterion) are directly recorded from the virgin zero-field $R(T)$ curves (Fig. 2a of the paper). The magnitude of sMRE, $\Delta R/R_{ns} = ((R_{max} - R_{min})/R_{ns}) \times 100\%$, where R_{ns} is the normal state resistance (Fig. 1b of the paper), and the reentrance branch, $H_{c2}^{re}(T)$ are recorded from the set of isothermal $R(H)$ curves obtained in the vicinity of T_C^{exp} (Fig. 1a of the paper). The complete set of isothermal $R(H)$ curves across the entire temperature-magnetic field regime defines the upper-critical field line, $H_{c2}(T)$ (Fig. 1a of the paper), which we reproduce by using equation (1) given in the paper. Accordingly, by using this equation we extrapolate to both zero-field to estimate T_C^{ext} (Fig. 1a of the paper), and to zero-temperature to estimate $H_{c2}(0)$ (Fig. 1c of the paper), from which we calculate $\xi(0)$. From the constructed phase diagram we obtain the characteristic point (T^*, H^*) . Finally, from the complete set of isothermal $R(H)$ curves obtained across the resistive transition we record the one that exhibits the maximum sMRE value, that we call sMRE magnitude.

Magnetic force microscopy experiments: From the magnetic force microscopy data obtained at the as prepared state we estimated the width of magnetic domains (MDs), D_{MDs} and width of MDs walls (MDWs), D_{MDWs} .

Appendix B

In the following Figures we present OOMMF simulations [1] of the complete magnetization loop of Co SLs under a parallel H_{ext} , while focusing on the MDs that develop when $H_{\text{ext}}=H_c$. The simulated Co SLs layers had surface area= $2.0 \times 1.5 \mu\text{m}^2$ and thickness $d_{\text{Co}}=60 \text{ nm}$, while the cell size was 5 nm. In general, in these simulations we used parameters values in a standard range usually employed to describe hcp Co [2-7]: saturation magnetization $M_{\text{sat}}=1300\text{-}1450 \text{ emu/cm}^3$ obtained by global SQUID measurements (see Figures 5.4 on Chapter 5), magnetic stiffness $A=15\text{-}30 \times 10^{-12} \text{ J/m}$ and magnetocrystalline anisotropy $K=0.45\text{-}0.55 \times 10^6 \text{ J/m}^3$. In specific we investigated how the variation of the three intrinsic magnetic parameters of the FM outer layers can lead to differences in the magnetization loops and in the MDs pattern. Below we present detailed OOMMF data, i.e. magnetization loops and MDs patterns captured at $H_{\text{ex}}=H_c$, for Co(60nm) SLs on a comparative basis. In each case two out of the three intrinsic magnetic parameters were constant while the third was varied.

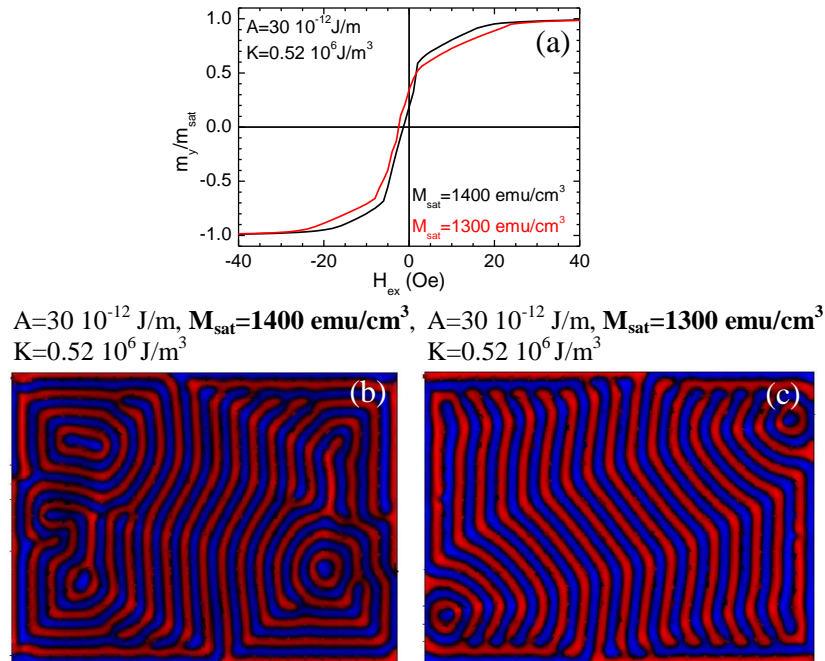
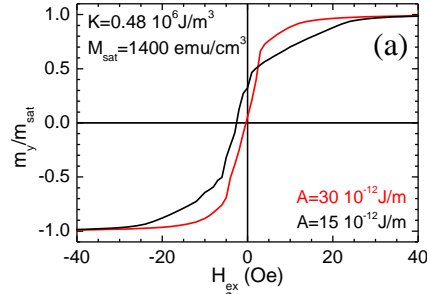


Figure B1: (a) Magnetization loops of OOMMF simulated Co(60nm) SLs obtained for constant exchange stiffness $A=30 \cdot 10^{-12} \text{ J/m}$ and magnetocrystalline anisotropy $K=0.52 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3$. The saturation magnetization was $M_{\text{sat}}=1400$ and 1300 emu/cm^3 . The MDs pattern was captured at $H_{\text{ex}}=H_c$ for (b) $M_{\text{sat}}=1400 \text{ emu/cm}^3$ and (c) $M_{\text{sat}}=1300 \text{ emu/cm}^3$.



$A=30 \cdot 10^{-12} \text{ J/m}$, $M_{\text{sat}}=1400 \text{ emu/cm}^3$, $A=15 \cdot 10^{-12} \text{ J/m}$, $M_{\text{sat}}=1400 \text{ emu/cm}^3$,
 $K=0.48 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3$ $K=0.48 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3$

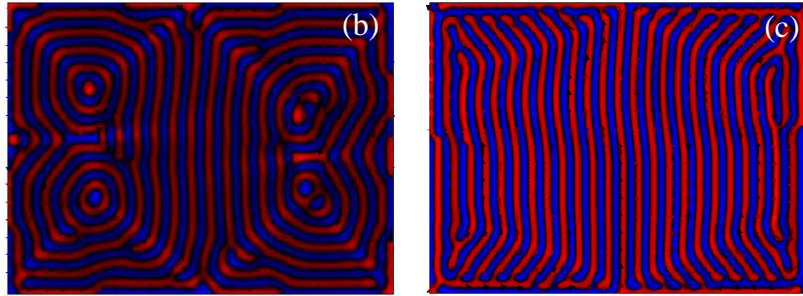
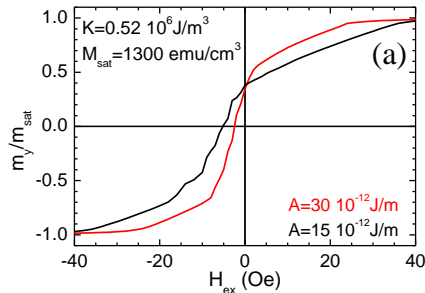


Figure B2: (a) Magnetization loops of OOMMF simulated Co(60nm) SLs obtained for constant saturation magnetization $M_{\text{sat}}=1400 \text{ emu/cm}^3$ and magnetocrystalline anisotropy $K=0.48 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3$. The exchange stiffness was $A=15 \cdot 10^{-12}$ and $30 \cdot 10^{-12} \text{ J/m}$. The MDs pattern was captured at $H_{\text{ex}}=H_c$ for (b) $A=30 \cdot 10^{-12} \text{ J/m}$ and (c) $A=15 \cdot 10^{-12} \text{ J/m}$.



$A=15 \cdot 10^{-12} \text{ J/m}$, $M_s=1300 \text{ emu/cm}^3$ $A=30 \cdot 10^{-12} \text{ J/m}$, $M_s=1300 \text{ emu/cm}^3$
 $K=0.52 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3$ $K=0.52 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3$

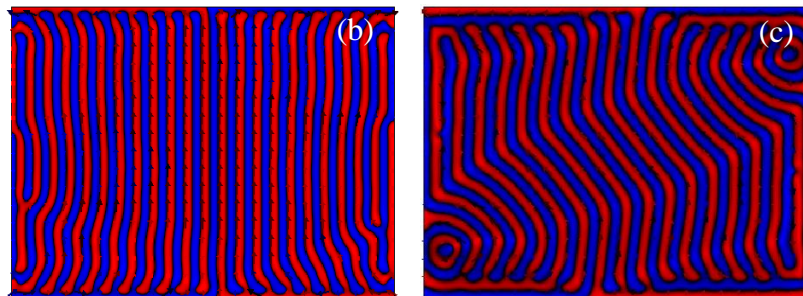


Figure B3: (a) Magnetization loops of OOMMF simulated Co(60nm) SLs obtained for constant saturation magnetization $M_{\text{sat}}=1300 \text{ emu/cm}^3$ and magnetocrystalline anisotropy $K=0.52 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3$. The exchange stiffness was $A=15 \cdot 10^{-12}$ and $30 \cdot 10^{-12} \text{ J/m}$. The MDs pattern was captured at $H_{\text{ex}}=H_c$ for (b) $A=30 \cdot 10^{-12} \text{ J/m}$ and (c) $A=15 \cdot 10^{-12} \text{ J/m}$.

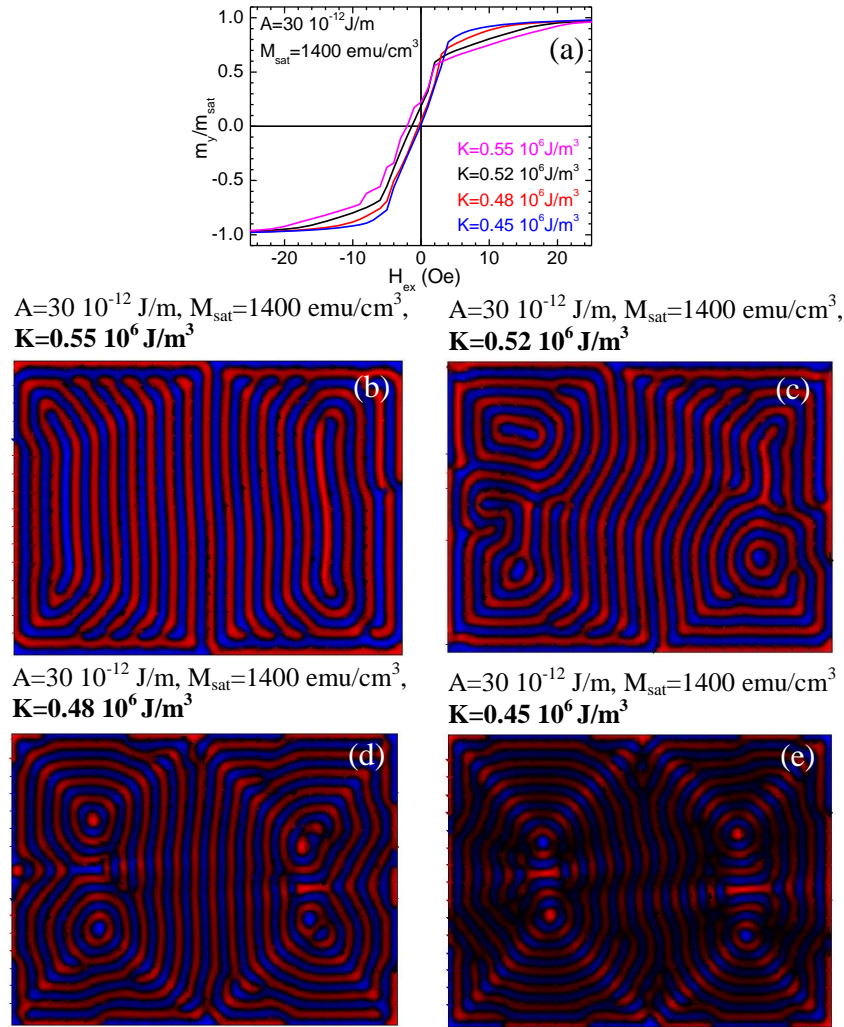


Figure B4: (a) Magnetization loops of OOMMF simulated Co(60nm) SLs obtained for constant saturation magnetization $M_{\text{sat}}=1400 \text{ emu/cm}^3$ and exchange stiffness $A=30 \cdot 10^{-12} \text{ J/m}$. The magnetocrystalline anisotropy was $K=0.55 \cdot 10^6$, $0.52 \cdot 10^6$, $0.48 \cdot 10^6$ and $0.45 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3$. The MDs pattern were captured at $H_{\text{ex}}=H_c$ for (b) $K=0.55 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3$, (c) $K=0.52 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3$, (d) $K=0.48 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3$ and (e) $K=0.45 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3$.

References

- [1] M. Donahue and D. Porter, The OOMMF code is available at <http://math.nist.gov/oommf>
- [2] D. M. Donnet, Kannan M. Krishnan, and Y. Yajima, J. Phys. D: Appl. Phys. 28, 1942 (1995).
- [3] Hehn, M., Padovani, S., Ounadjela, K., Bucher, J. P., Phys. Rev. B 54, 3428 (1996)
- [4] Brandenburg, J., Huhne, R., Schultz, L., Neu, V., Phys. Rev. B 79, 054429 (2009)
- [5] Gil, W., Gorkitz, D., Horisberger, M., Kotzler, J., Phys. Rev. B 72, 134401 (2005)
- [6] Girt, E., Huttema, W., Mryasov, O.N, Montoya, E., Kardasz, B., Eyrich, C., Heinrich, B., Dobin, A. Yu., Karis, O., J. Appl. Phys. 109, 07B765 (2011)
- [7] Virost, F., Favre, L., Hayn, R., Kuz'min, M. D., J. Phys. D: Appl. Phys. 45, 405003 (2012)

Appendix C

The exchange Bias mechanism

When materials with antiferromagnetic-ferromagnetic (AFM-FM) interfaces are cooled through the Neel temperature (T_N) of the AFM (with the Curie temperature, T_C of the FM larger than T_N) an anisotropy is induced in the FM, which is called ‘exchange bias’ [1-3]. The exchange bias (EB) mechanism is one of the phenomena associated with the exchange anisotropy created at the interface between an AFM and a FM material.

Aiming to qualitatively understand the EB mechanism we focus on an AFM-FM interface. When an external magnetic field is applied in the temperature range $T_N < T < T_C$, the spins inside the FM layer are parallel to the field’s direction, while the spins of the AFM layer remain random. When cooling down to $T < T_N$, in the presence of an external magnetic field, the AFM spin planes adjacent to the FM are aligned ferromagnetically to those of the FM (assuming ferromagnetic interaction). This occurs due to the interaction at the AFM-FM interface. The other spin planes in the AFM ‘follow’ the AFM order so as to produce zero net magnetization. When the external magnetic field is reversed, the FM spins start to rotate. However, for sufficiently large AFM anisotropy, the AFM spins remain unchanged. Therefore, the interfacial interaction between the AFM-FM spins at the interface, tries to align ferromagnetically the FM spins with the AFM spins at the interface. In other words, the AFM spins at the interface exert a microscopic torque on the FM spins, to keep them in their original position (ferromagnetically aligned at the interface). Therefore, the FM spins have one single stable configuration, i.e. the anisotropy is unidirectional. Thus, the field needed to reverse completely an FM layer will be larger if it is in contact with an AFM, because an extra field is needed to overcome the microscopic torque. However, once the field is rotated back to its original direction, the FM spins will start to rotate at a smaller field, due to the interaction with the AFM spins (which now exert a torque in the same direction as the field). The material behaves as if there was an extra (internal) biasing field; therefore, the FM hysteresis loop is shifted in the field axis, i.e. exchange bias [1-5].

More details regarding the EB and the involved parameters (such as anisotropy, roughness, spin configuration or magnetic domains) can be found in [6-9] and references therein. Finally, a clear understanding of exchange bias at the microscopic level is still an open issue in the literature.

References

- [1] Meiklejohn, W.H., J. Appl. Phys. **33**, 1328, (1962)
- [2] Bean, C.P., in: Neugebauer, C.A., Newkirk, J.B., Vermilyea, D.A. (Eds.), *Structure and Properties of Thin Films*, Wiley, New York, p. 331. (1960)
- [3] Meiklejohn, W.H., Bean, C.P., Phys. Rev. **105**, 904 (1957)
- [4] Jacobs, I.S., in: G.T. Rado, H. Suhl (Eds.), *Magnetism*, Academic Press, New York, p. 271 (1963)
- [5] Yelon, A., in: Francombe M.H., Hoffman R.W. (Eds.), *Physics of Thin Films*, vol. 6, Academic Press, New York, p. 205 (1971)
- [6] Nogués, J., Schuller, I. K., J. Magn. Magn. Mater. **192**, 203 (1999)
- [7] Gokemeijer, N.J., Cai, J.W., Chien, C.L., Phys. Rev. B **60**, 3330 (1999)
- [8] Binek, Ch., Polisetty, S., He, X., Berger, A., Phys. Rev. Lett. **96**, 067021 (2006)
- [9] Binek, Ch., He, X., Polisetty, S., Phys. Rev. B. **72**, 054408 (2005)

List of Publications

Articles that strictly relate to my Thesis, published in peer-reviewed journals

- (1) ‘The Superconducting Magnetoresistance Effect in $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}\text{-Nb-Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ and Co-Nb-Co Trilayers: Requisites for Tailoring its Magnitude’, D. Stamopoulos, E. Aristomenopoulou, E. Manios and D. Niarchos, *J. Supercond. Nov. Magn.* **26**,1931 (2013)
- (2) ‘Co/Nb/Co trilayers as efficient cryogenic spin valves and supercurrent switches: the relevance to the standard giant and tunnel magnetoresistance effects’, D. Stamopoulos, E. Aristomenopoulou, A. Lagogiannis, *Supercond. Sci. Technol.* **27**, 095008 (2014)
- (3) ‘Absolute supercurrent switch in Ferromagnetic/Superconducting/Ferromagnetic trilayers operating at $T > 4.2 \text{ K}$ ’, D. Stamopoulos, E. Aristomenopoulou, E. Manios, *Appl. Phys. Lett.* **105**, 112602 (2014)
- (4) ‘Superconductivity tuned through magnetic irreversibility in two-dimensional Co/Nb/Co trilayers under a parallel magnetic field’, D. Stamopoulos, E. Aristomenopoulou, *J. Appl. Phys.* **116**, 233908 (2014)
- (5) ‘Cryogenic Magnetic Field Sensors and Magnetic Field-Controlled Supercurrent Switches Based on Ferromagnetic/Superconducting/Ferromagnetic Trilayers: the Performance of NiFe/Nb/NiFe and Co/Nb/Co’, E. Aristomenopoulou, D. Stamopoulos, *J. Supercond. Nov. Magn.* **28**, 2321 (2015)
- (6) ‘Superconducting magnetoresistance in ferromagnet/superconductor/ferromagnet trilayers’, D. Stamopoulos, E. Aristomenopoulou, *Sci. Rep.* **5**, 13420 (2015)
- (7) ‘Superconducting magnetoresistance effect observed in Co/Nb/Co trilayers under a parallel magnetic field: the importance of matching the width of magnetic domain walls of the Co layers with the thickness of the Nb interlayer’, E. Aristomenopoulou, D. Stamopoulos, *J. Appl. Phys.* **118**, 063904 (2015)
- (8) ‘Superconducting magnetoresistance effect observed in Co/Nb/Co trilayers under a parallel magnetic field: the importance of matching the width of magnetic domains of the Co layers with the thickness and the coherence length of the Nb interlayer’, E. Aristomenopoulou, M. Zeibekis, D. Stamopoulos, *J. Alloys Compd.* **664**, 732 (2016)
- (9) ‘Optimizing the magnitude of the magnetoresistance observed in ferromagnet/superconductor/ferromagnet trilayers: a formula to combine all involved parameters’, E. Aristomenopoulou, M. Zeibekis, D. Stamopoulos, *J. Appl. Phys.* **119**, 093904 (2016)

Articles that do not relate to my Thesis, published in peer-reviewed journals

- (1) ‘Grain structure and irreversibility line of a bronze route CuNb reinforced Nb_3Sn multifilamentary wire’, M. J. R. Sandim, D. Stamopoulos, E. Aristomenopoulou, S. Zaefferer, D. Raabe, S. Awaji, K. Watanabe, *Physics Procedia* **36**, 1504 (2012)
- (2) ‘An atomic force microscopy study of Eurofer-97 steel’, D. Stamopoulos, E. Aristomenopoulou, M.J.R. Sandim, H.R.Z. Sandim, M. Pissas, *EPJ Web of Conferences* **75**, 04012 (2014)

List of Conferences

Presentations strictly related to my PhD Thesis

- (1) ‘Co versus NiFe ferromagnetic constituents in hybrids with superconducting Nb: the influence of exchange bias on superconductivity’, E. Manios, D. Stamopoulos, I. Aristomenopoulou, M. Pissas, J. Engelmann, S. Haindl, M. Seifert, T. Shapoval, B. Holzappel, 9th European Conference on Applied Superconductivity, EUCAS2009, September, 13-17, 2009, Dresden, Germany, *poster*
- (2) ‘Unconventional phenomena in 2D nanostructures of Superconducting-Ferromagnetic hybrids’, D. Stamopoulos, E. Manios, E. Aristomenopoulou, D. Niarchos, M. Pissas RP DEMATEN, The Second Workshop, “Structural and Functional Characterization of Complex Materials”, June, 3-5, 2010, Ouranoupoli, Xalkidiki, Greece, *oral (presented by another co-author)*
- (3) ‘Exchange-field and stray-field based magnetoresistance in nanostructured ferromagnetic-superconducting hybrids’, D. Stamopoulos, E. Aristomenopoulou, E. Manios, D. Niarchos, G. Papavassiliou, M. Pissas, Workshop on the Physics of Complex Oxides, June, 14-17, 2010, Santorini, Greece, *oral (presented by another co-author)*
- (4) ‘Almost absolute modulation of the transport properties of a superconductor by means of ferromagnetic ingredients: Co/Nb/Co nanostructured trilayers’, D. Stamopoulos, E. Manios, E. Aristomenopoulou, M. Sandim, G. Papavassiliou, M. Pissas, Third Workshop on Current trends in Nanoscale and Molecular Magnetism, June, 21-25, 2010, Orlando, Florida, *oral (presented by another co-author)*
- (5) ‘Almost absolute magnetoresistance effect in Co-Nb-Co hybrid’, E. Aristomenopoulou, D. Stamopoulos, E. Manios, D. Niarchos and M. Pissas, 7th International Conference on Nanosciences and Nanotechnologies, NN10, July, 11-14, 2010, Halkidiki, Greece, *poster*
- (6) ‘What it takes to tune the superconducting transport properties in Co-Nb-Co trilayers’, D. Stamopoulos, E. Aristomenopoulou, ICSM 2012, April 27–May 2, 2012, Istanbul, Turkey, *oral (presented by another co-author)*
- (7) ‘The Influence of Shape Anisotropy of Co on the Transport Properties of Co/Nb/Co Trilayered Hybrids’, E. Aristomenopoulou, E. Manios, M. Zeibekis, M. Pissas, D. Niarchos and D. Stamopoulos, XXVIII Panhellenic Conference, September, 23-26, 2012, Patra, Greece, *poster*
- (8) ‘The generic requisites of the absolute superconducting magnetoresistance effect in FM-SC-FM trilayers’, D. Stamopoulos, E. Aristomenopoulou, E. Manios, D. Niarchos, MAMA-hybrids, October, 22-24, 2012, Ischia, Italy, *oral (presented by another co-author)*
- (9) ‘Minimization of the magnetoresistance effect in Co-Nb-Co trilayers: weakening the magnetostatic coupling of the outer Co layers by exceeding the finite range of stray fields’, D. Stamopoulos, E. Aristomenopoulou, MAMA-Trend, May, 20-23, 2013, Sorrento, Italy, *poster*
- (10) ‘Artificial superconductor-ferromagnet cryogenic devices based on $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Nb- $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ and Co-Nb-Co trilayers: exploration of their transport properties’, D. Stamopoulos, E. Aristomenopoulou, NN13, July, 9-12, 2013, Thessaloniki, Greece, *oral (presented by another co-author)*
- (11) ‘Co-Nb-Co trilayers as efficient cryogenic supercurrent switches’, D. Stamopoulos, E. Aristomenopoulou, M. Pissas, JEMS 2013, August, 25-30, 2013, Rhodes, Greece, *oral (presented by another co-author)*
- (12) ‘The performance of $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Nb- $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ and Co-Nb-Co trilayers as cryogenic magnetic field sensors: an investigation of their transport properties’, E. Aristomenopoulou, D. Stamopoulos, EUCAS 2013, September, 15-19, 2013, Genova, Italy, *poster*
- (13) ‘The dependence of the magnetoresistance effect observed in Co-Nb-Co trilayers on the thickness of the superconducting interlayer’, E. Aristomenopoulou, D. Stamopoulos, XXIX Panhellenic Conference, September, 22-25, 2013, Athens, Greece, *poster*

Presentations that do not relate to my PhD thesis

- (1) ‘Magnetic and transport properties of composite normal-Cu/superconducting-Nb layered tapes: proximity induced superconductivity and current carrying capability’, E. Aristomenopoulou, E. Manios, D. Stamopoulos, M.J.R. Sandim, H.R.Z. Sandim, 9th European Conference on Applied Superconductivity, EUCAS2009, September, 13-17, 2009, Dresden, Germany, *poster*
- (2) ‘Grain structure and irreversibility line of a bronze route CuNb reinforced Nb₃Sn multifilamentary wire’, M. J. R. Sandim, D. Stamopoulos, E. Aristomenopoulou, S. Zaefferer, D. Raabe, S. Awaji and K. Watanabe EUCAS 2011, September 18-23, 2011, Leiden, Netherlands, *poster (presented by another co-author)*
- (3) ‘Superconducting Properties of Niobium Films Deposited on Rough Zinc Oxide Substrates’, M. Zeibekis, E. Aristomenopoulou, D. Niarchos, D. Stamopoulos, XXVIII Panhellenic Conference, September, 23-26, 2012, Patra, Greece, *poster (presented by another co-author)*
- (4) ‘Thermomagnetic instabilities inside the superconducting regime controlled by strain in superconductor-piezoelectric-superconductor hybrids’, D. Stamopoulos, M. Zeibekis, H. Luo, E. Aristomenopoulou, MAMA-Trend, May, 20-23, 2013, Sorrento, Italy, *poster*
- (5) ‘The modification of the upper-critical field line $H_{c2}(T)$ due to thickness modulation of superconducting Niobium thin films deposited on rough bulk substrates’, D. Stamopoulos, M. Zeibekis, E. Aristomenopoulou, NN13, July, 9-12, 2013, Thessaloniki, Greece, *poster (presented by another co-author)*
- (6) ‘A novel magnetic filter for utilization in magnetically-assisted haemodialysis: realization and preliminary evaluation in in vitro experiments’, D. Stamopoulos, E. Manios, N. Papachristos, E. Aristomenopoulou, E. Grapsa, NN13, July, 9-12, 2013, Thessaloniki, Greece, *poster (presented by another co-author)*
- (7) ‘An atomic force microscopy study of Eurofer-97 Steel’ D. Stamopoulos, E. Aristomenopoulou, M.J.R. Sandim, H.R.Z. Sandim, M. Pissas, JEMS 2013, August, 25-30, 2013, Rhodes, Greece, *poster*
- (8) ‘Accessing information on kidney stones with techniques of applied physics: possible diagnostic value’, D. Stamopoulos, G. Nikolaou, E. Aristomenopoulou, N. Mpakirtzi, N. Boukos, P. Karkalousos, V. Psycharis, D. Niarchos, JEMS 2013, August, 25-30, 2013, Rhodes, Greece, *poster (presented by another co-author)*
- (9) ‘Investigation of the Superconducting Properties of Thin Niobium Films Deposited on Rough Bulk Substrates of Zinc Oxide and Lead Zirconate Titanate’, D. Stamopoulos, M. Zeibekis, E. Aristomenopoulou, EUCAS 2013, September, 15-19, 2013, Genova, Italy, *poster*
- (10) ‘Shape anisotropy and magnetic domain structure in Co films: a magnetic force microscopy study’, E. Aristomenopoulou, JEMS 2013, August, 25-30, 2013, Rhodes, Greece, *poster*
- (11) ‘Investigation of the magnetic domain structure of Co thin films: Magnetic Force Microscopy study in comparison with micromagnetic simulation’, E. Aristomenopoulou, XXIX Panhellenic Conference, September, 22-25, 2013, Athens, Greece, *poster*

