

ΕΛΛΗΝΙΚΗ ΔΗΜΟΚΡΑΤΙΑ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ ΠΟΛΥΤΕΧΝΙΚΗ ΣΧΟΛΗ ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΗΣ ΥΛΙΚΩΝ

«Μελέτη Μαγνητικών Υλικών με Μικρομαγνητικές Προσομοιώσεις»

Σταύρου Βασίλειος

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ Ιωάννινα, Απρίλιος 2021



ΕΛΛΗΝΙΚΗ ΔΗΜΟΚΡΑΤΙΑ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ ΠΟΛΥΤΕΧΝΙΚΗ ΣΧΟΛΗ ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΗΣ ΥΛΙΚΩΝ

«Μελέτη Μαγνητικών Υλικών με Μικρομαγνητικές Προσομοιώσεις»

Σταύρου Βασίλειος

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ Ιωάννινα, Απρίλιος 2021

Το έργο συγχρηματοδοτείται από την Ελλάδα και την Ευρωπαϊκή Ένωση (Ευρωπαϊκό Κοινωνικό Ταμείο) μέσω του Επιχειρησιακού Προγράμματος «Ανάπτυξη Ανθρώπινου Δυναμικού, Εκπαίδευση και Διά Βίου Μάθηση», στο πλαίσιο της Πράξης «Ενίσχυση του ανθρώπινου ερευνητικού δυναμικού μέσω της υλοποίησης διδακτορικής έρευνας – 2° Κύκλος» (MIS-5000432), που υλοποιεί το Ίδρυμα Κρατικών Υποτροφιών (ΙΚΥ).



Ευρωπαϊκή Ένωση Ευρωπαϊκό Κοινωνικό Ταμείο Επιχειρησιακό Πρόγραμμα Ανάπτυξη Ανθρώπινου Δυναμικού, Εκπαίδευση και Διά Βίου Μάθηση

Με τη συγχρηματοδότηση της Ελλάδας και της Ευρωπαϊκής Ένωσης



«Η έγκριση της διδακτορικής διατριβής από το Τμήμα Μηχανικών Επιστήμης Υλικών της Πολυτεχνικής Σχολής του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων δεν υποδηλώνει αποδοχή των γνωμών του συγγραφέα Ν. 5343/32, άρθρο 202, παράγραφος 2.»

Η διατριβή αυτή είναι αφιερωμένη στους γονείς μου για την ατελείωτη αγάπη και υποστήριξη καθόλα τα χρόνια της προσπάθειας που κατέβαλα.



Όλοι οι αριθμητικοί υπολογισμοί πραγματοποιήθηκαν στο εργαστήριο Multiscale Multidisciplinary Multiphysics Simulation Team (MU³ST) του Τμήματος Επιστήμης των Υλικών του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων με υπεύθυνο τον Αναπληρωτή Καθηγητή κ. Λεωνίδα Ν. Γεργίδη.

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η ανάπτυξη και εφαρμογή μαγνητικών υλικών απαιτεί βασική κατανόηση των διαδικασιών μαγνητισμού που καθορίζουν τις μαγνητικές ιδιότητες των υλικών. Ο μικρομαγνητισμός συσχετίζει τη μικροσκοπική κατανομή της μαγνήτισης στη μικροδομή του υλικού. Πρόσφατα, η μοντελοποίηση μικρομαγνητικών υλικών έχει γίνει ένα σημαντικό εργαλείο για το χαρακτηρισμό της μαγνητικής συμπεριφοράς των διαφορετικών υλικών που βρίσκουν εφαρμογές σε μέσα εγγραφής. Ο σχεδιασμός των έξυπνων υλικών απαιτεί την πρόβλεψη της απόκρισης του συστήματος σε εξωτερικά πεδία και σε διαφορετικές θερμοκρασιακές συνθήκες ως μία συνάρτηση του χρόνου.

Στη παρούσα διατριβή, μελετάμε αριθμητικά τη δυναμική των μαγνητικών σκυρμιονίων σε διάφορες χωρικά περιορισμένες νανοδομές. Μαγνητικά σκυρμιόνια εμφανίζονται σε διαφορετικά συστήματα δημιουργούμενα από τη μεταβολή του μεγέθους της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας, η οποία διατηρήθηκε κάθετη στη βάση της εκάστοτε νανοδομής και παράλληλη στο εξωτερικό εφαρμοζόμενο πεδίο κατά τη διάρκεια της αντιστροφής της μαγνήτισης. Επιλύεται η εξίσωση Landau-Lifshitz-Gilbert μέσω Μικρομαγνητικών Προσομοιώσεων Πεπερασμένων Στοιχείων και Πεπερασμένων Διαφορών. Οι αριθμητικοί υπολογισμοί τοπολογικών αναλλοίωτων όπως ο αριθμός σκύρμιον *S* παρέχουν όχι μόνο ποιοτική αλλά και ποσοτική πληροφορία στην κατεύθυνση της εξήγησης του σχηματισμού και της εξέλιξης των μαγνητικών σκυρμιονίων, που έχουν παρατηρηθεί πειραματικά.

Αρχικά μελετάται η αντιστροφή της μαγνήτισης σε πρίσματα τριγωνικής βάσης αλλά και σε πρίσματα της υβριδικής γεωμετρίας τριγώνου ρελώ πλευράς 330 νανομέτρων με μεταβαλλόμενη την τιμή σταθεράς της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας καθώς και την κατεύθυνσή της, παρόμοια με αυτή του μερικώς χημικώς διατεταγμένου FePt, χρησιμοποιώντας μικρομαγνητικές προσομοιώσεις πεπερασμένων στοιχείων. Μαγνητικά σκυρμιόνια εμφανίζονται σε διαφορετικά συστήματα δημιουργούμενα από τη μεταβολή του μεγέθους της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας, η οποία διατηρήθηκε κάθετη στη βάση του νανοσωματιδίου και παράλληλη στο εξωτερικό εφαρμοζόμενο πεδίο κατά τη διάρκεια της αντιστροφής της μαγνήτισης. Συγκεκριμένα, υπολογίστηκαν τα μεγέθη των παραγόμενων σκυρμιονίων συναρτήσει της τιμής της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας και του εφαρμοζόμενου εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Εσωτερικές μαγνητικές δομές αποκάλυψαν την ταυτόχρονη ύπαρξη σκυρμιονίων τύπου Bloch στο εσωτερικό των νανοσωματιδίων τα οποία μετατρέπονται σε σκυρμιόνια τύπου Néel στην επιφάνεια βάσης του νανοσωματιδίου.

Επιπρόσθετα πραγματοποιήθηκαν μικρομαγνητικές προσομοιώσεις πεπερασμένων στοιχείων για τη μελέτη διαφορετικών νανοσωματιδίων FePt συμπεριλαμβανομένων της τριγωνικής, ρελώ, τετραγωνικής, πενταγωνικής, εξαγωνικής πρισματικής και της κυλινδρικής γεωμετρίας. Το γεωμετρικό σχήμα του μαγνητικού νανοσωματιδίου σε συνδυασμό με τη μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία και το εφαρμοζόμενο εξωτερικό πεδίο μπορεί να ελέγξει τη δημιουργία πλούσιων σκυρμιονικών διαμορφώσεων. Ενεργειακές διαφορές για τις μεταβάσεις μεταξύ μη σκυρμιονικών καταστάσεων σε σκυρμιονικές και από σκυρμιονικές σε διαφορετικές σκυρμιονικές καταστάσεις ποσοτικοποιήθηκαν και συσχετίστηκαν για τα υπό μελέτη νανοσωματίδια με τις συνεισφορές των ενεργειών ανισοτροπίας, ανταλλαγής και απομαγνήτισης.

Στη συνέχεια έλαβαν χώρα αριθμητικές προσομοιώσεις πεπερασμένων διαφορών λαμβάνοντας υπόψη τη θερμοκρασία εισάγοντας Brownian όρο στο αποτελεσματικό πεδίο που εμπλέκεται στην εξίσωση Landau-Lifshitz-Gilbert, προκειμένου να διερευνηθεί ο σχηματισμός σκυρμιονίων σε θερμοκρασία 10 Κ. Ο υπολογισμός της τοπολογικής αναλλοίωτης του αριθμού σκύρμιον S συνοδευόμενος από την οπτικοποίηση των μικρομαγνητικών διαμορφώσεων παρέχει λεπτομερείς ποσοτικές και ποιοτικές πληροφορίες σχετικά με το σχηματισμό και τη σταθεροποίηση των σκυρμιονίων. Συγκεκριμένα η προαναφερθείσα μελέτη έγινε σε τροποποιημένες γεωμετρίες τριών διαφορετικών μαγνητικών υλικών (CoPt, FeGe, FePt), αποκαλύπτοντας την ύπαρξη ασύμμετρων μαγνητικών διαμορφώσεων κατά τη διάρκεια της διαδικασίας της αντιστροφής της μαγνήτισης με διαφορετικά ενεργειακά φράγματα-κατώφλια για τις πρόδρομες καταστάσεις του σχηματισμού σκυρμιονίων. Τέλος μελετήθηκε η διαδικασία αντιστροφής της μαγνήτισης για τετραγωνικής βάσης νανοσωματίδιο FePt στους 300 K χρησιμοποιώντας μικρομαγνητικές προσομοιώσεις Πεπερασμένων Διαφορών. Αποκαλύφθηκε ότι μαγνητικά σκυρμιόνια μπορούν να παραχθούν και να σταθεροποιηθούν και σε θερμοκρασία 300 Κ για ένα ευρύ φάσμα τιμών εξωτερικού εφαρμοζόμενου πεδίου ακόμα και χωρίς αλληλεπιδράσεις Dzyaloshinskii-Moriya.

ABSTRACT

The development of magnetic materials requires a basic understanding of the magnetization processes that determine the magnetic properties of materials. Micromagnetism correlates the microscopic distribution of magnetization in the material microstructure. Recently, micromagnetic modeling has become an important tool for characterizing the magnetic behavior of different materials, such as recording media, magnetic elements, and nanocrystalline permanent magnets. The design of smart materials requires the prediction of the system's response to external fields under different temperature conditions as a function of time.

In the present dissertation we numerically study the dynamics of magnetic skyrmions in various confined nanostructures. Magnetic skyrmions appear in different systems created by the variation of the magnetocrystalline anisotropy during the magnetization reversal process. The Landau-Lifshitz-Gilbert equation which governs the rate of change of the dynamical magnetization is solved using Finite Elements (FE) and Finite Differences (FD) micromagnetic simulations. The numerical calculations of topological invariants such as the skyrmion number *S* can provide not only qualitative but also quantitative information regarding the formation and evolution of magnetic skyrmions, which have been observed-detected experimentally.

In particular, the magnetization reversal is studied for 330 nm triangular and reuleaux prismatic magnetic nanoelements with variable magnetocrystalline anisotropy similar to that of partially chemically ordered FePt, using micromagnetic simulations employing Finite Element Method. Magnetic skyrmions revealed in different systems generated by the variation of the magnitude of the magnetocrystalline anisotropy which was kept normal to the nanoelement's base and parallel to the applied external field during the magnetization reversal process. The sizes of the generated and persistent skyrmions were calculated as functions of the magnetocrystalline anisotropy value and of the applied external magnetic field. Internal magnetic structures are evident consisting of Bloch type skyrmionic entities in the bulk altered to Néel type skyrmions on the nanoelement's base surface.

Furthermore, Finite Element micromagnetic simulations were used for the study of different FePt nanoparticles including triangular, reuleaux, square, pentagonal, hexagonal prismatic and cylindrical geometries. The geometric shape of the magnetic nanoparticle in combination with the magnetocrystalline anisotropy and the applied external field can control the creation of rich skyrmionic configurations. Energy differences for transitions between non-skyrmionic to

skyrmionic and skyrmionic to different skyrmionic states were quantified and associated with the anisotropy, exchange and demagnetization energy contributions for the nanoparticles studied. Additionally, Finite Differences numerical simulations have been conducted taking into account thermal effects in the form of Brownian term in the effective field of Landau-Lifshitz-Gilbert equation towards investigating the formation of skyrmions at the temperature of 10 K. Computation of the topological invariant of skyrmion number *S* accompanied by the visualization of the actual micromagnetic configurations have provided detailed quantitative and qualitative information relative to skyrmion formation and stabilization. In particular, shape distortions and imperfections of the structure have been introduced for three different materials (CoPt, FeGe, FePt) revealing the existence of asymmetric magnetic states during the magnetization reversal process with different energy barriers for the precursor states of the skyrmion formation. Finally, the magnetization reversal process for a square FePt prismatic nanoparticle at 300 K has been also studied using FD micromagnetic simulations. It is revealed that magnetic skyrmions can be produced and stabilized at the temperature of 300 K for a wide range of external field values without Dzyaloshinskii-Moriya interactions.

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Κατά τη διάρκεια εκπόνησης της διδακτορικής μου διατριβής στο Πανεπιστήμιο Ιωαννίνων και συγκεκριμένα στο Τμήμα Μηχανικών Επιστήμης Υλικών, βοηθήθηκα από αρκετούς ανθρώπους που στάθηκαν στωικά στο πλάι μου και όσο και αν είναι δύσκολο να αποτυπώσω όλες μου τις ευχαριστίες σε λόγια θα προσπαθήσω να αναφερθώ σε όλους.

Το πρώτο και μεγαλύτερο ευχαριστώ δικαιωματικά το οφείλω στον επιβλέποντα μου, Αναπληρωτή Καθηγητή του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών κ. Λεωνίδα Ν. Γεργίδη, για την πολύπλευρη συμπαράσταση σε όλα τα επίπεδα αυτού του εγχειρήματος καθώς και για τη διαρκή επιστημονική καθοδήγηση, βοήθεια και την πλήρη εμπιστοσύνη που μου έδειξε από τα πρώιμα στάδια της μεταπτυχιακής μου σταδιοδρομίας. Πέραν της επιστημονικής μας συνεργασίας όμως θα ήθελα να τον ευχαριστήσω ως άνθρωπο γιατί κατά τη διάρκεια όλων αυτών των ετών στάθηκε δίπλα μου και ως μεγάλος αδερφός κατανοώντας και βοηθώντας με σε όποιες δυσκολίες αντιμετώπισα.

Οφείλω ένα ευχαριστώ στον Καθηγητή του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών κ. Ιωάννη Παναγιωτόπουλο για τη βοήθειά του, την άψογη συνεργασία και την παρουσία του στην τριμελή συμβουλευτική επιτροπή.

Για τη σημαντική επιρροή που άσκησε πάνω μου από τα πρώτα μου κιόλας φοιτητικά χρόνια θα ήθελα να ευχαριστήσω το έτερο μέλος της τριμελούς συμβουλευτικής επιτροπής Καθηγητή της Σχολής Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών κ. Αντώνη Χαραλαμπόπουλο.

Θα ήθελα ακόμη να ευχαριστήσω τα υπόλοιπα μέλη της επταμελούς εξεταστικής επιτροπής, για την τιμή που μου έκαναν να συμμετέχουν στην κρίση της διδακτορικής διατριβής μου και συγκεκριμένα τους Καθηγητές του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών κυρίους Δημήτριο Φωτιάδη και Αλκιβιάδη Παϊπέτη, την Καθηγήτρια του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών κυρία Νεκταρία-Μαριάνθη Μπάρκουλα και την Αναπληρώτρια Καθηγήτρια του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών κυρία Χριστίνα Λέκκα.

Επιπρόσθετα, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον κ. Κώστα Δημακόπουλο για την τεχνική υποστήριξη που μου παρείχε καθ' όλη τη διάρκεια της παρούσης διατριβής.

Συνεχίζοντας θέλω να πω ένα τεράστιο ευχαριστώ σε όλα τα μέλη της ερευνητικής ομάδας Multiscale Multidisciplinary Multiphysics Simulation Team (MU³ST). Συγκεκριμένα θα ήθελα να

ευχαριστήσω ειδικά τον Μεταπτυχιακό φοιτητή κ. Χρήστο Τυρπένου για τη βοήθεια που μου προσέφερε στην ολοκλήρωση πολλών υπολογιστικών διεργασιών.

Χωρίς την υλική και έμπρακτη συμπαράσταση όμως της οικογένειάς μου η ολοκλήρωση της διατριβής μου θα ήταν αδύνατη. Νιώθω ευλογημένος με αυτούς τους υπέροχους γονείς για τον τρόπο που με μεγαλώσανε γιατί ίσως και χωρίς να το ξέρουνε έχουν δημιουργήσει μέσα μου αρκετά μεγάλα αποθέματα δύναμης και αντοχής.

Πίνακας περιεχομένων

Περίληψη	i
Abstract	iii
Ευχαριστίες	v
1. Εισαγωγή	5
1.1 Εισαγωγικά στοιχεία	5
1.2 Δομή διατριβής	7
1.3 Βιβλιογραφία	8
2. Μαγνητικά υλικά και μαγνητικά σκυρμιόνια	11
2.1 Μαγνητισμός και Μαγνητικά υλικά	11
2.1.1 Μαγνήτιση	11
2.1.2 Διαμαγνητικά / Παραμαγνητικά / Σιδηρομαγνητικά / Αντισιδηρομαγνητικά / Σιδηριμαγνητικά υλικά	12
2.2 Βρόχος υστέρησης	15
2.3 Θερμοκρασία Curie	16
2.4 Μηχανισμοί αντιστροφής της μαγνήτισης	17
2.5 Η τοπολογία στο μαγνητισμό	19
2.5.1 Αριθμός περιέλιξης (Winding number)	19
2.5.2 Σκυρμιόνια-Μαγνητικά Σκυρμιόνια	21
2.5.3 Σχηματισμός μαγνητικού σκυρμιονίου	21
2.6 Υλικά στα οποία έχουν ανιχνευθεί μαγνητικά σκυρμιόνια	22
2.6.1 Σκυρμιόνια σε μη κεντροσυμμετρικούς σιδηρομαγνήτες	23
2.6.2 Μαγνητικά σκυρμιόνια και αλληλεπίδραση Dzyaloshinskii-Moriya	25
2.6.3 Σκυρμιόνια σε κεντροσυμμετρικούς σιδηρομαγνήτες	26
2.7 Εφαρμογές των σκυρμιονίων	
2.7.1 Racetracks	
2.7.2 Λογικές πύλες	
2.7.3 Άλλες πιθανές εφαρμογές	33
2.8 Πειραματικές τεχνικές απεικόνισης και ανίχνευσης μαγνητικών σκυρμιονίων	34
2.9 Βιβλιογραφία	35
3. Δυναμική μικρομαγνητισμού και μικρομαγνητικές αριθμητικές μέθοδοι προσομο	ίωσης45
3.1 Μικρομαγνητισμός	45
3.1.1 Ενέργεια ανταλλαγής	46

3.1.2 Μαγνητοστατική ενέργεια (Zeeman)	48
3.1.3 Μαγνητοκρυσταλλική ενέργεια ανισοτροπίας	49
3.1.4 Ενέργεια απομαγνήτισης	49
3.2 Δυναμική μικρομαγνητισμού	51
3.3 Αριθμητικές μέθοδοι επίλυσης στο μικρομαγνητισμό	53
3.3.1 Μικρομαγνητισμός με χρήση πεπερασμένων στοιχείων - Nmag	53
3.3.2 Πεπερασμένες διαφορές στον μικρομαγνητισμό – mumax3	55
3.4 Προτροπή/Εναυσμα εκπόνησης της παρούσας διατριβής	57
3.5 Μαγνητικά Υλικά υπό μελέτη	62
3.5.1 FePt	63
3.5.2 CoPt	64
3.5.3 FeGe	66
3.6 Βιβλιογραφία	67
4. Μελέτη μαγνητικών νανοσωματιδίων FePt με μικρομαγνητικές προσομοιώσεις	
πεπερασμένων στοιχείων	69
4.1 Εισαγωγή	70
4.2 Μικρομαγνητική μοντελοποίηση	72
4.2.1 Επίλυση της εξίσωσης Landau-Lifshitz-Gilbert με χρήση πεπερασμένων στοιχείων	72
4.2.2 Υπολογισμός αριθμού σκύρμιον	75
4.3 Αποτελέσματα	76
4.3.1 Μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία στο επίπεδο	76
4.3.2 Κάθετη μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία	84
4.3.3 Μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία παράλληλη με την διεύθυνση [111]	94
4.4 Συμπεράσματα	95
4.5 Βιβλιογραφία	96
5. Μικρομαγνητικές προσομοιώσεις μαγνητικών σκυρμιονίων σε πρισματικά νανοσωματίδ FePt βάσης τριγώνου ρελώ	δια 101
5.1 Εισαγωγή	102
5.2 Μικρομαγνητική μοντελοποίηση	104
5.2.1 Επίλυση της Landau-Lifshitz– Gilbert με χρήση πεπερασμένων στοιχείων	104
5.2.2 Σκυρμιονικές τοπολογικές οντότητες	106
5.3 Αποτελέσματα	108
5.3.1 Μαννητική αντιστροφή: υστέρηση και πεδία εναλλαγής (switching fields)	108

5.3.2 Ανίχνευση σκυρμιονίων, υπολογισμός αριθμού σκύρμιον και άλλων τοπο	λογικών
ποσοτήτων	
5.3.3 Διάγραμμα φάσεως σκυρμιονίων	
5.3.4 Εσωτερικές δομές μαγνήτισης	119
5.3.5 Ενεργειακοί υπολογισμοί-εκτιμήσεις	
5.3.6 Μέγεθος σκυρμιονίων	
5.4 Συμπεράσματα	
5.5 Βιβλιογραφία	
6. Μελέτη σκυρμιονικών διαμορφώσεων σε πρισματικά νανοσωματίδια FePt δι νεωμετοιών βάσης	ιαφορετικών 139
6 1 Eugever	140
6.2 Mix_{100}	1/1
6.2 Supervision 6.2 Super	1/12
6.4 A more 2 for 4 and 4	
6.4.1 Τοινωνικό ποισματικό νανοσωματίδιο	
6.4.2 Κυλινδοικά νανοσωματίδια	147
6.4.3 Ποισματικό νανοσωματίδιο βάσης τοινώνου οελώ.	
6.4.4 Τετρανωνικά νανοσωματίδια	
6.4.5 Νανοσωματίδια βάσης πενταγώνου	
6.4.6 Νανοσωματίδια βάσης εξάγωνου	
6.4.7 Διαγράμματα σκυρμιονικών ζωνών	
6.4.8 Εσωτερική δομή των σκυρμιονίων	
6.4.9 Μέγεθος σκυρμιονίων	
6.4.10 Εξάρτηση σκυρμιονίου από την επιφάνεια του νανοσωματιδίου	
6.5 Συμπεράσματα	
6.6 Βιβλιογραφία	
7. Υπολογιστική μελέτη διαφορετικών μαγνητικών υλικών σε τροποποιημένες θεομοκρασίες πέραν των 0 K	γεωμετρίες για 177
7.1 Εισαγωγή	
7.2 Υπολογιστικό μοντέλο προσομοίωσης	
7.3 Αποτελέσματα	
7.3.1 Μαγνητικά σκυρμιόνια σε διαφορετικά μαγνητικά υλικά σε τρισδιάστατες	ς γεωμετρίες
τετραγωνικου νανοπρισματος	
7.3.2 Πρισματικά νανοσωματισιά τροποποιημένης γεωμετριάς ράσης	189

8. Σύνοψη Διδακτορικής Διατριβής και προτάσεις για μελλοντική έρευνα	
8. Σύνοψη Διδακτορικής Διατριβής και προτάσεις για μελλοντική έρευνα	
8. Σύνοψη Διδακτορικής Διατριβής και προτάσεις για μελλοντική έρευνα	
8. Σύνοψη Διδακτορικής Διατριβής και προτάσεις για μελλοντική έρευνα	
$\sum_{i=1}^{n} \sum_{j=1}^{n} \sum_{i=1}^{n} \sum_{i=1}^{n} \sum_{i=1}^{n} \sum_{i=1}^{n} \sum_{i$	
7.5 Βιβλιογραφία	
7.4 Συμπεράσματα	
	200
7.3.7 Μικρομαννητικές προσομοιώσεις στους 300 Κ	
μελέτη υλικά	
7.3.6 Σύγκριση μεγέθους σκυρμιονίων μεταξύ των τροποποιημένων γεωμετ	οιών για τα τρία υπό
7.3.5 Μελέτη τροποποιημένων γεωμετριών για FePt	
7.3.4 Μελέτη τροποποιημένων γεωμετριών για FeGe	
	107
7.3.3 Μελέτη τροποποιημένων νεωμετοιών για CoPt	191

Κεφάλαιο 1 Εισαγωγή

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζονται κάποια εισαγωγικά στοιχεία για τα μαγνητικά υλικά, τη μαγνητική εγγραφή και τα μαγνητικά σκυρμιόνια. Στη συνέχεια παρουσιάζεται και η δομή της παρούσας διδακτορικής διατριβής.

1.1 Εισαγωγικά στοιχεία

Τα μαγνητικά υλικά είναι ένας πολύ ζωντανός τομέας της επιστήμης και της τεχνολογίας υλικών μιας και κατέχει πολύ σημαντικό ρόλο στη βιομηχανική παραγωγή καθώς και στην καθημερινή μας ζωή γενικότερα με την πιο αξιοσημείωτη πτυχή να είναι η εφαρμογή τους στις τεχνολογίες πληροφοριών και συγκεκριμένα στον τομέα της αποθήκευσής τους. Αναπόφευκτη είναι η μελέτη μαγνητικών υλικών και των σχετικών φαινομένων που μπορούν να βοηθήσουν στην ανάπτυξη εφαρμογών αποθήκευσης και επεξεργασίας, χωρίς βέβαια να αποκλείεται η εφαρμογή τους και σε άλλους τομείς τεχνολογικών εφαρμογών.

Σήμερα η μαγνητική εγγραφή εξακολουθεί να είναι κυρίαρχη τεχνολογία για την αποθήκευση ψηφιακών δεδομένων σε σκληρούς δίσκους και συναφή μέσα αποθήκευσης. Η σημερινή εποχή χαρακτηρίζεται από μια ακόρεστη ανάγκη για ολοένα αυξανόμενη χωρητικότητα των μέσων αποθήκευσης πληροφορίας. Η αύξηση της πυκνότητας αποθήκευσης μεταφράζεται σε αντίστοιχη μείωση του μεγέθους της περιοχής πάνω στον σκληρό δίσκο που αντιστοιχεί σε ένα στοιχείο πληροφορίας (bit) [1]. Για να αυξηθεί η πυκνότητα εγγραφής θα πρέπει να μειωθεί το μέγεθος των μαγνητικών στοιχείων πληροφορίας. Τι ακριβώς όμως είναι ένα στοιχείο πληροφορίας;

Ένας συμβατικός σκληρός δίσκος εγγραφής είναι ένα συνεχές πολυκρυσταλλικό υμένιο από μαγνητικό υλικό όπως είναι τα κράματα CoCr, CoPt, FePt μεταξύ άλλων. Ουσιαστικά οι κρυσταλλίτες αυτοί λειτουργούν ως μικροσκοπικά μαγνητικά δίπολα των οποίων οι άξονες εύκολης μαγνήτισης είναι τυχαία διατεταγμένοι στο επίπεδο του υμενίου. Ένα στοιχείο πληροφορίας αποτελείται από ένα πλήθος Ν τέτοιων κρυσταλλιτών - μαγνητικών δίπολων. Είναι σαφές ότι αν κάποιος θέλει να μειώσει το μέγεθος των στοιχείων πληροφορίας θα πρέπει πρώτα να μειώσει το μέγεθος των κρυσταλλιτών

[2]. Με τη σταδιακή μείωση όμως του μεγέθους των μαγνητικών σχηματισμών προκύπτουν φυσικοί περιορισμοί. Η εγγραφή των ψηφιακών δεδομένων σε αυτά τα στοιχεία βασίζεται στη μόνιμη μαγνήτιση μιας μικρής περιοχής του μαγνητικού μέσου με τη βοήθεια ενός ηλεκτρομαγνήτη. Η ανάγνωση γίνεται με το πέρασμα του ηλεκτρομαγνήτη πάνω από τη μαγνητισμένη περιοχή και τη δημιουργία επαγωγικού ρεύματος. Η φορά του επαγωγικού ρεύματος εξαρτάται από την πολικότητα της μαγνήτισης και επομένως καθορίζει τη τιμή της ψηφιακής πληροφορίας: 0 ή 1. Στην περίπτωση της μαγνητικής εγγραφής έχουμε το αντίστροφο φαινόμενο. Ανάλογα με την τιμή 0 ή 1 που θέλουμε να γραφεί στο δίσκο, διοχετεύεται ρεύμα αντίστοιχης φοράς, δημιουργείται λοιπόν μαγνητικό πεδίο που μαγνητίζει αντίστοιχα την περιοχή του δίσκου.

Ένα πλήθος ερευνών έχει επικεντρωθεί στο χειρισμό μαγνητικών διαμορφώσεων που σχετίζονται με την αποθήκευση σε μια κλίμακα νανομέτρων. Τα τελευταία χρόνια η ραγδαία εξέλιξη στην τεχνολογία λεπτών υμενίων καθώς και η σημαντική εξέλιξη στην κατασκευή νανοδομών έχουν οδηγήσει τις έρευνες στο χειρόμορφο μαγνητισμό (chiral magnetism). Στη μαθηματική φαρέτρα της σύγχρονης φυσικής σημαντικές είναι οι θεωρίες που περιέχουν τοπολογικές ιδέες. Μια από τις πιο σημαντικές εφαρμογές της μαθηματικής τοπολογίας αποτελεί η θεωρία της ομοτοπίας, που βοηθάει στην περιγραφή των τοπολογικών σολιτονίων [3]. Ένα τοπολογικό σολιτόνιο αντικατοπτρίζει τη μετάβαση μεταξύ δύο ασυμπτωτικών τιμών οι οποίες αφορούν ναι μεν διαφορετικές αλλά ενεργειακά εκφυλισμένες θεμελιώδεις καταστάσεις. Για τα στοιχειώδη σωματίδια το πρώτο παράδειγμα ενός τοπολογικών σολιτονίου είναι το σκυρμιόνιο το οποίο αρχικά προτάθηκε από τον Τοην Skyrme για να περιγράψει τις αλληλεπιδράσεις των πιονίων στην πυρηνική φυσική [4]. Τοπολογικά οι οντότητες των σκυρμιονίων είναι εξαιρετικά σταθερές και απαιτείται ένα σημαντικό ποσό ενέργειας για τη μετατροπή τους σε μια άλλη οντότητα με διαφορετική τοπολογία [5] όπως για παράδειγμα οι μαγνητικές δίνες. Η σταθερότητα αυτή καθιστά τα σκυρμιώνια πολύ σημαντικά ως εν δυνάμει υποψήφιους για εφαρμογές στον τομέα της αποθήκευσης υψηλής πυκνότητας [6].

Οι Bogdanov και Hubert ήταν οι πρώτοι που πρόβλεψαν θεωρητικά την ύπαρξη σκυρμιονίων σε μαγνητικούς κρυστάλλους που έχουν ασύμμετρες αλληλεπιδράσεις ανταλλαγής Dzyaloshinskii-Moriya (DM) [7,8] το 1994 [9] και αργότερα το 2001 ο Rößler τα ανίχνευσε σε μαγνητικά φιλμ [10]. Πειραματικά ταυτοποιήθηκαν πρώτη φορά από τον Mühlbauer και τους συνεργάτες του το 2009 εφαρμόζοντας ένα μαγνητικό πεδίο στο MnSi [11]. Σκυρμιόνια βρέθηκαν επίσης και σε άλλους κρυστάλλους χωρίς συμμετρία αντιστροφής όπως σε μέταλλα [12], σε ημιαγωγούς [13] αλλά και σε μονωτές [14,15]. Φαίνεται ότι τα σκυρμιόνια είναι παρόντα στα μαγνητικά υλικά και μπορούν να ανιχνευθούν από διάφορες πειραματικές τεχνικές όπως θερμοδυναμικές μετρήσεις [16], ηλεκτρονική μικροσκοπία Lorentz [12], σκέδαση νετρονίων μικρής γωνίας [14] μεταξύ άλλων.

Το μέγεθος ενός σκυρμιονίου είναι συνήθως της τάξης των 5-100 nm. Το μικρό αυτό μέγεθος, η τοπολογική τους σταθερότητα καθώς και η ευκολία στη χειραγώγησή τους είναι τα μεγάλα πλεονεκτήματα ώστε να αποτελέσουν την επόμενη γενιά εφαρμογών μνήμης ή λογικών συσκευών με δεδομένο ότι οι εφαρμογές αυτές βασίζονται στους ελεγχόμενους χειρισμούς των μαγνητικών υφώνδιαμορφώσεων [17]. Δυστυχώς αν και τα σκυρμιόνια φαίνεται να έχουν εν δυνάμει πολλά πλεονεκτήματα για την πρακτική εφαρμογή τους υπάρχουν φυσικές και τεχνικές δυσχέρειες, εμπόδια που πρέπει να ξεπεραστούν ώστε να είναι δυνατή η χρησιμοποίησή τους και σε εμπορικές εφαρμογές. Αρχικά εξαιτίας του φαινομένου σκύρμιον Hall είναι δύσκολη η μεταφορά τους με μεγάλες ταχύτητες και αυτό γιατί τα μαγνητικά σκυρμιόνια εξαιτίας του φαινομένου αυτού κινούνται υπό κάποια γωνία ως προς την κατεύθυνση της εξωτερικής κινητήριας δύναμης [18]. Κατά συνέπεια αυτό μπορεί να οδηγήσει στην εκτροπή του σκυρμιονίου εκτός της νανοδομής και την απώλεια της πληροφορίας [19]. Το πιο σημαντικό ίσως όμως μειονέκτημα των σκυρμιονίων μέχρι σήμερα είναι η ευαισθησία τους στις θερμικές διακυμάνσεις καθώς ένα σκυρμιόνιο μπορεί πολύ εύκολα να παραμορφωθεί ή να χαθεί εξαιτίας τους. Πρόσφατες πειραματικές μελέτες που χρησιμοποιούν πολυστρωματικά μαγνητικά υλικά έχουν αναδείξει αποτελέσματα για αυξημένη θερμική σταθερότητα των μαγνητικών σκυρμιονίων [20,21]. Ένα θεμελιώδες πρόβλημα είναι και η εύρεση όλων εκείνων των υλικών που μπορούν να φιλοξενήσουν και να διατηρήσουν τα σκυρμιόνια. Βασικό συστατικό για τη σταθεροποίηση των σκυρμιονίων είναι οι χειρόμορφες αλληλεπιδράσεις DM [7,8]. Εκτός όμως από αυτή τη σύζευξη η μαγνητική διπολική αλληλεπίδραση [22] η αλληλεπίδραση ανταλλαγής τεσσάρων σπιν [23] καθώς και ο συντονισμός του εξωτερικού πεδίου με την μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία είναι ικανά για τη δημιουργία σκυρμιονίων [24].

1.2 Δομή διατριβής

Η παρούσα διατριβή στοχεύει στη μελέτη των χαρακτηριστικών της αντιστροφής της μαγνήτισης σε διαφορετικές τιμές και διευθύνσεις της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας καθώς και του εφαρμοζόμενου εξωτερικού μαγνητικού πεδίου για διάφορες γεωμετρίες και διαφορετικά μαγνητικά υλικά. Τα αποτελέσματα των Μικρομαγνητικών Προσομοιώσεων Πεπερασμένων Στοιχείων και Πεπερασμένων Διαφορών που διεξήχθησαν συμβάλλουν στην εξήγηση και αποσαφήνιση μαγνητικών διαμορφώσεων και μοτίβων τα οποία έχουν ληφθεί από μετρήσεις Μικροσκοπίας Μαγνητικής Δύναμης (MFM) σε αυτά τα μαγνητικά συστήματα.

Στο Κεφάλαιο 2 παρουσιάζονται βασικές έννοιες για τα μαγνητικά υλικά, τους μηχανισμούς αντιστροφής της μαγνήτισης, τα μαγνητικά σκυρμιόνια καθώς και οι εν δυνάμει τεχνολογικές εφαρμογές τους.

Στο Κεφάλαιο 3 παρατίθενται οι θεμελιώδεις έννοιες του μικρομαγνητισμού καθώς και οι αριθμητικές μέθοδοι που χρησιμοποιήθηκαν στην επίλυση της εξίσωσης Landau-Gilbert-Lifshitz (LLG) που τον διέπει.

Το Κεφάλαιο 4 επικεντρώνεται στη μελέτη της αντιστροφής της μαγνήτισης και των μηχανισμών της που συνδέονται με τη δημιουργία μαγνητικών σκυρμιονίων σε τριγωνικά πρίσματα FePt.

Το Κεφάλαιο 5 εστιάζει στην αντιστροφή της μαγνήτισης και στον υπολογισμό των φυσικών χαρακτηριστικών των μαγνητικών σκυρμιονίων που αναδύονται και παραμένουν στην υβριδική γεωμετρία με βάση το τρίγωνο ρελώ.

Το Κεφάλαιο 6 αποτυπώνει μια μελέτη πρισματικών μαγνητικών νανοσωματιδίων διαφορετικών γεωμετριών βάσης (από κυλινδρική μέχρι εξαγωνική μεταξύ άλλων). Η πληθώρα των σκυρμιονικών διαμορφώσεων που ανιχνεύεται κατά την αντιστροφή της μαγνήτισης περιγράφεται ποιοτικά και ποσοτικά και αναδεικνύει φυσικά φαινόμενα σχετιζόμενα με τα ενεργειακά φράγματακατώφλια παρόντα στη δημιουργία, την εξάλειψη ή την μετατροπή σκυρμιονικών διαμορφώσεων.

Το Κεφάλαιο 7 καταγράφει μια μελέτη για τη συμπεριφορά τροποποιημένων τρισδιάστατων δομών τετραγωνικής βάσης από διαφορετικά μαγνητικά υλικά και συγκεκριμένα για τα FePt, CoPt και το FeGe σε χαμηλές αλλά μη μηδενικές θερμοκρασίες (10 K). Τα νανοσωματίδια αυτά γίνονται φορείς μαγνητικών σκυρμιονίων διαφορετικών τύπων. Επίσης μελετώνται μαγνητικά σκυρμιόνια που δημιουργούνται και παραμένουν για το υλικό FePt σε θερμοκρασία 300 K.

Τέλος στο Κεφάλαιο 8 παρουσιάζεται η σύνοψη της παρούσης διδακτορικής διατριβής καθώς και προτάσεις για μελλοντικές μελέτες.

Το Παράρτημα παρέχει λεπτομέρειες για τον τρόπο αριθμητικού υπολογισμού του αριθμού σκύρμιον από την επίλυση της Landau-Gilbert-Lifshitz με χρήση πεπερασμένων στοιχείων.

1.3 Βιβλιογραφία

[1] Z. Z. Bandic, R.H. Victora, "*Advances in Magnetic Data Storage Technologies*", Proceedings of the IEEE, vol. 96, No. 11, 1749-1753 (**2008**).

[2] Αλεξανδράκης Β., «Αντιστροφή, Εφησυχασμός και Δυναμική της Μαγνήτισης σε Σύγχρονα Μαγνητικά Μέσα Εγγραφής», Διδακτορική διατριβή Ιωάννινα (**2009**).

[3] N. Manton, P. Sutcliffe, "*Topological Solitons (Cambridge Monographs on Mathematical Physics)*", Cambridge University Press (**2004**).

[4] T. H. R. Skyrme, "*A non-linear field theory*", Proceedings of the Royal Society A, vol. 260, 127–138 (**1961**).

[5] H. B. Braun, "Topological effects in nanomagnetism: from superparamagnetism to chiral quantum solitons", Advances in Physics, vol. 61, 1-116 (2012).

[6] A. Fert, V. Cros and J. Sampaio, "*Skyrmions on the track*", Nature Nanotechnology, vol. 8, 152-156 (**2013**).

[7] I. Dzyaloshinskii, "A thermodynamic theory of weak ferromagnetism of antiferromagnetics", Journal of Physics Chemistry Solids, vol. 4, 241-255 (**1958**).

[8] T. Moriya, "Anisotropic superexchange interaction and weak ferromagnetism", Physical Review, vol. 120, 91-98 (**1960**).

[9] A. Bogdanov, and A. Hubert, "*Thermodyn1amically stable magnetic vortex states in magnetic crystals*", Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 138, 255–269 (**1994**).

[10] A. N. Bogdanov and U. K. Rößler, "Chiral symmetry breaking in magnetic thin films and multilayers", Physical Review Letters, vol. 87, 037203 (2001).

[11] S. Mühlbauer, B. Binz, F. Jonietz, C. Pfleiderer, A. Rosch, A. Neubauer, R. Georgii, and P. Böni, *"Skyrmion lattice in a chiral magnet"*, Science, vol. 323, 915–919 (**2009**).

[12] X. Z. Yu, Y. Onose, N. Kanazawa, J. H. Park, J. H. Han, Y. Matsui, N. Nagaosa, Y. Tokura, *"Real-space observation of a two-dimensional skyrmion crystal"*, Nature, vol. 465, 901-904 (**2010**).

[13] X. Z. Yu, N. Kanazawa, Y. Onose, K. Kimoto, W. Z. Zhang, S. Ishiwata, Y. Matsui, Y. Tokura, *"Near room-temperature formation of a skyrmion crystal in thin films of the helimagnet FeGe"*, Nature Materials, vol. 10, 106-109 (**2011**).

[14] T. Adams, A. Chacon, M. Wagner, A. Bauer, G. Brandl, B. Pedersen, H. Berger, P. Lemmens, and C. Pfleiderer, "*Long-Wavelength Helimagnetic Order and Skyrmion Lattice Phase in Cu₂OSeO₃*", Physical Review Letters, vol. 108, 237204 (**2012**).

[15] S. Seki, X. Z. Yu, S. Ishiwata, Y. Tokura, "*Observation of Skyrmions in a Multiferroic Material*", Science, vol. 336, 198-201 (**2012**).

[16] A. Bauer, M. Garst, C. Pfleiderer, "Specific Heat of the Skyrmion Lattice Phace and Field-Induced Tricritical Point in MnSi", Physical Review Letters, vol. 110, 177207 (**2013**).

[17] A. Brataa, AD. Kent, H. Ohno, "*Current-induced torques in magnetic materials*", Nature Mateials, vol. 11, 372-381 (**2012**).

[18] K. Litzius, I. Lemesh, B. Kruger, P. Bassirian, L. Caretta, K. Richter, F. Buttner, K. Sato, O. A. Tretiakov, J. Forster, R. M. Reeve, M. Weigand, I. Bykova, H. Stoll, G. Schutz, G. S. D. Beach, and M. Klaui, *"Skyrmion Hall effect revealed by direct timeresolved X-ray microscopy"*, Nature Physics, vol. 13, 170–175 (**2017**).

[19] X. Zhang, G. P. Zhao, H. Fangohr, J. Ping Liu, W. X. Xia, J. Xia, and F. J. Morvan, "*Skyrmion-skyrmion and skyrmion-edge repulsions in skyrmion-based racetrack memory*" Scientific Reports, vol. 5, 7643 (**2015**).

[20] B. Dupé, G. Bihlmayer, M. Böttcher, S. Blügel, S. Heinze, "*Engineering skyrmions in transitionmetal multilayers for spintronics*", Nature Communications, vol. 7, 11779 (**2016**).

[21] C. Moreau-Luchaire, C. Moutafis, N. Reyren, J. Sampaio, C. A. F. Vaz, N. Van Horne, K. Bouzehouane, K. Garcia, C. Deranlot, P. Warnicke, P. Wohlhüter, J.-M. George, M. Weigand, J. Raabe, V. Cros, A. Fert, "Additive interfacial chiral interaction in multilayers for stabilization of small individual skyrmions at room temperature", Nature Nanotechnology, vol. 11, 444–448 (**2016**).

[22] X. Yu, M. Mostovoy, Y. Tokunaga, W. Zhang, K. Kimoto, Y. Matsui, Y. Kaneko, N. Nagaosa, Y. Tokura, "*Magnetic stripes and skyrmions with helicity reversals*", Proceedings of the National Academy of Sciences USA, vol. 109, 8856–8860 (**2012**).

[23] S. Heinze, K. V. Bergmann, M. Menzel, J. Brede, A. Kubetzka, R. Wiesedanger, G. Bihlmayer, S. Blugel, "*Spontaneous atomic-scale magnetic skyrmion lattice in two dimensions*" Nature Physics, vol. 7, 713-718 (**2011**).

[24] V. D. Stavrou, D. Kourounis, K. Dimakopoulos, I. Panagiotopoulos, L. N. Gergidis, "*Magnetic skyrmions in FePt nanoparticles having Reuleaux 3D geometry: a micromagnetic simulation study*", Nanoscale, vol. 11, 20102-20114 (**2019**).

Κεφάλαιο 2 Μαγνητικά υλικά και μαγνητικά σκυρμιόνια

Μια ανασκόπηση των φυσικών μεγεθών που εμπλέκονται στα υπό μελέτη μαγνητικά υλικά και τη σύνδεσή τους με τα μαγνητικά σκυρμιόνια, τη σημασία τους και πως αυτά μπορούν να συνδεθούν με πρακτικές εφαρμογές παρουσιάζεται στο παρόν κεφάλαιο.

2.1 Μαγνητισμός και Μαγνητικά υλικά

Με τον όρο μαγνητισμό αναφερόμαστε στο φαινόμενο που προκαλείται από μαγνήτες και προκύπτει από ελκτικές ή απωστικές δυνάμεις σε άλλα υλικά οφειλόμενες στην κίνηση ηλεκτρικών φορτίων [1].

2.1.1 Μαγνήτιση

Μαγνήτιση είναι η διαδικασία μετάδοσης των ιδιοτήτων του μαγνήτη σε μαγνητικά σώματα. Η μαγνήτιση ορίζεται ως η μαγνητική ροπή ανά μονάδα όγκου

$$\boldsymbol{M} = \frac{d\boldsymbol{\mu}}{dV} \tag{2.1}$$

όπου με *d*μ συμβολίζουμε το ανυσματικό άθροισμα των μαγνητικών ροπών που περιλαμβάνονται μέσα στο στοιχειώδη όγκο *dV*. Ο στοιχειώδης αυτός όγκος πρέπει να θεωρηθεί από τη μια αρκετά μικρός σε σχέση με τις διαστάσεις του δείγματος αλλά από την άλλη αρκετά μεγάλος ώστε να περιλαμβάνει αρκετό αριθμό ατόμων για να μπορεί το υλικό να αντιμετωπιστεί ως συνεχές μέσο. Το υλικό αποκτά μαγνήτιση όταν οι μικροσκοπικές μαγνητικές ροπές προσανατολίζονται. Αντιθέτως όταν οι διευθύνσεις των μαγνητικών ροπών είναι τυχαία κατανεμημένες στο χώρο αλληλοαναιρούνται και δίνουν μηδενική μαγνήτιση **Σχήμα 2.1**.



Σχήμα 2.1 Η μαγνήτιση ως αποτέλεσμα των προσανατολισμών των ατομικών διπολικών ροπών α) Τυχαία κατανεμημένες στο χώρο και αλληλοαναιρούμενες μαγνητικές ροπές δίνουν μηδενική μαγνήτιση M = 0, β) Μαγνητικές ροπές πλήρως προσανατολισμένες M = Ms [2].

2.1.2 Διαμαγνητικά / Παραμαγνητικά / Σιδηρομαγνητικά / Αντισιδηρομαγνητικά / Σιδηριμαγνητικά υλικά

Ανάλογα με την απόκριση των υλικών στην επιβολή εξωτερικού μαγνητικού πεδίου χωρίζονται σε κατηγορίες: τα διαμαγνητικά, τα παραμαγνητικά, τα σιδηρομαγνητικά, τα αντισιδηρομαγνητικά, τα σιδηριμαγνητικά.



Σχήμα 2.2 Διάγραμμα του περιοδικού πίνακα, όπου φαίνονται τα στοιχεία χρωματισμένα ανάλογα με το είδος το μαγνητισμού που παρουσιάζουν σε θερμοκρασία δωματίου. https://www.tcd.ie/Physics/research/groups/magnetism/facts/magnetic-periodic-table.php

Ο διαμαγνητισμός είναι μια ασθενής μορφή μαγνητισμού, η οποία δεν έχει μόνιμο χαρακτήρα και διαρκεί μόνο όσο εφαρμόζεται ένα εξωτερικό μαγνητικό πεδίο προσδίδοντας στο φαινόμενο του διαμαγνητισμού αντιστρεπτότητα Σχήμα 2.2α. Αν το υλικό απομακρυνθεί από το μαγνητικό πεδίο εξαφανίζονται οι επαγόμενες μαγνητικές ροπές που αντιτίθενται στο πεδίο και το υλικό δε διατηρεί μόνιμες μαγνητικές ιδιότητες. Με την εφαρμογή του πεδίου η μαγνητική ροπή ευθυγραμμίζεται αντίθετα από το πεδίο. Η σχετική μαγνητική διαπερατότητα των διαμαγνητικών υλικών είναι μικρότερη της μονάδας ($\mu_r < 1$) και η μαγνητικά υλικά, είναι το νερό, το ξύλο, το πετρέλαιο, κάποια πλαστικά και γενικότερα οι περισσότερες οργανικές ενώσεις και αρκετά μέταλλα όπως ο χαλκός, ο χρυσός και ιδιαίτερα τα βαρέα μέταλλα με πολλά εσωτερικά ηλεκτρόνια, όπως ο υδράργυρος και το βισμούθιο [3].

Εν αντιθέσει με την προηγούμενη κατηγορία των διαμαγνητικών υλικών στα παραμαγνητικά υλικά ο προσανατολισμός των διπολικών ροπών γίνεται παράλληλος και προς την ίδια κατεύθυνση με το εξωτερικό εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο (Σχήμα 2.2β). Το υποκείμενο παραμαγνητικό φαινόμενο εξαφανίζεται με την απομάκρυνση του μαγνητικού πεδίου αναγκάζοντας τα υλικά που εμφανίζουν αυτό το φαινόμενο να έχουν σχετική μαγνητική διαπερατότητα λίγο μεγαλύτερη της μονάδας. Παραμαγνητικά υλικά είναι τα μέταλλα των αλκανίων, το τιτάνιο, το οξυγόνο, το αλουμίνιο και τα περισσότερα οξείδια του σιδήρου [3].

Τα σιδηρομαγνητικά υλικά αποτελούν την πιο σημαντική κατηγορία μαγνητικών υλικών. Έχουν μαγνητική επιδεκτικότητα θετική, πολύ μεγαλύτερη της μονάδας και η οποία εξαρτάται από την ένταση του μαγνητικού πεδίου. Τα σιδηρομαγνητικά υλικά έχουν μεγάλη παραμένουσα μαγνήτιση ακόμα και απουσία εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Το φαινόμενο του σιδηρομαγνητισμού εμφανίζεται κάτω από μία κρίσιμη θερμοκρασία, που ονομάζεται θερμοκρασία Curie (T_c). Για θερμοκρασία πάνω από την T_c , η σιδηρομαγνητική συμπεριφορά χάνεται και το υλικό γίνεται παραμαγνητικό. Παραδείγματα σιδηρομαγνητικών υλικών είναι ο σίδηρος, το νικέλιο, το κοβάλτιο [3].

Στα αντισιδηρομαγνητικά υλικά παρουσία μαγνητικού πεδίου παρατηρείται αντιπαράλληλος προσανατολισμός των μαγνητικών ατομικών ροπών με αποτέλεσμα το μηδενισμό της εσωτερικής μαγνητικής τους ροπής Σχήμα 2.2δ. Τέτοια συμπεριφορά παρουσιάζουν τα στοιχεία μεταπτώσεως χρώμιο και μαγγάνιο όπως και οι ενώσεις των στοιχείων αυτών με αμέταλλα όπως MnO, NiO και MnS [3].

Στα σιδηριμαγνητικά υλικά υπάρχει πληθυσμός ατόμων με αντίθετες μαγνητικές ροπές, όπως στον αντισιδηρομαγνητισμό. Για τα σιδηριμαγνητικά υλικά αυτές οι μαγνητικές ροπές είναι

13

διαφορετικές, οπότε παραμένει ένας αυθόρμητος μαγνητισμός. Αυτό μπορεί να συμβεί σε μαγνητικά υλικά που αποτελούνται από διαφορετικά άτομα ή ιόντα. Επί παραδείγματι σε ορισμένα υλικά τα ιόντα από τα οποία αποτελούνται παρουσιάζουν διαφορετικές μαγνητικές ροπές οι οποίες υπό την επίδραση ενός εξωτερικού μαγνητικού πεδίου προσανατολίζονται αντιπαράλληλα **Σχήμα 2.2ε**. Η κύρια διαφορά με το σιδηρομαγνητισμό και με τον αντισιδηρομαγνητισμό είναι ότι στη μοναδιαία κυψελίδα υπάρχουν διαφορετικοί τύποι ατόμων. Τα κυριότερα σιδηριμαγνητικά υλικά είναι οι φερρίτες οι οποίοι είναι οξείδια του σιδήρου με άλλα μέταλλα, με χημικό τύπο MOFe₂O₃ όπου το M είναι δισθενές μεταβατικό μέταλλο [3].



Σχήμα 2.2 Προσανατολισμοί των μαγνητικών ροπών σε **a**) διαμαγνητικά, **β**) παραμαγνητικά, **γ**) σιδηρομαγνητικά, **δ**) αντι-σιδηρομαγνητικά και **ε**) σιδηριμαγνητικά υλικά. Επίσης στο δεξί τμήμα του σχήματος παρουσιάζεται η μαγνήτιση ως συνάρτηση του εξωτερικού πεδίου.

2.2 Βρόχος υστέρησης

Ο βρόχος υστέρησης κατέχει κεντρική θέση στο μαγνητισμό και τις εφαρμογές του. Η σημαντικότητά του μπορεί να αναδειχθεί αναλύοντας έναν τυπικό βρόχο που παρουσιάζεται στο Σχήμα 2.4. Η μαγνητική επαγωγή (ή πυκνότητα μαγνητικής ροής ή απλώς μαγνητικό πεδίο) Β και η ένταση του εξωτερικού πεδίου Η δεν είναι ανάλογες για τους σιδηρομαγνήτες και σιδηριμαγνήτες. Αν το υλικό είναι αρχικά μη μαγνητισμένο τότε το **B** μεταβάλλεται σαν συνάρτηση του H όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.4 (κόκκινη καμπύλη). Η καμπύλη αρχίζει από την αρχή των αξόνων και καθώς το H αυξάνεται το πεδίο B αρχίζει να αυξάνεται αργά, στη συνέχεια πιο απότομα και τελικά σταθεροποιείται και γίνεται ανεξάρτητο του Η. Σύμφωνα με τη θερμοδυναμική, η ελεύθερη ενέργεια ενός στερεού τείνει σε μια ελάχιστη τιμή. Ο Weiss εξήγησε αυτό το γεγονός υποθέτοντας την ύπαρξη μικρών διαφορετικών περιοχών μέσω των οποίων το υλικό μαγνητίζεται σε κορεσμό, από περιοχές με τυχαία διευθέτηση και μηδενική μαγνήτιση μέσω ενδιάμεσων σταδίων στα οποία οι περιοχές που είναι ευθυγραμμισμένες με το πεδίο μεγαλώνουν σε βάρος αυτών που δεν είναι. Στο Σγήμα 2.4 παρουσιάζονται στα κυκλικά ενσωματωμένα υποσχήματα και οι τρεις προαναφερθείσες διαφορετικές περιοχές. Στο σημείο 1 του Σχήματος 2.4 παρατηρούμε ότι όλες οι μαγνητίσεις έχουν ευθυγραμμιστεί και όσο και αν αυξηθεί περαιτέρω το πεδίο η τιμή δεν αλλάζει. Η τιμή αυτή ονομάζεται μαγνήτιση κορεσμού και καθορίζεται από την αλληλεπίδραση των διπολικών ροπών και την πυκνότητα του υλικού. Καθώς το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο αφαιρείται, η μαγνήτιση που παραμένει στο υλικό είναι γνωστή ως παραμένουσα μαγνήτιση, η τιμή της παραμένουσας μαγνήτισης μπορεί να ληφθεί από μια καμπύλη υστέρησης στις διασταυρώσεις της καμπύλης με το κατακόρυφο μαγνητικό πεδίο και φαίνεται στο σημείο 2 του Σχήματος 2.4. Προκειμένου να μειωθεί περαιτέρω η μαγνήτιση ένα αντίστροφο πεδίο πρέπει να εφαρμοστεί και η μαγνήτιση μηδενίζεται όταν η ένταση αυτού του αντίστροφου πεδίου πάρει την τιμή H_c, η οποία ονομάζεται συνεκτική τιμή πεδίου και παρουσιάζεται στο σημείο 3 του Σχήματος 2.7.

Τα χαρακτηριστικά του βρόχου είναι ικανά για την υπόδειξη του είδους εφαρμογής που μπορεί να είναι κατάλληλο ένα υλικό. Από τη μία μεριά η υψηλή επιδεκτικότητα και το χαμηλό συνεκτικό πεδίο είναι συνυφασμένα με τα μαλακά μαγνητικά υλικά, τα οποία μπορούν να χρησιμοποιηθούν ενδεικτικά σε αισθητήρες, σε κεφαλές ανάγνωσης/εγγραφής. Από την άλλη υλικά με μεγάλο συνεκτικό πεδίο και παραμένουσα μαγνήτιση κατηγοριοποιούνται ως σκληρά μαγνητικά υλικά και χρησιμοποιούνται ως μόνιμοι μαγνήτες.



Σχήμα 2.4 Βρόχος υστέρησης για ένα σιδηρομαγνητικό υλικό. Ο προσανατολισμός των μαγνητικών διπόλων οδηγεί στη μαγνήτιση κορεσμού σημείο 1, την παραμένουσα μαγνήτιση σημείο 2 και την τιμή του συνεκτικού πεδίου σημείο 3. Η κόκκινη καμπύλη είναι καμπύλη αρχικής μαγνήτισης και παρουσιάζονται σε αυτή η μέγιστη μαγνητική επιδεκτικότητα και τρία σημεία με διαφορετικές μαγνητικές περιοχές και μαγνητίσεις (κυκλικά ένθετα).

2.3 Θερμοκρασία Curie

Τα σιδηρομαγνητικά υλικά όταν θερμαίνονται αρκετά παρουσιάζουν παραμαγνητική συμπεριφορά. Πέρα από μια συγκεκριμένη θερμοκρασία γνωστή ως θερμοκρασία Curie η τυχαία θερμική κίνηση των ατόμων χαλάει τον προσανατολισμό των μαγνητικών ροπών. Η παραμένουσα μαγνήτιση και το συνεκτικό πεδίο μηδενίζονται. Συνεπώς για τεχνολογικές εφαρμογές που εμπλέκουν συσκευές υποκείμενες σε υψηλά θερμοκρασιακά πεδία η θερμοκρασία Curie

καθίσταται ένας πολύ σημαντικός παράγοντας επιλογής υλικού καθώς αυτό για να διατηρεί τις επιθυμητές μαγνητικές ιδιότητες θα πρέπει να έχει υψηλή θερμοκρασία Curie. Είναι έκδηλο πως η συγκεκριμένη θερμοκρασία είναι πολύ σημαντική για τη δημιουργία υλικών για τεχνολογικές εφαρμογές ως εκ τούτου έχουν βρεθεί τρόποι με τους οποίους μπορεί να πραγματοποιηθεί η επιθυμητή ρύθμισή της. Ο έλεγχος του μεγέθους των σωματιδίων στο κρυσταλλικό πλέγμα ενός υλικού είναι ένας από τους τρόπους αλλαγής της θερμοκρασίας Curie.



Σχήμα 2.5 Τυπικό παράδειγμα διαγράμματος εξάρτησης της μαγνήτισης κορεσμού από τη θερμοκρασία . Η θερμοκρασία μετάβασης T_C ονομάζεται θερμοκρασία Curie.

2.4 Μηχανισμοί αντιστροφής της μαγνήτισης

Η ύπαρξη μετασταθών καταστάσεων που μεταβαίνουν σε σταθερές είτε με θερμική αποδιέγερση είτε με μεταβολή του εξωτερικού επιβαλλόμενου μαγνητικού πεδίου μπορούν να εξηγήσουν την ύπαρξη της υστέρησης στα σιδηρομαγνητικά υλικά. Οι μηχανισμοί με τους οποίους αντιστρέφεται η μαγνήτιση χωρίζονται σε α) Συλλογικούς και β) Εντοπισμένους.

Στην πρώτη κατηγορία ανήκουν οι τρόποι με τους οποίους οι μαγνητικές ροπές αντιστρέφονται ταυτόχρονα σε όλο το υλικό. Ο πιο απλός συλλογικός τρόπος είναι η ομογενής αντιστροφή κατά της διάρκεια της οποίας οι μαγνητικές ροπές παραμένουν παράλληλες μεταξύ τους. Αντίθετα στη δεύτερη η αντιστροφή συμβαίνει μη συλλογικά ξεκινώντας από συγκεκριμένες περιοχές οι οποίες εξαπλώνονται σταδιακά. Σε αυτή τη κατηγορία συμπεριλαμβάνονται η πυρήνωση αντίστροφων περιοχών και η κίνηση των τοιχωμάτων Bloch. Στο **Σχήμα 2.6** παρουσιάζονται παραδείγματα των προαναφερθέντων τρόπων αντιστροφής [2].



Σχήμα 2.6 Παραδείγματα συλλογικής ομογενούς και μη καθώς και μη-συλλογικής αντιστροφής της μαγνήτισης.

Στο Σχήμα 2.7 παρουσιάζεται ένας τυπικός βρόχος υστέρησης για ένα κυλινδρικό σιδηρομαγνητικό υλικό ώστε να καταστούν σαφείς κάποιοι από τους μηχανισμούς αντιστροφής. Όπως είναι ξεκάθαρο στις ένθετες εικόνες του βρόχου η μαγνήτιση είναι σε κορεσμό (σημείο α) και διαμέσου συλλογικών μη ομογενών καταστάσεων (σημεία β, γ, δ) αντιστρέφεται και φθάνει πάλι σε κορεσμό αλλά με αντίθετες φορές των μαγνητικών ροπών πλέον (σημείο ε).



Σχήμα 2.7 Τυπικό παραδείγματα βρόχου συλλογικής μη-ομογενούς αντιστροφής της μαγνήτισης σε κυλινδρικό σιδηρομαγνητικό υλικό.

Στη παρούσα διδακτορική διατριβή θα μελετηθούν διαδικασίες αντιστροφής μαγνήτισης σε διαφορετικά μαγνητικά νανοϋλικά με τη διαφοροποίηση να έγκειται στη γεωμετρία και στο είδος του υλικού. Θα αναδειχθούν μηχανισμοί αντιστροφής συνοδευόμενοι από δημιουργία μαγνητικών δινών και μαγνητικών σκυρμιονίων.

2.5 Η τοπολογία στο μαγνητισμό

Η τοπολογία είναι σημαντικός κλάδος των μαθηματικών και διαδραματίζει σημαντικό ρόλο στην κατανόηση πολλών φυσικών φαινομένων. Η τοπολογία μελετά τις ιδιότητες των τοπολογικών χώρων που είναι αμετάβλητες υπό συνεχείς μετασχηματισμούς και ονομάζονται τοπολογικά ισοδύναμα. Συγκεκριμένα στον τομέα του μαγνητισμού και της σπιντρονικής, η τοπολογία είναι ιδιαίτερα σημαντική στη φυσική κάποιων διαμορφώσεων σπιν όπως μαγνητικών σολιτονίων, διαφορετικών τύπων μαγνητικών σκυρμιονίων και διαμορφώσεις που μοιάζουν με δίνες όπου οι αποκρίσεις των διαμορφώσεων αυτών καθορίζονται ή επηρεάζονται από τα τοπολογικά χαρακτηριστικά τους [4]. Αυτές οι διαμορφώσεις σπιν μπορούν να είναι μονοδιάστατες, δισδιάστατες είτε ακόμα και τρισδιάστατες σε πραγματικό χώρο και συνήθως έχουν ακέραια ή μισά ακέραια τοπολογικά φορτία που καθορίζονται από τις διαμορφώσεις σπιν στον τοπολογικό χώρο [5-7]. Κατά κύριο λόγο, οι καλά μελετημένες τοπολογικές διαμορφώσεις σπιν εντοπίζονται σε μαγνητικά λεπτά δισδιάστατα υμένια [7,8] καθώς είναι προτιμώμενες για την κατασκευή σπιντρονικών εφαρμογών σε κλίμακα νανομέτρων. Πρόσφατα έχουν εμφανιστεί και ανιχνευθεί και άλλες πολλά υποσχόμενες διαμορφώσεις τρισδιάστατων τοπολογικών σπιν [6,9].

2.5.1 Αριθμός περιέλιξης (Winding number)

Στο πλαίσιο της τοπολογίας ο αριθμός περιέλιξης (winding number) μιας κλειστής καμπύλης για ένα σημείο είναι ο συνολικός αριθμός των φορών που η καμπύλη περιελίσσεται σε αυτό [10]. Το πρόσημο του αριθμού περιέλιξης σχετίζεται με τον προσανατολισμό της καμπύλης, ο οποίος είναι θετικός για την καμπύλη που κινείται αριστερόστροφα γύρω από το σημείο (counterclockwise +c) και αρνητικός για την καμπύλη που κινείται δεξιόστροφα (clockwise -c) Σχήμα 2.8.



Σχήμα 2.8 Καμπύλες με διάφορους αριθμούς περιέλιζης (winding numbers)

Η προαναφερθείσα καμπύλη μπορεί να προσομοιαστεί και με μια κατάσταση δίνης στην οποία τώρα υπάρχει και ο προσανατολισμός του πυρήνα της και χαρακτηρίζεται ως πολικότητα p = ±1 Σχήμα 2.9.



Σχήμα 2.9 Πιθανοί συνδυασμοί πολικότητας (p) και κυκλοφορίας (c).

Ο αριθμός περιέλιξης μπορεί να εμπλακεί στη μελέτη των μαγνητικών υλικών και πιο συγκεκριμένα σε μαγνητικές διαμορφώσεις σπιν και την ποσοτική περιγραφή τους. Η επέκτασή του στο μαγνητισμό και η σύνδεσή του με τα τοπολογικά χαρακτηριστικά των μαγνητικών διαμορφώσεων σπιν ονομάζεται τοπολογικός αριθμός σκύρμιον ή απλά αριθμός σκύρμιον (S) μιας μαγνητικής τοπολογικής υφής σπιν και ορίζεται ως

$$S = \frac{1}{4\pi} \iint_{A} \boldsymbol{m} \cdot \left(\frac{\partial \boldsymbol{m}}{\partial \boldsymbol{x}} \times \frac{\partial \boldsymbol{m}}{\partial \boldsymbol{y}}\right) d\boldsymbol{x} d\boldsymbol{y}$$
(2.1)

όπου η ποσότητα *m* είναι το μοναδιαίο διάνυσμα της τοπικής μαγνήτισης και *A* το επιφανειακό χωρίο ολοκλήρωσης σχετιζόμενο με την εκάστοτε επιφάνεια ανάπτυξης της μαγνητικής διαμόρφωσης [11]. Στο Σχήμα 2.10 παρουσιάζονται οι αναπαραστάσεις διάφορων μαγνητικών διαμορφώσεων σε συνδυασμό με την αντίστοιχη τιμή της τοπολογικής αναλλοίωτης *S*,
διαμορφώσεις που έχουν εμφανιστεί στο προσκήνιο του ερευνητικού τομέα της μαγνητικής εγγραφής.



Σχήμα 2.10 Αναπαράσταση διαφορετικών τοπολογικών διαμορφώσεων σπιν α) Néel σκυρμιόνιο (S = -1), β) Bloch σκυρμιόνιο (S = -1), γ) αντισκύρμιον (S = 1), δ) σκυρμιόνιουμ (S = 0) και ε) biskyrmion (S = -2) (βασισμένο στο [12])

2.5.2 Σκυρμιόνια-Μαγνητικά Σκυρμιόνια

Τα σκυρμιόνια αρχικά, όπως αναφέρθηκε και στην εισαγωγή, προτάθηκαν από τον Tony Skyrme για να περιγράψει τις τοπολογικού χαρακτήρα αλληλεπιδράσεις των πιονίων στην πυρηνική φυσική [13]. Κατά επέκταση στο μαγνητισμό και ειδικότερα στο μικρομαγνητισμό τα μαγνητικά σκυρμιόνια περιλαμβάνουν δισδιάστατες διαμορφώσεις σπιν που είναι ικανές να «περιτυλίξουν» μια σφαίρα όπως φαίνεται στο **Σχήμα 2.11**. Η αρχική θεωρητική πρόβλεψη μαγνητικών σκυρμιονίων σε χειρόμορφους μαγνήτες έγινε από τον Bogdanov και τους συνεργάτες του [8] το 1994 και αργότερα ακολούθησε και η πειραματική τους ανίχνευση [14] το 2010.



Σχήμα 2.11 Σχηματική αναπαράσταση μαγνητικού σκυρμιονίου (αριστερά) και διαδικασίες κάλυψης της σφαίρας (από αριστερά προς τα δεζιά) [15].

2.5.3 Σχηματισμός μαγνητικού σκυρμιονίου

Υπάρχουν διάφοροι μηχανισμοί για το σχηματισμό σκυρμιονίων στους μαγνήτες με έναν από τους σημαντικότερους να είναι ο ανταγωνισμός που προκύπτει μεταξύ των αλληλεπιδράσεων DM και της σιδηρομαγνητικής ανταλλαγής [8]. Ένας ακόμα σημαντικός μηχανισμός σχηματισμού σκυρμιονίων είναι ο ανταγωνισμός μεταξύ της αλληλεπίδρασης των μαγνητικών διπόλων και της ανισοτροπίας εύκολου άξονα [16]. Σε δείγματα λεπτών υμενίων σιδηρομαγνήτη με την ανισοτροπία εύκολου άξονα να είναι κάθετη, η ανισοτροπία ευνοεί μαγνητίσεις εκτός επιπέδου, ενώ η αλληλεπίδραση μαγνητικών διπόλων μεγάλης εμβέλειας ευνοεί μαγνητίσεις στο επίπεδο. Ο ανταγωνισμός τους έχει ως αποτέλεσμα μια περιοδική λωρίδα με σπιν να περιστρέφεται σε ένα επίπεδο λεπτού υμενίου. Η εφαρμογή μαγνητικού πεδίου κάθετο στο υμένιο μετατρέπει τη λωρίδα σε μια περιοδική διάταξη σκυρμιονίων. Τα σκυρμιόνια αυτής της προέλευσης τείνουν να είναι μεγάλα συνήθως 3-100 μικρόμετρα και συνεπώς μεγαλύτερα από τα σκυρμιόνια στους χειρόμορφους σιδηρομαγνήτες. Στα επόμενα κεφάλαια θα παρουσιάσουμε μηχανισμούς δημιουργίας και σταθεροποίησης των σκυρμιονίων με το δεύτερο μηχανισμό και με απουσία αλληλεπιδράσεων Dzyaloshinskii-Moriya [17,18] κατά κύριο λόγο, αν και στο τελευταίο κεφάλαιο της παρούσης διατριβής θα μοντελοποιηθούν υλικά με παρούσα την αλληλεπίδραση DM.

2.6 Υλικά στα οποία έχουν ανιχνευθεί μαγνητικά σκυρμιόνια

Πειραματικά τα σκυρμιόνια έχουν ανιχνευθεί σε διάφορα συστήματα μαγνητικών υλικών με συγκεκριμένα χαρακτηριστικά το καθένα με τα τρία κύρια να είναι: υλικά συστήματα μη κεντροσυμμετρικών σιδηρομαγνητών, τα συστήματα σιδηρομαγνητικών μονοστρωμάτων και τέλος συστήματα κεντροσυμμετρικών σιδηρομαγνητών με μονοαξονική ανισοτροπία. Στα δυο πρώτα συστήματα που εμφανίζουν διαρρηγμένη συμμετρία αντιστροφής χώρου (broken spaceinversion symmetry) ενεργοποιείται η αλληλεπίδραση DM, αλληλεπίδραση η οποία καθίσταται υπεύθυνη για τη δημιουργία και σταθεροποίηση των σκυρμιονικών διαμορφώσεων. Στην παρούσα διατριβή η δημιουργία και η σταθεροποίηση σκυρμιονικών καταστάσεων ευνοείται και διέπεται από την αλληλεπίδραση μεταξύ της διπολικής αλληλεπίδρασης και της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας. Σε όλες τις περιπτώσεις το τυπικό μέγεθος ενός μαγνητικού σκυρμιονίου κυμαίνεται από μικρόμετρα έως νανόμετρα. Το προαναφερθέν υποδηλώνει ότι απαιτούνται συγκεκριμένες πειραματικές τεχνικές για τον εντοπισμό των ανωτέρω μαγνητικών διαμορφώσεων.

2.6.1 Σκυρμιόνια σε μη κεντροσυμμετρικούς σιδηρομαγνήτες

Σε συγκεκριμένα μαγνητικά υλικά που εμφανίζουν διαρρηγμένη συμμετρία αντιστροφής χώρου ενεργοποιείται η αλληλεπίδραση DM η οποία αρκετές φορές είναι υπεύθυνη για τη σταθεροποίηση διαμορφώσεων σπιν [19,20]. Στο παρακάτω Σχήμα 2.12 παρουσιάζονται δύο συστήματα υλικών τέτοιου τύπου τα οποία μπορούν να φιλοξενήσουν σκυρμιονικές διαμορφώσεις. Το πρώτο είναι μια ομάδα μεταλλικών υλικών ή ημιαγωγών που ονομάζονται τα οποία συνήθως χαρακτηρίζονται από σιδηρομαγνητική αλληλεπίδραση κράματα B20 ανταλλαγής με εκπρόσωπους το MnSi [21,22] που απεικονίζεται και στο Σχήμα 2.12α, το FeGe [23], το Fe_{1-x}Co_xSi [24] μεταξύ άλλων. Στο δεύτερο σύστημα ανήκουν υλικά σαν το Cu₂OSeO₃ [25] που έχει δυο ξεχωριστές μαγνητικές θέσεις Cu^{2+} (με σπιν $S = \frac{1}{2}$) όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.12β και δείχνει μια τοπική σιδηριμαγνητική διάταξη σπιν μεταξύ τους. Και στα δύο αυτά συστήματα οι μαγνητικές αλληλεπιδράσεις αποτελούνται από τρεις ιεραρχικές κλίμακες ενέργειας [26]. Η ισχυρότερη είναι η σιδηρομαγνητική ή σιδηριμαγνητική αλληλεπίδραση ανταλλαγής που ευνοεί μια διάταξη συγραμμικών σπιν, η οποία ακολουθείται από την αλληλεπίδραση DM που δημιουργεί μια μακρά περίοδο διαμορφώσεων σπιν. Η μαγνητική ανισοτροπία είναι σχετικά ασθενής σε σύγκριση με τις δύο προαναφερθείσες αλληλεπιδράσεις αλλά παίζει και αυτή σημαντικό ρόλο στην κατεύθυνση της διαμόρφωσης των σπιν.



Σχήμα 2.12 Κρυσταλλική δομή των α) MnSi και β) Cu₂OSeO₃ [27], στα οποία έχουν ανιχνευθεί μαγνητικά σκυρμιόνια [21,25]

Το 2013 ο Milde και οι συνεργάτες [28] του πραγματοποίησαν μετρήσεις Μικροσκοπίας Μαγνητικής Δύναμης (Magnetic Force Microscopy-MFM) σε Fe_{0.5}Co_{0.5}Si στους 10K. Μειώνοντας το πεδίο, παρατήρησαν ότι ενώ αρχικά για τα 20 mT σχηματίζονται γειτονικά σκυρμιόνια όσο το πεδίο μειωνόταν τα προαναφερθέντα σκυρμιόνια μετατρέπονταν σε επιμήκη μοτίβα το μήκος των οποίων μεγάλωνε με τη μείωση του πεδίου Σχήμα 2.13.



Σχήμα 2.13 Τυπικά δεδομένα MFM για την επιφάνεια του Fe_{0.5}Co_{0.5}Si σε θερμοκρασία 10K. Με τη μείωση του πεδίου τα σχηματιζόμενα σκυρμιόνια της αριστερής εικόνας (μπλε χρώμα) μετατρέπονται σε επιμήκη μοτίβα (Baσισμένο στον Milde et al. [28]).

Το 2011 ο Υu και οι συνεργάτες του πραγματοποίησαν πειράματα σε πλέγμα FeGe ώστε να μελετήσουν την εξάρτηση των μαγνητικών διαμορφώσεων από τη θερμοκρασία [27]. Στο Σχήμα 2.14 παρουσιάζονται εικόνες ηλεκτρονικής μικροσκοπίας μετάδοσης Lorentz σε πλέγμα υπό σταθερό εξωτερικό μαγνητικό πεδίο *B*_{ext} = 0.1 Τ. Σε χαμηλές θερμοκρασίες 60K εμφανίζονται λωρίδες (απεικονίζονται με άσπρο χρώμα) και κάποια σκυρμιόνια (απεικονίζονται με έντονο άσπρο χρώμα) στα όρια του πλέγματος. Με την αύξηση της θερμοκρασίας στα 180K εμφανίζονται περισσότερες κουκκίδες με λευκό χρώμα στα αριστερά της εικόνας β του Σχήματος 2.14 και με μαύρο στη δεξιά οι οποίες δημιουργούν ένα μείγμα με λωρίδες αντίστοιχων χρωμάτων. Καθώς η θερμοκρασία αυξάνεται και άλλο στα 260K η μαγνητική δομή αλλάζει αισθητά σε έναν εξαγωνικό κρύσταλλο μαγνητικών σκυρμιονίων έχοντας πάλι δύο περιοχές με λευκά και μαύρα που χωρίζεται στα όρια των κόκκων. Τέλος με τη θερμοκρασία να λαμβάνει την τιμή των 275K (Σχήμα 2.14δ) δε διακρίνεται μαγνητική αντίθεση.



Σχήμα 2.14 Εξάρτηση του σκυρμιονίου από τη θερμοκρασία σε ένα πλέγμα FeGe. Κάτω από σταθερή τιμή πεδίου B_{ext} = 0.1 Τ παρουσιάζονται οι εικόνες Ηλεκτρονικής μικροσκοπίας μετάδοσης Lorentz για θερμοκρασίες 60K, 180K, 260K και 275K (Βασισμένο στο [27]).

2.6.2 Μαγνητικά σκυρμιόνια και αλληλεπίδραση Dzyaloshinskii-Moriya

Οπως αναφέραμε προηγουμένως η αλληλεπίδραση DM που προκύπτει σε μηκεντροσυμμετρικό περιβάλλον μπορεί να σταθεροποιήσει τις σκυρμιονικές διαμορφώσεις. Αυτό ισχύει και για διεπιφάνειες ή επιφάνειες σιδηρομαγνητικών υλικών όπου η συμμετρία αντιστροφής χώρου διαρρηγνύεται. Το στρώμα του Fe [29] ή του PbFe [30] παρέχουν μαγνητικές ροπές με σιδηρομαγνητική αλληλεπίδραση ανταλλαγής και το πάχος τους είναι πολύ λεπτό. Ο μεγάλος αριθμός πυρήνων του υποστρώματος Ir(111) οδηγεί σε μια ισχυρή σύζευξη σπιν-τροχιάς και έτσι μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως πηγή αλληλεπίδρασης Dzyaloshinskii-Moriya όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.15α. Τα μεγέθη των σχετικών μαγνητικών αλληλεπιδράσεων διαφέρουν μεταξύ των συστημάτων Fe, PbFe και ως εκ τούτου κάθε σύστημα εμφανίζει ξεχωριστές ιδιότητες στη διαμόρφωση των σπιν που προκύπτει και στην ανάπτυξή του υπό την επίδραση εξωτερικού πεδίου. Στο Σχήμα 2.15β παρουσιάζεται ένα τυπικό παράδειγμα δημιουργίας σκυρμιονίου σε τέτοιου είδους συστήματα.



Σχήμα 2.15 α) Δημιουργία αλληλεπίδρασης Dzyaloshinskii-Moriya μεταξύ υποστρώματος Ir(111) ισχυρής ανισοτροπίας και στρώματος Fe, β) Παράδειγμα δημιουργίας σκυρμιονίου στο PbFe (παρουσιάζεται η πλάγια όψη του)

Συγκεκριμένα ο Romming και οι συνεργάτες του το 2013 [30] πρότειναν ένα λεπτό μαγνητικό υμένιο PdFe στο οποίο θα μπορούν να εγγράφονται και να διαγράφονται σκυρμιόνια με ελεγχόμενο τρόπο μέσω τοπικά σπιν πολωμένων ρευμάτων (local spin-polarized currents). Μελέτησαν την εξάρτηση του PdFe από το μαγνητικό πεδίο Σχήμα 2.16. Στην Α εικόνα του Σχήματος 2.16 παρουσιάζεται μέσω μικροσκοπίας spin polarized scanning tunneling για μηδενικό πεδίο η διπλή στοιβάδα PdFe πάνω σε Ir(111). Με αύξηση του πεδίου σε 1T (εικόνα B) παρατηρούμε την συνύπαρξη σκυρμιονίων με διαμορφώσεις τύπου λωρίδας. Επιπλέον αύξηση του πεδίου επιφέρει τη μετατροπή των λωρίδων σε ένα πλήθος από σκυρμιόνια εικόνα Γ. Τέλος

αυξάνοντας το πεδίο στα 2T έχουμε την πλήρη εξαφάνιση των σκυρμιονίων και τον κορεσμό σε μια ομοιογενή κατάσταση εικόνα Δ. Στο **Σχήμα 2.16** παρουσιάζονται επίσης κάποιες σχηματικές αναπαραστάσεις των προαναφερθέντων σκυρμιονικών καταστάσεων [30].



Σχήμα 2.16 A) PdFe σε υπόστρωμα Ir(111) για μηδενικό πεδίο και θερμοκρασία T = 8K, B) Διαμόρφωση σκυρμιονίων που συνυπάρχουν με διαμορφώσεις τύπου λωρίδας για πεδίο ίσο με 1T, Γ) Διαμόρφωση πολλαπλών σκυρμιονίων για πεδίο 1.4T και Δ) Κορεσμένη διαμόρφωση σε τιμή πεδίου 2T [30].

2.6.3 Σκυρμιόνια σε κεντροσυμμετρικούς σιδηρομαγνήτες

Τέλος θα αναφερθούμε στους κεντροσυμμετρικούς σιδηρομαγνήτες που εμφανίζουν σκυρμιόνια έχοντας την ανισοτροπία στον εύκολο άξονα. Στα συγκεκριμένα συστήματα η αλληλεπίδραση DM δεν είναι πλέον αναγκαία για τη σταθεροποίηση των σκυρμιονίων και ένας διαγκωνισμός μεταξύ της μαγνητικής διπολικής αλληλεπίδρασης και της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας (MA) είναι υπεύθυνος πλέον για το σχηματισμό σκυρμιονικών διαμορφώσεων. Στους συμβατικούς σιδηρομαγνήτες ευνοείται μια ομοιόμορφη ευθυγράμμιση των σπιν μέσω της αλληλεπίδρασης ανταλλαγής, αντίθετα η αλληλεπίδραση διπόλου-διπόλου ευνοεί κλειστούς βρόχους ευθυγράμμισης της μαγνήτισης. Συνδυάζοντας και τη μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία με τα δύο προαναφερθέντα έχουμε έναν ανταγωνισμό των ενεργειών ο οποίος οδηγεί στο σχηματισμό πληθώρας μαγνητικών δομών. Όταν τομείς με θετική ή αρνητική μαγνήτιση διαχωρίζονται από ένα domain wall έχουμε την εμφάνιση δύο τύπων από διαμορφώσεις σπιν. Το πρώτο είναι το τοίχωμα Bloch στο οποίο η μαγνήτιση στρίβει σταδιακά κατά μήκος του τοιχώματος παραμένοντας πάντα παράλληλη στο επίπεδο του τοιχώματος Σχήμα 2.17α, εν αντιθέσει στο τοίχωμα Néel η μαγνήτιση αλλάζει στο επίπεδο του υμενίου Σχήμα 2.17β. Κατά αναλογία από τα εκάστοτε domain wall προκύπτουν και οι αντίστοιχοι τύποι σκυρμιονίων. Κάποια τυπικά παραδείγματα υλικών που έχουν μελετηθεί πειραματικά και στα οποία έχουν αναδειχθεί τέτοιες αποκρίσεις παρουσιάζονται από τον X.Z. Yu και τους συνεργάτες του και είναι το Ba(Fe_{1-x-0.05}Sc_xMg_{0.05})₁₂O₁₉ (x = 0.16) [31] στο οποίο εμφανίζονται μαγνητικά bubbles και το La_{2-2x}Sr_{1+2x}Mn₂O₇ [32] όπου παρατηρείται η συνύπαρξη λωρίδων με biskyrmions.



Σχήμα 2.17 a) Τυπικό παράδειγμα τοιχώματος Bloch, β) Τυπικό παράδειγμα τοιχώματος Néel.

Πίνακας 2.1 Τυπικά παραδείγματα υλικών που φιλοξενούν σκυρμιόνια (βασίστηκε στη διδακτορική διατριβή του K. Litzius [47] και στο [12]).

Υλικό	Τύπος σκυρμιονίου	Πηγή	
MnSi	Bloch	[33]	
Fe0.5C00.5Si	Bloch	[28]	
FeGe	Bloch	[23,34]	
Cu ₂ OSeO ₃	Bloch	[35,36,37]	
Co ₈ Zn ₉ Mn ₃	Bloch	[38]	
CosZnsMn4	Bloch	[39]	
GaV ₄ S ₈	Néel	[40]	
Co/Ru(0001)	Néel	[41]	
Fe/Ir (111)	Néel	[42,43]	
PdFe/Ir(111)	Néel	[44]	
(Ir/Co/Pt)10	Néel	[45]	
Pt/Co/MgO	Néel	[46]	
Pt/CoFeB/MgO	Néel	[58]	
Pt/Co/Ta	Néel	[58]	
Pd/Co60Fe20B20/MgO	Néel	[47]	
Ta/Co20Fe60B20/MgO	Néel	[47,48]	
Ir/Fe/Co/Pt	Néel [49]		
Pt/Gd ₂₅ Fe ₆₆ Co ₉ /MgO	Néel	[50]	

Στον Πίνακα 2.1 παρουσιάζεται μια πληθώρα μαγνητικών υλικών τα οποία είναι ικανά να φιλοξενήσουν και έχουν ανιχνευθεί μαγνητικά σκυρμιόνια. Στη πρώτη στήλη αποτυπώνονται τα υλικά τα οποία δημιουργούν σκυρμιόνια και είναι από λεπτά υμένια, μονοστρωματικά και πολυστρωματικά υλικά μέχρι και bulk υλικά. Στη δεύτερη στήλη παρουσιάζεται ο τύπος του σκυρμιονίου που έχει ανιχνευτεί-δημιουργηθεί σε κάθε περίπτωση. Τέλος στην τρίτη στήλη παρουσιάζονται οι βιβλιογραφικές πηγές από τις οποίες αντλήθηκαν αυτά τα δεδομένα.

2.7 Εφαρμογές των σκυρμιονίων

Λόγω της ταχείας πειραματικής προόδου στην παρατήρηση-ανίχνευση των σκυρμιονίων σε διάφορες θερμοκρασίες καθώς και στη σχεδίαση των ιδιοτήτων τους, η χρήση των σκυρμιονίων για εφαρμογές έχει γίνει ένα αναδυόμενο πεδίο έρευνας που ξεπερνά τις θεωρητικές προβλέψεις. Παρακάτω θα αναφερθούμε σε τεχνολογίες με βάση τα μαγνητικά σκυρμιόνια που έχουν ήδη προταθεί και εν δυνάμει παρουσιάζουν βελτιωμένες ιδιότητες σε σχέση με τις υπάρχουσες.

2.7.1 Racetracks

Τα racetracks είναι πειραματικές non-volatile συσκευές μνήμης που βρίσκονται υπό ανάπτυξη στα εργαστήρια της IBM. Η πιο υποσχόμενη εφαρμογή των σκυρμιονίων είναι τα racetracks τα οποία βασίζονται στην ιδέα της αποθήκευσης δεδομένων ευθυγραμμίζοντας τα σκυρμιόνια όπως φαίνεται και στο **Σχήμα 2.18**. Αρχικά η ιδέα αυτή είχε προταθεί για domain walls [51] χρησιμοποιώντας STT (spin-transfer-torque) [52] όμως χρησιμοποιώντας συνθετικούς αντισιδηρομαγνήτες έχουν αναφερθεί ακόμα υψηλότερες ταχύτητες [53]. Ενώ αρχικά μια μνήμη racetrack μπορεί να παραχθεί από domain walls υπάρχουν κάποια μειονεκτήματα καθώς τα προαναφερθέντα καλύπτουν το πλήρες πλάτος του racetrack αγγίζοντας και τις δύο άκρες του. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα η μετατόπισή τους να είναι δύσκολη καθώς μπορεί να επηρεάζεται από ατέλειες στα άκρα όπως η τραχύτητα. Αντικαθιστώντας τα domain walls με σκυρμιόνια [54,55] και την αποθήκευση δεδομένων από την παρουσία ή την απουσία τους μπορεί ενδεχομένως να ξεπεραστεί το πρόβλημα που σχετίζεται με την τραχύτητα των άκρων. Επιπρόσθετα τα σκυρμιόνια κινούνται και αυτά εγκάρσια μέσα σε ένα καλώδιο πράγμα που σημαίνει ότι μπορούν να μετακινούνται γύρω από ατέλειες ή φραγμούς όπως έχει διερευνηθεί και θεωρητικά [56,57].



Σχήμα 2.18 Σχηματική αναπαράσταση racetrack μνήμης που χρησιμοποιεί σκυρμιόνια σε σειρά. Η ύπαρζη σκυρμιονίου υποδηλώνει στο δυαδικό σύστημα το 1 και η απουσία του το 0.

Εκτός από αρκετές θεωρητικές έρευνες σκυρμιονίων σε racetracks πρόσφατα έχουν καταστεί διαθέσιμα και κάποια πειραματικά αποτελέσματα τα οποία δείχνουν ότι τα σκυρμιόνια μπορούν να μετακινηθούν με Spin Orbit Torques (SOT) [58,59]. Σε αυτά τα συστήματα παρουσιάζονται επίσης αλληλεπιδράσεις μεταξύ των σκυρμιονίων οι οποίες κατά κύριο λόγο είναι απωθητικές [55] αλλά υπό συγκεκριμένες συνθήκες μπορούν να γίνουν και ελκτικές [60]. Ωστόσο κάποιες μελέτες απέδειξαν ότι τα σκυρμιόνια, όσο και αν μερικές φορές κινούνται γύρω από φραγμούς και έχουν την ικανότητα να τα ξεπερνούν, εξακολουθούν να αλληλεπιδρούν με κάποιες ατέλειες ή φραγμούς και σε ορισμένες περιπτώσεις επέρχεται και η εξάλειψή τους από αυτά [57,58]. Βελτιώνοντας το υλικό και τη γεωμετρία του παρατηρήθηκε γρήγορη και αξιόπιστη κίνηση σκυρμιονίων σε πολύ ικανοποιητικές ταχύτητες [61].

Λόγω της τοπολογίας των διαμορφώσεων των σπιν, τα σκυρμιόνια συνήθως δεν κινούνται κατά μήκος της τρέχουσας κατεύθυνσης του ρεύματος και αν και όπως αναφέραμε η σωματιδιακή τους φύση τις περισσότερες φορές τους επιτρέπει να κινούνται γύρω από εμπόδια το φαινόμενο Hall εμποδίζει την εύκολη ευθυγράμμιση τους και άρα και την κίνησή τους στα racetracks. Παρόλο που τα σκυρμιόνια με τις άκρες έχουν μια κάπως απωθητική αλληλεπίδραση αρκετά ισχυρές τιμές ρεύματος μπορούν να ξεπεράσουν αυτές τις αλληλεπιδράσεις και να οδηγήσουν το σκυρμιόνιο εκτός racetrack όπως φαίνεται και στο **Σχήμα 2.19**, γεγονός που προκαλεί λειτουργικό σφάλμα καθότι με αυτόν τον τρόπο τα δεδομένα χάνονται. Κατά καιρούς έχουν προταθεί ποικίλες προσεγγίσεις ώστε να κατασταλεί αυτό το φαινόμενο. Μια λύση είναι να κατασκευαστούν άκρα με υψηλότερες τιμές ανισοτροπίας ώστε να αυξηθεί η απωθητική δύναμη των άκρων [62]. Η παραπάνω λύση είναι μια καλή μέθοδος μετρίασης του προβλήματος και όχι εξάλειψής του καθώς η σχετική γωνία (Hall) που δημιουργείται και αποτελεί και το υποκείμενο πρόβλημα δεν εξαφανίζεται, μια σχετική ακύρωση της γωνίας σκυρμιονίου Hall συμβαίνει όταν χρησιμοποιούνται Νéel σκυρμιόνια με αντίθετη πολικότητα [12].



Σχήμα 2.19 Λόγω του φαινομένου Hall η κατεύθυνση της ταχύτητας V_s του σκυρμιονίου διαφέρει από αυτή του ρεύματος j με μια γωνία Hall που το ωθεί προς τα άκρα και αποβάλλεται από το racetrack (βασισμένο στο [12]).

Ένα δεύτερο πρόβλημα που χρήζει αντιμετώπισης είναι η ταυτόχρονη μετακίνηση των σκυρμιονίων κρατώντας τις αποστάσεις και συνεπώς τα δεδομένα ανέπαφα, πρόβλημα που είναι κοινό και για τα domain walls και είχε προταθεί μια μέθοδος χρησιμοποίησης εγκοπών για τον έλεγχο της κίνησης τους σταθεροποιώντας τα σε συγκεκριμένες τοποθεσίες [63]. Για τα σκυρμιόνια ωστόσο αυτή η προσέγγιση επίλυσης αυτού του προβλήματος είναι δύσκολη καθώς η κίνηση των σκυρμιονίων είναι λιγότερο ευαίσθητη στις εγκοπές. Οι εναλλακτικές λύσεις που έχουν προταθεί περιλαμβάνουν είτε να μεταβάλλονται τοπικά οι αρνητικές ιδιότητες για τη δημιουργία ενός σταθερού σημείου στο racetrack [64] είτε τη χρήση τάσεων για τον έλεγχο της μαγνητικής ανισοτροπίας [65]. Έχει προταθεί επίσης η μη κωδικοποίηση των πληροφοριών με βάση την ύπαρξη ή την απουσία των σκυρμιονίων αλλά τη χρησιμοποίηση γεωμετριών με πάνω από μια λωρίδες [66].

Πρέπει να σημειωθεί σε αυτό το σημείο ότι η ανάγνωση πιθανότατα θα πραγματοποιείται με καθιερωμένες μαγνητο-ανθεκτικές τεχνικές όπως η GMR (Giant Magneto Resistance) ή η TMR (Tunnel Magneto Resistance) στην κορυφή του racetrack [67,68] οι λεπτομέρειες αυτού του μηχανισμού ωστόσο δεν έχουν ερευνηθεί. Είναι φανερό ότι αν και ουσιαστικά η δημιουργία ενός racetrack είναι πλέον εφικτή εξακολουθούν να υπάρχουν προκλήσεις που πρέπει να ξεπεραστούν πριν δημιουργηθεί μια πραγματική συσκευή [12].

2.7.2 Λογικές πύλες

Εξαιτίας του μικρού τους μεγέθους, της τοπολογικής τους σταθερότητας και της χαμηλής έντασης ρεύματος που χρειάζεται για την κίνησή τους τα μαγνητικά σκυρμιόνια και οι σχετικές οντότητές τους έχουν προταθεί για συσκευές που εμπλέκουν λογικές πύλες στηριζόμενες κατά βάση σε μικρομαγνητικές προσομοιώσεις [69] και όχι σε πειράματα. Οι λογικές συναρτήσεις εκμεταλλεύονται την διαδραστικότητα των μαγνητικών αλληλεπιδράσεων με το ρεύμα και εφαρμόζονται μέσω κάποιων διαμορφωμένων κατάλληλα νανοδομών (nanowires) διαφορετικού πλάτους [70]. Συγκεκριμένα ο Χ. Zhang και οι συνεργάτες του [71] προτείνουν λογικές πύλες (OR και AND) με βάση τα σκυρμιόνια. Αρχικά η πύλη OR είναι μια λειτουργία έτσι ώστε 0 + 0 = 0, 0 + 1 = 1, 1 + 0 = 1 και 1 + 1 = 1. Υπό την παρουσία σκυρμιονίων το δυαδικό 0 αντιστοιχεί στην απουσία σκυρμιονίου ενώ το δυαδικό 1 στην παρουσία του. Η διαδικασία 0 + 0 = 0 είναι ασήμαντη καθώς για τη μη ύπαρξη εισόδου δεν υπάρχει και καμία έξοδος. Αντίθετα για τις διεργασίες 1 + 0= 1 και 0 + 1 = 1 όταν υπάρχει ένα σκυρμιόνιο στην αριστερή είσοδο στον κλάδο A και κανένα στον κλάδο B στην αριστερή είσοδο πάλι ένα σκυρμιόνιο εξέρχεται στη δεξιά έξοδο με τον ίδιο τρόπο ερμηνεύεται και για την δεύτερη λειτουργία αντίστοιχα με την παρουσία σκυρμιονίου όμως τώρα στον κλάδο B **Σχήμα 2.20**. Σημαντική είναι η διαδικασία 1 + 1 = 1, μια διαδικασία που φιλοξενεί σκυρμιόνιο και στους δύο κλάδους A και B της αριστερής εισόδου εφαρμόζοντας όμως ρεύμα μόνο ένα σκυρμιόνιο εξέρχεται στην έξοδο μέσω της διαδικασίας της συγχώνευσης που παρουσιάζουν στην εργασία τους οι προαναφερθέντες [12].



Σχήμα 2.20 Λογική συσκευή σκυρμιονίου για λειτουργίες OR. Ένα ρεύμα στην κατεύθυνση x εφαρμόζεται για χρόνο 0 < t < 1 ns με πυκνότητα ρεύματος ίση με $7x10^{12}$ A/m² (βασισμένο στο [71]).

Και η πύλη AND μπορεί να πραγματοποιήσει λειτουργίες χρησιμοποιώντας σκυρμιόνια καθώς οι διαδικασίες των 0 + 0 = 0 και 1 + 1 = 1 πραγματοποιείται με τον ίδιο ακριβώς τρόπο όπως και στην πύλη OR για την εφαρμογή των δύο άλλων διεργασιών ένα σκυρμιόνιο πρέπει να εξαλειφθεί και να μην υπάρχει έξοδος όταν στην αριστερή πλευρά της εισόδου υπάρχει ένα σκυρμιόνιο σε ένα από τους κλάδους. Αυτό γίνεται μετατρέποντας το στο κέντρο του σχήματος που παρουσιάζεται παρακάτω **Σχήμα 2.21** (κεντρική στήλη) σε meron το οποίο εξαφανίζεται όταν ακουμπάει μια από τις πλευρές. Τέλος όταν υπάρχουν σκυρμιόνια και στους δύο κλάδους της αριστερής εισόδου αυτά μετατρέπονται σε domain-wall με αποτέλεσμα την έξοδο ενός μόνο σκυρμιονίου [12].



Σχήμα 2.21 Λογική συσκευή σκύρμιον για λειτουργίες AND. Ένα ρεύμα στην κατεύθυνση x εφαρμόζεται για χρόνο 0 < t < 1 ns με πυκνότητα ίση με $4x10^{12}$ A/m² (βασισμένο στο [71]).

2.7.3 Άλλες πιθανές εφαρμογές

Το 2013, βρέθηκε το φαινόμενο μαγνητοηλεκτρικού συντονισμού των μαγνητικών σκυρμιονίων από τους Mochizuki [72] και Okamura [73], που υποδηλώνει μια ευκαιρία για την ανάπτυξη εφαρμογών μικροκυμάτων με βάση το σκυρμιόνιο. Συγκεκριμένα ο Finocchio και οι συνεργάτες του προτείνουν ανιχνευτή μικροκυμάτων με βάση τα σκυρμιόνια [74].

Μερικές βιο-εμπνευσμένες εφαρμογές που βασίζονται στα σκυρμιόνια έχουν επίσης προταθεί τα τελευταία χρόνια. Ο Huang και οι συνεργάτες του το 2017 σχεδίασαν μια συσκευή τεχνητών συνάψεων για νευρομορφικά υπολογιστικά συστήματα με βάση τα σκυρμιόνια [75], η οποία πρόσφατα ελέγχθηκε και πειραματικά από τους Song και συνεργάτες [76]. Στη συσκευή την οποία προτείνουν ο αριθμός των σκυρμιονίων μπορεί να διαμορφωθεί ηλεκτρικά ώστε να αντιπροσωπεύει συναπτικά βάρη για το νευρομορφικό υπολογισμό.

Οι μέχρι τώρα έρευνες δείχνουν ότι τα σκυρμιόνια έχουν γίνει ένα συναρπαστικό και πολύ ενεργό πεδίο έρευνας και το πεδίο των μαγνητικών σκυρμιονίων είναι αρκετά πρόσφορο για την επόμενη γενιά μέσων αποθήκευσης και σε πολύ σύντομο χρονικό διάστημα έχει σημειώσει τεράστια πρόοδο με αρκετές εφαρμογές να καταγράφονται και στον Πίνακα 2.2. Ωστόσο υπάρχουν αρκετά ερωτήματα που πρέπει να απαντηθούν που σχετίζονται με τη δημιουργία και τη σταθεροποίησή τους και σε αυτή την κατεύθυνση θα κινηθεί και η παρούσα διδακτορική διατριβή.

Συσκευή	Συμπεριφορά σκυρμιονίου	Έμφαση	Πηγή
Πηγές σήματος μικροκυμάτων	Μέσω ρεύματος το σκυρμιόνιο κινείται σε κυκλικό δίσκο	Σταθερή κωδικοποίηση δεδομένων μικρού μεγέθους, εξαιρετικά υψηλής πυκνότητας	[78]
Ανιχνευτές μικροκυμάτων	Κίνηση σκυρμιονίου με ρεύμα σε μαγνητική σήραγγα	Ευαίσθητο, μηδενικό ρεύμα, χαμηλή ισχύς μικροκυμάτων εισόδου	[74]
Σύναψης (προσομοίωση)	Κίνηση πολλαπλών σκυρμιονίων	Χαμηλή κατανάλωση ενέργειας	[75]

Πίνακας 2.2 Κατάλογος των αντιπροσωπευτικών εφαρμογών των σκυρμιονίων. (ο πίνακας είναι βασισμένος στην εργασία του κ. Li [77]).

Σύναψης (πείραμα)	Μετρήσιμες αλλαγές αντίστασης Hall λόγω της έγχυσης παλμών ρεύματος	Πειραματική επίδειξη της συσκευής σε θερμοκρασία δωματίου	[76]
Νευρομορφική	Κίνηση σκυρμιονίου με διαβάθμιση πάχους με κάθετη μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία	Χαμηλό μέγεθος, χαμηλή κατανάλωση ενέργειας	[79,80]
Υπολογιστικής δεξαμενής	Πολλαπλοί τομείς σκυρμιονίων	Μεγαλύτερη δυνατότητα συντονισμού με πρακτική σημασία	[81,82]
Στοχαστική συσκευή ανασχηματισμού	Θερμικά διεγερμένη διάχυση σκυρμιονίων που παρατηρείται μέσω MOKE	Συσκευή ανασυγκρότησης αποκαλύπτει τη δυνατότητα του Problistic computing	[83]
Αναστρέψιμου υπολογισμού	Σχεδιασμένη κίνηση σκυρμιονίων με Skytmion Hall Effect σε περιορισμένο track	Μειωμένη κατανάλωση ενέργειας και βελτιωμένη απόδοση υπολογιστών	[84]

2.8 Πειραματικές τεχνικές απεικόνισης και ανίχνευσης μαγνητικών σκυρμιονίων

Ο χειρισμός των μαγνητικών σκυρμιονίων ως φορέων πληροφοριών σε εφαρμογές συσκευών απαιτεί την ακριβή παρακολούθηση των θέσεων και των δυναμικών συμπεριφορών τους. Ως εκ τούτου η αποτελεσματική ανάγνωση των σκυρμιονίων σε πραγματικό χώρο αποτελεί σημαντική εργασία που πρέπει να πραγματοποιηθεί με αξιόπιστο τρόπο. Έχουν χρησιμοποιηθεί πολλές προηγμένες τεχνικές μαγνητικής απεικόνισης μικροσκοπίας για την παρακολούθηση των πραγματικών τους ιδιοτήτων τους. Στον Πίνακα 2.3 παρουσιάζονται οι τεχνικές απεικόνισης που χρησιμοποιούνται για την παρατήρηση των μαγνητικών σκυρμιονίων.

Πίνακας 2.3 Κατάλογος των αντιπροσωπευτικών τεχνικών απεικόνισης για την παρατήρηση των μαγνητικών σκυρμιονίων. (ο πίνακας είναι βασισμένος στην εργασία του κ. Zhang [91]).

Μέθοδος	Ανάλυσ	Πλεονεκτήματα	Πηγές
	η χώρου		

Lorentz transmission electron microscopy (LTEM)	~ 1 nm	Υψηλή ανάλυση, Εύκολη πρόσβαση	[14,25]
Differential phase contrast scanning transmission electron microscopy (DPC-STEM)	~ 1 nm	Υψηλή ανάλυση,	[34,85]
Spin-polarized scanning tunneling microscopy (SP-STM)	Single atom	Αρκετά υψηλή ανάλυση σε κλίμακα ατόμου	[30,86]
Photoemission electron microscopy combined with X- ray magnetic circular dichroism (XMCD-PEEM)	~ 25 nm	Ανάλυση σπιν στο επίπεδο	[46]
Scanning transmission X-ray microscopy (STXM)	~ 25 nm	Δυναμικές φωτογραφίες (ανά 70ps)	[45,50]
Spin polarized low-energy electron microscopy (SPLEEM)	~ 10 nm	Ανάλυση σπιν στο επίπεδο, Υψηλή ευαισθησία στην επιφάνεια	[87]
X-ray holography	~ 10 nm	Δυναμικές φωτογραφίες (ανά 70ps)	[88]
Magneto-optical Kerr effect microscopy (MOKE)	~1 µm	Εύκολη πρόσβαση και προσαρμοσμένη τροποποίηση	[48,89,90]

2.9 Βιβλιογραφία

[1] B. D. Cullity, C.D Graham, "Introduction to Magnetic Materials", 2nd Edition, IEEE Press (2008).

[2] Ι. Παναγιωτόπουλος, «Μαγνητικά Υλικά», Α.Γ. Πνευματικός (2010).

[3] W. D. Callister jr, D. G. Rethwisch, "*Materials Science and Engineering*", 10th Edition, Chapter 20 (**2019**).

[4] X. Zhang, Y. Zhou, K. M. Song, T.-E. Park, J. Xia, M. Ezawa, X.i Liu, W. Zhao, G. Zhao, S. Woo, *"Skyrmion-electronics: writing, deleting, reading and processing magnetic skyrmions toward spintronic applications"*, Journal of Physics: Condensed Matter, vol. 32, 143001 (**2020**).

[5] A. Thiaville, S. Rohart, É. Jué, V. Cros, and A. Fert, "Dynamics of Dzyaloshinskii domain walls in ultrathin magnetic films", Europhysics Letters, vol. 100, 57002 (2012).

[6] F. N. Rybakov, A. B. Borisov, and A. N. Bogdanov, "*Three-dimensional skyrmion states in thin films of cubic helimagnets*", Physical Review B, vol. 87, 094424 (**2013**).

[7] S. Rohart and A. Thiaville, "Skyrmion confinement in ultrathin film nanostructures in the presence of Dzyaloshinskii-Moriya interaction", Physical Review B, vol. 88, 184422 (2013).

[8] A. Bogdanov and A. Hubert, "*Thermodynamically stable magnetic vortex states in magnetic crystals*", Journal of Magnetism Magnetic Materials, vol. 138, 255-269 (**1994**).

[9] F. Zheng, F. N. Rybakov, A. B. Borisov, D. Song, S. Wang, Z. A. Li, H. Du, N. S. Kiselev, J. Caron, A. Kovács, M. Tian, Y. Zhang, S. Blügel, and R. E. Dunin-Borkowski, "*Experimental observation of chiral magnetic bobbers in B20-type FeGe*", Nature Nanotechnology, vol. 13, 451-455 (**2018**).

[10] M. Mcintyre, G. Cairns, "A new formula for winding number", Geometriae Dedicata, vol. 46, 149-159 (**1993**).

[11] R. Rajaraman, "An Introduction to Solitons and Instantons in Quantum Field Theory", North Holland Personal Library (**1987**).

[12] K. Everschor-Sitte, J. Masell, R. M. Reeve, M. Klaui, "*Perspective: Magnetic skyrmions-Overview of recent progress in an active research field*", Journal of Applied Physics, vol. 124, 240901 (**2018**).

[13] T. H. R. Skyrme, "A non-linear field theory", Proceedings of the Royal Society A, vol. 260, 127–138 (**1961**).

[14] X. Z. Yu, Y. Onose, N. Kanazawa, J. H. Park, J. H. Han, Y. Matsui, N. Nagaosa, Y. Tokura, *"Real space observation of a two-dimensional skyrmion crystal"*, Nature, vol. 465, 901-904 (**2010**).

[15] S. Seki, M. Mochizuki, "*Theoretical Model of Magnetic Skyrmions in Magnetic Materials*", Springer Briefs in Physics (**2016**).

[16] T. Suzuki, "A study of magnetization distribution of submicron bubbles in sputtered Ho-Co thin films", Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 31-34, 1009-1010 (**1983**).

[17] L. N. Gergidis, V. D. Stavrou, D. Kourounis, I. Panagiotopoulos, "*Micromagnetic simulations study of skyrmions in magnetic FePt nanoelements*", Journal of Magnetism and Magnetic Materials vol. 481, 111 – 121 (**2019**).

[18] V. D. Stavrou, D. Kourounis, K. Dimakopoulos, I. Panagiotopoulos, L. N. Gergidis, "Magnetic skyrmions in FePt nanoparticles having reuleaux 3D geometry: a micromagnetic simulation study", Nanoscale, vol. 11, 20102-20114 (2019). [19] I. Dzyaloshinskii, "A thermodynamic theory of weak ferromagnetism of antiferromagnetics", Journal of Physics Chemistry Solids, vol. 4, 241-255 (**1958**).

[20] T. Moriya, "Anisotropic superexchange interaction and weak ferromagnetism", Physical Review, vol. 120, 91-98 (**1960**).

[21] T. Adams, S. Mühlbauer, C. Pfleiderer, F. Jonietz, A. Bauer, A. Neubauer, R. Georgii, P. Böni, U. Keiderling, K. Everschor, M. Garst, A. Rosch, "Long-Range Crystaline Nature of the Skyrmion Lattice in MnSi", Physical Review Letters, vol. 107, 217206 (2011).

[22] A. Tonomura X.Z. Yu, K. Yanagisawa, T. Matsuda, Y. Onose, N. Kanazawa, H.S. Park, Y. Tokura, "*Real-Space Observation of Skyrmion Lattice in Helimagnet MnSi thi samples*", Nano Letters, vol. 12, 1673-1677 (**2012**).

[23] X.Z. Yu, N. Kanazawa, Y. Onose, K. Kimoto, W.Z. Zhang, S. Ishiwata, Y. Matsui, Y. Tokura, *"Near room-temperature formation of a skyrmion crystal in thin-films of the helmagnet FeGe"*, Nature Materials, vol. 10, 106-109 (**2011**).

[24] D. Morikawa, K. Shibata, N. Kanazawa, X.Z. Yu, Y. Tokura, "*Crystal chirality and skyrmion helicity in MnSi and (Fe, Co)Si as determined by transmission electorn microscopy*", Physical Reveiw B, vol. 88, 024408 (**2013**).

[25] S. Seki, X.Z. Yu, S. Ishiwata, Y. Tokura, "Observation of Skyrmions in a Multiferroic Material", Science, vol. 336, 198-201 (2012).

[26] P. Bak, M.H. Jensen, "Theory of helical magnetic structures and phase transitions in MnSi and FeGe", Journal of Physics C, vol. 13, L881-L885 (**1980**).

[27] X. Z. Yu, N. Kanazawa, Y. Onose, K. Kimoto, W. Z. Zhang, S. Ishiwata, Y. Matsui, Y. Tokura, "*Near room-temperature formation of a skyrmion crystal in thin films of the helimagnet FeGe*", Nature Materials, vol. 10, 106-109 (**2011**).

[28] P. Milde, D. Kohler, J. Seidel, L. M. Eng, A. Bauer, A. Chacon, J. Kindervater, S. Muhlbauer, C. Pfleiderer, S. Buhrandt, C. Schutte, A. Rosch, "*Unwinding of a Skyrmion Lattice by Magnetic Monopoles*", Science, vol. 340, 1076-1080 (**2013**).

[29] S. Heinze, K. von Bergmann, M. Menzel, J. Brede, A. Kubetzka, R. Wiesendanger, G. Bihlmayer, S. Blügel, "*Spontaneous atomic-scale magnetic skyrmion lattice in two dimensions*", Nature Physics, vol. 7, 713-718 (**2011**).

[30] N. Romming, C. Hanneken, M. Menzel, J.E., B. Wolter, K. von Bergmann, A. Kubetzka, R. Wiesendanger, "*Writing and Deleting Single Magnetic Skyrmions*", Science, vol. 341, 636-639 (**2013**).

[31] X.Z. Yu, M. Mostovoy, Y. Tokunaga, W. Zhang, K. Kimoto, Y. Matsui, Y. Kaneko, N. Nagaosa, Y. Tokura, "*Magnetic stripes and skyrmions with helicity reversals*", Proceedings of the National Academy of Sciences U.S.A. 109, 8856-8860 (**2012**).

[32] X.Z. Yu, Y. Tokunaga, Y. Kaneko, W.Z. Zhang, K. Kimoto, Y. Matsui, Y. Taguchi, Y. Tokura, "*Biskyrmion states and their current-driven motion in a layered manganite*", Nature Communications, vol. 5, 3198 (**2014**).

[33] S. Mühlbauer, J. Kindervater, T. Adams, A. Bauer, U. Keiderling, C. Pfleiderer, "*Kinetic small angle neutron scattering of the skyrmion lattice in MnSi*", New Journal of Physics, vol. 18, 075017 (**2016**).

[34] D. McGrouther, R. J. Lamb, M. Krajnak, S. McFadzean, S. McVitie, R. L. Stamps, A. O. Leonov, A. N. Bogdanov, Y. Togawa, "*Internal structure of hexagonal skyrmion lattices in cubic helimagnets*", New Journal of Physics, vol. 18, 095004 (**2016**).

[35] Y. Okamura, F. Kagawa, S. Seki, Y. Tokura, "*Transition to and from the skyrmion lattice phase by electric fields in a magnetoelectric compound*", Nature Communications, vol. 7, 12669 (**2016**).

[36] S. L. Zhang, A. Bauer, H. Berger, C. Pfeiderer, G. van den Laan, T. Hesjedal, "*Resonant elastic x-ray scattering from the skyrmion lattice in Cu₂OSeO₃"*, Physical Review B, vol. 93, 214420 (**2016**).

[37] S. L. Zhang, A. Bauer, D. M. Burn, P. Milde, E. Neuber, L. M. Eng, H. Berger, C. Pfeiderer, G. van den Laan, T. Hesjedal, "*Multidomain Skyrmion Lattice state in Cu₂OSeO₃*", Nano Letters, vol. 16, 3285-3291 (**2016**).

[38] Y. Tokunaga, X. Z. Yu, J. S. White, H. M. Ronnow, D. Morikawa, Y. Taguchi, Y. Tokura, "A new class of chiral materials hosting magnetic skyrmions beyond room temperature", Nature Communications, vol. 6, 7638 (2015).

[39] K. Karube, J. S. White, N. Reynolds, J. L. Gavilano, H. Oike, A. Kikkawa, F. Kagawa, Y. Tokunaga, H. M. Ronnow, Y. Tokura, Y. Taguchi, "*Robust metastable skyrmions and their triangular-square lattice structural transition in a high temperature chiral magnet*", Nature Materials, vol. 15, 1237-1242 (**2016**).

[40] I. Kezsmarki, S. Bordacs, P. Milde, E. Neuber, L. M. Eng, J. S. White, H. M. Ronnow, C. D. Dewhurst, M. Mochizuki, K. Yanai, H. Nakamura, D. Ehlers, V. Tsurkan, A. Loidl, "*Néel-type skyrmion lattice with confined orientation in the polar magnetic semiconductor GaV*₄*S*₈", Nature Materials, vol. 14, 1116-1122 (**2015**).

[41] M. Hervé, B. Dupé, R. Lopes, M. Böttcher, M. D. Martins, T. Balashov, L. Gerhard, J. Sinova,
W. Wulfhekel, "Stabilizing spin spirals and isolated skyrmions at low magnetic field exploiting vanishing magnetic anisotropy", Nature Communications, vol. 9, 1015 (2018).

[42] S. Heinze, K. von Bergmann, M. Menzel, J. Brade, A. Kubetzka, R. Wiesendanger, G. Bihlmayer, S. Blügel, "*Spontaneous atomic-scale magnetic skyrmion lattice in two dimensions*", Nature Physics, vol. 7, 713-718 (**2011**).

[43] A. Sonntag, J. Hermenau, S. Krause, R. Wiesendanger, "*Thermal Stability of an Interface-Stabilized Skyrmion Lattice*", Physical Review Letters, vol. 113, 077202 (**2014**).

[44] L Schmidt, J Hagemeister, P-J Hsu, A Kubetzka, K von Bergmann, R Wiesendanger, *"Symmetry breaking in spin spirals and skyrmions by in-plane and canted magnetic fields"*, New Journal of Physics, vol. 18, 075007 (**2016**).

[45] C. Moreau-Luchaire, C. Moutafis, N. Reyren, J. Sampaio, C. A. F. Vaz, N. van Horne, K. Bouzehouane, K. Garcia, C. Deranlot, P. Warnocke, P. Wohlhünter, J. M. George, M. Weigand, J. Raabe, V. Cros, A. Fert, "Additive interfacial chiral interaction in multilayers for stabilization of small individual skyrmions at room temperature", Nature Nanotechnology, vol. 11, 444-448 (2016).

[46] O. Boulle, J. Vogel, H. Yang, S. Pizzini, D. de Souza Chaves, A. Locatelli, T. O. Mentes, A. Sala, L. D. Buda-Prejbeabu, O. Klein, M. Belmeguenai, Y. Roussigne, A. Stashkevich, S. Mourad Cherif, L. Aballe, M. Foerster, M. Chshiev, S. Auffret, I. M. Miron, G. Gaudin, "*Room-temperature chiral magnetic skyrmions in ultrathin magnetic nanostructures*", Nature Nanotechnology, vol. 11, 449-453 (**2016**).

[47] K. Litzius, "Spin-Orbit-Induced Dynamics of Chiral Magnetic Structures", Ph.D. thesis, Johannes Gutenberg-University Mainz (2018).

[48] J. Zázvorka, F. Jakobs, D. Heinze, N. Keil, S. Kromin, S. Jaiswal, K. Litzius, G. Jakob, P. Virnau, D. Pinna, K. Everschor-Sitte, L. Rozsa, A. Donges, U. Nowak, M. Kläui, "*Thermal skyrmion diffusion used in a reshuffle device*", Nature Nanotechnology, vol. 14, 658-661 (**2019**).

[49] A. Yagil, A. Almoalem, A. Soumyanarayanan, A. K. C. Tan, M. Raju, C. Panagopoulos, O. M. Auslaender, "*Stray field signatures of Néel textured skyrmions in Ir/Fe/Co/Pt multilayer films*", Applied Physics Letters, vol. 112, 192403 (**2018**).

[50] S. Woo, K. M. Song, X. Zhang, Y. Zhou, M. Ezawa, X. Liu, S. Finizio, J. Raabe, N. Jong Lee, S. Kim, S. Y. Park, Y. Kim, J. Y. Kim, D. Lee, O. Lee, J. W. Choi, B. C. Min, H. C. Koo, J. Chang, "*Current-driven dynamics and inhibition of the skyrmion Hall effect of ferrimagnetic skyrmions in GdFeCo films*", Nature Communications, vol. 9, 959 (**2018**).

[51] S. S. Parkin, M. Hayashi, L. Thomas, "*Magnetic Domain-Wall Racetrack Memory*", Science, vol. 320, 190-194 (**2008**).

[52] O. Boulle, G. Malinowski, M. Klaui, "*Current-induced domain wall motion in nanoscale ferromagnetic elements*", Materials Science and Engineering, vol. 72, 159-187 (**2011**).

[53] S. H. Yang, K. S. Ryu, S. Parkin, "Domain-wall velocities of up to 750ms⁻¹ driven by exchange-coupling torque in synthetic antiferromagnets", Nature Nanotechnology, vol. 10, 221-226 (2015).

[54] A. Fert, V. Cros, J. Sampaio, "*Skyrmions on the track*", Nature Nanotechnology, vol. 8, 152-156 (**2013**).

[55] X. Zhang, G. P. Zhao, H. Fangohr, J. Ping Liu, W. X. Xia, J. Xia, F. J. Morvan, "*Skyrmion-skyrmion and skyrmion-edge repulsions in skyrmion-based racetrack memory*", Scientific Reports, vol. 5, 7643 (**2015**).

[56] A. Rosch, "Moving with the current", Nature Nanotechnology, vol. 8, 160-161, (2013).

[57] J. Müller, A. Rosch, "*Capturing of a magnetic skyrmion with a hole*", Physical Review B, vol. 91, 054410 (**2015**).

[58] S. Woo, K. Litzius, B. Krüger, L. Caretta, K. Richer, M. Mann, A. Krone, R. M. Reeve, M. Weigand, P. Agrawal, I. Lemesh, M. Mawass, P. Fischer, M. Klaui, G. S. D. Beach, "Observation of room-temperature magnetic skyrmions and their current-driven dynamics in ultrathin metallic ferromagnets", Nature materials, vol. 15, 501-506 (2016).

[59] Q. Shao, G. Yu, Y. W. Lan, Y. Shi, M. Y. Li, C. Zheng, X. Zhu, L. J. Li, P. K. Amiri, K. L. Wang, "Strong Rashba-Edelstein Effect-Induced Spin-Orbit Torques in Monolayer Transition Metal Dichalcogenide/Ferromagnet Bilayers" Nanno Letters, vol. 16, 7514-7520 (2016).

[60] L. Rozsa, A. Deak, E. Simon, E. Yanes, L. Udvardi, L. Szunyogh, U. Nowak, "Skyrmions with Attractive Interations in an Ultrathin Magnetic Film", Physical Review Letters, vol. 117, 157205 (2016).

[61] K. Litzius, I. Lemesh, B. Krüger, P. Bassirian, L. Carettam K. Richter, F. Büttner, K. Sato, O.A. Tretiakov, J. Forster, R. M. Reeve, M. Weigand, L. Bykova, H. Stoll, G. Schütz, G.S.D. Beach, M. Kläui, "*Skyrmion Hall effect revealed by direct time-resolved X-ray microscopy*", Nature Physics, vol. 13, 170-175 (**2017**).

[62] P. Lai, G. P. Zhao, H.Tang, N.Ran, S. Q. Wu, J. Xia, X. Zhang, Y. Zhou, "An improved Racetrack structure for transporting a skyrmion", Scientific Reports, vol. 7, 45330 (2017).

[63] M. Kläui, C. A. F. Vaz, J. Rothman, J. A. C. Bland, W. Wernsdorfer, G. Faini, E. Cambril, "Domain Wall Pinning in Narrow Ferromagnetic Ring Structures Probed by Magnetoresistance Measurements", Physical Review Letters, vol. 90, 097202 (2003).

[64] J. H. Franken, M. Hoeijmakers, R. Lavrijsen, H. J. M. Swagten, "Domain-wall pinning by local control of anisotropy in Pt/Co/Pt strips", Condensed Matter, vol. 24, 024216 (2011).

[65] J. Wang, J. Xia, X. Zhang, G. P. Zhao, L. Ye, J. Wu, Y. Xu, W. Zhao, Z. Zou, Y. Zhou, "Controllable transport of a skyrmion in a ferromagnetic narrow channel with voltage-controlled magnetic anisotropy", Applied Physics D, vol. 51, 205002 (2018). [66] C. Song, C. Jin, J. Wang, H. Xia, J. Wang, Q. Liu, "*Skyrmion-based multi-channel racetrack*", Applied Physics Letters, vol. 111, 192413 (**2017**).

[67] G. Binasch, P. Grunberg, F. Saurenbach, W. Zinn, "Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange", Physical Review B, vol. 39, 4828-4830 (1989).

[68] J. S. Moodera, L. R. Kinder, T. M. Wong, R. Meservey, "Large Magnetoresistance at Room Temperature in Ferromagnetic Thin Film Tunnel Junctions", Physical Review Letters, vol. 74, 3273-3276 (1995).

[69] S. Luo, M. Song, X. Li, Y. Zhang, J. Hong, X. Yang, X. Zou, N. Xu, L. You, "*Reconfigurable Skyrmion Logic Gates*", Nano Letters, vol. 18, 1180-1184 (**2018**).

[70] X. Zhang, Y. Zhou, M. Ezawa, G. P. Zhao, W. Zhao, "*Magnetic skyrmion transistor: skyrmion motion in a voltage-gated nanotrack*", Scientific Reports, vol. 5, 11369 (**2015**).

[71] X. Zhang, M. Ezawa, Y. Zhou, "Magnetic skyrmion logic gates: conversion, duplication and merging of skyrmions", Scientific Reports, vol. 5, 9400 (2015).

[72] M. Mochizuki, S. Seki, "Magnetoelectric resonances and predicted microwave diode effect of the skyrmion crystal in a multi ferroic chiral-lattice magnet", Physical Review B, vol. 87, 134403 (2013).

[73] Y. Okamura, F. Kagawa, M. Mochizuki, M. Kubota, S. Seki, S. Ishiwata, M. Kawasaki, Y. Onose, Y. Tokura, "*Microwave magnetoelectric effect via skyrmion resonance modes in a helimagnetic multiferroic*", Nature Communication, vol. 4, 2391 (**2013**).

[74] G. Finocchio, M. Ricci, R. Tomasello, A. Giordano, M. Lanuzza, V. Puliafito, P. Burrascano, B. d M. Carpentieri, *"Skyrmion based microwave detectors and harvesting"*, Applied Physics Letter, vol. 107, 262401 (**2015**).

[75] Y. Huang, W. Kang, X. Zhang, Y. Zhou, W. Zhao, "Magnetic skyrmion-based synaptic devices", Nanotechnology, vol. 28, 08LT02 (2017).

[76] K. M. Song, J. S. Jeong, B. Pan, X. Zhang, J. Xia, S. Cha, T. E. Park, K. Kim, S. Finizio, J. Raabe, J. Chang, Y. Zhou, W. Zhao, W. Kang, H. Ju, S. Woo, *"Skyrmion-based artificial synapses for neuromorphic computing"*, Nature electronics, vol. 3, 148-155 (**2020**).

[77] S. Li, W. Kang, X. Zhang, T. Nie, Y. Zhou, K. L. Wang, W. Zhao, "*Magnetic skyrmions for unconventional computing*", Materials Horizons, vol. 8, 854-868 (**2021**)

[78] S. Zhang, J. Wang, Q. Zheng, Q. Zhu, X. Liu, S. Chen, C. Jin, Q. Liu, C. Jia, D. Xue, "*Current-induced magnetic skyrmions oscillator*", New journal of Physics, vol. 17, 023061 (2015)

[79] S. Li, W. Kang, Y. Huang, X. Zhang, Y. Zhou, W. Zhao, "*Magnetic skyrmion-based artificial neuron device*", Nanotechnology, vol. 28, 31LT01 (**2017**)

[80] X. Chen, W. Kang, D. Zhu, X. Zhang, N. Lei, Y. Zhang, Y. Zhou, W. Zhao," *A compact skyrmionic leaky-integrate-fire spiking neuron device*", Nanoscale, vol. 10, 6139-6146 (**2018**)

[81] D. Prychynenko, M. Sitte, K. Litzius, B. Kruger, G. Bourianoff, M. Klaui, J. Sinova, K. E. Sitte, "*Magnetic skyrmion as a nonlinear resistive element: A potential building block for reservoir computing*", Physical Review Applied, vol. 9, 014034 (**2018**)

[82] G. Bourianoff, D. Pinna, M. Sitte, K. E. Sitte, "Potential implementation of reservoir computing models based on magnetic skyrmions", AIP Advances, vol. 8, 055602 (2018)

[83] J. Zazvorka, F. Jakobs, D. Heinze, N. Keil, S. Kromin, S. Jaiswal, K. Litzius, G. Jakob, P. Virnau, D. Pinna, K. E. Sitte, L. Rozsa, A. Donges, U. Nowak, M. Klaui, "*Thermal skyrmion diffusion used in a reshuffle device*", Nature Nanotechnology, vol. 14, 658-661 (**2019**)

[84] M. Chauwin, X. Hu, F. Garcia-Sanchez, N. Betrabet, A. Paler, C. Moutafis, J. S. Friedman, *"Skyrmion logic system for large scale reversible computation"*, Physical Review Applied, vol. 12, 064053 (**2019**)

[85] T. Matsumoto, Y. G. So, Y. Kohno, H. Sawada, Y. Ikuhara, N. Shibata, "Direct observation of $\Sigma7$ domain boundary core structure in magnetic skyrmion lattice", Science Advances, vol. 12, e1501280 (**2016**).

[86] N. Romming, A. Kubetzka, C. Hanneken, K. von Bergmann, R. Wiesendanger, "Field Dependent size and shape of single magnetic skyrmions", Physical Review Letters, vol. 114, 177203 (2015).

[87] G. Chen, A. Mascaraque, A. T. N'Diaye, A. K. Schmid, "*Room temperature skyrmion ground state stabilized through interlayer exchange coupling*", Applied Physics Letters, vol. 106, 242404 (**2015**).

[88] F. Büttner, I. Lemesh, M. Schneider, B. Pfau, C. M. Günther, P. Hessing, J. Geihute, L. Caretta, D. Engel, B. Krüger, J. Viefhaus, S. Eisebitt, G. S. D. Beach, "*Field free deterministic ultrafast creation of magnetic skyrmions by spin-orbit torques*", Nature Nanotechnology, vol. 12, 1040-1044 (**2017**).

[89] L. Zhao, Z. Wang, X. Zhang, X. Liang, J. Xia, K. Wu, H.-A. Zhou, Y. Dong, G. Yu, K. L. Wang, X. Liu, Y. Zhou, W. Jiang, *"Topology-Dependent Brownian Gyromotion of a single skyrmion"*, Physical Review Letters, vol. 125, 027206 (**2020**).

[90] T. Srivastava, M. Schott, R. Juge, V. Krizakova, M. Belmeguenai, Y. Roussigne, A. Bernand-Mantel, L. Ranno, S. Pizzini, S. M. Cherif, A. Stashkevich, S. Auffret, O. Boulle, G. Gaudin, M. Chshiev, C. Baraduc, H. Bea, "*Large-Voltage tuning of Dzyaloshinskii-Moriya interactions: A route toward dynamic control of skyrmion chirality*", Nano Letters, vol.18, 4871-4877 (**2018**).

[91] X. Zhang, Y. Zhou, K. M. Song, T. E. Park, J. Xia, M. Ezawa, X. Liu, W. Zhao, G. Zhao, S. Woo, "*Skyrmion-electronics: writing, deleting, reading and processing magnetic skyrmions toward spintronic applications*", Journal of Physics: Condensed Matter, vol. 32, 143001 (**2020**).

Κεφάλαιο 3

Δυναμική μικρομαγνητισμού και μικρομαγνητικές αριθμητικές μέθοδοι προσομοίωσης

Στο παρόν κεφάλαιο παρουσιάζονται θεμελιώδεις έννοιες του μικρομαγνητισμού, η εξίσωση Landau-Gilbert-Lifshitz (LLG) που τον διέπει. Επίσης παρουσιάζονται οι αριθμητικές μέθοδοι που χρησιμοποιήθηκαν στην παρούσα διδακτορική διατριβή για την επίλυσή της.

3.1 Μικρομαγνητισμός

Η πιο πιθανή κατάσταση ενός μαγνητικού συστήματος περιγράφεται από το ελάχιστο της ελεύθερης ενέργειας του Gibbs όπως υπαγορεύεται από τη θερμοδυναμική. Η συνολική ενέργεια δίνεται από τη σχέση

$$E_{tot} = U - \int \boldsymbol{H}_{ext} \cdot \boldsymbol{J}_s dV \tag{3.1}$$

όπου H_{ext} είναι το εφαρμοζόμενο εξωτερικό μαγνητικό πεδίο και J_s η μαγνητική πόλωση. Η εσωτερική ενέργεια U υπολογίζεται από το άθροισμα της ενέργειας του πεδίου απομαγνήτισης E_{demag} , της ενέργειας ανταλλαγής E_{exc} και της ενέργειας μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας E_{ani} . Έτσι, η ελεύθερη ενέργεια Gibbs του συνόλου μπορεί να γραφτεί ως,

$$E_{tot} = E_{demag} + E_{exc} + E_{ani} + E_{ext}$$
(3.2)

όπου E_{ext} είναι η ενέργεια Zeeman και προκύπτει από το εξωτερικό πεδίο H_{ext} . Στη μικρομαγνητική θεωρία η ελεύθερη ενέργεια του Gibbs είναι μια συνάρτηση της μαγνήτισης, όπου το διανυσματικό πεδίο $M(r) = J_s(r)/\mu_0$ περιορίζεται έτσι ώστε $|M|=M_s(T)$, αγνοώντας το

Holstein-Primakoff φαινόμενο, το οποίο λέει ότι το μέτρο της μαγνήτισης /M/ εξαρτάται από το εξωτερικό πεδίο H_{ext} [1]. Η μαγνητική πόλωση δίνεται από,

$$\boldsymbol{J}_{s} = \mu_{0} g n \mu_{B} \boldsymbol{S} \tag{3.3}$$

όπου *n* είναι ο αριθμός των σπιν ανά όγκο (για ένα απλό κυβικό πλέγμα $n=1/a^3$ όπου α η διάσταση του πλέγματος), *S* ο συνολικός κβαντικός αριθμός του σπιν ενός ατόμου, *g* ο παράγοντας Lande και μ_B η μαγνητόνη του Bohr.

3.1.1 Ενέργεια ανταλλαγής

Το χαρακτηριστικό γνώρισμα των σιδηρομαγνητικών υλικών είναι η ύπαρξη αυθόρμητης μαγνήτισης (spontaneous magnetization). Από την κλασική ηλεκτροδυναμική είναι γνωστό ότι τα γειτονικά σπιν ενεργειακά ευνοούν μια αντιπαράλληλη ευθυγράμμισή τους [2,3]. Κατά συνέπεια τα μακροσκοπικά μαγνητικά σώματα αναμένεται να αποφεύγουν μια ομοιόμορφη κατανομή μαγνήτισης, πράγμα που ισχύει για παραμαγνητικά και διαμαγνητικά υλικά. Ωστόσο οι στοιχειώδεις μαγνήτες σε σιδηρομαγνητικά υλικά υπόκεινται στη λεγόμενη αλληλεπίδραση ανταλλαγής. Αυτό το κβαντομηχανικό αποτέλεσμα οδηγεί σε μια ενεργειακά ευνοημένη-προτιμητέα παράλληλη ευθυγράμμιση των γειτονικών σπιν και συνεπώς σε μακροσκοπικές ομοιόμορφες διαμορφώσεις της μαγνήτισης. Η ενέργεια ανταλλαγής σχετίζεται με την ενέργεια Coulomb δύο μη διακριτών σωματιδίων με αλληλεπικαλυπτόμενες κυματοσυναρτήσεις και συνεπώς απαιτεί κβαντομηχανική προσέγγιση για την περιγραφή της [3].

Εδώ θα χρησιμοποιήσουμε την κλασσική Heisenberg Χαμιλτονιανή για δύο γειτονικά σπιν ως σημείο εκκίνησης για να αντλήσουμε μια μικρομαγνητική έκφραση για την ενέργεια ανταλλαγής. Η ενέργεια αλληλεπίδρασης μεταξύ του σπιν του ατόμου *i* και του ατόμου *j* έχει τη μορφή,

$$E_{ij} = -J_{ij}\boldsymbol{S}_i \cdot \boldsymbol{S}_j \tag{3.4}$$

όπου J είναι μια σταθερά που καλείται το ολοκλήρωμα ανταλλαγής και S_i και S_j είναι δύο γειτνιάζοντα «κλασσικά» σπιν με την τιμή τους να είναι $S = |S_i| = |S_j|$ και τα μοναδιαία διανύσματα $n_i = S_i / S$ και $n_j = S_j / S$. Η τιμή του J υπολογίζεται με κβαντική μηχανική. Αντικαθιστώντας η ενέργεια ανταλλαγής των δύο σπιν μπορεί να γραφτεί ως:

$$E_{ij} = -J_{ij}S^2 \boldsymbol{n}_i \cdot \boldsymbol{n}_j = -J_{ij}S^2 [1 - \frac{1}{2}(\boldsymbol{n}_i - \boldsymbol{n}_j)^2]$$
(3.5)

και συνεπώς η συνολική ενέργει ανταλλαγής σε ένα μαγνητικό σώμα προκύπτει με άθροισμα πάνω σε όλα του τα σπιν

$$E = \sum_{i,j} -J_{ij}S^{2}[1 - \frac{1}{2}(\boldsymbol{n}_{i} - \boldsymbol{n}_{j})^{2}]$$
(3.6)

Το μέγεθος του J μειώνεται ισχυρά με την αύξηση της απόστασης των ατόμων *i* και *j* [4]. Στα πλαίσια του μικρομαγνητισμού η παραπάνω εξίσωση πρέπει να προσαρμοστεί κατάλληλα ώστε να εμπλακεί το συνεχές πεδίο μαγνήτισης *m*

$$\boldsymbol{m}(\boldsymbol{r}) \cdot \boldsymbol{m}(\boldsymbol{r} + \Delta \boldsymbol{r}) = 1 - \frac{1}{2} [\boldsymbol{m}(\boldsymbol{r}) - \boldsymbol{m}(\boldsymbol{r} + \Delta \boldsymbol{r})]^2$$
(3.7)

όπου Δr το άνυσμα απόστασης μεταξύ δύο συζευγμένων μέσω αλληλεπίδρασης ανταλλαγής μαγνητικών ροπών. Αναπτύσσοντας το $m(r+\Delta r)$ σε σειρά Taylor του Δr και κρατώντας όρους πρώτης τάξης λαμβάνουμε

$$\boldsymbol{m}(r) \cdot \boldsymbol{m}(r + \Delta r) \approx 1 - \frac{1}{2} \sum_{i} (\Delta r \cdot \boldsymbol{\nabla} m_{i})^{2}$$
 (3.8)

Η συνολική ενέργεια του μαγνητικού σώματος στην περίπτωση του μικρομαγνητισμού μπορεί να ληφθεί με την άθροιση όλων των συνεισφορών από τις διαφορετικές διανυσματικές αποστάσεις Δr_i που εντοπίζονται και εξαρτώνται από την κρυσταλλική δομή και ολοκληρώνοντας τις συνεισφορές αυτές επί του όγκου Ω

$$E = \int_{\Omega} \sum_{i} A_{i} \boldsymbol{m}(\boldsymbol{r}) \cdot \boldsymbol{m}(\boldsymbol{r} + \Delta \boldsymbol{r}_{i}) d\boldsymbol{r}$$
(3.9)

όπου A_i καλείται σταθερά ανταλλαγής που εμπεριέχει το ολοκλήρωμα ανταλλαγής J και την τιμή των σπιν και το διαφορικό στοιχείο όγκου να είναι d**r** = dxdydz. Αντικαθιστώντας την προσέγγιση πρώτης τάξης στην παραπάνω εξίσωση λαμβάνουμε

$$E = C + \int_{\Omega} \sum_{i,j,k} A_{jk} \frac{\partial m_i}{\partial x_j} \frac{\partial m_i}{\partial x_k} d\mathbf{r}$$
(3.10)

όπου C μια αυθαίρετη σταθερά που μπορεί να παραληφθεί χωρίς την αλλοίωση της φυσικής του συστήματος και με το A_{jk} να υποδηλώνει τανυστή δεύτερης τάξης που περιέχει τις προκύπτουσες σταθερές ανταλλαγής. Επιπλέον μπορούμε εκτελώντας περιστροφή του συστήματος αξόνων να διαγωνοποιήσουμε τον πίνακα A_{jk} και να λάβουμε την παρακάτω έκφραση για την ενέργεια ανταλλαγής [5].

$$E = \int_{\Omega} \sum_{i,j} A_j \left(\frac{\partial m_i}{\partial x_j}\right)^2 d\mathbf{r}$$
(3.11)

Στην περίπτωση κυβικών και ισοτροπικών υλικών, η σταθερά ανταλλαγής δεν εξαρτάται από τη χωρική διάσταση και έτσι η ενέργεια ανταλλαγής μπορεί να λάβει τη μορφή

$$E = A \int_{\Omega} \sum_{i} (\nabla m_{i})^{2} d\mathbf{r} = A \int_{\Omega} (\nabla \mathbf{m})^{2} d\mathbf{r}$$
(3.12)

Αυτή η έκφραση αποδεικνύεται ότι περιγράφει με ακρίβεια τα περισσότερα υλικά και χρησιμοποιείται συνήθως στον μικρομαγνητισμό. Η σταθερά ανταλλαγής Α προσδιορίζεται πειραματικά. Πρέπει να υπενθυμίσουμε ότι αυτό το αποτέλεσμα προήλθε από το κλασικό μοντέλο Heisenberg που προϋποθέτει εντοπισμένα σπιν. Στους μεταλλικούς σιδηρομαγνήτες τα σπιν δεν εντοπίζονται και το μοντέλο Heisenberg δεν ισχύει. Ωστόσο η παραπάνω εξίσωση εξακολουθεί να περιγράφει την αλληλεπίδραση ανταλλαγής φαινομενολογικά σε προσέγγιση πρώτης τάξης [6].

3.1.2 Μαγνητοστατική ενέργεια (Zeeman)

Η μαγνητοστατική ενέργεια,

$$E_{ext} = -\int J H_{ext} dV \tag{3.13}$$

αντιπροσωπεύει το ενεργειακό δυναμικό του σιδηρομαγνητικού μακροσκοπικού δείγματος σε ένα σταθερό εξωτερικό πεδίο.

3.1.3 Μαγνητοκρυσταλλική ενέργεια ανισοτροπίας

Στο συνεχές όριο η ενέργεια ανταλλαγής θεωρείται συνήθως ότι είναι ισοτροπική. Ο πιο κοινός τύπος ανισοτροπίας είναι η μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία, η οποία προκαλείται από την αλληλεπίδραση σπιν-τροχιάς των ηλεκτρονίων. Οι τροχιές των ηλεκτρονίων συνδέονται με την κρυσταλλογραφική δομή και από την αλληλεπίδρασή τους με τα σπιν προκύπτει ότι προτιμούν να ευθυγραμμίζονται κατά μήκος καθορισμένων κρυσταλλογραφικών αξόνων. Ως εκ τούτου υπάρχουν κατευθύνσεις στο χώρο, στις οποίες ένα μαγνητικό υλικό είναι ευκολότερο να μαγνητιστεί από ό,τι σε άλλες. Η αλληλεπίδραση σπιν-τροχιάς μπορεί επίσης να υπολογιστεί από τις βασικές αρχές, ωστόσο είναι πιο εύκολο να χρησιμοποιήσουμε φαινομενολογικές εκφράσεις (αναπτύγματα σε δυναμοσειρές όπου λαμβάνεται υπόψη η κρυσταλλική συμμετρία) και πειραματικός λαμβανόμενους συντελεστές. Ανάλογα με τις απαιτήσεις συμμετρίας προκύπτουν διαφορετικές εκφράσεις για τις περιπτώσεις των κυβικών και εξαγωνικών κρυσταλλικών δομών.

$$E_{ani,cubic} = K_1(\mathbf{r}) \sum_{i \neq j} \gamma_i^2(\mathbf{r}) \gamma_j^2(\mathbf{r}) + K_2(\mathbf{r}) \gamma_1^2(\mathbf{r}) \gamma_2^2(\mathbf{r}) \gamma_3^2(\mathbf{r})$$
(3.14)

Όπου γ_i(r) είναι η προβολή της κανονικής μαγνήτισης στους άξονες της κυβικής κυψελίδας *i* και K₁ και K₂ είναι οι σταθερές ανισοτροπίας πρώτης και δεύτερης τάξης.

3.1.4 Ενέργεια απομαγνήτισης

Η ενέργεια απομαγνήτισης που ονομάζεται επίσης και ενέργεια stray-field είναι η ενέργεια της μαγνήτισης στο μαγνητικό πεδίο που δημιουργείται από την ίδια τη μαγνήτιση. Αυτή η ενεργειακή συνεισφορά αντιπροσωπεύει τη διπολική αλληλεπίδραση των στοιχειωδών μαγνητών. Η ενέργεια απομαγνήτισης μπορεί να προέλθει από τον κλασσικό ηλεκτρομαγνητισμό. Οι ηλεκτροστατικής φύσης εξισώσεις του Maxwell υποθέτοντας τη μη ύπαρξη ρεύματος **J** δίνονται από

$$\nabla \cdot \boldsymbol{B} = 0 \tag{3.15}$$

$$\nabla \times \boldsymbol{H} = \boldsymbol{0} \tag{3.16}$$

όπου η μαγνητική επαγωγή-πυκνότητα μαγνητικής ροής **B** συνδέεται με το μαγνητικό πεδίο **H** μέσω της μαγνήτισης **M** με τον παρακάτω τύπο

$$\boldsymbol{B} = \mu_0 (\boldsymbol{H} + \boldsymbol{M}) \tag{3.17}$$

Η εξίσωση του μηδενικού στροβιλισμού του πεδίου είναι ισοδύναμη και υποδηλώνει ότι το μαγνητικό πεδίο H εκπηγάζει από βαθμωτό δυναμικό u ($H = -\nabla u$) και συνεπώς είναι

$$\Delta u = \nabla \cdot \boldsymbol{M} \tag{3.18}$$

Η συνοριακή συνθήκη σε αυτό το σύστημα δίνεται με έναν ασυμπτωτικό τρόπο μέσω της

$$u(\mathbf{r}) = O\left(\frac{1}{|\mathbf{r}|}\right) for|\mathbf{r}| \to \infty$$

και δηλώνει ότι το δυναμικό μηδενίζεται στο άπειρο. Η εξίσωση 3.18 είναι η εξίσωση Poisson και μπορεί να λυθεί με τη χρήση της συνάρτησης Green της Λαπλασιανής που πληροί την παραπάνω ασυμπτωτική συνοριακή συνθήκη και είναι ίση με

$$u(\mathbf{r}) = -\frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} \frac{\nabla' \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r}'$$
(3.19)

όπου η ολοκλήρωση λαμβάνει χώρα σε όλο το χωρίο Ω. Στην περίπτωση ενός ιδανικού μαγνητικού σώματος η μαγνήτιση ορίζεται μόνο σε ένα πεπερασμένο χωρίο Ω

$$|\boldsymbol{M}(\boldsymbol{r})| = \begin{cases} M_s & \varepsilon \dot{\alpha} v \ \boldsymbol{r} \in \Omega \\ 0 & \boldsymbol{r} \notin \Omega \end{cases}$$

και συνεπώς αυτό οδηγεί σε μια ασυνέχεια της μαγνήτισης **M** στο σύνορο του χωρίου ∂Ω. Η λύση της ανωτέρω εξίσωσης μπορεί να ληφθεί με μια οριακή διαδικασία (limiting process), όπου προκύπτει

$$u(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} \mathbf{M}(\mathbf{r}') \cdot \nabla' \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r}'$$
(3.20)

Το πεδίο απομαγνήτισης H_{demag} υπολογίζεται ως η αρνητική κλίση του δυναμικού u σε σχέση με το r

$$H_{demag}(\mathbf{r}) = -\nabla \mathbf{u}(\mathbf{r}) = \int_{\Omega} \widetilde{N}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \mathbf{M}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}'$$
(3.21)

με το \widetilde{N} να είναι τανυστής απομαγνήτισης και δίνεται από την

$$\widetilde{N}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = -\frac{1}{4\pi} \nabla \nabla' \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$
(3.22)

Τέλος σύμφωνα με την κλασσική ηλεκτροδυναμική η ενέργεια δίνεται από

$$E = -\frac{\mu_0}{2} \int_{\Omega} \boldsymbol{M} \cdot \boldsymbol{H}_{demag} d\boldsymbol{r} = -\frac{\mu_0}{2} \iint_{\Omega} \boldsymbol{M}(\boldsymbol{r}) \widetilde{\boldsymbol{N}}(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}') \boldsymbol{M}(\boldsymbol{r}') d\boldsymbol{r} d\boldsymbol{r}'$$
(3.23)

όπου ο παράγοντας 1/2 ευθύνεται για το γεγονός ότι το πεδίο δημιουργείται από την ίδια τη μαγνήτιση και λόγω της ολοκλήρωσης στο r και στο r' κάθε αλληλεπίδραση διπόλου-διπόλου μεταξύ M(r) και M(r') συμβάλλει δύο φορές στο συνολικό αποτέλεσμα, το οποίο διορθώνεται από αυτόν τον προαναφερθέντα αριθμητικό παράγοντα.

3.2 Δυναμική μικρομαγνητισμού

Με τη δυναμική μικρομαγνητική ανάλυση μελετάμε φαινόμενα ιδιοστροφορμής των μαγνητικών δομών και επίσης υπολογίζουμε την χρονική εξέλιξη ενός συστήματος. Η διαδικασία προσομοίωσης στηρίζεται στην επίλυση της εξίσωσης Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG). Οι Landau και Lifshitz (1935) [7] υπολόγισαν την εξίσωση κίνησης για την μαγνητική πόλωση από την θερμοδυναμική της αρχής της μη αντιστρεψιμότητας τροποποιώντας την παραπάνω σχέση,

$$\frac{\partial \boldsymbol{J}_s}{\partial t} = \gamma_{LL} (\boldsymbol{J}_s \times \boldsymbol{H}_{eff}) - \frac{a_{LL}}{|\boldsymbol{J}_s|} [\boldsymbol{J}_s \times (\boldsymbol{J}_s \times \boldsymbol{H}_{eff})]$$
(3.24)

Όπου a_{LL} και γ_{LL} σταθερές. Η εξίσωση αυτή ακολουθεί τη φυσική πορεία ενός μαγνητικού συστήματος προς την κατάσταση ισορροπίας του. Ο πρώτος όρος στην εξίσωση περιγράφει την μετάπτωση της κίνησης του διανύσματος της μαγνήτισης γύρω από το αποτελεσματικό πεδίο H_{eff} με συχνότητα εξαρτώμενη από αυτό $\omega = -\gamma H_{eff}$ με την φορά της περιστροφής να θεωρείται αντίθετη με τη φορά των δεικτών του ρολογιού για την περίπτωση θετικού πεδίου. Ο δεύτερος φαινομενολογικός όρος αντιπροσωπεύει την διάχυση της ενέργειας κατά την διάρκεια της κυκλοφορίας και προκαλεί μια φθίνουσα κίνηση προς τη κατεύθυνση του αποτελεσματικού

πεδίου που αποτελεί και την θέση ισορροπίας. Η κίνηση της μαγνήτισης μπορεί να φανεί στο παρακάτω Σχήμα 3.1.



Σχήμα 3.1 Μετακίνηση του διανύσματος της μαγνήτισης σύμφωνα με την εξίσωση LLG υπό την επίδραση του ενεργού πεδίου $H_{eff}[4]$.

Υπάρχουν πολλές διαδικασίες που συμβάλουν στην απόσβεση στα μαγνητικά στερεά, όπως αλληλεπιδράσεις μαγνόνιου-μαγνόνιου, μαγνόνιου-φωνόνιου και δινορεύματα [8,9]. Το γ είναι ο γυροσκοπικός λόγος, $|\gamma|=2.210175\times10^5 m/As$. Η σταθερά του χρόνου απόσβεσης μπορεί να προσδιοριστεί με μετρήσεις σιδηρομαγνητικού συντονισμού. Η Landau-Lifshitz εξίσωση είναι ισοδύναμη με την εξίσωση του Gilbert με α_G και γ_G να συμβολίζουν τις σταθερές του Gilbert [10],

$$\frac{\partial J_s}{\partial t} = \gamma_G \left(J_s \times H_{eff} \right) - \frac{a_G}{|J_s|} \left[J_s \times \left(J_s \times \left(\frac{dJ_s}{dt} \right) \right) \right]$$
(3.25)

Συνδυάζοντας τις δύο διαφορετικές μορφές μπορούμε να παράγουμε την LLG

$$\frac{d\boldsymbol{J}_s}{dt} = \frac{\gamma_G}{1 + a_G^2} \left(\boldsymbol{J}_s \times \boldsymbol{H}_{eff} \right) - \frac{a_G \gamma_G}{(1 + a_G^2) |\boldsymbol{J}_s|} \left[\boldsymbol{J}_s \times \left(\boldsymbol{J}_s \times \boldsymbol{H}_{eff} \right) \right]$$
(3.26)

Η σταθερά $A = -a_{GYG}/J_s$ (dumping constant) σχετίζεται με την αποσβενούμενη-φθίνουσα κίνηση του διανύσματος της πόλωσης προς τη διεύθυνση στο πεδίο H_{eff} . Είναι ενδιαφέρον να σημειωθεί ότι ακόμη και σε μια σταθερή κατάσταση ισορροπίας το αποτελεσματικό πεδίο μπορεί να προσανατολιστεί αντιπαράλληλα στην μαγνήτιση. Ως παράδειγμα ας θεωρήσουμε ένα σωματιδιακό τομέα-τμήμα που μπορεί να περιγραφεί με ένα διανυσματικό σπιν. Αρχικά το σωματίδιο είναι κορεσμένο στην θετική κατεύθυνση-y. Η κατεύθυνση του εύκολου άξονα υποτίθεται ότι πρέπει να ευθυγραμμιστεί κατά μήκος του άξονα y.

3.3 Αριθμητικές μέθοδοι επίλυσης στο μικρομαγνητισμό

Η αριθμητική επίλυση των μικρομαγνητικών εξισώσεων απαιτεί μια διακριτή αναπαράσταση στον υπολογιστή της συνεχούς κατανομής της μαγνήτισης. Το μέγεθος διακριτοποίησης είναι συνήθως μεγαλύτερο από την ατομική πλεγματική σταθερά, πράγμα που σημαίνει ότι ένα ισοδύναμο φυσικό σύστημα μπορεί να περιγραφεί με λιγότερες μεταβλητές. Αυτό είναι δυνατόν επειδή τα σπιν δε μεταβάλλονται σημαντικά από ένα σημείο του πλέγματος σε ένα άλλο σημείο του πλέγματος λόγω της σιδηρομαγνητικής σύζευξης ανταλλαγής. Το μήκος κατά το οποίο η μαγνητική πόλωση αλλάζει από τον ένα χωρίο στο άλλο εξαρτάται από τις παραμέτρους του υλικού. Αυτό το μήκος ονομάζεται πλάτος μαγνητικού τοιχώματος (domain wall width). Για τα σκληρά μαγνητικά υλικά το πλάτος του μαγνητικού τοιχώματος είναι της τάξεως μερικών νανομέτρων ενώ αντίθετα για τα μαλακά μαγνητικά υλικά είναι μια ή δύο τάξεις μεγέθους μεγαλύτερα. Λόγω της αργής μεταβολής της κατεύθυνσης των σπιν σε μια κλίμακα μήκους ίση με το πλάτος του μαγνητικού τοιχώματος το σφάλμα διακριτοποίησης των αριθμητικών μεθόδων παραμένει μικρό εάν η διακριτοποίηση είναι μικρότερη από το πλάτος των μαγνητικών τοιχωμάτων. Οι σημαντικότερες τεχνικές επίλυσης βασίζονται στη μέθοδο πεπερασμένων στοιχείων ή στην προσέγγιση πεπερασμένων διαφορών [4]. Στο πρώιμο έργο του αριθμητικού μικρομαγνητισμού και στη σχετική βιβλιογραφία, αναπτύχθηκαν διαφορετικοί αλγόριθμοι για την επίλυση της εξίσωσης μικρομαγνητισμού για διάφορα προβλήματα. Γενικά σε ένα λογισμικό μικρομαγνητισμού εκτελούνται τρεις στοιχειώδεις εργασίες: 1) Διακριτοποίηση της συνολικής ενέργειας, 2) Υπολογισμός του μαγνητοστατικού πεδίου, 3) Παρακολούθηση της χρονικής εξέλιξης της μαγνήτισης προς την ισορροπία.

3.3.1 Μικρομαγνητισμός με χρήση πεπερασμένων στοιχείων - Nmag

Στα πλαίσια της αριθμητικής επίλυσης της εξίσωσης Landau-Lifshitz-Gilbert γίνεται χρήση της μεθόδου πεπερασμένων στοιχείων με την οποία μπορούν να γίνουν μικρομαγνητικές προσομοιώσεις και να υπολογιστούν μαγνητικές ιδιότητες ενδιαφέροντος σε αυθαίρετα σχήματα μαγνητικών σωματιδίων. O Schrefl το 1994 χρησιμοποίησε τη μέθοδο των πεπερασμένων στοιχείων για τον υπολογισμό νανοσύνθετων μαγνητών [11]. Διεργασίες μαγνήτισης σε κοκκώδεις λεπτές ταινίες μελετήθηκαν από τον Victora (1987) και τους Schabes και Bertam (1988) [12,13]. Ο Nakatani το 1989 μελέτησε μαγνητικές διεργασίες σε μικρούς μαγνητικούς κύβους σε σωματίδια που σχετίζονται με μαγνητική εγγραφή [14].

Η μέθοδος των πεπερασμένων στοιχείων που αναφέραμε είναι ένα γενικό εργαλείο για την επίλυση κατά βάση μερικών διαφορικών εξισώσεων με μερικές παραγώγους. Εφαρμόζεται επιτυχώς στη δομική ανάλυση, στη δυναμική και κινηματική των ρευστών και στον υπολογισμό ηλεκτρομαγνητικών πεδίων. Το κύριο πλεονέκτημα της μεθόδου πεπερασμένων στοιχείων σε σχέση με τη μέθοδο των πεπερασμένων διαφορών είναι ότι μπορεί να επιλύσει προβλήματα σε μια αυθαίρετη γεωμετρία. Το μειονέκτημα της είναι πως απαιτεί για την εις βάθος κατανόησή της ισχυρό μαθηματικό υπόβαθρο και η εφαρμογή της στο πλαίσιο της πρωτότυπης αριθμητικής υλοποίησης βαθιές αριθμητικές γνώσεις και υπολογιστική επιδεξιότητα. Τα τελευταία χρόνια η ανάπτυξη εξειδικευμένου λογισμικού έχει χαλαρώσει τις προαναφερθείσες απαιτήσεις σε ένα σημαντικό βαθμό. Πρώτα η περιοχή-χωρίο (domain) πρέπει να διακριτοποιηθεί με τη χρήση πεπερασμένων στοιχείων. Ανάλογα με το πρόβλημα και τη διάσταση του συστήματος τα χρησιμοποιημένα πεπερασμένα στοιχεία μπορεί να είναι τρίγωνα, τετράγωνα, τετράεδρα, κύβοι και εξάεδρα. Μέσα σε αυτά τα πεπερασμένα στοιχεία η λύση του προβλήματος παρεμβάλλεται με πολυώνυμα που αποτελούν τις συναρτήσεις βάσης (basis functions). Οι συντελεστές ανάπτυξης στην προαναφερθείσα βάση καθορίζονται κατά τέτοιο τρόπο ώστε η απόσταση (για την ακρίβεια η L2 νόρμα-στάθμη) της προσεγγιστικής λύσης με την ακριβή λύση να ελαχιστοποιείται. Εφαρμόζοντας την μέθοδο πεπερασμένων στοιχείων στον μικρομαγνητισμό, η μαγνήτιση αναπτύσσεται πάνω στις συναρτήσεις βάσης [4].

Για την αριθμητική επίλυση των εξισώσεων με χρήση της μεθόδου πεπερασμένων στοιχείων χρησιμοποιήθηκε το ανοικτό λογισμικό προσομοίωσης Nmag (http://nmag.soton.ac.uk/nmag/) το οποίο στηρίζεται στο λογισμικό NSIM (μια γενικού προσανατολισμού βιβλιοθήκη για επιστημονικές προσομοιώσεις προβλημάτων πολλαπλού φυσικού ενδιαφέροντος με πεπερασμένα στοιχεία). Το Nmag έχει αναπτυχθεί στο Πανεπιστήμιο του Southampton με βασικές και σημαντικές συνεισφορές από τον Hans Fangohr και τους συνεργάτες του.

Τα χαρακτηριστικά γνωρίσματα του NSIM περιλαμβάνουν

54

- δημιουργία πινάκων ακαμψίας (stiffness matrices) από τη συμβολική αναπαράσταση των διαφορικών τελεστών
- αυθαίρετου βαθμού συναρτήσεις βάσης (base functions)
- αυθαίρετος (ακέραιος) αριθμός των διαστάσεων του χωρίου προσομοίωσης και της φυσικής στο χωρίο που λαμβάνουν χώρο οι υπολογισμοί.

Τα χαρακτηριστικά του NMAG εν συντομία είναι τα ακόλουθα

- βασίζεται σε πεπερασμένα στοιχεία (κατάλληλο για μη κυβοειδείς δομές)
- περιγραφή του προβλήματος στην Python, συνεπώς έχει υψηλό βαθμό ευελιξίας
- αποτελεσματική αποθήκευση δεδομένων (δυαδική συμπίεση) και έξοδος σε .VTK αρχεία
- παρέχει τη δυνατότητα να εξαχθούν πρωτογενή δεδομένα
- μπορεί να εισαχθεί αυθαίρετη ανισοτροπία για τον κρύσταλλο
- (ψευδο) περιοδικές συνοριακές συνθήκες (προσέγγιση άπειρου μέσουμακρογεωμετρίας)
- υποστηρίζει μοντέλο σπιν μεταφοράς ροπής (Zhang Li-μοντέλο για την ομοιόμορφη πυκνότητα ρεύματος)
- υποστηρίζει τη χρήση της μήτρας συμπίεσης Βιβλιοθήκη (Hlib) για BEM
- δυνατότητα παράλληλης επεξεργασίας

3.3.2 Πεπερασμένες διαφορές στον μικρομαγνητισμό – mumax3

Μια διαφορετική αριθμητική προσέγγιση η οποία προηγείται χρονικά της μεθόδου των πεπερασμένων στοιχείων υιοθετεί τη μέθοδο των πεπερασμένων διαφορών (Finite Differences-FD) με τις πρώτες εργασίες να εμφανίζονται στον μαγνητισμό/μικρομαγνητισμό στα τέλη της δεκαετίας του 1960 [4]. Προκειμένου να λυθεί η εξίσωση του μικρομαγνητισμού η συνολική ενέργεια πρέπει να υπολογιστεί για μια γενική κατανομή της μαγνήτισης. Πρέπει να μειώσουμε το πρόβλημα εύρεσης μιας συνεχούς λύσης σε ένα πρόβλημα με πεπερασμένη διάσταση. Με τη μέθοδο των πεπερασμένων διαφορών αντικαθιστούμε το συνεχές χωρίο επίλυσης με ένα διακριτό σύνολο πλεγματικών σημείων. Σε κάθε πλεγματικό σημείο αντικαθιστούμε του μαγνητικού υλικού πρέπει να αντικατασταθούν από τις ισοδύναμες διακριτές συνθήκες. Η μαγνήτιση παρακολουθείται σε ένα ομοιόμορφο ορθογώνιο παραλληλεπίπεδο πλέγμα στα σημεία $(x_0 + i\Delta x)$ $y_0 + j\Delta y, z_0 + k\Delta z$ όπου x_0, y_0, z_0 η αρχή του πλέγματος, τα *i*, *j*, *k* φυσικοί αριθμοί και $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ η διαμέριση στους αντίστοιχους άξονες). Το υπολογιστικό κελί με διαστάσεις $\Delta x \times \Delta y \times \Delta z$ επικεντρώνεται γύρω από το εκάστοτε σημείο του δείγματος.

Τα κύρια πλεονεκτήματα της προσέγγισης πεπερασμένων διαφορών είναι η ευκολία εφαρμογής, η απλότητα της διακριτοποίησης, ο αποτελεσματικός υπολογισμός της ενέργειας απομαγνήτισης (μέσω, π.χ., μεθόδων Fast Fourier Transform - FFT) και η προσβασιμότητα σε μεθόδους υψηλότερης τάξης. Ένα κύριο μειονέκτημα αυτής της προσέγγισης είναι ότι η παρακολούθηση καμπυλόγραμμων χωρίων-συνόρων με ορθογώνιο πλέγμα οδηγεί σε προσέγγιση τύπου «σκάλας» στη διακριτοποίηση της γεωμετρίας και μπορεί να προκαλέσει σημαντικά σφάλματα στον υπολογισμό των ενεργειακών συνεισφορών και κατ' επέκταση στις μαγνητικές ιδιότητες ενδιαφέροντος [15].

Για την επίλυση της LLG σε μελέτες μαγνητικών συστημάτων της παρούσης διατριβής υιοθετήθηκαν πέραν από τις μεθόδους των πεπερασμένων στοιχείων και αριθμητικές επιλύσεις με πεπερασμένες διαφορές. Για αυτό το λόγο χρησιμοποιήθηκε ένα λογισμικό ανοιχτού κώδικα το mumax3 [16], το οποίο είναι γραμμένο στις γλώσσες προγραμματισμού Go [17] και CUDA [18]. Λόγω του ότι είναι γραμμένο στη γλώσσα προγραμματισμού CUDA του επιτρέπει να χρησιμοποιεί την κάρτα γραφικών (GPU) και την τοπική της μνήμη για την πραγματοποίηση των προσομοιώσεων με αποτέλεσμα να επιταχύνεται η διαδικασία των υπολογισμών, σε σχέση με άλλα λογισμικά μικρομαγνητικών προσομοιώσεων τα οποία χρησιμοποιούν τον επεξεργαστή (CPU) και τη μνήμη RAM του συστήματος. Η ταχύτερη εκτέλεση των μικρομαγνητικών προσομοιώσεων χρησιμοποιώντας την κάρτα γραφικών αποτελεί σημαντικό πλεονέκτημα του mumax3, ωστόσο παρουσιάζει μειονεκτήματα από πλευρά μνήμης επειδή οι περισσότερες κάρτες γραφικών διαθέτουν ως ώρας περιορισμένη. Ο περιορισμός στη μνήμη της κάρτας γραφικών έχει ως αποτέλεσμα τον περιορισμό των χωρικών διαστάσεων του συστήματος που μπορούν να μελετηθούν. Επιπλέον η μέθοδος των πεπερασμένων διαφορών έχει περιορισμό και στον τύπο της γεωμετρίας του συστήματος σε σχέση με μια αριθμητική μεθοδολογία που χρησιμοποιεί ως μέθοδο διακριτοποίησης και επίλυσης των μικρομαγνητικών εξισώσεων τα πεπερασμένα στοιχεία. Ωστόσο ο χρόνος πραγματοποίησης των προσομοιώσεων είναι αισθητά μικρότερος σε σύγκριση με τα πεπερασμένα στοιχεία.
3.4 Προτροπή/Εναυσμα εκπόνησης της παρούσας διατριβής

Σύγγρονες εφαρμογές των μαγνητικών υλικών, παραδείγματα των οποίων εκτείνονται από την περιοχή της μαγνητικής εγγραφής υψηλής πυκνότητας μέχρι την περιοχή των μαγνητοπλασμόνιων, συχνά απαιτούν ομοιογενείς περιοχές αποτελούμενες από μονοδιάσπαρτους μαγνητικούς φορείς. Ένας εύκολος τρόπος για την επίτευξη αυτής της μικροδομής είναι η γρησιμοποίηση άλλων υλικών ως εκμαγεία, η γρησιμοποίηση τους δηλαδή ως καλούπια πάνω στα οποία μπορεί να τοποθετηθεί σε μεγάλες επιφάνειες το υλικό με την κατάλληλη μικροδομή που απαιτείται, μια τεχνική εύκολη και με πολύ χαμηλό κόστος. Τα νανοδιάσπαρτα μονοστρωματικά νανοσφαιρίδια προσφέρουν μια ιδανική λύση καθώς έχουν την τάση να σχηματίζουν 2D εξαγωνικά σχέδια τα οποία μπορούν να χρησιμοποιηθούν είτε ως μήτρα για την εναπόθεση «nanocups», είτε ως μάσκα για τη δημιουργία νησίδων τριγωνικής μορφής. Πιο συγκεκριμένα μετά από κάποια γημική προετοιμασία της επιφάνειας του υποστρώματος, κολλοειδή αιωρήματα από αυτές τις νανοσφαίρες εφαρμόζονται στο υπόστρωμα είτε με spin-coating είτε με απλή μέθοδο δημιουργίας συστοιγιών. Μετά την εναπόθεση υπό κενό ενός μαγνητικού υμενίου σε αυτές τις σειρές, απομακρύνονται οι σφαίρες πολυστυρενίου και απομένει μια συστοιχία τριγώνων τα οποία ιδανικά θα ήταν ισόπλευρα αφού θα κάλυπταν την περιοχή όπου αφήσαν οι εξαγωνικές 2D πυκνές συστοιχίες κύκλων. Το 2013 οι Markou και συνεργάτες [19] εναπόθεσαν σε SiO₂ νανοσφαιρίδια πολυστυρενίου με μέσα μεγέθη 978±32nm. Ανάμεσά τους εναπόθεσαν FePt το οποίο δημιούργησε νησίδες τριγωνικής μορφής βάσης. Στο Σχήμα 3.2 απεικονίζονται οι δημιουργημένες αυτές νησίδες. Η τρισδιάστατη βασική γεωμετρία που προκύπτει από τα πειράματα αντιστοιχεί σε πρισματικό νανοσωματίδιο-νησίδα FePt βάσης ισόπλευρου τριγώνου με πλευρά a = 330nm και πάγος w = 36nm.



Σχήμα 3.2 Μαγνητική εικόνα (MFM) των τριγωνικών νησίδων που δημιουργούνται από FePt [19].

Έχοντας ως βάση το συντεθέν νανοσωματίδιο διευρύνθηκε το ερευνητικό πλαίσιο σε μια υπολογιστική κατεύθυνση μελετώντας και μοντελοποιώντας υπολογιστικά την διαδικασία αντιστροφής της μαγνήτισης στο εν λόγω μαγνητικό νανοσωματίδιο. Η μελέτη αυτή έγινε στα πλαίσια της μεταπτυχιακής μου διπλωματικής εργασίας [20,21] και έθεσε τις βάσεις για την εκπόνηση της παρούσης διδακτορικής διατριβής. Στο **Σχήμα 3.3** παρουσιάζεται η υπολογιστική αναπαράσταση της γεωμετρίας πρίσματος τριγωνικής βάσης για το συντεθέν νανοσωματίδιο FePt καθώς και η ενδεικτική διακριτοποίησή του αποτελούμενη από 488874 στοιχεία όγκου.



Σχήμα 3.3 Πρισματικό νανοσωματίδιο τριγωνικής ισόπλευρης βάσης μετά από διακριτοποίηση της τρισδιάστατης γεωμετρίας.

Στα πλαίσια της προαναφερθείσας διπλωματικής εργασίας και για το εν λόγω νανοσωματίδιο FePt μελετήθηκαν με χρήση μικρομαγνητικών προσομοιώσεων πεπερασμένων στοιχείων τα χαρακτηριστικά της αντιστροφής της μαγνήτισης κάτω από διαφορετικές τιμές *Ku* = 100 – 500 kJ/m³ και κατευθύνσεις **K**//[100], [010], [001], [111] της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας και σε διαφορετικές διευθύνσεις του εφαρμοζόμενου εξωτερικού μαγνητικού πεδίου, **H**//[100], [010], [001]. Υπολογίστηκε ένα πλήθος μαγνητικών ιδιοτήτων ενδιαφέροντος ξεκινώντας από τους βρόχους υστέρησης από τους οποίους επιπροσθέτως μπορούν να ληφθούν κατά το πρώτο τμήμα της ελάττωσης του πεδίου τα πεδία εναλλαγής (Switching fields- H_{SW}). Οι τιμές των πεδίων εναλλαγής aφορούν στις τιμές του πεδίου για τις οποίες γίνεται η έναρξη (nucleation) και η λήξη (annihilation) της αντιστροφής της μαγνήτισης στο εκάστοτε σύστημα και τυπικά αναπαρίστανται στο **Σχήμα 3.4**.



Σχήμα 3.4 Τυπικός μισός βρόχος υστέρησης στον οποίο παρουσιάζονται τα πεδία έναρζης (nucleation) και λήζης (annihilation) της αντιστροφής και ως εκ τούτου και το πεδίο εναλλαγής H_{SW} από τις προσομοιώσεις πεπερασμένων στοιχείων (FEM) [21].

Ενδεικτικά στο Σχήμα 3.5 παρουσιάζονται τα πεδία εναλλαγής για πεδίο κάθετο στα νανοσωματίδια και για διάφορες κατευθύνσεις της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας [21] τα



οποία καταδεικνύουν τις έντονες διαφοροποιήσεις που υφίστανται κατά τη διαδικασία αντιστροφής της μαγνήτισης.

Σχήμα 3.5 Εύρη πεδίων εναλλαγής της μαγνήτισης για διάφορες κατευθύνσεις της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας σε πεδίο κάθετο στο νανοσωματίδιο [21].

Έχοντας ως δεδομένο και ως έναυσμα τις έντονες διαφοροποιήσεις κατά τη διαδικασία της μαγνητικής αντιστροφής καταβλήθηκε ιδιαίτερη προσπάθεια για τη μελέτη των υποκείμενων μικρομαγνητικών διαμορφώσεων-υφών. Αποκαλύφθηκε ότι μπορούν να δημιουργηθούν ενδιαφέροντες μικρομαγνητικοί σχηματισμοί-διαμορφώσεις με το συνδυασμό της κατεύθυνσης, της τιμής της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας και της διεύθυνσης του διανύσματος του εξωτερικού πεδίου στα εύρη εναλλαγής της μαγνήτισης [21]. Δύο από τους σχηματισμούς που ανιχνεύθηκαν στην προαναφερθείσα μελέτη [21] απεικονίζονται στο Σχήμα 3.6. Συγκεκριμένα στο αριστερό μέρος παρουσιάζεται μια διαμόρφωση που αποτελείται από περιοχές με αντίθετα μαγνητισμένους τομείς και στο δεξιό μέρος παρουσιάζεται μια διαμόρφωση στην οποία ανιχνεύονται πέντε πολύ ιδιαίτεροι σχηματισμοί. Η τελευταία μικρομαγνητική διαμόρφωση

προξενεί ιδιαίτερο ενδιαφέρον καθώς οι μαγνητικοί αυτοί σχηματισμοί θυμίζουν μαγνητικά σκυρμιόνια.



Σχήμα 3.6 Τυπικοί σχηματισμοί λωρίδων (αριστερά) και πολλαπλών ιδιαίτερων διαμορφώσεων (δεζιά) [21]. Το ψευδοχρώμα αντιπροσωπεύει τη x συνιστώσα της μαγνήτισης (M_x).

Η ανίχνευση μαγνητικών σκυρμιονίων είναι πολύ σημαντική όπως έχει αναφερθεί για πολλαπλούς λόγους. Η απεικόνιση των διαμορφώσεων σπιν μπορεί να παρέχει μόνο ποιοτικά χαρακτηριστικά χωρίς να δώσει ακριβείς πληροφορίες για την τοπολογική φύση μιας μαγνητικής οντότητας που θυμίζει μαγνητικό σκυρμιόνιο. Η ποσοτικοποίηση της πληροφορίας για το μαγνητικό σκυρμιόνιο ή για οποιαδήποτε άλλη συναφή ή μη μαγνητική τοπολογική οντότητα απαιτεί τον υπολογισμό του τοπολογικού φορτίου και κατ' επέκταση του αριθμού σκυρμιονίου (skyrmion number S) με βάση τη λεπτομερή διαμόρφωση των σπιν. Ο υπολογισμός και η ποσοτική αποτύπωση των σκυρμιονικών διαμορφώσεων αποτέλεσε το πρώτο βήμα για την παρούσα διδακτορική διατριβή προσπαθώντας να καλύψουμε ένα κενό που υπήρχε στη σχετική ερευνητική βιβλιογραφία και ειδικά στις μικρομαγνητικές προσομοιώσεις πεπερασμένων στοιχείων. Ενδεικτικά παρουσιάζεται στο **Σχήμα 3.7**, ορμώμενοι από τα αποτελέσματα της μεταπτυχιακής διπλωματικής εργασίας [20], ο πρώτος υπολογισμός του αριθμού σκύρμιον διαλογισμός του αριθμού σκύρμιον διαλογισμός και της τοπολογικής ποσότητας *S*_{abs}ως συνάρτηση του εφαρμοζόμενου εξωτερικού μαγνητικού πεδίου *H* (κάτω).



Σχήμα 3.7 Διάγραμμα μισού βρόχου υστέρησης (πάνω) και S και S_{abs} (κάτω) ως συνάρτηση του εζωτερικού πεδίου για το FePt με K//[001] και διεύθυνση πεδίου H//[001].

Στα πλαίσια της διατριβής αυτής μελετήθηκαν χαρακτηριστικά της μαγνητικής αντιστροφής και μαγνητικές ιδιότητες όχι μόνο για FePt αλλά και για CoPt και FeGe μαγνητικά νανοϋλικά. Τα μαγνητικά υλικά αυτά είναι ευρέως χρησιμοποιούμενα σε τεχνολογικές εφαρμογές και χρήζουν εκτενέστερης παρουσίασης.

3.5 Μαγνητικά Υλικά υπό μελέτη

Με δεδομένες τις σημαντικότατες εξελίξεις στην τεχνολογία του σκληρού δίσκου την τελευταία δεκαετία οι νεότερες μονάδες μπορούν πλέον να αποθηκεύσουν πάνω από 1000 Gb/in² **Σχήμα 3.8**. Τα παλαιότερα μαγνητικά δομικά υλικά των δίσκων εγγραφής πληροφορίας πλησίασαν γρήγορα το υπερμαγνητικό όριο, ένα όριο δηλαδή στο μέγεθος των σωματιδίων κάθε υλικού κάτω από το οποίο η παραμένουσα μαγνήτιση δεν παραμένει στην κατεύθυνση που υπαγορεύεται από τη μορφή των μορίων ή την κρυσταλλική ανισοτροπία, αλλά λόγω των θερμικών περιβαλλοντικών διακυμάνσεων που υπάρχουν δημιουργούνται κάποιες δονήσεις μεταξύ των κόκκων **Σχήμα 3.9a**. Οι δονήσεις αυτές είναι ικανές να παράγουν αρκετή ενέργεια

ώστε οι κόκκοι να αντιστρέψουν την κατεύθυνση της μαγνήτισης τους Σχήμα 3.9β γεγονός που μπορεί να δημιουργήσει και την αλλαγή της πόλωσης του bit από 0 σε 1 και αντίστροφα αν ο αριθμός αυτών των κόκκων είναι μεγάλος Σχήμα 3.9γ.



Σχήμα 3.8 Αναπαράσταση τυπικής δομής σκληρού δίσκου για τρεις διαφορετικές τεχνολογίες μέσων-δίσκων αποθήκευσης (Συμβατικά, Διακριτά και patterned μέσα).



Σχήμα 3.9 α) Στοιβαγμένοι κόκκοι σε μια μαγνητική περιοχή που αντιπροσωπεύει 1 bit, β) κόκκος με αντεστραμμένη μαγνήτιση, γ) μαγνητική περιοχή με αρκετούς κόκκους αντεστραμμένους που δημιουργεί και την αλλαγή της πόλωσης του bit.

3.5.1 FePt

Μία λύση στο παραπάνω πρόβλημα είναι να χρησιμοποιηθούν νέα υλικά όπως το FePt που έχει υψηλή μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία. Τα νανοσωματίδια της κρυσταλλογραφικά διατεταγμένης φάσης L1₀ του FePt τόσο μικρά όσο 3 nm και δυνητικά είναι κατάλληλα για μακροχρόνια αποθήκευση δεδομένων. Εάν ένα μόνο κομμάτι μαγνητικών πληροφοριών μπορεί να αποθηκευτεί σε ένα μεμονωμένο νανοσωματίδιο, θα μπορούσαν να επιτευχθούν τεράστιες αυξήσεις στην πυκνότητα των επιφανειών (Σχήμα 3.8). Το διμεταλλικό κράμα έχει δύο κρυσταλλικές δομές μια fcc και μια fct. Στην fcc διατάσσονται τυχαία τα άτομα ενώ στην fct καταλαμβάνουν εναλλάξ πλεγματικά επίπεδα όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.10. Η μετάβαση από fcc δομή σε fct γνωστή και ως L1₀ πραγματοποιείται με παροχή ενέργειας στο σύστημα και συγκεκριμένα με θερμική ανόπτηση.



Σχήμα 3.10 Δομές fcc (αριστερά) και fct (δεξιά) για το νανοσωματίδιο FePt.

3.5.2 CoPt

Το CoPt με δομή L1₀ καθίσταται κατάλληλο για εγγραφή σε εξαιρετικά υψηλές πυκνότητες καταγραφής-αποθήκευσης πληροφορίας. Οι δομές L1₀ έχουν πολύ υψηλή ενέργεια μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας γεγονός που τις καθιστά θερμικά περισσότερο σταθερές [22]. Ως αποτέλεσμα της υψηλής μαγνητοκρυσταλλικής ενέργειας, παρουσιάζουν υψηλή μαγνητική συνεκτικότητα (magnetic coercivity) [23]. Επίσης τα κράματα κοβαλτίου-πλατίνας έχουν υψηλή αντοχή στη διάβρωση [24]. Στο **Σχήμα 3.11** γίνεται η αναπαράσταση τριών διαφορετικών φάσεων του μαγνητικού υλικού CoPt.



Σχήμα 3.11 Αναπαράσταση δομών $Co_x Pt_{100-x}$ σε τρεις διαφορετικές φάσεις. Αριστερά φάση A1 με κυβική συμμετρία. Στο κέντρο η φάση L1₂ με κυβική συμμετρία με x = 25. Δεξιά η φάση L1₀-fct με x = 50 (βασισμένη στο [25]).

Ορισμένα συστήματα υλικών εμφανίζουν διαρρηγμένη (χωρική) συμμετρία αντιστροφής. Η προαναφερθείσα απουσιάζει σε τυπικούς σιδηρομαγνήτες, αλλά όχι σε μη-κεντροσυμμετρικούς μαγνήτες και σε multilayers. Συνεπώς τα μαγνητικά σκυρμιόνια προκαλούνται στις περισσότερες περιπτώσεις από χειρόμορφες αλληλεπιδράσεις DMI που προκύπτουν από τη σύζευξη σπιντροχιάς ελλείψει συμμετρίας αντιστροφής. Η χαμιλτονιανή της προαναφερθείσας αλληλεπίδρασης μεταξύ δύο γειτονικών ατόμων με σπιν *S*₁ και *S*₂ εκφράζεται ως:

$$H_{DMI} = \boldsymbol{D}_{12} \cdot (\boldsymbol{S}_1 \times \boldsymbol{S}_2) \tag{3.27}$$

όπου *D*₁₂ είναι το διάνυσμα DM (Σχήμα 3.12α). Στο Σχήμα 3.12β παρουσιάζονται σε θερμοκρασία δωματίου για εξωτερικό πεδίο 8 mT δίσκοι διαμέτρου 300nm (πάνω) και δύο racetracks σε πεδίο 55 mT που απεικονίζουν απομονωμένα σκυρμιόνια κατά μήκος τους [26].



Σχήμα 3.12 a) Αναπαράσταση στρώματος CoPt με αλληλεπίδραση DM και **β)** Διαμορφώσεις σκυρμιονίων σε δίσκους 300nm και για πεδίο 8 mT (πάνω) και διάφορα απομονωμένα σκυρμιόνια σε racetrack 200 nm για πεδίο 55 mT (κάτω) (οι εικόνες στο β είναι από προσομοιώσεις βασισμένες στο [26])

3.5.3 FeGe

Το FeGe μελετάται εκτενώς για τις ασυνήθιστες μαγνητικές του ιδιότητες. Στο Σχήμα 3.13(*a*,β) παρουσιάζεται η δομή του κρυστάλλου του FeGe για δύο διαφορετικές τιμές αριθμού ατόμων. Τα σπιν των ηλεκτρονίων στο υλικό αυτό εμφανίζουν ανόμοιες αλλά κανονικές χωρικές διευθετήσεις σε διαφορετικές τιμές του εφαρμοζόμενου μαγνητικού πεδίου. Αυτές οι διευθετήσεις δημιουργούν είτε ελικοειδή δομή είτε πλέγμα σκυρμιονίων Σχήμα 3.13(γ,στ). Μπορούν να ελεγχθούν όχι μόνο από τη θερμοκρασία και το μαγνητικό πεδίο, αλλά και από το ηλεκτρικό ρεύμα, και η απαιτούμενη πυκνότητα ρεύματος για το χειρισμό των σκυρμιονίων (~10⁶ A/m²) είναι περίπου ένα εκατομμύριο φορές μικρότερη από αυτή που απαιτείται για την κίνηση των μαγνητικών περιοχών στους παραδοσιακούς σιδηρομαγνήτες. Ως αποτέλεσμα το συγκεκριμένο υλικό μέσω των σκυρμιονίων έχει πιθανή εφαρμογή σε συσκευές μαγνητικής αποθήκευσης υψηλής πυκνότητας. Επίσης παρουσιάζονται απεικονίσεις προσομοιώσεων, X-ray holography καθώς και STXM στα 100K για μηδενικό πεδίο Σχήμα 3.13 γ-ε καθώς και για πεδίο κάθετο στο νανοσωματίδιο και ίσο με 150mT, 250mT και 90mT στα Σχήματα 3.13στ, ζ, η αντίστοιχα. Απουσία πεδίου δημιουργείτε μια ελικοειδής δομή, ενώ εν αντιθέσει με την παρουσία πεδίου έχουμε τη δημιουργία σκυριμονικού πλέγματος [27].



Σχήμα 3.13 Δομές FeGe για διαφορετικές τιμές ατόμων (α,β). Απεικονίσεις από προσομοιώσεις, πειραματική X-ray holography και STXM για ελικοειδή δομή (γ-ε) και σκυρμιονικό πλέγμα (στ-η) (μέρος του σχήματος είναι βασισμένο στη μελέτη του Birch [27])

3.6 Βιβλιογραφία

[1] T. Holstein, H. Primakoff, "Field Dependence of the Intrinsic Domain Magnetization of a Ferromagnet", Physics Review, vol. 58, 1098-1113 (**1940**).

[2] J. D. Jackson, "Classical Electrodynamics", American Journal of Physics, vol. 67, 841 (1999).

[3] D. J. Griffiths, "Introduction to Quantum Mechanics" 2nd Edition (1994).

[4] D. Suess, J. Fidler, T. Schefl, "*Micro magnetic Simulation of Magnetic Materials*", Elsevier (2006).

[5] W. Döring, "Mikromagnetismus", Handbuch der Physik (1966).

[6] A. Hubert, R. Schäfer, "Magnetic Domains", Springer (1998).

[7] L.D. Landau, E.M. Lifshitz "On the Theory of the Dispersion of Magnetic Permeability in Ferromagnetic Bodies", Phys. Z. Sowjetunion, vol. 8, 153-164 (1935).

[8] L. Berger, "*Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current*", Physical Review B, vol. 54, 9353-9358 (**1996**).

[9] K. Capelle, R.L. Gyofty, "*Exploring dynamical magnetism with time-dependent density-functional theory: From spin fluctuations to Gilbert damping*", Euro physics Letters, vol. 61, 354-360 (**2003**).

[10] T.L. Gilbert, "A Lagrangian formulation of the gyro magnetic equation of the magnetization field", Physical Review, vol. 100, 1243 (**1955**).

[11] T. Schrefl, J. Fidler and H. Kronmuller, "*Remanence and coercivity in isotropic nanocrystalline permanent magnets*", Physical Review B, vol. 49, 6100-6110 (**1994**).

[12] R. Victora, "*Quantitative theory for hysteretic phenomena in CoNi magnetic thin films*", Physical Review Letters, vol. 58, 1788-1791 (**1987**).

[13] E. Schabes and H.N. Bertram., "*Magnetization processes in ferromagnetic cubes*", Journal of Applied Physics, vol. 64, 1347 (**1988**).

[14] Y. Nakatani, Y. Uesaka, N. Hayashi, "Direct Solution of the Landau-Lifshitz-Gilbert Equation for Micomagnetics", Japan Journal of Applied Physics, vol.28, 2485-2507 (1989).

[15] J. E. Miltat, M. J. Donahue, "Chapter: Numerical Micromagnetics: Finite Difference Methods, Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials" (2007).

[16] A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez Bartel, Van Waeyenberge, "*The design and verification of MuMax3*", AIP Advances, vol. 4, 107133 (**2014**).

[17] The Go Programming Language, http://golang.org (2009).

[18] NVIDIA CUDA C programming guide, http://developer.nvidia.com/nvidia-gpu-computing-documentation (**2014**).

[19] A.Markou, K.G. Beltsios, L.N. Gergidis, I. Panagiotopoulos, T. Bakas, K. Ellinas, A. Tserepi, L. Stoleriu, R. Tanasa, A. Stancu, *"Magnetization Reversal in Triangular L1₀-FePt nanoislands"*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 334, 224-229 (**2013**).

[20] V.D Stavrou, «Μικρομαγνητικές Προσομοιώσεις σε Μαγνητικά νανοϋμένια», Master thesis, TMEY (**2016**).

[21] V.D Stavrou, L.N. Gergidis, A. Markou, A. Charalambopoulos, I. Panagiotopoulos, *"Micromagnetics of triangular thin film nanoelements"*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 401, 716-723 (**2016**).

[22] D.E. Laughlin, K. Srinivasan, M. Tanase, L. Wang, "*Crystallographic aspects of L1*₀ magnetic materials", Scripta Materialia, vol. 53, 383-388 (**2005**).

[23] C. Chen, O. Kitakami, S. Okamoto, Y. Shimada, "Ordering and orientation of CoPt/SiO₂ granular films with additive Ag", Applied Physics Letters, vol. 76, 3218-3220 (**2000**).

[24] R. Ristau, K. Barmak, L. Lewis, K. Coffey, J. Howard, "On the relationship of high coercivity and L1₀ ordered phase in CoPt and FePt thin films", Journal of applied physics, vol. 86, 4527-4533 (**1999**).

[25] F. Kameche, A. Ngo, C. Salzemann, M. Cordeiro, E. Sutter, C. Petit, "*Role of the nanocrystallinity on the chemical ordering of* $Co_x Pt_{100-x}$ *nanocrystals synthesized by wet chemistry*", Physical Cemistry Chemical Physics, vol. 17, 28162-28170 (**2015**).

[26] C. Moreau-Luchaire, C. Moutafis, N. Reyren, J. Sampaio, C. A. F. Vaz, N. Van Horne, K. Bouzehouane, K. Garcia, C. Deranlot, P. Warnicke, P. Wohlhüter, J.-M. George, M. Weigand, J. Raabe, V. Cros, A. Fert, "Additive interfacial chiral interaction in multilayers for stabilization of small individual skyrmions at room temperature", Nature Nanotechnology, vol. 13, 444-448 (2016).

[27] M. T. Birch, D. Cortés-Ortuño, L. A. Turnbull, M. N. Wilson, F. Groß, N. Träger, A. Laurenson, N. Bukin, S. H. Moody, M. Weigand, G. Schütz, H. Popescu, R. Fan, P. Steadman, J.A.T. Verezhak, G. Balakrishnan, J. C. Loudon, A. C. Teitchett-Harrison, O. Hovorka, H. Fangohr, F. Y. Ogrin, J. Gräfe, P. D. Hatton, "*Real-space imaging of confined magnetic skyrmion tubes*", Nature Communications, vol. 11, 1726 (**2020**).

Κεφάλαιο 4

Μελέτη μαγνητικών νανοσωματιδίων FePt με μικρομαγνητικές προσομοιώσεις πεπερασμένων στοιχείων

Στο παρόν κεφάλαιο μελετάται η αντιστροφή της μαγνήτισης σε τριγωνικά πρίσματα πλευράς 330 nm με μεταβαλλόμενη την τιμή της σταθεράς της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας καθώς και την κατεύθυνσή της χρησιμοποιώντας μικρομαγνητικές προσομοιώσεις πεπερασμένων στοιχείων. Για το χαρακτηρισμό μαγνητικών διαμορφώσεων που εμφανίζουν σχηματισμούς δινών, υπολογίζονται μαγνητικές ιδιότητες μια εκ των οποίων είναι και ο αριθμός σκύρμιον *S*. Μαγνητικές δίνες και σκυρμιόνια εμφανίζονται σε διαφορετικά συστήματα και δημιουργούνται από τη διακύμανση του μεγέθους και του προσανατολισμού της σταθεράς της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας. Για την περίπτωση όπου η μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία είναι κάθετη στη βάση του νανοστοιχείου ανιχνεύθηκαν μικρομαγνητικές διαμορφώσεις με αριθμό σκύρμιον *S* μεγαλύτερο από ένα. Για συγκεκριμένες τιμές μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας σχηματίζονται τρία διακριτά σκυρμιόνια τα οποία παραμένουν για ένα εύρος εξωτερικών πεδίων. Οι υπολογισμοί του αριθμού σκύρμιον αποκάλυψαν ότι τα σκυρμιόνια μπορούν να δημιουργηθούν για μαγνητικά συστήματα νανοσωματιδίων που δε διαθέτουν απαραίτητα χειρόμορφες αλληλεπιδράσεις DM αλλά μεταβάλλοντας μόνο τη μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία.

* Τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται στο παρόν κεφάλαιο περιέχονται στο άρθρο που προέκυψε από την έρευνα με τίτλο "*Micromagnetic Simulation study of Skyrmions in magnetic FePt nanoelements*" και δημοσιεύθηκε στο επιστημονικό περιοδικό Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 481, 111-121 (**2018**).

69

4.1 Εισαγωγή

Τα μαγνητικά νανοσωματίδια βρίσκουν πολλές εφαρμογές σε μια ευρεία ποικιλία επιστημονικών πεδίων, συμπεριλαμβανομένων των μέσων αποθήκευσης υψηλής πυκνότητας, των μαγνητικών αισθητήρων, της ιατρικής και της βιολογίας [1-5]. Η πρόοδος στην ανάπτυξη υλικών στην κλίμακα νανομέτρων έχει επιτρέψει τη σύνθεση και την κατασκευή νανοσωματιδίων σε ένα ευρύ φάσμα σχημάτων και μεγεθών [6-8]. Η μαγνητική τους απόκριση είναι μεγάλης σημασίας και μπορεί να σχετίζεται με γεωμετρικούς αλλά και με εγγενείς παράγοντες που συνδέονται με τα χαρακτηριστικά του υλικού, ως εκ τούτου καταβάλλεται μεγάλη ερευνητική προσπάθεια σε πειράματα, σε προσομοιώσεις και σε θεωρητικές μελέτες. Συγκεκριμένα η διαδικασία της αντιστροφής της μαγνήτισης θα μπορούσε να αζιοποιηθεί ώστε να επικουρήσει στο σχεδιασμό και στη σύνθεση-κατασκευή νέων μαγνητικών υλικών με επιθυμητές ιδιότητες για τεχνολογικές εφαρμογές. Αυτό βέβαια απαιτεί βαθύτερη γνώση και πλήρη έλεγχο αναφορικά με το σχηματισμό πολύπλοκων μικρομαγνητικών δομών όπως είναι τα πολλαπλά τοιχώματα, οι μαγνητικές δίνες, τα μαγνητικά σκυρμιόνια και τα μέρονς (merons) [9-16].

Τα μαγνητικά σκυρμιόνια, όπως αναφέραμε, είναι μικρομαγνητικές διαμορφώσεις τύπου δίνης. Έχουν προβλεφθεί θεωρητικά από τον Bogdanov και τους συνεργάτες του [17,18] πολύ πριν από την πειραματική ανίχνευσή τους [19,20]. Τα τελευταία χρόνια τα μαγνητικά σκυρμιόνια έχουν προσελκύσει μεγάλη θεωρητική [21-26], αριθμητική [27-30] και πειραματική [21,31-34] προσοχή λόγω της θερμοδυναμικής και τοπολογικής τους σταθερότητας, του μικρού μεγέθους τους καθώς και της εύκολης κίνησης και του στοχευμένου εντοπισμού-τοποθέτησης τους στο χώρο υπό την εφαρμογή χαμηλών ή ακόμη και μικροσκοπικών ηλεκτρικών ρευμάτων. Φαίνονται πολλά υποσχόμενα για χρήση σε σπιντρονικές συσκευές επόμενης γενιάς [35,36] ως φορείς πληροφοριών, δίνοντας τα διαπιστευτήρια τους στην εξαιρετικά πυκνή αποθήκευση με γαμηλό κόστος σε ισχύ [37]. Οι συσκευές μαγνητικής μνήμης επόμενης γενιάς θα βασίζονται εν δυνάμει στην αποτελεσματική δημιουργία και στον αποτελεσματικό έλεγχο μαγνητικών τοπολογικών διαμορφώσεων, όπως τα μαγνητικά σκυρμιόνια και θα γρησιμοποιούν μικρές τιμές ηλεκτρικού ρεύματος [3,38-40]. Η προαναφερθείσα τοπολογική σταθερότητα σχετίζεται με την περιορισμένη μαγνητική διαμόρφωση του σκυρμιονίου, η οποία προβλέπεται να είναι σταθερή επειδή τα μεμονωμένα ατομικά σπιν, προσανατολισμένα απέναντι από τα σπιν του περιβάλλοντος λεπτού υμενίου δεν μπορούν να εκτελέσουν κινήσεις ανατροπής-αντιστροφής. Η θερμοδυναμική

σταθερότητα των σκυρμιονίων είναι σημαντική και μπορεί να αποδοθεί στη συγκεκριμένη μαγνητική διαμόρφωση που μπορεί να χαρακτηριστεί από ένα συνολικό τοπολογικό φορτίο που περιγράφεται από τον αριθμό σκύρμιον *S* [22,23]. Αυτός ο αριθμός είναι ακέραιος και θεωρητικά αναμένεται να έχει κβαντισμένες τιμές που δεν μπορούν να αλλάζουν συνεχώς και ορίζεται ως:

$$S = \frac{1}{4\pi} \int_{A} q_{sk} dA \tag{4.1}$$

Το μέγεθος της τοπολογικής πυκνότητας ή τοπολογικού φορτίου *q_{sk}* δίνεται από την παρακάτω σχέση

$$q_{sk} = \boldsymbol{m} \cdot \left(\frac{\partial \boldsymbol{m}}{\partial x} \times \frac{\partial \boldsymbol{m}}{\partial y}\right) \tag{4.2}$$

Η ποσότητα *m* είναι το «μοναδιαίο» διάνυσμα της τοπικής μαγνήτισης που ορίζεται ως $m=M/M_s$ όπου το *M* είναι η μαγνήτιση και το M_s η μαγνήτιση κορεσμού. Ο αριθμός σκύρμιον *S* είναι μια φυσική και τοπολογική ποσότητα που μετρά πόσες φορές το *m* τυλίγει μια σφαίρα [41]. Η προς ολοκλήρωση ποσότητα της παραπάνω σχέσης περιγράφει την τοπολογική πυκνότητα q_{sk} και έχει μονάδες nm⁻² οι οποίες υπονοούνται σε όλο το κεφάλαιο. Η επιφάνεια *A* είναι το επιφανειακό χωρίο ολοκλήρωσης και αντιστοιχεί στην άνω ή κάτω τριγωνική βάση του υπό διερεύνηση νανοστοιχείου της FePt.

Η αντιστροφή της μαγνήτισης σε τριγωνικά ισόπλευρα μαγνητικά νανοστοιχεία με μεταβλητή την τιμή αλλά και τη διεύθυνση της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας για το χημικώς διατεταγμένο μαγνητικό υλικό της FePt έχει μελετηθεί χρησιμοποιώντας μικρομαγνητικές προσομοιώσεις πεπερασμένων στοιχείων από την ερευνητική μας ομάδα [9]. Τα αποτελέσματα της προσομοιώσης έδειξαν ότι είναι δυνατόν να λάβουν χώρα ανάλογα με τις μονοαξονικές μαγνητοκρυσταλλικές τιμές και κατευθύνσεις της ανισοτροπίας πληθώρα μηχανισμών αντιστροφής. Το προαναφερθέν εξηγεί και τα διαφορετικά σχήματα που λαμβάνονται σε τέτοια συστήματα από τη μικροσκοπία μαγνητικής δύναμης (MFM). Επιπλέον, οι μικρομαγνητικές προσομοιώσεις αποκάλυψαν ενδιαφέροντες σχηματισμούς που μοιάζουν με δίνες και μπορούν να παραχθούν και να σταθεροποιηθούν σε μεγάλες περιοχές εξωτερικού μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία του υλικού. Οι προαναφερθείσες διαμορφώσεις σκυρμιονικού τύπου έχουν ληφθεί και σε άλλα μαγνητικά συστήματα χωρίς την επίδραση χειρόμορφων αλληλεπιδράσεων όπως η DM [13,24,42-46]. Στο παρόν κεφάλαιο δίνεται η ποσοτική περιγραφή για τις σκυρμιονικές διαμορφώσεις μέσω του υπολογισμού του αριθμού σκύρμιον στους 0 K μεταβάλλοντας την τιμή της σταθεράς της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας για τα τριγωνικά νανοσωματίδια FePt μεταξύ $Ku = 100 \text{ kJ/m}^3$ και 500 kJ/m³.

Όσον αφορά στις τιμές της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας, θα πρέπει να σημειωθεί ότι σε αυτόν τον τύπο κραμάτων έχει αποδειχθεί ότι η χημική τάξη και κάποιες ιδιότητες όπως πχ η συνεκτικότητα μπορούν να κυμαίνονται μεταξύ του μηδενός και της μέγιστης τιμής, προσαρμόζοντας τις συνθήκες θερμικής επεξεργασίας ανάλογα με τη σύνθεση και το πάχος [47,48]. Για παράδειγμα ο Hotta και οι συνεργάτες του στην [49] αναφέρουν την παραλλαγή του Ku από 200 kJ/m³ σε 500 kJ/m³ συναρτήσει του πάχους. Από την άλλη πλευρά κατά τη διάρκεια ανάπτυξης λεπτών υμενίων L10 σε άμορφα υποστρώματα μπορούν να ληφθούν διαφορετικές διαμορφώσεις ως αποτέλεσμα της τάσης λόγω του μετασχηματισμού τάξης [50,51]. Η ευαίσθητη εξάρτηση των μηχανισμών αντιστροφής και των αντίστοιχων μικρομαγνητικών διαμορφώσεων από τις τιμές και τις κατευθύνσεις της μονοαξονικής ανισοτροπίας, είναι ικανή να εξηγήσει τα διαφορετικά μοτίβα-διαμορφώσεις που ανιχνεύονται μέσω της μικροσκοπίας μαγνητικής δύναμης και παρουσιάζονται σε παρόμοια συστήματα [52-54]. Ο υπολογιζόμενος αριθμός σκύρμιον μπορεί να αποκαλύψει πληροφορίες που δεν είναι εύκολα αναγνωρίσιμες με απλή οπτική επιθεώρηση των μικρομαγνητικών διαμορφώσεων. Επιπλέον ο αριθμός σκύρμιον ως συνάρτηση του εφαρμοζόμενου εξωτερικού πεδίου επί της καμπύλης υστέρησης μπορεί να δώσει ποσοτικές πληροφορίες για τους μηχανισμούς αντιστροφής και τους ενεργειακούς φραγμούς (energy barriers) που εμπλέκονται. Στη συνέχεια παρουσιάζονται παραδείγματα για τον αριθμητικό υπολογισμό του αριθμού σκύρμιον S ως μέσο χαρακτηρισμού μαγνητικών διαμορφώσεων σε νανοστοιγεία.

4.2 Μικρομαγνητική μοντελοποίηση

4.2.1 Επίλυση της εξίσωσης Landau-Lifshitz-Gilbert με χρήση πεπερασμένων στοιχείων

Ο ρυθμός αλλαγής του δυναμικού πεδίου της μαγνήτισης *M* διέπετε από μια μη γραμμική εξίσωση κίνησης, την εξίσωση Landau-Lifshitz-Gilbert

$$\frac{dM}{dt} = \frac{\gamma}{1+\alpha^2} \left(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} \right) - \frac{\alpha \gamma}{(1+\alpha^2)|\mathbf{M}|} \mathbf{M} \times \left(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} \right)$$
(4.3)

Στην παραπάνω εξίσωση το a > 0 είναι μια φαινομενολογική αδιάστατη σταθερά απόσβεσης που εξαρτάται από το υλικό και γ είναι ο γυρομαγητικός λόγος ηλεκτρονίων. Το αποτελεσματικό πεδίο που διέπει τη δυναμική συμπεριφορά του συστήματος έχει συνεισφορές από διάφορα πεδία διαφορετικής φύσης και μπορεί να εκφραστεί ως:

$$\boldsymbol{H}_{eff} = \boldsymbol{H}_{ext} + \boldsymbol{H}_{exch} + \boldsymbol{H}_{anis} + \boldsymbol{H}_{demag}$$
(4.4)

Αυτές οι συνεισφορές αντίστοιχα είναι του εξωτερικού πεδίου H_{ext} , του πεδίου ανταλλαγής H_{exch} , του πεδίου ανισοτροπίας H_{anis} και του πεδίου απομαγνήτισης H_{demag} .

Για την λύση της εξίσωσης Landau-Lifshitz-Gilbert πραγματοποιήθηκαν μικρομαγνητικοί υπολογισμοί πεπερασμένων στοιχείων χρησιμοποιώντας το λογισμικό Nmag [55]. Η αδιάστατη σταθερά απόσβεσης α ρυθμίστηκε ίση με 1 προκειμένου να επιτευχθεί γρήγορη απόσβεση και να συγκλίνει η εξίσωση γρήγορα καθώς μας ενδιαφέρουν οι διαμορφώσεις στατικού μαγνητισμού. Το προεπιλεγμένο κριτήριο σύγκλισης για κάθε εφαρμοζόμενο βήμα εξωτερικού πεδίου απαιτεί η μαγνήτιση να κινείται πιο αργά από 1° ανά νανοδευτερόλεπτο κατά μέσο όρο για όλα τα σπιν. Το δείγμα περιγράφεται ως ένα τριγωνικό πρίσμα με ισόπλευρη βάση 330 nm και ύψους 36 nm όπως φαίνεται και στο **Σχήμα 4.1**. Το πάχος των 36 nm ταιριάζει με αυτό που αναφέρεται στην [54] ενώ ο Okamoto [56] προτείνει 24 nm, το οποίο είναι συγκρίσιμο και δεν αναμένεται να οδηγήσει σε διαφορετική ποιοτικά συμπεριφορά. Ως πλαίσιο αναφοράς αξόνων χρησιμοποιήθηκε αυτό που φαίνεται και στο **Σχήμα 4.1** δηλαδή ο *x* άξονας κατά μήκος του ύψους του τριγώνου, ο *y* κατά μήκος της κάθετης προς το *x* και ο *z* κάθετα στο επίπεδο του νανοϋμενίου.

Το πλέγμα πεπερασμένων στοιχείων που χρησιμοποιείται για τη διακριτοποιημένη αναπαράσταση του τριγωνικού υμενίου-νανοστοιχείου δημιουργήθηκε χρησιμοποιώντας το Netgen [57] μια αυτόματη γεννήτρια τρισδιάστατου τετραεδρικού πλέγματος. Το τετραεδρικό πλέγμα αποτελείται από 488874 τετράεδρα και 94800 κόμβους. Το χαρακτηριστικό μέγεθος πλέγματος (maxh) το οποίο είναι το μέγιστο μήκος στοιχείου κατά τη διακριτοποίηση λαμβάνει την τιμή 3.4 nm. Αυτή η τιμή θα πρέπει να είναι (και είναι) χαμηλότερη από το μήκος ανταλλαγής του υλικού



Σχήμα 4.1 Γεωμετρία που χρησιμοποιήθηκε και το παραγόμενο πλέγμα που δημιουργήθηκε με τετραεδρικά στοιχεία.

Οι παράμετροι του υλικού επιλέχθηκαν παρόμοιες με εκείνες που ισχύουν για τυπικό υλικό bulk FePt με μαγνήτιση κορεσμού $M_s = 1.138$ MA/m και σταθερά ανταλλαγής $A_{exch} = 11$ pJ/m τιμή που έχει βρεθεί ότι είναι ανεξάρτητη από το βαθμό τάξης του Okamoto [56]. Η σταθερά μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας Ku κυμαίνεται από Ku = 100 kJ/m³ έως 500 kJ/m³ καθώς για τιμές μεγαλύτερες από αυτήν την τιμή ο τρόπος αντιστροφής της μαγνήτισης είναι παρόμοιος και γίνεται με μια απλή ομοιογενή περιστροφή. Ο συντελεστής απομαγνήτισης \mathcal{N} εκτιμάται σε $\mathcal{N} =$ 0.71 από το πεδίο κορεσμού που είναι κάθετο προς το τρίγωνο για την περίπτωση Ku = 0 kJ/m³. Πρέπει να σημειώσουμε ότι για το εύρος αυτών των τιμών ο εύκολος άξονας παραμένει στο επίπεδο καθώς η συνεισφορά της ανισοτροπίας σχήματος

$$-\frac{1}{2}\mathcal{N}\mu_0 M_s^2 = -580 \, kJ/m^3 \tag{4.6}$$

υπερβαίνει το *Ku* για όλες τις υπάρχουσες περιπτώσεις. Εξετάσθηκαν τέσσερις διαφορετικές διευθύνσεις μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας κατά μήκος των *x*, *y*, *z* καθώς και κατά μήκος της [111] διεύθυνσης. Το τελευταίο είναι ενδιαφέρον καθώς σε πολλές περιπτώσεις τα λεπτά υμένια FePt και CoPt τείνουν να αναπτύσσονται με τις {111} κρυσταλλογραφικές διευθύνσεις τους κάθετα κατά μήκος του φιλμ με αποτέλεσμα να δημιουργείται μια γωνία 54.7° [58].

Ο συνολικός χρόνος των πραγματοποιούμενων μικρομαγνητικών προσομοιώσεων κυμαίνονταν από 1 έως 10 μέρες εξαρτώμενος από την διεύθυνση του πεδίου και της ανισοτροπίας σε έναν Intel i7 4770K. Διερευνήθηκαν οι καμπύλες μαγνήτισης για κάθε προσομοίωση

παραγωγής εφαρμόζοντας εξωτερικό μαγνητικό πεδίο H_{ext} παράλληλο με την z-διεύθυνση (κάθετη στη βάση του τριγώνου). Το εύρος των τιμών του πεδίου ήταν από +1000 kA/m (μέγιστο) έως -1000 kA/m (ελάχιστο) με ένα βήμα $\delta H_{ext} = 4$ kA/m [9].

4.2.2 Υπολογισμός αριθμού σκύρμιον

Ο υπολογισμός του αριθμού σκύρμιον *S* απαιτεί τη γνώση του υπολογισμένου κανονικοποιημένου διανύσματος της μαγνήτισης $m = M/M_s$ που λαμβάνεται από την επίλυση της εξίσωσης Landau-Lifshitz-Gilbert. Μόλις γίνει ο υπολογισμός του κανονικοποιημένου διανύσματος της μαγνήτισης m_h ο αριθμός σκύρμιον S_h προσεγγίζεται από την

$$S_{h} = \frac{1}{4\pi} \sum_{e=1}^{N_{e}} \boldsymbol{m}_{h}^{e} \cdot \left(\frac{\partial \boldsymbol{m}_{h}^{e}}{\partial x} \times \frac{\partial \boldsymbol{m}_{h}^{e}}{\partial y}\right) |A_{e}|$$
(4.7)

όπου m_h , S_h είναι οι διακριτοποιημένες αναπαραστάσεις των m, S αντίστοιχα, με το e να υποδηλώνει το εκάστοτε στοιχείο και το N_e το συνολικό αριθμό των στοιχείων που χρησιμοποιούνται για τη διακριτοποίηση της επιφάνειας. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι σε όλο το παρόν κεφάλαιο για την υπολογιζόμενη τιμή του αριθμού σκύρμιον θα χρησιμοποιείται το σύμβολο S αντί του S_h . Η ολοκλήρωση πραγματοποιείται στην πάνω ή στην κάτω επιφάνεια του τριγώνου. Δεδομένου ότι χρησιμοποιήθηκαν τετραεδρικά στοιχεία για τη διακριτοποίηση του όγκου του πρίσματος τα πάνω (ή κάτω) επιφανειακά όρια αποτελούνται από τρίγωνα που έχουν το μοναδιαίο κάθετο διάνυσμα να δείχνει προς τα έξω παράλληλα προς το \hat{z} μοναδιαίο διάνυσμα. Οι μαγνητίσεις εξάγονται για την πάνω ή κάτω επιφάνεια του μαγνητικού τριγωνικού νανοστοιχείου, και είναι αυτές που χρησιμοποιούνται για τους υπολογισμούς του S και των σχετικών τοπολογικών ποσοτήτων.

Είναι δυνατό μια μαγνητική διαμόρφωση να περιλαμβάνει περισσότερα από ένα σκυρμιόνια. Αναπόφευκτα, ο συνολικός αριθμός σκύρμιον είναι το αλγεβρικό άθροισμα των μεμονωμένων σκυρμιονικών διαμορφώσεων. Συνεπάγεται ότι μια δομή που περιλαμβάνει τοπικά αρκετά σκυρμιόνια διαφορετικής πολικότητας ή χειρομορφίας μπορεί να αποφέρει μηδενικό συνολικό αριθμό σκύρμιον. Η φυσική ερμηνεία αυτής της κατάστασης μπορεί να αποδοθεί στο γεγονός ότι οι δομές με αντίθετο *S* μπορούν να αλληλοαναιρεθούν ευκολότερα. Επομένως, είναι αρκετά ενδιαφέρον να παρακολουθήσουμε, ακολουθώντας την μελέτη του Fischbacher [27], την ολοκλήρωση της απόλυτης τιμής της τοπολογικής πυκνότητας που συμβολίζεται με *Sabs* καθώς

περιγράφει και αυτή με τη σειρά της την ύπαρξη τοπολογικών οντοτήτων που υποκρύπτονται και καθίστανται μη ανιχνεύσιμα από το S. Το S_{abs} υπολογίζεται σε όλο το επιφανειακό χωρίο A και ορίζεται από την παρακάτω σχέση

$$S_{abs} = \frac{1}{4\pi} \int_{A} \left| \boldsymbol{m} \cdot \left(\frac{\partial \boldsymbol{m}}{\partial x} \times \frac{\partial \boldsymbol{m}}{\partial y} \right) \right| dA$$
(4.8)

όπου η βαθμωτή ποσότητα S_{abs} παρέχει την απαραίτητη διακριτική ικανότητα και λεπτομέρεια για τις διαφορετικές σκυρμιονικές καταστάσεις [27]. Η σταθεροποίηση τέτοιων μαγνητικών σκυρμιονίων συνδέεται συνήθως με την ύπαρξη κάποιου είδους ανισοτροπικής αλληλεπίδρασης Dzyaloshinskii-Moriya, η διακριτή εκτίμηση της οποίας ακολουθεί παρόμοια μορφή, ορισμό και μέθοδο υπολογισμού με αυτόν του αριθμού σκύρμιον.

Ο υπολογισμός του αριθμού σκύρμιον *S* προσδίδει μια ιδιαίτερα ενδιαφέρουσα προοπτική καθώς μπορεί να αποκαλύψει πληροφορίες, που δεν είναι εύκολα αναγνωρίσιμες με απλή οπτική επιθεώρηση των μικρομαγνητικών διαμορφώσεων. Επιπλέον ο αριθμός σκύρμιον *S* ως συνάρτηση του εφαρμοζόμενου εξωτερικού πεδίο *H*_{ext} επί της καμπύλης υστέρησης μπορεί να παρέχει ποσοτικές πληροφορίες για τους μηχανισμούς αντιστροφής και τους ενεργειακούς φραγμούς που εμπλέκονται στη συγκεκριμένη διαδικασία.

4.3 Αποτελέσματα

4.3.1 Μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία στο επίπεδο

Στο πρώτο σύστημα μελετάται η μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία που βρίσκεται στο επίπεδο όντας παράλληλη με την κατεύθυνση x (**K**//[100]) με το εξωτερικό εφαρμοζόμενο πεδίο H_{ext} να είναι κατά μήκος του πάχους του νανοστοιχείου και παράλληλο με την z διεύθυνση (**H**_{ext}//[001]). Η διεύθυνση του πεδίου H_{ext} ορίζεται να είναι παράλληλη με τον z άξονα σε όλα τα συστήματα που μελετώνται στο παρόν κεφάλαιο. Υπολογίζεται ο μισός βρόχος υστέρησης (+1000 kA/m -> -1000 kA/m) για διαφορετικές τιμές σταθεράς μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας. Ο λόγος που δεν παρουσιάζεται το πλήρες διάγραμμα του βρόχου υστέρησης είναι γιατί η αντίθετη διαδρομή (-1000 kA/m -> +1000 kA/m) δεν επιφέρει πρόσθετες πληροφορίες σχετικά με τη διαδικασία αντιστροφής της μαγνήτισης [9] και αναπόφευκτα η παρουσία του πλήρους διαγράμματος υστέρησης θα διπλασίαζε τον απαιτούμενο υπολογιστικό χρόνο. Στο **Σχήμα 4.2**

παρουσιάζεται το *q_{sk}* μαζί με το διάγραμμα μαγνήτισης για *Ku* = 100 kJ/m³. Ορισμένες μικρομαγνητικές διαμορφώσεις που σχηματίζονται κατά τη διαδικασία της αντιστροφής παρουσιάζονται στο **Σχήμα 4.3**.



Σχήμα 4.2 Κανονικοποιημένη μαγνήτιση (M/M_s), αριθμός σκύρμιον S και S_{abs} κατά τη διάρκεια αντιστροφής της μαγνήτισης για κατεύθυνση μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας στο επίπεδο με τιμή Ku = 100 kJ/m³ και πεδίο **H**_{ext}//[001].

Η αντιστροφή της μαγνήτισης που απεικονίζεται στο Σχήμα 4.2 ξεκινάει όταν η κανονικοποιημένη μαγνήτιση μειώνεται από την τιμή κορεσμού $M/M_s = 1$ και περνώντας από το σημείο έναρξης φτάνει στο $M/M_s = 0$. Στη συνέχεια, αφού περάσει την τιμή του πεδίου στο όποιο γίνεται η λήξη της αντιστροφής καταλήγει στην τιμή $M/M_s = -1$ ενδεικτική τιμή του γεγονότος ότι πλέον όλες οι μαγνητίσεις έχουν αντιστραφεί πλήρως. Κατά τη διάρκεια αυτής της διαδικασίας υπολογίζονται οι τιμές των S και S_{abs} ώστε να παρέχουν μια ποσοτική περιγραφή των εντοπισμένων διαμορφώσεων που μοιάζουν με σκυρμιόνια σε συνδυασμό με την απεικόνιση του διανύσματος της μαγνήτισης των μεμονωμένων σπιν. Οι τιμές του S για τιμή εξωτερικού πεδίου $H_{ext} = 0$ A/m έχουν υπολογιστεί για την πάνω και κάτω επιφάνεια του τριγωνικού πρίσματος για διάφορες τιμές Ku και παρουσιάζονται στο Σχήμα 4.4 για όλα τα μαγνητικά συστήματα που μελετήθηκαν στο παρόν κεφάλαιο. Σε όλο το κεφάλαιο από εδώ και στο εξής οι τιμές των S και S_{abs} θα αναφέρονται στις υπολογισμένες τιμές τιμές της πάνω επιφάνειας του νανοστοιχείου και αυτό

γιατί όπως παρατηρείται στο Σχήμα 4.4 οι τιμές του S έχουν την ίδια ποσοτική συμπεριφορά στην πάνω και στην κάτω επιφάνεια, διασφαλίζοντας κατά αυτόν τον τρόπο και τη συνέπεια των αριθμητικών υπολογισμών.



Σχήμα 4.3 Υπολογισμός του q_{sk} στην άνω όψη για $Ku = 100 \text{ kJ/m}^3 \mu \epsilon K/[100]$ και $H_{ext}/[001]$. Από αριστερά προς τα δεξιά και από πάνω προς τα κάτω εμφανίζονται για διαφορετικές τιμές πεδίου H_{ext} = 3.84, 2.56, -2.00, -2.96 ($x10^5 \text{ A/m}$) διαμορφώσεις που αντιστοιχούν στα σημεία A, B, C, D του **Σχήματος 4.2**. Οι πραγματικές τιμές του q_{sk}/nm^{-2} παρουσιάζονται στη χρωματική κλίμακα με μέγιστες και ελάχιστες τιμές αντίστοιχα για την πάνω αριστερά (A μέγιστο: 0.00394 ελάχιστο: -0.00174) την πάνω δεξιά (B μέγιστο: 0.00693 ελάχιστο: -0.00203) την κάτω αριστερά (C μέγιστο: 0.0272 ελάχιστο: -0.00037) και για την κάτω δεξιά (D μέγιστο: 0.00185 ελάχιστο: -0.00057)

Για την τιμή μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας $Ku = 100 \text{ kJ/m}^3$ που απεικονίζεται στο **Σχήμα 4.2** η διαδικασία αντιστροφής των σπιν παρουσιάζει σχηματισμούς που μοιάζουν με δίνη. Η τιμή του S ξεκινάει από το S = 0 και αυξάνεται σταδιακά, φθάνοντας την τιμή S = 0.5 η οποία είναι χαρακτηριστική για μαγνητικές δίνες για εξωτερικό πεδίο ίσο με $H_{ext} = 0.04 \text{ x } 10^5 \text{ A/m}$ συνεχίζοντας μέχρι τη μέγιστη τιμή που είναι περίπου ίση με $S \approx 0.75$ που μπορεί να θεωρηθεί σαν ένα ημιτελές σκυρμιόνιο για τιμή πεδίου κοντά στο $H_{ext} = -2.1 \text{ x } 10^5 \text{ A/m}$. Αξίζει να σημειωθεί σε αυτό το σημείο ότι παρόμοιες μη ακέραιες τιμές του αριθμού σκύρμιον έχουν αναφερθεί σε περιορισμένες μαγνητικές δομές [27] και σε λεπτές πολυγωνικές δομές [30]. Αναμένεται προφανώς και στο παρόν υπό εξέταση μαγνητικό σύστημα οι τιμές του αριθμού σκύρμιον να μην είναι ακέραιες λόγω της περιορισμένης έκτασης του νανοσωματιδίου και ως εκ τούτου και του χωρίου ολοκλήρωσης A στις εξισώσεις 4.1 και 4.5 καθώς και εξαιτίας της καθοριστικής συμβολής της μαγνητοστατικής ενέργειας. Η τιμή του S = 0.5 περιγράφει μια μικρομαγνητική διαμόρφωση τύπου δίνης.

Στην τιμή εξωτερικού εφαρμοζόμενου πεδίου $H_{ext} = 9.2 \text{ x } 10^5 \text{ A/m}$ λαμβάνει χώρα η έναρξη της αντιστροφής που γίνεται εμφανής στην αλλαγή του M/M_s, αντανακλάται στο S και γίνεται ξεκάθαρη στο S_{abs} . Για τιμή πεδίου ίση με $H_{ext} = 2.6 \text{ x } 10^5 \text{ A/m}$ είναι εμφανής και στο διάγραμμα του S αλλά και στο S_{abs} μια ασυνέχεια που όμως δεν καταγράφεται στην καμπύλη M/M_s. Επιπλέον, μια δεύτερη ασυνέχεια κάνει την εμφάνιση της για $H_{ext} = -2.7 \text{ x } 10^5 \text{ A/m}$ γεγονός που προκαλεί την αλλαγή της τιμής του S από S = 0.7 σε S = -0.4 (με μια σχετική διακύμανση της τάξης του 157%). Η προαναφερθείσα απότομη αλλαγή ακολουθείται και από μια αλλαγή στην πολικότητα της μικρομαγνητικής διαμόρφωσης. Περαιτέρω μείωση του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου προκαλεί τη συνεχή μείωση του S και εντέλει το μηδενισμό του μετά το τελικό στάδιο της διαδικασίας της αντιστροφής. Στο **Σχήμα 4.2** η διαφοροποίηση των διαγραμμάτων του S και του S_{abs} αποκαλύπτει ότι υπάρχουν τοπικές περιοχές τοπολογικής πυκνότητας q_{sk} που αθροίζονται σε μηδέν και συνεπώς αλληλοαναιρούμενες εξαφανίζονται.

Οι απεικονίσεις των μικρομαγνητικών διαμορφώσεων στα σημεία του Σχήματος 4.2 που χαρακτηρίζονται ως A, B, C και D φαίνονται στο Σχήμα 4.3 μαζί με την πραγματική τοπολογική πυκνότητα q_{sk} που ορίζεται στην εξίσωση 4.2. Αυτή η εμπλουτισμένη αναπαράσταση δίνει τόσο ποιοτική όσο και ποσοτική περιγραφή της πραγματικής μαγνητικής διαμόρφωσης. Για τα σημεία A, B και D παρατηρείται κοντά στις άνω και κάτω γωνίες του νανοστοιχείου κατά μήκος της κατεύθυνσης y η ύπαρξη περιοχών με αυξημένη τοπική πυκνότητα. Επιπλέον, παρατηρείται κατά μήκος του άζονα x και στο κέντρο της τριγωνικής βάσης μια ελλειπτική περιοχή και στις τέσσερις απεικονίσεις. Αυτές οι τρεις μαγνητικές οντότητες μπορούν να θεωρηθούν ως ημιτελή σκυρμιόνια και είναι σημαντικό το ότι υπάρχουν για ένα ευρύ φάσμα τιμών εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Στο Σχήμα 4.3 (σημείο A) οι προαναφερθείσες μαγνητικές οντότητες έχουν διαφορετικές κυκλοφορίες. Συγκεκριμένα αυτές στις δύο γωνίες έχουν μια αριστερόστροφη κυκλική κυκλοφορία, ενώ η περιοχή με αυξημένο q_{sk} που βρίσκεται στο κέντρο του τριγώνου παρουσιάζει μια δεξιόστροφη κυκλική κίνηση.



Σχήμα 4.4 Αριθμός σκύρμιον S ως συνάρτηση του Ku για κατευθύνσεις [100], [001] και [111]. Ο αριθμός σκύρμιον S υπολογισμένος στην πάνω και κάτω επιφάνεια του τριγωνικού πρίσματος για τιμή πεδίου $H_{ext} = 0$ A/m.



Σχήμα 4.5 S ως συνάρτηση του εξωτερικού πεδίου H_{ext} για τιμές μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας Ku = 150, 250 και 350 kJ/m³ με διεύθυνση παράλληλη στον άζονα x **K**//[100] και πεδίο H_{ext} //[001].

Στο Σχήμα 4.5 εμφανίζεται ο αριθμός σκύρμιον S ως συνάρτηση του εξωτερικού πεδίου H_{ext} για διαφορετικές τιμές Ku και συγκεκριμένα για Ku = 150, 250 και 350 kJ/m³. Καθώς το μέγεθος της σταθεράς της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας αυξάνεται σταδιακά παρατηρείται αύξηση της πρώτης και της δεύτερης ασυνέχειας όσον αφορά στις τιμές πεδίου καθώς επίσης και μείωση των μέγιστων και ελάχιστων τιμών του αριθμού σκύρμιον S που δεν ξεπερνάει την τιμή S = 0.7 για Ku = 150 kJ/m³ και που οριακά φθάνει τις τιμές S = 0.56 και S = 0.52 για τις τιμές Ku = 100250 και 350 kJ/m³ αντίστοιχα. Ο μηχανισμός αντιστροφής είναι παρόμοιος και για τις υπόλοιπες τιμές Κυ που δεν εμφανίζονται σε κάποιο διάγραμμα γεγονός που επαληθεύεται και από το Σχήμα 4.6 στο οποίο φαίνεται ξεκάθαρα ότι για όλες τις τιμές Κυ η μέγιστη τιμή του S μειώνεται όσο αυξάνεται το Ku μέχρι την τιμή Ku = 350 kJ/m³ τιμή από την οποία και έπειτα φαίνεται να επέρχεται κορεσμός. Είναι προφανές ότι ο μηχανισμός αντιστροφής της μαγνήτισης απαιτεί το σχηματισμό ημιτελών σκυρμιονίων (0.5 < S < 1) και καταστάσεων τύπου δίνης (S = 0.5) όχι μόνο για $Ku = 100 \text{ kJ/m}^3$ αλλά και για τις υπόλοιπες τιμές μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας έως Ku $= 350 \text{ kJ/m}^3$. Περαιτέρω αύξηση στη μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία σε Ku = 400, 450 και 500 kJ/m³ επιτρέπει μόνο το σχηματισμό διαμορφώσεων τύπου δίνης αφού όπως σχολιάστηκε και πιο πάνω η τιμή του S δεν ξεπερνάει το S = 0.5.



Σχήμα 4.6 Μέγιστες τιμές του αριθμού σκύρμιον S_{max} ως συνάρτηση του Ku με την μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία να είναι στο επίπεδο (//x), κάθετη (//z) και παράλληλη με την [111] διεύθυνση με βάση την επιφάνεια του τριγώνου για εξωτερικό πεδίο H_{ext} /[001].

Οι ασυνέχειες που ανιχνεύονται στην περίπτωση όπου $Ku = 100 \text{ kJ/m}^3$ εμφανίζονται όχι μόνο σε διαφορετικές τιμές Ku αλλά και σε διαφορετικές διευθύνσεις της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας σε σχέση με την επιφάνεια του τριγώνου. Περαιτέρω διευκρινίσεις-εξηγήσεις μπορούν να δοθούν δια μέσου της ανάδειξης της συσχέτισης με το πλούσιο ενεργειακό περιβάλλον που έχει συνεισφορές από την ενέργεια απομαγνήτισης E_{demag} , την ενέργεια αναμένονται στην επιφάνεια του γεγονός που κάνει το σχηματισμό σκυρμιονίων να συνδέεται άμεσα με τη διάδραση-συσχέτιση αυτών των ενεργειακών συνεισφορών.

Προκειμένου να μετρηθεί η επίδραση κάθε μεμονωμένου ενεργειακού τύπου στις μικρομαγνητικές διαμορφώσεις κατά τη διάρκεια της διαδικασίας της αντιστροφής της μαγνήτισης υπολογίζεται η απόλυτη σχετική ενεργειακή διαφορά μεταξύ των διαδοχικών τιμών πεδίου H_{ext}^{i} , H_{ext}^{i+1}

$$\Delta E_{type}^{rel,i} = \left| \frac{E_{type}^{i+1} - E_{type}^{i}}{E_{type}^{i}} \right| \times 100(\%) \tag{4.9}$$

(όπου type είναι demag, exch, anis). Όπως επισημαίνεται και στην ενότητα 4.2 το βήμα μεταξύ δυο διαδοχικών τιμών πεδίου είναι ίσο με $\delta H_{ext} = 4$ kA/m. Οι τιμές των σχετικών διαφορών των ενεργειών απομαγνήτισης ανταλλαγής και ανισοτροπίας παρουσιάζονται στο Σχήμα 4.7 ως συνάρτηση του εξωτερικού πεδίου H_{ext} για τιμή μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας Ku = 100 kJ/m³ μαζί με το S_{abs}.

Είναι σαφές ότι ακόμη και στα αρχικά βήματα της αντιστροφής της μαγνήτισης και για τιμές πεδίου $H_{ext} \approx 9 \text{ x } 10^5 \text{ A/m}$ μικρές αλλαγές στον αριθμό σκύρμιον προκαλούν ασυνέχεια στις σχετικές τιμές των ενεργειών και το αντίστροφο. Αυτές οι αλματικές ασυνέχειες αντιπροσωπεύουν τα πραγματικά ενεργειακά φράγματα που είναι έντονα για όλους τους τύπους ενέργειας στο σημείο της έναρξης της αντιστροφής της μαγνήτισης με την ενέργεια ανισοτροπίας να έχει την πιο εμφανή αλλαγή σε σχέση με τις ενέργειες απομαγνήτισης και ανταλλαγής. Το μαγνητικό σύστημα και οι ενέργειες που σχετίζονται με αυτό θα πρέπει να ξεπεράσουν ένα σημαντικό ενεργειακό φράγματο που τα πραγματοποιηθεί η έναρξη της διαδικασίας της αντιστροφής της μαγνήτισης τις την ενέργεια ανισοτροπίας το ΔE_{anis}^{rel} πλησιάζει τιμές κοντά στο 45%.

Περαιτέρω μείωση του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου οδηγεί σε μια συνεχή συμπεριφορά έως ότου το πεδίο φθάσει την τιμή $H_{ext} = 2.5 \text{ x } 10^5 \text{ A/m}$. Η μείωση του εξωτερικού πεδίου οδηγεί στο συνεχή και σταδιακό σχηματισμό ενός ημιτελούς σκυρμιονίου, αυτή η συνεχής συμπεριφορά επιβάλλεται από τη συνεχή συμπεριφορά της συνολικής ενέργειας και τον ενεργειακών συνιστωσών της E_{anis} , E_{exch} και E_{demag} . Στο σημείο αυτό ένα νέο ενεργειακό φράγμα παρατηρείται για την ενέργεια ανταλλαγής το οποίο δεν ακολουθείται από τις άλλου τύπου υπολογισμένες ενέργειες. Η τιμή ΔE_{exch}^{rel} αυτής της ασυνέχειας είναι λίγο πάνω από το 10%. Είναι εμφανές ότι αυτή η απότομη αλλαγή στην ενέργεια ανταλλαγής επιφέρει μια ασυνέχεια όχι μόνο για $H_{ext} = 2.5 \text{ x } 10^5 \text{ A/m}$ αλλά και στη συμμετρική της τιμή, σε σχέση με το μηδενικό πεδίο, $H_{ext} = -2.5 \text{ x } 10^5 \text{ A/m}$



Σχήμα 4.7 Σχετικές διαφορές (%) για τις ενέργειες ανισοτροπίας, απομαγνήτισης και ανταλλαγής για το σύστημα με μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία Ku = 100 kJ/m³ παράλληλη στο επίπεδο **K**//[100].

Συγκεκριμένα, για εξωτερικές τιμές πεδίων κοντά στο $H_{ext} = 0$ kA/m είναι εμφανής μια απότομη μείωση στην E_{demag} . Η ενέργεια E_{anis} παρουσιάζει μια ομαλότερη συμπεριφορά μεταξύ της πρώτης και της δεύτερης ασυνέχειας έχοντας μια φθίνουσα συμπεριφορά στο πρώτο μισό της διαδικασίας αντιστροφής της μαγνήτισης ώσπου το πεδίο πλησιάζει τη μηδενική τιμή. Μια

συνεχής αύξηση της ΔE_{anis}^{rel} είναι εμφανής στο δεύτερο μισό μέχρι και το τελικό στάδιο της αντιστροφής. Όσο αφορά στη σχετική διαφορά ΔE_{exch}^{rel} αυτή παρουσιάζει μια ενδιαφέρουσα μη συνεχή συμπεριφορά με σημαντικό αριθμό απότομων ασυνεχειών στην περιοχή $H_{ext} = (-2.5 \text{ έως} + 2.5) \times 10^5 \text{ A/m}$. Ο υπολογισμός των ενεργειών και των σχετικών διαφορών των ενεργειών για τις διαφορετικές τιμές του Ku ανέδειξε παρόμοια ποιοτικά και ποσοτικά χαρακτηριστικά με την προαναφερθείσα περίπτωση Ku = 100 kJ/m³. Καταστάσεις τύπου δίνης ή ημιτελών σκυρμιονίων προκαλούνται από απότομες αλλαγές στις ενέργειες.

Πραγματοποιήθηκαν περαιτέρω υπολογισμοί αλλάζοντας την κατεύθυνση της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας από **K**//[100] σε **K**//[010] αλλά δίνει παρόμοια φυσικά αποτελέσματα σχετικά με το σχηματισμό των σκυρμιονίων.

4.3.2 Κάθετη μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία

Το να διερευνηθεί η επίδραση που σχετίζεται με την μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία όταν αυτή είναι κάθετη στο τριγωνικό υμένιο FePt και παράλληλη με τον άξονα z αποτελεί ενδιαφέρουσα επιστημονική πρόκληση. Καθώς οι σχηματισμοί τύπου δίνης που προκύπτουν σε αυτό το συστήματα προέρχονται από τον ανταγωνισμό των ενεργειών ανταλλαγής και των μαγνητοστατικών ενεργειών, αναμένεται ότι για κάθετη μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία τα φαινόμενα θα είναι αρκετά πιο έντονα οδηγώντας σε ισχυρά πεδία απομαγνήτισης. Οι αριθμητικοί υπολογισμοί έδειξαν ότι η εξάρτηση του S για τη χαμηλότερη τιμή μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας, δηλαδή για Ku = 100 kJ/m³ είναι αρκετά παρόμοια με την περίπτωση όπου η κατεύθυνση της ανισοτροπίας ήταν στο επίπεδο. Η περίπτωση με $Ku = 150 \text{ kJ/m}^3$ εμφανίζεται στο **Σχήμα 4.8** (μαύρη γραμμή). Δεδομένου ότι η τιμή του *Ku* δεν είναι αρκετά υψηλή ώστε να δώσει κάθετη ανισοτροπία, καθώς το πεδίο μειώνεται το σύστημα απομακρύνεται από τον κορεσμό μέσω μιας σειράς τοπολογικά non trivial σχηματισμών που οδηγούν σε σταδιακή αύξηση του αριθμού σκύρμιον μέχρι και την τιμή S = 0.9 το οποίο διατηρείται για ένα εύρος τιμών εξωτερικού πεδίου H_{ext} = -2.5 x 10⁵ A/m έως -5 x 10⁵ A/m. Η προαναφερθείσα σταδιακή αύξηση του αριθμού σκύρμιον S για όλες τις τιμές σταθεράς μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας με κατεύθυνση κάθετη στο τρίγωνο ξεκινάει σε χαμηλότερες τιμές εξωτερικού μαγνητικού πεδίου σε σύγκριση με τα συστήματα που έχουν κατεύθυνση στο επίπεδο. Αυτή η επιβράδυνση τιμών εξωτερικού πεδίου μπορεί να αποδοθεί στο υψηλότερο ενεργειακό φράγμα που απαιτείται να ξεπεραστεί προκειμένου να ξεκινήσει η διαδικασία αντιστροφής της μαγνήτισης μέσω του σχηματισμού

σκυρμιονίων. Συγκεκριμένα, το κρίσιμο πεδίο που σηματοδοτεί τον σχηματισμό σκυρμιονίου για τις διαφορετικές τιμές $Ku = 150, 250, 350 \text{ kJ/m}^3$ για ανισοτροπία κάθετη στη βάση του τριγώνου βρίσκεται κοντά στην τιμή πεδίου $H_{ext} = 3.5 \text{ x } 10^5 \text{ A/m}$ τιμή που είναι αρκετά χαμηλότερη σε σύγκριση με την τιμή του εξωτερικού πεδίου $H_{ext} = 7.5 \text{ x } 10^5 \text{ A/m}$ για μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία στο επίπεδο του τριγώνου **Σχήμα 4.2**.

Η συμπεριφορά είναι εντυπωσιακά διαφορετική όταν η μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία παίρνει τιμές Ku = 250, 350 kJ/m³ διαγράμματα που απεικονίζονται επίσης στο **Σχήμα 4.8** (κόκκινη και μπλε γραμμή αντίστοιχα). Για την περίπτωση όπου το Ku = 350 kJ/m³ εμφανίζονται σχηματισμοί με αρνητικές τιμές για τιμές πεδίου χαμηλότερες από 5 x 10⁵ A/m και όπως φαίνεται και στην μικρομαγνητική διαμόρφωση που φιλοξενείται στο **Σχήμα 4.8** αποτελείται από ένα σκυρμιόνιο που βρίσκεται στο κέντρο του νανοσωματιδίου. Στην πάνω επιφάνεια του νανοσωματιδίου μπορούμε να αναγνωρίσουμε μια αριστερόστροφη κίνηση (counterclockwise) των διανυσμάτων της μαγνήτισης (θετική κυκλοφορία). Τα κεντρικά σπιν του σκυρμιονίου δείχνουν προς τα μέσα (αρνητική πολικότητα) όπως παρουσιάζεται στην κάτω επιφάνεια της διαμόρφωσης των σπιν. Κατά συνέπεια, η χειρομορφία που είναι προϊόν της πολικότητας είναι αρνητική επιβάλλοντας κατ' αυτόν τον τρόπο την αρνητικότητα και στον αριθμό του σκύρμιον S = -1.



Σχήμα 4.8 Αριθμός σκύρμιον S σαν συνάρτηση του εξωτερικού πεδίου H_{ext} για Ku = 150, 250, 350 kJ/m³ με κατεύθυνση μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας παράλληλη στον z άζονα. Μικρομαγνητική

διαμόρφωση της πάνω και κάτω επιφάνειας του τριγωνικού πρίσματος για $Ku = 350 \text{ kJ/m}^3$ όταν το σκύρμιον παίρνει αρνητικές τιμές (S = -1) στο αντιπροσωπευτικό σημείο P.

Για την περίπτωση του $Ku = 250 \text{ kJ/m}^3$ είναι εμφανείς περιοχές που φιλοξενούν σκυρμιόνιο ακόμα και πολλαπλά με τιμές που φθάνουν S = 3 σε ένα εύρος εφαρμοσμένων εξωτερικών πεδίων από $H_{ext} = -0.3 \times 10^5$ A/m έως $H_{ext} = -5.3 \times 10^5$ A/m. Στο Σχήμα 4.9 παρουσιάζονται μικρομαγνητικές διαμορφώσεις με τοπολογική πυκνότητα q_{sk} μαζί με τα διανύσματα της μαγνήτισης για τα αντιπροσωπευτικά σημεία A, B, C, D του Σχήματος 4.8. Στο σημείο Α είναι εμφανείς περιοχές με αυξημένο q_{sk} στις γωνίες του τριγώνου καθώς και οι χαμηλότερες τιμές q_{sk} στο κέντρο του τριγώνου. Στο σημείο Β αποκαλύπτεται μέσω τον ισοτοπικών επιφανειών του qsk η ύπαρξη ενός σκυρμιονίου που βρίσκεται στο κέντρο του τριγωνικού πρίσματος πράγμα που βρίσκεται και σε πλήρη συμφωνία με τον αριθμό σκύρμιον του **Σχήματος 4.8** όπου για την αντίστοιχη διαμόρφωση είναι ίσο με S = 1.2. Τα σημεία C και D αντιπροσωπεύουν μικρομαγνητικές διαμορφώσεις που φιλοξενούν τρία σκυρμιόνια. Τα κέντρα των οποίων και στις δυο μικρομαγνητικές διαμορφώσεις ορίζουν ένα ισόπλευρο τρίγωνο. Η ουσιαστική διαφορά των σκυρμιονίων που υπάρχουν στα δυο αυτά σημεία είναι το πραγματικό τους μέγεθος καθώς στο σημείο C έχουν μεγαλύτερο μέγεθος από τα σκυρμιόνια του σημείου D παρόλο που έχουν τα ίδια κυκλικά σχήματα και τις ίδιες θέσεις. Αυτό μπορεί να αποδοθεί στο γεγονός ότι οι τοπολογικές πυκνότητες q_{sk} είναι υψηλότερες στο σημείο D προκειμένου να αντισταθμιστεί η μικρότερη επιφάνεια των σκύρμιον συμβάλλοντας στην ολική ολοκλήρωση της τριγωνικής βάσης δίνοντας παρόμοιο αριθμό σκύρμιον ίσο με S = 3. Οι αντιπροσωπευτικές τιμές της μέγιστης τοπολογικής πυκνότητας q_{sk} είναι $q_{sk,C} = 0.003462 < q_{sk,D} = 0.02181$.



Σχήμα 4.9 Πάνω επιφάνεια των μικρομαγνητικών διαμορφώσεων στις οποίες απεικονίζεται η τοπολογική πυκνότητα q_{sk} μαζί με τα διανύσματα της μαγνήτισης για τιμή σταθεράς

μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας $Ku = 250 \text{ kJ/m}^3$. Οι πραγματικές τιμές του q_{sk}/nm^{-2} απεικονίζονται στη χρωματική μπάρα με μέγιστες και ελάχιστες τιμές αντίστοιχα: A (μέγιστη: 0.000034 – ελάχιστη: -0.000001), B (μέγιστη: 0.00063 – ελάχιστη: -0.00012), C (μέγιστη: 0.0034 – ελάχιστη: -0.0002) και D (μέγιστη: 0.02181 – ελάχιστη: -0.0001).

Στο Σχήμα 4.6 παρουσιάζονται οι μέγιστες τιμές του S και δηλώνονται ως S_{max} για μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία παράλληλη με τον άξονα z (κόκκινο χρώμα). Επιπλέον στο Σχήμα 4.10 παρουσιάζονται οι αντιπροσωπευτικές διαμορφώσεις που αντιστοιχούν σε κάποια S_{max} και δείχνουν την τοπολογική πυκνότητα q_{sk} και τα διανύσματα της μαγνήτισης. Για την περίπτωση όπου το Ku = 200 kJ/m³ στο κέντρο της τριγωνικής βάσης εμφανίζεται ένα σκυρμιόνιο έχοντας κυκλικό σχήμα και αποτελούμενο από τις υψηλότερες τιμές q_{sk} στο κέντρο. Τα διανύσματα της μαγνήτισης έχουν μια αριστερόστροφη κίνηση γύρω από το σκυρμιόνιο. Στην περίπτωση τώρα όπου η σταθερά ανισοτροπίας έχει την τιμή Ku = 250 kJ/m³ ο μέγιστος αριθμός σκύρμιον έχει τιμή S = 3.25 και η συγκεκριμένη διαμόρφωση διαφέρει αισθητά από τη διαμόρφωση στην οποία υφίστανται τρία σκυρμιόνια. Αυτά τα πολλαπλά σκυρμιόνια ή οι ομάδες σκυρμιονίων στην επιφάνεια του τριγωνικού δίσκου είναι εμφανείς και ο υπολογισμός του αριθμού σκύρμιον δίνει τιμές 1 < S < 4 καθ' όλη τη διάρκεια της αντιστροφής για όλες τις τιμές της κάθετης μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας (K/[001]). Στο Σχήμα 4.10 παρουσιάζεται επίσης και η διαμόρφωση για τη μέγιστη τιμή του S για την περίπτωση όπου το Ku = 300 kJ/m³ στην οποία τρία σκυρμιόνια.



Σχήμα 4.10 Αναπαράσταση της πάνω επιφάνειας του τριγωνικού πρίσματος για μικρομαγνητικές διαμορφώσεις που αναφέρονται στη μέγιστη τιμή του αριθμού σκύρμιον S_{max} για τιμές Ku = 200, 250, 300, 350 kJ/m³ με κατεύθυνση παράλληλη στον άζονα z. Οι πραγματικές τιμές του q_{sk} /nm⁻² απεικονίζονται στη χρωματική κλίμακα με μέγιστες και ελάχιστες τιμές αντίστοιχα: πρώτη από αριστερά (Ku = 200 kJ/m³ μέγιστη: 0.00342 – ελάχιστη: -0.00643), δεύτερη από αριστερά (Ku = 250 kJ/m³ μέγιστη: 0.00175 – ελάχιστη: -0.00043), τρίτη από αριστερά (Ku = 300 kJ/m³ μέγιστη:

0.00134 – ελάχιστη: -0.0002) και τέρμα δεζιά (Ku = 350 kJ/m³ μέγιστη: 0.00322 – ελάχιστη: -0.00096).

Τέλος για την περίπτωση όπου η σταθερά μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας παίρνει τιμή $Ku = 350 \text{ kJ/m}^3$ και ο αριθμός του σκύρμιον είναι S = 2. Στη μικρομαγνητική διαμόρφωση παρουσιάζονται δυο σκυρμιόνια ακριβώς στο ύψος του τριγώνου (σε κατεύθυνση παράλληλα με τον άξονα x) έχοντας όμως διαφορετικά σχήματα. Το δεύτερο έχει κυκλικό σχηματισμό παρόμοιο με τα ήδη ανιχνευμένα σκυρμιόνια σε αντίθεση με το πρώτο όπου παρουσιάζει μια ελλειψοειδή διαμόρφωση. Όπως έγινε ξεκάθαρα αντιληπτό η αύξηση της τιμής της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας από $Ku = 100 \text{ kJ/m}^3$ σε 500 kJ/m³ διαδραματίζει σημαντικό ρόλο στη διαδικασία αντιστροφής της μαγνήτισης καθώς και στη δημιουργία των σκυρμιονίων. Συγκεκριμένα μέχρι και την τιμή $Ku = 200 \text{ kJ/m}^3$ δημιουργείται μόνο ένα σκυρμιόνιο. Αυξάνοντας περαιτέρω τη μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία διαπιστώνουμε ότι επιτυγχάνεται η δημιουργία ακόμη και τριών σκυρμιονίων. Σημαντικό είναι ότι η μεγαλύτερη αύξηση του Ku πέραν των 350 kJ/m³ δημιουργεί έναν κορεσμό για την μέγιστη τιμή του αριθμού σκύρμιον (S_{max}) κοντά στο δύο (**Σχήμα 4.6**).

Ο αριθμός των σχηματισμένων σκυρμιονίων ή των δομών που μοιάζουν με δίνες υπαγορεύεται από ένα πλήθος βασικών ποσοτήτων – παραμέτρων. Μια από αυτές τις θεμελιώδεις ποσότητες είναι και το μέγεθος του σχηματιζόμενου σκυρμιονίου, το οποίο αναπόφευκτα μπορεί να επηρεάσει καθώς και να καθορίσει τον αριθμό των σκυρμιονίων που θα σχηματιστούν σε μια περιορισμένη σταθερή γεωμετρία της κλίμακας νανομέτρων. Η εξάρτηση του μεγέθους του σκυρμιονίου από παραμέτρους του υλικού όπως η ενέργεια ανταλλαγής, η ενέργεια ανισοτροπίας, η αλληλεπίδραση DM, τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά και το μαγνητικό πεδίο εξακολουθούν να είναι ελάχιστα κατανοητά παρά το γεγονός ότι διεξάγεται έντονη έρευνα [25,59,60]. Πολλαπλά σκυρμιόνια σε πολυγωνικές νανοδομές FeGe μπορούν να σχηματιστούν όπως φαίνεται ξεκάθαρα στο σχήμα 3 της μελέτης [30]. Στην ίδια μελέτη για διαφορετικά μήκη τετραγώνων καθώς και μαγνητικά πεδία βρέθηκαν καταστάσεις που περιέχουν από δυο έως δέκα σκυρμιόνια, ενώ για τριγωνικά συστήματα με πλευρές 155-220 nm παρατηρήθηκαν έως και έξι σκυρμιόνια σε εφαρμοσμένα με το παρόν κεφάλαιο (700 και 750 mT).

Το παρόν κεφάλαιο παρέχει ποσοτική περιγραφή σχετικά με τη δημιουργία και τον αριθμό των σκυρμιονίων και εξάγει ποιοτικά συμπεράσματα σχετικά με τη φυσική πίσω από τα περίπλοκα φαινόμενα που σχετίζονται με το σχηματισμό και τη διατήρηση των σκυρμιονίων. Η τιμή καθώς και ο προσανατολισμός της σταθεράς της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας παίζει σημαντικό ρόλο συνοδευόμενα από τις ενέργειες ανταλλαγής και απομαγνήτισης. Επιπρόσθετα οι θέσεις των δινών – σκυρμιονίων φαίνεται να ακολουθούν τις απαιτήσεις συμμετρίας που επιβάλλονται από τη γεωμετρική διαδικασία του Van den Berg για την κατασκευή μοτίβων ισορροπίας [61, 62].

Επιπλέον, καταγράψαμε το σχηματισμό και τη δομή των μαγνητίσεων στο εσωτερικό του τριγωνικού πρίσματος για τις διατομές xz και yz, διατομές που επιλέχθηκαν με τέτοιο τρόπο ώστε να περιλαμβάνουν τα κέντρα των σκυρμιονίων. Οι προαναφερθείσες διατομές απεικονίζονται στο Σχήμα 4.11 και αφορούν το μαγνητικό σύστημα το οποίο διαθέτει τρια σκυρμιόνια τα δύο ευθυγραμμισμένα με την κατεύθυνση γ και το τρίτο στον άξονα x της τριγωνικής βάσης έχοντας σταθερά Ku = 250 kJ/m³ και μαγνητικό πεδίο $H_{ext} = -3.4 \times 10^5$ A/m. Η δομή της μαγνήτισης μπορεί εύκολα να παρατηρηθεί και στις δύο διατομές. Κατά μήκος της κατεύθυνσης z διακρίνουμε υψηλά συμμετρικά σχήματα (κόκκινες αποχρώσεις της κλίμακας χρώματος που αντιπροσωπεύουν την πυκνότητα ενέργειας ανισοτροπίας) που υποδηλώνουν ότι υπάρχει μια εξάρτηση της ακτίνας της δίνης από την z κατεύθυνση. Στην διατομή yz τα δύο ευθυγραμμισμένα σκυρμιόνια καθώς και τα διανύσματα της μαγνήτισης ακολουθούν μια ημιτονοειδή διαδρομή κατά μήκος της κατεύθυνσης γ. Σε αυτό το ημιτονοειδές μονοπάτι τα διανύσματα της μαγνήτισης μεταβάλλονται σταδιακά δείχνοντας αρχικά προς τα έξω και έπειτα προς τα μέσα σε μια κίνηση που δημιουργεί μια διαμόρφωση δίνης στην εσωτερική περιοχή του yz. Παρόμοιες κυκλοφορίες των διανυσμάτων της μαγνήτισης (τύπου δίνης) είναι εμφανείς και για τη διατομή xz που φιλοξενεί το κέντρο του τρίτου σκύρμιον κατά μήκος της κατεύθυνσης x.



Σχήμα 4.11 Μικρομαγνητική διαμόρφωση για $Ku = 250 \text{ kJ/m}^3$ και τιμή πεδίου $H_{ext} = -3.4 \text{ x } 10^5$ A/m που συνοδεύεται από τις τομές yz και zx. Οι άσπρες γραμμές που φαίνονται στη βάση του

τριγώνου αντιπροσωπεύουν τις τομές που απεικονίζονται. Επίσης οι χρωματισμοί αναφέρονται στην πυκνότητα της ενέργειας ανισοτροπίας.

Στο Σχήμα 4.12 απεικονίζονται οι μαγνητίσεις σε διαφορετικές διατομές της xy τομής για z = 0, 12, 18, 24, 36 nm για το προαναφερθέν μικρομαγνητικό σύστημα με τρία σκυρμιόνια, Ku = 250 kJ/m³ και $H_{ext} = -3.4 \times 10^5$ A/m. Συγκεκριμένα για z = 0 nm αναφερόμαστε στο κάτω μέρος του τριγώνου ενώ για z = 36 nm στην πάνω βάση του νανοστοιχείου έχοντας και οι δύο διαφορετικές μικρομαγνητικές διαμορφώσεις και διαφορετικά χαρακτηριστικά κατεύθυνσης των μαγνητίσεων. Παρατηρώντας και τις εσωτερικές διαμορφώσεις είναι εμφανές ότι οι κατευθύνσεις καθώς και τα μεγέθη των σκυρμιονίων είναι διαφορετικά για διαφορετικές τιμές του z. Ωστόσο πρέπει να επισημάνουμε ότι αν και στις δύο παραπάνω περιπτώσεις όπου οι διαμορφώσεις της μαγνήτισης φαίνονται διαφορετικές, τοπολογικά είναι ισοδύναμες, γεγονός που δικαιολογείται από τα υπολογισμένα ολοκληρώματα της τοπολογικής έντασης q_{sk} στις διαφορετικές πρισματικές περιοχές βάσης S_{top} , S_{bottom} (Σχήμα 4.4) που είναι παρόμοια.



Σχήμα 4.12 Πάνω όψη της τομής xy για διαφορετικές τιμές ύψους z για $Ku = 250 \text{ kJ/m}^3$ και τιμή πεδίου $H_{ext} = -3.4 \text{ x } 10^5 \text{A/m}$.

Στο Σχήμα 4.13 απεικονίζονται οι υπολογισμοί των σχετικών ενεργειακών διαφορών μαζί με το S_{abs} ως συνάρτηση του εξωτερικού πεδίου για Ku = 250 kJ/m³. Όπως έχει ήδη σχολιαστεί η αντιστροφή της μαγνήτισης για σύστημα με κάθετη μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία ξεκινάει σε χαμηλότερες τιμές πεδίου (< 5 x 10⁵ A/m) από ότι με ανισοτροπία στο επίπεδο του τριγώνου. Ακολουθώντας το διάγραμμα του S_{abs} και αυτά των σχετικών ενεργειών παρατηρούμε ότι τα πρώτα ενεργειακά φράγματα βρίσκονται γύρω στην τιμή πεδίου $H_{ext} = 5 x 10^5$ A/m. Ειδικά για το ΔE_{exch}^{rel} το ποσοστό φτάνει το 90% και είναι η πιο εμφανής ασυνέχεια συγκριτικά με τις ΔE_{anis}^{rel} , ΔE_{demag}^{rel} που κυμαίνονται στο 10%. Η μείωση του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου επηρεάζει συνεχώς τις μαγνητικές ενέργειες έως την τιμή $H_{ext} = 0$ A/m. Στις αρνητικές τιμές του πεδίου κοντά στο μηδέν είναι εμφανείς ασυνέχειες για όλες τις ενέργειες, η μείωση του εξωτερικού πεδίου H_{ext} ακολουθείται από ενεργειακές και στις υπόλοιπες τιμές του Ku για σταθερά μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας κάθετη στη βάση του τριγώνου.



Σχήμα 4.13 Σχετικές διαφορές (%) για τις ενέργειες ανισοτροπίας, απομαγνήτισης και ανταλλαγής για το σύστημα με μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία Ku = 250 kJ/m³ κάθετη στην βάση του τριγώνου **K**//[001].

Το Σγήμα 4.14 αναδεικνύει τις σχετικές ενέργειες για χαρακτηριστικά σημεία του Σχήματος 4.13. Οι ενέργειες E_{anis} , E_{exch} , E_{demag} παρουσιάζονται σε διάφορα σημεία {A_i, D_i, E_i} (όπου i = 1, ..., 5) σε παρόμοιες ή σχεδόν παρόμοιες τιμές εξωτερικού πεδίου $H_{ext,i}$. Στο σημείο A1 λίγο πριν υπερκεράσει το ενεργειακό φράγμα η ενέργεια ανισοτροπίας αναπτύσσει μια εσωτερική τριγωνική περιοχή με τιμές χαμηλότερες σε σύγκριση με αυτές που βρίσκονται προς τις πλευρές της βάσης του νανοστοιχείου. Στο σημείο Α2 όπου το ενεργειακό φράγμα έχει υπερκεραστεί σχηματίζεται σκύρμιον και η κατανομή της ενέργειας ακολουθεί τη θέση του σκύρμιον με αυξανόμενες τιμές από το κέντρο προς την εξωτερική κυκλική περιοχή του σκύρμιον. Οι ενεργειακές επιφάνειες στο σημείο A3 εκθέτουν τρεις νέες ανεπτυγμένες περιοχές κοντά στις κορυφές του τριγώνου. Το σημείο Α4 αντιπροσωπεύει ένα τοπικό ελάγιστο της ενέργειας ανισοτροπίας γύρω από την περιογή στο κέντρο του τριγώνου όπου βρίσκεται το σκυρμιόνιο εμφανίζονται ενεργειακές περιοχές τύπου λωρίδας που είναι παράλληλες με τις πλευρές του τριγώνου. Το σημείο A5 ταυτίζεται με την ανίχνευση του υψηλότερου ενεργειακού φράγματος καθώς και με την υψηλότερη τιμή του $S(S_{max})$. Ο υπολογισμός του E_{demag} παρέχει την ίδια ποιοτική συμπεριφορά με τη μόνη διαφορά να υφίσταται στο σημείο D1 που αν και είναι στην ίδια τιμή πεδίου με το A1 έχει μια ομοιόμορφη κατανομή στη βάση του τριγώνου. Η υπολογισμένη κατανομή της ενέργειας ανταλλαγής Eexch ακολουθεί τη διαδικασία σχηματισμού των σκυρμιονίων. Στο σημείο Ε1 οι περιοχές υψηλής ενέργειας βρίσκονται στις κορυφές του νανοστοιχείου σε αντίθεση με το Eanis. Ο ανταγωνισμός μεταξύ αυτών των ενεργειών και των ενεργειακών φραγμών δημιουργεί τις σκυρμιονικές μαγνητικές διαμορφώσεις.


Σχήμα 4.14 Ενέργειες ανισοτροπίας, απομαγνήτισης και ανταλλαγής για $Ku = 250 \text{ kJ/m}^3$ για τα επιλεγμένα σημεία κατά τη διάρκεια αντιστροφής της μαγνήτισης του **Σχήματος 4.13**.

4.3.3 Μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία παράλληλη με την διεύθυνση [111]

Η μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία εκτός από παράλληλη στο επίπεδο και κάθετη στη βάση του τριγώνου ορίστηκε και παράλληλη με την [111] διεύθυνση. Περίπτωση που παρουσιάζει ενδιαφέρον καθώς σε πολλές περιπτώσεις τα νανοστοιχεία FePt και CoPt τείνουν να αναπτύσσονται με αυτές τις κρυσταλλογραφικές διευθύνσεις σχηματίζοντας γωνία 54.7° κάθετα με το υμένιο [58]. Τα αριθμητικά αποτελέσματα της προσομοίωσης για την τιμή του S ως συνάρτηση του Ku σε τιμή πεδίου $H_{ext} = 0$ A/m παρουσιάζονται στο **Σχήμα 4.4**. Για Ku = 100 kJ/m³ ο αριθμός σκύρμιον έχει τιμή κοντά στο S = 0.7. Αυξάνοντας την τιμή της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας έως Ku = 250 kJ/m³ ο αριθμός σκύρμιον μειώνεται λαμβάνοντας αρνητικές τιμές. Αυτό είναι ένα ενδιαφέρον γεγονός καθώς διαφοροποιείται αρκετά συγκριτικά με τις περιπτώσεις όπου η μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία είναι παράλληλη με τον x ή τον z άζονα περιπτώσεις στις οποίες λαμβάνονται θετικοί αριθμοί σκύρμιον. Οι αρνητικές τιμές προέρχονται από την αρνητική πολικότητα των περιοχών υψηλής πυκνότητας q_{sk} που φαίνονται και στο **Σχήμα 4.15**.



Σχήμα 4.15 S ως συνάρτηση του εζωτερικού πεδίου για τιμές Ku = 150, 250, 350 kJ/m³ με κατεύθυνση ανισοτροπίας παράλληλη στην [111]. Η μικρομαγνητική διαμόρφωση αφορά στο σημείο P με S < 0 για Ku = 350 kJ/m³.

Οι μέγιστες τιμές του αριθμού σκύρμιον S_{max} ως συνάρτηση των διαφορετικών τιμών της σταθεράς της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας απεικονίζεται στο Σχήμα 4.6. Η τοπολογική

ποσότητα S_{max} επιτυγχάνει αρνητικές τιμές σε αντίθεση με τις δύο άλλες περιπτώσεις όπου η κατεύθυνσή του είναι στο επίπεδο ή κάθετα σε αυτό. Το εύρος στο οποίο το $S_{max} < 0$ είναι Ku = 150 - 350 kJ/m³, ο υπολογισμός του αριθμού σκύρμιον ως συνάρτηση του εξωτερικού πεδίου για τιμές Ku = 150, 250, 350 kJ/m³ παρουσιάζονται στο **Σχήμα 4.15**. Εμφανής είναι η εκδήλωση μικρομαγνητικών διαμορφώσεων με αρνητικές τιμές αριθμού σκύρμιον για ένα εύρος τιμών πεδίου από $H_{ext} = 5 \times 10^5$ A/m έως $H_{ext} = -2 \times 10^5$ A/m. Η μικρότερη τιμή του *S* παρατηρείται για την περίπτωση των Ku = 150 kJ/m³ και είναι S = -0.4. Τέλος οι διαμορφώσεις με το μικρότερο αριθμό σκύρμιον δημιουργούνται και για τις τρείς περιπτώσεις κοντά σε μηδενικές τιμές πεδίου.

4.4 Συμπεράσματα

Υπολογίστηκε η τοπολογική αναλλοίωτη *S* για τα τριγωνικά νανοστοιχεία FePt για διαφορετικές τιμές και κατευθύνσεις της σταθεράς μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας *Ku* για διάφορες τιμές του εξωτερικού εφαρμοζόμενου μαγνητικού πεδίου. Η κατεύθυνσή του ήταν κάθετη στην επιφάνεια του νανοστοιχείου (\mathbf{H}_{ext} /[001]) για όλες της αριθμητικές προσομοιώσεις που πραγματοποιήθηκαν. Μελετήθηκαν μικρομαγνητικές διαμορφώσεις κατά τη διαδικασία της αντιστροφής της μαγνήτισης, καθώς και κατέστη δυνατή η διερεύνηση του σχηματισμού σκυρμιονικών περιοχών ταυτόχρονα με τον ποιοτικό και ποσοτικό χαρακτηρισμό τους μέσω μιας ποικιλίας υπολογισμένων ιδιοτήτων όπως ο αριθμός σκύρμιον, οι συνεισφορές διαφορετικών ενεργειών (ανισοτροπίας, ανταλλαγής, απομαγνήτισης) και η οπτικοποίηση των μικρομαγνητικών διαμορφώσεων. Σκυρμιονικές μαγνητικές περιοχές ανιχνεύθηκαν σε θέσεις υψηλής συμμετρίας σε σχέση με τη γεωμετρία του τριγωνικού νανοστοιχείου που είχαν αριθμό σκύρμιον μεγαλύτερο του ενός για την περίπτωση όπου η μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας μεταξύ *Ku* = 200 kJ/m³ και 500 kJ/m³ σχηματίζονται δύο και τρία σκυρμιόνια τα οποία παραμένουν σε ένα ευρύ φάσμα τιμών εξωτερικού πεδίου.

Σε συνδυασμό με προηγούμενες μελέτες είναι σαφές ότι τα μαγνητικά σκυρμιόνια μπορούν να παραχθούν σε ένα ευρύ φάσμα εξωτερικού πεδίου ελέγχοντας μονάχα το μέγεθος και την κατεύθυνση της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας ακόμη και αν δεν υπάρχουν αλληλεπιδράσεις Dzyaloshinskii-Moriya.

4.5 Βιβλιογραφία

[1] S. Stuart, P. Parkin, M. Hayashi, L. Thomas, "Magnetic domain-wall racetrack memory", Science, vol. 320, 190-194 (2008).

[2] D.H. Kim, E.A. Rozhkova, I.V. Ulasov, S.D. Bader, T. Rajh, M.S. Lesniak, V. Novosad, *"Biofunctionalized magnetic-vortex microdiscs for targeted cancer-cell destruction"*, Nature Materials, vol. 9, 165-171 (**2010**).

[3] J. Sampaio, V. Cros, S. Rohart, A. Thiaville, A. Fert, "*Nucleation, stability and current-induced motion of isolated magnetic skyrmions in nanostructures*", Nature Nanotechnology, vol. 8, 839–844 (**2013**).

[4] M. Beg, M. Albert, M.A. Bisotti, D. Cortés-Ortuño, W. Wang, R. Carey, M. Vousden, O. Hovorka, C. Ciccarelli, C.S. Spencer, C.H. Marrows, H. Fangohr, "*Dynamics of skyrmionic states in confined helimagnetic nanostructures*", Physical Review B, vol. 95, 014433 (2017).

[5] J. Iwasaki, A.J. Beekman, N. Nagaosa, "*Theory of magnon-skyrmion scattering in chiral magnets*", Physical Review B, vol. 89, 064412 (**2014**).

[6] D. Sellmyer, Y. Xu, M. Yan, Y. Sui, J. Zhou, R. Skomski, "Assembly of high-anisotropy L10 FePt nanocomposite films", Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 303, 302–308 (2006).

[7] Y. Wang, P. Sharma, A. Makino, "Magnetization reversal in a preferred oriented (1 1 1) L1 0 FePt grown on a soft magnetic metallic glass for tilted magnetic recording", Physics Condensed Matter, vol. 24, 076004 (**2012**).

[8] S. Jeong, M. McHenry, D. Laughlin, "*Growth and characterization of L10 FePt and CoPt < 001 > textured polycrystalline thin films*", IEEE Transactions on Magnetics, vol. 37, 1309–1311 (**2001**).

[9] V. Stavrou, L.N. Gergidis, A. Markou, A. Charalambopoulos, I. Panagiotopoulos, *"Micromagnetics of triangular thin film nanoelemets"*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 401, 716–723 (**2016**).

[10] X. Yu, M. Mostovoy, Y. Tokunaga, W. Zhang, K.N. Nagaosa, Y. Tokura, "*Magnetic stripes and skyrmions with helicity reversals*", PNAS 109 (23), 8856–8860 (**2012**).

[11] A. Tan, J. Li, A. Scholl, E. Arenholz, A.T. Young, Q. Li, C. Hwang, Z.Q. Qiu, "*Topology of spin meron pairs in coupled Ni/Fe/Co/Cu(001) disks*", Physical Review B, vol. 94, 014433 (**2016**).

[12] H. Xia, C. Jin, C. Song, J. Wang, J. Wang, Q. Liu, "*Control and manipulation of antiferromagnetic skyrmions in racetrack*", Journal of Physics D: Applied Physics, vol. 50, 505005 (2017).

[13] H. Xia, C. Song, C. Jin, J. Wang, J. Wang, Q. Liu, "Skyrmion motion driven by the gradient of voltage-controlled magnetic anisotropy", Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 458, 57–61 (**2018**).

[14] R. Tomasello, E. Martinez, R. Zivieri, L. Torres, M. Carpentieri, G. Finocchio, "A strategy for the design of skyrmion racetrack memories", Scientific Reports, vol. 4, 6784 (**2014**).

[15] J. Müller, "Magnetic skyrmions on a two-lane racetrack", New Journal of Physics, vol. 19, 025002 (2019).

[16] M. Jaafar, R. Yanes, D. Perez de Lara, O. Chubykalo-Fesenko, A. Asenjo, E.M. Gonzalez, J.V. Anguita, M. Vazquez, J.L. Vicent, "*Control of the chirality and polarity of magnetic vortices in triangular nanodots*", Physical Review B vol. 81, 054439 (**2010**).

[17] A. Bogdanov, "*Thermodynamically stable magnetic vortex states in magnetic crystals*", Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 138, 255–269 (**1994**).

[18] A. Bogdanov, A. Hubert, "*Thermodynamically stable magnetic vortex states in magnetic crystals*", JETP Letters, vol. 62, 247–251 (**1995**).

[19] B.F. Miao, L. Sun, Y.W. Wu, X.D. Tao, X. Xiong, Y. Wen, R.X. Cao, P. Wang, D. Wu, Q.F. Zhan, B. You, J. Du, R. Li, H.F. Ding, *"Experimental realization of two-dimensional artificial skyrmion crystals at room temperature"*, Physical Review B, vol. 90, 174411 (**2014**).

[20] J. Li, A. Tan, K. Moon, A. Doran, M. Marcus, A. Young, E. Arenholz, S. Ma, R. Yang, C. Hwang, Z. Qiu, *"Tailoring the topology of an artificial magnetic skyrmion"*, Nature Communications, vol. 5, 4704 (**2014**).

[21] S. Heinze, K. von Bergmann, M. Menzel, J. Brede, A. Kubetzka, R. Wiesendanger, G. Bihlmayer, S. Blugel, "*Spontaneous atomic-scale magnetic skyrmion lattice in two dimensions*", Nature Physics, vol. 7,713–718 (**2011**).

[22] W. Koshibae, N. Nagaosa, "Theory of antiskyrmions in magnets", Scientific Reports, vol. 7, 10542 (2016).

[23] W. Koshibae, N. Nagaosa, "*Theory of skyrmions in bilayer systems*", Scientific Reports, vol. 7, 42645 (**2017**).

[24] M. Stier, W. Häusler, T. Posske, G. Gurski, M. Thorwart, "Skyrmion-anti-skyrmion pair creation by in-plane currents", Physical Review Letteres, vol. 118, 267203 (2017).

[25] F. Büttner, I. Lemesh, G.S.D. Beach, "*Theory of isolated magnetic skyrmions: from fundamentals to room temperature applications*", Scientific Reports, vol. 8, 4464 (**2018**).

[26] S. Komineas, N. Papanicolaou, "*Topology and dynamics in ferromagnetic media*", Physica D, vol. 99, 81–107 (**1996**).

[27] M. Beg, R. Carey, W. Wang, D. Cortés-Ortuño, M. Vousden, M.A. Bisotti, M. Albert, D. Chernyshenko, O. Hovorka, R.L. Stamps, H. Fangohr, "*Ground state search, hysteretic behaviour, and reversal mechanism of skyrmionic textures in confined helimagnetic nanostructures*", Scientific Reports, vol. 5, 17137 (**2015**).

[28] C. Jin, C. Song, J. Wang, H. Xia, J. Wang, "*Topological trajectories of a magnetic skyrmion with in-plane microwave magnetic field*", Journal of Applied Physics, vol. 122, 223901 (**2017**).

[29] D. Stosic, J. Mulkers, B. Van Waeyenberge, T.B. Ludermir, M.V. Miloevi, "*Paths to collapse for isolated skyrmions in few-monolayer ferromagnetic films*", Physical Review B, vol. 95, 214418 (2017).

[30] R.A. Pepper, M. Beg, D. Cortés-Ortuño, T. Kluyver, M.-A. Bisotti, R. Carey, M. Vousden, M. Albert, Weiwei Wang, O. Hovorka, H. Fangohr, "*Skyrmion states in thin confined polygonal nanostructures*", Journal of Applied Physics, vol. 123, 093903 (**2018**).

[31] N. Romming, A. Kubetzka, C. Hanneken, K. von Bergmann, R. Wiesendanger, *"Fielddependent size and shape of single magnetic skyrmions"*, Physical Review Letters, vol. 114, 177203 (**2015**).

[32] W. Jiang, P. Upadhyaya, W. Zhang, G. Yu, M.B. Jungfleisch, F.Y. Fradin, J.E. Pearson, Y. Tserkovnyak, K.L. Wang, O. Heinonen, S.G.E. teVelthuis, A. Hoffmann, "*Blowing magnetic skyrmion bubbles*", Science, vol. 349, 283–286 (**2015**).

[33] C. Hanneken, F. Otte, A. Kubetzka, B. Dupé, N. Romming, K. von Bergmann, R. Wiesendanger, S. Heinze, "*Electrical detection of magnetic skyrmions by tunnelling non-collinear magnetoresistance*", Nature Nanotechnology, vol. 10, 1039–1042 (**2015**).

[34] C. Moreau-Luchaire, C. Moutafis, N. Reyren, J. Sampaio, C.A.F. Vaz, N.V. Horne, K. Bouzehouane, K. Garcia, C. Deranlot, P. Warnicke, P. Wohlhüter, J. George, M. Weigand, J. Raabe, V. Cros, A. Fert, "Additive interfacial chiral interaction in multilayers for stabilization of small individual skyrmions at room temperature", Nature Nanotechnology, vol. 11, 444–448 (2016).

[35] N. Romming, C. Hanneken, M. Menzel, J.E. Bickel, B. Wolter, K. von Bergmann, A. Kubetzka, R. Wiesendanger, "*Writing and deleting single magnetic skyrmions*", Science 341, 636–639, (**2013**).

[36] X. Zhang, M. Ezawa, Y. Zhou, "Magnetic skyrmion logic gates: conversion, duplication and merging of skyrmions", Scientific Reports, vol. 5, 1500504 (2015).

[37] Z. He, S. Angizi, D. Fan, "Current-induced dynamics of multiple skyrmions with domain-wall pair and skyrmion-based majority gate design", IEEE Magnetic Letters, vol. 8, 4305705 (2017).

[38] Y. Nakatani, M. Hayashi, S. Kanai, S. Fukami, H. Ohno, "*Electric field control of skyrmions in magnetic nanodisks*", Applied Physics Letters, vol. 108, 152403 (**2016**).

[39] A. Fert, N. Reyren, V. Cros, "Magnetic skyrmions: advances in physics and potential applications", Nature Review Materials, vol. 2, 17031 (2017).

[40] K. Everschor-Sitte, M. Sitte, T. Valet, A. Abanov, J. Sinova, "Skyrmion production on demand by homogeneous dc currents", New Journal of Physics, vol. 19, 092001 (2017).

[41] J. Yoo, S. Lee, J. Moon, K. Lee, "*Phase diagram of a single skyrmion in magnetic nanowires*", IEEE Transactions on Magnetics, vol. 50, 1500504 (**2014**).

[42] Y.Y. Dai, H. Wang, P. Tao, T. Yang, W.J. Ren, Z.D. Zhang, "Skyrmion ground state and gyration of skyrmions in magnetic nanodisks without the DzyaloshinskiiMoriya interaction", Physical Review B, vol. 88, 054403 (2013).

[43] Y. Zhou, E. Iacocca, A. Awad, R. Dumas, F. Zhang, H. Braun, J. Akerman, "*Dynamically stabilized magnetic skyrmions*", Nature Communications, vol. 6, 8193 (**2015**).

[44] M. Sapozhnikov, "Skyrmion lattice in a magnetic film with spatially modulated material parameters", Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 396, 338–344 (**2015**).

[45] K.Y. Guslienko, "Skyrmion state stability in magnetic nanodots with perpendicular anisotropy", IEEE Magnetic Letters, vol. 6, 4000104 (**2015**).

[46] S. Zhang, A.K. Petford-Long, C. Phatak, "*Creation of artificial skyrmions and antiskyrmions by anisotropy engineering*", Scientific Reports, vol. 6, 131248 (**2016**).

[47] M.F. Toney, W.-Y. Lee, J.A. Hedstrom, A. Kellock, "*Thickness and growth temperature dependence of structure and magnetism in FePt thin films*", Journal of Appied Physics, vol. 93, 9902–9907 (**2003**).

[48] R.A. Ristau, K. Barmak, L.H. Lewis, K.R. Coffey, J.K. Howard, "On the relationship of high coercivity and L10 ordered phase in CoPt and FePt thin films", Journal of Appied Physics, vol. 86, 4527–4533 (**1999**).

[49] A. Hotta, T. Ono, M. Hatayama, K. Tsumura, N. Kikuchi, S. Okamoto, O. Kitakami, T. Shimatsu, "*Magnetic anisotropy and order structure of 110-fept (001) single-crystal films grown epitaxially on (001) planes of MgO, SrTiO₃, and MgAl₂O₄ substrates", Journal of Appied Physics, vol. 115, 17B712 (2014).*

[50] J. Kim, Y.M. Koo, B.J. Lee, S.R. Lee, "*The origin of (001) texture evolution in fept thin films on amorphous substrates*", Journal of Appied Physics, vol. 99, 053906 (**2006**).

[51] A. Markou, I. Panagiotopoulos, T. Bakas, D. Niarchos, G. Safran, W. Li, G.C. Hadjipanayis, *"Formation of L10 with (001) texture in magnetically annealed Co/Pt multilayers"*, Journal of Appied Physics, vol. 110, 083903 (**2011**).

[52] H. Zhong, G. Tarrach, P. Wu, A. Drechsler, D. Wei, J. Yuan, "*High resolution magnetic force microscopy of patterned L1(0)-FePt dot arrays by nanosphere lithography*", Nanotechnology, vol. 19, 095703 (**2008**).

[53] P. Wu, Y. Fang, X. Tuo, X. Wang, B. Han, J. Yuan, "*Preparation of FePt magnetic nanodot arrays by nanosphere lithography*", Chinese Science Bulletin, vol. 52, 1125–1128 (**2007**).

[54] A. Markou, K.G. Beltsios, L.N. Gergidis, I. Panagiotopoulos, T. Bakas, K. Ellinas, A. Tserepi, L. Stoleriu, R. Tanasa, A. Stancu, "*Magnetization reversal in triangular L1 0-FePt nanoislands*", Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 344, 224–229 (**2013**).

[55] T. Fischbacher, M. Franchin, G. Bordignon, H. Fangohr, "A systematic approach to multiphysics extensions of finite-element-based micromagnetic simulations: Nmag", IEEE Transaction Magnetics, vol. 43, 2896–2898 (2007).

[56] S. Okamoto, N. Kikuchi, O. Kitakami, T. Miyazaki, Y. Shimada, K. Fukamich, "*Chemical-order-dependent magnetic anisotropy and exchange stiffness constant of FePt (001) epitaxial films*", Physical Review B, vol. 66, 024413 (2002).

[57] NETGEN.http://www.hpfem.jku.at/netgen

[58] V. Alexandrakis, D. Niarchos, M. Wolff, I. Panagiotopoulos, "*Magnetization reversal in CoPt* (111) hard/soft bilayers", Journal of Appied Physics, vol. 105, 063908 (**2009**).

[59] X.S. Wang, H.Y. Yuan, X.R. Wang, "A theory on skyrmion size", Communication Physics, vol. 1, Open Access (2018).

[60] R. Tomasello, K.Y. Guslienko, M. Ricci, A. Giordano, J. Barker, M. Carpentieri, O. Chubykalo-Fesenko, G. Finocchio, "*Origin of temperature and field dependence of magnetic skyrmion size in ultrathin nanodots*", Physical Review B, vol. 97, 060402 (**2018**).

[61] H.A.M. van den Berg, "*Domain structures in soft ferromagnetic thin film objects (invited)*", Journal of Appied Physics, vol. 61, 4194–4199 (**1987**).

[62] A. Remhof, A. Westphalen, H. Zabel, "*Handbook of Nanophysics Edited by Klaus D*", CRC Press, Sattler, Chapter 4 (**2009**).

Κεφάλαιο 5

Μικρομαγνητικές προσομοιώσεις μαγνητικών σκυρμιονίων σε πρισματικά νανοσωματίδια FePt βάσης τριγώνου ρελώ

Στο παρόν κεφάλαιο μελετάται η αντιστροφή της μαγνήτισης σε μαγνητικά υμένια με γεωμετρία τριγώνου ρελώ με τη χρήση μικρομαγνητικών προσομοιώσεων πεπερασμένων στοιχείων. Μαγνητικά σκυρμιόνια εμφανίζονται σε διαφορετικά συστήματα δημιουργούμενα από την μεταβολή του μεγέθους της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας, η οποία διατηρήθηκε κάθετη στη βάση του νανοστοιχείου και παράλληλη στο εξωτερικό εφαρμοζόμενο πεδίο. Υπολογίζεται η τοπολογική ποσότητα του αριθμού σκύρμιον προκειμένου να γαρακτηριστούν οι μικρομαγνητικές διαμορφώσεις που εμφανίζουν σκυρμιονικούς σχηματισμούς. Μικρομαγνητικές διαμορφώσεις με ένα ευρύ φάσμα αριθμού σκύρμιον μεταξύ των τιμών -3 και 3 είναι ενδεικτικές για την ύπαρξη ενός ή πολλών σκυρμιονίων που έγουν ανιγνευθεί και σταθεροποιηθεί σε ένα εύρος εξωτερικών πεδίων. Εμφανίζονται εσωτερικές μαγνητικές δομές αποτελούμενες από σκυρμιονικές οντότητες τύπου Bloch, οι οποίες μετατρέπονται σε σκυρμιόνια τύπου Néel στις πάνω και κάτω επιφάνειες του νανοστοιχείου. Υπολογίστηκαν τα πραγματικά μεγέθη των σχηματιζόμενων σκυρμιονικών καθώς και των εσωτερικών δομών της μαγνήτισης του υμενίου. Συγκεκριμένα υπολογίστηκαν τα μεγέθη των παραγόμενων σκυρμιονίων συναρτήσει της τιμής της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας και του εφαρμοζόμενου εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Αποδεικνύεται ότι το μέγεθος των σκυρμιονίων εξαρτάται γραμμικά από την τιμή του εξωτερικού πεδίου. Η τιμή της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας είναι ικανή να ελέγχει την κλίση της ανωτέρω γραμμικής σχέσης. Τα μαγνητικά σκυρμιόνια μπορούν να δημιουργηθούν για μαγνητικά συστήματα FePt, ακόμα και χωρίς την ύπαρξη χειρόμορφων αλληλεπιδράσεων, ελέγχοντας την τιμή της σταθεράς της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας και σχεδιάζοντας κατάλληλα το γεωμετρικό σχήμα του υμενίου.

* Τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται στο παρόν κεφάλαιο περιέχονται στο άρθρο που προέκυψε από την έρευνα με τίτλο "Magnetic skyrmions in FePt nanoparticlies having Reuleaux 3D geometry: a micromagnetic simulation study" και δημοσιεύθηκε στο επιστημονικό περιοδικό Nanoscale, vol. 11, 20102-20114, (2019).

5.1 Εισαγωγή

Εξαιτίας της εντατικής έρευνας που πραγματοποιείται στο σχεδιασμό και τη σύνθεση προηγμένων μαγνητικών νανοδομών σε διαφορετικές γεωμετρίες, σε διαφορετικά υλικά και σε διάφορα μεγέθη έχουν δημιουργηθεί αρκετές τεχνολογικές προσδοκίες στο τομέα της μαγνητικής εγγραφής [1-3]. Μια από τις πιο σημαντικές παραμέτρους στο σχεδιασμό νανοστοιχείων και νανοϋμενίων με επιθυμητές ιδιότητες για εγγραφή και αποθήκευση είναι το γεωμετρικό σχήμα που επηρεάζει άμεσα τις μαγνητικές διπολικές αλληλεπιδράσεις και ως εκ τούτου και τη μαγνητοστατική ενέργεια. Είναι αρκετοί οι συγγραφείς που έχουν μελετήσει την επίδραση του γεωμετρικού σχήματος του μαγνητικού νανοϋμενίου ή νανοστοιχείου στο μηχανισμό αντιστροφής της μαγνήτισης [4-7]. Η διαδικασία της αντιστροφής της μαγνήτισης θα μπορούσε να αξιοποιηθεί κατασκευάζοντας νέες τεχνολογικές εφαρμογές αλλά απαιτείται η γνώση για τον έλεγχο του σχηματισμού πολύπλοκων μικρομαγνητικών διαμορφώσεων όπως οι δίνες, τα σκυρμιόνια, τα αντισκυρμιόνια, τα μαγνητικά bubbles, τα merons και άλλα [8-18]. Η μαγνητική οντότητα σκυρμιονίου προτάθηκε ως μοντέλο του νουκλεονίου αρχικά από τον Tony Skyrme το 1962 [19]. Τα μαγνητικά σκυρμιόνια είναι τοπολογικές οντότητες με ιδιαίτερη μαγνητική δομή σπιν και συνήθως παρατηρούνται σε συστήματα με αλληλεπιδράσεις Dzyaloshinskii-Moriya (DMI) [20,21]. Ωστόσο η δημιουργία και η σταθεροποίηση των σκυρμιονίων ή άλλων σκυρμιονικών διαμορφώσεων μπορεί να επιτευχθεί χωρίς αλληλεπιδράσεις DMI [22-27]. Τα μαγνητικά σκυρμιόνια έχουν προβλεφθεί θεωρητικά [28-31] πολύ πριν την πειραματική τους ανίχνευση και ανακάλυψη σε χειρόμορφους μαγνήτες αλλά και σε άλλα υλικά τύπου B-20 όπου αλληλεπιδράσεις Dzyaloshinskii-Moriya λαμβάνουν χώρα εξαιτίας της έλλειψης συμμετρίας αντιστροφής του κρυστάλλου [32,33]. Τα σκυρμιόνια αναδεικνύονται ως δυναμικοί υποψήφιοι για την επόμενη γενιά υψηλής πυκνότητας κωδικοποιημένων πληροφοριών παρέχοντας τεράστιες δυνατότητες στη μαγνητική εγγραφή και αποθήκευση [34-36]. Την τελευταία δεκαετία τα σκυρμιόνια είναι υπό έντονη θεωρητική, υπολογιστική και πειραματική έρευνα [37-39]. Είναι μεγάλη η σημασία να κατανοήσουμε πως ο περιορισμός στη φύση της γεωμετρίας μπορεί να επηρεάσει τη δημιουργία καθώς και τη σταθεροποίηση των σκυρμιονίων και κατά συνέπεια το μέγεθος και την ενεργειακή κατάσταση των σκυρμιονικών διαμορφώσεων.

Κάτω από αυτό το ερευνητικό πλαίσιο μελετήθηκαν τριγωνικά νανοπρίσματα FePt και μια ποικιλία μηχανισμών αντιστροφής συνοδευόμενη από την παρουσία ενδιαφερόντων μικρομαγνητικών διαμορφώσεων εξαρτώμενων από τις τιμές και την κατεύθυνση της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας όπως αναφέρεται στα [11,27]. Διαπιστώθηκε ότι οι προαναφερθείσες διαμορφώσεις μπορούν να παραχθούν και να σταθεροποιηθούν για ένα ευρύ φάσμα τιμών εξωτερικού μαγνητικού πεδίου καθώς και τα μεγέθη των ανιχνευόμενων σκυρμιονίων μπορούν να καθοριστούν από τη σταθερά μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας του υλικού. Σε μια πρόσφατη μελέτη του Pepper και των συνεργατών του [40], μελετήθηκε η σταθεροποίηση των σκυρμιονικών δομών μέσω του περιορισμού της γεωμετρίας σε πρίσματα FeGe με τετραγωνικές και τριγωνικές βάσεις. Τα προαναφερθέντα σχήματα δεν ταιριάζουν με την κυλινδρική συμμετρία του σκυρμιόνιου αλλά φαίνεται ότι οι σκυρμιονικές καταστάσεις μπορούν να σχηματιστούν για ένα εύρος διαφορετικών μεγεθών τόσο σε νανοδομές FeGe τριγωνικού όσο και τετραγωνικού σχήματος ακόμη και με την απουσία εφαρμοζόμενου εξωτερικού μαγνητικού πεδίου, μόνο με την παρουσία αλληλεπιδράσεων Dzyaloshinskii-Moriya. Βιβλιογραφικά είναι συχνή η μελέτη των σκυρμιονίων σε κυλινδρική γεωμετρία καθώς και σε ορθογώνιες γεωμετρίες που χρησιμοποιούνται σε ερευνητικά έργα για τον εντοπισμό και τον έλεγχο σκυρμιονίων σε μαγνητικούς αγωγούς [22,41-43].

Είναι πρόκληση να μελετηθούν περισσότερες γεωμετρίες που θα μπορούσαν να έχουν υβριδική φύση εν συγκρίσει με κυλινδρικές, τριγωνικές, ορθογώνιες και πολυγωνικές γεωμετρίες. Η τρισδιάστατη τριγωνική γεωμετρία ρελώ είναι ένας συνδυασμός μεταξύ των ισόπλευρων τριγωνικών πρισμάτων και των κυλινδρικών πρισμάτων. Είναι μια νανοδομή που έχει ως πλεονέκτημα την ανυπαρξία αιχμηρών γωνιών που επηρεάζουν τη διαδικασία αντιστροφής της μαγνήτισης, το συνεκτικό πεδίο και την παραμένουσα μαγνήτιση [44,45] χωρίς να χάνεται η ικανότητα για τη δημιουργία και τη σταθεροποίηση σκυρμιονίων σαν αυτά που εντοπίστηκαν πρόσφατα σε τριγωνικούς πρισματικούς νανομαγνήτες [27] και έχουν παρουσιαστεί στο προηγούμενο κεφάλαιο.

Το παρόν κεφάλαιο οργανώνεται ως εξής. Αρχικά παρουσιάζεται το μικρομαγνητικό μοντέλο καθώς και η αριθμητική διαδικασία με τη χρήση της μεθόδου των πεπερασμένων

103

στοιχείων για την επίλυση της εξίσωσης Landau-Lifshitz-Gilbert στο τρίγωνο ρελώ από FePt. Περιλαμβάνονται αριθμητικοί υπολογισμοί για τη διαδικασία αντιστροφής της μαγνήτισης καθώς και διαγράμματα υστέρησης και πεδίων αλλαγής. Επίσης περιλαμβάνονται ποιοτικοί και ποσοτικοί υπολογισμοί των τοπολογικών αναλλοίωτων που περιγράφουν τις ανιχνευθείσες σκυρμιονικές καταστάσεις. Παρέχονται επιπρόσθετα οι εσωτερικές δομές και τα ενεργειακά προφίλ που συνδέονται με την παραγωγή και την παραμονή-σταθεροποίηση των σκυρμιονίων μαζί με τα μεγέθη των προαναφερθέντων συναρτήσει του εξωτερικού πεδίου και της σταθεράς μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας για τα μαγνητικά συστήματα που εξετάζονται.

5.2 Μικρομαγνητική μοντελοποίηση

5.2.1 Επίλυση της Landau-Lifshitz– Gilbert με χρήση πεπερασμένων στοιχείων

Στο παρόν κεφάλαιο υιοθετώντας τις αρχές της μικρομαγνητικής θεωρίας παρακολουθείται ο ρυθμός αλλαγής του δυναμικού πεδίου της μαγνήτισης M, ο οποίος διέπεται από τη μη γραμμική εξίσωση κίνησης Landau-Lifshitz-Gilbert. Το αποτελεσματικό πεδίο που διέπει τη δυναμική συμπεριφορά του συστήματος έχει συνεισφορές από το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο H_{ext} , το πεδίο ανταλλαγής H_{exch} , το πεδίο ανισοτροπίας H_{anis} και το πεδίο απομαγνήτισης H_{demag} .

Για την επίλυση της εξίσωσης Landau-Lifshitz-Gilbert πραγματοποιήθηκαν μικρομαγνητικοί υπολογισμοί πεπερασμένων στοιχείων χρησιμοποιώντας το λογισμικό Nmag [46] υιοθετώντας το υπολογιστικό πρωτόκολλο του προηγούμενου κεφαλαίου και των μελετών [11,27]. Συγκεκριμένα η αδιάστατη σταθερά απόσβεσης α ορίστηκε ίση με 1 κατά τέτοιο τρόπο ώστε να επιτυγχάνεται γρήγορη απόσβεση και το σύστημα να συγκλίνει ταχύτερα καθώς μας ενδιαφέρουν οι διαμορφώσεις του στατικού μαγνητισμού. Το κριτήριο σύγκλισης για κάθε βήμα του εξωτερικού πεδίου H_{ext} κατά τη διαδικασία αντιστροφής απαιτεί η μαγνήτιση να πρέπει να κινείται πιο αργά από 1 μοίρα ανά νανοδευτερόλεπτο κατά μέσο όρο για όλες τις περιστροφές.

Τα χαρακτηριστικά της γεωμετρίας του τριγώνου ρελώ υιοθετήθηκαν με τέτοιο τρόπο ώστε να συνδέονται με το τριγωνικής βάσης ισόπλευρο νανοπρίσμα που είχε μήκος πλευρών 330 nm και πάχος 36 nm και μελετήθηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο. Συγκεκριμένα στο Σχήμα 5.1 παρουσιάζεται η γεωμετρία ρελώ και στην οποία θα αναφερόμαστε ως τρίγωνο ρελώ ή απλώς ρελώ υπονοώντας την τρισδιάστατη πρισματική με τριγωνική βάση ρελώ γεωμετρία. Το νανοστοιχείο ρελώ έχει χαρακτηριστικό μήκος πλευράς a = 330 nm τιμή η οποία είναι ίση με τις ακτίνες των τριών κύκλων που χρειάζονται για να δημιουργηθεί (πάνω μέρος του **Σχήματος 5.1**), και πάχος w = 36 nm. Το συγκεκριμένο πάχος του υμενίου ταιριάζει με αυτό του τριγωνικού πρίσματος που αναφέρεται στην εργασία [47]. Οι άξονες του συστήματος αναφοράς είναι ο x κατά μήκος του εγγεγραμμένου τριγώνου, ο εντοπισμένος στο επίπεδο της βάσης του τριγώνου ρελώ y και είναι κάθετος στον x και τέλος ο z ο οποίος είναι κάθετος στη βάση του τριγώνου ρελώ. Το σύστημα αξόνων παρουσιάζεται στο **Σχήμα 5.1**.

Το υπό εξέταση πλέγμα πεπερασμένων στοιχείων για την προαναφερθείσα γεωμετρία δημιουργήθηκε στο Netgen [48] μια αυτόματη τρισδιάστατη τετραεδρική γεννήτρια πλέγματος. Το μήκος διακριτοποίησης μεταξύ των κόμβων ορίστηκε στα 3.4 nm τιμή που δεν ξεπερνάει το μέγιστο μήκος ανταλλαγής ($l_{exch} \approx 3.5$ nm). Το μήκος διακριτοποίησης που χρησιμοποιήθηκε στις διεξαχθείσες προσομοιώσεις επιλέχθηκε μετά από ανάλυση σύγκλισης. Το πλέγμα που προέκυψε αποτελείται από 340000 στοιχεία τετραεδρικής φύσεως για το μαγνητικό νανοσωματίδιο. Οι παράμετροι του υλικού επιλέχθηκαν ώστε να προσομοιάζουν το FePt με μαγνήτιση κορεσμού $\mu_0 M_s = 1.43$ T ($M_s = 1.138$ MA/m) και σταθερά ανταλλαγής $A_{exch} = 11$ pJ/m. Η σταθερά μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας Ku κυμαίνονταν μεταξύ των $Ku = 100 \text{ kJ/m}^3$ και 500 kJ/m³. Σε ό,τι αφορά τις τιμές που ξεπερνούσαν την τιμή ανισοτροπίας 500 kJ/m³ πρέπει να σχολιαστεί πως η αντιστροφή της μαγνήτισης γίνεται με ομοιόμορφο τρόπο. Η μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία ήταν κάθετη στη βάση του υμενίου και παράλληλη στο z-άξονα. Μελετήθηκαν οι καμπύλες μαγνήτισης για κάθε προσομοίωση παραγωγής για εφαρμοζόμενο εξωτερικό πεδίου παράλληλο με το z-άξονα. Το εύρος των τιμών του εξωτερικού πεδίου ήταν από +1000 kA/m (μέγιστο) έως +1000 kA/m (ελάχιστο) με βήμα πεδίου ίσο με $\delta H_{ext} = 4$ kA/m [11,27]. Ένας τυπικός χρόνος εκτέλεσης μιας μικρομαγνητικής προσομοίωσης για το προαναφερθέν πλέγμα (~350000 στοιχεία) και για το ήμισυ του βρόχου ήταν 168 CPU hours με απαίτηση μνήμης RAM τουλάχιστον στα 20 Gb. Το υπολογιστικό σύστημα στο οποίο διεξήχθησαν οι υπολογισμοί φιλοξενούσε έναν Intel i7 4770K.



Σχήμα 5.1. Αναπαράσταση της βάσης της τριγωνικής γεωμετρίας ρελώ (πάνω) και της χρησιμοποιούμενης τρισδιάστατης γεωμετρίας ρελώ μαζί με το παραγόμενο πλέγμα (κάτω). Μια μεγεθυμένη περιοχή του πλέγματος εμφανίζεται επίσης ώστε να γίνει πιο ευδιάκριτο το μέγιστο μήκος διακριτοποίησης (maxh).

5.2.2 Σκυρμιονικές τοπολογικές οντότητες

Τα μαγνητικά σκυρμιόνια μπορούν να περιγράφουν ποσοτικά κατά κύριο λόγο από την τοπολογική αναλλοίωτη S γνωστή ως winding number ή αριθμός σκύρμιον που έχουμε αναφέρει και ορίσει ως:

$$S = \frac{1}{4\pi} \int_{A} \boldsymbol{m} \cdot \left(\frac{\partial \boldsymbol{m}}{\partial x} \times \frac{\partial \boldsymbol{m}}{\partial y}\right) dA$$
(5.1)

η οποία μπορεί να οδηγήσει την επέκταση σε άλλες μαθηματικές οντότητες που μπορούν να συνδράμουν και να επικουρήσουν στην εξήγηση φυσικών φαινομένων που σχετίζονται με τα εν λόγω σκυρμιόνια. Θυμίζουμε ότι η ποσότητα m είναι η μονάδα διανύσματος της τοπικής μαγνήτισης που ορίζεται ως $m=M/M_s$ με το M να είναι η μαγνήτιση και M_s η μαγνήτιση κορεσμού. Η ποσότητα που ολοκληρώνεται είναι η τοπολογική πυκνότητα q_{Sk} και έχει μονάδες nm⁻², οι οποίες υπονοούνται από εδώ και στο εξής σε όλο το κεφάλαιο. Ο αριθμός σκύρμιον S είναι μια φυσική και τοπολογική ποσότητα που μετρά πόσες φορές το m τυλίγει τη σφαίρα [37,42,50]. Η επιφάνεια Α είναι το επιφανειακό πεδίο ολοκλήρωσης και αντιστοιχεί στην άνω ή κάτω επιφάνεια ρελώ του νανοστοιχείου FePt.

Οι μαγνητίσεις που χρησιμοποιούνται για τους υπολογισμούς του *S* και των σχετικών τοπολογικών ποσοτήτων εξάγονται από την πάνω και κάτω επιφάνεια και συγκεκριμένα είναι οι μαγνητίσεις που βρίσκονται στα επιφανειακά στοιχεία των δύο βάσεων. Πρέπει να σημειωθεί σε αυτό το σημείο ότι οι τιμές *S* που ελήφθησαν έχουν την ίδια ποσοτική και ποιοτική συμπεριφορά στην πάνω και κάτω επιφάνεια του νανοστοιχείου διασφαλίζοντας την ορθότητα των αριθμητικών υπολογισμών. Σε όλο το κεφάλαιο οι αναφερόμενες τιμές των τοπολογικών αναλλοίωτων αναφέρονται στις υπολογισμένες τιμές της πάνω επιφάνειας του νανοστοιχείου.

Είναι πολύ πιθανό μια μαγνητική διαμόρφωση να περιλαμβάνει περισσότερα από ένα σκυρμιόνια. Αναπόφευκτα ο συνολικός αριθμός σκυρμιονίων είναι το αλγεβρικό άθροισμα των εκάστοτε σκυρμιονικών διαμορφώσεων. Επομένως μια δομή που περιλαμβάνει πολλά σκυρμιόνια διαφορετικής πολικότητας ή χειρομορφίας μπορεί να αποδώσει ένα συνολικό αριθμό σκυρμιονίων ίσο με μηδέν. Η φυσική σημασία αυτής της κατάστασης μπορεί να αποδοθεί στο γεγονός ότι οι δομές με αντίθετο S εξαλείφονται αμοιβαία ευκολότερα. Επομένως είναι το ολοκλήρωμά της επί του χωρίου επιφανείας ρελώ που συμβολίζεται με Sabs. Η ποσότητα Sabs περιγράφει την ύπαρξη του συνόλου των τοπολογικών οντοτήτων ακόμα και αυτών που εξαλείφονται αμοιβαία όταν υπολογίζουμε το S ολοκληρώνοντας το επιφανειακό χωρίο A.

Πρέπει να παρατηρήσουμε ότι ο αριθμός σκύρμιον *S* χρησιμοποιείται εντατικά για την περιγραφή μικρομαγνητικών διαμορφώσεων σε μαγνητικά νανοϋμένια-νανοστοιχεία που έχουν δισδιάστατο χαρακτήρα δηλαδή χωρική διάσταση μήκους (a) >> από τη χωρική διάσταση πλάτους (w). Ο *S* μπορεί να γενικευθεί σε τρεις διαστάσεις όπως προτείνεται από τον Lee και τους συνεργάτες του [51] και χρησιμοποιείται από τον Beg και τους συνεργάτες του [41] για τη μελέτη μαγνητικών σκυρμιονίων σε κυλινδρικά νανοστοιχεία FeGe. Η ανάλογη τρισδιάστατη μαθηματική οντότητα *S^V* ορίζεται από την παρακάτω σχέση

$$S^{V} = \frac{1}{8\pi} \int_{V} \boldsymbol{m} \cdot \left(\frac{\partial \boldsymbol{m}}{\partial x} \times \frac{\partial \boldsymbol{m}}{\partial y}\right) dV$$
(5.2)

όπου το V αντιστοιχεί στον όγκο του νανοστοιχείου. Η τιμή του S^V σε συνδυασμό με το S μπορεί να συσχετιστεί με το anomalous Hall effect και ειδικά με την τοπολογική αγωγιμότητα Hall [51-

54]. Για την εξασφάλιση του χαρακτήρα συνάρτησης 1-1 (injective function) κατά αναλογία με το S_{abs} μπορούμε να ορίσουμε και να υπολογίσουμε το S_{abs}^{V} :

$$S_{abs}^{V} = \frac{1}{8\pi} \int_{V} |\boldsymbol{m} \cdot (\frac{\partial \boldsymbol{m}}{\partial x} \times \frac{\partial \boldsymbol{m}}{\partial y})| dV$$
(5.3)

Να επισημάνουμε ότι αν και οι ποσότητες S, S_{abs} είναι αδιάστατες οι αντίστοιχες S^V και S^V_{abs} έχουν μονάδες μήκους (nm).

Ο υπολογισμός των τοπολογικών αναλλοίωτων των μικρομαγνητικών διαμορφώσεων στις οποίες εμφανίζονται σκυρμιόνια στο νανοστοιχείο FePt μπορεί να παρέχει πληροφορίες οι οποίες δεν είναι εύκολα ανιχνεύσιμες με οπτική επιθεώρηση ή με παρακολούθηση της τιμής της z συνιστώσας της μαγνήτισης (m_z). Συγκεκριμένα ο αριθμητικός υπολογισμός του αριθμού σκύρμιον S μαζί με το S_{abs} καθώς και του ογκικού υπολογισμού S^V συναρτήσει του εφαρμοζόμενου εξωτερικού πεδίου H_{ext} κατά μήκος των τιμών της μαγνήτισης σε ένα βρόχο υστέρησης μπορεί να παρέχει ποσοτικές πληροφορίες για τους μηχανισμούς αντιστροφής της μαγνήτισης, για την εσωτερική μαγνητική δομή καθώς και για τις ενέργειες που εμπλέκονται σε όλη τη διαδικασία.

5.3 Αποτελέσματα

5.3.1 Μαγνητική αντιστροφή: υστέρηση και πεδία εναλλαγής (switching fields)

Υπολογίστηκε ο μισός βρόχος υστέρησης (συγκεκριμένα το φθίνων κομμάτι από τις θετικές έως τις αρνητικές τιμές του εξωτερικού πεδίου) για διαφορετικές τιμές μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας. Ο λόγος που υπολογίζουμε το μισό βρόχο της υστέρησης είναι γιατί ο κύριος σκοπός του παρόν κεφαλαίου είναι η προσπάθεια εξήγησης των φυσικών χαρακτηριστικών που σχετίζονται με το σχηματισμό σκυρμιονίων μέσω της διαδικασίας αντιστροφής της μαγνήτισης. Ένα τέτοιο τμήμα βρόχου εμφανίζεται στο **Σχήμα 5.2** μαζί με τον υπολογισμένο αριθμό σκυρμιονίων *S* για τιμή Ku = 350 kJ/m³. Στο **Σχήμα 5.2** παρουσιάζονται επίσης τα σημεία έναρξης και λήξης της διαδικασίας της αντιστροφής τα οποία αναφέρονται ως πεδία nucleation και annihilation αντίστοιχα.

Με μια πρώτη ματιά η μείωση του εξωτερικού πεδίου δεν επιφέρει αλλαγές στη μαγνήτιση η οποία ακολουθεί μια σταθερή τιμή έως ότου το μαγνητικό πεδίο φθάσει την τιμή των *H*_{ext} =

4.0x10⁵ A/m (nucleation field) όπου και εμφανίζεται μια απότομη μείωση. Πέραν του σημείου αυτού καθώς το πεδίο μειώνεται η μαγνήτιση ελαττώνεται ομαλά μέχρι και τη λήξη της αντιστροφής (annihilation field) όπου η μαγνήτιση αποκτά πάλι σταθερή τιμή. Αντίθετα ο αριθμός σκύρμιον και εξαιρώντας το αρχικό και το τελικό στάδιο που έχει τιμή με S = 0 κατά τη διάρκεια της αντιστροφής παρουσιάζει εναλλαγές στην τιμή με ελάχιστες και μέγιστες τιμές -3 και 3, τιμές που υποδεικνύουν την ύπαρξη σκυρμιονίων και γενικά σκυρμιονικών οντοτήτων στην υπάρχουσα γεωμετρία του νανοστοιχείου. Είναι εμφανές ότι η τιμή της μαγνήτισης η οποία έχει ομαλή ελάττωση κατά τη διάρκεια της αντιστροφής και διαρκεια της αντιστροφής δεν επαρκεί για το χαρακτηρισμό τον περίπλοκων φαινομένων που λαμβάνουν χώρα και θα διερευνηθούν περαιτέρω.



Σχήμα 5.2. Φθίνων τμήμα βρόχου υστέρησης για Ku = 350 kJ/m³. Απεικονίζονται τα πεδία έναρζης και λήξης της αντιστροφής καθώς και ο αριθμός S με την ποσότητα M/M_s (μπλε χρώμα).

Από τον άνω κλάδο της καμπύλης υστέρησης μπορούν να εξαχθούν τα πεδία "nucleation" H_{nucl} και "annihilation" $H_{annihil}$. Τα προαναφερθέντα πεδία παρέχουν ποσοτικά το εύρος πεδίου στο οποίο λαμβάνει χώρα η διαδικασία αντιστροφής της μαγνήτισης και απεικονίζονται στο **Σχήμα 5.3** για διαφορετικές τιμές μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας που κυμαίνονται από Ku = 100 kJ/m³ έως 500 kJ/m³. Παρατηρώντας το **Σχήμα 5.3** είναι προφανές ότι καθώς η τιμή Ku

αυξάνεται το "nucleation" πεδίο μειώνεται γραμμικά, συμπεριφορά που αποδίδεται στο *Ku* που αντισταθμίζει εν μέρει την ισχυρή απομαγνητίζουσα ανισοτροπία σχήματος.



Σχήμα 5.3 Πεδία "nucleation" H_{nucl} και "annihilation" $H_{annihil}$ για τη γεωμετρία ρελώ με a = 330 nm και πάχος w = 36 nm.

5.3.2 Ανίχνευση σκυρμιονίων, υπολογισμός αριθμού σκύρμιον και άλλων τοπολογικών ποσοτήτων

Ο αριθμός σκύρμιον S έχει υπολογιστεί κατά τη διαδικασία αντιστροφής της μαγνήτισης ως συνάρτηση του εξωτερικού πεδίου H_{ext} και απεικονίζεται στο Σχήμα 5.4 για αντιπροσωπευτικές τιμές μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας Ku = 150, 250, 350 KJ/m³. Για Ku = 150 kJ/m³ δεν έχουμε το σχηματισμό σκυρμιονίου καθώς η τιμή είναι χαμηλή ώστε να επιτραπεί η δημιουργία του. Καθώς το εξωτερικό εφαρμοζόμενο πεδίο μειώνεται, το σύστημα απομακρύνεται από τον κορεσμό διαμέσου μια σειράς trivial διαμορφώσεων που ακολουθούνται από μια σταδιακή αύξηση του αριθμού σκύρμιον. Συγκεκριμένα αυξάνεται μέχρι και την τιμή S = 0.85 την οποία τη διατηρεί για ένα εύρος πεδίου από $H_{ext} = -2.5 \times 10^5$ A/m έως $H_{ext} = -5.6 \times 10^5$ A/m.

Στην περίπτωση τώρα όπου η τιμή της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας γίνεται ίση με $Ku = 250 \text{ kJ/m}^3$ και για τιμές εξωτερικού πεδίου που κυμαίνονται μεταξύ $H_{ext} = -1.24 \text{ x} 10^5 \text{ A/m}$ και

 H_{ext} = -6.6x10⁵ A/m έχουμε το σχηματισμό πολλαπλών σκυρμιονίων με τιμή S = 2. Στην ένθετη εικόνα του Σχήματος 5.4 εμφανίζεται μια από αυτές τις μικρομαγνητικές διαμορφώσεις που έχουν S = 2 για H_{ext} = -4.88x10⁵ A/m. Αξίζει να παρατηρηθεί ότι στην τιμή H_{ext} = -1.4x10⁵ A/m έχουμε μια απότομη αύξηση του αριθμού σκύρμιον σε S = 2.4 και αντιστοιχεί σε μια ασταθή σκυρμιονική κατάσταση. Αναπόφευκτα από μια ασταθή κατάσταση με ημιτελή σκυρμιόνια (incomplete skyrmions) η μετάβαση σε μια σταθερή μικρομαγνητική κατάσταση με δύο σκυρμιόνια (S = 2) είναι προδιαγεγραμμένη και συμβαίνει σταδιακά καθώς το πεδίο μειώνεται. Η σταθερή πλέον αυτή κατάσταση παραμένει με περαιτέρω μείωση του αριθμού των σκυρμιονίων από δύο σκυρμιόνια σκυρμιόνια σταθερή μικρομαγνητική κατάσταση με δύο σκυρμιόνια (S = 2) είναι προδιαγεγραμμένη και συμβαίνει σταδιακά καθώς το πεδίο μειώνεται. Η σταθερή πλέον αυτή κατάσταση παραμένει με περαιτέρω μείωση του αριθμού των σκυρμιονίων από δύο σκυρμιόνια σε ένα σκυρμιόνιο ήτοι από S = 2 σε S = 1 που όπως φαίνεται και στο Σχήμα 5.4 βρίσκεται ένας μικρός «ώμος» (shoulder) που εκτείνεται έως το H_{ext} = -6.6x10⁵ A/m όπου και έχουμε τη λήξη της αντιστροφής της μαγνήτισης.



Σχήμα 5.4. S συναρτήσει του εξωτερικού πεδίου H_{ext} για Ku = 150, 250 και 500 kJ/m³. Η ένθετη εικόνα δείχνει το q_{sk} υπολογισμένο στην πάνω επιφάνεια του νανοστοιχείου για την τιμή Ku = 250 kJ/m³ και με κατεύθυνση παράλληλη στον άζονα z το πεδίο $H_{ext}/[001]$. Η συγκεκριμένη διαμόρφωση στην οποία βλέπουμε δύο σκυρμιόνια αντιστοιχεί στην τιμή πεδίου $H_{ext} = -4.88 \times 10^5$ A/m. Τα διανύσματα της τοπικής μαγνήτισης εμφανίζονται με μαύρα βέλη. Τα πραγματικά εύρη των τιμών q_{sk}/nm^{-2} εμφανίζονται στη χρωματική κλίμακα με -2.5×10^5 (μπλε) ελάχιστες και 6.9 $\times 10^{-3}$ (κόκκινο) μέγιστες τιμές αντίστοιχα.

Τέλος για τιμή μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας $Ku = 500 \text{ kJ/m}^3$ παρατηρείται παρόμοια αύξηση του αριθμού σκύρμιον που επιτυγχάνει τη μέγιστη τιμή S = 1.65 (δύο ημιτελή σκυρμιόνια) για τιμή πεδίου $H_{ext} = -2.12 \times 10^5 \text{ A/m}$ και επιβιώνει για μικρή περιοχή πεδίων μέχρι $H_{ext} = -2.80 \times 10^5 \text{ A/m}$. Μεγαλύτερη μείωση του εξωτερικού εφαρμοζόμενου πεδίου συνοδεύεται από μια απότομη μείωση του αριθμού σκύρμιον σε ένα "plateau" με S = 1 που σηματοδοτεί και την ύπαρξη μιας σκυρμιονικής οντότητας που παραμένει έως ότου το εξωτερικό πεδίο φθάσει στο $H_{ext} = -5.56 \times 10^5 \text{ A/m}$ όπου έχουμε και εδώ τη λήξη της αντιστροφής της μαγνήτισης και συνάμα τη μεταβολή του αριθμού σκύρμιον σε S = 0.

Στο Σχήμα 5.5 παρουσιάζεται το μαγνητικό σύστημα με τιμές σταθεράς της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας $Ku = 300 \text{ kJ/m}^3$ και 350 kJ/m³. Ο αριθμός σκύρμιον έχει μηδενικές τιμές για εξωτερικό πεδίο έως και $H_{ext} = -5.0 \times 10^5$ A/m. Για την περίπτωση του Ku = 300kJ/m³ είναι εμφανής μια απότομη μετάβαση σε μια σκυρμιονική διαμόρφωση με S = -1 (σημείο A του Σχήματος 5.5) τιμή χαρακτηριστική για την ύπαρξη ενός σκυρμιονίου στην επιφάνεια του νανοσωματιδίου FePt. Η προαναφερθείσα αυτή δομή παραμένει σταθερή μέχρι και $H_{ext} = 0$ A/m ορίζοντας έτσι ένα εκτεταμένο εύρος πεδίου [5.0, 0.0] x 10^5 A/m. Καθώς το εξωτερικό πεδίο μειώνεται περαιτέρω ο αριθμός σκύρμιον μειώνεται σταδιακά περνώντας στην τιμή S = -0.5 (σημείο Β του Σχήματος 5.5) τιμή ενδεικτική για διαμόρφωση τύπου δίνης με δεξιόστροφη κυκλοφορία. Ο αριθμός σκύρμιον λαμβάνει ξανά μηδενικές τιμές για ένα εύρος πεδίου από H_{ext} = -1.2 x10⁵ A/m έως H_{ext} = -4.8x10⁵ A/m (σημείο C του Σχήματος 5.5) σημείο που ενεργοποιεί το σχηματισμό μιας νέας σκυρμιονικής κατάστασης με δύο σκυρμιόνια και με ενδεικτικό αριθμό σκύρμιον ίσο με S = 2. Στα τελικά στάδια του συγκεκριμένου υπολογισμού και πριν να έχουμε πάλι τη λήξη της αντιστροφής και το μηδενισμό ξανά του αριθμού σκύρμιον έχουμε μια ενδιάμεση αρκετά περιορισμένη περιοχή που μοιάζει με «ώμο» με τιμή S = 1 η οποία είναι χαρακτηριστική μικρομαγνητικής διαμόρφωσης στην οποία εμφανίζεται ένα μόνο σκυρμιόνιο.

Για την τιμή της σταθεράς της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας $Ku = 350 \text{ kJ/m}^3$, η διαδικασία της αντιστροφής παρουσιάζει τα ίδια ποιοτικά χαρακτηριστικά με την παραπάνω περίπτωση, αλλά με κάποιες ενδιαφέρουσες ποσοτικές διαφορές σχετιζόμενες κατά κύριο λόγο με τον αριθμό των σχηματιζόμενων σκυρμιονίων. Η αρχική μετάβαση σε σκυρμιονικές καταστάσεις λαμβάνει χώρα σε τιμές μικρότερες από $H_{ext} = -4.24 \times 10^5 \text{ A/m}$. Το παρόν σύστημα διαφέρει σημαντικά από το προηγούμενο καθώς η αυξημένη τιμή της σταθεράς της μαγνητοκρυσταλλικής

ανισοτροπίας ενεργοποιεί τη δημιουργία τριών σκυρμιονίων με S = -3. Για το συγκεκριμένο σύστημα μετά τη λήξη της αντιστροφής ο αριθμός σκύρμιον μηδενίζεται για $H_{ext} = -6.12 \times 10^5$ A/m.



Σχήμα 5.5. Αριθμός σκύρμιον S ως συνάρτηση του εξωτερικού πεδίου H_{ext} για τιμές μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας Ku = 300 και 350 kJ/m³.

Οι πλούσιες μικρομαγνητικές διαμορφώσεις που δημιουργούνται από τη διακύμανση της τιμής της σταθεράς ανισοτροπίας κατά τη διαδικασία της αντιστροφής της μαγνήτισης η οποία προκαλείται από το πεδίο, μπορούν να αναλυθούν εξονυχιστικά χρησιμοποιώντας την ήδη υπολογισμένη πυκνότητα σκύρμιον q_{sk} συνοδευόμενη από την οπτικοποίηση και παρακολούθηση του διανύσματος της μαγνήτισης (**Σχήμα 5.6**) στο διακριτοποιημένο με τετραεδρικά στοιχεία νανοϋλικό. Συγκεκριμένα επιλέχθηκαν σημεία (A, B, C, D, E) στην καμπύλη $S(H_{ext})$ που απεικονίζονται στο **Σχήμα 5.5**. Το σημείο A έχει S = -1 και αντιπροσωπεύει τη μικρομαγνητική διαμόρφωση που φιλοξενεί ένα Néel σκυρμιόνιο που έχει χαρακτηριστική δομή «σκαντζόχοιρου» (hedgehog) [36, 55]. Το συγκεκριμένο Néel σκυρμιόνιο αποτελείται από ευθυγραμμισμένες μαγνητίσεις τοποθετημένες επί της κυκλικής περιφέρειας με κατεύθυνση το κέντρο του σκυρμιονίου. Το σημείο B στο Σχήμα 5.5 έχει επιλεγεί κοντά σε τιμές μηδενικού πεδίου για Ku = 300 kJ/m³ και αντιπροσωπεύει την τιμή S = -0.5 που θα μπορούσε να είναι μια κατάσταση δίνης με αρνητική πολικότητα [56]. Όπως αναδεικνύεται και από το χάρτη τιμών για την πυκνότητα σκύρμιον q_{sk} δεν υπάρχει κάποια περιοχή η οποία μας επιτρέπει να τη χαρακτηρίσουμε ως σκυρμιονική οντότητα. Αντίθετα οι περιοχές υψηλής τοπολογικής πυκνότητας κατανέμονται ομοιόμορφα στις γωνίες χωρίς να εμφανίζουν σημάδια κυκλικής περιστροφής της μαγνήτισης. Υπάρχει μια κεντρική περιοχή που έχει χαμηλές τιμές q_{sk} χωρίς όμως να είναι ξεκάθαρη μια κυκλική περιστροφή γύρω από αυτό το σημείο ή έστω μια ομοιόμορφη απότομη κλίση των μαγνητίσεων προς το εσωτερικό κέντρο αυτής της περιοχής. Τέλος δε διακρίνουμε την ύπαρξη κάποιας δίνης ή κάποιας διαμόρφωσης σκυρμιονικού τύπου.

Στο σημείο C αντιστοιχεί αριθμός σκύρμιον *S* = 2 και έκδηλα αφορά μια διαμόρφωση με δύο σκυρμιόνια. Δύο διαφορετικές περιοχές υψηλής πυκνότητας βρίσκονται σε θέσεις χωρίς κάποια ειδική συμμετρία αν λάβουμε υπόψιν την υψηλή συμμετρία που παρουσιάζει η γεωμετρία ρελώ. Τα κυκλικού σχήματος σκυρμιόνια έχουν παρόμοιο μέγεθος. Οι μαγνητίσεις έχουν φορά προς τα έξω.

Για το σύστημα με Ku = 350 kJ/m³ τα σημεία D, E έχουν επιλεγεί ώστε να αντιπροσωπεύσουν δύο μικρομαγνητικές διαμορφώσεις διαφορετικού τύπου. Το πρώτο σημείο επιλέχθηκε για την αρνητική τιμή του S = -3 όπου παρατηρούνται τρία σκυρμιόνια σε συμμετρικές θέσεις στη γεωμετρία ρελώ τα οποία έχουν ίσο μέγεθος. Οι μαγνητίσεις στις περιοχές που συνδέουν τα τρία αυτά σκυρμιόνια είναι κάθετες προς το υμένιο και έχουν κατεύθυνση προς τον θετικό άξονα z. Τα κέντρα των τριών σκυρμιονίων έχουν μαγνητίσεις αντίθετες από τις μαγνητίσεις της υπόλοιπης γεωμετρίας και είναι στραμμένες κατά τη διεύθυνση του z άξονα το οποίο επίσης ισχύει για τις μαγνητίσεις των εξώτερων σκυρμιονικών περιοχών που γειτνιάζουν με τις καμπυλωμένες πλευρές του τριγώνου ρελώ. Με απευθείας οπτική επιθεώρηση των σκυρμιονικών χωρίων μπορούμε να συμπεράνουμε ότι δημιουργούνται σκυρμιόνια τύπου Néel. Ωστόσο πρέπει να επισημάνουμε σε αυτό το σημείο, ότι υπάρχουν διανύσματα μαγνήτισης τα οποία καταδεικνύουν περιστροφικές τάσεις που θυμίζουν μαγνητικές δίνες εισάγοντας έναν υβριδικό χαρακτήρα στα συγκεκριμένα Néel σκυρμιόνια. Το σημείο Ε επιλέχθηκε στη μέγιστη τιμή του αριθμού σκύρμιον S = 3 και για τιμή εξωτερικού πεδίου όπου η συντριπτική πλειονότητα των μαγνητίσεων έχουν αντιστραφεί.



Σχήμα 5.6. Άνω όψη από την πυκνότητα σκυρμιονίου q_{sk} για τα σημεία A, B, C, D, E που αναφέρονται στο Σχήμα 5.5. Τα σημεία A, B, C είναι μικρομαγνητικές διαμορφώσεις για Ku = 300 kJ/m³ ενώ τα D και E για Ku = 350 kJ/m³. Τοπικά διανύσματα της μαγνήτισης μαζί με την πυκνότητα q_{sk} παρουσιάζονται σε αυτές τις εικόνες. Οι πραγματικές τιμές του q_{sk} /nm⁻² παρουσιάζονται στις χρωματικές κλίμακες. A: μέγιστο (κόκκινο) 2.2x10⁻⁵ – ελάχιστο (μπλε) -3.9x10⁻³, B: μέγιστο (κόκκινο) 0.9x10⁻³ – ελάχιστο (μπλε) -1.3x10⁻³, C: μέγιστο (κόκκινο) 4.0x10⁻³ – ελάχιστο (μπλε) - 2.4x10⁻³, D: μέγιστο (κόκκινο) 0.4x10⁻⁴ – ελάχιστο (μπλε) -2.0x10⁻³ και E: μέγιστο (κόκκινο) 1.7x10⁻³ – ελάχιστο (μπλε) -0.6x10⁻⁴.

Στο Σχήμα 5.7 παρουσιάζονται οι μέγιστες τιμές του αριθμού σκύρμιον *S*, της ποσότητας S_{abs} καθώς και τα ογκικά ανάλογα S^V , S^V_{abs} [57] συναρτήσει της σταθεράς της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας *Ku* και χαρακτηρίζονται ως S^{max} , S^{max}_{abs} , $S^{V, max}$, $S^{V,max}_{abs}$ αντίστοιχα. Πρέπει να σημειωθεί ότι οι επιφανειακά ολοκληρωμένες ποσότητες έχουν υπολογισθεί στην πάνω επιφάνεια της γεωμετρίας ρελώ. Επιπλέον είναι σημαντικό να έχουμε κατά νου ότι αν και οι ποσότητες *S*, S_{abs} είναι αδιάστατες παρουσιάζονται στο ίδιο διάγραμμα με τις S^V , S^V_{abs} οι οποίες έχουν μονάδες μήκους (nm). Καθώς το *Ku* αυξάνεται σταδιακά από *Ku* =

100 σε 350 kJ/m³ αυξάνεται και ο μέγιστος αριθμός σκύρμιον στο εκάστοτε σύστημα. Το ολικό μέγιστο του αριθμού σκύρμιον αντιπροσωπεύει και την ύπαρξη τριών σκυρμιονίων και παρατηρείται όπως είδαμε και προηγουμένως για Ku = 350 kJ/m³. Περαιτέρω αύξηση της σταθεράς της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας οδηγεί σε μια μη σταθερή μείωση των μέγιστων αριθμών S^{max} , S^{max}_{abs} , και μια μικρή αύξηση που είναι ξεκάθαρη στο S_{max} για Ku = 500 kJ/m³. Το υπολογισμένο $S^{V,max}_{abs}$ παρουσιάζει μια αυξητική τάση καθώς το Ku αυξάνεται από Ku = 100 σε 250 kJ/m³. Πέραν της τιμής αυτής αποκαθίστανται μια "plateau" περιοχή κοντά στην τιμή $S^{V,max}_{abs} = 5.5$ για όλο το εύρος 250 με 500 kJ/m³. Σημαντικό είναι να παρατηρήσουμε ότι αν και για τα S^{max} , S^{max}_{abs} η συμπεριφορά των μέγιστων τιμών που περιγράφουν είναι παρεμφερής αλλάζοντας μόνο οι τιμές για τα $S^{V,max}$, $S^{V,max}_{abs}$ η συμπεριφορά των μέγιστων τιμών που περιγράφουν είναι παρεμφερής αλλάζοντας μόνο οι τιμές τα τα $S^{V,max}$, $S^{V,max}_{abs}$ η συμπεριφορά διαφοροποιείται σημαντικά και χρήζει περαιτέρω διερεύνησης η οποία θα συντελεστεί μέσω υπολογισμών στο εσωτερικό ογκικό χωρίο του νανοστοιχείου και θα παρουσιαστεί στην ενότητα της Εσωτερικής μαγνητικής δωμής του παρόντος κεφαλαίου. Το $S^{V,max}$ παραμένει σταθερό στο αντίστοιχο εύρος τιμών που το $S^{V,max}_{abs}$ αυξανόταν. Αύξηση του Ku πέραν των 250 kJ/m³ δημιουργεί μια απότομη μείωση της τιμής $S^{V,max}_{abs}$



Σχήμα 5.7. Μέγιστες τιμές των τοπολογικών ποσοτήτων S, S_{abs}, S^V, S^V_{abs} ω ς συνάρτηση των τιμών της σταθεράς της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας που κυμαίνονται από 100 έως 500 kJ/m³.

Στο Σχήμα 5.8 παρουσιάζονται μικρομαγνητικές διαμορφώσεις για τις μέγιστες τιμές του αριθμού σκύρμιον. Αρχικά για το σύστημα με $Ku = 150 \text{ kJ/m}^3$ η μέγιστη τιμή συναντάται για H_{ext} = -3.44x10⁵ A/m και όπως φαίνεται και στο Σχήμα 5.8 αντιπροσωπεύει ένα σκυρμιόνιο τύπου Bloch με μαγνητίσεις που έχουν κυκλική περιστροφή (circulation) ακολουθώντας αντίθετη φορά από αυτή του ρολογιού γύρω από την περιοχή υψηλής τοπολογικής πυκνότητας που βρίσκεται στο κέντρο του σκυρμιονίου. Παρόμοια συμπεριφορά έχει και το μέγιστο για $Ku = 200 \text{ kJ/m}^3$ που βρίσκεται στο $H_{ext} = -2.44 \text{x} 10^5 \text{ A/m}$ με τη μόνη διαφορά να έγκειται στο ότι αρκετές από τις μαγνητίσεις γύρω από το σκυρμιόνιο να έχουν πλέον αντιστραφεί και δεν εμφανίζουν την κυκλοφορία (circulation) που είδαμε προηγουμένως. Για Ku = 300, 350 kJ/m³ σχηματίζονται δύο και τρία σκυρμιόνια αντίστοιχα τα οποία είναι τύπου Néel. Αυτό που πραγματικά εκπλήσσει είναι ότι για τις περιπτώσεις των Ku = 250, 400 kJ/m³ οι μέγιστες διαμορφώσεις δίνουν τιμές S = 2.5και S = 1.5 και οι τύποι των διαμορφώσεων δεν μπορούν να κατηγοριοποιηθούν σε κάποιο σκυρμιονικό τύπο [36,55] ειδικά για $Ku = 250 \text{ kJ/m}^3$ όπου παρατηρούνται ασταθείς μικρομαγνητικές διαμορφώσεις. Στην περίπτωση του $Ku = 400 \text{ kJ/m}^3$ παρατηρείται μια διαμόρφωση που προσομοιάζει στη horseshoe σκυρμιονική διαμόρφωση.



Σχήμα 5.8. S_{max} ως συνάρτηση της σταθεράς μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας Ku. Έχουμε τις εξής περιπτώσεις: A) πάνω αριστερά Ku = 150 kJ/m³ για πεδίο $H_{ext} = -3.44x10^5$ A/m, B) πάνω

δεξιά $Ku = 200 \ kJ/m^3$ για πεδίο $H_{ext} = -2.44 \times 10^5 \ A/m$, Γ) στη μέση αριστερά $Ku = 250 \ kJ/m^3$ για πεδίο $H_{ext} = -1.4 \times 10^5 \ A/m$, Δ) στη μέση δεξιά $Ku = 300 \ kJ/m^3$ για πεδίο $H_{ext} = -4.8 \times 10^5 \ A/m$, Ε) κάτω αριστερά $Ku = 350 \ kJ/m^3$ για πεδίο $H_{ext} = -3.8 \times 10^5 \ A/m$ και ΣΤ) κάτω δεξιά $Ku = 400 \ kJ/m^3$ για πεδίο $H_{ext} = -2.04 \times 10^5 \ A/m$ (να σημειωθεί ότι ο λόγος που απουσιάζουν τα μέγιστα για Ku 450 και 500 kJ/m³ είναι γιατί έχουν ακριβώς ίδια συμπεριφορά με το $Ku = 400 \ kJ/m^3$).

5.3.3 Διάγραμμα φάσεως σκυρμιονίων

Στο Σχήμα 5.9 συνοψίζονται οι ποσότητες της τοπολογικής αναλλοίωτης S για όλες τις τιμές της σταθεράς μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας και πως αυτές μεταπίπτουν ή σταθεροποιούνται ανάλογα με τις τιμές πεδίου. Οι χρωματικές οριζόντιες ζώνες έχουν κατασκευαστεί διατηρώντας μόνο τις «κβαντισμένες» και ως εκ τούτου ακέραιες τιμές του S παραμελώντας τις ατελείς ή μεταβατικές σκυρμιονικές καταστάσεις που παρουσιάστηκαν στα Σχήματα 5.4 και 5.5. Συγκεκριμένα η προαναφερθείσα συνάρτηση S(Hext, Ku) παρακολουθείται και αναπαρίσταται για μικρομαγνητικές διαμορφώσεις που φιλοξενούν $0, \pm 1, \pm 3$ σκυρμιόνια. Οι τιμές της σταθεράς της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας κυμαίνονταν και εδώ από Ku = 150 έως 500 kJ/m³ ενώ το H_{ext} λαμβάνει τιμές από $H_{ext} = +1.0 \times 10^6$ A/m έως $H_{ext} = -1.0 \times 10^6$ A/m. Με μια πρώτη ματιά παρατηρούμε τη δημιουργία σκυρμιονίων σε όλες τις περιπτώσεις που παραμένουν για ένα ευρύ φάσμα τιμών εξωτερικού πεδίου. Για τα συστήματα με Ku = 150, 200,250, 400, 450 και 500 kJ/m³ το διάστημα πεδίου σταθεροποίησης σκυρμιονίων βρίσκεται αποκλειστικά στις αρνητικές τιμές Hext. Για τα προαναφερθέντα συστήματα ο αριθμός σκύρμιον έχει θετικές τιμές με S = 1 εκτός από το σύστημα Ku = 250 kJ/m³ όπου κατά τη διάρκεια της διαδικασίας της αντιστροφής μπορούν να παραχθούν εκτός από ένα (S = 1) και δύο σκυρμιόνια (S= 2).

Από την άλλη μεριά τα συστήματα με Ku = 300 και 350 kJ/m³ μπορούν να γεννήσουν ένα ή περισσότερα σκυρμιόνια ακόμη και για θετικές τιμές εξωτερικού πεδίου. Τα δύο αυτά συστήματα παρουσιάζουν ενδιαφέρουσες μεταβάσεις μεταξύ των σκυρμιονικών καταστάσεων. Το σύστημα Ku = 300 kJ/m³ εμφανίζει μια μεγάλη περιοχή πεδίου με αρνητικό σκύρμιον S = -1που παρουσιάζεται με κίτρινο χρώμα στο **Σχήμα 5.9** και είναι ίσως η μεγαλύτερη περιοχή σταθεροποίησης. Επίσης σημαντικό είναι να τονίσουμε ότι το σύστημα με Ku = 350 kJ/m³ είναι και το μοναδικό στο οποίο εμφανίζονται περιοχές με πολλαπλά σκυρμιόνια ($S = \pm 3$) είτε με αρνητικές (πράσινο) είτε με θετικές τιμές (μπλε). Τέλος εντύπωση προκαλεί το γεγονός ότι κατά τη μετάβαση από τις διαμορφώσεις με αρνητικό αριθμό σκύρμιον σε αυτές με θετικό και για τις δύο τιμές μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας ο αριθμός σκύρμιον μηδενίζεται για αρκετά αξιόλογο εύρος πεδίου.



Σχήμα 5.9. Αριθμός σκύρμιον συναρτήσει του εξωτερικού πεδίου για όλες τις τιμές της σταθεράς μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας. Οι χρωματικές περιοχές αντιστοιχούν σε διαφορετικές τιμές του αριθμού σκύρμιον. Το γκρι για S = 0, το μαύρο για S = 1, το κόκκινο για S = 2, το μπλε για S = 3, το κίτρινο για S = -1 και το πράσινο για S = -3.

5.3.4 Εσωτερικές δομές μαγνήτισης

Δεδομένου ότι ο υπολογισμένος ογκικός αριθμός σκύρμιον S^V καθώς και η ποσότητα S^V_{abs} αν και δεν επαρκούν στο να εξάγουμε τοπολογικές πληροφορίες όπως αυτές που μπορούμε να πάρουμε από το *S*, αναμφίβολα τα χρησιμοποιούμε μαζί με την κατάλληλη οπτικοποίηση της μαγνήτισης για να ρίξουμε φως στις μαγνητικές διαμορφώσεις του μαγνητικού νανοστοιχείου. Είναι σημαντικό να παρέχουμε και πληροφορίες για πιθανές δομές που υπάρχουν και στο εσωτερικό του νανοστοιχείου αφού το πάχος που χρησιμοποιούμε (w = 36 nm) είναι τέτοιο ώστε να μπορούν να πραγματοποιηθούν ενδιαφέρουσες δομές αλλά και μεταβάσεις στο εσωτερικό του.

Το υπολογισμένο S^V έχει μονάδες νανομέτρων, θα υπονοούνται στη συζήτηση της παρούσας ενότητας, και παρουσιάζεται στο **Σχήμα 5.10** για τιμές Ku = 200-400 kJ/m³. Ξεκινώντας από την υψηλότερη τιμή πεδίου $H_{ext} = 1.0 \times 10^6$ A/m η διαδοχική μείωση του

εξωτερικού πεδίου δεν επηρεάζει το S^V το οποίο παρουσιάζει μηδενική τιμή. Περαιτέρω μείωση του εξωτερικού πεδίου προκαλεί και τη μείωση του S^V σε αρνητικές τιμές που φθάνουν μέχρι και την τιμή $S^V = -5$. Όπως παρατηρούμε στο **Σχήμα 5.10** υπάρχει μια τιμή εξωτερικού πεδίου στην κάθε περίπτωση που λειτουργεί ως όριο πέρα από το οποίο έχουμε την εμφάνιση απότομου άλματος οδηγώντας την τιμή S^V από τις αρνητικές στις θετικές τιμές. Η τιμή αυτή καθώς και το πλάτος της απότομης αύξησης διαφοροποιούνται ανάλογα με την τιμή του *Ku*. Για *Ku* = 200 kJ/m³ η απότομη αυτή αλλαγή συμβαίνει στα $H_{ext} = -0.37 \times 10^5$ A/m⁻και παρουσιάζει μια ποσοστιαία μεταβολή της τάξεως του 182% από $S^V = -3$ σε $S^V = 2.45$. Για *Ku* = 250 kJ/m³ η σχετική αλλαγή είναι 159% το οριακό πεδίο μικραίνει σε $H_{ext} = -1.24 \times 10^5$ A/m και η τιμή του S^V μεταβάλλεται από -4.76 σε 2.76. Ενδιαφέρουσα είναι η μετάβαση του S^V από -5 σε 0 για την περίπτωση *Ku* = 300 kJ/m³ στην οποία η μετάβαση έχει σχετική αλλαγή 100% στην ίδια τιμή πεδίου με την προαναφερθείσα.

Για την περίπτωση του $Ku = 350 \text{ kJ/m}^3$ που είναι και η πιο ενδιαφέρουσα με βάση τις σκυρμιονικές διαμορφώσεις που διακρίνονται στο Σχήμα 5.9 η ποσότητα S^V ακολουθεί ακριβώς τις ίδιες συμπεριφορές. Δηλαδή όπως πριν έτσι και εδώ μια μεγάλη ασυνέχεια παρατηρείται για τιμή πεδίου ίση με $H_{ext} = -1.12 \times 10^5$ A/m με μια σχετική μεταβολή της τάξεως του 94% και μετάβαση από S^{V} = -4.6 σε -0.28. Αν ρίζουμε μια πιο ενδελεχή ματιά στο Σχήμα 5.10 θα δούμε ότι το πρώτο αυτό άλμα ακολουθείται από ένα δεύτερο μικρότερο με τη μείωση του πεδίου στην τιμή $H_{ext} = -1.42 \times 10^5$ A/m και μετάβαση σε $S^V = 0.5$. Αυτές οι μεταβάσεις συμβαίνουν για τιμές εξωτερικού πεδίου που αν συγκρίνουμε και με το Σχήμα 5.9 θα δούμε ότι στα συγκεκριμένα σημεία λαμβάνει χώρα και ο ανάσχεση-μηδενισμός των σκυρμιονίων που είχαν τιμή S = -3. Πρέπει να τονιστεί επίσης ότι εκτός από τις ομοιότητες με τις δύο προηγούμενες τιμές Κυ υπάρχει και μια σημαντική διαφορά στην καμπύλη που ακολουθείται από το S^V . Η ομαλή μείωση του S^V που εμφανίζεται στις προηγούμενες περιπτώσεις αντικαθίσταται από μια απότομη μετάβαση από $S^{V=}$ 0 σε -0.6 για H_{ext} = 4.25x10⁵ A/m τιμή που είναι κοντά στην τιμή έναρξης της αντιστροφής και της δημιουργίας τριών σκυρμιονίων με S = -3. Επίσης εξίσου σημαντική είναι και η μετάβαση του S^V από 0 σε 0.7 για τιμή πεδίου κοντά στο $H_{ext} = -3.75 \times 10^5$ A/m όπου σηματοδοτείται η δημιουργία τριών σκυρμιονίων (S = 3) και που αντίθετα με τις άλλες περιπτώσεις όπου το S^V μειώνεται είτε ομαλά είτε μέσω ενδιάμεσων σκαλοπατιών στην συγκεκριμένη περίπτωση έχουμε μια δεύτερη αύξηση της τιμής του.

Το σύστημα με Ku = 400 kJ/m³ εμφανίζει κάποιες ομοιότητες στο διάγραμμα $S^{V}(H_{ext})$ με το προηγούμενο. Στα αρχικά στάδια της αντιστροφής της μαγνήτισης, το S^{V} μειώνεται με τα ενδιάμεσα σκαλοπάτια χωρίς αρχικές ασυνέχειες. Η μεγάλη ασυνέχεια-άλμα εμφανίζεται στο πεδίο με $H_{ext} = -1.65 \times 10^5$ A/m και παρουσιάζει μια σχετική μεταβολή της τάξεως του 127%. Πρέπει να σημειωθεί ότι οι σκυρμιονικές διαμορφώσεις συσχετίζονται με θεωρητικές ή πειραματικές μετρήσεις του φαινομένου Hall και της τοπολογικής αγωγιμότητας Hall [51-54]και αρκετές έρευνες έχουν αφιερωθεί στην εύρεση της πραγματικής σχέσης των S και S^V με τις προαναφερθείσες αγωγιμότητες. Συγκεκριμένα για τους χειρόμορφους μαγνήτες και για τα μοντέλα κυβικής δομής οι Ishizuka και Nagaosa [53] έδειξαν ότι η σκέδαση που προκαλείται από τις διαμορφώσεις των σπιν είναι ανάλογη με την πυκνότητα των σκυρμιονίων καθώς και η εξίσωση 17 στη δουλεία τους είναι παρόμοια με την ποσότητα S^V.



Σχήμα 5.10. S^V ως συνάρτηση του εξωτερικού πεδίου για τιμές μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας Ku = 200-400 kJ/m³.

Η ύπαρξη μαγνητικών δομών στο εσωτερικό κατά μήκος του ύψους του νανοστοιχείου δηλαδή μπορεί να αποκαλυφθεί παρακολουθώντας το διάνυσμα της μαγνήτισης *M* στους κόμβους που βρίσκονται στις διατομές *yz* και *xz*. Αυτές οι διατομές επιλέχθηκαν για να περιγράψουν το μικρομαγνητικό σύστημα που έχει τρία σκυρμιόνια και εμφανίζεται στο Σχήμα 5.11. Τα δύο πρώτα σκυρμιόνια ευθυγραμμίζονται παράλληλα προς την κατεύθυνση x ενώ το τρίτο τοποθετείται με το κέντρο του στον άξονα y. Το συγκεκριμένο σύστημα έχει σταθερά μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας Ku = 350 kJ/m³ και τιμή πεδίου ίση με $H_{ext} = -3.8 \times 10^5$ A/m. Και στις δύο διατομές που έχουμε είναι έκδηλη η παρουσία μαγνητικής δομής. Είναι επίσης εμφανή τα σχήματα με υψηλή συμμετρία κατά μήκος της διεύθυνσης z (κόκκινες αποχρώσεις της κλίμακας χρώματος που αντιπροσωπεύουν την ενέργεια ανισοτροπίας) και υποδηλώνουν την εξάρτηση από το z της εσωτερικής δομής. Κάθε μεμονωμένο σχήμα μοιάζει να αποτελείται από δύο συμμετρικά σχήματα σε μορφή κλεψύδρας με τους άξονες συμμετρίας x ή y να βρίσκονται στο μέσο του νανοστοιχείου (z = 18nm) για τις τομές xz ή yz αντίστοιχα.

Για τη διατομή *xz* στην οποία έχουμε δύο σκυρμιόνια ευθυγραμμισμένα, παρατηρούμε ότι τα διανύσματα της μαγνήτισης ακολουθούνε μια κυματοειδή διαδρομή κατά μήκος της κατεύθυνσης *x*. Ξεκινώντας από την κάτω αριστερή γωνία της διατομής *xz* στην μπλε σκιασμένη περιοχή όλες οι μαγνητίσεις (εσωτερικό και επιφάνεια) δείχνουν προς την ίδια κατεύθυνση. Κινούμενοι κατά μήκος του άξονα *x* προς το πρώτο σκυρμιόνιο είναι εμφανής η πρώτη περιοχή μαγνήτισης που μοιάζει με κλεψύδρα. Σε κάθε μεμονωμένη περιοχή με μπλε χρώμα (τα χρώματα αναπαριστούν την πυκνότητα της ενέργειας ανισοτροπίας) μεταξύ δύο γειτονικών κλεψυδρών του ιδού σκυρμιονίου οι μαγνητίσεις δείχνουν προς την ίδια κατεύθυνση. Οι διαδοχικές μπλε περιοχές εκθέτουν μια εναλλασσόμενη κατεύθυνση της μαγνήτισης.

Η διατομή yz φιλοξενεί το κέντρο του τρίτου σκυρμιονίου κατά μήκος της κατεύθυνσης y. Παρόμοιες συμπεριφορές παρατηρούνται και σε αυτή τη διατομή (κάθετη γραφική παράσταση στο **Σχήμα 5.11**). Εσωτερικές μαγνητικές διαμορφώσεις που μοιάζουν με δίνη αναπτύσσονται γύρω από κάθε ένα από τα σχήματα που μοιάζουν με κλεψύδρα. Είναι ενδιαφέρον ότι κατά μήκος του άξονα y κάτω από το πάνω σκυρμιόνιο που απεικονίζεται στο **Σχήμα 5.11** και στη μεσαία περιοχή μεταξύ των δύο σκυρμιονίων που έχουν τα κέντρα τους κατά μήκος του άξονα x οι μαγνητίσεις δείχνουν μια μικρή κλίση.

122



Σχήμα 5.11. Μικρομαγνητικές διαμορφώσεις για τις τομές yz και xz του ρελώ τριγώνου για σταθερά μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας Ku = $350 kJ/m^3$ και για τιμή πεδίου $H_{ext} = -3.8 x 10^5 A/m$. Οι άσπρες γραμμές αντιπροσωπεύουν τις τομές που εμφανίζονται κάτω και δεζιά.

Σε συνδυασμό με τις εσωτερικές μαγνητικές διαμορφώσεις που παρατηρήσαμε, στο **Σχήμα 5.12** απεικονίζονται οι διαμορφώσεις της μαγνήτισης M σε διαφορετικά ύψη (xy τομές) και συγκεκριμένα σε z = 0, 6, 12, 18, 24 και 36 nm για το προαναφερθέν μαγνητικό σύστημα. Για z = 0 nm τα ανεπτυγμένα σκυρμιόνια έχουν μια χαρακτηριστική κεντρική περιοχή όπου οι εξωτερικές μαγνητίσεις κατευθύνονται προς τα μέσα. Για z = 6 nm η διαμόρφωση είναι αρκετά παρόμοια με την προηγούμενη. Για z = 18 nm τιμή που αντιστοιχεί στο μισό ύψος του νανοστοιχείου, αναδύονται μαγνητικές οντότητες με μορφή τέλειας δίνης με τις μαγνητίσεις να περιστρέφονται κυκλικά και ομοιόμορφα γύρω από το κέντρο. Για z = 36 nm οι σχηματισμοί που έμοιαζαν με δίνη έχουν εξαφανιστεί και έχουν αντικατασταθεί με μαγνητίσεις οι οποίες αντίθετα με τα 0 nm τώρα κατευθύνονται προς τα έξω εκπηγάζοντας από το κέντρο του σκυρμιονίου.

Είναι αρκετά ενδιαφέρον ότι οι μικρομαγνητικές διαμορφώσεις σε διαφορετικά ύψη έχουν εντελώς διαφορετικά μαγνητικά χαρακτηριστικά. Στις επιφάνειες του νανοστοιχείου (πάνω και κάτω) σχηματίζονται σκυρμιόνια τύπου Néel, ενώ προς το κέντρο και ειδικά για z = 18 nm έχουμε το σχηματισμό σκυρμιονίων τύπου Bloch, μαγνητικές οντότητες που έχουν τις μαγνητίσεις σε κυκλική περιστροφή. Επιπρόσθετα το μέγεθος των σκυρμιονικών περιοχών είναι διαφορετικό. Ωστόσο πρέπει να επισημανθεί ότι όπως φαίνεται και στο Σχήμα 5.12 οι σχηματισμοί στην πάνω και στην κάτω επιφάνεια του τριγώνου ρελώ (z = 0 nm, z= 36 nm) είναι διαφορετικοί, παρόλα αυτά τοπολογικά οι δύο επιφάνειες είναι ισοδύναμες. Αυτό μπορεί να δικαιολογηθεί και από το γεγονός ότι τα υπολογισμένα ολοκληρώματα της τοπολογικής πυκνότητας q_{sk} στις βάσεις του τριγώνου και κατά συνέπεια οι αντίστοιχοι αριθμοί S_{top} , S_{bottom} είναι ακριβώς ίδιοι.



Σχήμα 5.12. Πάνω όψη της τομής xy για διαφορετικά ύψη z για το μικρομαγνητικό σύστημα με τρία σκυρμιόνια με Ku = 250 kJ/m³ και σε τιμή πεδίου H_{ext} = -3.8x10⁵ A/m.

Σε αυτό το σημείο θα πρέπει να αναφέρουμε ότι η εξάρτηση της ελικότητας από το βάθος είναι ένα αποτέλεσμα πολύ ενδιαφέρον που έχει παρατηρηθεί σε πρόσφατες πειραματικές μελέτες μέσω τομογραφίας σε συστήματα με σκυρμιόνια [58]. Αν και η φυσική του σχηματισμού σκυρμιονίων στο συγκεκριμένο σύστημα που μελετάμε είναι διαφορετική, η εξάρτηση από το βάθος σχετίζεται προφανώς με επιφανειακά φαινόμενα και στα δύο συστήματα. Στην παρούσα περίπτωση, η εξάρτηση του βάθους από το πεδίο απομαγνήτισης (το οποίο έχει αυξήσει τις z συνιστώσες κοντά στις επιφάνειες [59]) μπορεί να αναγκάσει τη δίνη να αποκτήσει ένα χαρακτήρα Néel στις επιφάνειες διατηρώντας παράλληλα την τυπική χειρόμορφη φύση στο εσωτερικό του.

Καθώς οι τοπολογικές δομές που παρατηρούνται εδώ εξαρτώνται ευαίσθητα από τις επιδράσεις του πεδίου απομαγνήτισης, οι οποίες είναι ανάλογες του πάχος w (όσο ο εύκολος άξονας παραμένει στο επίπεδο) αναμένεται να εξαφανιστούν για χαμηλές τιμές πάχους [60]. Επίσης αναμένεται ότι η πληθώρα των φαινομένων που σχετίζονται με την εξάρτηση της ελικότητας θα καταστέλλεται όσο το πάχος γίνεται συγκρίσιμο με το μήκος ανταλλαγής. Με βάση το προηγούμενο επιχείρημα έχουν πραγματοποιηθεί επιπλέον προσομοιώσεις πεπερασμένων στοιχείων για τη γεωμετρία ρελώ με ποικίλο πάχος. Συγκεκριμένα πραγματοποιήθηκαν αριθμητικοί υπολογισμοί για πάχη που κυμαίνονται από 6 έως 36 nm με βήμα 6 nm **Σχήμα 5.13** . Το σύστημα που επιλέχθηκε ήταν αυτό με σταθερά μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας ίση με Ku = 350 kJ/m³ λόγο της ικανότητας του να εμφανίζει τρία σκυρμιόνια. Αποδείχθηκε ότι μπορούν να δημιουργηθούν και να σταθεροποιηθούν σκυρμιονικές διαμορφώσεις στο εύρος πάχους 24-36 nm. Για τιμές πάχους μικρότερες από αυτό το εύρος δεν μπορούν να δημιουργηθούν σκυρμιονικές διαμορφώσεις.



Σχήμα 5.13. Διάγραμμα αριθμού σκύρμιον S ως συνάρτηση του εζωτερικού πεδίου για τιμές πάχους w από 6 nm έως 36 nm με βήμα 6 nm Ku = 350 kJ/m³.

5.3.5 Ενεργειακοί υπολογισμοί-εκτιμήσεις

Στην προηγούμενη ενότητα εντοπίστηκαν δυο ασυνέχειες στον αριθμό σκύρμιον στις διάφορες τιμές της σταθεράς μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας. Δυστυχώς ο λεπτομερής μηχανισμός για τη συγκεκριμένη συμπεριφορά δεν είναι σαφής. Μια πρώτη απόπειρα εξήγησης των σύνθετων φαινομένων που σχετίζονται με το σχηματισμό των σκυρμιονίων μπορεί να είναι ότι οι ασυνέχειες του αριθμού σκύρμιον συσχετίζονται με το πλούσιο ενεργειακό περιβάλλον το οποίο έχει συνεισφορές από την ενέργεια απομαγνήτισης E_{demag} , την ενέργεια ανταλλαγής $E_{exchange}$ και την ενέργεια ανισοτροπίας E_{anis} . Αυτή η ενεργειακή συμβολή είναι ένα από τα αποτελέσματα των αριθμητικών προσομοιώσεων πεπερασμένων στοιχείων και μπορεί άμεσα να υπολογιστεί για τα συστήματα που μελετήθηκαν σε αυτό το κεφάλαιο. Ο σχηματισμός των σκυρμιονίων σχετίζεται άμεσα με την αλληλεπίδραση αυτών των ενεργειακών συνεισφορών [22].

Η επίδραση κάθε μεμονωμένου τύπου ενέργειας στη μικρομαγνητική διαμόρφωση κατά τη διαδικασία αντιστροφής της μαγνήτισης μπορεί να ποσοτικοποιηθεί ακολουθώντας το προηγούμενο κεφάλαιο και την [27] και υπολογίζοντας την απόλυτη τιμή της σχετικής ενεργειακής διαφοράς μεταξύ των διαδοχικών τιμών του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου H^{i}_{ext} , H^{i+1}_{ext} Το βήμα του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου μεταξύ διαδοχικών τιμών πεδίο είναι δH_{ext} = 4 kA/m. Οι τιμές των σχετικών διαφορών της ανισοτροπίας, της απομαγνήτισης, και της ενέργειας ανταλλαγής παρουσιάζονται στα **Σχήματα 5.14** και **5.15** ως συναρτήσεις του εξωτερικού πεδίου H_{ext} για τιμές σταθεράς μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας Ku = 150, 350 kJ/m³ μαζί με το S_{abs} .

Για τιμή Ku = 150 kJ/m³ οι σχετικές ενεργειακές διαφορές παρουσιάζουν μια αρχική ομαλή αύξηση για τιμή εξωτερικού πεδίου έως και $H_{ext} = 7.0 \times 10^5$ A/m τιμή όπου εμφανίζεται μια πρώτη ασυνέχεια και στις τρεις ενέργειες και όπως φαίνεται στο **Σχήμα 5.14** αρχίζει να αυξάνεται και το S_{abs} . Το σχετικό πλάτος είναι υψηλότερο για την ενέργεια απομαγνήτισης και φθάνει το 4%. Περαιτέρω μείωση του εξωτερικού πεδίου ακολουθείται από μια αύξηση και σχεδόν όμοια συμπεριφορά των ενεργειών ανισοτροπίας και ανταλλαγής που συνεχίζουν να αυξάνονται μέχρι το πεδίο να φτάσει κοντά σε μηδενικές τιμές όπου και βλέπουμε μια δεύτερη ασυνέχεια αντίθετα με την ενέργεια απομαγνήτισης που ακολουθεί διαφορετική συμπεριφορά. Ενδιαφέρον αποτελεί το σημείο $H_{ext} = -0.4 \times 10^5$ A/m στο οποίο παρατηρούνται οι μεγαλύτερες ασυνέχειες και για τις τρεις ενέργειες και συγκεκριμένα έχουμε τιμές 50% για την ενέργεια ανταλλαγής, 30% για την ενέργεια ανισοτροπίας και 10% για την ενέργεια απομαγνήτισης και είναι το σημείο στο οποίο ξεκινάει και η διαμόρφωση με S = 1 του διαγράμματος φάσης του **Σχήματος 5.9**. Ένα ακόμα σημαντικό σημείο το οποίο μπορεί να συγκριθεί με το διάγραμμα φάσης του Σχήματος 5.9 είναι για $H_{ext} = -7.0 \times 10^5$ A/m σημείο που η ασυνέχεια της ενέργειας απομαγνήτισης φτάνει την τιμή 40% και ταυτίζεται με τη λήξη της διαμόρφωσης με S = 1 όχι όμως και με τη λήξη της αντιστροφής της μαγνήτισης που συμβαίνει για τιμή πεδίου $H_{ext} = -7.42 \times 10^5$ A/m σημείο στο οποίο παρατηρούνται και οι τελευταίες μεγάλες ασυνέχειες των ενεργειών ανισοτροπίας και ανταλλαγής.



Σχήμα 5.14. Σχετικές τιμές των ενεργειών ανισοτροπίας, ανταλλαγής και απομαγνήτισης για $Ku = 150 \text{ kJ/m}^3$

Στο Σχήμα 5.15 παρουσιάζονται υπολογισμοί για τις σχετικές ενέργειες μαζί με το υπολογισμένο S_{abs} ως συνάρτηση του εξωτερικού πεδίου για τιμή σταθεράς μαγνητοκρυσταλλικής ενέργειας Ku = 350 kJ/m³. Για τις αρχικές τιμές και μέχρι $H_{ext} = 4.0 \times 10^5$ A/m δεν παρατηρείται σημαντική διακύμανση ούτε στο S_{abs} αλλά ούτε και στις σχετικές ενέργειες. Στο σημείο αυτό ενεργοποιείται και ο σχηματισμός σκυρμιονικών διαμορφώσεων που συνοδεύεται από μια ισχυρή ασυνέχεια στην ενέργεια ανταλλαγής που φτάνει το 700%. Ενδιαφέρον είναι το γεγονός ότι παρόλο που υπάρχουν ασυνέχειες και για τις ενέργειες απομαγνήτισης και ανισοτροπίας οι τιμές δεν ξεπερνάνε το 5% και 10% αντίστοιχα. Περαιτέρω μείωση του εξωτερικού πεδίου ακολουθείται από διακυμάνσεις με πολλαπλά τοπικά ελάχιστα και μέγιστα για τις ενέργειες. Οι

αλληλεπιδράσεις ανταλλαγής παίζουν κρίσιμο ρόλο στην ενεργοποίηση του σχηματισμού σκυρμιονίων κατά τη διαδικασία αντιστροφής της μαγνήτισης. Τέλος για τιμή πεδίου H_{ext} = - 6.25x10⁵ A/m σηματοδοτείται η εξάλειψη των σκυρμιονίων μαζί με ταυτόχρονη απομάκρυνση των ενεργειακών ασυνεχειών και της λήξης της αντιστροφής της μαγνήτισης.



Σχήμα 5.15. Σχετικές τιμές των ενεργειών ανισοτροπίας, ανταλλαγής και απομαγνήτισης για Ku = 350 kJ/m³

5.3.6 Μέγεθος σκυρμιονίων

Τα παραγόμενα σκυρμιόνια στην επιφάνεια του νανοστοιχείου κατά τη διάρκεια της διαδικασίας της αντιστροφής της μαγνήτισης είχαν στη συντριπτική τους πλειοψηφία κυκλική δομή. Το μέγεθος των οποίων όπως αναφέρεται στη βιβλιογραφία [61] μπορεί να ελεγχθεί από την ένταση του εξωτερικού πεδίου. Στην παρούσα μελέτη διερευνάται και ποσοτικοποιείται η εξάρτηση του μεγέθους του σκυρμιονίου από το εφαρμοζόμενο εξωτερικό πεδίο καθώς και από τη σταθερά μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας *Ku*.

Στο Σχήμα 5.16 παρουσιάζονται οι διάμετροι των σκυρμιονίων που φιλοξενούνται σε μικρομαγνητικές διαμορφώσεις μόνο με ένα σκυρμιόνιο στο κέντρο της γεωμετρίας ρελώ ως συνάρτηση του εξωτερικού πεδίου *H*_{ext} για διαφορετικές τιμές μαγνητοκρυσταλλικής
ανισοτροπίας *Ku*. Είναι σαφές ότι το εξωτερικό πεδίο παίζει κυρίαρχο ρόλο στο πραγματικό μέγεθος του σκυρμιονίου που παρουσιάζει μια γραμμική συμπεριφορά, έχοντας για υψηλότερη τιμή *Ku* υψηλότερες διαμέτρους. Για *Ku* = 150, 200 kJ/m³ το σχηματιζόμενο σκυρμιόνιο έχει χαρακτηριστική διάμετρο που κυμαίνεται από 12.5 έως 40 nm. Για τιμές μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας που κυμαίνονται από *Ku* = 300 – 500 kJ/m³ η διάμετρος επιτυγχάνει τιμές μεταξύ 25 και 85 νανομέτρων. Είναι προφανές ότι υπάρχουν δύο διαφορετικά γραμμικά μοτίβα (διαφορετικές κλίσεις) που περιγράφουν την εξάρτηση του μεγέθους από το *Ku*. Οι υψηλότερες τιμές του *Ku* έχουν μεγαλύτερη επίδραση στο μέγεθος του σκυρμιονίου γεγονός που αντανακλάται στις κλίσεις των χαρακτηριστικών τους γραμμών.



Σχήμα 5.16. Διάμετρος σκυρμιονίων για μικρομαγνητικές διαμορφώσεις που φιλοζενούν ένα σκυρμιόνιο ως συνάρτηση του εζωτερικού εφαρμοζόμενου μαγνητικού πεδίου για διαφορετικές τιμές σταθεράς μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας Ku = 150 – 500 kJ/m³.

Στο Σχήμα 5.17 παρουσιάζονται οι διάμετροι των σκυρμιονίων που βρίσκονται σε μικρομαγνητικές διαμορφώσεις με δυο σκυρμιόνια ως συνάρτηση του εξωτερικού εφαρμοζόμενου πεδίου H_{ext} για διαφορετικές τιμές μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας Ku = 250, 300, 350 kJ/m³. Η γραμμική εξάρτηση του μεγέθους των σκυρμιονίων με το μαγνητικό πεδίο ισχύει και εδώ. Τα δύο σχηματιζόμενα σκυρμιόνια έχουν μέγεθος από 20 έως 60 nm περίπου. Αν και τα δύο σκυρμιόνια βρίσκονται σε συμμετρικές θέσεις και με την πρώτη ματιά τα μεγέθη τους

μπορούν να θεωρηθούν ισοδύναμα, έχουν ποιοτικές και ποσοτικές διαφορές για τις περιπτώσεις με Ku = 250, 300 kJ/m³. Η διάμετρος για τιμή Ku = 250 kJ/m³ είναι μικρότερη για το πρώτο σκυρμιόνιο (Sk1) σε ίδιες τιμές πεδίου και παρουσιάζει την ίδια γραμμικότητα με την προηγούμενη εικόνα εκτός από ένα μικρό εύρος πεδίου $H_{ext} = [-4.25, -4.00] \times 10^5$ A/m όπου η καμπύλη του μεγέθους λαμβάνει τη μορφή ευθείας γραμμής. Το πρώτο σκυρμιόνιο είναι μικρότερο και για την περίπτωση των Ku = 300 kJ/m³ στην οποία όμως δεν παρατηρείται η ευθεία γραμμή.



Σχήμα 5.17. Διάμετρος σκυρμιονίων για μικρομαγνητικές διαμορφώσεις που φιλοζενούν δύο σκυρμιόνια ως συνάρτηση του εζωτερικού εφαρμοζόμενου μαγνητικού πεδίου για διαφορετικές τιμές σταθεράς μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας Ku = 250, 300, 350 kJ/m³.

Τέλος στο Σχήμα 5.18 παρουσιάζονται οι διάμετροι των σκυρμιονίων που βρίσκονται σε μικρομαγνητικές διαμορφώσεις με τρία σκυρμιόνια ως συνάρτηση του εξωτερικού εφαρμοζόμενου πεδίου H_{ext} για τιμή μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας Ku = 350 kJ/m³. Στο ένθετο της εικόνας εμφανίζονται οι θέσεις των τριών σκυρμιονίων. Όπως στις προηγούμενες δύο περιπτώσεις έτσι και εδώ το μέγεθος των σκυρμιονίων δείχνει μια γραμμική εξάρτηση από το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο. Σε σύγκριση με τις περιπτώσεις όπου φιλοξενούν ένα ή δύο σκυρμιόνια, το μαγνητικό σύστημα με τρία αποτελείται από σκυρμιόνια με μεγαλύτερα μεγέθη που κυμαίνονται από 20 έως 85 nm. Αντίθετα με προηγουμένως εδώ το πρώτο σκυρμιόνιο (Sk1) σε ίδιες τιμές πεδίου εμφανίζει μεγαλύτερο μέγεθος ενώ το δεύτερο και τρίτο σκυρμιόνιο έχουν ίδιο μέγεθος. Είναι πραγματικά αξιοσημείωτο το γεγονός ότι το νανοσωματίδιο FePt προάγει τη δημιουργία πολλαπλών σκυρμιονίων με αρκετά ενισχυμένο μέγεθος σε σύγκριση με το δύο που παράγονται επίσης στην ίδια τιμή *Ku* και εμφανίζονται με κόκκινο χρώμα στο **Σχήμα 5.17** ή με το ένα μου εμφανίζεται με πράσινο χρώμα στο **Σχήμα 5.16**.



Σχήμα 5.18. Διάμετρος σκυρμιονίων για μικρομαγνητικές διαμορφώσεις που φιλοξενούν τρία σκυρμιόνια ως συνάρτηση του εζωτερικού εφαρμοζόμενου μαγνητικού πεδίου για τιμή σταθεράς μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας Ku = 350 kJ/m³.

5.4 Συμπεράσματα

Διερευνήθηκε ο σχηματισμός μαγνητικών σκυρμιονίων και η σταθεροποίησή τους στα νανοστοιχεία FePt υβριδικής γεωμετρίας ρελώ χωρίς αλληλεπιδράσεις Dzyaloshinskii–Moriya μαζί με άλλες μαγνητικές ιδιότητες κατά τη διάρκεια της διαδικασίας της αντιστροφής της μαγνήτισης. Οι μαγνητικές διαμορφώσεις που ελήφθησαν από τη λύση της εξίσωσης Landau – Lifshitz – Gilbert μελετήθηκαν χρησιμοποιώντας αριθμητικές επιλύσεις πεπερασμένων στοιχείων για κάθε βήμα της διαδικασίας της αντιστροφής. Η κατεύθυνση της σταθεράς της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας καθώς και του εφαρμοζόμενου εξωτερικού πεδίου διατηρήθηκε κάθετη στην επιφάνεια του νανοστοιχείου σε όλες τις αριθμητικές προσομοιώσεις που πραγματοποιήθηκαν και παράλληλη με τον +z άξονα. Ελήφθησαν μαγνητικά συστήματα με μεταβολή του μεγέθους του πεδίου καθώς και της τιμής της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας.

Ήταν δυνατή η διερεύνηση του σχηματισμού σκυρμιονικών διαμορφώσεων καθώς και ο ποιοτικός και ποσοτικός χαρακτηρισμός τους από μια ποικιλία υπολογισμένων ποσοτήτων και ιδιοτήτων. Για τον παραπάνω σκοπό υπολογίστηκαν η τοπολογική αναλλοίωτη του αριθμού σκύρμιον *S* καθώς και άλλες παράγωγες ποσότητες όπως το *S*_{abs}, *S^V*, *S^V*_{abs}. Επιπλέον υπολογίστηκαν οι διαφορετικές συνεισφορές των ενεργειών (απομαγνήτισης, ανταλλαγής και ανισοτροπίας) σε συνδυασμό με την πραγματική απεικόνιση των μικρομαγνητικών διαμορφώσεων.

Σκυρμιονικές διαμορφώσεις ανιχνεύθηκαν σε θέσεις συμμετρίας σε σχέση με τη γεωμετρία ρελώ με αριθμούς σκύρμιον που κυμαίνονται από S = 1 έως 3 πράγμα που υποδηλώνει το σχηματισμό πολλαπλών σκυρμιονίων. Περαιτέρω αριθμητικοί υπολογισμοί αποκαλύπτουν την υπάρχουσα μαγνητική δομή στο μεγαλύτερο μέρος του νανοστοιχείου FePt. Οπτικοποιήσεις των διαφορετικών στρωμάτων κατά μήκος της κατεύθυνσης *z* έδειξαν ότι μπορεί να υπάρχει διαφορετικός τύπος σκυρμιονίων στο εσωτερικό παρόμοιος με αυτούς που παρατηρούνται σε σταθεροποιημένα συστήματα σκυρμιονίων μέσω DMI. Τα τύπου Néel σκυρμιόνια στις επιφάνειες του νανοστοιχείου συνυπάρχουν με τα τύπου Bloch στο εσωτερικό της γεωμετρίας ρελώ. Επιπλέον υπολογίστηκαν τα μεγέθη των παραγόμενων και παραμενόντων σκυρμιονίων ως συνάρτηση του εφαρμοζόμενου εξωτερικού μαγνητικού πεδίου καθώς και της τιμής της σταθεράς μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας. Αποδείχθηκε ότι το μέγεθος των σκυρμιονίων εξαρτάται γραμμικά από την τιμή πεδίου H_{ext} . Η κλίση της γραμμικής καμπύλης μπορεί να ελεγχθεί από την τιμή του Ku.

Σε συνδυασμό με προηγούμενες μελέτες, είναι σαφές ότι σκυρμιόνια μπορούν να παραχθούν και να σταθεροποιηθούν σε ένα ευρύ φάσμα εξωτερικών πεδίων όχι μόνο ρυθμίζοντας την τιμή και την κατεύθυνση της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας ελλείψει χειρόμορφων αλληλεπιδράσεων όπως η Dzyaloshinskii-Moriya αλλά και σχεδιάζοντας τη γεωμετρία και το σχήμα του νανοστοιχείου.

132

5.5 Βιβλιογραφία

[1] D. Weller, G. Parker, O. Mosendz, A. Lyberatos, D. Mitin, N. Y. Safonova and M. Albrecht, *"Review Article: FePt heat assisted magnetic recording* media", Journal of Vacuum Science & Technology B, vol. 34, 060801 (**2016**).

[2] J. G. Zhu and Y. Zheng, "Ultrahigh density vertical magnetoresistive random access memory", Journal of Applied Physics, vol. 87, 6668 (**2000**).

[3] R. P. Cowburn, "*Propery variation with shape in magnetic* nanoelements", Journal of Physics D: Applied Physics, vol. 33, R1-R16 (**2000**).

[4] K. J. Kirk, J. Chapman and C. D. W. Wilkinson, "Switching field and magnetostatic interactions of thin film magnetic nanoelements", Journal of Applied Physics Letters, vol. 71, 539 (1997).

[5] F. Zighem and S. Mercone, "Magnetization reversal behavior in complex shaped Co nanowires: A nanomagnet morphology optimization", Journal of Applied Physics, vol. 116, 193904 (2014).

[6] R. Escobar, E. Lage, J. d'Albuquerque e Castro, D. Altbir and C. Ross, "*Geometry dependence of the magnetization reversal process in bridged dots*", Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 432, 304–308 (**2017**).

[7] M. Bi, X. Wang, H. Lu, L. Zhang, L. Deng and J. Xie, "*Thickness dependence of magnetization reversal mechanism in perpendicularly magnetized L1*₀ *FePt films*" Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 428, 412–416 (**2017**).

[8] X. Yu, M. Mostovoy, Y. Tokunaga, W. Zhang, K. N. Nagaosa and Y. Tokura, "*Magnetic stripes and skyrmions with helicity reversals*", Proceedings of the National Academy of Sciencess of the U. S. A., vol. 109, 8856–8860 (**2012**).

[9] S. Rohart and A. Thiaville, "*Skyrmion confinement in ultrathin film nanostructures in the presence of Dzyaloshinksii-Moriya interaction*", Physical Review B: Condensed Matter Materials Physics, vol. 88, 184422 (**2013**).

[10] A. Tan, J. Li, A. Scholl, E. Arenholz, A. T. Young, Q. Li, C. Hwang and Z. Q. Qiu, "*Topology* of spin meron pairs in coupled Ni/Fe/Co/Cu(001) disks", Physical Review B, vol. 94, 014433 (2016).

[11] V. Stavrou, L. N. Gergidis, A. Markou, A. Charalambopoulos and I. Panagiotopoulos, *"Micromagnetics of triangular thin film nanoelements"*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 401, 716–723 (**2016**). [12] H. Xia, C. Jin, C. Song, J. Wang, J. Wang and Q. Liu, "*Control and manipulation of antiferromagnetic skyrmions in racetrack*", Journal of Physics D: Applied Physics, vol. 50, 505005 (2017).

[13] H. Xia, C. Song, C. Jin, J. Wang, J. Wang and Q. Liu, "*Skyrmion motion driven by the gradient of voltage-controlled magnetic anisotropy*", Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 458, 57–61 (**2018**).

[14] R. Tomasello, E. Martinez, R. Zivieri, L. Torres, M. Carpentieri and G. Finocchio, "A strategy for the design of skyrmion racetrack memories", Scientific Reports, vol. 4, 6784 (**2014**).

[15] J. Müller, "*Magnetic skyrmions on a two-lane racetrack*", New Journal of Physics, vol. 19, 025002 (**2017**).

[16] M. Jaafar, R. Yanes, D. Perez de Lara, O. ChubykaloFesenko, A. Asenjo, E. M. Gonzalez, J. V. Anguita, M. Vazquez and J. L. Vicent, "*Control of the chirality and polarity of magnetic vortices in triangular nanodots*", Physical Review B: Condensed Matter and Materials Physics, vol. 81, 054439 (**2010**).

[17] X. Zhang, M. Ezawa and Y. Zhou G.P. Zhao, W. Zhao, "*Magnetic skyrmion transistor: skyrmion motion in a voltage-gated nanotrack*", Scientific Reports, vol. 5, 11369 (**2015**).

[18] J. C. Loudon, A. C. Twitchett-Harrison, D. Cortés-Ortuño, M. T. Birch, L. A. Turnbull, A. Štefančič, F. Y. Ogrin, E. O. Burgos-Parra, N. Bukin, A. Laurenson, H. Popescu, M. Beg, O. Hovorka, H. Fangohr, P. A. Midgley, G. Balakrishnan and P. D. Hatton, "*Do Images of Biskyrmions Show type-II Bubbles*" Advanced Materials, vol. 31, 1806598 (**2019**).

[19] T. H. R. Skyrme, "A unified field theory of mesons and baryons", Nuclear Physics, vol. 31, 556–569 (**1962**).

[20] I. Dzyaloshinskii, "A thermodynamic theory of weak ferromagnetism of antiferromagnetics", Journal of Physics Chemistry Solids, vol. 4, 241-255 (**1958**).

[21] T. Moriya, "Anisotropic superexchange interaction and weak ferromagnetism", Physical Review, vol. 120, 91-98 (**1960**).

[22] Y. Y. Dai, H. Wang, P. Tao, T. Yang, W. J. Ren and Z. D. Zhang, "*Skyrmion ground state and gyration of skyrmions in magnetic nanodisks without the Dzyaloshinskii-Moriya interaction*" Physical Review B: Condensed Matter and Materials Physics, vol. 88, 054403 (**2013**).

[23] M. V. Sapozhnikov and O. L. Ermolaeva, "*Two-dimensional skyrmion lattice in a nanopatterned magnetic film*", Physical Review B: Condensed Matter and Materials Physics, vol. 91, 024418 (**2015**).

[24] M. Sapozhnikov, "Skyrmion lattice in a magnetic film with spatially modulated material parameters", Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 396, 338–344 (**2015**).

[25] M. V. Sapozhnikov, O. V. Ermolaeva, E. V. Skorokhodov, N. S. Gusev and M. N. Drozdov, "*Magnetic skyrmions in thickness-modulated films*", JETP Letters, vol. 107, 364–368 (**2018**).

[26] V. L. Vadimov, M. V. Sapozhnikov and A. S. Melnikov, "*Magnetic skyrmions in ferromagnet-superconductor heterostructures*", Applied Physics Letters, vol. 113, 032402 (**2018**).

[27] L. N. Gergidis, V. D. Stavrou, D. Kourounis and I. Panagiotopoulos, "*Micromagnetic simulations study of skyrmions in magnetic FePt nanoelements*", Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 481, 111–121 (**2019**).

[28] V. Pokrovsky, "Properties of ordered, continuously degenetate systems", Advances in Physics, vol. 28, 595–656 (1979).

[29] A. Bogdanov and D. A. Yablonskii, "*Thermodynamically stable vortices in magnetically ordered crystals. The mixed state of magnets*", Soviet Physics JETP, vol. 68, 101–103 (**1989**).

[30] A. Bogdanov, A. Hubert, "*Thermodynamically stable magnetic vortex states in magnetic crystals*", Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 138, 255–269 (**1994**).

[31] A. Bogdanov and A. Hubert, "*New localized solutions of the nonlinear field equations*", JETP Letters, vol. 62, 247–251 (**1995**).

[32] B. F. Miao, L. Sun, Y. W. Wu, X. D. Tao, X. Xiong, Y. Wen, R. X. Cao, P. Wang, D. Wu, Q. F. Zhan, B. You, J. Du, R. Li and H. F. Ding, "*Experimental realization of two-dimensional artificial skyrmion crystals at room temperature*", Physical Review B: Condensed Matter and Materials Physic, vol. 90, 174411 (**2014**).

[33] J. Li, A. Tan, K. Moon, A. Doran, M. Marcus, A. Young, E. Arenholz, S. Ma, R. Yang, C. Hwang and Z. Qiu, *"Tailoring the topology of an artificial magnetic skyrmion"*, Nature Communication, vol. 5, 1–14 (**2014**).

[34] N. S. Kiselev, A. N. Bogdanov, R. Schäfer and U. K. Rößler, "*Chiral skyrmions in thin magnetic films: new objects for magnetic storage technologies?*", Journal of Physics D: Applied Physics, vol. 44, 392001 (**2011**).

[35] G. Yu, P. Upadhyaya, Q. Shao, H. Wu, G. Yin, X. Li, C. He, W. Jiang, X. Han, P. K. Amiri, K. L. Wang, *"Room-Temperature skyrmion shift device for memory application"* Nano Letters, vol. 17, 261–268 (**2016**).

[36] K. Everschor-Sitte, J. Masell, R. M. Reeve and M. Klaüi, "*Perspective: Magnetic skyrmions-Overview of recent progress in an active research field*", Journal of Applied Physics, vol. 124, 240901 (**2018**).

[37] J. P. Liu, Z. Zhang and G. Zhao, "Skyrmions: Topological Structures, Properties, and Applications", CRC Press, Boca Raton (2017).

[38] F. Büttner, I. Lemesh and G. S. D. Beach, "*Theory of iscolatedagnetic skyrmions: From fundamentals to room temperature applications*", Scientific Reports, vol. 8, 4464 (**2018**).

[39] C. Moreau-Luchaire, C. Moutafis, N. Reyren, J. Sampaio, C. A. F. Vaz, N. V. Horne, K. Bouzehouane, K. Garcia, C. Deranlot, P. Warnicke, P. Wohlhüter, J. George, M. Weigand, J. Raabe, V. Cros and A. Fert, "*Erratum: Addictive interfacial chiral interaction in multilayers for stabilization of sma individual skyrmions at room temperature*" Nature Nanotechnology, vol. 11, 444–448 (**2016**).

[40] R. A. Pepper, M. Beg, D. Cortés-Ortuño, T. Kluyver, M.-A. Bisotti, R. Carey, M. Vousden, M. Albert, W. Wang, O. Hovorka and H. Fangohr, "*Skyrmion states in thin confined polygonal nanostructures*", Journal of Applied Physics, vol. 123, 093903 (**2018**).

[41] M. Beg, M. Albert, M.-A. Bisotti, D. Cortés-Ortuño, W. Wang, R. Carey, M. Vousden, O. Hovorka, C. Ciccarelli, C. S. Spencer, C. H. Marrows and H. Fangohr, "*Dynamics of skyrmionic states in confined helimagnetic nanostructures*", Physical Review B, vol. 95, 014433 (**2017**).

[42] M. Beg, R. Carey, W. Wang, D. Cortés-Ortuño, M. Vousden, M.A. Bisotti, M. Albert, D. Chernyshenko, O. Hovorka, R.L. Stamps, H. Fangohr, "*Ground state search, hysteretic behaviour, and reversal mechanism of skyrmionic textures in confined helimagnetic nanostructures*", Scientific Reports, vol. 5, 6784 (2015).

[43] C. Jin, C. Song, J. Wang, H. Xia and J. Wang, Q. Liu, "*Topological trajectories of a magnetic skyrmion with an in-plane microwave magnetic field*", Journal of Applied Physics, vol. 122, 223901 (**2017**).

[44] E. Munoz-Sandoval, J. J. Torres-Heredia and F. Lopez-Urias, "*Micromagnetic simulations of hysteresis loops in ferromagnetic Reuleaux's triangles*", Journal of Applied Physics, vol. 97, 10E318 (2005).

[45] J. Torres-Heredia, F. Lopez-Urias and E. Munoz-Sandoval, "*Micromagnetic simulations of 200-nm-diameter cobalt nanorings using a Reuleaux triangular geometry*", Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 305, 133–140 (**2006**).

[46] T. Fischbacher, M. Franchin, G. Bordignon and H. Fangohr, "A Systematic Approach to Multiphysics Extensions of Finite-Element-Based Micromagnetic Simulations: Nmag", IEEE Transactions on Magnetics, vol. 43, 2896–2898 (2007).

[47] A. Markou, K. G. Beltsios, L. N. Gergidis, I. Panagiotopoulos, T. Bakas, K. Ellinas, A. Tserepi, L. Stoleriu, R. Tanasa and A. Stancu, "*Magnetization reversal in triangular L1*₀-*FePt nanoislands*", Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 344, 224–229 (**2013**).

[48] J. Schoberl, "*NETGEN an advancing front 2D/3D-mesh generator based on abstract rules*", Computing and Visualization in Science, vol. 1, 41-52, (**1997**).

[49] S. Okamoto, N. Kikuchi, O. Kitakami, T. Miyazaki, Y. Shimada and K. Fukamich, "Chemical-order-dependent magnetic anisotropy and exchange stiffness constant of FePt (001) epitaxial films", Physical Review B: Condensed Matter Materials Physics, vol. 66, 024413 (2002).

[50] K. Everschor-Sitte and M. Sitte, "*Real-space Berry phases: Skyrmion soccer*", Journal of Applied Physics, vol. 115, 172602 (**2014**).

[51] M. Lee, W. Kang, Y. Onose, Y. Tokura and N. P. Ong, "Unusual Hall Effect Anatomy in *MnSi under Pressure*", Physical Review Letters, vol. 102, 186601 (**2009**).

[52] S. D. Yi, S. Onoda, N. Nagaosa and J. H. Han, "*Skyrmions and anomalous Hall effect in a Dzyaloshinskii-Moriya spiral magnet*", Physical Review B: Condensed Matter and Materials Physics, vol. 80, 054416 (**2009**).

[53] H. Ishizuka and N. Nagaosa, "Spin chirality induced skew scattering and anomalous Hall effect in chiral magnets", Science Advances, vol. 4, eaap9962 (**2018**).

[54] B. Göbel, A. Mook, J. Henk and I. Mertig, "*The family of topological Hall effects for electrons in skyrmion crystals*", European Physics Journal B, vol. 91, 179 (**2018**).

[55] K. Palotás, "*High-resolution combined tunneling electron charge and spin transport theory of Néel and Bloch skyrmions*", Physical Review B, vol. 98, 094409 (**2018**).

[56] L. Sun, B. Miao and H. Ding, "Skyrmions: Topological Structures, Properties, and Applications", CRC Press, Boca Raton, ch. 4, 85–97 (2017).

[57] M. Beg, R. Carey, W. Wang, D. Cortes, M. Vousden, M.-A. Bisotti, M. Albert, D. Chernyshenko, O. Hovorka, R. L. Stamps and H. Fangohr, "*Ground state search, hysteretic behavior and reversal mechanism of skyrmionic textures in confined helimagnetic nanostructures*", Scientific Reports, vol. 5, 1–14 (**2015**).

[58] S. Zhang, G. van der Laan, J. Müller, L. Heinen, M. Garst, A. Bauer, H. Berger, C. Pfleiderer and T. Hesjedal, "*Reciprocal space tomography of 3D skyrmion lattice order in a chiral magnet*", Proceedings of the National Academy of Sciences U. S. A., vol. 115, 6386–6391 (**2018**).

[59] K. Tang, H. Zhang, Q. Wen and Z. Zhong, "Demagnetization field of ferromagnetic equilateral triangular prisms", Physica B, vol. 363, 96–101 (2005).

[60] L. Buda, I. Prejbeanu, U. Ebels and K. Ounadjela, "*Micromagnetic simulations of magnetization in circular cobalt dots*", Computational Materials Science, vol. 24, 181–185 (2002).

[61] X. S. Wang, H. Y. Yuan and X. R. Wang, "A theory on skyrmion size", Communication Physics, vol. 1, 31 (2018).

Κεφάλαιο 6

Μελέτη σκυρμιονικών διαμορφώσεων σε πρισματικά νανοσωματίδια FePt διαφορετικών γεωμετριών βάσης

Στο κεφάλαιο αυτό μελετώνται μαγνητικά σκυρμιόνια που δημιουργήθηκαν κατά τη διάρκεια της αντιστροφής της μαγνήτισης σε κυλινδρικά, τρίγωνα ρελώ και πολυγωνικής βάσης μαγνητικά πρισματικά νανοσωματίδια, με κάθετη μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία παρόμοια με εκείνη του μερικώς χημικώς διατεταγμένου FePt, χρησιμοποιώντας μικρομαγνητικές προσομοιώσεις πεπερασμένων στοιχείων. Οι χειραλικές λωρίδες Néel (Néel chiral stripes), τα horseshoe, οι σκυρμιονικές υφές λαβύρινθου (labyrinth), καθώς και τα πολλαπλά σκυρμιόνια τύπου Néel αποκαλύφθηκαν σε διαφορετικά συστήματα έχοντας δημιουργηθεί από τη μεταβολή της γεωμετρίας του νανοσωματιδίου και του μεγέθους της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας. Αυτές οι σκυρμιονικές υφές υπό ορισμένες συνθήκες μπορεί να είναι σταθερές σε μια σειρά εξωτερικών μαγνητικών πεδίων και για διαφορετικές τιμές μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας. Οι προσομοιώσεις αποκάλυψαν την εγγενή σχέση των σκυρμιονικών καταστάσεων με τη γεωμετρία των νανοσωματιδίων και τις ενεργειακές διαφορές μεταξύ διαδοχικών τιμών εξωτερικού πεδίου που παρατηρήθηκαν κατά τη διαδικασία αντιστροφής της μαγνήτισης. Οι ενεργειακές μεταβάσεις μεταξύ των μη-σκυρμιονικών διαμορφώσεων προς σκυρμιονικές και από τις σκυρμιονικές σε διαφορετικού τύπου σκυρμιονικές ποσοτικοποιήθηκαν και συσχετίστηκαν με τις ενεργειακές συνεισφορές της ανισοτροπίας, της ανταλλαγής και της απομαγνήτισης για τα νανοσωματίδια που ερευνώνται. Τέλος υπολογίζονται οι διάμετροι των σκυρμιονίων Néel για διαφορετικές τιμές μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας και εξωτερικά μαγνητικά πεδία.

* Τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται στο παρόν κεφάλαιο περιέχονται στο άρθρο με τίτλο "Magnetic skyrmions generation and control in FePt nanoparticles through shape and *magnetocrystalline anisotropy variation: a FEM micromagnetic simulation study*", Journal of Physics D: Applied Physics (**2021**).

6.1 Εισαγωγή

Τα μαγνητικά σκυρμιόνια αναδεικνύονται ως δυναμικοί υποψήφιοι για την κωδικοποίηση πληροφοριών υψηλής πυκνότητας καθώς παρέχουν τεράστιες δυνατότητες στη μαγνητική εγγραφή και αποθήκευση [1-3]. Την τελευταία δεκαετία τα μαγνητικά σκυρμιόνια βρίσκονται κάτω από έντονη θεωρητική, υπολογιστική και πειραματική μελέτη [4-6]. Παρόλο τις πολλές ερευνητικές μελέτες στον τομέα αυτόν, η διαδικασία δημιουργίας των σκυρμιονίων, η σταθεροποίησή τους καθώς και ο έλεγχός τους δεν έχουν εξακριβωθεί. Είναι σημαντικό ως εκ τούτου να κατανοήσουμε τόσο από θεωρητικής άποψης όσο και από το πλαίσιο αναφοράς για την εφαρμογή τους ότι η περιορισμένη γεωμετρία σε επίπεδο νανοκλίμακας μπορεί να επηρεάσει τη δημιουργία τους και τη σταθεροποίησή τους και κατά συνέπεια το μέγεθος και την ενεργειακή κατάστασή τους.

Όπως είδαμε στα δύο προηγούμενα κεφάλαια όπου πραγματοποιήθηκαν προσομοιώσεις στη θερμοκρασία των 0 K [7,8] χρησιμοποιώντας μικρομαγνητικές προσομοιώσεις πεπερασμένων στοιχείων σε τριγωνικά και υβριδικά ρελώ νανοπρίσματα, μπορούν να δημιουργηθούν και να σταθεροποιηθούν σκυρμιόνια μόνο μεταβάλλοντας την κατεύθυνση και την τιμή της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας. Παρόλο που φαινομενικά μπορεί οι δύο αυτές γεωμετρίες να μοιάζουν, παρουσιάζουν ενδιαφέρουσες διαφοροποιήσεις σχετικά με το σχηματισμό σκυρμιονίων κατά τη διαδικασία της αντιστροφής της μαγνήτισης. Η περιορισμένη γεωμετρία σε συνδυασμό με τη μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία μπορεί να ελέγξει τον αριθμό και το μέγεθος των παραγόμενων σκυρμιονίων επηρεάζοντας τις διαμορφώσεις και τις ενέργειες της μαγνήτισης στην επιφάνεια αλλά και στον κύριο όγκο του νανοστοιχείου. Όπως αποδείχθηκε και στα δύο προηγούμενα κεφάλαια οι σχηματισμοί σκυρμιονίων και δινών προκύπτουν από τον ανταγωνισμό μεταξύ των ενεργειών ανταλλαγής και των ενεργειών μαγνητοστατικής φύσης. Τα φαινόμενα αυτά είναι πιο έντονα όταν η κατεύθυνση της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας είναι κάθετη γεγονός που οδηγεί σε ισχυρά πεδία απομαγνήτισης. Στη βιβλιογραφία η μελέτη των σκυρμιονίων σε διαφορετικές γεωμετρίες βασίζεται στη μεγάλη ποικιλία πειραματικών νανοσωματιδίων. Οι τεχνολογικές απαιτήσεις για την ελεγχόμενη δημιουργία και τη σταθεροποίηση των σκυρμιονίων απαιτούν τη βαθιά κατανόηση των πραγματικών φυσικών φαινομένων που σχετίζονται με τη γεωμετρία του νανοστοιχείου, για μελλοντικές σκυρμιονικές εφαρμογές.

Στο παρόν κεφάλαιο μελετώνται διάφορες γεωμετρίες νανοσωματιδίων FePt αποτελούμενες από τριγωνικά, κυλινδρικά και πολυγωνικά νανοσωματίδια FePt χρησιμοποιώντας μικρομαγνητικές προσομοιώσεις πεπερασμένων στοιχείων. Η τοπολογική αναλλοίωτη γνωστή και ως αριθμός σκύρμιον S, τα σχετικά μεγέθη και οι ενέργειες υπολογίζονται για ποικίλες τιμές μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας με κατεύθυνση κάθετη στην επιφάνεια της βάσης του νανοσωματιδίου. Οι προαναφερθέντες υπολογισμοί μαζί με την πραγματική οπτικοποίηση των σκυρμιονικών διαμορφώσεων μπορούν να αποκαλύψουν λεπτομέρειες της διαδικασίας αντιστροφής της μαγνήτισης σε νανοσωματίδια FePt, τα οποία έχουν μεταβλητή μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία λόγω της μερικώς χημικώς διατεταγμένης φάσης τους.. Σταδιακές αλλαγές στην ισχύ της μαγνητικής ανισοτροπίας οδήγησαν σε συνεχείς μεταβάσεις φάσης μεταξύ διαφορετικών σταθερών μαγνητικών διαμορφώσεων.

6.2 Μικρομαγνητική μοντελοποίηση

Ο ρυθμός αλλαγής του δυναμικού πεδίου της μαγνήτισης M διέπετε από μια μη γραμμική εξίσωση κίνησης, την εξίσωση Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG). Το αποτελεσματικό πεδίο που διέπει τη δυναμική συμπεριφορά του συστήματος όπως έχει προαναφερθεί έχει συνεισφορές από το εξωτερικό πεδίο H_{ext} , το πεδίο ανταλλαγής H_{exch} , το πεδίο ανισοτροπίας H_{anis} και το πεδίο απομαγνήτισης H_{demag} . Για την επίλυση της εξίσωσης LLG πραγματοποιήθηκαν μικρομαγνητικοί υπολογισμοί πεπερασμένων στοιχείων χρησιμοποιώντας το λογισμικό Nmag [9] και με βάση τα πρωτόκολλα προσομοίωσης που υιοθετήθηκαν στα κεφάλαια 4 και 5 και στις εργασίες [7,8,10].

Τα μαγνητικά νανοσωματίδια που διερευνήθηκαν είναι πρισματικά σχήματα με γεωμετρίες κυλινδρικής, τριγωνικής, τετραγωνικής, πενταγωνικής, εξαγωνικής και υβριδικής ρελώ βάσης. Το πάχος κάθε νανοσωματιδίου ορίστηκε στα w = 36 nm και χρησιμοποιείται σύμφωνα με τις προηγούμενες μελέτες που είχαν ως επίκεντρο τα τριγωνικά και τα ρελώ πρισματικά νανοσωματίδια [8,10,11]. Όλες οι γεωμετρίες σχεδιάστηκαν σκόπιμα με το εμβαδό βάσης τους να ισούται με το εμβαδό της ισόπλευρης τριγωνικής γεωμετρίας με μήκος πλευράς 330 nm διατηρώντας έτσι το εμβαδό βάσης στα

$$A^{\beta \acute{\alpha} \sigma \eta}_{\nu \alpha \nu o \sigma \tau o i \chi \epsilon \acute{i} o} = 47155.08324 \ nm^2$$

και τον αντίστοιχο συνολικό όγκο

$$V_{\nu\alpha\nu\sigma\sigma\tau\sigma\iota\chi\epsilon\iota\sigma} = A^{\beta\dot{\alpha}\sigma\eta}_{\nu\alpha\nu\sigma\sigma\tau\sigma\iota\chi\epsilon\iota\sigma} \cdot w = 1697482.996nm^3$$
(6.1)

Τα προκύπτοντα δισδιάστατα χαρακτηριστικά μήκη μαζί με τις ακτίνες δίνονται στον Πίνακα 6.1 Οι άξονες αναφοράς ορίζονται ως ακολούθως: οι x και y άξονες ορίζουν το επίπεδο της βάσης για κάθε μαγνητικό νανοστοιχείο και ο άξονας z ρυθμίστηκε κάθετα στη βάση κάθε μαγνητικού νανοστοιχείου. Οι υπό εξέταση γεωμετρίες που αναφέρονται σε όλο το κεφάλαιο θα υπονοούν αυτόν τον τρισδιάστατο χαρακτήρα του νανοστοιχείου. Το υπό εξέταση πλέγμα πεπερασμένων στοιχείων για όλες τις προαναφερθείσες γεωμετρίες δημιουργήθηκε στο Netgen [12] μια αυτόματη τρισδιάστατη τετραεδρική γεννήτρια πλέγματος. Το μήκος διακριτοποίησης μεταξύ των κόμβων ορίστηκε στα 3.4 nm τιμή που δεν ξεπερνάει το μέγιστο μήκος ανταλλαγής του υλικού ($l_{ex} \approx 3.5$ nm). Το μήκος διακριτοποίησης που χρησιμοποιήθηκε στις διεξαγόμενες προσομοιώσεις εγγυάται τη σύγκλιση της αριθμητικής λύσης. Τα πλέγματα που προέκυψαν αποτελούνται από στοιχεία τετραεδρικής φύσεως και για την κάθε γεωμετρία ο αριθμός των στοιχείων παρουσιάζεται επίσης στον Πίνακα 6.1.

Πίνακας 6.1 Χαρακτηριστικό γεωμετρικό μήκος l_{char} , αριθμός ογκικών στοιχείων N_{vol}^{elem} και αριθμός επιφανειακών στοιχείων N_{surf}^{elem} για το νανοσωματίδο FePt σε όλες τις υπό εξέταση γεωμετρίες με μέγιστο μήκος διακριτοποίησης ίσο με 3.4 nm.

ΓΕΩΜΕΤΡΙΑ	<i>l_{char}</i> (nm)	$N_{volume}^{elements}$	$N_{surface}^{elements}$
Κύλινδρος	r = 122.515	222476	23422
Τρίγωνο ρελώ	r = 258.67	134734	30614
Τρίγωνο	a = 330	238817	25840
Τετράγωνο	a = 217.152	240619	25088
Πεντάγωνο	a = 165.554	225934	25218
Εξάγωνο	a = 134.722	224565	24630

Οι παράμετροι του υλικού επιλέχθηκαν ώστε να προσομοιάζουν το FePt με μαγνήτιση κορεσμού $\mu_0 M_s = 1.43$ T ($M_s = 1.138$ MA/m) και σταθερά ανταλλαγής $A_{exch} = 11$ pJ/m. Η σταθερά μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας Ku κυμαίνονταν μεταξύ των Ku = 200 kJ/m³ και Ku = 450

kJ/m³. Η μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία ήταν κάθετη στη βάση του υμενίου και παράλληλη στο z άξονα. Μελετήθηκαν οι καμπύλες μαγνητισμού για κάθε προσομοίωση παραγωγής για εφαρμοζόμενο εξωτερικό πεδίου παράλληλο με τον z άξονα (κάθετα στο υμένιο). Το εύρος των τιμών του εξωτερικού πεδίου ήταν από +1000 kA/m (μέγιστο) έως +1000 kA/m (ελάχιστο) με βήμα πεδίου ίσο με $\delta H_{ext} = 4$ kA/m [7,10].

6.3 Σκυρμιονικές καταστάσεις και κατηγοριοποίησή τους

Οι σκυρμιονικές καταστάσεις που παράγονται από τη μελέτη όλων των διαφορετικών γεωμετριών και τιμών μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας απεικονίζονται στο Σχήμα 6.1 σε συνδυασμό με τη z συνιστώσα της μαγνήτισης. Αυτές οι καταστάσεις μπορούν να περιγραφούν ποσοτικά από τη τοπολογική αναλλοίωτη S. Ο αριθμός σκύρμιον S έχει οριστεί σε προηγούμενα κεφάλαια και υπενθυμίζουμε ότι είναι μια τοπολογική αναλλοίωτη που μετρά πόσες φορές το m τυλίγει μια σφαίρα [4,14]. Στο παρόν κεφάλαιο θα παρουσιαστούν και υπολογισμοί για την ποσότητα S_{abs} όπου αυτό κρίνεται απαραίτητο για τη βαθύτερη κατανόηση των εμπλεκόμενων φαινομένων.

Οι μικρομαγνητικές σκυρμιονικές καταστάσεις που ανιχνεύθηκαν στην παρούσα εργασία και στα υπό εξέταση μαγνητικά συστήματα μπορούν να ταξινομηθούν στις ακόλουθες κατηγορίες:

- <u>Ομοιόμορφες καταστάσεις (Uniform states)</u>: Διαμορφώσεις στις οποίες οι μαγνητίσεις είναι ομοιόμορφες και τα διανύσματά τους κοιτάνε όλα είτε προς τα πάνω (κόκκινο χρώμα U) είτε προς τα κάτω (μπλε χρώμα U⁻) [15,16].
- b. <u>Ημιτελές σκυρμιόνιο (Incomplete skyrmion)</u>: Καταστάσεις που σχετίζονται με την παρουσία σχεδόν ομοιόμορφης μαγνήτισης σε όλο το σύστημα (Isk) [16].
- <u>Σκυρμιόνιο με S = 1</u>: Διαμόρφωση στην οποία ένα μοναδικό σκυρμιόνιο (Sk1) σχηματίζεται.
- d. Σκυρμιόνιο με S = 2: Διαμόρφωση στην οποία σχηματίζονται δύο σκυρμιόνια (Sk2).
- e. Σκυρμιόνιο με S = 3: Διαμόρφωση στην οποία σχηματίζονται τρία σκυρμιόνια (Sk3).
- f. Σκυρμιόνιο με S = -1: Μια διαμόρφωση στην οποία τα κεντρικά σπιν του σκυρμιονίου έχουν κατεύθυνση προς τα μέσα (αρνητική πολικότητα) (Sk-1) [7].
- g. <u>Σκυρμιόνιο με S = -3</u>: Μια διαμόρφωση με τρία σκυρμιόνια στην οποία τα κεντρικά σπιν τους έχουν κατεύθυνση προς τα μέσα (αρνητική πολικότητα) (Sk-3) [7].

- h. <u>Χειραλικές λωρίδες Néel (Néel chiral stripes)</u>: Σχηματισμοί που μοιάζουν με δύο σκυρμιόνια τα οποία ενώνονται σε μια επιμήκη μορφή [17,18]. Αυτές οι λωρίδες (St) χαρακτηρίζονται από τιμή σκύρμιον S (S = -3, -1, 1, 2).
- Σκυρμιόνιουμ (Skyrmionium): Ένα μη τοπολογικό σολιτόνιο (SM) που έχει μορφολογία
 ίδια με αυτή του ντόνατ [19,20].
- <u>Τομείς λαβύρινθου (Labyrinth)</u>: Αντίθετα μαγνητισμένοι τομείς στη κλίμακα νανομέτρων
 (Lb) [21,22].
- κ. Διαμορφώσεις horseshoe: Μικρομαγνητική διαμόρφωση που μοιάζει με πέταλο αλόγου (Hs) και ακολουθείται από αριθμό σκύρμιον S = +-1 [23,24].
- Διαμόρφωση στόχου (Target state): Κατάσταση στην οποία έχουμε ένα απομονωμένο σκυρμιόνιο με επιπλέον ακτινική ημικυκλική περιστροφή γύρω του (Tg) [16].

Τα διαγράμματα μαγνητικών διαμορφώσεων κατασκευάστηκαν σε ένα εύρος εξωτερικών τιμών πεδίου [-10⁶, 10⁶] Α/m και παρουσιάζονται με ένα βήμα $\delta H_{ext} = 0.1 \times 10^6$ Α/m για τιμές μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας που κυμαίνονται από 200 έως 450 kJ/m³. Θα πρέπει να σημειωθεί στο σημείο αυτό ότι κάποιες αρχικές και κάποιες τελικές διαμορφώσεις παραλείπονται αφού αποτελούν επανάληψη των αρχικών και τελικών ομοιόμορφων διαμορφώσεων για όλες τις γεωμετρίες. Σαν συνέπεια αυτού, τα διαγράμματα φάσης που παρουσιάζονται είναι μεταξύ [-0.6x10⁶, 0.6x10⁶] Α/m.

Όπως καταδείχτηκε στα προηγούμενα κεφάλαια και στις μελέτες [7,8] προσομοιώσεις σε τριγωνικές γεωμετρίες έχουν αποκαλύψει ενδιαφέρουσες συνδέσεις των επιμέρους συνεισφορών των μαγνητικών ενεργειών (ανταλλαγής, απομαγνήτισης, ανισοτροπίας) με το σχηματισμό των σκυρμιονικών διαμορφώσεων. Η δημιουργία σκυρμιονίων συνοδεύεται από απότομες ασυνέχειες άλματος των προαναφερθέντων ενεργειών. Η επίδραση της κάθε ενέργειας ξεχωριστά στις σκυρμιονικές διαφορετικές διαμορφώσεις που παρατηρούνται κατά τη διάρκεια της αντιστροφής της μαγνήτισης μπορεί να ποσοτικοποιηθεί και να μετρηθεί χρησιμοποιώντας τις απόλυτες ενεργειακές διαφορές μεταξύ των διαδοχικών τιμών πεδίου H_{ext}^i , H_{ext}^{i+1}

$$\Delta E_{type}^{rel,i} = \left| \frac{E_{type}^{i+1} - E_{type}^{i}}{E_{type}^{i}} \right| \times 100(\%)$$
(6.2)

(όπου το type αναφέρεται στα *demag, exch, anis*). Το βήμα μεταξύ δύο διαδοχικών τιμών πεδίου είναι ίσο με $\delta H_{ext} = 4$ kA/m.



Σχήμα 6.1 Οι ανιχνεύσιμες διαμορφώσεις/καταστάσεις για όλες τις υπό εξέταση γεωμετρίες.

6.4 Αποτελέσματα

6.4.1 Τριγωνικό πρισματικό νανοσωματίδιο

Το διάγραμμα φάσης για την τριγωνική γεωμετρία παρουσιάζεται στο Σχήμα 6.2. Ξεκινώντας από την τιμή $Ku = 200 \text{ kJ/m}^3$ είναι εμφανής η μη δημιουργία ξεκάθαρης διαμόρφωσης για θετικές τιμές πεδίου. Αντίθετα για τις αρνητικές έχουμε τη δημιουργία διαμόρφωσης στόχου (Tg) από $H_{ext} = -0.2 \times 10^6 \text{ A/m}$ έως και $H_{ext} = -0.4 \times 10^6 \text{ A/m}$ τιμή στην οποία μετατρέπεται σε κανονικό σκυρμιόνιο (Sk1). Αξίζει να τονιστεί ότι και οι δύο αυτές διαμορφώσεις αποδίδουν τον ίδιο αριθμό σκύρμιον S = 0.89. Αυξάνοντας την τιμή της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας σε $Ku = 250 \text{ kJ/m}^3$ έχουμε παραπλήσια συμπεριφορά στις θετικές τιμές μόνο που τώρα για τις αρνητικές πεδίου έχουμε το σχηματισμό τριών σκυρμιονίων (Sk3) από $H_{ext} = -0.2 \times 10^6 \text{ A/m}$ έως και $H_{ext} = -0.5 \times 10^6 \text{ A/m}$ γεγονός που αποτυπώνεται και στον αριθμό σκύρμιον S = 2.9.

Για τις τιμές Ku = 300 kJ/m³ και Ku = 350 kJ/m³ έχουμε μια ίδια αλληλουχία σκυρμιονικών καταστάσεων (Sk-1, Hs-1, Lb) πάλι στις θετικές τιμές αλλάζοντας στην πράξη μόνο οι αριθμητικές τιμές πεδίου όπου σχηματίζεται η συγκεκριμένη αλληλουχία στην εκάστοτε τιμή Ku. Συγκεκριμένα έχουμε την έναρξη της αντιστροφής με μια διαμόρφωση όπου έχει αριστερόστροφη κυκλοφορία (θετική κυκλοφορία), με τα κεντρικά σπιν να δείχνουν προς τα μέσα (αρνητική πολικότητα) με αποτέλεσμα ο αριθμός σκύρμιον να είναι αρνητικός S = -0.94 (Sk-1). Αυτή με τη σειρά της μεταβαίνει σε αρνητική διαμόρφωση horseshoe (Hs-1) έως την τιμή εξωτερικού πεδίου $H_{ext} = -0.1 \times 10^6$ A/m όπου έχουμε την εμφάνιση λαβύρινθου (Lb) πριν περάσουμε στη δημιουργία τριών σκυρμιονίων (Sk3) για Ku = 350 kJ/m³και διαμόρφωση με μια Νéel λωρίδα (St) και ένα σκυρμιόνιο (Sk1) για Ku = 300 kJ/m³.

Για $Ku = 400 \text{ kJ/m}^3$ και $Ku = 450 \text{ kJ/m}^3$ οι μεταβάσεις είναι παρόμοιες ξεκινώντας από τα $H_{ext} = 0.2 \times 10^6 \text{ A/m}$ με διαμόρφωση horseshoe (Hs-1) για την πρώτη και σκυρμιόνιουμ (SM) για τη δεύτερη τιμή Ku και περνώντας από τη κατάσταση του λαβύρινθου (Lb) έχουμε τη δημιουργία ίδιου μοτίβου που αποτελείται από μια υβριδική κατάσταση αποτελούμενη από μια Νéel λωρίδα (St) συνυπάρχουσα με ένα σκυρμιόνιο (Sk1) στα $H_{ext} = -0.2 \times 10^6 \text{ A/m}$ που μεταβαίνει σε κατάσταση με δύο σκυρμιόνια (Sk2) στα $H_{ext} = -0.3$, $-0.4 \times 10^6 \text{ A/m}$ και τέλος σε μια κατάσταση με ένα σκυρμιόνιο (Sk1) στα $H_{ext} = -0.5 \times 10^6 \text{ A/m}$.



Σχήμα 6.2 Μικρομαγνητικές διαμορφώσεις για την τριγωνική γεωμετρία κατά τη διάρκεια της αντιστροφής της μαγνήτισης για όλες τις τιμές μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας που μελετώνται. Παρουσιάζονται οι ισοεπιφάνειες της z συνιστώσας της μαγνήτισης μαζί με τις τιμές του αριθμού σκύρμιον S για κάθε διαμόρφωση.

6.4.2 Κυλινδρικά νανοσωματίδια

Στο **Σχήμα 6.3** παρουσιάζεται το διάγραμμα φάσης των κυλινδρικών νανοσωματιδίων. Για τιμές εξωτερικού πεδίου έως $H_{ext} = -0.1 \times 10^6$ A/m σκυρμιονικές διαμορφώσεις τύπου σκυρμιόνιουμ (skyrmionium-SM) εμφανίζονται για όλες τις τιμές μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας εκτός του Ku = 300 kJ/m³ όπου έχουμε τη δημιουργία horseshoe με αρνητικό *S* (Hs-1) για θετικές τιμές πεδίου και με θετικό *S* για τις πρώιμες αρνητικές τιμές πεδίου (Hs). Είναι ενδιαφέρον ότι για τις υπόλοιπες τιμές *Ku* και για τιμές πεδίου $H_{ext} = -0.2$ και -0.3×10^6 A/m έχουμε τη δημιουργία μονών (St) ή και διπλών (St2) λωρίδων Néel οι οποίες σε χαμηλότερες τιμές πεδίου μετατρέπονται σε ένα (Sk1) και δύο σκυρμιόνια (Sk2) αντίστοιχα.



Σχήμα 6.3 Μικρομαγνητικές διαμορφώσεις για την κυλινδρική γεωμετρία κατά τη διάρκεια της αντιστροφής της μαγνήτισης για όλες τις τιμές μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας που μελετώνται. Παρουσιάζονται οι ισοεπιφάνειες της z συνιστώσας της μαγνήτισης μαζί με τις τιμές του S για κάθε διαμόρφωση.

Το Σχήμα 6.4 δείχνει το διάγραμμα του *S* μαζί με αυτό του *S*_{abs} ως συνάρτηση του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Αρχικά μπορεί να φανεί ότι η μετάβαση μεταξύ διαφορετικών σκυρμιονικών καταστάσεων σχετίζεται με την απότομη αλλαγή της σχετικής ενεργειακής διαφοράς. Όταν το εξωτερικό πεδίο φτάσει την τιμή των $H_{ext} = -0.35 \times 10^6$ A/m, ενεργοποιείται η μετάβαση από την κατάσταση U⁻ στην SM συνοδευόμενη από έντονες ασυνέχειες άλματος σε όλους τους τύπους μαγνητικών ενεργειών με την τιμή άλματος της ανταλλαγής να είναι κοντά στο 400%. Πρέπει να επισημανθεί ότι καθώς το πεδίο μειώνεται, η ανισοτροπία μειώνεται σταδιακά σε σύγκριση με την ενέργεια ανταλλαγής και αυτή της απομαγνήτισης που δείχνουν μια πιο απότομη κάθοδο, ειδικά για τιμές εξωτερικού πεδίου περίπου στα $H_{ext} = 0$ A/m. Το μέγεθος του σκυρμιόνιουμ αυξάνεται με τη μείωση του πεδίου. Όταν το μειωμένο πεδίο φτάσει την τιμή H_{ext} = -0.2x10⁶ A/m, μια νέα ασυνέχεια άλματος είναι εμφανής για τα *S*, *S* _{abs} και για τις σχετικές ενεργειακές διαφορές. Μια νέα μετάβαση με σκυρμιονική διαμόρφωση αντιπροσωπευτική της κατάστασης St2 (*S* = 2) είναι εμφανής και ακολουθείται από ένα άλμα στις μαγνητικές ενέργειες. Καθώς το πεδίο μειώνεται περαιτέρω κυματοειδείς αυξομειώσεις στις σχετικές ενέργειες, ενεργοποιούν τη μετάβαση από τις μαγνητικές λωρίδες στην κατάσταση δύο σκυρμιονίων (Sk2), διατηρώντας την τιμή του S. Περαιτέρω μείωση του εξωτερικού πεδίου κάτω από το $H_{ext} = -0.572 \times 10^6$ A/m σηματοδοτεί τον εκμηδενισμό του σκυρμιονίου μαζί με την ταυτόχρονη απομάκρυνση των ενεργειακών ασυνεχειών.



Σχήμα 6.4 S και S_{abs} ως συνάρτηση του εζωτερικού πεδίου μαζί με τις σχετικές ενεργειακές διαφορές και ενδεικτικές μικρομαγνητικές διαμορφώσεις για Ku = 350 kJ/m³.

6.4.3 Πρισματικό νανοσωματίδιο βάσης τριγώνου ρελώ

Για την υβριδική γεωμετρία του τριγώνου ρελώ, οι μαγνητικές καταστάσεις που απεικονίζονται στο Σχήμα 6.5 παρουσιάζουν ομοιότητες αλλά και ουσιαστικές διαφορές σε σύγκριση με τα τριγωνικά και κυλινδρικά γεωμετρικά νανοσωματίδια. Για $Ku < 300 \text{ kJ/m}^3$ σχηματίζονται σκυρμιονικές διαμορφώσεις για τιμές εξωτερικού πεδίου κάτω από το $H_{ext} = -$ 0.1x10⁶ A/m. Ιδιαίτερα για $H_{ext} < -0.3x10^6$ A/m μικρομαγνητικές διαμορφώσεις μπορούν να φιλοξενήσουν μόνο ένα κυκλικό σκυρμιόνιο σε αντίθεση με τα τριγωνικά και τα κυλινδρικά νανοσωματίδια που είναι σε θέση να ενθυλακώσουν πολλαπλά σκυρμιόνια. Ομοιότητες με τις προαναφερθείσες γεωμετρίες φαίνονται στα $Ku = 300 \text{ kJ/m}^3$. Στην τιμή εξωτερικού πεδίου $H_{ext} = 0.4 \times 10^6 \text{ A/m}$ δημιουργείται μια κατάσταση (Sk-1) με σκυρμιόνιο αρνητικού αριθμού S = -1, που μετατρέπεται μετέπειτα σε κατάσταση horseshoe με τη μείωση του πεδίου από $H_{ext} = 0.3 \times 10^6 \text{ A/m}$ σε $H_{ext} = -0.3 \times 10^6 \text{ A/m}$. Όπως και στην κυλινδρική γεωμετρία, η περαιτέρω μείωση του πεδίου κάτω από αυτή την τιμή επιτρέπει το σχηματισμό ενός σκυρμιονίου (Sk1) (S = 1). Είναι ενδιαφέρον και πολύ διαφορετικό από τα πρόδρομα μαγνητικά συστήματα γεωμετρίας ότι για Ku= 350 kJ/m³ για $H_{ext} = 0.3 \text{ και } 0.2 \times 10^6 \text{ A/m}$ Α/m δημιουργούνται τρία σκυρμιόνια (Sk-3) με S =-2.90. Περαιτέρω μείωση του μαγνητικού πεδίου μετατρέπει τα τρία σκυρμιόνια σε χειραλικές λωρίδες Néel (St-3) διατηρώντας τον αριθμό σκύρμιον S = -2.90. Για τις υψηλότερες τιμές Kuτων 400 και 450 kJ/m³ παρατηρούνται ομοιόμορφες καταστάσεις (U⁻), horseshoe (Hs) και σκυρμιόνιουμ (SM) έως ότου το εξωτερικό πεδίο λάβει τις τιμές $H_{ext} < -0.3 \times 10^6 \text{ A/m}$ όπου αρχίζουν να εμφανίζονται σκυρμιόνια τύπου Néel.



Σχήμα 6.5 Μικρομαγνητικές διαμορφώσεις για την υβριδική γεωμετρία τριγώνου ρελώ κατά τη διάρκεια της αντιστροφής της μαγνήτισης για όλες τις τιμές μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας που μελετώνται. Παρουσιάζονται οι ισοεπιφάνειες της z συνιστώσας της μαγνήτισης μαζί με τις τιμές του S για κάθε διαμόρφωση.

6.4.4 Τετραγωνικά νανοσωματίδια

Οι καταστάσεις για τη γεωμετρία με βάση το τετράγωνο φαίνονται στο Σχήμα 6.6. Η μαγνητική συμπεριφορά για τα εξωτερικά πεδία στην περιοχή των $0.6 \times 10^6 - 0.4 \times 10^6$ A/m και για όλες τις τιμές μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας μοιάζει με εκείνη των νανοσωματιδίων με βάση το τρίγωνο, τον κύλινδρο και το τρίγωνο ρελώ με το σχηματισμό σκυρμιονίου να συμβαίνει στο Ku = 300 kJ/m³. Αυτό το συγκεκριμένο σκυρμιόνιο (Sk-1) αλλάζει σε λωρίδα Néel (St-1), η οποία με τη μείωση του εξωτερικού πεδίου δείχνει την παρόμοια και ήδη ανιχνευθείσα διαδοχή καταστάσεων: horseshoe (Hs-1), λαβύρινθο (Lb), λωρίδα Néel (St) και, τέλος δύο σκυρμιόνια (Sk2) στις χαμηλότερες αρνητικές τιμές εξωτερικού πεδίου. Αρκετά ενδιαφέρουσα είναι η συμπεριφορά του συστήματος με τιμή μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας Ku = 250 kJ/m³ στην οποία η δημιουργία τριών σκυρμιονίων (Sk3) είναι εμφανής για την τιμή του εξωτερικού πεδίου $H_{ext} = -0.2 \times 10^6$ A/m. Οι horseshoe καταστάσεις (Hs) εμφανίζονται συχνά για τις γεωμετρίες που έχουν μελετηθεί μέχρι στιγμής και εμφανίζονται και στα τετραγωνικά νανοσωματίδια στα Ku =300 και 350 kJ/m³. Η συγκεκριμένη σκυρμιονική διαμόρφωση διατηρεί τον αριθμό σκύρμιον (*S* \approx -0.94) για ένα σημαντικό εύρος θετικών τιμών του εξωτερικού πεδίου.



Σχήμα 6.6 Μικρομαγνητικές διαμορφώσεις για τη τετραγωνική γεωμετρία κατά τη διάρκεια της αντιστροφής της μαγνήτισης για όλες τις τιμές μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας που μελετώνται.

Παρουσιάζονται οι ισοεπιφάνειες της z συνιστώσας της μαγνήτισης μαζί με τις τιμές του αριθμού σκύρμιον S για κάθε διαμόρφωση.

Το Σχήμα 6.7 αποτελείται από τα διαγράμματα του S και S_{abs} μαζί με τις αντίστοιχες ενεργειακές διαφορές συναρτήσει του εξωτερικού εφαρμοζόμενου πεδίου για τα τετράγωνα με Ku= 400 kJ/m³. Με μια πρώτη ματιά, το υψηλότερο ενεργειακό άλμα φαίνεται στην τιμή του H_{ext} = 0.28x10⁶ A/m. Η απότομη σχετική διαφορά της ενέργειας ανταλλαγής λαμβάνει τιμή 700% σηματοδοτώντας τη διαδικασία αντιστροφής της μαγνήτισης και την έναρξη των σκυρμιονικών διαμορφώσεων με τη δημιουργία ενός σκυρμιονίου.



Σχήμα 6.7 S και S_{abs} ως συνάρτηση του εζωτερικού πεδίου μαζί με τις σχετικές ενεργειακές διαφορές και ενδεικτικές μικρομαγνητικές διαμορφώσεις της z συνιστώσας της μαγνήτισης για Ku = 400 kJ/m³.

Καθώς το εξωτερικό πεδίο μειώνεται έχουμε αυξήσεις στο μέγεθος του σκυρμιόνιουμ (SM) καταδεικνύοντας παρόμοια συμπεριφορά με τον προαναφερθέντα κύλινδρο στο Σχήμα 6.4, έως ότου φτάσει τις τιμές $H_{ext} = -0.092 \times 10^6$ A/m όπου οι σκυρμιονικές διαμορφώσεις με $S \approx 1.5$

εμφανίζονται όπως φαίνεται στο Σχήμα 6.7b με δύο λωρίδες (St2) πάνω και κάτω. Η δεύτερη λωρίδα δεν έχει κλειστό σχήμα. Για αυτό το λόγο έχουμε την τιμή του $S \approx 1.5$ μέχρι το $H_{ext} = -0.236 \times 10^6$ A/m στο οποίο η δεύτερη λωρίδα διαμορφώνει κλειστό σχήμα όπως η πρώτη και το S λαμβάνει τιμές πολύ κοντά στο S = 2. Όσο το εξωτερικό πεδίο συνεχίζει να μειώνεται, δύο νέες ασυνέχειες άλματος είναι εμφανείς στα $H_{ext} = -0.282 \times 10^6$ A/m και -0.5×10^6 A/m που σηματοδοτούν το σχηματισμό δύο διαφορετικών σκυρμιονικών διαμορφώσεων που είναι δύο σκυρμιόνια (Sk2) στην πρώτη και ένα σκυρμιόνιο (Sk1) στη δεύτερη τιμή πεδίου αντίστοιχα. Ο εκμηδενισμός των σκυρμιονίων συμβαίνει για $H_{ext} = -0.542 \times 10^6$ A/m όπου εμφανίζεται η τελευταία ασυνέχεια άλματος των ενεργειών με αυτή της ενέργειας ανταλλαγής να φθάνει την τιμή 100%.

6.4.5 Νανοσωματίδια βάσης πενταγώνου

Οι μαγνητικές καταστάσεις για τα μαγνητικά νανοσωματίδια που έχουν γεωμετρία πενταγωνικής βάσης φαίνονται στο **Σχήμα 6.8**. Με την πρώτη ματιά μπορούν να παρατηρηθούν ομοιότητες με τη γεωμετρία παραλληλεπίπεδου με βάση το τετράγωνο σε σχέση με τις γενικές τάσεις των σχηματισμών σκυρμιονικών διαμορφώσεων. Το πρώτο σκυρμιόνιο σχηματίζεται με τη μείωση του εξωτερικού πεδίου του συστήματος με Ku = 300 kJ/m³ όπως στα τετραγωνικά νανοσωματίδια. Η ελάττωση του εξωτερικού πεδίου ακολουθείται από το κοινό μοτίβο που αποτελείται από μεταβάσεις μεταξύ διαφορετικών σκυρμιονικών καταστάσεων όπως horseshoe (Hs-1, S = -0.94), λαβύρινθος (Lb, S = -0.03), ζεύγος λωρίδων Néel (St2, $S \approx 2$) και τέλος δύο κυκλικά σκυρμιόνια (Sk2) σε μικρότερες αρνητικές τιμές εξωτερικού πεδίου. Παρόμοια συμπεριφορά ακολουθείται από το νανοσωματίδιο με βάση το πεντάγωνο για Ku = 350 kJ/m³. Για Ku = 250 kJ/m³ τρεις σκυρμιονικές οντότητες σχηματίζονται (Sk3) σε χαμηλές εξωτερικές τιμές πεδίου ξεκινώντας από $H_{ext} = -0.2x10^6$ A/m και διατηρούνται για τιμές πεδίου έως $H_{ext} = -0.5x10^6$ A/m. Οι σκυρμιονικές καταστάσεις που φιλοξενούν τρία σκυρμιόνια (Sk3) μπορούν να σχηματιστούν επίσης για Ku = 450 kJ/m³ για το εύρος πεδίου [-0.4x10⁶, -0.3x10⁶] A/m.



Σχήμα 6.8 Μικρομαγνητικές διαμορφώσεις για τη γεωμετρία με βάση το πεντάγωνο κατά τη διάρκεια της αντιστροφής της μαγνήτισης για όλες τις τιμές μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας που μελετώνται. Παρουσιάζονται οι ισοεπιφάνειες της z συνιστώσας της μαγνήτισης μαζί με τις τιμές του S για κάθε ενδεικτική διαμόρφωση.

6.4.6 Νανοσωματίδια βάσης εξάγωνου

Η συμπεριφορά της εξαγωνικής γεωμετρίας φαίνεται στο Σχήμα 6.9 και είναι εμφανείς οι έντονες ομοιότητες σε σχέση με τις άλλες γεωμετρίες που έχουν μελετηθεί μέχρι στιγμής. Η συγκεκριμένη γεωμετρία διαφέρει μόνο στην περίπτωση των Ku = 250kJ/m³ όπου για την τιμή εξωτερικού πεδίου $H_{ext} = -0.2$ x10⁶ A/m η μικρομαγνητική διαμόρφωση ενσωματώνει τρεις οντότητες σκυρμιονίων (Sk3). Αναμένεται ότι μεγαλύτερες εξαγωνικές επιφάνειες μπορούν να γεννήσουν μεγαλύτερο αριθμό σκυρμιονίων [25], καθώς ο διαθέσιμος χώρος για την παραγωγή τους είναι μεγαλύτερος.



Σχήμα 6.9 Μικρομαγνητικές διαμορφώσεις για τη γεωμετρία με βάση το εξάγωνο κατά τη διάρκεια της αντιστροφής της μαγνήτισης για όλες τις τιμές μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας που μελετώνται. Παρουσιάζονται οι ισοεπιφάνειες της z συνιστώσας της μαγνήτισης μαζί με τις τιμές του S για κάθε διαμόρφωση.

Τελευταίο αλλά εξίσου σημαντικό είναι το νανοσωματίδιο του εξάγωνου για Ku = 300 kJ/m³ λόγω της αφθονίας των διαφορετικών σκυρμιονικών διαμορφώσεων που μπορούν να φιλοξενηθούν σε αυτό. Στο **Σχήμα 6.10** καθώς το εξωτερικό πεδίο κατεβαίνει από θετικές σε αρνητικές τιμές, εμφανίζονται αρκετές αλλαγές. Ξεκινώντας από το $H_{ext} = 0.42 \times 10^6$ A/m, σημείο που όχι μόνο έχουμε την αρχή της διαδικασίας της αντιστροφής της μαγνήτισης, αλλά έχουμε και το σχηματισμό αρνητικής σκυρμιονικής διαμόρφωσης (Sk-1) με S = -1 και ένα άλμα ίσο με 200% για την ενέργεια ανταλλαγής. Για αρνητικό *S* έχουμε τέσσερις διαφορετικές διαμορφώσεις που εκτείνονται έως $H_{ext} = -0.088 \times 10^6$ A/m και συγκεκριμένα οι Sk-1, St-1, Hs-1 και λαβύρινθος (Lb) με S = -0.5 όλα συνδεδεμένα με ασυνέχειες άλματος. Η πληθώρα αυτών των διαμορφώσεων δε μας επιτρέπει να εξάγουμε συμπεράσματα σχετικά με τη σχέση των μεγεθών των σκυρμιονικών διαμορφώσεων συναρτήσει των ενεργειών για το συγκεκριμένο σύστημα, λόγω του μικρού πλάτους του εξωτερικού πεδίου μεταξύ των μεταβάσεων.



Σχήμα 6.10 S και S_{abs} ως συνάρτηση του εζωτερικού πεδίου μαζί με της σχετικές ενεργειακές διαφορές και ενδεικτικές μικρομαγνητικές διαμορφώσεις της z συνιστώσας της μαγνήτισης για Ku = 300 kJ/m³.

6.4.7 Διαγράμματα σκυρμιονικών ζωνών

Οι σκυρμιονικές καταστάσεις ως συνάρτηση της τιμής της σταθεράς της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας και του εφαρμοζόμενου εξωτερικού πεδίου που φθίνει με ένα βήμα $\delta H_{ext}^{figure} = 0.1 \times 10^6$ A/m ξεκινώντας από τον κορεσμό και την εξωτερική τιμή πεδίου $H_{ext} = 10^6$ A/m εμφανίζονται στα **Σχήματα 6.2-6.9** εκθέτοντας μια ποικιλία μικρομαγνητικών διαμορφώσεων και σκυρμιονικών υφών. Υπό τη μεταβολή του εξωτερικού πεδίου και των τιμών της σταθεράς της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας ανισοτροπίας τα σκυρμιόνια που ανιχνεύθηκαν μέχρι στιγμής παρουσίασαν ενδιαφέρον.

Για να έχουμε μια ολοκληρωμένη και πιο ποσοτική εικόνα των προαναφερθέντων, δημιουργήθηκαν διαγράμματα ζωνών του αριθμού σκύρμιον από τα μικρομαγνητικά δεδομένα προσομοίωσης συλλέγοντας τιμές του *S* και χρησιμοποιώντας την πλήρη ανάλυση του εξωτερικού πεδίου που είναι $\delta H_{ext} = 4 \times 10^3$ A/m. Οι πολύχρωμες οριζόντιες ζώνες έχουν κατασκευαστεί διατηρώντας μόνο τις «κβαντισμένες» τιμές και έτσι οι ακέραιες τιμές του S αμελούν τις ημιτελείς σκυρμιονικές καταστάσεις. Ο κβαντισμένος αριθμός σκύρμιον S ως συνάρτηση του H_{ext} και του Ku για διαφορετικές γεωμετρίες των νανοσωματιδίων σε γραφικές αναπαραστάσεις που ξεκινούν από Ku = 200 kJ/m³ μέχρι το Ku = 450 kJ/m³ φαίνεται στα **Σχήματα 6.11,6.13,6.14,6.16-6.18.** Το προαναφερθέν $S(H_{ext}, Ku)$ αντιπροσωπεύει μικρομαγνητικές διαμορφώσεις που φιλοξενούν αριθμό σκύρμιον με $S = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$.



Σχήμα 6.11 S ως συνάρτηση του εζωτερικού πεδίου H_{ext} για $Ku = 200 \text{ kJ/m}^3$.

Νανοσωματίδια που παρουσιάζονται στο Σχήμα 6.11 με Ku = 200 kJ/m³ ενθυλακώνουν ένα σκυρμιόνιο που μπορεί να δημιουργηθεί σε παρόμοιες αρνητικές τιμές εξωτερικού πεδίου κοντά στο $H_{ext} = 0$ A/m ενώ παραμένει σταθερό έως και $H_{ext} = -6.5 \times 10^5$ A/m για όλες τις γεωμετρίες που μελετώνται. Ένα σκυρμιόνιο μπορεί να δημιουργηθεί και να παραμείνει σε μια εκτεταμένη περιοχή πεδίου για το τριγωνικό πρίσμα ρελώ καθώς και στην απλή κυλινδρική γεωμετρία. Τα πολύγωνα μπορούν επίσης να παράγουν διατηρούμενα σκυρμιόνια για διάφορα εξωτερικά πεδία, αλλά με το εύρος τους να μειώνεται καθώς ο αριθμός των πλευρών του πολυγώνου μειώνεται και αυτός. Κατά συνέπεια, η εξαγωνική γεωμετρία έχει το μεγαλύτερο εύρος παραμονής από τα πολύγωνα που μελετήθηκαν με το τριγωνικό πρίσμα να έχει το στενότερο εύρος. Μια τυπική ακολουθία μαγνητικών καταστάσεων κατά την αντιστροφή στη συγκεκριμένη τιμή μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας είναι η ακόλουθη: U-Isk-SM (S = 0), Tg-Sk1 (S = 1), U⁻ (S = 0).



Σχήμα 6.12 Τιμές ενεργειακών μεταλλαγών κάποιων σκυρμιονικών διαμορφώσεων για όλες τις γεωμετρίες με $Ku = 200 \text{ kJ/m}^3$ και για τις ενέργειες ανισοτροπίας, ανταλλαγής και απομαγνήτισης.

Στο Σχήμα 6.12 παρουσιάζονται οι ενεργειακές διαφορές για Ku = 200 kJ/m³ την στιγμή που έχουμε την αλλαγή από μια σκυρμιονική διαμόρφωση σε μια άλλη διαφορετικού τύπου. Συγκεκριμένα έχουμε τις μεταβάσεις από ομοιόμορφη κατανομή της μαγνήτισης σε μια διαμόρφωση που είναι μη ολοκληρωμένο σκυρμιόνιο και απεικονίζεται στο διάγραμμα με μαύρο χρώμα (U-Isk). Φαίνεται ότι η μετάβαση αυτή είναι ανεξάρτητη της γεωμετρίας καθώς και για τις τρεις ενέργειες και για όλες τις διαφορετικές γεωμετρίες οι τιμές των ενεργειών κυμαίνονται στα ίδια επίπεδα. Σημαντικό είναι να τονίσουμε ότι το ενεργειακό φράγμα που χρειάζεται να ξεπεραστεί για να έχουμε αυτή την μετάβαση δεν ξεπερνάει σε καμία ενέργεια το 10% οπότε συμπεραίνουμε ότι δεν απαιτείται μεγάλη ενέργεια για να οδηγηθούμε από μια ομοιόμορφη κατάσταση με όλες τις μαγνητίσεις να είναι στραμμένες προς την θετική z διεύθυνση σε μια διαμόρφωση με σχεδόν ομοιόμορφες μαγνητίσεις (ISk).

Επιπρόσθετα έχουμε τη μετάβαση από σκυρμιόνιουμ σε κατάσταση «στόχου» (Target state-Tg) με κόκκινο χρώμα (SM-Tg) που όπως είναι φανερό απαιτεί μεγαλύτερα ποσά ενεργειών αφού το ενεργειακό φράγμα πλησιάζει σε όλες τις ενέργειες για κάποιες γεωμετρίες το 100%. Οι χαμηλότερες τιμές ενεργειακών διαφορών για αυτή τη μετάβαση εμφανίζονται στο τριγωνικό και υβριδικό (τρίγωνο ρελώ) πρίσμα όπου οι τιμές των ενεργειών είναι κοντά στο 20%.

Τέλος με μπλε χρώμα εμφανίζεται η μετάβαση από ένα σκυρμιόνιο σε ομοιόμορφη κατάσταση (Sk1-U⁻) με αντίθετα όμως πλέον διανύσματα (U⁻) που σηματοδοτεί και την ταυτόχρονη λήξη της αντιστροφής της μαγνήτισης και των σκυρμιονικών διαμορφώσεων. Ενδιαφέρον αποτελεί το γεγονός ότι κυριαρχεί το μεγάλο ποσοστό της σχετικής διαφοράς της ενέργειας ανταλλαγής σε όλες ανεξαρτήτως τις γεωμετρίες. Θα μπορούσαμε να ισχυριστούμε στο σημείο αυτό ότι η ενέργεια ανταλλαγής παίζει κρίσιμο ρόλο στη λήξη της διαδικασίας αντιστροφής.



Σχήμα 6.13 S ως συνάρτηση του εζωτερικού πεδίου H_{ext} για $Ku = 250 \text{ kJ/m}^3$.

Για μαγνητικά νανοσωματίδια με $Ku = 250 \text{ kJ/m}^3$ είναι εμφανείς οι διαφορές σε σχέση με τα νανοσωματίδια με Ku = 200 kJ/m³. Ο σχηματισμός σκυρμιονίων κατά τη διάρκεια της διαδικασίας της αντιστροφής της μαγνήτισης πραγματοποιείται επίσης για αρνητικά εξωτερικά πεδία αλλά μετατοπίζεται σε χαμηλότερες αρνητικές τιμές όπως φαίνεται στο Σχήμα 6.13. Τα νανοσωματίδια με πολυγωνική και τριγωνική βάση μπορούν να ενθυλακώσουν πολλαπλά (έως τρία) σκυρμιόνια. Οι κυλινδρικές και οι ρελώ γεωμετρίες μπορούν να φιλοξενήσουν ένα ή δύο σκυρμιόνια ανάλογα με την τιμή του εξωτερικού πεδίου. Διατηρούμενα σκυρμιόνια είναι εμφανή σε όλα τα γεωμετρικά σχήματα. Το κυλινδρικό νανοσωματίδιο έχει δύο σκυρμιόνια με μια υποκείμενη σκυρμιονική διαδοχή μεμονωμένων καταστάσεων St2-Sk2 (S = 2), ενώ το νανοσωματίδιο τριγώνου ρελώ ενσωματώνει ένα σκυρμιόνιο με τη διαδοχή Lb-Hs-Sk1 (S = 1). Στις τριγωνικές και πολυγωνικές γεωμετρίες, η διαδικασία αντιστροφής μέσω σχηματισμού σκυρμιονίων διαφοροποιείται σημαντικά. Όπως προαναφέρθηκε, μπορούν να δημιουργηθούν τρία σκυρμιόνια για νανοσωματίδια τριγωνικών, τετραγωνικών και πενταγωνικών βάσεων. Οι διαφορές στη γεωμετρία του σχήματος επηρεάζουν την εξάρτηση από το πεδίο της παραμονής των σκυρμιονίων και την πραγματική αλληλουγία των σκυρμιονικών καταστάσεων. Κάποιος μπορεί να παρατηρήσει μια ποικιλία μεταβάσεων όπως: a. Lb-Sk3 (τρίγωνο), β. Lb-Sk3-Sk2-Sk1 (τετράγωνο), γ. Sk2-Sk3 (πεντάγωνο), δ. Sk3-St2-Sk2-Sk1 (εξάγωνο).



Σχήμα 6.14 S ως συνάρτηση του εξωτερικού πεδίου H_{ext} για $Ku = 300 \text{ kJ/m}^3$.

Για την τιμή $Ku = 300 \text{ kJ/m}^3$ είναι παρατηρείται η εμφάνιση ενός σκυρμιονίου με S = -1(Σχήμα 6.14) σε όλες τις γεωμετρίες και για παρόμοιες και ευρείς θετικές περιοχές εξωτερικού πεδίου. Σε αντίθεση με τις χαμηλότερες τιμές μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας, τα νανοσωματίδια με $Ku = 300 \text{ kJ/m}^3$ δεν παρουσιάζουν σκυρμιονικές διαμορφώσεις τύπου σκυρμιόνιουμ (SM). Μικρομαγνητικές διαμορφώσεις με αρνητικό αριθμό σκύρμιον S = -1 είναι εμφανείς με μια διαδοχική κατάσταση (Sk-1) - (Hs-1) στα κυλινδρικά, τριγωνικά, ρελώ, και εξαγωνικά νανοσωματίδια και με μια διαδοχική κατάσταση (Sk-1) - (St-1) - (Hs -1) στα τετραγωνικά και πενταγωνικά νανοσωματίδια. Οι μηχανισμοί αντιστροφής της μαγνήτισης για κυλινδρικές και ρελώ γεωμετρίες δεν υποστηρίζουν τη δημιουργία πολλαπλών σκυρμιονίων λόγο περιορισμών που αναπόφευκτα οδηγούν το σχηματισμό ενός σκυρμιονίου σε μία διαδοχή καταστάσεων από (Sk1) σε (Hs-1). Στα νανοσωματίδια τριγωνικής και πολυγωνικής βάσης μπορούν να δημιουργηθούν δύο σκυρμιόνια που έχουν την σκυρμιονική αλληλουχία καταστάσεων με τη μορφή Lb-St2-Sk2-Sk1.



Σχήμα 6.15 Τιμές ενεργειακών μεταλλαγών σκυρμιονικών διαμορφώσεων για όλες τις γεωμετρίες με $Ku = 300 \text{ kJ/m}^3$ και για τις ενέργειες ανισοτροπίας, ανταλλαγής και απομαγνήτισης.

Στο Σχήμα 6.15 παρουσιάζονται οι ενεργειακές διαφορές για $Ku = 300 \text{ kJ/m}^3$ τη στιγμή που έχουμε την αλλαγή από μια σκυρμιονική διαμόρφωση σε μια άλλη διαφορετικού τύπου. Αρχικά με μαύρο χρώμα παρουσιάζεται η μετάβαση από ομοιόμορφη θετική κατάσταση με όλα τα διανύσματα της μαγνήτισης παράλληλα στον +z άξονα σε μια διαμόρφωση με αρνητικό αριθμό σκύρμιον (U-(Sk-1)). Οι τιμές των ενεργειακών διαφορών φαίνονται ανεξάρτητες της γεωμετρίας καθώς για όλες τις γεωμετρίες υπό μελέτη οι τιμές κυμαίνονται στα ίδια επίπεδα. Σημαντικό είναι το γεγονός ότι το ενεργειακό φράγμα είναι το μεγαλύτερο για όλες τις ενέργειες πράγμα που μας δείχνει ότι η έναρξη της αντιστροφής με αρνητικό *S* απαιτεί μεγάλα ποσά ενεργειών και ιδιαίτερα της ενέργειας ανταλλαγής της οποίας οι σχετικές ενεργειακές διαφορές ξεπερνάνε σε όλες τις γεωμετρίες το 200%. Με κόκκινο χρώμα απεικονίζεται η μετάβαση από δύο σκυρμιόνια σε ένα (Sk2-Sk1), μια μετάβαση που και αυτή με τη σειρά της απαιτεί μεγάλα ποσά ενέργειας ανταλλαγής αφού οι τιμές των διαφορών είναι κοντά στο 30% η οποία δείχνει ανεξάρτητη της γεωμετρίας. Τέλος έχουμε όπως και στην περίπτωση του $Ku = 200 \text{ kJ/m}^3$ τη μετάβαση με μπλε από ένα σκυρμιόνιο σε ομοιόμορφη κατάσταση (Sk1-U⁻) με τις μαγνητίσεις παράλληλες με τον άξονα –z. Πάλι η ενέργεια ανταλλαγής είναι αυτή με τις μεγαλύτερες ενεργειακές τιμές της τάξεως του 80-90%. Αξιοσημείωτο είναι το γεγονός ότι για τα δύο **Σχήματα 6.12** και **6.15** κατά τη διαδικασία μετάβασης από ένα σκυρμιόνιο στην ομοιόμορφη κατάσταση (U⁻) που σηματοδοτεί και τη λήξη της αντιστροφής της μαγνήτισης και των σκυρμιονικών διαμορφώσεων τα ενεργειακά ποσοστά των σχετικών διαφορών είναι παρεμφερή και ανεξάρτητα της σταθεράς της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας.



Σχήμα 6.16 S ως συνάρτηση του εξωτερικού πεδίου H_{ext} για $Ku = 350 \text{ kJ/m}^3$.

Η αύξηση της τιμής της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας σε Ku = 350 kJ/m³ εισάγει λεπτές διαφορές στα διαγράμματα της σκυρμιονικής ζώνης που φαίνονται στο **Σχήμα 6.16**. Αυτές οι διαφορές εμφανίζονται κυρίως στα κυλινδρικά, στα τριγωνικά και στα ρελώ νανοσωματίδια. Η κυλινδρική γεωμετρία απορρίπτει την ικανότητα να φιλοξενεί σκυρμιόνια με αρνητικό αριθμό *S* καθώς η τιμή της σταθεράς της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας αυξάνεται από 300 σε 350 kJ/m³. Τα τριγωνικά νανοσωματίδια μπορούν στο συγκεκριμένο σύστημα να φιλοξενήσουν τρία σκυρμιόνια (εκτεταμένη κατάσταση Sk3). Η γεωμετρία του τριγώνου ρελώ μπορεί να ενσωματώσει τρία αρνητικής φύσεως σκυρμιόνια για θετικές τιμές εξωτερικού πεδίου σε μια (Sk-3) - (St-3) διαδοχή των σκυρμιονικών καταστάσεων. Τα διαγράμματα ζώνης καθώς η τιμή της σταθεράς μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας αυξάνεται σε Ku = 400 και 450 kJ/m³ με τα αντίστοιχα **Σχήματα 6.17** και **6.18** να εμφανίζουν σκυρμιονικές διαμορφώσεις που φιλοξενούν ένα ή δύο σκυρμιόνια σταθεροποιημένα σε σαφώς μειωμένες περιοχές εξωτερικού πεδίου. Η συντριπτική πλειονότητα των διαμορφώσεων στις προαναφερθείσες τιμές Ku έχουν την διαδοχική κατάσταση St2-Sk2.



Σχήμα 6.17 S ως συνάρτηση του εξωτερικού πεδίου H_{ext} για $Ku = 400 \text{ kJ/m}^3$.


Σχήμα 6.18 S ως συνάρτηση του εξωτερικού πεδίου H_{ext} για $Ku = 450 \text{ kJ/m}^3$.

Το Σχήμα 6.19 μας προσφέρει αρκετές πληροφορίες για τη συσχέτιση των ενεργειών κατά την έναρξη και λήξη ως συνάρτηση των γεωμετριών και της *Ku*. Προηγουμένως εξήχθησαν συμπεράσματα από τις τελικές μεταβάσεις μεταξύ των Ku = 200 και 300 kJ/m³. Για να καταστεί δυνατή η εξαγωγή συμπερασμάτων για όλες τις γεωμετρίες και τις τιμές *Ku* υπολογίστηκε το ενεργειακό φράγμα στο σημείο έναρξης και λήξης της αντιστροφής ή ισοδύναμα στο σημείο εμφάνισης και εξάλειψης των σκυρμιονικών διαμορφώσεων. Αρχικά δεν ανιχνεύονται διαφορές στα σημεία έναρξης και λήξης για το Ku = 200 kJ/m³. Παρατηρούνται μικρές τιμές στα ενεργειακά «άλματα» εκτός από τις σχετικές τιμές της ενέργειας ανταλλαγής για την λήξη όπου παρατηρούνται τιμές της τάξεως του 60-70%. Επιπρόσθετα για Ku = 250 kJ/m³ οι τιμές στις αλματικές ασυνέχειες είναι ίδιας τάξης μεγέθους όπως και πριν αφού και για αυτή την τιμή μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας έχουμε κατά την έναρξη τη δημιουργία σκυρμιόνιουμ (SM) από ομοιόμορφη (U) κατάσταση. Το σημαντικό είναι η μεγάλη διαφοροποίηση του τριγώνου και του πενταγώνου στο σημείο λήξης της αντιστροφής γεγονός απόλυτα λογικό αφού από διαμόρφωση με τρία σκυρμιόνια (Sk3) πηγαίνουμε σε ομοιόμορφη (U⁻) εν αντιθέσει με τις υπόλοιπες γεωμετρίες όπου η μετάβαση σε ομοιόμορφη διαμόρφωση (U⁻) γινότανε από Sk1. Αυτό μπορεί να σημαίνει ότι χρειάζονται μεγαλύτερες τιμές ενεργειών για αυτή τη μετάβαση. Το προαναφερθέν φαινόμενο παρουσιάζεται και στις τρεις ενέργειες (ανισοτροπίας, ανταλλαγής και απομαγνήτισης).

Αυξάνοντας την τιμή της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας σε $Ku = 300 \text{ kJ/m}^3$ δε συντελείται κάτι διαφορετικό για τις ενέργειες ανταλλαγής και απομαγνήτισης. Παρατηρώντας όμως καλύτερα την ενέργεια ανισοτροπίας στο σημείο έναρξης παρατηρούμε ότι για όλες τις γεωμετρίες αν και οι αλματικές ασυνέχειες κατά γενική ομολογία αυξάνονται αναλογικά με την τιμή του *Ku* για όλες τις τιμές των σχετικών ενεργειών για αυτή την περίπτωση έχουμε πτώση αυτών των τιμών γεγονός που μπορεί να δικαιολογηθεί αφού η έναρξη πλέον πραγματοποιείται με τη κατάσταση Sk-1 και όχι με την SM. Μπορούμε να πούμε δηλαδή ότι η ενέργεια που απαιτείται για τη δημιουργία της Sk-1 είναι μικρότερη από ότι για την SM.

Παρόμοιο φαινόμενο έχουμε και για τα $Ku = 350 \text{ kJ/m}^3$ μόνο που εδώ παρατηρούμε για τον κύλινδρο και το τρίγωνο ρελώ μεγαλύτερες τιμές στην έναρξη και για τις τρεις ενέργειες αφού για τις δυο αυτές γεωμετρίες η έναρξη γίνεται με SM και Sk-3 καταστάσεις αντίστοιχα. Για Ku =400 kJ/m³ το τρίγωνο έχει έναρξη με Hs-1 πράγμα που αποτυπώνεται και στο διάγραμμα έναρξης της αντιστροφής με το τρίγωνο να έχει τη μικρότερη αλματική τιμή. Τέλος για τα Ku = 450 kJ/m³ ισχύει ότι και για τα Ku = 200 kJ/m³ με ελαφρά εξάρτηση από τη γεωμετρία αφού οι τιμές πηγαίνουν και στις δυο περιπτώσεις από τη μεγαλύτερη στη μικρότερη ακολουθώντας την παρακάτω σειρά : Κύλινδρος ->Τετράγωνο ->Εξάγωνο ->Πεντάγωνο ->Τρίγωνο ->Τρίγωνο ρελώ. Η ενέργεια ανισοτροπίας σχετίζεται με τη συμμετρία σχήματος στην έναρξη της αντιστροφής, άρα και στη δημιουργία σκυρμιονικών καταστάσεων.

Αξίζει να σημειωθεί ότι το συμπέρασμα που εξήχθη από τη σύγκριση των Σχημάτων 6.12 και 6.15 επαληθεύεται και από το διάγραμμα του Σχήματος 6.19 αφού για όλες τις γεωμετρίες και για όλα τα Ku οι ενεργειακές διαφορές του σημείου λήξης είναι παρόμοιες με μοναδική εξαίρεση την τιμή Ku = 250 kJ/m³ στην οποία το τρίγωνο και το πεντάγωνο διαφοροποιούνται αρκετά πράγμα που όπως αναφέραμε προηγουμένως οφείλεται στη διαφορετική κατάσταση από την οποία προέρχεται η λήξη. Εν αντιθέσει με το σημείο λήξης στο σημείο έναρξης έχουμε μια ξεκάθαρη εξάρτηση των αλματικών τιμών από τη τιμή της σταθεράς της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας αφού όσο το Ku αυξάνεται αυξάνονται και οι τιμές των ενεργειακών αλματικών ασυνεχειών.



Σχήμα 6.19 Τιμές ενεργειακών διαφορών κατά την έναρζη (creation) και λήζη (annihilation) της διαδικασίας της μαγνήτισης για όλες τις γεωμετρίες και για όλα τα Ku για τις ενέργειες ανισοτροπίας, ανταλλαγής και απομαγνήτισης.

6.4.8 Εσωτερική δομή των σκυρμιονίων

Ο υπολογισμός του αριθμού σκύρμιον S και οι σχετικές τοπολογικές πληροφορίες μπορούν να χρησιμοποιηθούν μαζί με τις κατάλληλες οπτικοποιήσεις των διανυσμάτων της μαγνήτισης, προκειμένου να ρίξουν φως στις μικρομαγνητικές διαμορφώσεις εντός του κυρίου όγκου κάθε μεμονωμένου νανοσωματιδίου FePt. Είναι ενδιαφέρον να εξαγάγουμε πληροφορίες για πιθανές δομές μαγνήτισης που υπάρχουν στον εσωτερικό τομέα των νανοσωματιδίων που ερευνώνται. Για το πάχος των 36 nm αξίζει να αναρωτηθούμε εάν σχηματίζονται καταστάσεις μετασχηματισμού στην εσωτερική περιοχή των υπό μελέτη μαγνητικών νανοσωματιδίων.



Σχήμα 6.20 Τομές μικρομαγνητικών διαμορφώσεων μαζί με διαμορφώσεις των διανυσμάτων της μαγνήτισης σε διάφορα εσωτερικά ύψη για **a**) Τρίγωνο ρελώ με $Ku = 350 \text{ kJ/m}^3$ και τιμή πεδίου $H_{ext} = 3x10^5 \text{ A/m}$ και **b**) Για το πεντάγωνο με $Ku = 200 \text{ kJ/m}^3$ και τιμή πεδίου $H_{ext} = -5x10^5 \text{ A/m}$.

Η γεωμετρία ρελώ ($Ku = 250 \text{ kJ/m}^3 H_{ext} = 3x10^5 \text{ A/m}$) παρουσιάζεται στο Σχήμα 6.20a μαζί με την κατάλληλη τοπική ογκική μεγέθυνση για μια μεμονωμένη σκυρμιονική οντότητα. Τα νανοσωματίδια τριγώνου ρελώ που ενθυλακώνουν τρεις σκυρμιονικές οντότητες δείχνουν ενδιαφέρουσες μεμονωμένες εσωτερικές δομές που φιλοξενούν μαγνητικά σπιν που τείνουν προς το κέντρο του σκυρμιονίου με τον προσανατολισμό τους προς την εσωτερική περιοχή του νανοσωματιδίου. Διαφορετικές σκυρμιονικές υφές φαίνονται για παράδειγμα στη γεωμετρία πενταγώνου. Στο Σχήμα 6.20b που απεικονίζει την πενταγωνική γεωμετρία για $Ku = 200 \text{ kJ/m}^3$ και $H_{ext} = -5 \times 10^5$ A/m, το μονό σκυρμιόνιο που υπάρχει δείχνει αριστερόστροφα περιστρεφόμενα σπιν, αναπτύσσοντας μια εσωτερική δομή στροβιλισμού που διαφοροποιείται σημαντικά με το σκυρμιόνιο τύπου Néel που είναι εμφανές στην άνω επιφάνεια του πενταγωνικού νανοσωματιδίου. Στο **Σχήμα 6.20** παρουσιάζονται επίσης οι απεικονίσεις των διαφορετικών τιμών ύψους των δύο διαφορετικών τύπων σκυρμιονίου για ύψη ίσα με 0, 9, 18 και 27 nm επί του νανοστοιχείου.

6.4.9 Μέγεθος σκυρμιονίων

Τα παραγόμενα σκυρμιόνια στην επιφάνεια του νανοστοιχείου κατά τη διαδικασία της αντιστροφής της μαγνήτισης είχαν στην πλειοψηφία τους κυκλική γεωμετρία. Το μέγεθός του όπως αναφέρεται στην πρόσφατη βιβλιογραφία [8,26,27] μπορεί να ελεγχθεί από το μέγεθος του εξωτερικού πεδίου. Στην παρούσα μελέτη διερευνάται και ποσοτικοποιείται η εξάρτηση του μεγέθους των σκυρμιονίων από το εξωτερικό πεδίο και από τη μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία *Ku*. Οι διάμετροι για τη μικρομαγνητική διαμόρφωση που φιλοξενεί ένα κεντρικό σκυρμιόνιο ως συνάρτηση του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου H_{ext} για διαφορετικές τιμές μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπίας Ku = 200 - 450 kJ/m³ φαίνονται στο **Σχήμα 6.16**. Είναι σαφές ότι το εξωτερικό πεδίο παίζει κυρίαρχο ρόλο στο πραγματικό μέγεθος του σκυρμιονίου που δείχνει μια γραμμική συμπεριφορά όπου όσο υψηλότερη η τιμή *Ku* τόσο υψηλότερη και η διάμετρος του σκυρμιονίου.

Στο Σχήμα 6.21 εμφανίζεται η υπολογισμένη διάμετρος d_{sk} ως συνάρτηση του εξωτερικού πεδίου που είναι υπεύθυνο για τη δημιουργία ενός σκυρμιονίου σε τιμές Ku μεταξύ 200 kJ/m³ και 450 kJ/m³. Όπως μπορούμε να παρατηρήσουμε στο Σχήμα 6.21a για Ku = 200 kJ/m³ η διάμετρος του σκυρμιόνιου ακολουθεί την ίδια ακολουθία για όλες τις γεωμετρίες εκτός από το τρίγωνο ρελώ. Από τη μία πλευρά, μια αρχική μείωση συμβαίνει από την αρχή του σχηματισμού του σκυρμιονίου μέχρι να φτάσει σε κάθε γεωμετρία σε μια περιοχή όπου το μέγεθος σταθεροποιείται σε διαφορετικές τιμές πεδίου δημιουργώντας ένα "plateau". Η γεωμετρία ρελώ από την άλλη πλευρά έχει μια συνεχή μείωση του μεγέθους του σκυρμιονίου καθώς το εξωτερικό πεδίο μειώνεται. Πρέπει να σημειωθεί ότι οι μειώσεις του d_{sk} που συμβαίνουν πριν και μετά από αυτό το "plateau" έχουν σχεδόν την ίδια κλίση για όλα τα σχήματα εκτός από το τρίγωνο που έχει μια πιο απότομη μείωση στην αρχή.

Για $Ku = 250 \text{ kJ/m}^3$ που απεικονίζεται στο Σχήμα 6.21b η τριγωνική γεωμετρία καθώς και η εξαγωνική έχουν για ένα εύρος μικρών αρνητικών εξωτερικών τιμών πεδίου, ένα σκυρμιόνιο

σταθερής διαμέτρου. Για τις γεωμετρίες του κυλίνδρου, του τετραγώνου και του εξαγώνου σε πολύ χαμηλές τιμές εξωτερικού πεδίου, δημιουργείται σκυρμιόνιο με διάμετρο 12-22 nm. Πρέπει να τονίσουμε ότι για τη συγκεκριμένη τιμή σταθεράς μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας, η πενταγωνική γεωμετρία δεν εμφανίζει διαμόρφωση με ένα μόνο σκυρμιόνιο. Τέλος το τρίγωνο ρελώ εμφανίζει μια ιδιάζουσα συμπεριφορά σε ότι αφορά τη διάμετρο του σκυρμιονίου. Αν και η d_{sk} παρουσιάζει αρχικά μια μικρή μείωση με τη διαμόρφωση να αποτελείται από ένα Néel σκυρμιόνιο και μια μη σκυρμιονική περιοχή C-type, στην τιμή του $H_{ext} = -4.44 \times 10^5$ A/m η διάμετρος του σκυρμιονίου αυξάνεται απότομα η περιοχή C-type εξαφανίζεται δίνοντας τον απαραίτητο χώρο στο Néel σκυρμιόνιο να αύξηση τη διάμετρό του. Το προαναφερθέν απεικονίζεται στο ένθετο του **Σχήματος 6.21b.**



Σχήμα 6.21 Διάμετροι d_{sk} δημιουργούμενων σκυρμιονίων σε διαμορφώσεις που φιλοζενούν μονάχα ένα σκυρμιόνιο για όλες τις τιμές της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας Ku.

Επιπλέον στο Σχήμα 6.21c για $Ku = 300 \text{ kJ/m}^3$ παρατηρείται σε όλες τις γεωμετρίες η ίδια κλίση στη μείωση της διαμέτρου όσο το εξωτερικό πεδίο μειώνεται καθώς και παρόμοιες περιοχές όπου σχηματίζεται το ένα σκυρμιόνιο εκτός από τον κύλινδρο και το τρίγωνο ρελώ που έχουν μεγαλύτερο εύρος σχηματισμού ενός σκυρμιονίου. Όπως μπορούμε να παρατηρήσουμε, το μέγεθος των διαμέτρων ακολουθεί μια αλληλουχία γεωμετριών: Ρελώ \rightarrow Κύλινδρος \rightarrow Εξάγωνο \rightarrow Πεντάγωνο \rightarrow Τετράγωνο \rightarrow Τρίγωνο από τη μεγαλύτερη προς τη μικρότερη τιμή d_{sk} .

Στο Σχήμα 6.21d για Ku = 350 kJ/m³ πραγματοποιείται ο ίδιος ακριβής σχηματισμός με εξαίρεση ότι μόνο το ρελώ εμφανίζει πλέον ένα ευρύ φάσμα σχηματισμού της συγκεκριμένης διαμόρφωσης. Σε αντίθεση με τις προηγούμενες τιμές μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας για Ku = 400 kJ/m³ Σχήμα 6.21e, στην περιοχή όπου όλες οι γεωμετρίες έχουν σχηματίσει ένα σκυρμιόνιο, η σειρά γεωμετριών αλλάζει καθώς τώρα η γεωμετρία του κυλίνδρου είναι προτελευταία. Τέλος για Ku = 450 kJ/m³ όπως φαίνεται στο Σχήμα 6.21f όλες οι γεωμετρίες έχουν σχεδόν την ίδια διάμετρο εκτός από το τρίγωνο που διαθέτει διαμέτρους σκυρμιονίου μικρότερου μεγέθους.



Σχήμα 6.22 Εύρος τιμών εζωτερικού πεδίου **H**_{ext} όπου δημιουργούνται μονά σκυρμιόνια για όλες τις τιμές της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας Κυ και για όλες τις γεωμετρίες.

Στο Σχήμα 6.22 παρουσιάζονται μαζικά οι διαφορετικές περιοχές εξωτερικού εφαρμοζόμενου πεδίου για τις οποίες έχουμε το σχηματισμό μονού σκυρμιονίου και για τις οποίες έγινε η καταμέτρηση του μεγέθους του σκυρμιονίου για όλες τις γεωμετρίες και όλες τις διαφορετικές τιμές της σταθεράς *Ku*. Είναι αρκετά καθαρό το ότι το εύρος ύπαρξης ενός μονού σκυρμιονίου με την αύξηση του *Ku* μετατοπίζεται προς λιγότερο αρνητικές τιμές εξωτερικού πεδίου. Εξαιρώντας την τιμή $Ku = 200 \text{ kJ/m}^3$ στις υπόλοιπες το εύρος αυτό είναι αρκετά μικρότερο ειδικά για τις πολυγωνικές γεωμετρίες του τετραγώνου του πενταγώνου και του εξαγώνου.

6.4.10 Εξάρτηση σκυρμιονίου από την επιφάνεια του νανοσωματιδίου

Όπως παρατηρήσαμε στην προηγούμενη ενότητα, δεν υπάρχει μεγάλη διαφορά (κατά το σχηματισμό και τη σταθεροποίηση των πολλών σκυρμιονικών καταστάσεων) μεταξύ των διαφορετικών γεωμετριών, αυτό συμβαίνει ίσως λόγω του γεγονότος ότι χρησιμοποιήσαμε την ίδια επιφάνεια. Υπό την γνώση ότι πρέπει να υπολογιστούν νανοστοιχεία διαφορετικής επιφάνειας κάναμε υπολογισμούς στην ίδια γεωμετρία και συγκεκριμένα στο εξάγωνο (γρησιμοποιώντας την ίδια μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία $Ku = 300 \text{ kJ/m}^3$) αλλάζοντας την επιφάνεια του εξαγώνου μέσω της παραλλαγής της πλευράς του όπως φαίνεται στο Σγήμα 6.23. Όπως απεικονίζεται στο Σχήμα 6.23b για όλες τις διερευνηθείσες πλευρές, ο αριθμός σκύρμιον έχει σχεδόν την ίδια συμπεριφορά ξεκινώντας με το σχηματισμό ενός σκυρμιονίου με αριστερόστροφη φορά διανυσμάτων μαγνήτισης με τις κεντρικές περιστροφές του να δείχνουν προς τα μέσα σε ένα εύρος μεταξύ $H_{ext} = 4 \times 10^5$ A/m και -0.5x10⁵ A/m. Στη συνέγεια, καθώς οι τιμές του εξωτερικού πεδίου μειώνονται για πλευρές κάτω από την αρχική τιμή που χρησιμοποιήσαμε σε προηγούμενες ενότητες, έχουμε το σχηματισμό ενός σκυρμιονίου, ενώ για την αρχική πλευρική τιμή και για πλευρά ίση με 140 nm σχηματίζονται δύο σκυρμιόνια σε διαφορετικές θέσεις το καθένα στην κάθε περίπτωση. Αξίζει να σημειωθεί σε αυτό το σημείο ότι η διάμετρος d_{sk} αυξάνεται σε αναλογία με το πλευρικό μήκος ακόμη και για τις περιπτώσεις με δύο σκυρμιόνια όπως παρουσιάζεται στο Σχήμα 6.23a για $H_{ext} = -4 \times 10^5$ A/m. Επιπλέον φαίνεται στο Σχήμα 6.23c ότι καθώς οι πλευρές περνούν από μικρότερη σε μεγαλύτερη, ο απόλυτος αριθμός σκύρμιον Sabs αυξάνεται για τις περισσότερες τιμές εξωτερικού πεδίου.



Σχήμα 6.23 Μικρομαγνητικές διαμορφώσεις και διάμετροι διαφορετικών νανοσωματιδίων εζαγώνου με διαφορετική τιμή πλευράς. Αριθμός σκύρμιον S (**b**) και S_{abs} (**c**) ως συνάρτηση του εζωτερικού πεδίου για διάφορες τιμές πλευράς του εζαγώνου.

6.5 Συμπεράσματα

Πραγματοποιήθηκαν μικρομαγνητικές προσομοιώσεις πεπερασμένων στοιχείων σε διαφορετικές γεωμετρίες νανοσωματιδίων FePt που επηρεάζουν το σχηματισμό και τη σταθεροποίηση των μαγνητικών σκυρμιονικών υφών. Το γεωμετρικό σχήμα του μαγνητικού νανοσωματιδίου σε συνδυασμό με τη τιμή της σταθεράς της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας και του εξωτερικού πεδίου (και τα δύο είναι προσανατολισμένα κάθετα στη βάση των νανοσωματιδίων) μπορούν ενδεχομένως να ελέγξουν τη δημιουργία και τη σταθεροποίηση πλούσιων σκυρμιονικών διαμορφώσεων-υφών. Οι αριθμητικές προσομοιώσεις στα νανοσωματίδια FePt έδειξαν ότι τιμές μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας *Ku* ≥ 200 kJ/m³ είναι

απαραίτητες για τη δημιουργία σκυρμιονίων. Οι αριθμητικοί υπολογισμοί αποκάλυψαν μια ποικιλία σκυρμιονικών καταστάσεων και οι μεταβάσεις μεταξύ τους έριξαν φως στους υποκείμενους φυσικούς μηχανισμούς κατά την αντιστροφή της μαγνήτισης. Πέρα από την εξάρτηση των μικρομαγνητικών διαμορφώσεων από τη σταθερά της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας και του εξωτερικού πεδίου μπορεί και η γεωμετρία να χρησιμοποιηθεί για την ελεγχόμενη δημιουργία χειρομορφικών λωρίδων Néel, διαμορφώσεων πεταλοειδούς σχήματος, σκυρμιονικής υφής λαβύρινθου καθώς και πολλαπλών σκυρμιονίων.

Οι χαρακτηριστικές διάμετροι των μονών σκυρμιονίων που σχηματίστηκαν στις μελετημένες γεωμετρίες μετρήθηκαν για Ku = 200-450 kJ/m³. Καθώς το εξωτερικό πεδίο μειώνεται πέραν των 0 A/m, οι χαρακτηριστικές διάμετροι του σχηματιζόμενου σκυρμιονίου δείχνουν μια μονοτονική μείωση για όλες τις τιμές Ku εκτός από την τιμή των 200 kJ/m³, στη οποία έχουμε μια μη μονοτονική μείωση από τις μέγιστες τιμές d_{sk} περίπου 55 και 60 nm για κυλινδρικά και πολυγωνικά και 80 nm για τριγωνικά νανοσωματίδια κοντά στο εξωτερικό πεδίο $H_{ext} = 0$ A/m στις ελάχιστες τιμές μεταξύ 10 και 15 nm για εξωτερικά πεδία κάτω από το $H_{ext} = -6x10^5$ A/m. Μια ενδιάμεση περιοχή τύπου «πλατό» αναπτύσσεται για όλες τις γεωμετρίες εκτός από την καμπύλη για το τρίγωνο ρελώ κοντά στην περιοχή $H_{ext} = (-4.5x 10^5) - (-3x10^5)$ A/m.

6.6 Βιβλιογραφία

[1] N. S. Kiselev, A. N. Bogdanov, R. Schafer, U. K. Robler, "*Chiral skyrmions in thin magnetic films: new objects for magnetic storage technologies*", Journal of Applied Physics D, vol. 44, 392001 (**2011**).

[2] G. Yu, P. Upadhyaya, Q. Shao, H. Wu, G. Yin, X. Li, C. He, W. Jiang, X. Han, P. K. Amiri, et al., "*Room-temperature skyrmion shift device for memory application*", Nano letters, vol. 17, 261–268 (**2016**).

[3] K. Everschor-Sitte, J. Masell, R. M. Reeve, M. Klaui, "Perspective: *Magnetic skyrmions-overview of recent progress in an active research field*", Journal of Applied Physics, vol. 124, 240901 (**2018**).

[4] J. P. Liu, Z. Zhang, G. Zhao, "Skyrmions: Topological Structures, Properties, and Applications", CRC PRESS (2017).

[5] F. Buttner, I. Lemesh, G. S. D. Beach, "*Theory of isolated magnetic skyrmions: From fundamentals to room temperature applications*", Scientific Reports, vol. 8, 4464 (2018).

[6] C. Moreau-Luchaire, C. Moutafis, N. Reyren, J. Sampaio, C. A. F. Vaz, N. V. Horne, K. Bouzehouane, K. Garcia, C. Deranlot, P. Warnicke, P. Wohlhuter, J. George, M. Weigand, J. Raabe, V. Cros, A. Fert, "Additive interfacial chiral interaction in multilayers for stabilization of small individual skyrmions at room temperature", Nature Nanotechnology, vol. 11, 444–448 (2016).

[7] L. N. Gergidis, V. D. Stavrou, D. Kourounis, I. Panagiotopoulos, "*Micromagnetic simulations study of skyrmions in magnetic FePt nanoelements*", Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 481, 111 – 121 (**2019**).

[8] V. D. Stavrou, D. Kourounis, K. Dimakopoulos, I. Panagiotopoulos, L. N.Gergidis, "Magnetic skyrmions in FePt nanoparticles having reuleaux 3D geometry: a micromagnetic simulation study", Nanoscale, vol. 11, 20102–20114 (2019).

[9] T. Fischbacher, M. Franchin, G. Bordignon, H. Fangohr, "A systematic approach to multiphysics extensions of finite-element-based micromagnetic simulations: Nmag", IEEE Transactions on Magnetics, vol. 43, 2896–2898 (2007).

[10] V. Stavrou, L. N. Gergidis, A. Markou, A. Charalambopoulos, I. Panagiotopoulos, *"Micromagnetics of triangular thin film nanoelemets"*, Journalof Magnetism and Magnetic Materials, vol. 401, 716–723 (**2016**).

[11] A. Markou, K. G. Beltsios, L. N. Gergidis, I. Panagiotopoulos, T. Bakas, K. Ellinas, A. Tserepi, L. Stoleriu, R. Tanasa, A. Stancu, "*Magnetization reversal in triangular L10-FePt nanoislands*", Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 344, 224–229 (**2013**).

[12] NETGEN URL http://www.hpfem.jku.at/netgen.

[13] T. H. R. Skyrme, "A unified field theory of mesons and baryons", Nuclear Physics, vol. 31, 556–569 (1962).

[14] M. Beg, R. Carey, W. Wang, D. Cortés-Ortuño, M. Vousden, M.A. Bisotti, M. Albert, D. Chernyshenko, O. Hovorka, R.L. Stamps, H. Fangohr, "*Ground state search, hysteretic behaviour, and reversal mechanism of skyrmionic textures in confined helimagnetic nanostructures*", Scientific Reports, vol. 5, 6784 (2015).

[15] C. P. Chui, F. Ma, Y. Zhou, "Geometrical and physical conditions for skyrmion stability in a nanowire", AIP Advances, vol. 5, 047141 (2015).

[16] R. A. Pepper, M. Beg, D. Cortes-Ortuno, T. Kluyver, M.-A. Bisotti, R. Carey, M. Vousden, M. A. and Weiwei Wang, O. Hovorka, H. Fangohr, "*Skyrmion states in thin confined polygonal nanostructures*", Journalof Applied Physics, vol. 123, 093903 (**2018**).

[17] J.-V. Kim, F. Garcia-Sanchez, J. Sampaio, C. Moreau-Luchaire, V. Cros, A. Fert, "*Breathing modes of confined skyrmions in ultrathin magnetic dots*", Physical Review B, vol. 90, 064410 (**2014**),

[18] S.-Z. Lin, "Edge instability in a chiral stripe domain under an electric current and skyrmion generation", Physical Review B, vol. 94, 020402 (**2016**),

[19] X. Zhang, J. Xia, Y. Zhou, D. Wang, X. Liu, W. Zhao, M. Ezawa, "Control and manipulation of a magnetic skyrmionium in nanostructures", Physical Review B, vol. 94, 094420 (2016),

[20] S. Zhang, F. Kronast, G. van der Laan, T. Hesjedal, "*Real-space obser-vation of skyrmionium in a ferromagnet-magnetic topological insulator heterostructure*", Nano Letters, vol. 18, 1057–1063 (**2018**),

[21] B. Pfau, L. Schaffert, S.and Muller, C. Gutt, A. Al-Shemmary, F. Buttner, R. Delaunay, S.Dusterer, S. Flewett, R. Fromter, J. Geilhufe, E. Guehrs, C. M. Gunther, R. Hawaldar, M. Hille, N. Jaouen, A. Kobs, K. Li, J. Mohanty, H. Redlin, W. F. Schlotter, D. Stickler, R. Treusch, B. Vodungbo, M. Klaui, H. P. Oepen, J. Luning, G. Grubel, S. Eisebitt, "*Ultrafast optical demagnetization manipulates nanoscale spin structure in domain walls*", Nature Communications, vol. 3, 1100 (**2012**).

[22] C. Song, C. Jin, J. Wang, Y. Ma, H. Xia, J. Wang, J. Wang, Q. Liu, "Dynamics of a magnetic skyrmionium in an anisotropy gradient", Applied Physics Express, vol. 12, 083003 (2019).

[23] S. Woo, K. Litzius, B. Kruger, M. Y. Im, L. Caretta, K. Richter, M. Mann, A. Krone, R. M. Reeve, M. Weigand, P. Agrawal, I. Lemesh, M. A.Mawass, P. Fischer, M. Klaui, G. S. D. Beach, "*Observation of room-temperature magnetic skyrmions and their current-driven dynamics in ultrathin metallic ferromagnets*", Nature Materials, vol. 15, 501-506 (**2016**).

[24] V. Karakas, A. Gokce, A. T. Habiboglu, S. Arpaci, K. Ozbozduman, I. Cinar, C. Yanik, R. Tomasello, S. Tacchi, G. Siracusano, M. Carpentieri, G. Finocchio, T. Hauet, O. Ozatay, "*Observation of magnetic radial vortex nucleation in a multilayer stack with tunable anisotropy*", Scientific Reports, vol. 8, 7180 (**2018**).

[25] D. Cortes-Ortuno, N. Romming, M. Beg, K. von Bergmann, A. Kubetzka, O. Hovorka, H. Fangohr, R. Wiesendanger, "*Nanoscale magnetic skyrmions and target states in confined geometries*", Physical Review B, vol. 99, 214408 (**2019**).

[26] X. S. Wang, H. Y. Yuan, X. R. Wang, "A theory on skyrmion size", Communications Physics, vol. 1, Open Access (2018).

[27] C. Tyrpenou, V. D. Stavrou, L. N. Gergidis, "Magnetic skyrmions in FePt square-based nanoparticles around room-temperature", https://arxiv.org/abs/2001.03902 (2020).

Κεφάλαιο 7

Υπολογιστική μελέτη διαφορετικών μαγνητικών υλικών σε τροποποιημένες γεωμετρίες για θερμοκρασίες πέραν των 0 K

Μελετήθηκαν κατά τη διάρκεια της αντιστροφής της μαγνήτισης μαγνητικά σκυρμιόνια που σχηματίζονται σε θερμοκρασία 10 K σε τετραγωνικά μαγνητικά νανοσωματίδια: i. με κάθετη μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία παρόμοια με εκείνη του μερικώς διατεταγμένου FePt, ii. τύπου B20 με αλληλεπιδράσεις Dzyaloshinskii-Moriya και συγκεκριμένα στο FeGe και iii. σε CoPt που συνδυάζει την κάθετη μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία με αλληλεπιδράσεις Dzyaloshinskii-Moriya. Χρησιμοποιήθηκαν για τη επίλυση της Landau-Lifshitz-Gilbert διακριτοποιήσεις πεπερασμένων διαφορών. Εντοπίστηκαν μαγνητικές διαμορφώσεις σκύρμιον τύπου Néel. Μαγνητικά σκυρμιόνια ανιχνεύονται σε διαφορετικά συστήματα κατά τη διάρκεια της αντιστροφής της μαγνήτισης. Οι μαγνητικές διαμορφώσεις αποκάλυψαν μια ποικιλία καταστάσεων συμπεριλαμβανόμενων σκυρμιονικών δομών με ένα σκυρμιόνιο που σταθεροποιείται σε ένα φάσμα τιμών εξωτερικού πεδίου για θερμοκρασία 10 Κ. Μελετήθηκε πλήθος τροποποιημένων γεωμετριών για τα τρία διαφορετικά μαγνητικά υλικά. Τέλος έγινε ο υπολογισμός της διαδικασίας αντιστροφής της μαγνήτισης για το τετραγωνικό νανοσωματίδιο FePt στους 300 K. Καθίσταται σαφές ότι μαγνητικά σκυρμιόνια μπορούν να παραγθούν και να σταθεροποιηθούν στους 300 Κ σε ένα ευρύ φάσμα εξωτερικών πεδίων ακόμη και απουσία χειρόμορφων αλληλεπιδράσεων Dzyaloshinskii-Moriya.

* Τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται στο παρόν κεφάλαιο περιέχονται στο άρθρο το οποίο βρίσκεται υπό συγγραφή με τίτλο "Skyrmion transitions at irregular shapes for different magnetic materials" (2021).

7.1 Εισαγωγή

Τα μαγνητικά σκυρμιόνια μπορούν να αποτελέσουν τη βάση για εξαιρετικά πυκνή καθώς και εξαιρετικά γρήγορη μαγνητική μνήμη, λόγω του μικρού τους μεγέθους, της υψηλής

κινητικότητάς τους και της τοπολογικής σταθερότητάς τους [1]. Πρόσφατα έχουν πραγματοποιηθεί μελέτες από τον S. Woo και τους συνεργάτες του [2] που ανέδειξαν τη δημιουργία σκυρμιονίων σε θερμοκρασία δωματίου σε bulk σύστημα γεγονός που ανοίγει το δρόμο της δημιουργίας νέων συσκευών. Η φυσική των bulk συστημάτων διαφέρει αρκετά από τις περιορισμένες γεωμετρίες [3] και ακόμα περισσότερο από τις τροποποιημένες περιορισμένες γεωμετρίες. Για να διερευνηθεί η εφαρμοσιμότητά τους ως στοιχεία μνήμης, είναι σημαντική η εκτίμηση της σταθερότητας των σκυρμιονίων ιδίως όταν το εγγενές τους μέγεθος είναι συγκρίσιμο με την απόσταση που τους χωρίζει ή το μέγεθος του χωρίου στον οποίο βρίσκονται. Οι αλληλεπιδράσεις Dzyaloshinskii-Moriya (D) καθώς και η τιμή της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας (Ku) είναι τιμές που καθορίζουν τη δημιουργία τη σταθεροποίηση και το μέγεθος των σκυρμιονίων [4,5]. Στα προηγούμενα κεφάλαια επικεντρωθήκαμε σε διάφορες γεωμετρίες καθορισμένου σχήματος όπως κύλινδροι, τρίγωνα, τετράγωνα και άλλα λαμβάνοντας υπόψιν διαφορετικές τιμές της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας [6,7]. Έχει αποδειχθεί πρόσφατα όμως ότι για τη δημιουργία σκυρμιονίων αρκεί ο συντονισμός των D και Ku επιλέγοντας διαφορετικούς συνδυασμούς σιδηρομαγητικών υλικών όπως Co, Fe και υλικών υψηλής σύζευξης σπιν όπως το Pt, Ir, Ge, Pd, Au και άλλα [8-9]. Σε μαγνήτες B20, οι αλληλεπιδράσεις Dzyaloshinskii-Moriya προκύπτουν από τη μη κεντροσυμμετρική κρυσταλλική δομή και σκυρμιόνια δημιουργούνται παρουσία εξωτερικού μαγνητικού πεδίου ένα τυπικό παράδειγμα τέτοιου είδους υλικού που θα μελετηθεί και στη συνέχεια είναι το FeGe [10]. Το FeGe ανήκει στην κατηγορία των κυβικών χειρόμορφων μαγνητών οι οποίοι αναφέρονται επίσης ως ενώσεις B20. Ο μαγνητισμός τους καθορίζεται από τον ανταγωνισμό μεταξύ των αλληλεπιδράσεων ανταλλαγής και της αλληλεπίδρασης Dzyaloshinskii-Moriya. Μεταξύ αυτής της κατηγορίας ενώσεων, το FeGe διαθέτει την υψηλότερη θερμοκρασία Curie, $T_c = 278$ K [11], σε σύγκριση με 29 K στο MnSi [12], 170 K στο MnGe [13]. Σε λεπτά υμένια μετάλλων/σιδηρομαγνητικών, οι αλληλεπιδράσεις Dzyaloshinskii-Moriya προκύπτουν από τη διακοπή της συμμετρίας αντιστροφής στις διεπαφές σε συνδυασμό με τη μεγάλη σύζευξη σπιν-τροχιάς στο μέταλλο, ένα από τα ευρέως υπό μελέτη υλικά τέτοιου είδους είναι το CoPt [14]. Άλλο ένα υλικό που μπορεί να φιλοξενήσει, όπως έχει αποδειχθεί και στα προηγούμενα κεφάλαια, σκυρμιόνια με απουσία αλληλεπιδράσεων Dzyaloshinskii-Moriya είναι το υλικό FePt [6,7,15]. Στο παρόν κεφάλαιο θα μελετήσουμε αυτά τα τρία διαφορετικού τύπου υλικά σε τροποποιημένες διαφορετικές γεωμετρίες για να δούμε τις διαφοροποιήσεις στις σκυρμιονικές διαμορφώσεις που τυχόν δημιουργούνται.

7.2 Υπολογιστικό μοντέλο προσομοίωσης

Στο παρόν κεφάλαιο επιλύεται η Landau-Lifshitz-Gilbert εξίσωση η οποία έχει την ακόλουθη μορφή

$$\frac{d\boldsymbol{m}}{dt} = \frac{\gamma_{LL}}{1+\alpha^2} \left(\boldsymbol{m} \times \boldsymbol{B}_{eff} + a \left(\boldsymbol{m} \times \left(\boldsymbol{m} \times \boldsymbol{B}_{eff} \right) \right) \right)$$
(7.1)

με χρήση της αριθμητικής μεθόδου των πεπερασμένων διαφορών μέσω του λογισμικού mumax3 [16] λαμβάνοντας τελικά το διάνυσμα της μαγνήτισης m. Το $\alpha > 0$ είναι μια αδιάστατη φαινομενολογική σταθερά που εξαρτάται από το υλικό και το γ_{LL} είναι η σταθερά του γυρομαγνητικού λόγου. Το αποτελεσματικό πεδίο που διέπει τη δυναμική συμπεριφορά του συστήματος έχει συνεισφορές από διάφορες διαφορετικής φύσεως επιδράσεις οι οποίες μπορούν να εκφραστούν ως:

$$\boldsymbol{B}_{eff} = \boldsymbol{B}_{ext} + \boldsymbol{B}_{exch} + \boldsymbol{B}_{anis} + \boldsymbol{B}_{demag} + \boldsymbol{B}_{thermal} + \boldsymbol{B}_{DM}$$

όπου οι συνεισφορές των πεδίων περικλείουν αυτή του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου B_{ext} , του πεδίου ανταλλαγής B_{exch} που οφείλεται στις αλληλεπιδράσεις ανταλλαγής του Heisenberg [17]

$$\boldsymbol{B}_{exch} = 2 \frac{A_{ex}}{M_{sat}} \Delta \boldsymbol{m}$$
(7.2)

του πεδίου ανισοτροπίας που το mumax3 παρέχει τη μονοαξονική μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία με τη μορφή ενός όρου παρόμοιου με το αποτελεσματικό πεδίο

$$\boldsymbol{B}_{anis} = \frac{2K_{u1}}{M_s} (\boldsymbol{u} \cdot \boldsymbol{m}) \boldsymbol{u} + \frac{4K_{u2}}{M_s} (\boldsymbol{u} \cdot \boldsymbol{m})^3 \boldsymbol{u}$$
(7.3)

όπου οι K_{u1} και K_{u2} είναι οι μονοαξονικές σταθερές ανισοτροπίας πρώτης και δεύτερης τάξης και το u ένα μοναδιαίο διάνυσμα που δείχνει την κατεύθυνση της ανισοτροπίας, του πεδίου απομαγνήτισης στο οποίο η διακριτοποίηση πεπερασμένων διαφορών επιτρέπει στο μαγνητοστατικό πεδίο να υπολογιστεί ως (διακριτή) συνέλιξη της μαγνήτισης

$$\boldsymbol{B}_{demag\ i} = \widehat{\boldsymbol{K}_{ij}} M_s \boldsymbol{m} \tag{7.4}$$

Κατασκευάζουμε τον πυρήνα απομαγνήτισης \hat{K} υποθέτοντας σταθερή μαγνήτιση σε κάθε κελί πεπερασμένων διαφορών και υπολογίζουμε τη μέση τιμή B_{demag} που προκύπτει πάνω στους όγκους των κελιών. Σε σχέση με τις προηγούμενες ερευνητικές μας αναζητήσεις στο παρόν κεφάλαιο εισάγεται το θερμικό πεδίο $B_{thermal}$ το οποίο ενσωματώνει έμμεσα την επίδραση της θερμοκρασίας και μπορεί να εκφραστεί σύμφωνα με τον Brown [18] ως

$$\boldsymbol{B}_{thermal}(t) = \boldsymbol{\eta}(t) \sqrt{\frac{2\mu_0 a k_B T}{M_s \gamma_{LL} \Delta V \Delta t}}$$
(7.5)

όπου στην εξίσωση του θερμικού πεδίου το α είναι η προαναφερθείσα σταθερά απόσβεσης, το k_B είναι η σταθερά Boltzman, το T η θερμοκρασία, M_s η μαγνήτιση κορεσμού εκφραζόμενη σε Tesla (T), γ_{LL} ο γυρομαγνητικός λόγος σε μονάδες 1/(Ts), ΔV ο όγκος του χωρικού κελιού διακριτοποίησης, Δt το χρονικό βήμα διακριτοποίησης και $\eta(t)$ τυχαίο διάνυσμα που παράγεται από μια τυπική κατανομή η τιμή του οποίου αλλάζει για κάθε χρονικό βήμα. Τέλος στο αποτελεσματικό πεδίο μπορεί να ληφθεί υπόψιν η συνεισφορά της αλληλεπίδρασης Dzyaloshinskii-Moriya

$$\boldsymbol{B}_{DM} = \frac{-2D}{M_s} \left[(\boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{m}) \hat{\boldsymbol{z}} - \boldsymbol{\nabla} m_z \right]$$
(7.6)

Η αδιάστατη σταθερά απόσβεσης α ρυθμίστηκε ίση με 1 προκειμένου να επιτευχθεί γρήγορη σύγκλιση καθώς ενδιαφερόμαστε για τις διαμορφώσεις στατικού μαγνητισμού. Το χρονικό βήμα που χρησιμοποιήθηκε για την ολοκλήρωση της εξίσωσης ήταν ίσο με $\Delta t = 1$ fs. Το πλέγμα που χρησιμοποιήθηκε για τη διακριτή αναπαράσταση του τετραγωνικού νανοστοιχείου που μελετήθηκε ήταν ένα κανονικό τρισδιάστατο πλέγμα με χαρακτηριστικά μήκη διακριτοποιήσης $\Delta x = \Delta y = 2$ nm και $\Delta z = 1$ nm στις x, y, z κατευθύνσεις αντίστοιχα. Τα μήκη Δx , Δy , Δz που χρησιμοποιήθηκαν για τη διακριτοποίηση των υπό διερεύνηση πρισμάτων βάσης ορθογωνίου παραλληλεπιπέδου ήταν χαμηλότερα από το μήκος ανταλλαγής των μαγνητικών υλικών και είναι 9.67nm, 3.53nm και 3.06nm αντίστοιχα για FeGe, FePt και CoPt. Οι παράμετροι των υλικών που επιλέχθηκαν παρουσιάζονται στον παρακάτω Πίνακα 7.1

Πίνακας 7.1 Μαγνητικές παράμετροι των χρησιμοποιούμενων υλικών

Υλικό	M _{sat} (MA/m)	A _{ex} (pJ/m)	Ku (kJ/m ³)	D _{bulk} (mJ/m ²)
FePt	1.138 [<mark>19</mark>]	11[<mark>19</mark>]	250 [6,7]	-

CoPt	0.58 [20,22]	15 [20,22]	80 [23]	3 [20,22]
FeGe	0.384 [21]	8.78 [21]	-	1.58 [21]

Ο θερμοκρασιακός όρος έχει προστεθεί στην εξίσωση LLG καθώς οι υπολογισμοί λαμβάνουν χώρα σε θερμοκρασία διαφορετική από τη θερμοκρασία των 0 K μια και ενδιαφέρει να διερευνηθεί και η επίδραση της θερμοκρασίας στη δημιουργία και σταθεροποίηση των σκυρμιονίων. Στο σημείο αυτό θα πρέπει να αναφέρουμε πως κατά τη διάρκεια της παρούσης διδακτορικής διατριβής αναπτύχθηκε και πρωτότυπος κώδικας για την εισαγωγή θερμοκρασιακού πεδίου στην LLG σε MatLab και Fortran κυρίως για λόγους αυτοσυνέπειας καθώς και για τον υπολογισμό τοπολογικών οντοτήτων όπως ο αριθμός σκύρμιον S. Για τις μικρομαγνητικές προσομοιώσεις πεπερασμένων διαφορών υιοθετήθηκε το ευρείας χρήσης και υψηλών υπολογιστικών αποδόσεων λογισμικό mumax3 με τους υπολογισμούς παραγωγής να λαμβάνουν χώρα σε κάρτες γραφικών GPU Nvidia GTX 1080 και GTX 1650.

Η διαδικασία αντιστροφής της μαγνήτισης μελετήθηκε εφαρμόζοντας εξωτερικά μαγνητικά πεδία B_{ext} με σταθερό προσανατολισμό παράλληλο στη z-διεύθυνση (κάθετα στη τετραγωνική βάση του εκάστοτε νανοσωματιδίου) με τιμές από +1T (μέγιστο) έως -1T (ελάχιστο) με βήμα $\delta B_{ext} = 0.01$ T για τη διαδικασία αντιστροφής της μαγνήτισης.

7.3 Αποτελέσματα

7.3.1 Μαγνητικά σκυρμιόνια σε διαφορετικά μαγνητικά υλικά σε τρισδιάστατες γεωμετρίες τετραγωνικού νανοπρίσματος

Υπολογίστηκε ο αριθμός σκύρμιον S κατά τη διάρκεια της διαδικασίας της αντιστροφής της μαγνήτισης ως συνάρτηση του εξωτερικού πεδίου B_{ext} για τα τρία υπό μελέτη μαγνητικά υλικά (FePt, CoPt και FeGe) στη θερμοκρασία των 10 K. Αρχικά απεικονίζεται στο Σχήμα 7.1 νανοσωματίδιο FePt τετραγωνικής βάσης με τιμή μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας Ku = 250 kJ/m³. Καθώς το εξωτερικό πεδίο μειώνεται, τιμές S = 0.03 - 0.09 αρχίζουν να εμφανίζονται για πεδίο εύρους $B_{ext} = (+0.1T) - (-0.07T)$. Απειροελάχιστη μείωση του μαγνητικού πεδίου ενεργοποιεί μια ασυνέχεια στον αριθμό σκύρμιον αυξάνοντας την τιμή του από S = 0.1 σε S = 1.1 που συνεπάγεται τη γέννηση-ανίχνευση σκυρμιονίου τύπου Νéel. Περαιτέρω μείωση του εξωτερικού πεδίου δεν επηρεάζει τον αριθμό σκύρμιον και συνεπώς του δημιουργημένου

μαγνητικού σκυρμιονίου που σταθεροποιείται σε ένα εύρος τιμών πεδίου έως και $B_{ext} = -0.65$ T. Κάτω από την προαναφερθείσα τιμή πεδίου λαμβάνει χώρα η εξαφάνιση του σχηματιζόμενου σκυρμιονίου κάτι που σηματοδοτεί και την ολοκλήρωση της διαδικασίας αντιστροφής της μαγνήτισης. Η αριθμητική επίλυση της εξίσωσης LLG επιτρέπει την άμεση αναπαράστασηοπτικοποίηση των μικρομαγνητικών διαμορφώσεων, οι οποίες παρουσιάζονται ως ένθετα στο **Σχήμα 7.1α** για αντιπροσωπευτικές τιμές εξωτερικού πεδίου.



Σχήμα 7.1 a) Αριθμός σκύρμιον S ως συνάρτηση του εζωτερικού πεδίου \mathbf{B}_{ext} για το νανοστοιχείο FePt στους 10 K. Το ψευδοχρώμα που βρίσκεται στις ενσωματωμένες διαμορφώσεις αναφέρεται στη z-συνιστώσα της μαγνήτισης (m_z), **b**) Σχετικές διαφορές της ενέργειας συναρτήσει του πεδίου.

Θα πρέπει να σημειωθεί στο σημείο αυτό ότι το ψευδοχρώμα που χρησιμοποιείται για τις διαμορφώσεις αυτές αναφέρεται στην z συνιστώσα της μαγνήτισης (mz). Στα αρχικά στάδια της

αντιστροφής τα διανύσματα της μαγνήτισης είναι όλα παράλληλα με το εξωτερικό πεδίο (κόκκινο τετράγωνο). Κοντά σε τιμές εξωτερικού πεδίου ίσες με 0 T σχηματίζονται μαγνητικές δομές σκυρμιόνιουμ. Το σκυρμιόνιουμ (S = 0.1) θεωρείται μια ξεχωριστή σκυρμιονική κατάσταση με ιδιαίτερα χαρακτηριστικά σε ότι αφορά στον τρόπο δημιουργίας, εξάλειψης και μεταφοράς του σε σχέση με τα Néel ή τα Bloch σκυρμιόνια [24]. Αποτελεί μια μεταβατική κατάσταση προς μια καθαρά σκυρμιονική κατάσταση με S = 1, όπου το εν λόγω σχηματισμένο σκυρμιόνιο έχει τέλειο κυκλικό σχήμα και είναι τύπου Néel. Για το Néel αυτό σκυρμιόνιο στο εύρος πεδίων [-0.65 T, -0.08 T] όπου σταθεροποιείται γίνεται σταδιακή μείωση της διαμέτρου του όπως φαίνεται και στις αντιπροσωπευτικές μαγνητικές διαμορφώσεις του **Σχήματος 7.1a**. Η διαδικασία της αντιστροφής της μαγνήτισης ολοκληρώνεται όταν όλα τα διανύσματα της μαγνήτισης ευθυγραμμίζονται παράλληλα με την κατεύθυνση –*z* (μπλε τετράγωνο).

Οι παρατηρούμενες ασυνέχειες του αριθμού σκύρμιον που λαμβάνουν χώρα με τη μείωση του πεδίου μπορούν να συνδεθούν με τις ενεργειακές συνεισφορές των ενεργειών απομαγνήτισης (E_{demag}), ανταλλαγής (E_{exch}) και ανισοτροπίας (E_{anis}) που παρουσιάζονται και είναι έκδηλες στο **Σχήμα 7.1b**. Υπολογίσαμε κατά αναλογία και με τα προηγούμενα κεφάλαια της παρούσης διδακτορικής διατριβής την απόλυτη σχετική διαφορά των ενεργειών μεταξύ διαδοχικών (i και i+1) τιμών εξωτερικού πεδίου B^i_{ext} , B^{i+1}_{ext} (i = 0,199) για κάθε ενέργεια ξεχωριστά ώστε να μπορέσουμε να εξαγάγουμε περισσότερα συμπεράσματα για τον σχηματισμό σκυρμιονίων και τις μεταβάσεις μεταξύ διαφορετικών μαγνητικών καταστάσεων που παρατηρούνται και οι τιμές αυτές για τις τρεις προαναφερθείσες ενέργειες παρουσιάζονται στο **Σχήμα 7.1b**.

Αρχικά οι σχετικές ενεργειακές διαφορές εμφανίζουν ομαλή αύξηση για τιμές εξωτερικού πεδίου έως και $B_{ext} = 0.38$ T σημείο στο οποίο παρατηρείται μια ασυνέχεια και για τις τρεις ενέργειες και προφανώς συσχετίζεται με τη δημιουργία μιας σκυρμιονικής διαμόρφωσης τύπου σκυρμιόνιουμ. Οι επί τοις εκατό αλλαγές είναι 19%, 40% και 181% αντίστοιχα για E_{anis} , E_{demag} και E_{exch} . Περαιτέρω μείωση του εξωτερικού πεδίου όποργεία στο σχηματισμό Néel σκυρμιονίου που συσχετίζεται με ασυνέχειες για όλες τις ενέργειες στο $B_{ext} = -0.08$ T. Μια δεύτερη ασυνέχεια, η οποία οριοθετεί και την ενδιάμεση περιοχή «ώμου» στο S με αρχική τιμή S = 1.1, αποτελείται από ένα Néel σκυρμιόνιο στο κέντρο με ψήγματα μαγνητίσεων $m_z = +1$ στις κορυφές του τετραγώνου και απεικονίζεται στο Σχήμα 7.1a για τιμή πεδίου $B_{ext} = -0.14$ T. Η μείωση του εξωτερικού πεδίου οδηγεί σε ένα καλά σχηματισμένο Néel σκυρμιόνιο (S = 1) με τα προαναφερθέντα γωνιακά ψήγματα $m_z = +1$ να έχουν εξαλειφθεί το οποίο παραμένει σταθεροποιημένο ακολουθούμενο από

μικρές σχετικές διαφορές των ενεργειών που δεν εκδηλώνουν αλματικές ασυνέχειες μέχρι $B_{ext} = -0.65$ Τ. Αξίζει να σημειωθεί ότι στο διάστημα σταθεροποίησης του Néel σκυρμιονίου το μέγεθος της διαμέτρου του μειώνεται με τη μείωση του πεδίου και η μείωση του μεγέθους ακολουθείται από τη μείωση στις σχετικές ενέργειες ανισοτροπίας και απομαγνήτισης με την ενέργεια ανταλλαγής να ακολουθεί αντίθετα αυξητική τάση. Τέλος στην προαναφερθείσα τιμή πεδίου εμφανίζεται μια νέα ασυνέχεια όπως φαίνεται και στο **Σχήμα 7.1b** και αντικατοπτρίζει τη λήξη της αντιστροφής της μαγνήτισης και την εξαφάνιση του σκυρμιονίου με τις τιμές σχετικών διαφορών να είναι 2.2%, 4.5% και 75% αντίστοιχα για E_{anis} , E_{demag} και E_{exch} . Η ενέργεια ανταλλαγής παρουσιάζει τις υψηλότερες τιμές κατά την εμφάνιση και εξαφάνιση των σκυρμιονικών διαμορφώσεων για το νανοσωματίδιο FePt χωρίς βέβαια να αγνοούμε τις συνεισφορές των άλλων δύο ενεργειών κατά το σχηματισμό ενός πλήρους Néel σκυρμιονίου.

Εν συνεχεία παρακολουθείται η αντιστροφή της μαγνήτισης για το τετραγωνικής βάσης νανοσωματίδιο CoPt στους 10 K και για τιμή μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας Ku = 80 kJ/m³. Στο **Σχήμα 7.2** απεικονίζεται ο αριθμός σκύρμιον *S* συναρτήσει του εξωτερικού πεδίου για το ανωτέρω μαγνητικό υλικό. Καθώς το εξωτερικό πεδίο μειώνεται, το μαγνητικό σύστημα απομακρύνεται από τον κορεσμό μέσω μιας σειράς διαμορφώσεων που έχουν ομοιόμορφη κατανομή της μαγνήτισης και παρουσιάζονται και σαν ένθετη εικόνα στο **Σχήμα 7.2a** (κόκκινο τετράγωνο) που ακολουθείται από μια μικρή μείωση του αριθμού σκύρμιον από *S* = 0.26 σε *S* = 0.23 για τιμή πεδίου *B*_{ext} = 0.41 T, σημείο που σηματοδοτείται και η έναρξη της αντιστροφής της μαγνήτισης και επαληθεύεται και από την πρώτη ασυνέχεια στις σχετικές διαφορές των ενεργειών του **Σχήματος 7.2b**. Πρέπει να τονιστεί ότι στην περίπτωση των μαγνητικών υλικών CoPt και FeGe ενσωματώνεται στην ενέργεια ανταλλαγής η αλληλεπίδραση DM και στα διαγράμματα παρουσιάζεται-παρατίθεται η συνολική ενέργεια ανταλλαγής.

Περαιτέρω μείωση του πεδίου οδηγεί στη δημιουργία μιας σκυρμιονικής διαμόρφωσης τύπου δίνης με ιδιάζουσα τετραγωνική περιφέρεια και έχει τιμή S = -0.5. Οι διαμορφώσεις τύπου δίνης παραμένουν μέχρι το πεδίο να λάβει την τιμή $B_{ext} = -0.05$ T σημείο στο οποίο έχουμε μια νέα μαγνητική μη κατηγοριοποιημένη διαμόρφωση που θυμίζει κατάσταση target με τετραγωνική περιφέρεια και μια νέα ασυνέχεια στις σχετικές ενεργειακές διαφορές του **Σχήματος 7.2b**. Τυπικός σχηματισμός αυτής της νέας διαμόρφωσης που έχει S = -1.2 απεικονίζεται στο **Σχήμα 7.2a**. Η διαμόρφωση αυτή η οποία λαμβάνει χώρα από $B_{ext} = -0.05$ T έως $B_{ext} = -0.23$ T είναι το ενδιάμεσο στάδιο κατά το οποίο γίνεται η αντιστροφή του μεγαλύτερου μέρος των διανυσμάτων της μαγνήτισης. Στο $B_{ext} = -0.49$ T συντελείται η τελευταία μετάβαση σε Néel σκυρμιόνιο (S = 0.8) που παραμένει και σταθεροποιείται για όλες τις υπόλοιπες τιμές εξωτερικού πεδίου που μελετήθηκαν. Οι ασυνέχειες των σχετικών ενεργειακών διαφορών στο σημείο εκείνο επί τοις εκατό είναι 1.5%, 10% και 8% αντίστοιχα για E_{anis} , E_{demag} και E_{exch} . Επίσης για την περίπτωση του CoPt όπως και για αυτή του FePt όσο το πεδίο λαμβάνει περισσότερο αρνητικές τιμές η διάμετρος του σκυρμιονίου μειώνεται. Είναι φανερό ότι η αλληλεπίδραση DM παίζει σημαντικό ρόλο στην τελική παραμονή και συντήρηση του σχηματιζόμενου σκυρμιονίου στο υλικό CoPt σε αντίθεση με το FePt όπου η περαιτέρω μείωση του πεδίου κάτω από μια χαρακτηριστική τιμή οδηγεί στην εξάλειψη του σκυρμιονίου.



Σχήμα 7.2 a) Αριθμός σκύρμιον S ως συνάρτηση του εξωτερικού πεδίου B_{ext} για το νανοστοιχείο CoPt στους 10 K. Το ψευδοχρώμα που βρίσκεται στις ενσωματωμένες διαμορφώσεις αναφέρεται

στην z-συνιστώσα της μαγνήτισης (m_z), **b**) Σχετικές διαφορές της ενέργειας συναρτήσει του πεδίου για το ίδιο νανοσωματίδιο.

Τέλος στο Σχήμα 7.3 απεικονίζεται ο αριθμός σκύρμιον συναρτήσει του εξωτερικού πεδίου για το τετραγωνικής βάσης νανοσωματίδιο FeGe στους 10 K. Θα πρέπει να υπενθυμίσουμε στο σημείο αυτό ότι το FeGe δεν έχει σταθερά μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας και για αυτό το λόγο απουσιάζει από το Σχήμα 7.3b και η ενέργεια ανισοτροπίας. Όπως και για τα δύο προηγούμενα μαγνητικά υλικά έτσι και για το FeGe η διαμόρφωση από την οποία ξεκινάει η αντιστροφή της μαγνήτισης καθώς το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο μειώνεται, αφορά μια ομοιόμορφη κατανομή των διανυσμάτων της μαγνήτισης προς το θετικό άξονα z. Για το FeGe και για την τιμή εξωτερικού πεδίου ίση με $B_{ext} = 0.21$ T σηματοδοτείται η έναρξη της αντιστροφής της μαγνήτισης με μια πολύπλοκη διαμόρφωση (έντονα διαφοροποιούμενη από τα FePt και CoPt) η οποία έχει αριθμό σκύρμιον S = -1.20 και αποτελείται από δύο διαφαινόμενους πυρήνες μη κυκλικής γεωμετρίας οι οποίοι εδράζονται στο πάνω και στο κάτω μέρος της τετραγωνικής βάσης του νανοπρίσματος αντίστοιχα. Μειώνοντας το πεδίο οι προαναφερόμενοι πυρήνες χάνουν εντελώς το σχήμα τους και ενοποιούνται με τις πλευρές του τετραγώνου δημιουργώντας μια διαμόρφωση που μοιάζει με το ελληνικό κεφαλαίο γράμμα Η η οποία έχει παρατηρηθεί στη βιβλιογραφία [25]. Παρατηρούμε ότι όσο το πεδίο μειώνεται η αντιστροφή της μαγνήτισης λαμβάνει χώρα αυξάνοντας τις περιοχές στις οποίες τα διανύσματα της μαγνήτισης στρέφονται προς τον (-z) άξονα. Μετά την πάροδο αυτής της πολύπλοκης διαμόρφωσης και για τιμή πεδίου B_{ext} = -0.21 Τ έχουμε την δημιουργία διαμόρφωσης σκυρμιονίου τύπου Néel, το οποίο παραμένει, μειώνοντας όμως τη διάμετρό του καθ' όλη τη μείωση του μαγνητικού πεδίου. Όλες οι διαφορετικές μεταβάσεις στις διαμορφώσεις συνδέονται άμεσα και με τις μεταβολές στις σχετικές ενέργειες που παρουσιάζονται στο Σχήμα 7.3b αφού οι ενεργειακές ασυνέχειες εμφανίζονται για κάθε μαγνητική μετάβαση.



Σχήμα 7.3 a) Αριθμός σκύρμιον S ως συνάρτηση του εξωτερικού πεδίου \mathbf{B}_{ext} για το νανοστοιχείο FeGe στους 10 K. Το ψευδοχρώμα που βρίσκεται στις ενσωματωμένες διαμορφώσεις αναφέρεται στην z-συνιστώσα της μαγνήτισης (m_z), **b**) Σχετικές διαφορές της ενέργειας συναρτήσει του πεδίου για το ίδιο νανοσωματίδιο.

Στο Σχήμα 7.4 συνοπτικά απεικονίζονται οι καταστάσεις οι οποίες λαμβάνουν χώρα κατά τη διάρκεια της αντιστροφής της μαγνήτισης για τα τρία υπό μελέτη μαγνητικά υλικά (FePt, CoPt, FeGe). Στο σχήμα αυτό παρατηρούμε ότι η μετάβαση στις σκυρμιονικές διαμορφώσεις που φιλοξενούν ένα σκυρμιόνιο τύπου Néel για τα FePt και CoPt γίνονται από διαμορφώσεις που έχουν εμφανιστεί-παρατηρηθεί και στα προηγούμενα κεφάλαια. Αντίθετα για το FeGe η συγκεκριμένη μετάβαση επέρχεται μέσω μιας πιο πολύπλοκης διαμόρφωσης που μοιάζει με το γράμμα Η. Επίσης για το μαγνητικό υλικό FePt το εύρος σταθεροποίησης των σκυρμιονίων Néel είναι εμφανώς μικρότερο όπως αναμένεται εξαιτίας της απουσίας αλληλεπιδράσεων DM και το μήκος της διαμέτρου του προαναφερθέντος μειώνεται με μεγαλύτερο ρυθμό όπως φαίνεται και στο Σχήμα 7.5.



Σχήμα 7.4 Διάγραμμα καταστάσεων για όλες τις διαμορφώσεις των υπό μελέτη μαγνητικών υλικών για τα τετραγωνικής βάσης πρισματικά νανοσωματίδια για διάφορες τιμές πεδίου. Πάνω από τις διαμορφώσεις αναγράφεται ο αντίστοιχος αριθμός σκύρμιον S. Το ψευδοχρώμα αναφέρεται στην z συνιστώσα της μαγνήτισης (m_z).



Σχήμα 7.5 Διάμετροι d_{sk} των σκυρμιονίων για όλα τα υπό μελέτη μαγνητικά υλικά (FeGe, FePt, CoPt) ως συνάρτηση του εζωτερικού πεδίου στο οποίο δημιουργούνται και σταθεροποιούνται.

Τα φαινόμενα που παρατηρούνται με μια πρώτη ματιά στο Σχήμα 7.4 για τα μεγέθη των σκυρμιονίων αναλύονται εκτενέστερα στο Σχήμα 7.5 στο οποίο παρουσιάζονται για τα τρία μαγνητικά υλικά υπό μελέτη οι διάμετροι των σκυρμιονίων συναρτήσει των τιμών του εξωτερικού εύρους στο οποίο αυτά δημιουργούνται και σταθεροποιούνται. Είναι εμφανής η απότομη μείωση του μεγέθους των σκυρμιονίων για το υλικό FePt το οποίο σχολιάστηκε και προηγουμένως, συγκριτικά με τα άλλα δύο μαγνητικά υλικά τα οποία παρουσιάζουν παρόμοιο ρυθμό μείωσης, με διαφοροποιούμενα όμως μεγέθη διαμέτρων και εύρη πεδίων. Αξίζει να σημειωθεί ότι το FeGe είναι το υλικό με το μεγαλύτερο εύρος παραμονής των Νéel αυτών σκυρμιονίων. Τη μεγαλύτερη διάμετρο στις πρώιμες τιμές πεδίου δημιουργίας του τη διαθέτει το σκυρμιόνιο στο υλικό FePt το οποίο συνάμα διαθέτει και το μικρότερο σκυρμιόνιο από τα τρία με διάμετρο ίση με $d_{sk} = 11.8$ nm. Αναφορικά με τα δύο άλλα υλικά το FeGe αποκτά τιμές πεδίου εμφάνισης των σκυρμιονίων που κυμαίνονται από 21 έως 46 nm.

7.3.2 Πρισματικά νανοσωματίδια τροποποιημένης γεωμετρίας βάσης

Τα μαγνητικά νανοσωματίδια με παραλληλεπίπεδη τετραγωνική βάση που μελετήθηκαν μέχρι στιγμής ήταν απόλυτα συμμετρικά και ως εκ τούτου βρέθηκαν περισσότερο ή λιγότερο και κατά περίπτωση μαγνητικές διαμορφώσεις υψηλής συμμετρίας. Σε ορισμένα πραγματικά συστήματα οι ατέλειες της δομής θα μπορούσαν ενδεχομένως να επιτρέψουν ασύμμετρες μαγνητικές καταστάσεις κατά τη διάρκεια της αντιστροφής οι οποίες μπορεί να παρουσιάζουν διαφορετικούς ενεργειακούς φραγμούς που εν δυνάμει μπορούν να διαφοροποιούν το σχηματισμό και τη σταθεροποίηση των μαγνητικών σκυρμιονίων. Για να διερευνηθούν ενδεχόμενες επιπτώσεις στα μαγνητικά σκυρμιόνια και στα περίπλοκα ενεργειακά τοπία - ενεργειακούς φραγμούς που σχετίζονται με το σχηματισμό τους και δύνανται να προκαλούνται από ατέλειες στο σχήμα του μαγνητικού νανοσωματιδίου, σχεδιάστηκαν και υιοθετήθηκαν τροποποιημένες τετραγωνικές γεωμετρίες ώστε να προσομοιωθούν συστήματα με τέτοιου είδους ατέλειες.

Τα νανοσωματίδια υπό μελέτη σε αυτή την ενότητα είναι γεωμετρίες τροποποιημένου τετραγωνικού σχήματος (το οποίο εφεξής θα καλείται απλά τροποποιημένο) που προκύπτουν από τετραγωνική βάση με μήκος πλευράς a = 150 nm και έχουν πάχος w = 36 nm. Δημιουργούνται έτσι διάφοροι τύποι γεωμετρίας που παρουσιάζονται στον **Πίνακα 7.2** όπως ο σταυρός (Cross), τα σχήματα pacman (C-type) μεταξύ άλλων. Επιλέχθηκε η συγκεκριμένη τετραγωνική γεωμετρία αφού αποτελεί ένα απλό σχήμα νανοσωματιδίου το οποίο στα 0 K μπορεί να φιλοξενεί ένα σκυρμιόνιο το οποίο παραμένει σταθερό σύμφωνα με το προηγούμενο κεφάλαιο για ένα εύρος του εξωτερικού πεδίου. Επιπλέον το ύψος των 36 nm υιοθετείται και εδώ για τη διατήρηση της συνάφειας και συνέχειας με τις μελέτες που παρουσιάστηκαν στα προηγούμενα κεφάλαια και δημοσιεύτηκαν στις εργασίες μας [6,7].

Οι τροποποιημένες γεωμετρίες που χρησιμοποιήθηκαν παρουσιάζονται στον παρακάτω πίνακα. Για αυτές τις γεωμετρίες μεταξύ άλλων υπολογίστηκε ο αριθμός σκύρμιον S κατά τη διάρκεια της διαδικασίας της αντιστροφής της μαγνήτισης ως συνάρτηση του εξωτερικού πεδίου **B**_{ext}.

Ονομα	Σχήμα	Γεωμετρία
Corner30x30		Αφαίρεση από την πάνω δεξιά γωνία τετράγωνου με διαστάσεις 30x30 nm
Corner50x50		Αφαίρεση από την πάνω δεξιά γωνία τετράγωνου με διαστάσεις 50x50 nm
Corner70x70		Αφαίρεση από την πάνω δεξιά γωνία τετράγωνου με διαστάσεις 70x70 nm
DoubleCorner50x50		Αφαίρεση από την πάνω δεξιά και κάτω αριστερά γωνία τετράγωνου με διαστάσεις 50x50 nm
DoubleCorner70x70	•	Αφαίρεση από την πάνω δεξιά και κάτω αριστερά γωνία τετράγωνου με διαστάσεις 70x70 nm
Cross30x30	•	Αφαίρεση όλων των γωνιών τετράγωνων με διαστάσεις 30x30 nm και δημιουργία γεωμετρίας σταυρού
Cross50x50	÷	Αφαίρεση όλων των γωνιών τετράγωνων με διαστάσεις 50x50 nm και δημιουργία γεωμετρίας σταυρού
C-type10x50		Αφαίρεση από το κέντρο της δεξιάς πλευράς του τετραγώνου, παραλληλογράμμου με διαστάσεις 10x50 nm
C-type30x50		Αφαίρεση από το κέντρο της δεξιάς πλευράς του τετραγώνου, παραλληλογράμμου με διαστάσεις 30x50 nm
C-type50x50		Αφαίρεση από το κέντρο της δεξιάς πλευράς του τετραγώνου, παραλληλογράμμου με διαστάσεις 50x50 nm

Πίνακας 7.2 Περιγραφή των τροποποιημένων γεωμετριών.

C-type70x50

Αφαίρεση από το κέντρο της δεξιάς πλευράς του τετραγώνου, παραλληλογράμμου με διαστάσεις 70x50 nm

7.3.3 Μελέτη τροποποιημένων γεωμετριών για CoPt

Τα διαγράμματα φάσης κατασκευάστηκαν σε ένα εύρος εξωτερικών τιμών πεδίου και παρουσιάζονται με ένα βήμα $\delta B_{ext} = 0.1$ T για όλες τις υπό μελέτη γεωμετρίες του παρόντος κεφαλαίου και για τα τρία διαφορετικά υλικά. Θα πρέπει να σημειωθεί στο σημείο αυτό ότι κάποιες αρχικές διαμορφώσεις παραλείπονται αφού αποτελούν κοινές ομοιόμορφες καταστάσεις (uniform states) για όλες τις γεωμετρίες. Σαν συνέπεια αυτού, τα διαγράμματα φάσης που παρουσιάζονται είναι μεταξύ [-1.0, 0.7] T.

Αρχικά παρουσιάζεται το διάγραμμα καταστάσεων για το CoPt στο Σχήμα 7.6. Υπάρχουν αρκετά ενδιαφέροντα συμπεράσματα που μπορούν να εξαχθούν. Αρχικά είναι κοινό χαρακτηριστικό για όλες σχεδόν τις γεωμετρίες η δημιουργία σκυρμιονίων για αρνητικές τιμές πεδίου $B_{ext} < -0.3$ και η μείωση του μεγέθους τους με τη μείωση του πεδίου. Εξαίρεση αποτελούν οι περιπτώσεις γεωμετριών του DoubleCorner70x70 και του C-type70x50 στα οποία τα τμήματα που αφαιρούνται έχουν αρκετά μεγάλο μέγεθος συγκριτικά με την εναπομείνασα γεωμετρία και ως εκ τούτου δεν επιτρέπουν τη δημιουργία σκυρμιονίων στις αρνητικές τιμές πεδίου αναδεικνύοντας πως η διαθέσιμη επιφάνεια παίζει πολύ σημαντικό ρόλο στη δημιουργία τους. Πέραν της διαθέσιμης επιφάνειας κρίσιμο ρόλο έχει και η θέση του τομέα που θα αφαιρεθεί αφού έχοντας ως χαρακτηριστικό παράδειγμα τη γεωμετρία Corner70x70 στην οποία αν και έχει αφαιρεθεί μεγάλος γωνιακός τομέας διαθέτει την ικανότητα δημιουργίας σκυρμιονίου. Επιπρόσθετα ένα ακόμα συμπέρασμα που μπορούμε να εξαγάγουμε είναι ότι όσο τα τμήματα που αφαιρούνται στις τροποποιημένες γεωμετρίες είναι μικρά η συμμετρία των σκυρμιονίων δεν επηρεάζεται ιδιαίτερα όπως εύλογα διακρίνεται στις περιπτώσεις των Corner30x30, Cross30x30 και C-type10x50. Όσο όμως αυξάνεται το μέγεθος των τμημάτων που αφαιρούμε η συμμετρία των σκυρμιονίων χαλάει δείχνοντας να επηρεάζεται από το μέγεθος αυτών των τομέων. Για παράδειγμα στο Corner70x70 το σκυρμιόνιο φαίνεται να παρουσιάζει μια αλλαγή στη θέση δημιουργίας του δεχόμενο ένα περιορισμό από το γωνιακό τομέα που έχει αφαιρεθεί. Επίσης για το C-type50x50 είναι ξεκάθαρη η αλλαγή στη διαμόρφωση του σκυρμιονίου το οποίο παρουσιάζει πλέον μια πιο ελλειπτική μορφή με τον μεγάλο ημιάξονα παράλληλο στον άξονα y. Εξαιρετικής

σημασίας είναι το γεγονός ότι για την περίπτωση του DoubleCorner50x50 έχουμε τη δημιουργία δύο σκυρμιονίων. Τέλος στις θετικές τιμές πεδίου και συγκεκριμένα στα σημεία έναρξης της αντιστροφής της μαγνήτισης έχουμε κατά κύριο λόγο τη δημιουργία μιας σκυρμιονικής κατάστασης με αρνητικό αριθμό σκύρμιον μη διακρίνοντας τη σκυρμιονική κατάσταση του σκυρμιόνιουμ στο CoPt όπως έχει παρατηρηθεί στα προηγούμενα κεφάλαια για διαφορετικές γεωμετρίες του μαγνητικού υλικού FePt.



Σχήμα 7.6 Διάγραμμα καταστάσεων για όλες τις τροποποιημένες γεωμετρίες για το CoPt.

Οι απεικονίσεις των διαμορφώσεων του Σχήματος 7.6 αποτυπώνονται και στα διαγράμματα του αριθμού σκύρμιον S ως συνάρτηση του εξωτερικού εφαρμοζόμενου πεδίου για όλες τις τροποποιημένες τετραγωνικής βάσης γεωμετρίες για το CoPt και παρουσιάζονται στο Σχήμα 7.7. Παρατηρούμε παρόμοια συμπεριφορά για τις τροποποιημένες γεωμετρίες για τις οποίες δεν έχει αφαιρεθεί μεγάλος χωρικός τομέας και συγκεκριμένα για τις περιπτώσεις Corner30x30, Cross30x30, C-type10x50 και C-type30x50. Η προαναφερθείσα συμπεριφορά αφορά διαμορφώσεις με αρνητικό αριθμό σκύρμιον κατά την έναρξη της αντιστροφής και μετά από την παραμονή στις αρνητικές τιμές για αρκετά εκτενή εύρη πεδίου έχουμε την απότομη εναλλαγή σε θετικό S και τη δημιουργία σκυρμιονίων στο DoubleCorner50x50 γεγονός που αποδεικνύει ότι η μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία σε συνδυασμό με την αλληλεπίδραση DM μπορούν να ελέγξουν συνεπικουρούμενες από τη γεωμετρία τις δημιουργούμενες σκυρμιονικές διαμορφώσεις.



Σχήμα 7.7 Διάγραμμα αριθμού σκύρμιον S ως συνάρτηση του εξωτερικού εφαρμοζόμενου πεδίου B_{ext} για το CoPt για τις τροποποιημένες γεωμετρίες σε θερμοκρασία 10 K.

Προκειμένου να εξετάσουμε λεπτομερέστερα του ενεργειακούς φραγμούς που σχετίζονται με την έναρξη της αντιστροφής της μαγνήτισης καθώς και με τη δημιουργία σκυρμιονίων παραθέτουμε τις τιμές των ενεργειακών «αλμάτων» που σχετίζονται με τις δύο αυτές χαρακτηριστικές μεταβάσεις. Αρχικά στο Σχήμα 7.8 παρουσιάζονται οι διαφορές των τιμών των τριών ενεργειών που σχετίζονται με το σημείο έναρξης της αντιστροφής. Για τη σχετική διαφορά της ενέργειας ανισοτροπίας παρατηρούμε τιμές της ιδίας τάξης για τις περισσότερες τροποποιημένες γεωμετρίες σε σχέση με την τιμή του 5% του πλήρους τετραγώνου. Πιο συγκεκριμένα μείωση στις τιμές του ενεργειακού φράγματος λαμβάνει χώρα όσο το μέγεθος του τομέα που αφαιρείται αυξάνεται για τις περιπτώσεις των τύπων γεωμετριών Corner και C-type. Αντίθετα για τις περιπτώσεις των γεωμετριών DoubleCorner και Cross ο ενεργειακός φραγμός που πρέπει να ξεπεραστεί για την ενέργεια ανισοτροπίας ώστε να ξεκινήσει η αντιστροφή καθίσταται μεγαλύτερος όσο οι τομείς που αφαιρούνται αυξάνονται σε μέγεθος. Το παραπάνω φαινόμενο δικαιολογείται απόλυτα από τους σχηματισμούς που λαμβάνουν χώρα κατά την έναρξη καθώς όπως εύλογα παρατηρείται στο Σχήμα 7.6 οι διαμορφώσεις στις δύο αυτές κατηγορίες είναι πιο πολύπλοκες με την αντιστροφή να ξεκινάει ταυτόχρονα σε δύο και τέσσερα σημεία για τις γεωμετρίες DoubleCorner και Cross αντίστοιχα. Συγκεκριμένα για το Cross50x50 παρατηρούμε μια τιμή κοντά στο 15% σχεδόν τριπλάσια από τις τιμές των υπόλοιπων γεωμετριών που υποδηλώνει ισχυρή ενεργειακή διαφοροποίηση.

Για την περίπτωση της ενέργειας ανταλλαγής παρατηρούμε ότι πάλι η γεωμετρία Cross50x50 έχει τη μεγαλύτερη τιμή ίση με 10%. Εν αντιθέσει με την ενέργεια ανισοτροπίας για την ενέργεια ανταλλαγής τα ενεργειακά φράγματα που πρέπει να ξεπεραστούν στις περισσότερες τροποποιημένες γεωμετρίες για την έναρξη της αντιστροφής είναι μεγαλύτερα από αυτά της πλήρους τετραγωνικής γεωμετρίας. Οι γεωμετρίες C-type αντίθετα έχουν πολύ μικρές τιμές ενεργειακών φραγμών. Θα πρέπει να τονιστεί στο σημείο αυτό ότι στην ενέργεια ανταλλαγής είναι ενσωματωμένη και η ενέργεια DMI εξού και οι χαμηλές τιμές στις ενεργειακές διαφορές που προκύπτουν με βάσει τις προηγούμενες που είχαμε αντικρίσει σε προηγούμενα κεφάλαια και αναμένονταν.

Τέλος για την ενέργεια απομαγνήτισης παρατηρούνται μεγάλες τιμές και εδώ στις δύο τροποποιημένες γεωμετρίες που έχουν την απουσία των μεγαλύτερων τομέων, συγκεκριμένα για το DoubleCorner70x70 έχουμε 9% και για το Cross50x50 11.5%.



Σχήμα 7.8 Τιμές σχετικών ενεργειακών διαφορών κατά την έναρζη της αντιστροφής της μαγνήτισης για όλες τις γεωμετρίες για το CoPt για τις ενέργειες ανισοτροπίας, ανταλλαγής και απομαγνήτισης.

Στο Σχήμα 7.9 παρουσιάζονται οι ενεργειακές διαφορές των τριών ενεργειών που σχετίζονται με τη δημιουργία σκυρμιονίων για το CoPt. Για την ενέργεια ανισοτροπίας παρατηρούμε ότι όσο το μέγεθος του τομέα που αφαιρείται αυξάνεται και όσο ο τομέας που αφαιρείται επιτρέπει τη δημιουργία σκυρμιονίων τόσο η σχετική ενεργειακή διαφορά για τη συγκεκριμένη ενέργεια αυξάνεται. Για το Cross50x50 δε συμβαίνει το προαναφερθέν και αυτό γιατί η διαμόρφωση από την οποία γίνεται η μετάβαση σε σκυρμιόνιο δεν απαιτεί ουσιαστική διαφορποιήση της ενέργειας. Επίσης απόλυτα φυσιολογική είναι η σημαντικά μεγαλύτερη τιμή για το DoubleCorner50x50 που λαμβάνει διπλάσιες και τριπλάσιες ακόμα τιμές συγκριτικά με τις υπόλοιπες γεωμετρίες αφού έχουμε τη δημιουργία σκυρμιονίου εξού και η απουσία τιμών ενεργειακών διαφορών για τις δύο προαναφερθείσες. Όπως και για το σημείο έναρξης της αντιστροφής έτσι για το σημείο δημιουργία σκυρμιονίων οι τιμές στις ενεργειακές διαφορές της ενέργειας

ανταλλαγής είναι μικρές και αυτό γιατί όπως προαναφέραμε στην ενέργεια ανταλλαγής είναι ενσωματωμένη και η ενέργεια DMI η οποία είναι ένας όρος που χρησιμοποιείται για την δημιουργία σκυρμιονίων σε κάποια υλικά. Παρά τις μικρές τιμές στις διαφορές της ενέργειας ανταλλαγής (+DMI) έχουμε αντίθετα φαινόμενα τώρα καθώς όσο ο τομέας που αφαιρείται μεγαλώνει το ενεργειακό φράγμα της ενέργειας ανταλλαγής μειώνεται. Όπως και για την ενέργεια ανισοτροπίας η μεγαλύτερη τιμή παρατηρείται για την ενέργεια απομαγνήτισης παρατηρούνται οι μεγαλύτερες τιμές στις ενεργειακές διαφορές γεγονός που μας αποδεικνύει ότι με την παρουσία ανισοτροπικών όρων και όρων DMI τα ενεργειακά κατώφλια για την ενέργεια απομαγνήτισης που πρέπει να ξεπεραστούν είναι μεγαλύτερα. Επίσης όπως και για τις δύο άλλες ενέργειες έτσι και για αυτήν το DoubleCorner50x50 παρουσιάζει τη μεγαλύτερη ασυνέχεια με τιμή αλλαγής κοντά στο 19%.



Σχήμα 7.9 Τιμές σχετικών ενεργειακών διαφορών κατά την δημιουργία σκυρμιονίου για όλες τις γεωμετρίες για το CoPt για τις ενέργειες ανισοτροπίας, ανταλλαγής και απομαγνήτισης.

7.3.4 Μελέτη τροποποιημένων γεωμετριών για FeGe

Στο Σχήμα 7.10 παρουσιάζεται το διάγραμμα μαγνητικών καταστάσεων για το FeGe. Σε αδρές γραμμές η συμπεριφορά είναι παρόμοια με το CoPt με μικρές διαφοροποιήσεις. Αρχικά το σκυρμιόνιο με αρνητικό *S* εμφανίζεται σε χαμηλότερες θετικές τιμές πεδίου. Επιπλέον ενώ η DoubleCorner50x50 γεωμετρία εμφάνιζε στο CoPt δύο Néel σκυρμιόνια για το FeGe εμφανίζει μόνο ένα κάτι που μπορεί να αποδοθεί στην απουσία μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας στο FeGe. Σημαντική είναι η εμφάνιση λωρίδων Néel (Néel chiral stripes) για τιμή πεδίου $B_{ext} = -0.2$ T για τις γεωμετρίες C-type.



Σχήμα 7.10 Διάγραμμα καταστάσεων για όλες τις τροποποιημένες γεωμετρίες για το FeGe.

Στο Σχήμα 7.11 παρουσιάζονται τα διαγράμματα του αριθμού σκύρμιον S ως συνάρτηση του εξωτερικού πεδίου για το FeGe για όλες τις τροποποιημένες γεωμετρίες. Σε αντίθεση με το CoPt για το συγκεκριμένο μαγνητικό υλικό ο αριθμός σκύρμιον διαφέρει μεταξύ των διαφόρων τύπων γεωμετριών, αλλά και μεταξύ των ίδιων τύπων διαφορετικού μεγέθους τροποποίησης. Με το μόνο σημείο που κρίνεται δέον να σημειωθεί να έγκειται στα μεγαλύτερα εύρη παραμονής του αριθμού σκύρμιον σε τιμές κοντά στο ένα.



Σχήμα 7.11 Διάγραμμα αριθμού σκύρμιον S ως συνάρτηση του εζωτερικού εφαρμοζόμενου πεδίου B_{ext} για το FeGe για τις τροποποιημένες γεωμετρίες σε θερμοκρασία 10 K.

Στο Σχήμα 7.12 απεικονίζονται οι τιμές των σχετικών ενεργειακών διαφορών κατά την έναρξη της αντιστροφής της μαγνήτισης για όλες τις γεωμετρίες για το FeGe όπου απουσιάζει η ενέργεια ανισοτροπίας καθότι δεν έχουμε όρο μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας. Αρχικά στο Cross50x50 για την ενέργεια ανταλλαγής παρατηρείται η μεγαλύτερη τιμή (10%) άλματος. Για την ενέργεια απομαγνήτισης είναι ξεκάθαρο ότι οι ενεργειακοί φραγμοί που πρέπει να ξεπεραστούν για να πραγματοποιηθεί η έναρξη της αντιστροφής της μαγνήτισης εξαρτάται από το μέγεθος του τομέα που αφαιρείται στην

εκάστοτε κατηγορία τροποποιημένης γεωμετρίας (Corner, DoubleCorner, Cross, C-type). Η αύξηση του μεγέθους του αφαιρούμενου τομέα για την ίδια πάντα κατηγορία τροποποιημένης γεωμετρίας προκαλεί την αύξηση της τιμής του ενεργειακού φραγμού που απαιτείται για την έναρξη της αντιστροφής της μαγνήτισης.



Σχήμα 7.12 Τιμές σχετικών ενεργειακών διαφορών κατά την έναρζη της αντιστροφής της μαγνήτισης για όλες τις γεωμετρίες για το FeGe για τις ενέργειες ανταλλαγής και απομαγνήτισης.

Στο Σχήμα 7.13 παρουσιάζονται οι σχετικές ενεργειακές διαφορές των ενεργειών που σχετίζονται ακριβώς με τη δημιουργία σκυρμιονίων για το FeGe. Για την ενέργεια ανταλλαγής οι τιμές είναι αρκετά μικρές (κοντά στο 2%) και δεν μπορούν να συνδεθούν με την τροποποίηση της γεωμετρίας. Παρατηρούνται δύο ουσιώδεις τιμές σχετικών ενεργειακών διαφορών για τις περιπτώσεις των Corner30x30 και C-type10x50 κοντά στο 8.5%. Ο κύριος λόγος διαφοροποίησης αυτών των τιμών στις δύο αυτές γεωμετρίες είναι η διαμόρφωση από την οποία εκκινεί η μετάβαση-δημιουργία του Néel σκυρμιονίου καθώς για τις δύο αυτές γεωμετρίες ή μετάβαση της γίνεται από κατάσταση λωρίδας Néel. Εύλογα μπορούμε να συμπεράνουμε ότι η γεωμετρία αποτελεί σημαντικό παράγοντα αφού εμμέσως μπορεί να επηρεάσει και την αρχική διαμόρφωση μετάβασης κατά τη δημιουργία σκυρμιονίου.

Για την ενέργεια απομαγνήτισης παρατηρούμε μια αύξηση των σχετικών ενεργειακών διαφορών όσο ο χωρικός τομέας που αφαιρούμε μεγαλώνει για τις περιπτώσεις των Corner. Αντίθετα για τις περιπτώσεις των C-type γεωμετριών παρατηρείται μια μείωση των σχετικών ενεργειακών διαφορών με την αύξηση του χωρικού τομέα που αφαιρείται. Ευλόγως προκύπτει το συμπέρασμα ότι εκτός της γεωμετρίας, του μεγέθους του χωρικού τομέα που αφαιρείται και της διαμόρφωσης μετάβασης σημαντικό ρόλο παίζει και η θέση στην οποία υπάρχει η τροποποίησηασυνέχεια του σχήματος. Όλα αυτά αντικατοπτρίζονται στα μεγαλύτερα ή μικρότερα ενεργειακά κατώφλια-φράγματα κατά τις μεταβάσεις που συντελούνται κατά τη διαδικασία αντιστροφής της μαγνήτισης.



Σχήμα 7.13 Τιμές σχετικών ενεργειακών διαφορών κατά την δημιουργία σκυρμιονίου για όλες τις γεωμετρίες για το FeGe για τις ενέργειες ανταλλαγής και απομαγνήτισης.

7.3.5 Μελέτη τροποποιημένων γεωμετριών για FePt

Στο Σχήμα 7.14 παρουσιάζονται οι μαγνητικές καταστάσεις των νανοσωματιδίων του υλικού FePt. Το εύρος στο οποίο δημιουργούνται και παραμένουν τα σκυρμιόνια στις αρνητικές τιμές πεδίου είναι εμφανώς μικρότερο αφού πλέον για $B_{ext} < -0.6$ Τ έχουμε την εξάλειψή τους. Σημαντικό είναι το γεγονός ότι τα σκυρμιόνια που δημιουργούνται στα πρώιμα πεδία εμφάνισής τους έχουν μεγαλύτερο μέγεθος από ότι στα δύο προαναφερθέντα υλικά.


Σχήμα 7.14 Διάγραμμα καταστάσεων για όλες τις τροποποιημένες γεωμετρίες για το FePt.

Στο Σχήμα 7.15 παρουσιάζονται τα διαγράμματα του αριθμού σκύρμιον *S* ως συνάρτηση του εξωτερικού πεδίου για το FePt για όλες τις τροποποιημένες γεωμετρίες. Παρατηρείται παρόμοια συμπεριφορά στα Corner30x30, Corner50x50, Corner70x70, Cross30x30, C-type30x50 και C-type 50x50 και συγκεκριμένα μια απότομη αύξηση στο *S* στο 1 σε τιμές πεδίου κοντά στο μηδέν και ύστερα από παραμονή για κάποιο εύρος την απότομη μείωσή του και τον ταυτόχρονο μηδενισμό του αριθμού σκύρμιον. Επιπρόσθετα παρόμοια συμπεριφορά παρατηρείται και για τα DoubleCorner50x50 και C-type10x50 για τις οποίες δύο γεωμετρίες έχουμε την εμφάνιση και παραμονή πριν την σταθεροποίηση στο ένα αριθμού σκύρμιον ίσο με S = -1.



Σχήμα 7.15 Διάγραμμα αριθμού σκύρμιον S ως συνάρτηση του εζωτερικού εφαρμοζόμενου πεδίου B_{ext} για το FePt για τις τροποποιημένες γεωμετρίες σε θερμοκρασία 10 K.

Στο Σχήμα 7.16 απεικονίζονται οι τιμές των ενεργειακών διαφορών κατά την έναρξη της αντιστροφής της μαγνήτισης για όλες τις γεωμετρίες νανοσωματιδίων FePt. Παρατηρώντας την ενέργεια ανισοτροπίας αξιοσημείωτο είναι ότι το μεγαλύτερο ενεργειακό φράγμα που πρέπει να ξεπεραστεί αφορά το πλήρες τετράγωνο ακολουθούμενο από το Cross30x30. Το προαναφερθέν γεγονός μπορεί να δικαιολογηθεί από την ύπαρξη διαμόρφωσης σκυρμιόνιουμ καθώς για τις δύο αυτές γεωμετρίες η αντιστροφή ξεκινάει μέσω αυτής εξού και οι μεγάλες τιμές των σχετικών ενεργειακών διαφορών που πλησιάζουν το 20%. Παρατηρούμε καθώς το μέγεθος του τομέα που αφαιρείται αυξάνεται μια μικρή αλλά μη αμελητέα μείωση στην τιμή της ενεργειακής διαφοράς για την ενέργεια ανισοτροπίας ενώ σε ότι αφορά στις ενέργειες ανταλλαγής και απομαγνήτισης έχουμε αύξηση στις αντίστοιχες τιμές. Για την ενέργεια ανταλλαγής διακρίνουμε τιμές σχετικών ενεργειακών διαφορών μιας τάξης μεγέθους μεγαλύτερης από τα δύο προηγούμενα υλικά, που σημειωτέων στο συγκεκριμένο μαγνητικό υλικό έχουμε την απουσία DMI, για αυτό και στην έναρξη της αντιστροφής ο ενεργειακός φραγμός που πρέπει να ξεπεραστεί είναι τόσο υψηλός. Μεγαλύτεροι είναι οι ενεργειακοί φραγμοί που υπάρχουν και για την ενέργεια απομαγνήτισης αλλά όχι τόσο μεγάλες σε σύγκριση με την ενέργεια ανταλλαγής. Πρέπει να σημειωθεί ότι οι μικρές τιμές των ενεργειακών διαφορών που παρατηρούνται για το Cross50x50 στο FePt σε αντίθεση με τα άλλα δύο μαγνητικά υλικά CoPt και FeGe οφείλονται στη μαγνητική διαμόρφωση με την οποία ξεκινάει η αντιστροφή καθώς για το FePt η αντιστροφή λαμβάνει χώρα μέσω μιας συμμετρικής ενιαίας κυκλικής διαμόρφωσης στο κέντρο της τροποποιημένης γεωμετρίας.



Σχήμα 7.16 Τιμές σχετικών ενεργειακών διαφορών κατά την έναρζη της αντιστροφής της μαγνήτισης για όλες τις γεωμετρίες για το FePt για τις ενέργειες ανισοτροπίας, ανταλλαγής και απομαγνήτισης.

Στο Σχήμα 7.17 παρουσιάζονται οι σχετικές διαφορές των τριών ενεργειών που σχετίζονται με τη δημιουργία σκυρμιονίων για το FePt. Για την ενέργεια ανισοτροπίας και για τις γεωμετρίες στις οποίες σχηματίζεται απόλυτα κυκλικό σκυρμιόνιο τύπου Néel διακρίνουμε αρκετά μεγάλες τιμές στα ενεργειακά κατώφλια που πρέπει να ξεπεραστούν για τη δημιουργία του. Τιμές οι οποίες όσο ο τομέας της τροποποιημένης γεωμετρίας που αφαιρείται αυξάνεται

αυτές μειώνονται και για τις δύο περιπτώσεις γεωμετριών Corner και C-type. Η ενέργεια ανταλλαγής από την άλλη δεν παρουσιάζει παρόμοια συμπεριφορά και δεν μπορεί να εξαχθεί συμπέρασμα από τη διαφοροποίηση της γεωμετρίας καθώς για τη συγκεκριμένη ενέργεια σημαντικό ρόλο κατέχει η αρχική διαμόρφωση μετάβασης (εμμέσως σχετιζόμενη με τη γεωμετρία) από την οποία εκπηγάζει το εκάστοτε σκυρμιόνιο. Μεγαλύτερες τιμές στις σχετικές ενεργειακές διαφορές για το FePT λαμβάνει η ενέργεια απομαγνήτισης με τιμές κοντά στο 80% για τη δημιουργία σκυρμιονίων στις γεωμετρίες στις οποίες τα σκυρμιόνια λαμβάνουν απόλυτα συμμετρικό κυκλικό σχήμα.



Σχήμα 7.17 Τιμές σχετικών ενεργειακών διαφορών κατά την δημιουργία σκυρμιονίου για όλες τις γεωμετρίες για το FePt για τις ενέργειες ανισοτροπίας, ανταλλαγής και απομαγνήτισης.

7.3.6 Σύγκριση μεγέθους σκυρμιονίων μεταξύ των τροποποιημένων γεωμετριών για τα τρία υπό μελέτη υλικά

Στο Σχήμα 7.18 απεικονίζονται τα μήκη της διαμέτρου του εκάστοτε σκυρμιονίου για όλα τα υλικά που μελετήθηκαν στο παρόν κεφάλαιο και για όλες τις τροποποιημένες γεωμετρίες. Επιλέχθηκε για τη σύγκριση αυτή η τιμή πεδίου $B_{ext} = -0.5$ T καθώς είναι τιμή στην οποία οι γεωμετρίες και τα υλικά ως επί το πλείστον εμφανίζουν μαγνητικό σκυρμιόνιο τύπου Néel. Όπως είναι ξεκάθαρο το CoPt είναι το υλικό με τα μεγαλύτερα σκυρμιόνια σε αυτή την τιμή πεδίου με μια μέση τιμή διαμέτρου στα 40 nm. Η αντίστοιχη μέση τιμή της διαμέτρου για το FeGe είναι κοντά στα 32 nm ενώ τέλος για τα νανοσωματίδια FePt η μέση διάμετρος είναι περίπου 30 nm.



Σχήμα 7.18 Διάγραμμα διαμέτρου Néel σκυρμιονίων για τα τρία διαφορετικά υλικά για τιμή εζωτερικού εφαρμοζόμενου μαγνητικού πεδίου B_{ext} = -0.5 T.

7.3.7 Μικρομαγνητικές προσομοιώσεις στους 300 Κ

Σε πολύ πρόσφατες ερευνητικές εργασίες ανιχνεύθηκαν μαγνητικά σκυρμιόνια σε θερμοκρασία δωματίου (≈300 K) για πολυστρωματικές λεπτές δομές Co/Pd [26], Pt/Co/MgO [27], Co/Ni [28]. O Brandao και οι συνεργάτες του [29] ανέφεραν ενδείξεις σκυρμιονίων σε θερμοκρασία δωματίου σε πολυστρωματικές δομές Pd/Co/Pd χωρίς να έχει προηγηθεί εφαρμογή είτε ηλεκτρικού ρεύματος είτε μαγνητικού πεδίου. Ο Husain και οι συνεργάτες του [30] παρατήρησαν σταθερά σκυρμιόνια σε λεπτές ετεροδομές Ta/Co₂FeAl(CFA)/MgO σε θερμοκρασία δωματίου.

Η μελέτη και η πρόοδος των μαγνητικών σκυρμιονίων στον τομέα της αποθήκευσης πληροφοριών εξελίσσεται ραγδαία καθώς έχουν ήδη συντελεστεί κάποιες πειραματικές

ανιχνεύσεις τους σε υψηλότερες θερμοκρασίες και ως εκ τούτου πραγματοποιήθηκαν αριθμητικοί υπολογισμοί στους 300 Κ. Αυτό συντελέστηκε ανάγοντας κατάλληλα τις υλικές μαγνητικές παραμέτρους για το FePt από τα 0 Κ στους 300 Κ [19,31,32].

Μελετήθηκε η διαδικασία της αντιστροφής της μαγνήτισης για πρισματικό νανοσωματίδιο FePt τετραγωνικής βάσης και πλευράς a = 150 nm σε θερμοκρασία 300 K και για τιμή μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας Ku = 250 kJ/m³. Κατά την αντιστροφή της μαγνήτισης ανιχνεύονται μαγνητικά σκυρμιόνια και σκυρμιονικές διαμορφώσεις καθώς το εξωτερικό πεδίο μειώνεται. Το μαγνητικό σύστημα απομακρύνεται από τον κορεσμό μέσω μιας σειράς διαμορφώσεων τύπου σκυρμιόνιουμ που ακολουθείται από μια σταδιακή αύξηση του αριθμού σκύρμιον **Σχήμα 7.19a**. Τιμές της τάξεως του S = 0.03 – 0.1 αρχίζουν να εμφανίζονται για τιμές πεδίου B_{ext} = (+0.1 T) – (-0.07 T). Απειροελάχιστη μείωση του μαγνητικού πεδίου ενεργοποιεί μια ασυνέχεια στον αριθμό σκύρμιον αυξάνοντας την τιμή του από S = 0.1 σε S = 1.0 υποδηλώνοντας το σχηματισμό Néel μαγνητικού σκυρμιονίου. Περαιτέρω μείωση του εξωτερικού πεδίου δεν επηρεάζει ουσιαστικά το μαγνητικό σκυρμιόνιο και η ποσοτική του περιγραφή μέσω του S παρουσιάζει μικρές αυξομειώσεις λόγω του θορύβου που προκαλεί η θερμοκρασία και το σκυρμιόνιο παραμένει ουσιαστικά σταθερό σε ένα εύρος τιμών πεδίου έως και B_{ext} = -0.65 T. Η περαιτέρω ελάττωση του πεδίου σε περισσότερο αρνητικές τιμές σηματοδοτεί την εξαφάνιση του σχηματιζόμενου σκυρμιονίου και την ολοκλήρωση της διαδικασίας αντιστροφής της μαγνήτισης.

Η αριθμητική επίλυση της εξίσωσης Landau-Lifshitz-Gilbert επιτρέπει την άμεση αναπαράσταση των μικρομαγνητικών διαμορφώσεων με κάποιες από αυτές να παρουσιάζονται στο **Σχήμα 7.19a** για αντιπροσωπευτικές τιμές εξωτερικού πεδίου και θερμοκρασία 300 Κ. Θα πρέπει να σημειωθεί στο σημείο αυτό ότι το ψευδοχρώμα που χρησιμοποιείται για τις διαμορφώσεις αυτές αναφέρεται στην *z*-συνιστώσα της μαγνήτισης (m_z). Στα αρχικά στάδια της αντιστροφής της μαγνήτισης τα διανύσματα της μαγνήτισης είναι όλα παράλληλα με το εξωτερικό (κόκκινο πεδίο τετράγωνο του **Σχήματος 7.19a** όπου όμως ο θόρυβος είναι εμφανής ακόμα και στις διαμορφώσεις με ομοιόμορφες μαγνητίσεις. Κοντά σε τιμές εξωτερικού πεδίου ίσες με 0 Τ σχηματίζονται μαγνητικές δομές σκυρμιόνιουμ (skyrmionium). Εν συνεχεία συντελείται η μετάβαση σε Νέεl σκυρμιόνιο διαταραγμένο ελαφρά από το τέλειο κυκλικό σχήμα του εξαιτίας των θερμικών διακυμάνσεων οι οποίες παρόλα αυτά δεν καταφέρνουν να το αποσταθεροποιήσουν. Στο εύρος αυτό της σταθεροποίησης καθώς η τιμή πεδίου μειώνεται από $B_{ext} = -0.11$ Τ σε $B_{ext} = -0.65$ Τ μειώνεται και η διάμετρος του σκυρμιονίου όπος φαίνεται και στις

αντιπροσωπευτικές μαγνητικές διαμορφώσεις του **Σχήματος 7.19α.** Η διαδικασία της αντιστροφής της μαγνήτισης ολοκληρώνεται όταν όλα τα διανύσματα της μαγνήτισης ευθυγραμμίζονται παράλληλα με τη διεύθυνση –*z* (μπλε τετράγωνο του **Σχήματος 7.19β**).



Σχήμα 7.19 a) Αριθμός σκύρμιον S ως συνάρτηση του εζωτερικού πεδίου B_{ext} για το νανοστοιχείο FePt στους 300 K. Το ψευδοχρώμα που βρίσκεται στις ενσωματωμένες διαμορφώσεις αναφέρεται στην z-συνιστώσα της μαγνήτισης (m_z), b) Σχετικές διαφορές των ενεργειών ανισοτροπίας, ανταλλαγής και απομαγνήτισης συναρτήσει του πεδίου για το ίδιο νανοσωματίδιο.

Στο Σχήμα 7.19β παρουσιάζονται οι σχετικές ενεργειακές διαφορές για την περίπτωση των 300 Κ. Στο σημείο $B_{ext} = 0.42$ Τ παρατηρείται μια ασυνέχεια και στις τρεις ενεργειακές διαφορές και προφανώς αυτή συσχετίζεται με τη δημιουργία του σκυρμιόνιουμ. Οι ασυνέχειες στην σχετική μεταβολή των ενεργειών είναι της τάξης του 8% και 7% για τις ενέργειες ανισοτροπίας και απομαγνήτισης. Πολύ σημαντικό είναι το γεγονός ότι για την περίπτωση των 300 Κ οι ασυνέχειες που εμφανίζονται στην ενέργεια ανταλλαγής είναι εντυπωσιακά μικρότερες από αυτές της περίπτωσης των 10 K που παρουσιάστηκαν σε προηγούμενη ενότητα για το ίδιο ακριβώς νανοσωματίδιο και είναι σχεδόν αμελητέες αφού καμία δεν ξεπερνάει το 1.3% που είναι η μέγιστη τιμή και εμφανίζεται στο σημείο εξάλειψης του σκυρμιονίου. Χαρακτηριστικό είναι επίσης το γεγονός πως οι θερμικές διακυμάνσεις που προκαλούνται από τον όρο τυχαίου θορύβου προκαλούν με τη σειρά τους την ασταθή κίνηση (erratic motion) των μαγνητικών ροπών κάτι που αποτυπώνεται στην έντονα θορυβώδη συμπεριφορά των σχετικών ενεργειών σε σχέση με τα 0 ή 10 K, η οποία όμως δεν καταφέρνει να καλύψει ή να αποσιωπήσει τα χαρακτηριστικά αλματικά γεγονότα που λαμβάνουν χώρα μεταξύ των σκυρμιονικών καταστάσεων κατά την αντιστροφή της μαγνήτισης. Μειώνοντας το εξωτερικό πεδίο φθάνουμε σε τιμή πεδίου $B_{ext} = -0.11$ T σημείο στο οποίο σηματοδοτείται η μετάλλαξη της πρώιμης διαμόρφωσης σκυρμιόνιουμ σε Néel σκυρμιόνιο με τις ανάλογες ασυνέχειες να φθάνουν τις τιμές 17% και 23% για τις E_{anis} , E_{demag} αντίστοιχα. Παρατηρούμε μια ακόμα ασυνέχεια στο σημείο $B_{ext} = -0.2$ T που οφείλεται στη εξαφάνιση των γωνιακών συμπλεγμάτων μαγνήτισης που εμφανίζονται στις γωνίες του τετραγώνου. Τέλος για τιμή πεδίου $B_{ext} = -0.65$ Τ εμφανίζεται μια νέα ασυνέχεια όπως φαίνεται και στο Σχήμα 7.19 β και αντικατοπτρίζει τη λήξη της αντιστροφής της μαγνήτισης και την εξαφάνιση του σκυρμιονίου με τις σχετικές τιμές να είναι ίσες με 2.2%, 4.5% και 1.3% αντίστοιχα για E_{anis} , E_{demag} και E_{exch} . Το μέγεθος του σκυρμιονίου μειώνεται σταδιακά καθώς το πεδίο λαμβάνει περισσότερο αρνητικές τιμές και η συμπεριφορά αυτή ακολουθείται και από τις σχετικές ενεργειακές διαφορές παρά τις τοπικές διακυμάνσεις που φυσιολογικά και αναμενόμενα εμφανίζονται.

Τα απομονωμένα σκυρμιόνια τύπου Néel που δημιουργούνται στο νανοσωματίδιο FePt κατά τη διαδικασία αντιστροφής έχουν κυκλική γεωμετρία με διαταραχές εξαιτίας της θερμοκρασίας. Όπως αναφέρθηκε έχουν διαφορετικές διαμέτρους *d_{sk}* που καθορίζουν το μέγεθος του σκυρμιονίου που αλλάζει με τις τιμές εξωτερικού πεδίου κάτι που έχει παρατηρηθεί τόσο στη βιβλιογραφία [33] όσο και στις προσομοιώσεις πεπερασμένων στοιχείων της παρούσης διατριβής για νανοσωματίδια τριγώνου ρελώ στο κεφάλαιο 5 καθώς και στα νανοσωματίδια πολυγωνικού τύπου στο κεφάλαιο 6 στους 0 K.

Στην ενότητα αυτή υπολογίζεται και ποσοτικοποιείται η εξάρτηση του μεγέθους του σκυρμιονίου από το εξωτερικό πεδίο. Στο **Σχήμα 7.20** παρουσιάζεται η υπολογισμένη διάμετρος του σκυρμιονίου *d_{sk}* ως συνάρτηση του εξωτερικού εφαρμοζόμενου πεδίου *B_{ext}* για τιμές μεταξύ - 0.11 T και -0.65 T, εύρος στο οποίο ο αριθμός σκύρμιον *S* παραμένει κοντά στο 1. Το νεοσυσταθέν

σκυρμιόνιο στο $B_{ext} = -0.11$ T έχει διάμετρο περίπου στα 80 nm και διατηρεί το μέγεθός του μέχρι και την τιμή $B_{ext} = -0.15$ T. Περαιτέρω μείωση του πεδίου προκαλεί σταδιακή μείωση της διαμέτρου του σκυρμιονίου και κατά συνέπεια και του μεγέθους του καθώς και αλλαγή εν μέρη της μικρομαγνητικής διαμόρφωσης όπως φαίνεται στις ένθετες φωτογραφίες του **Σχήματος 7.20**. Η μείωση της διαμέτρου σε μονάδες νανομέτρων ακολουθεί τη γραμμική σχέση $d_{sk} =$ 162.6 B_{ext} + 120.94 πράγμα που επαληθεύει ότι το εξωτερικό πεδίο έχει σημαντικό ρόλο στο μέγεθος του Néel σκυρμιονίου.



Σχήμα 7.20 Διάμετρος του σκυρμιονίου d_{sk} στους 300 K συναρτήσει του εφαρμοζόμενου εξωτερικού πεδίου B_{ext} για το νανοσωματίδιο FePt με πλευρά a = 150 nm και πάχος w = 36 nm μαζί με αντιπροσωπευτικές μικρομαγνητικές διαμορφώσεις.

7.4 Συμπεράσματα

Πραγματοποιήθηκαν αριθμητικές προσομοιώσεις πεπερασμένων διαφορών λαμβάνοντας υπόψη τη θερμοκρασία εισάγοντας στοχαστικό όρο Brown στο αποτελεσματικό πεδίο που εμπλέκεται στην εξίσωση Landau-Lifshitz-Gilbert. Αυτό γίνεται προκειμένου να διερευνηθεί ο σχηματισμός σκυρμιονίων σε θερμοκρασίες διαφορετικές από τα 0 K σε διαφορετικά μαγνητικά

υλικά. Μοντελοποιήθηκαν υλικά με κάθετη μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία όπως το FePt, υλικά τύπου B20 με αλληλεπιδράσεις Dzyaloshinskii-Moriya όπως το FeGe και υλικά που συνδυάζουν την κάθετη μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία με αλληλεπιδράσεις Dzyaloshinskii-Moriya όπως το CoPt. Υπολογίστηκε η τοπολογική αναλλοίωτη του αριθμού σκύρμιον S συνοδευόμενη από την οπτικοποίηση των μικρομαγνητικών διαμορφώσεων ώστε να ληφθούν λεπτομερείς ποσοτικές και ποιοτικές πληροφορίες σχετικά με το σχηματισμό και τη σταθεροποίηση των σκυρμιονίων.

Επιπρόσθετα υπολογίστηκαν τα μεγέθη των σκυρμιονίων για τα τρία μαγνητικά υλικά και για τις γεωμετρίες των πλήρων τετραγώνων παρουσιάζοντας μια γραμμική εξάρτηση σε σχέση με το εξωτερικό πεδίο. Το υλικό FePt παρουσιάζει μεγαλύτερη μείωση στο μέγεθος με τη μείωση του πεδίου με τα δύο άλλα υλικά να έχουν παρόμοιο ρυθμό μείωσης αλλά διαφορετικές τιμές αφού το CoPt δημιουργεί και φιλοξενεί μεγαλύτερου μεγέθους σκυρμιόνια από ότι το FeGe.

Λόγο του ότι σε πραγματικά συστήματα οι ατέλειες της δομής μπορούν ενδεχομένως να επιτρέψουν ασύμμετρες μαγνητικές καταστάσεις μελετήθηκαν τροποποιημένα σχήματα-δομές, αποκαλύπτοντας την ύπαρξη ασύμμετρων μαγνητικών διαμορφώσεων κατά τη διάρκεια της διαδικασίας της αντιστροφής της μαγνήτισης. Τα διαφορετικά ενεργειακά εμπόδια κατά την δημιουργία πρόδρομων καταστάσεων και οι διαφορετικές ενεργειακές διαφορές κατά τον σχηματισμό του σκυρμιονίου για θερμοκρασία ίση με 10 K ρίχνουν φως στον τρόπο δημιουργίας των σκυρμιονίων ακόμα και σε τροποποιημένες γεωμετρίες.

Αναδείχτηκε ότι ακόμα και τροποποιημένες γεωμετρίες που σε περιπτώσεις έχουν χαμηλή συμμετρία είναι ικανές για τη δημιουργία απλών ή ακόμα και πολλαπλών σκυρμιονικών διαμορφώσεων ικανών να παραμένουν σε υπολογίσιμα εύρη εξωτερικού μαγνητικού πεδίου ρυθμίζοντας την σταθερά ανισοτροπίας και την αλληλεπίδραση DM.

Τέλος έγινε ο υπολογισμός της διαδικασίας αντιστροφής της μαγνήτισης για το τετραγωνικό νανοσωματίδιο FePt στους 300 K. Είναι σαφές ότι μαγνητικά σκυρμιόνια μπορούν να παραχθούν και να σταθεροποιηθούν στους 300 K σε ένα ευρύ φάσμα εξωτερικών πεδίων ακόμη και απουσία χειρόμορφων αλληλεπιδράσεων Dzyaloshinskii-Moriya.

210

7.5 Βιβλιογραφία

[1] R. Wiesendanger, "*Nanoscale magnetic skyrmions in metallic films and multilayers: a new twist for spintronics*", Nature Reviews Materials, vol. 1, 16044 (**2016**).

[2] S. Woo, K. Litzius, B. Kruger, M-Y. Im, L. Caretta, K. Richter, M. Mann, A. Krone, R. M. Reeve, M. Weigand, P. Agrawal, I. Lemesh, M.A. Mawass, P. Ficher, M. Klaui, G. S. D. Beach, "Observation of room-temperature magnetic skyrmions and their current-driven dynamics in ultrathin metallic ferromagnets", Nature Materials, vol. 15, 501-506 (2016).

[3] S. Rohart, A. Thiaville, "Skyrmion confinement in ultrathin film nanostructures in the presence of Dzyaloshinskii-Moriya interaction", Physical Review B, vol. 88, 183322, (**2013**).

[4] X. Zhang, M. Ezawa, Y. Zhou, "Magnetic skyrmion logic gates: conversion, duplication and merging of skyrmions", Scientific Reports, vol. 5, 9400 (2015).

[5] R.L. Novak, F. Garcia, E. R. P. Novais, J.P. Sinnecker, A.P. Guimaraes, "*Micromagnetic study* of skyrmion stability in confined magnetic structures with perpendicular anisotropy", Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 451, 749-760 (**2018**).

[6] L. N. Gergidis, V. D. Stavrou, D. Kourounis, I. Panagiotopoulos, "*Micromagnetic simulations study of skyrmions in magnetic FePt nanoelements*", Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 481, 111 – 121 (**2019**).

[7] V. D. Stavrou, D. Kourounis, K. Dimakopoulos, I. Panagiotopoulos, L. N.Gergidis, "Magnetic skyrmions in FePt nanoparticles having reuleaux 3D geometry: a micromagnetic simulation study", Nanoscale, vol. 11, 20102–20114 (**2019**).

[8] J. Grenz, A. Kohler, A. Schwarz, R. Wiesendanger, "Probing the nano-skyrmion Lattice on Fe/Ir(111) with Magnetic Exchange Force Microscopy", Physical Review Letters, vol. 119, 047205 (**2017**).

[9] A. Hrabec, J. Sampaio, M. Belmeguenai, I. Gross, S. M. Cherif, A. Stashkevich, V. Jacques, A. Thiaville, S. Rohart, "*Current-induced skyrmion generation and dynamics in symmetric bilayers*", Nature Comminications, vol. 8, 15765 (**2017**).

[10] S.L. Zhang, I. Stasinopoulos, T. Lancaster, F. Xiao, A. Bauer, F. Rucker, A. A. Baker, A. I. Figueroa, Z. Salman, F. L. Pratt, S. J. Blundell, T. Prokscha, A. Sutter, J. Waizner, M. Garst, D. Grundler, G. van den Laan, C. Pfleiderer, T. Hesjedal, "Room-temperature helimagnetism in FeGe thin films" Scientific Report, vol. 7, 123 (**2017**).

[11] H. Wihelm, M. Baenitz, M. Schmidt, U.K. Robler, A. A. Leonov, A.N. Bogdanov, "*Precursor Phenomena at the Magnetic Ordering of the Cubic Helimagnet FeGe*", Physical Review Letters, vol. 107, 127203 (**2011**).

[12] A. Bauer, M. Garst, C. Pfleiderer, "Specific heat of the skyrmion lattice phase and fieldinduced tricritical point in MnSi", Physical Review Letters, vol. 110, 177207 (2013).

[13] O. L. Makarova, A. V. Tsvyashchenko, G. Andre, F. Porcher, L. N. Fomicheva, N. Rey, I, Mirebeau, "*Neutron diffraction study of the chiral magnet MnGe*", Physical Review B, vol. 85, 205205 (**2012**).

[14] P. Lai, G. P. Zhao, H.Tang, N.Ran, S. Q. Wu, J. Xia, X. Zhang, Y. Zhou, "An improved Racetrack structure for transporting a skyrmion", Scientific Reports, vol. 7, 45330 (2017).

[15] M. Bi, L. Yuan, X. Wang, X. Weng, L. Deng, "*Tunable magnetic textures and excitation modes in FePt multilayer films*", Royal Society of Chemistry, vol. 10, 25639-25644 (**2020**).

[16] A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, B. Van Waeyenberge, "*The design and verification of mumax3*", AIP Advances, vol. 4, 107133 (**2014**).

[17] W. F. Brown (Jr.), "Micromagnetics", Interscience Publishers New York (1963).

[18] W. F. Brown, "*Thermal fluctuations of a single-domain particle*", Physical Review, vol. 10, 1677–1686 (**1963**).

[19] S. Okamoto, N. Kikuchi, O. Kitakami, T. Miyazaki, Y. Shimada, K. Fukamich, "*Chemical-order-dependent magnetic anisotropy and exchange stiffness constant of FePt (001) epitaxial films*", Physical Review B, vol. 66, 024413 (2002).

[20] Y. Feng, J. Xia, L. Qiu, X. Cai, L. Shen, F. J. Morvan, X. Zhang, Y. Zhou, G. Zhao "A skyrmion-based spin-torque nano-oscillator with enhanced edge", Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 491, 165610 (**2019**).

[21] R. A. Pepper, M. Beg, D. Cortes-Ortuno, T. Kluyver, M.-A. Bisotti, R. Carey, M. Vousden, M. Albert, W. Wang, O. Hovorka, H. Fangohr, *"Skyrmion states in thin confined polygonal nanostructures"*, Journal of Applied Physics, vol. 123, 093903 (**2018**).

[22] X. J. Liu, H. Wang, Z. K. Tang, "Correlated gyrotropic modes of multy-skyrmion in elliptical ferromagnetic nanodisks", Journal of Applied Physics, vol. 510, 166965 (**2020**).

[23] A. Talapatra, J. Mohanty, "*Scalable magnetic skyrmions in nanostructures*", Computational materials Science, vol. 154, 481-487 (**2018**).

[24] X. Zhang, J. Xia, Y. Zhou, D. Wang, X. Liu, W. Zhao, M. Ezawa, "Control and manipulation of a magnetic skyrmionium in nanostructures", Phys. Rev. B, vol. 94, 094420 (**2016**).

[25] R. A. Pepper, M. Beg, D. C. Ortuno, T. Kluyver, M. A. Bisotti, R. Carey, M. Vousden, M. Albert, W. Wang, O. Hovorka, H. Fangoht, "*Skyrmion states in thin confined polygonal nanostructures*", Journal of Applied Physics, vol. 123, 093903 (**2018**).

[26] S. D. Pollard, J. A. Garlow, J. Yu, Z. Wang, Y. Zhu, H. Yang, "Observation of stable Néel skyrmions in Co/Pd multilayers with lorentz transmission electron microscopy", Nature Communications, vol. 8, 14761 (2017).

[27] O. Boulle, J. Vogel, H. Yang, S. Pizzini, D. De Souza Chaves, A. Locatelli, T. Mentes, A. Sala, L. Buda-Prejbeanu, O. Klein, M. Belmeguenai, Y. Roussigne, A. Stashkevich, S. Mourad Cherif, L. Aballe, M. Foerster, M. Chshiev, S. Auffret, I. Miron, G. Gaudin, "*Room-temperature chiral magnetic skyrmions in ultrathin magnetic nanostructures*", Nature Nanotechnology, vol. 11, 449–454 (**2016**).

[28] A. Hrabec, M. Sampaio, J. Belmeguenai, I. Gross, R. Weil, S. M. Cherif, A. Stashkevich, V. Jacques, A. Thiaville, S. Rohart, "*Current-induced skyrmion generation and dynamics in symmetric bilayers*", Nature Communications, vol. 8, 15765 (**2017**).

[29] J. Brandao, D. Dugato, R. Seeger, J. Denardin, T. Mori, J. Cezar, "Observation of magnetic skyrmions in unpatterned symmetric multilayers at room temperature and zero magnetic field", Scientific Reports, vol. 9, 4144 (**2019**).

[30] S. Husain, N. Sisodia, A. Chaurasiya, A. Kumar, J. Singh, B. Yadav, S. Akansel, K. Chae, A. Barman, P. Muduli, P. Svedlindh, S. Chaudhary, "*Observation of skyrmions at room temperature in Co*₂*FeAl heusler alloy ultrathin film heterostructures*", Scientific Reports, vol. 9, 1085 (**2019**).

[31] N. Kazantseva, D. Hinzke, U. Nowak, R.W. Chantrell, U. Atxitia, O. C. Fesenko, "*Towards multiscale modeling of magnetic materials: Simulations of FePt*", Physical Review B, vol. 77, 184428 (**2008**).

[32] O.N. Mryasov, U. Nowak, K.Y. Guslienko, R.W. Chantrell, "*Temperature-dependent* magnetic properties of FePt: Effective spin Hamiltonian model", Europhysics Letters, vol. 69, 805-811 (2005).

[33] X. S. Wang, H. Y. Yuan, X. R. Wang, "A theory on skyrmion size", Communications Physics, vol. 1, 31 (2018).

Κεφάλαιο 8 Σύνοψη Διδακτορικής Διατριβής και προτάσεις για μελλοντική έρευνα

Στο παρόν κεφάλαιο γίνεται η σύνοψη της διδακτορικής διατριβής και παρουσιάζονται κάποιες προτάσεις για μελλοντικές μελέτες στον τομέα των μαγνητικών σκυρμιονίων.

8.1 Σύνοψη Διδακτορικής Διατριβής

Στη διατριβή αυτή μελετήθηκαν τα χαρακτηριστικά της αντιστροφής της μαγνήτισης σε διαφορετικές τιμές της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας καθώς και του εφαρμοζόμενου εξωτερικού μαγνητικού πεδίου για διάφορες γεωμετρίες μαγνητικών νανοσωματιδίων, διαφορετικά μαγνητικά υλικά και θερμοκρασίες στους 0 K αλλά και πέραν αυτής προς την κατεύθυνση της θερμοκρασίας δωματίου. Στα πλαίσια της διατριβής αυτής εκτός από την ανάδειξη και την ανάλυση των ποιοτικών χαρακτηριστικών των μαγνητικών σκυρμιονίων κατέστη δυνατή η ποσοτική περιγραφή τους με την ανάπτυξη πρωτότυπων πηγαίων in-house κωδίκων για τον υπολογισμό των ανάλογων τοπολογικών αναλλοίωτων που τα περιγράφουν. Μια τέτοια προσέγγιση είναι θεμελιώδης και επιβεβλημένη για το σχεδιασμό και την ανάπτυξη προηγμένων και αναδυόμενων σπιντρονικών εφαρμογών που βασίζονται στα μαγνητικά σκυρμιόνια.

Αρχικά πραγματοποιήθηκε η μελέτη με τη χρήση πεπερασμένων στοιχείων της αντιστροφής της μαγνήτισης σε νανοστοιχεία FePt σχήματος τριγωνικού πρίσματος αλλά και της υβριδικής γεωμετρίας τριγώνου ρελώ σε διάφορες τιμές σταθεράς μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας με κατεύθυνση κάθετη στο νανοστοιχείο και πεδίο επίσης κάθετο στην επιφάνεια του εκάστοτε νανοστοιχείου. Κατέστη δυνατή η ανίχνευση μιας πληθώρας διαφορετικών μηχανισμών αντιστροφής που κάποιοι εξ αυτών συνδέονται με τη γέννηση και τη σταθεροποίηση

215

μαγνητικών σκυρμιονίων ή άλλων συναφών σκυρμιονικών διαμορφώσεων κατά τη μεταβολή του εφαρμοζόμενου εξωτερικού μαγνητικού πεδίου αλλά και της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας. Παρακολουθώντας την τοπική μαγνήτιση σε κάθε κόμβο της διακριτοποιημένης γεωμετρίας πραγματοποιήθηκε ο υπολογισμός της τοπολογικής αναλλοίωτης του αριθμού σκύρμιον *S* για το χαρακτηρισμό μαγνητικών σκυρμιονικών διαμορφώσεων που προέκυψαν για τις δύο προαναφερθείσες γεωμετρίες FePt. Υπολογίστηκαν επίσης οι συνεισφορές των διαφορετικών ενέργειων (ανισοτροπίας, ανταλλαγής, απομαγνήτισης) που σχετίζονται με τις διαφορετικών ενέργειων (ανισοτροπίας, ανταλλαγής, απομαγνήτισης) που σχετίζονται με τις διαμορφώσεις αυτές καθώς και το μέγεθος των σκυρμιονίων στις εκάστοτε διαμορφώσεις όπως αυτά προκύπτουν και σταθεροποιούνται σε υπολογίσιμα εύρη εξωτερικών εφαρμοζόμενων μαγνητικών πεδίων. Η οπτικοποίηση των διαφορετικών στρωμάτων του νανοστοιχείου κατά μήκος της κατεύθυνσης *z* ανέδειξε την ύπαρξη διαφορετικών τύπου σκυρμιονικών διαμορφώσεων διαμορφώσεων αυτα άλληλεπιδράσεων τύπου Bloch στο εσωτερικό της γεωμετρίας ρελώ. Αξιοσημείωτο ότι στις δύο προαναφερθείσες γεωμετρίες ανιχνεύθηκαν μέχρι και τρία σκυρμιόνια εν απουσία αλληλεπιδράσεων τύπου Dzyaloshinskii-Moriya.

Επιπροσθέτως πραγματοποιήθηκαν μελέτες σε πολυγωνικού τύπου βάσης νανοπρίσματα (τετράγωνο, πεντάγωνο, εξάγωνο) καθώς και σε κυλινδρικού τύπου νανοσωματίδια. Συμπεραίνεται ότι πέρα από την εξάρτηση των μικρομαγνητικών διαμορφώσεων από τη σταθερά της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας και του εξωτερικού εφαρμοζόμενου μαγνητικού πεδίου και η γεωμετρία μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την ελεγχόμενη δημιουργία πλήθους διαμορφώσεων όπως χειρόμορφων λωρίδων τύπου Néel, διαμορφώσεων πεταλοειδούς σχήματος (horseshoe), σκυρμιονικής υφής λαβύρινθου καθώς και πολλαπλών σκυρμιονίων. Ποσοτικοποιήθηκαν και ταξινομήθηκαν οι σκυρμιονικές διαμορφώσεις που προέκυψαν σε αυτό το πλήθος γεωμετριών για τις διάφορες τιμές μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας του FePt. Έγινε μια προσπάθεια συσχέτισης των ενεργειών με τις δημιουργούμενες σκυρμιονικές διαμορφώσεις και τις μεταβάσεις αυτών για όλες τις γεωμετρίες. Ο υπολογισμός του μεγέθους των σκυρμιονικών διαμορφώσεων που εμφάνιζαν μονάχα ένα σκυρμιόνιο πραγματοποιήθηκε αφού το μέγεθος των εκάστοτε σκυρμιονίων αποτελεί σημαντικό παράγοντα επιλογής υλικών για εφαρμογές αποθήκευσης και μεταφοράς πληροφοριών μια και μικρότερο μέγεθος ισοδυναμεί με μικρότερες τιμές ρεύματος και συνεπώς ηλεκτρικής ενέργειας για τη μετακίνησή τους αυξάνοντας ταυτόχρονα το διαθέσιμο χώρο για αποθήκευση. Η μελέτη της διαφοροποίησης της πλευράς της

216

γεωμετρίας έλαβε επίσης χώρα για το εξαγωνικής φύσεως νανοπρίσμα FePt ώστε να ελεγχθεί η εξάρτηση του μήκους πλευράς και ως εκ τούτου του εμβαδού επιφανείας στη δημιουργία και σταθεροποίηση διαφορετικών σκυρμιονικών διαμορφώσεων-καταστάσεων.

Τέλος λόγω της έλλειψης επαρκούς κατανόησης της σταθερότητας των σκυρμιονίων σε συνάρτηση με παραμέτρους ελέγχου όπως η θερμοκρασία και με δεδομένη την ανάγκη ανάπτυξης υλικών και γεωμετριών που μπορούν να δημιουργήσουν και να φιλοξενήσουν σκυρμιόνια σε θερμοκρασίες πέραν των 0 Κ επιλύεται μέσω της χρήσης αριθμητικών προσομοιώσεων πεπερασμένων διαφορών η Landau-Lifshitz-Gilbert συμπεριλαμβάνοντας όρους θερμικών διακυμάνσεων. Συγκεκριμένα πραγματοποιήθηκε η μελέτη της αντιστροφής της μαγνήτισης και των μαγνητικών σκυρμιονικών καταστάσεων που εμφανίζονται σε τετραγωνικά αλλά και τροποποιημένα τετραγωνικά νανοπρίσματα σε τρία διαφορετικά υλικά και συγκεκριμένα στα FePt, CoPt και FeGe για θερμοκρασία 10 K. Για την μοντελοποίηση των δύο τελευταίων υλικών λαμβάνεται υπόψιν και η αλληλεπίδραση Dzyaloshinskii-Moriya η οποία κατέχει καθοριστικό ρόλο στη δημιουργία, στη σταθεροποίηση και στο μέγεθος των παραγόμενων μαγνητικών σκυρμιονικών καταστάσεων [1]. Επιπρόσθετα εκτελέστηκαν αριθμητικές προσομοιώσεις για το νανοσωματίδιο FePt σε θερμοκρασία 300 K ώστε να συνδεθούν οι μικρομαγνητικές προσομοιώσεις με το τεχνολογικό περιβάλλον που απαιτεί την παραγωγή και τον έλεγχο των μαγνητικών σκυρμιονίων για εφαρμογές αποθήκευσης πληροφορίας σε θερμοκρασίες λειτουργίας που είναι κοντά στη θερμοκρασία περιβάλλοντος. Οι πρώτες αυτές προσομοιώσεις κατέδειξαν τη δυνατότητα δημιουργίας και σταθεροποίησης σκυρμιονικών διαμορφώσεων καθώς και την αδήριτη ανάγκη για επέκταση των αριθμητικών μεθοδολογιών και μελετών πέρα από την πεπατημένη πια θερμοκρασία των 0 Κ.

8.2 Προτάσεις για μελλοντική έρευνα

Η έρευνα για την επίδραση της θερμοκρασίας στη δημιουργία αλλά κυρίως στη σταθεροποίηση των σκυρμιονίων εξελίσσεται ραγδαία. Πρόσφατα ο Fert (Νόμπελ Φυσικής 2007) και οι συνεργάτες του [2] συνδύασαν τεχνικές MFM και μετρήσεις αντίστασης Hall για να επιτύχουν την ηλεκτρική ανίχνευση σκυρμιονίων σε ένα λεπτό φιλμ πολλαπλών στρωμάτων σε θερμοκρασία δωματίου. Επιπλέον ο Legrand και οι συνεργάτες του [3] έδειξαν ότι σκυρμιόνια σε θερμοκρασία δωματίου μπορούν να σταθεροποιηθούν σε συνθετικούς αντισιδηρομαγνήτες

(SAFs), στους οποίους η κάθετη μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία και η αντισιδηρομαγνητική σύζευξη μπορούν να ρυθμιστούν ταυτόχρονα Σχήμα 8.1.



Σχήμα 8.1 Απεικονίσεις MFM Pt/Co/Ru υπό την εφαρμογή κάθετου εξωτερικού μαγνητικού πεδίου για $B_{ext} = 20 \text{ mT}$ αριστερά, $B_{ext} = 60 \text{ mT}$ στο κέντρο και $B_{ext} = 100 \text{ mT}$ δεξιά (βασισμένο στο [2])

Ο Woo και οι συνεργάτες του κατέδειξαν τη σταθεροποίηση σκυρμιονίων σε περιορισμένο κυκλικό μαγνητικό δίσκο διαμέτρου περίπου 2 μm [4] (Σχήμα 8.2).



Σχήμα 8.2 STXM εικόνες για δίσκο Pt/Co/Ta 2 μm στα $B_z = -6$ mT (αριστερά) και μετά από εφαρμογή B_z =2 mT (δεξιά) (βασισμένο στο [3])

Παρατηρώντας ότι σταδιακά η ερευνητική τάση είναι η μελέτη σκυρμιονίων σε θερμοκρασίες δωματίου (ως ώρας πειραματική) προτείνεται η μελέτη σε αυτή τη θερμοκρασία και για τιμές εξωτερικού πεδίου ικανές για την αντιστροφή της μαγνήτισης. Ενδεικτικά πραγματοποιήσαμε κάποιες διερευνητικές προσομοιώσεις σε ανάλογα υλικά και γεωμετρίες και στο **Σχήμα 8.3** παρουσιάζονται σκυρμιόνια που μπορούν να ανιχνευθούν για τετραγωνικές γεωμετρίες διαφορετικής πλευράς (a) και πάχους (w) για 300 K σε τιμή πεδίου $B_{ext} = -0.4$ T. Σε αυτή την κατεύθυνση στοχεύουμε να επεκτείνουμε τις μελέτες μας.



Σχήμα 8.3 Διαμορφώσεις σκυρμιονίων στους T = 300 K με Ku = 250 kJ/m³ για τιμή πεδίου $B_{ext} = -0.4$ T για διαφορετικές πλευρές του νανοσωματιδίου με το πλάτος σταθερό w = 36 nm (πάνω) και για διαφορετικά ύψη με το μήκος της πλευράς να είναι σταθερό a = 150 nm (κάτω)

Επιπλέον επειδή τα σκυρμιόνια είναι πολύ μικρότερα από τα μαγνητικά τοιχώματα που χρησιμοποιούνται σε σύγχρονες μονάδες σκληρών δίσκων, και επίσης ισχυρά έναντι εξωτερικών διαταραχών, θεωρούνται ιδανικά δομικά στοιχεία για μελλοντικές τεχνολογίες αποθήκευσης μαγνητικών δεδομένων, όπως μνήμες «racetrack». Σε αυτές τις συσκευές, τα ρεύματα περιστροφής (που αποτελούνται από ηλεκτρόνια με αντίθετες περιστροφές που κινούνται σε αντίθετες κατευθύνσεις) χρησιμοποιούνται για «ώθηση» ενός μαγνητικού τομέα στις μαγνητικές κεφαλές ανάγνωσης/εγγραφής. Ένα σκυρμιόνιο θα μπορούσε να αντικαταστήσει ένα μαγνητικό τομέα και να χρησιμεύσει ως φορέας πληροφοριών. Στα μελλοντικά σχέδια εντάσσεται η μελέτη γεωμετριών racetrack σε διάφορα υλικά όπως FeGe, FeGd, FePt, CoPt ώστε να ερευνηθεί η ταχύτητα κίνησης των σκυρμιονίων καθώς και η σταθεροποίησή τους υπό την επίδραση διάφορων τιμών ρεύματος. Στο **Σχήμα 8.4** παρουσιάζεται μια διερευνητική προσομοίωση που εκτελέσαμε σε γεωμετρία τύπου racetrack στο μαγνητικό υλικό FeGe στο οποίο εισάγουμε ως αρχική διαμόρφωση ένα σκυρμιόνιο τύπου Néel και μελετάται η κίνηση του υπό διαφορετικές τιμές ρεύματος για τιμές θερμοκρασίες 0 και 300 K.



Σχήμα 8.4 Διαμορφώσεις σκυρμιονίου σε FeGe το οποίο υπό σταθερό πεδίο και κάποιας έντασης ρεύματος κινείται στο racetrack σε θερμοκρασίες 0 K (αριστερά) και 300 K (δεξιά).

Η ενδιαφέρουσα φυσική και οι πιθανές τεχνολογίες μνήμης που προκύπτουν από τοπολογικά προστατευμένες υφές σπιν, όπως τα σκυρμιόνια, έχουν προκαλέσει προσπάθειες για την ανακάλυψη νέων υλικών συστημάτων που μπορούν να φιλοξενήσουν τέτοιου είδους μαγνητικές διαμορφώσεις. Προτείνεται η μελέτη μαγνητικών υλικών και συνθηκών που οδηγούν σε πλέγματα σκυρμιονίων. Παράδειγμα τέτοιου υλικού είναι αυτό της άμορφης μεμβράνης πολλαπλών στρώσεων FeGd σε γεωμετρίες τετραγωνικού σχήματος μερικών μm και πάχους μερικών δεκάδων nm και για τις οποίες έχουν εκτελεστεί διερευνητικές προσομοιώσεις δίνοντας πλέγμα σκυρμιονίων όπως απεικονίζεται στο **Σχήμα 8.5**.



Σχήμα 8.5 Τυπική διαμόρφωση πλέγματος σκυρμιονίων σε FeGd σε τετραγωνικής βάσης πρίσμα πλευράς 2 μm, πάχους 80 nm για τιμή εξωτερικού πεδίου ίση με B_{ext} = 0.23 T απουσία θερμικών επιδράσεων.

8.3 Βιβλιογραφία

[1] A. K. Behera, S. S. Mishra, S. Mallick, B. B. Singh, S. Bedanta, "*Size and shape of skyrmions for variable Dzyaloshinskii-Moriya interaction and uniaxial anisotropy*", Journal of physics D, vol. 51, 285001 (**2018**).

[2] D. Maccariello, W. Legrand, N. Reyren, K. Garcia, K. Bouzehouane, S. Collin, V. Cros, A. Fert, "*Electrical detection of single magnetic skyrmions in metallic multilayers at room temperature*", Nature Nanotechnology, vol. 13, 233237 (**2018**).

[3] W. Legrand, D. Maccariello, F. Ajejas, S. Collin, A. Vecchiola, K. Bouzehouane, N. Reyren, V. Cros, A. Fert, *"Room-temperature stabilization of antiferromagnetic skyrmions in synthetic antiferromagnets"*, Nature Materials, vol. 19, 34-42 (**2019**).

[4] S. Woo, K. Litzius, B. Krüger, L. Caretta, K. Richer, M. Mann, A. Krone, R. M. Reeve, M. Weigand, P. Agrawal, I. Lemesh, M. Mawass, P. Fischer, M. Klaui, G. S. D. Beach, "*Observation of room-temperature magnetic skyrmions and their current-driven dynamics in ultrathin metallic ferromagnets*", Nature materials, vol. 15, 501-506 (**2016**).

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Υπολογισμός της τοπολογικής αναλλοίωτης σκύρμιον από μικρομαγνητικές προσομοιώσεις πεπερασμένων στοιχείων

Η τοπολογική αναλλοίωτη σκύρμιον (S) υπολογίζεται ως το επιφανειακό ολοκλήρωμα (επί της επιφάνειας βάσης A του εκάστοτε μαγνητικού νανοσωματιδίου) της τοπολογικής πυκνότητας

$$q_{sk} = \boldsymbol{m} \cdot \left(\frac{\partial \boldsymbol{m}}{\partial x} \times \frac{\partial \boldsymbol{m}}{\partial y}\right)$$

και δίνεται από την παρακάτω σχέση

$$S = \frac{1}{4\pi} \iint_{A} q_{sk} dx dy = \frac{1}{4\pi} \iint_{A} \mathbf{m} \cdot \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial y}\right) dx dy$$

όπου *m*=*M*/M_s το πηλίκο της μαγνήτισης προς τη μαγνήτιση κορεσμού. Η τοπολογική πυκνότητα αναπτυσσόμενη γράφεται ως

$$\boldsymbol{m} \cdot \left(\frac{\partial \boldsymbol{m}}{\partial x} \times \frac{\partial \boldsymbol{m}}{\partial y}\right) = \boldsymbol{m} \cdot \begin{vmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ \frac{\partial m_x}{\partial x} & \frac{\partial m_y}{\partial x} & \frac{\partial m_z}{\partial x} \\ \frac{\partial m_x}{\partial y} & \frac{\partial m_y}{\partial y} & \frac{\partial m_z}{\partial y} \end{vmatrix} = \\ m_x \left(\frac{\partial m_y}{\partial x} & \frac{\partial m_z}{\partial y} - \frac{\partial m_y}{\partial y} & \frac{\partial m_z}{\partial x}\right) + \\ m_y \left(\frac{\partial m_z}{\partial x} & \frac{\partial m_x}{\partial y} - \frac{\partial m_x}{\partial x} & \frac{\partial m_z}{\partial y}\right) + \\ m_z \left(\frac{\partial m_x}{\partial x} & \frac{\partial m_y}{\partial y} - \frac{\partial m_x}{\partial y} & \frac{\partial m_y}{\partial x}\right) + \end{aligned}$$

Για τον υπολογισμό του αριθμού σκύρμιον (S) χρησιμοποιούνται βαρυκεντρικές συντεταγμένες (barycentric coordinates) ώστε να μεταφερθεί η ανάλυση στη διακριτοποιημένη γεωμετρία του μαγνητικού νανοσωματιδίου και συγκεκριμένα σε επίπεδο διακριτοποιημένου τριγωνικού στοιχείου επιφανείας του οποίου οι συναρτήσεις μορφής (shape functions) είναι

$$N_{i}^{e}(x, y) = a_{i}^{e}x + b_{i}^{e}y + c_{i}^{e} = N_{i}^{e}(x, y)$$

όπου το e υποδηλώνει το εκάστοτε τριγωνικό στοιχείο (element) επιφανείας. Στη γενική περίπτωση, μια αυθαίρετη βαθμωτή συνάρτηση $u^e(x, y)$ ορισμένη επί του τριγωνικού στοιχείου μπορεί να προσεγγιστεί τοπικά από την έκφραση:

$$u^{e}(x, y) = u_{1}^{e} N_{1}^{e}(x, y) + u_{2}^{e} N_{2}^{e}(x, y) + u_{3}^{e} N_{3}^{e}(x, y)$$

όπου τα u_i^e οι τιμές της συνάρτησης στους κόμβους i = 1,2,3. Συνεπώς οι βαθμωτές συνιστώσες της μαγνήτισης $m(m_x, m_y, m_z)$ μπορούν να προσεγγιστούν για οποιοδήποτε σημείο με συντεταγμένες (x,y) επί του στοιχείου ως μια παρεμβολή που εμπλέκει τα $N_i^e(x, y)$ (i = 1,2,3) του εκάστοτε τριγωνικού στοιχείου και την τιμή της συνάρτησης της μαγνήτισης στον αντίστοιχο κόμβο του στοιχείου με τον ακόλουθο τρόπο

$$m_x^e(x, y; z) = m_{x1}^e N_1^e(x, y) + m_{x2}^e N_2^e(x, y) + m_{x3}^e N_3^e(x, y)$$

$$m_y^e(x, y; z) = m_{y1}^e N_1^e(x, y) + m_{y2}^e N_2^e(x, y) + m_{y3}^e N_3^e(x, y)$$

$$m_z^e(x, y; z) = m_{z1}^e N_1^e(x, y) + m_{z2}^e N_2^e(x, y) + m_{z3}^e N_3^e(x, y)$$

όπου $m_{x,i}^e, m_{y,i}^e, m_{z,i}^e$ (i = 1,2,3) οι τιμές των συνιστωσών (x, y, z) της μαγνήτισης στον αντίστοιχο κόμβο *i* για το εκάστοτε επιφανειακό τριγωνικό στοιχείο όπως προκύπτουν από την αριθμητική επίλυση με χρήση πεπερασμένων στοιχείων της εξίσωσης Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG). Επίσης πρέπει να τονιστεί πως οι αριθμητικές προσεγγίσεις μέσω παρεμβολής των $m_x^e(x, y; z), m_y^e(x, y; z), m_z^e(x, y; z)$ λαμβάνουν χώρα σε σταθερό ύψος z και συγκεκριμένα στις άνω και κάτω επιφάνειες του μαγνητικού νανοστοιχείου υπό μελέτη.

Οι απαιτούμενες χωρικές μερικές παράγωγοι των συνιστωσών της μαγνήτισης στο στοιχείο που εμπλέκονται στον υπολογισμό του αριθμού σκύρμιον μπορούν με τις παραπάνω σχέσεις να υπολογιστούν απευθείας

$$\frac{\partial m_x^e(x,y;z)}{\partial x} = m_{x,1}^e \frac{\partial N_1^e(x,y)}{\partial x} + m_{x,2}^e \frac{\partial N_2^e(x,y)}{\partial x} + m_{x,3}^e \frac{\partial N_3^e(x,y)}{\partial x}$$
$$= m_{x,1}^e a_1^e + m_{x,2}^e a_2^e + m_{x,3}^e a_3^e$$

$$\frac{\partial m_x^e(x,y;z)}{\partial y} = m_{x,1}^e \frac{\partial N_1^e(x,y)}{\partial y} + m_{x,2}^e \frac{\partial N_2^e(x,y)}{\partial y} + m_{x,3}^e \frac{\partial N_3^e(x,y)}{\partial y}$$
$$= m_{x,1}^e b_1^e + m_{x,2}^e b_2^e + m_{x,3}^e b_3^e$$

και ομοίως για τις υπόλοιπες

$$\frac{\partial m_y^e(x, y; z)}{\partial x} = m_{y,1}^e a_1^e + m_{y,2}^e a_2^e + m_{y,3}^e a_3^e$$
$$\frac{\partial m_y^e(x, y; z)}{\partial y} = m_{y,1}^e b_1^e + m_{y,2}^e b_2^e + m_{y,3}^e b_3^e$$
$$\frac{\partial m_z^e(x, y; z)}{\partial x} = m_{z,1}^e a_1^e + m_{z,2}^e a_2^e + m_{z,3}^e a_3^e$$
$$\frac{\partial m_z^e(x, y; z)}{\partial y} = m_{z,1}^e b_1^e + m_{z,2}^e b_2^e + m_{z,3}^e b_3^e$$

Εν συνεχεία μπορούμε να υπολογίσουμε τις ποσότητες επί του εκάστοτε στοιχείου (e) T_1^e, T_2^e, T_3^e οι οποίες εξαρτώνται μόνο από τις τιμές στους κόμβους του τριγωνικού στοιχείου επιφανείας.

$$\frac{\partial m_y^e}{\partial x} \frac{\partial m_z^e}{\partial y} - \frac{\partial m_y^e}{\partial y} \frac{\partial m_z^e}{\partial x} = T_1^e = (m_{y,1}^e a_1^e + m_{y,2}^e a_2^e + m_{y,3}^e a_3^e) (m_{z,1}^e b_1^e + m_{z,2}^e b_2^e + m_{z,3}^e b_3^e) - (m_{y,1}^e b_1^e + m_{y,2}^e b_2^e + m_{y,3}^e b_3^e) (m_{z,1}^e a_1^e + m_{z,2}^e a_2^e + m_{z,3}^e a_3^e)$$

$$\frac{\partial m_z^e}{\partial x} \frac{\partial m_x^e}{\partial y} - \frac{\partial m_x^e}{\partial x} \frac{\partial m_z^e}{\partial y} = T_2^e =$$
$$\left(m_{z,1}^e a_1^e + m_{z,2}^e a_2^e + m_{z,3}^e a_3^e\right) \left(m_{x,1}^e b_1^e + m_{x,2}^e b_2^e + m_{x,3}^e b_3^e\right) -$$

$$(m_{x,1}^e a_1^e + m_{x,2}^e a_2^e + m_{x,3}^e a_3^e) (m_{z,1}^e b_1^e + m_{z,2}^e b_2^e + m_{z,3}^e b_3^e)$$

$$\frac{\partial m_x^e}{\partial x} \frac{\partial m_y^e}{\partial y} - \frac{\partial m_x^e}{\partial y} \frac{\partial m_y^e}{\partial x} = T_3^e =$$

$$\left(m_{x,1}^e a_1^e + m_{x,2}^e a_2^e + m_{x,3}^e a_3^e\right) \left(m_{y,1}^e b_1^e + m_{y,2}^e b_2^e + m_{y,3}^e b_3^e\right) -$$

$$\left(m_{x,1}^e b_1^e + m_{x,2}^e b_2^e + m_{x,3}^e b_3^e\right) \left(m_{y,1}^e a_1^e + m_{y,2}^e a_2^e + m_{y,3}^e a_3^e\right)$$

Στον υπολογισμό του αριθμού σκύρμιον η τοπολογική πυκνότητα qsk μπορεί να γραφεί ως

$$q_{sk}^e = m_x^e T_1^e + m_y^e T_2^e + m_z^e T_3^e$$

και λαμβάνοντας υπόψιν ότι η ολοκλήρωση πάνω στο τριγωνικό στοιχείο είναι

$$\int_{A_e} N_i^e dA_e = \iint_{A_e} N_i^e(x, y) dx dy = \frac{A_e}{3}, \qquad i = 1, 2, 3$$

όπου A_e η επιφάνεια του e-στοιχείου. Συνεπώς οι αθροιζόμενες ποσότητες $m_x^e T_1^e$, $m_y^e T_2^e$, $m_z^e T_3^e$ είναι μόνο συναρτήσεις των $N_1^e(x, y)$, $N_2^e(x, y)$, $N_3^e(x, y)$ και ο αριθμός σκύρμιον μπορεί να προκύψει από την άθροιση πάνω σε όλα τα επιφανειακά στοιχεία (elements) των επιμέρους διπλών ολοκληρωμάτων

$$\iint_{A} \boldsymbol{m} \cdot \left(\frac{\partial \boldsymbol{m}}{\partial x} \times \frac{\partial \boldsymbol{m}}{\partial y}\right) dx dy = \int_{A} \boldsymbol{m} \cdot \left(\frac{\partial \boldsymbol{m}}{\partial x} \times \frac{\partial \boldsymbol{m}}{\partial y}\right) dA$$

$$\sum_{all \ elements \ e} \{T_1^e \int_{A_e} m_{x,1}^e N_1^e(x,y) + m_{x,2}^e N_2^e(x,y) + m_{x,3}^e N_3^e(x,y) \ dA_e + T_2^e \int_{A_e} m_{y,1}^e N_1^e(x,y) + m_{y,2}^e N_2^e(x,y) + m_{y,3}^e N_3^e(x,y) \ dA_e + T_3^e \int_{A_e} m_{z,1}^e N_1^e(x,y) + m_{z,2}^e N_2^e(x,y) + m_{z,3}^e N_3^e(x,y) \ dA_e \} =$$

$$\sum_{all \ elements \ e} \left\{ T_1^e \left[m_{x,1}^e \int_{A_e} N_1^e dA_e + m_{x,2}^e \int_{A_e} N_2^e dA_e + m_{x,3}^e \int_{A_e} N_3^e dA_e \right] + T_2^e \left[m_{y,1}^e \int_{A_e} N_1^e dA_e + m_{y,2}^e \int_{A_e} N_2^e dA_e + m_{y,3}^e \int_{A_e} N_3^e dA_e \right] + T_3^e \left[m_{z,1}^e \int_{A_e} N_1^e dA_e + m_{z,2}^e \int_{A_e} N_2^e dA_e + m_{z,3}^e \int_{A_e} N_3^e dA_e \right] \right\} =$$

$$\sum_{all \ elements \ e} \{T_1^e (m_{x,1}^e + m_{x,2}^e + m_{x,3}^e) \frac{A_e}{3} + T_2^e (m_{y,1}^e + m_{y,2}^e + m_{y,3}^e) \frac{A_e}{3} + T_3^e (m_{z,1}^e + m_{z,2}^e + m_{z,3}^e) \frac{A_e}{3} \}$$

Οπότε ο αριθμός σκύρμιον S μπορεί να υπολογιστεί αριθμητικά από την ακόλουθη άθροιση πάνω σε όλα τα επιφανειακά στοιχεία που έχουν προκύψει από τη διακριτοποίηση της άνω ή κάτω επιφάνειας του μαγνητικού νανοστοιχείου.

$$S = \frac{1}{4\pi} \sum_{\substack{elements \\ e}} \{ T_1^e \quad \frac{S_e}{3} (m_{x,1}^e + m_{x,2}^e + m_{x,3}^e) + T_2^e \frac{S_e}{3} (m_{y,1}^e + m_{y,2}^e + m_{y,3}^e) + T_3^e \frac{S_e}{3} (m_{z,1}^e + m_{z,2}^e + m_{z,3}^e) \}$$

Άμεση είναι η επέκταση για τον υπολογισμό της ανάλογης τρισδιάστατης μαθηματικής οντότητας

$$S^{V} = \frac{1}{8\pi} \int_{V} \boldsymbol{m} \cdot \left(\frac{\partial \boldsymbol{m}}{\partial x} \times \frac{\partial \boldsymbol{m}}{\partial y}\right) dV$$

όπου V ο συνολκός όγκος του μαγνητικού νανοσωματιδίου.

ΣΩΚΡΑΤΗ 6, ΙΩΑΝΝΙΝΑ, ΕΛΛΑΔΑ PHONE: +30 6955251202 • E-MAIL: vdsworkmail@gmail.com E@NHKOTHTA: ΕΛΛΗΝΙΚΗ • ΗΜΕΡΟΜΗΝΙΑ ΓΕΝΝΗΣΗΣ: 22/05/1989

ΣΤΑΥΡΟΥ ΒΑΣΙΛΕΙΟΣ

ΕΚΠΑΥΔΕΣΥΗ

Υποψήφιος διδάκτωρ

Τμήμα Μηχανικών Επιστήμης Υλικών (TMEY) Πανεπιστήμιο Ιωαννίνων: ΙΟΥΛ 2016 – «Μελέτη Μαγνητικών Υλικών με Μικρομαγνητικές προσομοιώσεις»
 3μελής Επιτροπή: Αναπληρωτής Καθηγητής Λεωνίδας Ν. Γεργίδης - Πανεπιστήμιο Ιωαννίνων(TMEY) Καθηγητής Ιωάννης Παναγιωτόπουλος - Πανεπιστήμιο Ιωαννίνων (TMEY) Καθηγητής Αντώνιος Χαραλαμπόπουλος - Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο (ΣΕΜΦΕ)

Διετές Μεταπτυχιακό

Τμήμα Μηχανικών Επιστήμης Υλικών (TMEY) Πανεπιστήμιο Ιωαννίνων: OKT 2013 – OKT 2015 MSc «Χημεία και Τεχνολογία των Υλικών» Master Thesis: «Μικρομαγνητισμός σε λεπτά τριγωνικά νανοϋμένια» Επιβλέπων: Λεωνίδας Ν. Γεργίδης

Δίπλωμα

Μηχανικού Επιστήμης των Υλικών Πανεπιστήμιο Ιωαννίνων: OKT 2007 – ΙΟΥΝ 2013 Βαθμός 7.52/10.00 Διπλωματική: «Μικρομαγνητικές Προσομοιώσεις με χρήση Πεπερασμένων Στοιχείων» Επιβλέπων: Επίκουρος Καθηγητής Λεωνίδας Ν. Γεργίδης

7º Γενικό Λύκειο Ιωαννίνων

Ιωάννινα: ΣΕΠΤ 2004 – ΙΟΥΝ 2007

Απολυτήριο λυκείου: Βαθμός 18.0/20

ΠΡΑΚΤΙΚΗ

Οδηγός στην 8η Μεραρχία του ελληνικού στρατού

NIKI Employment Ltd (Digital Engineering)

Χρήση πεπερασμένων στοιχείων για την επίλυση προβλημάτων υπολογιστικής ρευστομηχανικής.

ΕΠΑΓΓΕΛΜΑΤΙΚΗ ΕΜΠΕΙΡΙΑ

Ερευνητής μέσω υποτροφίας του ΙΚΥ η οποία χρηματοδοτήθηκε από την Πράξη «ΕΝΙΣΧΥΣΗ ΤΟΥ ΑΝΘΡΩΠΙΝΟΥ ΕΡΕΥΝΗΤΙΚΟΥ ΔΥΝΑΜΙΚΟΥ ΜΕΣΩ ΤΗΣ ΥΛΟΠΟΙΗΣΗΣ ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗΣ

Ιωάννινα : ΙΟΥΛ 2015 – ΑΠΡ 2016

Ιωάννινα: ΟΚΤ 2011 – ΔΕΚ 2011

ΕΡΕΥΝΑΣ» από πόρους του ΕΠ «Ανάπτυξη Ανθρώπινου Δυναμικού, Εκπαίδευση και Δια Βίου Μάθηση», 2014-2020

ΔΙΔΑΚΤΙΚΗ ΕΜΠΕΙΡΙΑ

Βοηθός προπτυχιακού μαθήματος «**Σχεδιασμός Βιομηχανικών Διεργασιών**» TMEY 2014 με κύρια δραστηριότητα την υποβοήθηση στην εκμάθηση των φοιτητών στο πρόγραμμα DWSIM.

Βοηθός προπτυχιακού μαθήματος «**Μεταφορά Θερμότητας**» ΤΜΕΥ 2014, 2015, 2016 με κύρια δραστηριότητα την δημιουργία σημειώσεων που θα βοηθούσαν στην περαιτέρω διεξαγωγή του μαθήματος μέσω της εκμάθησης του PDEtool της Matlab.

Βοηθός προπτυχιακού μαθήματος «**Μηχανική Συνεχούς Μέσου**» TMEY 2014, 2015 με κύρια δραστηριότητα την δημιουργία σημειώσεων που θα βοηθούσαν στην περαιτέρω διεξαγωγή του μαθήματος μέσω της εκμάθησης του PDEtool της Matlab.

Βοηθός προπτυχιακού μαθήματος «**Εργαστήριο Ηλεκτρονικών και Μαγνητικών υλικών**» TMEY 2014 με κύριες δραστηριότητες τις μετρήσεις της διηλεκτρικής σταθεράς των υλικών καθώς και αυτές της φωταγωγιμότητας.

Βοηθός προπτυχιακού μαθήματος «**Εργαστήριο Σύνθετων Υλικών**» TMEY 2015 με κύρια δραστηριότητα την Παρασκευή και των χαρακτηρισμό πολυμερικών ινών.

ΞΕΝΕΣ ΓΛΩΣΣΕΣ

- AFTAIKA : Certificate of Lower in English (University of Michigan)
- FAAAIKA : Delf A1, Delf A2, Delf Prim A1, Delf Prim A2
- ΕΛΛΗΝΙΚΑ : Μητρική Γλώσσα

ΔΗΜΟΣΙΕΥΣΕΙΣ ΣΕ ΔΙΕΘΝΗ ΠΕΡΙΟΔΙΚΑ ΜΕ ΚΡΙΤΕΣ

- V.D. Stavrou, L.N. Gergidis, A. Markou, A. Charalampopoulos, I. Panagiotopoulos, *"Micromagnetics of Triangular Thin Film Nanoelements"*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 401, 716–723 (2016)
- (2) L.N. Gergidis, V.D. Stavrou, D. Kourounis and I. Panagiotopoulos, "Micromagnetic simulations study of skyrmions in magnetic FePt nanoelements", Journal of Magnetism and Magnetic Materials 481, 111–121, (2019)
- (3) V.D. Stavrou, D. Kourounis, K. Dimakopoulos, I. Panagiotopoulos, L.N. Gergidis, "Magnetic skyrmions in FePt nanoparticles having Reuleaux 3D geometry: a micromagnetic simulation study", Nanoscale, 11, 20102-20114, (2019)
- (4) V. D. Stavrou, L. N. Gergidis, "Magnetic skyrmions generation and control in FePt nanoparticles through shape and magnetocrystalline anisotropy variation: a FEM micromagnetic simulation study", (2021), (accepted Journal of Applied Physics: D)

ΥΠΟΒΛΗΘΕΙΣΕΣ ΔΗΜΟΣΙΕΥΣΕΙΣ ΣΕ ΔΙΕΘΝΗ ΠΕΡΙΟΔΙΚΑ ΜΕ ΚΡΙΤΕΣ

(5) C. Tyrpenou, V. D. Stavrou, L. N. Gergidis, "Magnetic Skyrmions in FePt Square-Based Nanoparticles Around Room-Temperature", (2020) (submitted)

ΕΡΓΑΣΙΕΣ ΥΠΟ ΠΡΟΕΤΟΙΜΑΣΙΑ

(6) C. Tyrpenou, V. D. Stavrou, L. N. Gergidis, "Skyrmion transitions at irregular shapes for different magnetic materials", (2021) (Υπό προετοιμασία)

ΣΥΜΜΕΤΟΧΕΣ ΣΕ ΣΥΝΕΔΡΙΑ

Λ. Ν. Γεργίδης, **Β. Δ. Σταύρου**, Δ. Κουρούνης, Ι. Παναγιωτόπουλος, «Μελέτη μαγνητικών σκυρμιονίων με μικρομαγνητικές προσομοιώσεις πεπερασμένων στοιχείων σε μαγνητικά νανοσωματίδιαFePt», 12° Πανελλήνιο Επιστημονικό Συνέδριο Χημικής Μηχανικής, Αθήνα 29-31 Μαΐου 2019 (συμμετοχή με ομιλία και εργασία)

ΓΝΩΣΕΙΣ Η/Υ ΚΑΙ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑΤΩΝ

Windows software (Microsoft Office, Origin) Programming languages: Fortan, C++, Python, Matlab System administration of Linux workstations. Scientific visualization (Visit, Vmd, Xmgrace, Mayavi2, Paraview) Nmag micromagnetics simulator, Mumax3 a GPU-accelerated micromagnetic simulation Fenics generic Finite Element Simulator Calculix computational fluid dynamics simulator DWSIM (chemical process simulator) Matlab (Pdetool, k-Wave) Google SketchUp 2015 Netgen Mesh Generator SolidWorks 2010

ΛΟΙΠΕΣ ΠΛΗΡΟΦΟΡΙΕΣ

Υποτροφία μέσω του προγράμματος IKYDA (**2015**) Πανεπιστήμιο Ιωαννίνων - Augsburg University, Institute of Physics (Experimental Physics IV) Μέλος της Ελληνικής *MENSA* – The High IQ Society **Ενδιαφέροντα:** Επιτραπέζια, Σκάκι, Γρίφοι **Αθλητισμός:** Επιτραπέζια Αντισφαίριση, Βόλεϊ, Τένις

	A second s
	TMHMA MHXANIKON
ΑΙΤΗΣΗ	April Prime EQL
	Murphania: 11-44-29

and we we will be a series of the second of the second second second second second second second second second

Του **Λεωνίδα Ν. Γεργίδη** Αναπληρωτή Καθηγητή του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων.

ΠΡΟΣ: Γενική Συνέλευση Ειδικής Σύνθεσης του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών, Πανεπιστήμιο Ιωαννίνων.

ΘΕΜΑ: «Συγκρότηση Επταμελούς Εξεταστικής Επιτροπής διδακτορικής διατριβής για τον Υποψήφιο διδάκτορα του Τ.Μ.Ε.Υ. Σταύρου Βασίλειο».

Σας παρακαλώ να εξετάσετε την αίτηση αυτή περί συγκρότησης Επταμελούς Εξεταστικής Επιτροπής για τον Υποψήφιο Διδάκτορα του Τ.Μ.Ε.Υ. Σταύρου Βασίλειο. Η αίτηση αυτή γίνεται κατόπιν συνεννόησης με τα άλλα δύο μέλη της Τριμελούς Συμβουλευτικής Επιτροπής κ. Ι. Παναγιωτόπουλο (Καθηγητής Τ.Μ.Ε.Υ.) και κ. Α. Χαραλαμπόπουλο (Καθηγητή Σ.Ε.Μ.Φ.Ε.). Προτείνεται ως Επταμελής Εξεταστική Επιτροπή η ακόλουθη:

- 1. Λεωνίδας Ν. Γεργίδης, Αναπληρωτής Καθηγητής Τ.Μ.Ε.Υ., Π.Ι. (Επιβλέπων)
- 2. Ιωάννης Παναγιωτόπουλος, Καθηγητής Τ.Μ.Ε.Υ., Π.Ι.
- 3. Αντώνιος Χαραλαμπόπουλος, Καθηγητής Σ.Ε.Μ.Φ.Ε., Ε.Μ.Π.
- 4. Δημήτριος Φωτιάδης, Καθηγητής Τ.Μ.Ε.Υ., Π.Ι.
- 5. Αλκιβιάδης Παϊπέτης, Καθηγητής Τ.Μ.Ε.Υ., Π.Ι.
- 6. Νεκταρία-Μαριάνθη Μπάρκουλα, Καθηγήτρια Τ.Μ.Ε.Υ., Π.Ι.
- 7. Χριστίνα Λέκκα, Αναπληρώτρια Καθηγήτρια Τ.Μ.Ε.Υ., Π.Ι.

Τα μέλη της Επιτροπής προτείνονται για να κρίνουν τη συγκεκριμένη διδακτορική διατριβή.

Ημερομηνία

11/01/2021

Ο Αιτών και Επιβλέπων Καθηγητής

PFIAKE

Λεωνίδας Ν. Γεργίδης Αναπληρωτής Καθηγητής

ZJAPIEN 369 [13.1.9]



ΕΛΛΗΝΙΚΗ ΔΗΜΟΚΡΑΤΙΑ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ΠΟΛΥΤΕΧΝΙΚΗ ΣΧΟΛΗ ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΗΣ ΥΛΙΚΩΝ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΩΝ ΣΠΟΥΔΩΝ Διεύθυνση: Μεταβατικό κτίριο, Πανεπιστημιούπολη, 45110 ΙΩΑΝΝΙΝΑ Πληροφορίες: Κωνσταντίνα Κόκκαλη Τηλέφωνο: 26510-07202 Email: kkokali@uoi.gr

> Ιωάννινα, 13/01/2021 Αριθμ. Πρωτ.: 714

Προς τους κ.κ.:

 Λεωνίδα Γεργίδη, Αναπληρωτή Καθηγητή του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών της Πολυτεχνικής Σχολής του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων,

2. Ιωάννη Παναγιωτόπουλο, Καθηγητή του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών της Πολυτεχνικής Σχολής του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων,

3. Αντώνιο Χαραλαμπόπουλο, Καθηγητή της Σχολής Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών του Ε.Μ.Π.,

4. Δημήτριο Φωτιάδη, Καθηγητή του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών της Πολυτεχνικής Σχολής του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων,

5. Αλκιβιάδη Παϊπέτη, Καθηγητή του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών της Πολυτεχνικής Σχολής του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων,

6. Νεκταρία-Μαριάνθη Μπάρκουλα, Καθηγήτρια του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών της Πολυτεχνικής Σχολής του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων,

7. Χριστίνα Λέκκα, Αναπληρώτρια Καθηγήτρια του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών της Πολυτεχνικής Σχολής του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων.

ΘΕΜΑ: «Ορισμός επταμελούς εξεταστικής επιτροπής για την υποστήριξη της διδακτορικής διατριβής από τον κ. Βασίλειο Σταύρου».

Σας γνωρίζουμε ότι η Συνέλευση του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών στη συνεδρίαση της αριθμ.362/13.1.2021 αποφάσισε, σύμφωνα με τις διατάξεις του άρθρου 41, παρ. 2 του ν. 4485/2017 σε συνδυασμό με το άρθρο 85, παρ. 5 του ίδιου νόμου όπως τροποποιήθηκε με το άρθρο 32, παρ. 7^α του ν. 4589/2019 να σας ορίσει μέλη της επταμελούς εξεταστικής επιτροπής για την υποστήριξη της διδακτορικής διατριβής του κ. **Βασιλείου Σταύρου**, με θέμα: «Μελέτη Μαγνητικών Υλικών με Μικρομαγνητικές Προσομοιώσεις».

Contina MHXANIA Η Γραμματέας του Τμήματος Μαρία Κόντου

<u>Κοινοποίηση:</u> -Βασίλειος Σταύρου Ημερομηνία αίτησης του κ. Σταύρου Βασίλειου: 22/06/2016 Ημερομηνία ορισμού Τριμελούς Συμβουλευτικής Επιτροπής: 27/06/2016

Μέλη Τριμελούς Συμβουλευτικής Επιτροπής:

Επιβλέπων

Λεωνίδας Γεργίδης, Αναπληρωτής Καθηγητής του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών της Πολυτεχνικής Σχολής του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων

Μέλη

Ιωάννης Παναγιωτόπουλος, Καθηγητής του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών της

Πολυτεχνικής Σχολής του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων.

Αντώνιος Χαραλαμπόπουλος, Καθηγητής της Σχολής Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου.

Ημερομηνία ορισμού θέματος: 27/06/2016 «Μελέτη Μαγνητικών Υλικών με Μικρομαγνητικές Προσομοιώσεις»

ΔΙΟΡΙΣΜΟΣ ΕΠΤΑΜΕΛΟΥΣ ΕΞΕΤΑΣΤΙΚΗΣ ΕΠΙΤΡΟΠΗΣ: 13/01/2021

Λεωνίδας Γεργίδης	Αναπληρωτής Καθηγητής του Τμήματος Μηχανικών
	Πανεπιστημίου Ιωαννίνων
Ιωάννης Παναγιωτόπουλος	Καθηγητής του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών της Πολυτεχνικής Σχολής του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων
Αντώνιος Χαραλαμπόπουλος	Καθηγητής της Σχολής Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου
Δημήτριος Φωτιάδης	Καθηγητής του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών της Πολυτεχνικής Σχολής του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων
Αλκιβιάδης Παϊπέτης	Καθηγητής του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών της Πολυτεχνικής Σχολής του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων
Νεκταρία-Μαριάνθη Μπάρκουλα	Καθηγήτρια του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών της Πολυτεχνικής Σχολής του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων
Χριστίνα Λέκκα	Αναπληρώτρια Καθηγήτρια του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών της Πολυτεχνικής Σχολής του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων

Έγκριση Διδακτορικής Διατριβής με βαθμό <<**ΑΡΙΣΤΑ>>** στις 19/04/2021.

MHXANIKQA Ο Πρόεδρος του Τμήματος Η Γραμματέας του Τμήματος NANETIP Μαρία Κόντου Απόστολος Αυγερόπουλος Καθηγητής

Προς

τη Γραμματεία του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων

ΠΡΑΚΤΙΚΟ

της Επταμελούς Εξεταστικής Επιτροπής για την αναγόρευση σε Διδάκτορα του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών της Πολυτεχνικής Σχολής του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων του κ. **Βασιλείου Σταύρου** του Δημητρίου.

Η Συνέλευση του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών της Πολυτεχνικής Σχολής του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων στη συνεδρίαση της αριθμ. 362/13.01.2021 ύστερα από την κρίση της Τριμελούς Συμβουλευτικής Επιτροπής ότι η ερευνητική εργασία του υποψήφιου Διδάκτορα Βασιλείου Δ. Σταύρου έχει ολοκληρωθεί και έχει κατατεθεί στο Τμήμα, όρισε σύμφωνα με τις διατάξεις του άρθρου 41 του ν.4485/2017 (ΦΕΚ 114/04-08-2017), την Εξεταστική Επιτροπή που αποτελείται από τους κ.κ. Λεωνίδα Ν. Γεργίδη, Αναπληρωτή Καθηγητή του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών της Πολυτεχνικής Σχολής του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων, Ιωάννη Παναγιωτόπουλο, Καθηγητή του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών της Πολυτεχνικής Σχολής του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων, Αντώνιο Χαραλαμπόπουλο, Καθηγητή της Σχολής Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών (ΣΕΜΦΕ) στο Εθνικό Μετσόβιου Πολυτεχνείο (ΕΜΠ), Δημήτριο Φωτιάδη, Καθηγητή του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών της Πολυτεχνικής Σχολής του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων, Αλκιβιάδη Παϊπέτη, Καθηγητή του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών της Πολυτεχνικής Σχολής του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων, Νεκταρία-Μαριάνθη Μπάρκουλα, Καθηγήτρια του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών της Πολυτεχνικής Σχολής του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων, Χριστίνα Λέκκα, Αναπληρώτρια Καθηγήτρια του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών της Πολυτεχνικής Σχολής του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων, για να αναπτύξει ενώπιον της ο υποψήφιος Διδάκτορας Βασίλειος Σταύρου τη διατριβή του με θέμα: «Μελέτη Μαγνητικών Υλικών με Μικρομαγνητικές Προσομοιώσεις» (Αγγλικός Τίτλος: «Study of Magnetic Materials using Micromagnetic Simulations»).

Η Επταμελής Εξεταστική Επιτροπή με την παραπάνω σύνθεση της, συνήλθε σήμερα 19/04/2021 ημέρα

Η συλλογή και η επεξεργασία των δεδομένων προσωπικού χαρακτήρα που υποβάλλονται πραγματοποιείται σύμφωνα με τα οριζόμενα στις διατάξεις του Ν.4624/19 και του Κανονισμού (ΕΕ)2016/2019. Το Πανεπιστήμιο Ιωαννίνων συλλέγει και επεξεργάζεται τα δεδομένα προσωπικού χαρακτήρα αποκλειστικά στο πλαίσιο της υλοποίησης του σκοπού της παρούσας διαδικασίας. Για το χρονικό διάστημα που τα προσωπικά δεδομένα θα παραμείνουν στη διάθεση του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων το υποκείμενο έχει τη δυνατότητα να ασκήσει τα δικαιώματά του σύμφωνα με τους όρους του Γενικού Κανονισμού Προστασίας Δεδομένων Προσωπικού Χαρακτήρα 2016/679 (Ε.Ε.) και τα οριζόμενα στα άρθρα 34 και 35 Ν. 4624/2019. Υπεύθυνη Προσωπικών Δεδομένων του Ιδρύματος είναι η κα. Σταυρούλα Σταθαρά (email: dpo@uoi.gr). Δευτέρα και ώρα 15:00 στην διαδικτυακή αίθουσα (MSTEAMS) του Τ.Μ.Ε.Υ. του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων για να εξετάσει την διδακτορική διατριβή του υποψήφιου διδάκτορα κ. Βασιλείου Σταύρου. Χρέη προέδρου της Εξεταστικής Επιτροπής ανέθεσαν τα μέλη της στον κ. Λεωνίδα Ν. Γεργίδη, Αναπληρωτή Καθηγητή του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών της Πολυτεχνικής Σχολής του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων.

Στο σημείο αυτό τίθεται υπόψη της 7μελούς Εξεταστικής Επιτροπής το άρθρου 41 του v.4485/2017 (ΦΕΚ 114/04-08-2017), η παρ. 9 του Εσωτερικού Κανονισμού Διδακτορικών Σπουδών του Τμήματος (ΦΕΚ 832/09.03.2018 τ. Β΄).

Τα μέλη της Επιτροπής έλαβαν εγκαίρως γνώση του κειμένου της και της **Εισηγητικής Έκθεσης** κατατεθειμένης στην γενική συνέλευση αριθμ. 358/21.10.2020, που αφορά στην ολοκλήρωση της έρευνας της διδακτορικής διατριβής του κ. Βασιλείου Σταύρου, του επιβλέποντα Καθηγητή κ. Λεωνίδα Ν. Γεργίδη και μελέτησαν τη διατριβή του υποψηφίου.

Ο υποψήφιος κ. **Βασίλειος Σταύρου** ανέπτυξε ενώπιον της Επιτροπής τη διατριβή του με θέμα: «Μελέτη Μαγνητικών Υλικών με Μικρομαγνητικές Προσομοιώσεις» τονίζοντας τα σημεία, στα οποία κατά τη γνώμη του η διατριβή είναι πρωτότυπη και αποτελεί συμβολή στην επιστήμη. Τα μέλη της Εξεταστικής Επιτροπής απηύθυναν ερωτήσεις στον υποψήφιο, μετά την προφορική ανάπτυξη από αυτόν του θέματος. Η ανάπτυξη και οι ερωτήσεις έγιναν σε δημόσια συνεδρίαση.

Στη συνέχεια το ακροατήριο και ο υποψήφιος αποχώρησαν και τα μέλη της Εξεταστικής Επιτροπής συσκέφθηκαν και ψήφισαν, υπέρ της παραδοχής της διατριβής, με ψήφους επτά (7) υπέρ και κατά μηδέν (0).

Πρότειναν, δε, με ψήφους επτά (7) έναντι μηδενός (0) το βαθμό **Άριστα** εφαρμόζοντας την παρ. 9⁴ του Εσωτερικού Κανονισμού Διδακτορικών Σπουδών του Τμήματος (ΦΕΚ 832/09.03.2018 τ. Β΄).

Η Εξεταστική Επιτροπή

1. Λεωνίδας Ν. Γεργίδης, Αναπληρωτής Καθηγητής του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών της Πολυτεχνικής Σχολής του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων

Ιωάννης Παναγιωτόπουλος, Καθηγητής
 του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών της
 Πολυτεχνικής Σχολής του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων

 Αντώνιος Χαραλαμπόπουλος, Καθηγητής της Σχολής Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών (ΣΕΜΦΕ) στο
Εθνικό Μετσόβιου Πολυτεχνείο (ΕΜΠ)

Δημήτριος Φωτιάδης, Καθηγητής
του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών της
Πολυτεχνικής Σχολής του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων

5. **Αλκιβιάδης Παϊπέτης**, Καθηγητής του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών της Πολυτεχνικής Σχολής του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων

6. Νεκταρία-Μαριάνθη Μπάρκουλα, Καθηγήτρια του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών της Πολυτεχνικής Σχολής του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων

 Χριστίνα Λέκκα, Αναπληρώτρια Καθηγήτρια του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών της Πολυτεχνικής Σχολής του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων



ΕΛΛΗΝΙΚΗ ΔΗΜΟΚΡΑΤΙΑ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ΠΟΛΥΤΕΧΝΙΚΗ ΣΧΟΛΗ ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΗΣ ΥΛΙΚΩΝ ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΟ ΤΟΥ ΤΜΗΜΑΤΟΣ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΗΣ ΥΛΙΚΩΝ Διεύθυνση: Μεταβατικό κτίριο-Πανεπιστημιούπολη, 45110 Ιωάννινα Πληροφορίες: Μαρία Κόντου Τηλέφωνο: 26510-07109 Email: gramylik@uoi.gr

> Ιωάννινα, 15/6/2021 Αριθμ. Πρωτ.: 1255

ΒΕΒΑΙΩΣΗ ΠΕΡΑΤΩΣΗΣ ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗΣ ΔΙΑΤΡΙΒΗΣ

Βεβαιώνεται η ακρίβεια των εξής στοιχείων:

Στοιχεία Ταυτότητας

Όνομα:	ΒΑΣΙΛΕΙΟΣ	Επώνυμο:	ΣΤΑΥΡΟΥ
Πατρώνυμο:	ΔΗΜΗΤΡΙΟΣ	Μητρώνυμο:	ΚΑΛΛΙΟΠΗ
Τόπος Γέννησης:	ΙΩΑΝΝΙΝΑ	Έτος Γέννησης:	1989
<u>Στοιχεία Εγγραφής</u>			
Ημερομηνία:	27/6/2016	Ακαδ. Έτος:	2015-2016
Κατηγορία:	ΕΠΙΛΟΓΗ ΔΙΔΑΚΤΟΡΩΝ	Αριθμ. Μητρώου:	163
Αίτηση Εγγραφής:	1491/22.06.2016	Αποφ. Εγγραφής:	Γ.Σ.Ειδ.Σ.: 286/27.06.2016

Ο φοιτητής ολοκλήρωσε την εκπόνηση της Διδακτορικής Διατριβής με τίτλο «Μελέτη Μαγνητικών Υλικών με Μικρομαγνητικές Προσομοιώσεις», και στις 19/4/2021 την παρουσίασε και υποστήριξε δημόσια, ενώπιον των μελών της επταμελούς εξεταστικής επιτροπής.

Η Επταμελής Εξεταστική Επιτροπή, η οποία ορίστηκε στη Συνελ. αριθμ. 362/13.1.2021 σύμφωνα με τις διατάξεις του άρθρου 41, παρ. 2 του Ν.4485/2017, όπως τροποποιήθηκε και ισχύει, ενέκρινε την εκπονηθείσα διδακτορική διατριβή και πρότεινε την απονομή του τίτλου του Διδάκτορος με βαθμό «ΑΡΙΣΤΑ».

Επιβλέπων της Διδακτορικής Διατριβής ήταν ο κ. ΛΕΩΝΙΔΑΣ ΓΕΡΓΙΔΗΣ, Αναπληρωτής Καθηγητής του ΤΜΗΜΑΤΟΣ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΗΣ ΥΛΙΚΩΝ του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων.

Εκκρεμεί η διαδικασία της αναγόρευσης.

Η βεβαίωση αυτή χορηγείται για κάθε νόμιμη χρήση.

Γραμματέας του Τμήματος Μαρία Κόντου