

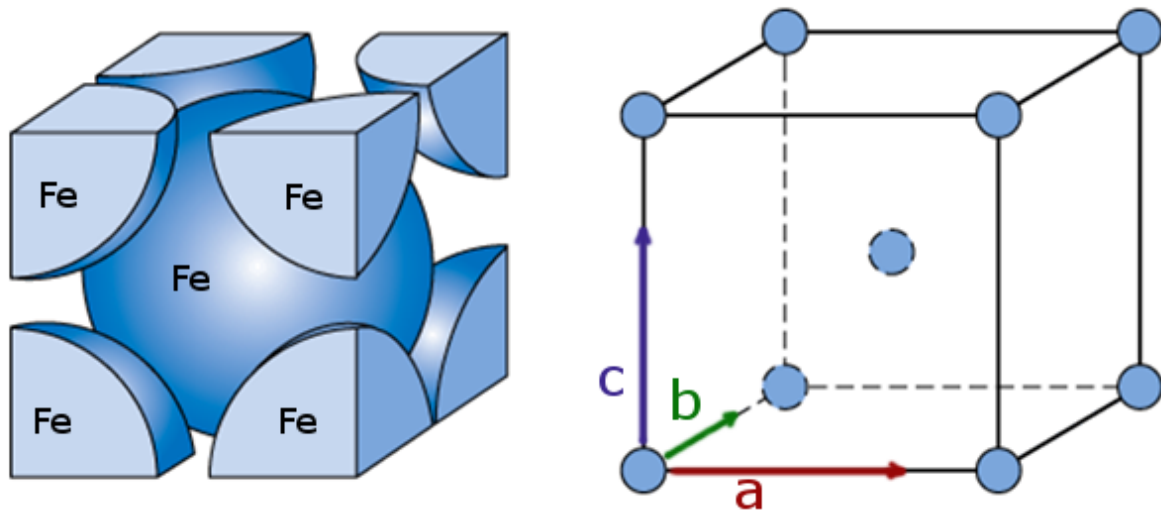
Κεφάλαιο 4

Πειραματικά αποτελέσματα

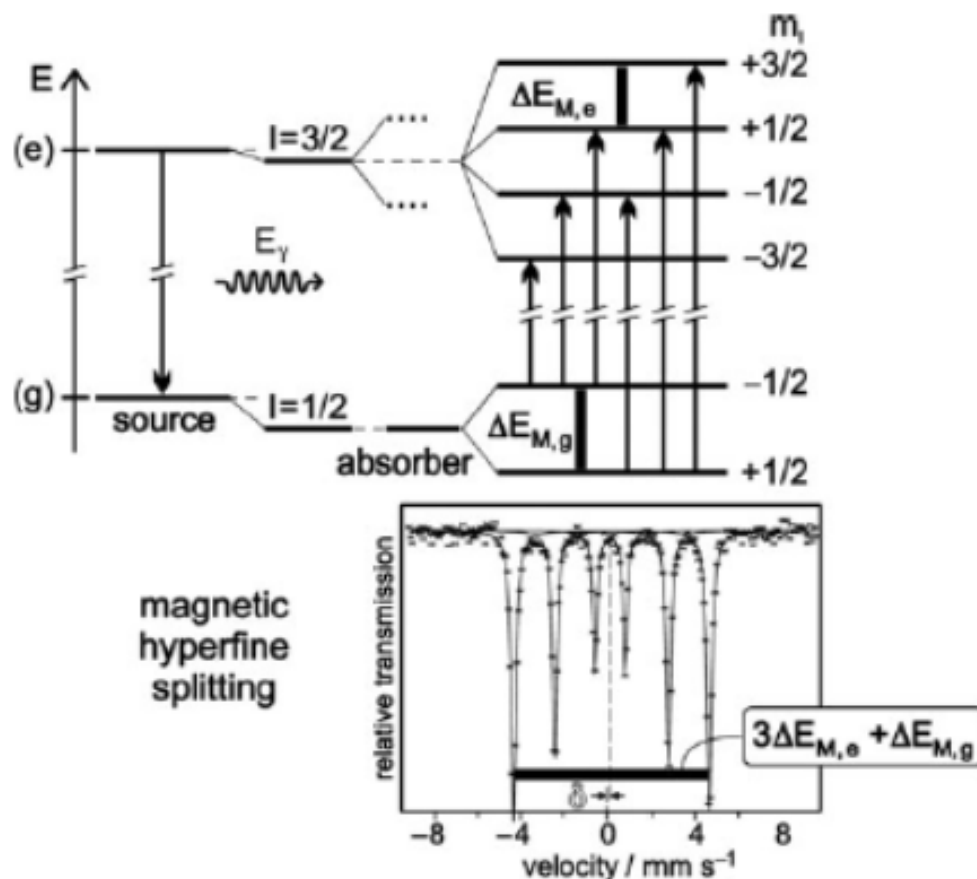
Στο πειραματικό μέρος της παρούσας διπλωματικής εργασίας, πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις του μαγνητικού πεδίου δοκιμίων κατασκευασμένων από σιδηρομαγνητικά κράματα, με τη βοήθεια κατάλληλων αισθητήρων. Συγκεκριμένα, χρησιμοποιήθηκε πειραματική διάταξη συνδεδεμένη με υπολογιστή, μέσω της οποίας διεξήχθησαν μετρήσεις με αισθητήρες Hall και GMR. Η συλλογή των πειραματικών δεδομένων έγινε μέσω του πακέτου λογισμικού **LabView** της National Instruments, ενώ η επεξεργασία τους πραγματοποιήθηκε με χρήση του προγράμματος **Origin** της OriginLab Corporation. Κατά την πειραματική διαδικασία, στα διάφορα δοκίμια εφαρμόστηκαν μεταλλουργικές τεχνικές, όπως θερμική ανόπτηση και εφαρμογή μηχανικών τάσεων. Εν συνεχεία, έγινε μελέτη και σύγκριση των γραφημάτων που προέκυψαν από τις πειραματικές μετρήσεις, προκειμένου να εξαχθούν ποιοτικά συμπεράσματα για την παραμένουσα μαγνήτιση, τη μαγνητική ανισοτροπία και τις παραμένουσες μηχανικές τάσεις στην επιφάνεια των δοκιμίων.

4.1 Μελέτη του ελάσματος μαγνητικού χάλυβα με φασματοσκοπία Mössbauer

Χρησιμοποιώντας τη φασματοσκοπία Mössbauer [13] προσδιορίσαμε τις υπέρλεπτες παραμέτρους του ^{57}Fe του ελάσματος 17. Το έλασμα 17 είναι ένα σιδηρομαγνητικό κράμα Fe-Si με θερμοκρασία Curie η οποία μειώνεται με την αύξηση της ποσότητας Si (σχήμα 4.1). Το Si αυξάνει την ηλεκτρική αντίσταση και ολκιμότητα του Fe, ενώ παράλληλα μειώνει το συνεκτικό μαγνητικό πεδίο. Επειδή το Si δεν είναι μαγνητικό στοιχείο, δεν έχει ασύζευκτα d ηλεκτρόνια και αναμένεται μείωση της μαγνήτισης κόρου σε σύγκριση με τον καθαρό Fe. Ο Fe (και το κράμα $\text{Fe}_{1-x}\text{Si}_x$ για μικρά ποσοστά $x < 10\%$ at) κρυσταλλώνεται στο χωροκεντρωμένο κυβικό σύστημα (σχήμα 4.2), ομάδα συμμετρίας χώρου $Im - 3m$. Τα Fe και Si καταλαμβάνουν από κοινού την ειδική θέση (000).

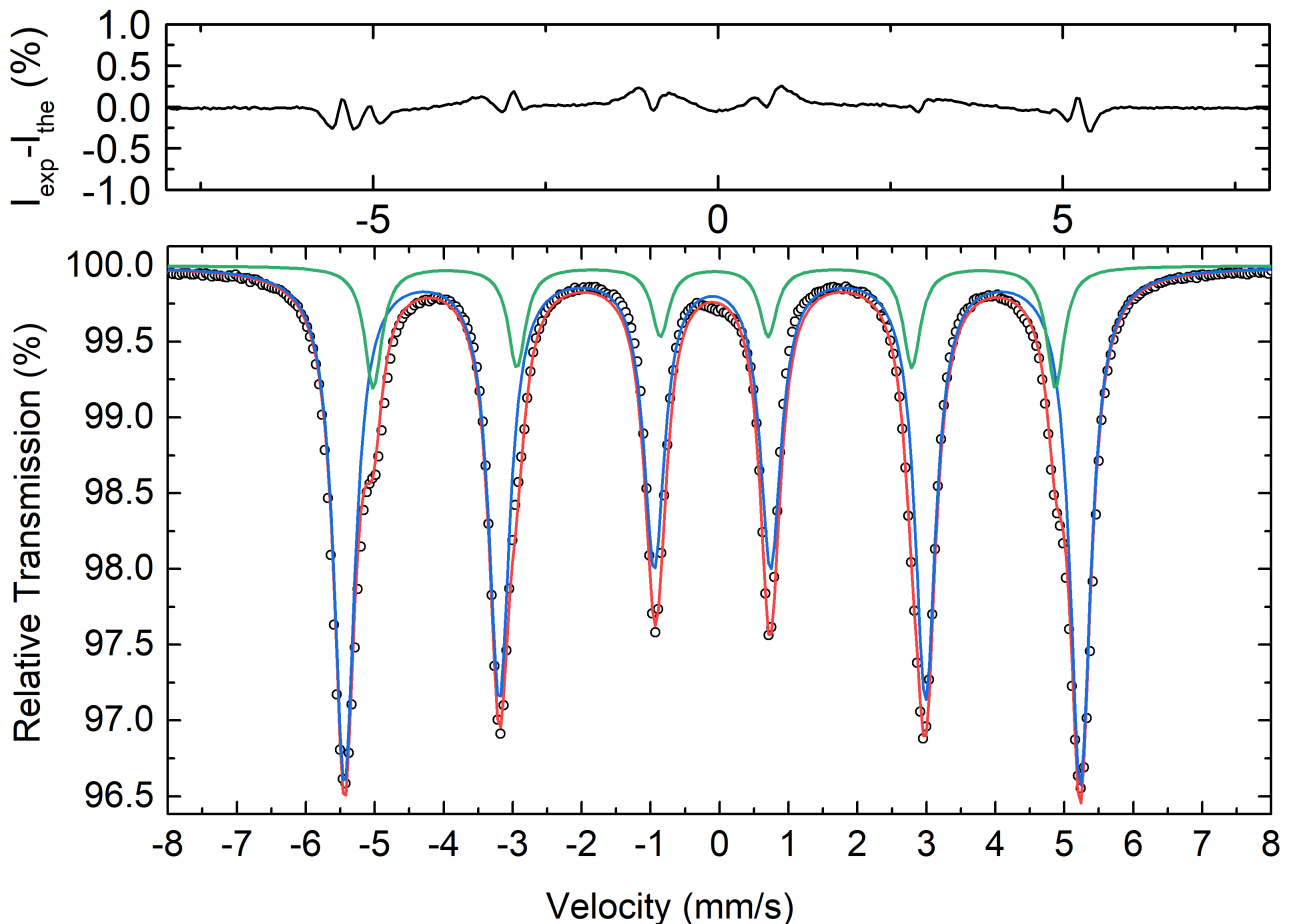


Σχήμα 4.2: Κρυσταλλική δομή του α -Fe. Ο α -Fe κρυσταλλώνεται στο χωροκεντρωμένο κυβικό σύστημα (BCC), με πλεγματική σταθερά $a=2.856 \text{ \AA}$. (Πηγή: <https://www.e-education.psu.edu/matse81/node/2132.>)



Σχήμα 4.3: Αλλαγή της βασικής και της πρώτης διεγερμένης πυρηνικής ενεργειακής στάθμης του ισότοπου ^{57}Fe λόγω ηλεκτρικών και μαγνητικών υπέρλεπτων αλληλεπιδράσεων. (Πηγή: [13]).

Στο σχήμα 4.4 φαίνεται το φάσμα Mössbauer του ελάσματος μαγνητικού χάλυβα (υποενότητα 4.3.9, έλασμα 17, κράμα Fe-Si), μετά από διαδοχικές διελάσεις έτσι ώστε το πάχος του να γίνει 0.11 mm. Το φάσμα αποτελείται από δύο εξάδες γραμμών απορρόφησης. Τέτοια φάσματα Mössbauer είναι χαρακτηριστικά για δείγματα που παρουσιάζουν μαγνητική τάξη μακράς εμβέλειας όπως τα σιδηρομαγνητικά υλικά.



Σχήμα 4.4: Φάσμα Mössbauer του ελάσματος 17 (υποενότητα 4.3.9), το οποίο έχει πάχος 110 μm . Το φάσμα μετρήθηκε στο εργαστήριο φασματοσκοπίας Mössbauer του INN, του ΕΚΕΦΕ Δημόκριτος, σε θερμοκρασία περιβάλλοντος.

Η ανάλυση του φάσματος Mössbauer έγινε με το πρόγραμμα **FitNew**. Ο υπολογισμός του θεωρητικού φάσματος βασίζεται στην παραδοχή ότι η τετραπολική αλληλεπίδραση είναι πολύ μικρότερη από τη μαγνητική αλληλεπίδραση [14]. Οι ιδιοτιμές της πυρηνικής Hamiltonian μπορούν να υπολογιστούν με μεγάλη ακρίβεια με τη θεωρία διαταραχών. Σε πρώτη προσέγγιση ως προς την τετραπολική αλληλεπίδραση, οι δυνατές μεταβάσεις μεταξύ πρώτης διεγερμένης και βασικής πυρηνικής στάθμης θα δίνονται από τις σχέσεις:

$$\begin{aligned}
L_1 &= \delta - g_1 \mu_N H_{eff} - \varepsilon \\
L_2 &= \delta - g_2 \mu_N H_{eff} - \varepsilon \\
L_3 &= \delta - g_3 \mu_N H_{eff} - \varepsilon \\
L_4 &= \delta - g_4 \mu_N H_{eff} - \varepsilon \\
L_5 &= \delta - g_5 \mu_N H_{eff} - \varepsilon \\
L_6 &= \delta - g_6 \mu_N H_{eff} - \varepsilon
\end{aligned} \tag{4.1}$$

Η παράμετρος δ συμβολίζει την ισομερή μετατόπιση της βασικής και της διεγερμένης κατάστασης του ισοτόπου ^{57}Fe , σε σχέση με αυτά της πηγής (^{57}Co διεσπαρμένο σε Rh στην περίπτωσή μας). Οι παράμετροι g_1, g_2 και g_3 δίνονται από τις σχέσεις:

$$\begin{aligned}
g_1 &= \frac{3}{2} |g_e| + \frac{1}{2} g_g \\
g_2 &= \frac{1}{2} |g_e| + g_g \\
g_3 &= \frac{1}{2} |g_e| - \frac{1}{2} g_g
\end{aligned} \tag{4.2}$$

όπου $g_e = -0.1030$, $g_g = 0.1805$ οι παράγοντες Landé της διεγερμένης και της βασικής πυρηνικής κατάστασης αντιστοίχως, και $\mu_N = 5.0508 \times 10^{-24}$ erg/G η πυρηνική μαγνητόνη του Bohr.

Η παράμετρος ε συνδέεται με την κλίση του ηλεκτρικού πεδίου στη θέση του πυρήνα και δίνει τη μετατόπιση των πυρηνικών σταθμών της πρώτης διεγερμένης πυρηνικής κατάστασης του ισοτόπου ^{57}Fe , σε προσέγγιση πρώτης τάξης. Η παράμετρος ε , δίνεται από τη σχέση:

$$\varepsilon = \frac{e^2 Q q}{8} [3 \cos^2 \theta - 1 - \nu \sin^2 \theta \cos 2\phi] \tag{4.3}$$

Q είναι η τετραπολική ροπή του πυρήνα του ισοτόπου ^{57}Fe , θ και ϕ η πολική και αζιμουθιακή γωνία που σχηματίζει ο άξονας της μεγαλύτερης ιδιοτιμής του τανυστή της κλίσης του ηλεκτρικού πεδίου (που προκαλεί το περιβάλλον που βρίσκεται ο πυρήνας) με το έμμεσο μαγνητικό πεδίο που δρα στον πυρήνα. Τέλος, οι παράμετροι $V_{zz} = q|e|$ και $\nu = |V_{xx} - V_{yy}|$ είναι ίσες με τη μέγιστη ιδιοτιμή, και την παράμετρο ασυμμετρίας των ιδιοτιμών του τανυστή της κλίσης του ηλεκτρικού πεδίου των ηλεκτρονίων του ισοτόπου ^{57}Fe και του κρυσταλλικού πλέγματος που βρίσκεται το ισότοπο. Η ανάλυση του φάσματος του σχήματος 4.4 έδωσε $\varepsilon = 0$, όπως αναμένεται για ένα υλικό με κυβική συμμετρία.

Η παράμετρος \mathbf{H}_{eff} αναπαριστά το έμμεσο μαγνητικό πεδίο που ασκείται στον πυρήνα του ισότοπου ^{57}Fe που βρίσκεται στο δείγμα που μελετάμε. Μπορεί να αποδειχθεί ότι το έμμεσο μαγνητικό πεδίο είναι άθροισμα τεσσάρων συνεισφορών:

$$\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{H}_s + \mathbf{H}_{int} + \mathbf{H}_L + \mathbf{H}_D \quad (4.4)$$

Ο πρώτος όρος είναι ανάλογος της πυκνότητας ηλεκτρονικού σπίν στον πυρήνα του ισότοπου ^{57}Fe (Fermi contact term) που προέρχεται από το σπίν των ασύζευκτων ηλεκτρονίων.

$$\mathbf{H}_s = -\frac{16\pi}{3} \mu_B \sum_t \langle \mathbf{S}_t \delta(\mathbf{r}) \rangle \quad (4.5)$$

Το σύμβολο $\langle \rangle$ σημαίνει μέση θερμική τιμή του τελεστή. Ο δεύτερος όρος ονομάζεται εσωτερικό μαγνητικό πεδίο (internal field) και δίνεται από τη σχέση:

$$\mathbf{H}_{int} = \mathbf{H}_{ext} - DM + \frac{4\pi}{3} \mathbf{M} \quad (4.6)$$

όπου \mathbf{H}_{ext} είναι το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο (μηδέν στην περίπτωση μας). Το μαγνητικό πεδίο \mathbf{H}_L παράγεται από την μαγνητική ροπή λόγω τροχιακής κίνησης των ηλεκτρονίων του σιδήρου και δίνεται από τη σχέση:

$$\mathbf{H}_L = -2\mu_B \left\langle \frac{\mathbf{L}}{r^3} \right\rangle \quad (4.7)$$

Τέλος το μαγνητικό πεδίο \mathbf{H}_D παράγεται λόγω της διπολικής αλληλεπίδρασης της ηλεκτρονικής με την πυρηνική μαγνητική ροπή. Το \mathbf{H}_D δίνεται από τη σχέση:

$$\mathbf{H}_D = -2\mu_B \left\langle \frac{3(\mathbf{S} \cdot \mathbf{r}) - \mathbf{S}r^2}{r^5} \right\rangle \quad (4.8)$$

Το φάσμα Mössbauer του ελάσματος Fe-Si αναλύθηκε με δύο "εξάδες". Η πρώτη εξάδα αντιστοιχεί σε πυρήνες σιδήρου, όλοι οι πλησιέστεροι γείτονες των οποίων είναι και αυτοί σίδηροι, ενώ η δεύτερη εξάδα με το μικρότερο ενεργό μαγνητικό πεδίο αντιστοιχεί σε πυρήνες σιδήρου που έχουν 7 άτομα σιδήρου και 1 άτομο Si σαν πλησιέστερους γείτονες. Οι υπέρλεπτες παράμετροι που λάβαμε από την προσαρμογή του φάσματος φαίνονται στον Πίνακα 4.1.

Πίνακας 4.1: Εκτιμώμενες υπέρλεπτες παράμετροι που προήλθαν από προσαρμογή με τη μέθοδο ελαχίστων τετραγώνων του φάσματος Mössbauer, του κράμματος Fe-Si, σε θερμοκρασία περιβάλλοντος. Ο προτιμητέος προσανατολισμός των κρυσταλλιτών λήφθηκε υπ' όψιν υποθέτοντας ότι τα ζεύγη γραμμών απορρόφησης (1,6) και (2,5) είχαν σχετική ένταση 1.75 και 1.45 αντί των τιμών 3 και 2 που θα είχαν αν οι κρυσταλλίτες ήταν τυχαία προσανατολισμένοι.

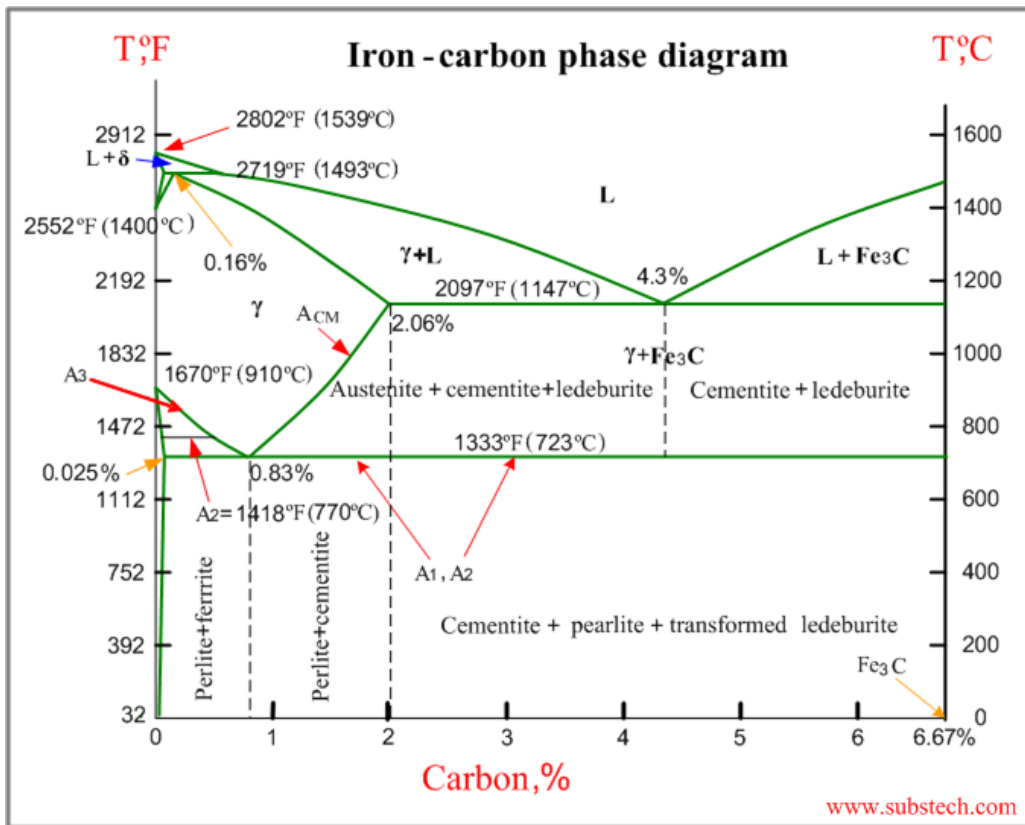
1 συνιστώσα (8 πλησιέστεροι γείτονες)	
r/2	0.181(1) mm/s
δ	0.001(1) mm/s
ε	0.0 mm/s
H	332 kOe
Εμβαδόν%	84(2)
2η συνιστώσα (7 άτομα Fe και 1 άτομο Si, πλησιέστεροι γείτονες)	
r/2	0.150(1) mm/s
δ	0.029(1) mm/s
E	0.0 mm/s
H	308(1) kOe
Εμβαδόν%	16(2)

4.2 Διαγράμματα περίθλασης ακτίνων-Χ

Οι μετρήσεις περίθλασης ακτίνων-Χ πραγματοποιήθηκαν στο εργαστήριο κρυσταλλογραφίας του INN του ΕΚΕΦΕ Δημόκριτος χρησιμοποιώντας το περιθλασίμετρο D500. Μετρήσαμε το έλασμα από κατασκευαστικό χάλυβα (Fe-C) και τα ελάσματα του κράματος Fe-Si (παρθενικό και μετά από τις διελάσεις).

Ο κατασκευαστικός χάλυβας αποτελείται κυρίως από κράμα $\alpha\text{-Fe}_{1-x}\text{C}_x$ με $x < 0.2\%$ at, και μικρό ποσοστό σεμεντίτη (δες σχήμα 4.5). Ο σεμεντίτης είναι διαμεταλλική ένωση του σιδήρου με τον άνθρακα (καρβίδιο) με χημικό τύπο Fe_3C και σύσταση 93,31% κ.β. Fe και 6,69% κ.β. C. Κρυσταλλώνεται στο ορθορομβικό σύστημα. Επειδή το ποσοστό του σεμεντίτη είναι πολύ μικρό, είναι δύσκολο να ανιχνευθεί με περίθλαση ακτίνων-Χ. Για αυτό το λόγο, στην προσαρμογή του περιθλασιγράμματος με τη μέθοδο Rietveld λάβαμε υπόψη μόνο την κυρίαρχη φάση που είναι ο $\alpha\text{-Fe}$. Στο σχήμα 4.6 φαίνεται το διάγραμμα περίθλασης ακτίνων-Χ του ελάσματος από κατασκευαστικό χάλυβα που χρησιμοποιήσαμε στις μετρήσεις του μαγνητικού πεδίου (υποενότητες 4.3.1-4.3.5). Στο ίδιο σχήμα περιέχεται και το θεωρητικά υπολογισμένο διάγραμμα περίθλασης ακτίνων-Χ, το οποίο υπολογίστηκε με τις παραμέτρους που προέκυψαν, έπειτα από προσαρμογή των πειραματικών και θεωρητικών διαγραμμάτων με τη μέθοδο Rietveld [15].

Η προσαρμογή μεταξύ του θεωρητικού και του πειραματικού διαγράμματος έγινε με τη μέθοδο Rietveld, χρησιμοποιώντας σαν μοντέλο κρυσταλλικής δομής τη δομή του $\alpha\text{-Fe}$. Ο $\alpha\text{-Fe}$ κρυσταλλώνεται στο χωροκεντρωμένο κυβικό σύστημα, ομάδα συμμετρίας χώρου $Im - 3m$. Ο Fe και ο C καταλαμβάνουν από κοινού την ειδική θέση (000). Οι ελεύθερες παράμετροι που χρησιμοποιήσαμε για την προσαρμογή του πειραματικού περιθλασιγράμματος ήταν: η πλεγματική σταθερά της μο-

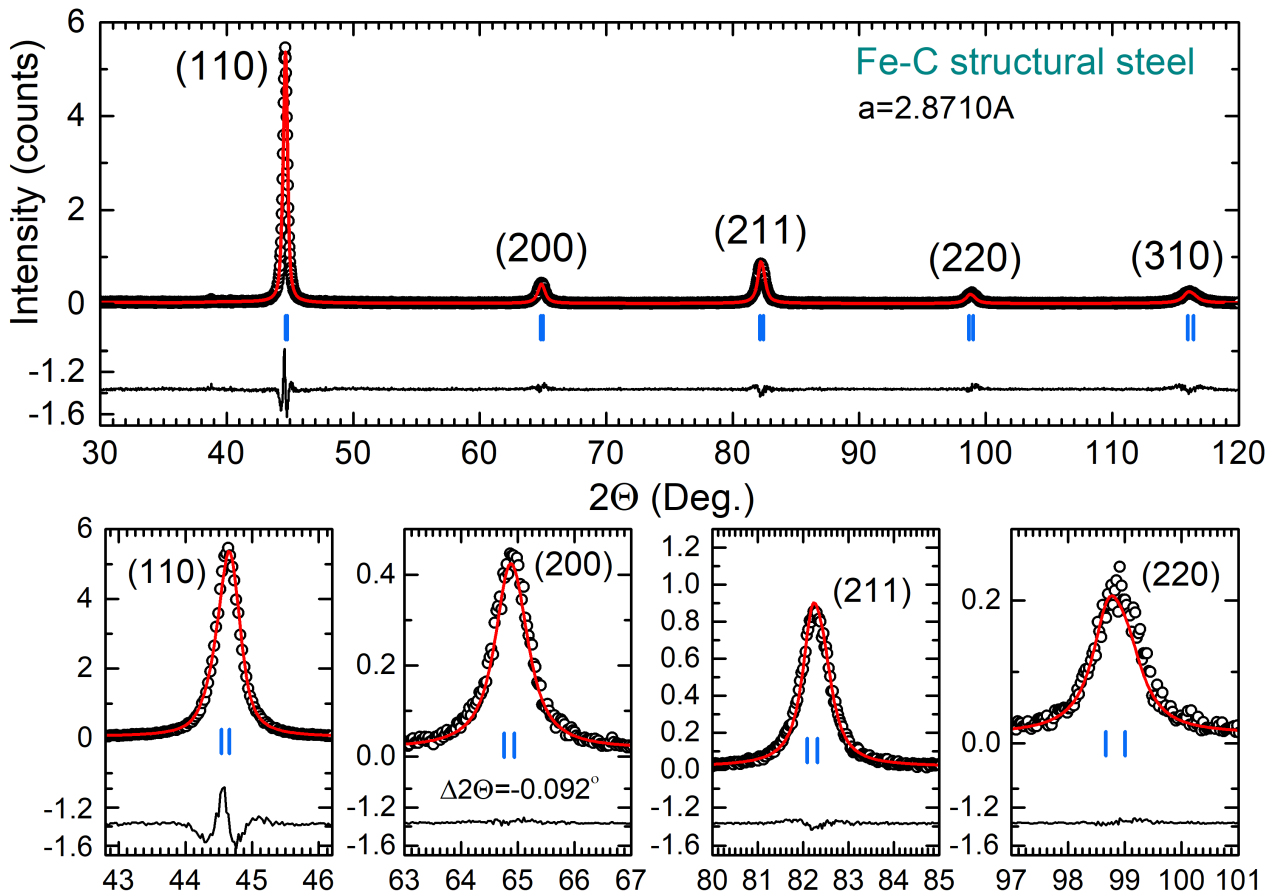


Σχήμα 4.5: Διάγραμμα φάσεων του διμερούς συστήματος Fe-C.

(Πηγή: https://www.substech.com/dokuwiki/doku.php?id=iron-carbon_phase_diagram).

ναδιαίας κυψελίδας, η αναλογία Fe/C που καταλαμβάνει την κρυσταλλογραφική θέση (000), οι παράμετροι που περιγράφουν το πλάτος των κορυφών περίθλασης και η παράμετρος προτιμητέου προσανατολισμού. Η βέλτιστη προσαρμογή έγινε με τις ακόλουθες παραμέτρους: Πλεγματική σταθερά $a = 2.8710(1) \text{ \AA}$, παράμετροι του σχήματος των κορυφών περίθλασης $W = U = 0.0, W = 0.0, = 0546$. Είναι σημαντικό να τονίσουμε ότι το κεντροειδές της ανάκλασης (200) βρέθηκε μετατοπισμένο σε σχέση αυτό που προκύπτει από τη σχέση $d = a/2$ προς μικρότερες γωνίες κατά $\Delta 2\theta(200) = -0.092^\circ$.

Στο σχήμα 4.7 φαίνεται το διάγραμμα περίθλασης ακτίνων-Χ του μαγνητικού χάλυβα (κράμα Fe-Si) που χρησιμοποιήσαμε για τη μέτρηση του μαγνητικού πεδίου (αρχικό έλασμα, υποενότητα 4.3.6). Στο ίδιο σχήμα περιέχεται και το θεωρητικά υπολογισμένο διάγραμμα περίθλασης ακτίνων-Χ, το οποίο υπολογίστηκε με τις παραμέτρους που προέκυψαν, έπειτα από προσαρμογή του πειραματικού διαγράμματος χρησιμοποιώντας την μέθοδο προσαρμογής του σχήματος των γραμμών περίθλασης με σταθερό παράγοντα κλίμακας (Profile Matching mode with constant scale factor). Σ' αυτήν, προσαρμόζουμε τις παραμέτρους του σχήματος, τα εμβαδά των κορυφών περίθλασης και τις πλεγματικές σταθερές. Για την προσαρμογή υποθέσαμε ότι η ομάδα συμμετρίας χώρου της κρυσταλλικής δομής ήταν $Im - 3m$. Η



Σχήμα 4.6: Διάγραμμα Rietveld του κράματος $Fe_{1-x}C_x$ (έλασμα κατασκευαστικού χάλυβα, υποενοτήτες 4.3.1-4.3.5). Στο σχήμα φαίνονται: το πειραματικό (μαύροι μικροί κύκλοι) και θεωρητικά υπολογισμένο (κόκκινη συνεχής γραμμή) διάγραμμα περίθλασης ακτίνων-Χ, και η διαφορά μεταξύ πειραματικού και θεωρητικού διαγράμματος. Οι μικρές μπλε κάθετες γραμμές αντιστοιχούν στις κορυφές Bragg.

βέλτιστη προσαρμογή έγινε με τις ακόλουθες παραμέτρους: πλεγματική σταθερά $a = 2.8773(1)\text{\AA}$, και παράμετροι σχήματος των κορυφών περίθλασης, $U = V = G = W = Y = 0$, $S_L = 0.03354$, $S_D = 0.03317$ και $X = 0.5521(5)$. Το σχήμα γραμμής, των κορυφών περίθλασης που χρησιμοποιήσαμε, ήταν ψευδο-Voight (# 7, εγχειρίδιο FullProf [16])

$$pV(x) = nL(x) + (1 - n) G(x), \quad (4.9)$$

όπου

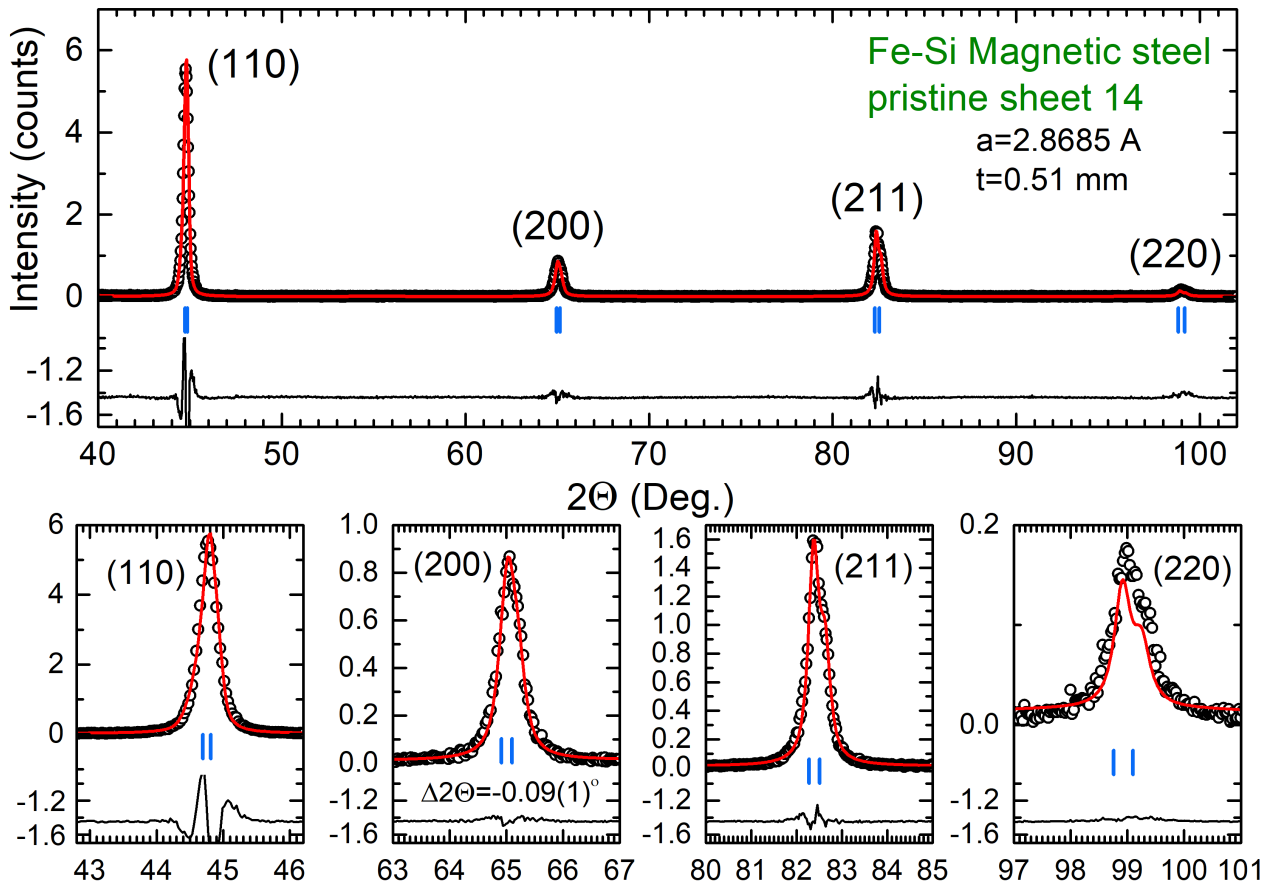
$$L(x) = \frac{2}{\pi H} \frac{1}{1 + \left(\frac{2x}{H}\right)^2}$$

και

$$G(x) = \frac{2}{H} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp \left[-\frac{2 \ln 2}{H^2} x^2 \right]$$

Προφανώς θα ισχύει

$$\int_{-\infty}^{\infty} pV(x) dx = 1.$$



Σχήμα 4.7: Διάγραμμα περίθλασης ακτίνων-Χ του μαγνητικού ελάσματος (κράμα Fe-Si, αρχικό έλασμα, υποενότητα 4.3.6). Στο σχήμα φαίνονται: το πειραματικό (μαύροι μικροί κύκλοι) και θεωρητικά υπολογισμένο (κόκκινη συνεχής γραμμή) διάγραμμα περίθλασης ακτίνων-Χ, και η διαφορά μεταξύ πειραματικού και θεωρητικού διαγράμματος. Οι μικρές μπλε κάθετες γραμμές αντιστοιχούν στις κορυφές Bragg. Το θεωρητικό περιθλασίγραμμα προέκυψε κάνοντας προσαρμογή των κορυφών περίθλασης με ψευδο-Voight, σύμφωνα με την ομάδα συμμετρίας χώρου $Im - 3m$ (Profile Matching mode with constant scale factor).

Το ολοκληρωτικό πλάτος της συνάρτησης $pV(x)$ δίνεται από τη σχέση:

$$\beta_{pV} = \frac{1}{pV(0)} = \frac{1}{2n + (1-n)\sqrt{\pi \ln 2}} \frac{\pi H}{\pi H} \quad (4.10)$$

με

$$\text{FWHM}_G^2 = U \tan^2 \theta + V \tan \theta + W + G / \cos^2 \theta$$

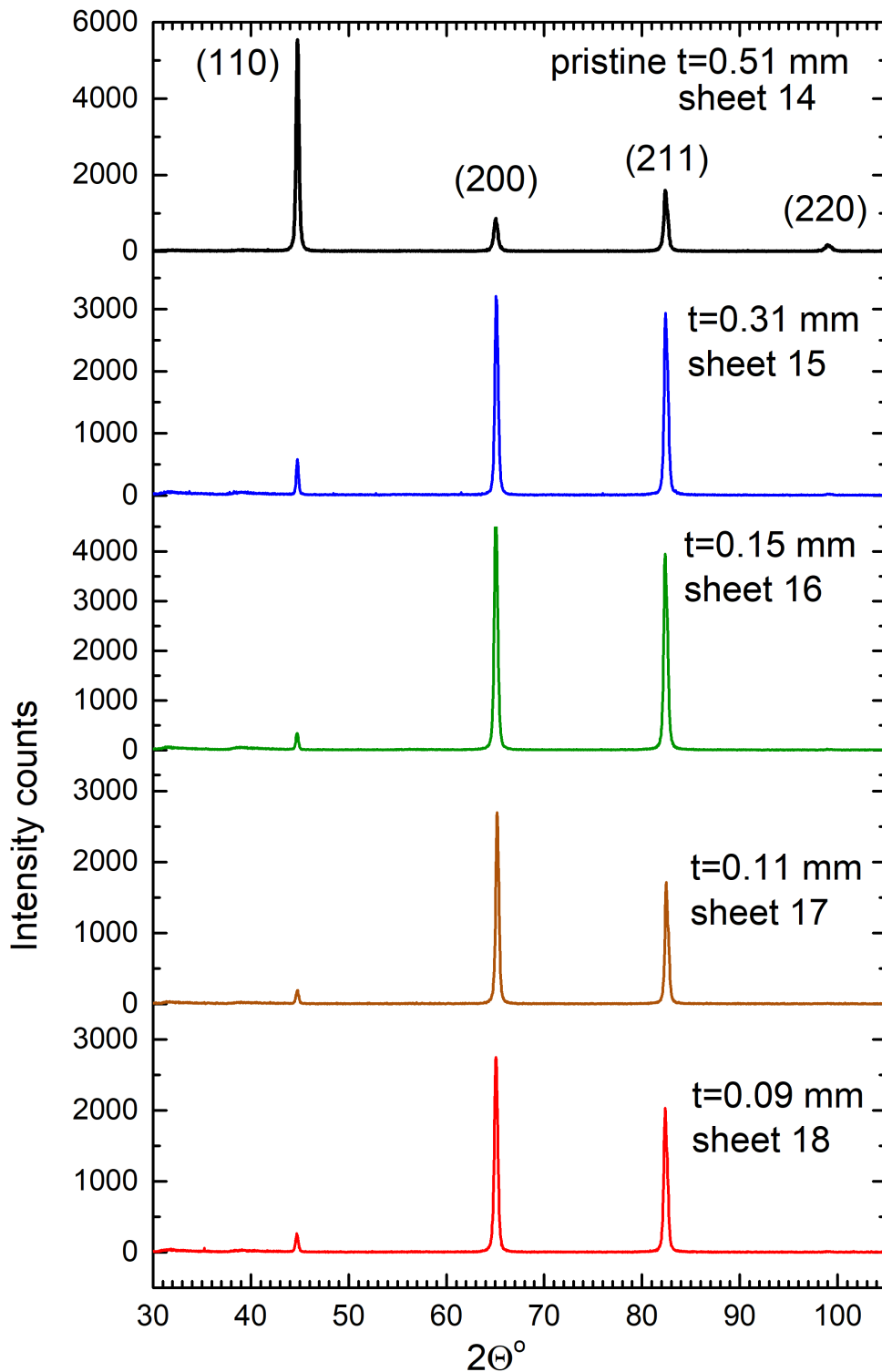
και

$$\text{FWHM}_L = X \tan \theta + Y / \cos \theta.$$

Για να επιτύχουμε βέλτιστη προσαρμογή, υποθέσαμε επίσης ότι η κορυφή (200) είναι μετατοπισμένη προς τις χαμηλότερες γωνίες, σε σχέση με αυτήν της κυβικής δομής, κατά $\Delta 2\theta = -0.09(1)^\circ$. Αυτή η μετατόπιση σχετίζεται με παραμένουσες μηχανικές τάσεις.

Στο σχήμα 4.8 φαίνονται συγκεντρωτικά τα διαγράμματα περίθλασης ακτίνων-Χ των ελασμάτων μαγνητικού χάλυβα (υποενότητες 4.3.6-4.3.10), τα οποία έχουν

υποστεί ψυχρή διέλαση. Το πάχος των ελασμάτων συνδέεται άμεσα με τον αριθμό των διελεύσεων του ελάσματος, μέσα από το έλαστρο.



Σχήμα 4.8: Διαγράμματα περίθλασης ακτίνων-Χ των ελασμάτων του κράματος Fe_{1-x}Si_x. Το πρώτο διάγραμμα αντιστοιχεί στο αρχικό έλασμα με πάχος 0.51 mm. Τα υπόλοιπα διαγράμματα προέρχονται από ελάσματα που έχουν υποστεί έλαση για να μειωθεί το πάχος. Το έλασμα με το μικρότερο πάχος έχει υποστεί το μεγαλύτερο αριθμό διελεύσεων από το έλαστρο.

Όπως εύκολα διαπιστώνουμε, η έλαση προκαλεί προτιμητέο προσανατολισμό των κρυσταλλιτών των ελασμάτων. Επειδή στο περιθλασίγραμμα κυριαρχούν οι κορυφές με δείκτες Miller (200) και (211) συμπεράνουμε ότι το μεγαλύτερο ποσοστό κρυσταλλιτών που βρίσκονται στην επιφάνεια των ελασμάτων μετά την έλαση έχουν τον άξονα-*a* (προσανατολισμοί [100], [010], [001]) και τα επίπεδα (211) παράλληλα στην επιφάνεια του ελάσματος.

Λόγω του ισχυρού προσανατολισμού των κρυσταλλιτών και της ύπαρξης δύο διευθύνσεων προτιμητέου προσανατολισμού, δεν μπορεί να εφαρμοστεί η μέθοδος Rietveld για την προσαρμογή των πειραματικών περιθλασιγραμμάτων.

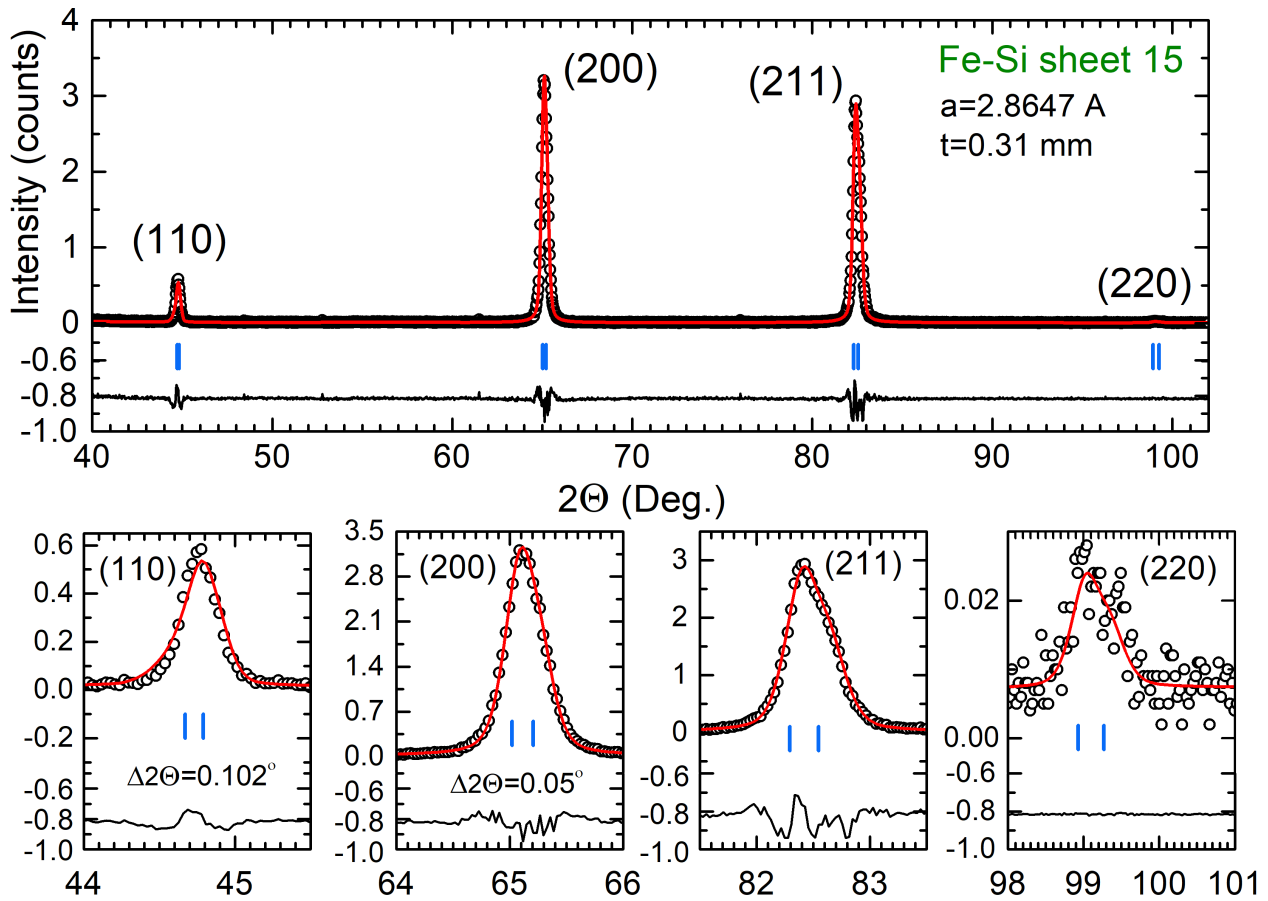
Στα ελάσματα με ισχυρό προσανατολισμό η προσαρμογή των κορυφών περίθλασης έγινε λαμβάνοντας υπόψη μόνο τη θέση των κορυφών, όπως τις προβλέπει η ομάδα συμμετρίας χώρου $Im - 3m$. Τα εμβαδά των κορυφών ήταν ελεύθερες παράμετροι. Οι προσαρμογή των κορυφών έγινε με χρήση ψευδο-Voight (σχήμα γραμμής #7, της σουίτας προγραμμάτων Fullprof). Τα χαρακτηριστικά του περιθλασιμέτρου που χρησιμοποιήσαμε υπολογίστηκαν με προσαρμογή πρότυπου δείγματος LaB_6 χρησιμοποιώντας το σχήμα γραμμής #7. Η βέλτιστη προσαρμογή για το δείγμα LaB_6 έδωσε τις ακόλουθες τιμές για τις ελεύθερες παραμέτρους:

Πίνακας 4.2: Βέλτιστες παράμετροι του σχήματος γραμμών περίθλασης του πρότυπου δείγματος LaB_6 ($a = 4.1563\text{\AA}$) για το περιθλασίμετρο D5000 του INN του ΕΚΕΦΕ Δημόκριτος. Το σχήμα γραμμής που υιοθετήσαμε ήταν το #7 (βλ. οδηγό χρήσης του προγράμματος Fullprof).

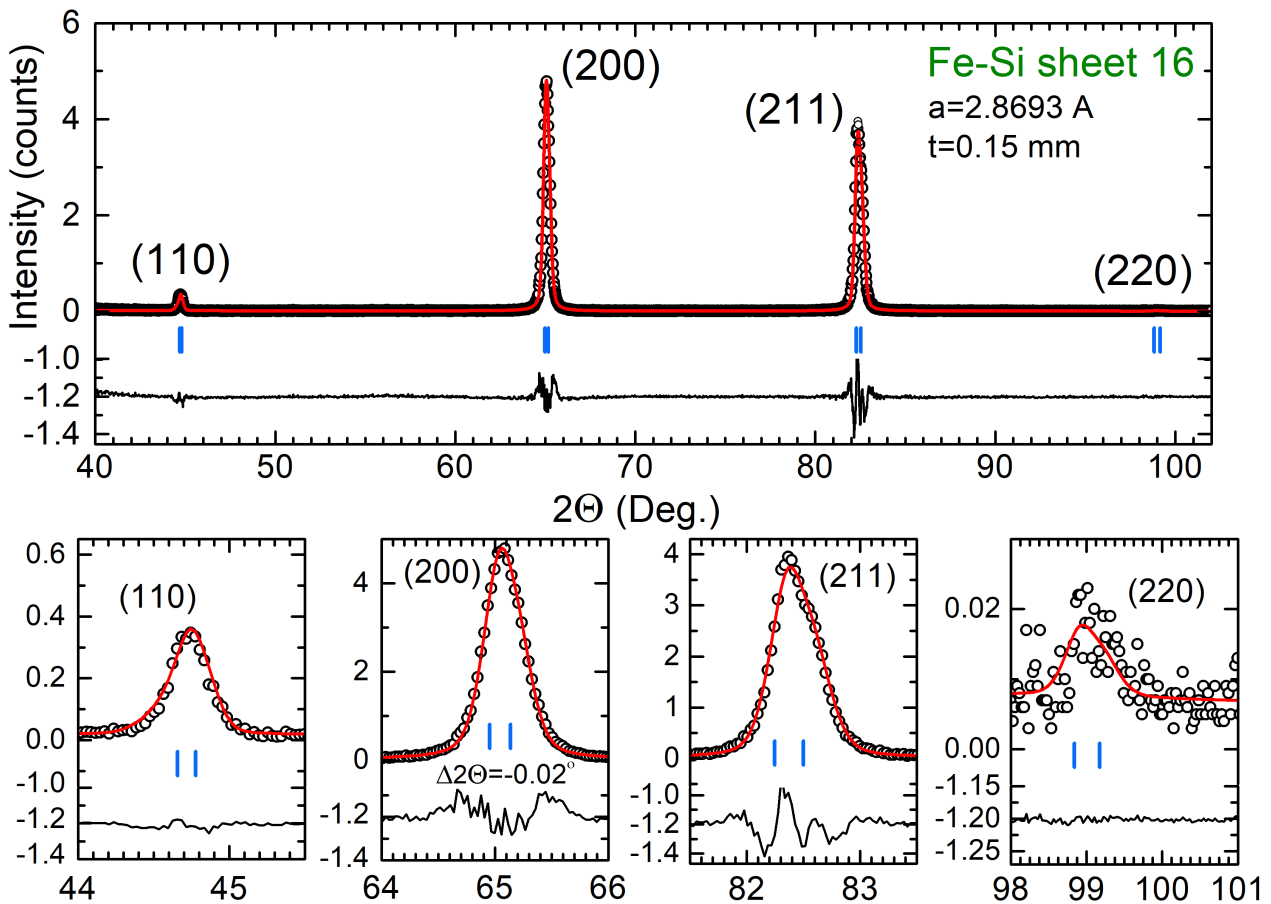
U	0
V	0
W	0.010154
X	0.050099
Y	0
S_L	0.03354
S_D	0.03317

Στα σχήματα 4.9-4.11 φαίνονται τα πειραματικά και τα θεωρητικά υπολογισμένα διαγράμματα περίθλασης ακτίνων-*X*, χρησιμοποιώντας τις βέλτιστες παραμέτρους προσαρμογής, όπως αυτές προέκυψαν με προσαρμογή ελαχίστων τετραγώνων (option JBT=2, Profile Matching mode with constant scale factor, βλ. εγχειρίδιο χρήσης Fullprof) από τη σουίτα προγραμμάτων[16] **FullProf**.

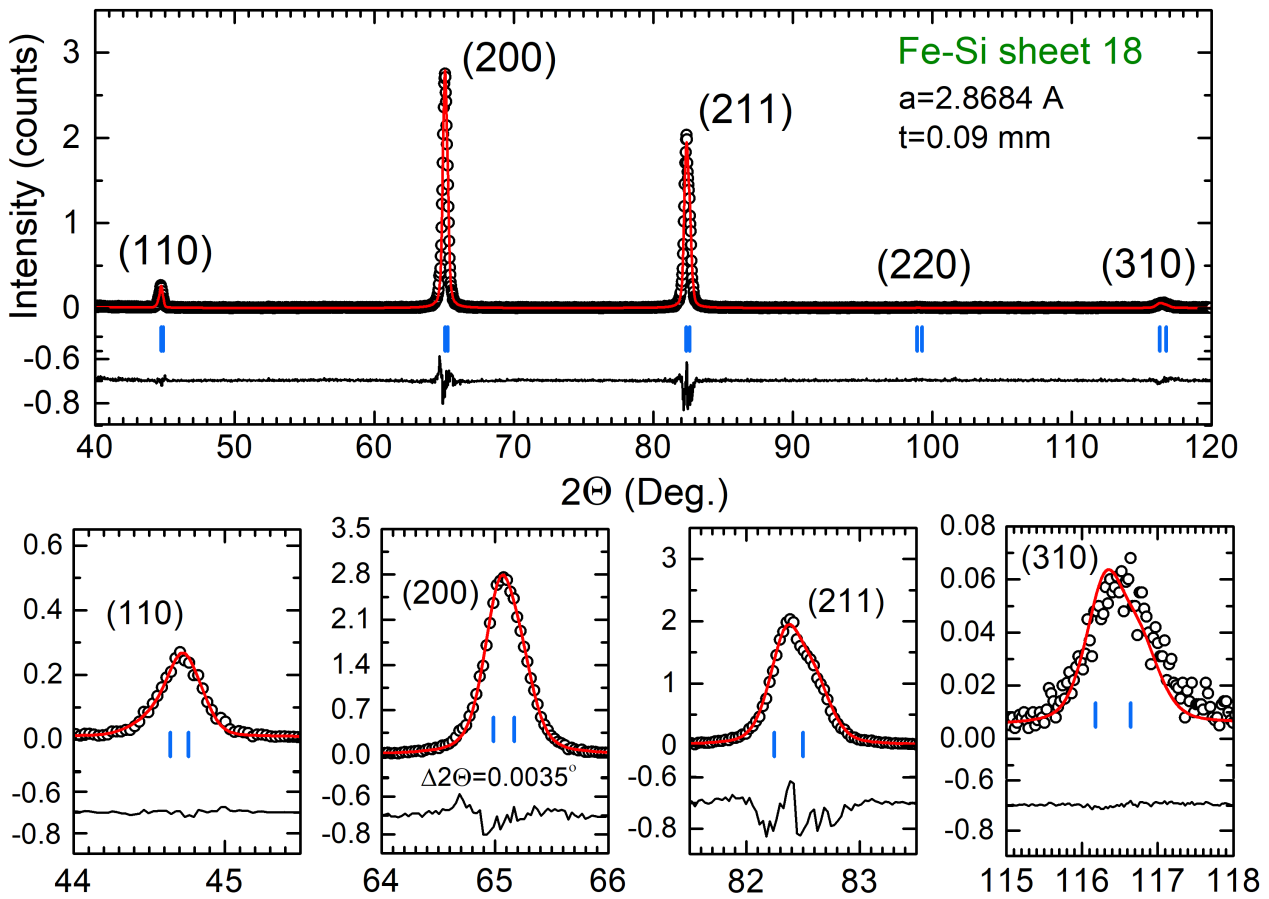
Παρακάτω παρουσιάζονται τα αποτελέσματα του μικροδομικού χαρακτηρισμού των ελασμάτων με βάση τα διαγράμματα περίθλασης ακτίνων-*X*. Στα σχήματα 4.12-4.17 φαίνονται τα διαγράμματα Williamson-Hall[18] για τα ελάσματα που μελετήσαμε. Έχουμε σχεδιάσει τη μεταβολή του ολοκληρωτικού πλάτους (integral breadth, σε μονάδες αντιστρόφου πλέγματος) σαν συνάρτηση της αντίστροφης απόστασης των κρυσταλλικών επιπέδων που δίνουν μη μηδενική κορυφή Bragg.



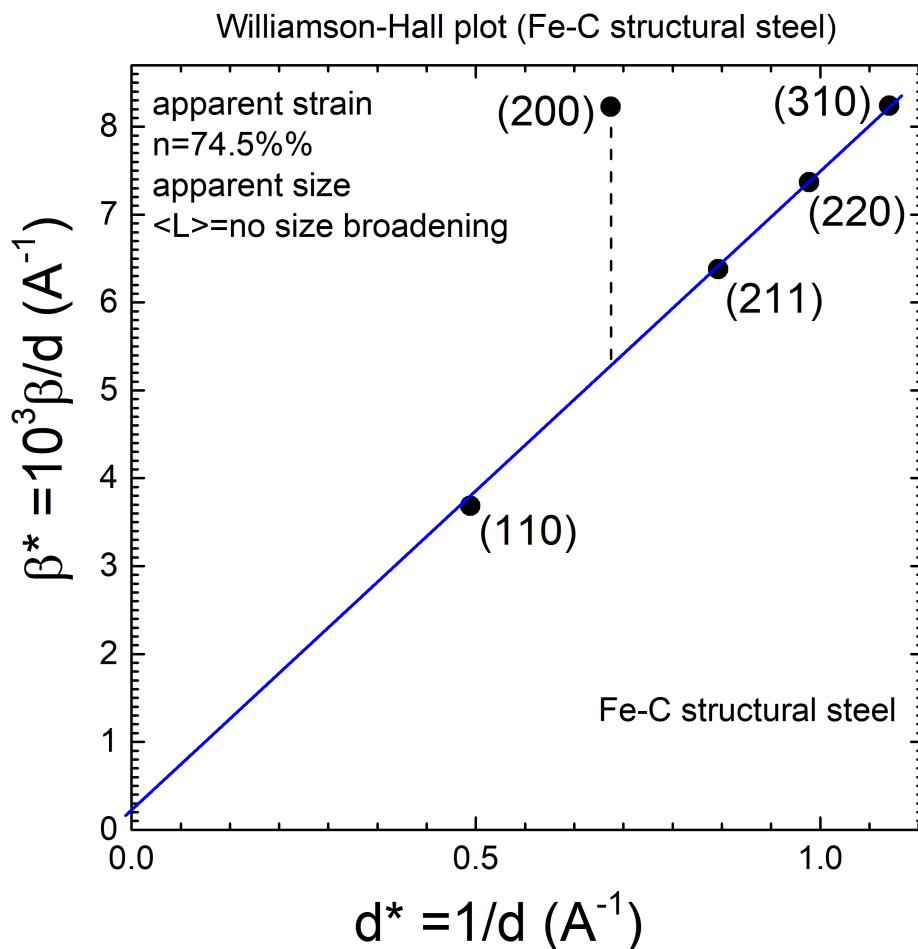
Σχήμα 4.9: Πειραματικό και θεωρητικά υπολογισμένο διάγραμμα περίθλασης ακτίνων-Χ του ελάσματος Fe-Si (sheet 15, υποενότητα 4.3.7). Η προσαρμογή έγινε με τη μέθοδο ελαχίστων τετραγώνων (Profile Matching mode with constant scale factor).



Σχήμα 4.10: Ομοίως, για έλασμα 16 (sheet 16, κράμα Fe-Si, υποενότητα 4.3.8).



Σχήμα 4.11: Πειραματικό και θεωρητικά υπολογισμένο διάγραμμα περίθλασης ακτίνων-Χ του ελάσματος Fe-Si (sheet 18, υποενότητα 4.3.10). Η προσαρμογή έγινε με τη μέθοδο ελαχίστων τετραγώνων.



Σχήμα 4.12: Διάγραμμα Williamson-Hall για το έλασμα από κατασκευαστικό χάλυβα (Fe-C).

Η κλίση των διαγραμμάτων Williamson-Hall ισούται την μέγιστη παραμόρφωση κατά Wilson και Stokes (maximum apparent strain parameter) [17]. Η μέγιστη παραμόρφωση κατά Wilson-Stokes ορίζεται ως εξής: Υποθέτουμε ότι οι πλεγματικές αποστάσεις είναι τυχαίες μεταβλητές οι οποίες κατανέμονται ομοιόμορφα με συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας

$$f(d_{hkl}) = 1/2e\bar{d}_{hkl}$$

Με \bar{d}_{hkl} συμβολίζεται η μέση τιμή της πλεγματικής απόστασης. Το εύρος της ομοιόμορφης κατανομής ισούται με $2e\bar{d}_{hkl}$. Η παράμετρος e ονομάζεται μέγιστη παραμόρφωση κατά Wilson και Stokes και μπορεί να συσχετιστεί διαστατικά με το γωνιακό εύρος των κορυφών περίθλασης σύμφωνα με τα ακόλουθα: Προφανώς θα ισχύει η σχέση

$$\Delta\Theta = \frac{\Delta d}{\Delta d} \Delta\Theta = \frac{\Delta\Theta}{\Delta d} \Delta d.$$

Με διαφόριση της εξίσωσης που εκφράζει το νόμο του Bragg, $2d \sin \theta = \lambda$, εύκολα προκύπτει

$$2\Delta d \sin \Theta + 2d \cos \Theta \Delta\Theta = 0 \Leftrightarrow \frac{\Delta\Theta}{\Delta d} = -\frac{\tan \Theta}{d}$$

Στη συνέχεια, αν λάβουμε υπόψη ότι στην γεωμετρία σκέδασης Bragg Brentano η γωνία σκέδασης είναι 2Θ και $\Delta d/d = 2e$, τελικά παίρνουμε

$$\Delta(2\Theta) = -4e \tan \Theta \Rightarrow |\Delta(2\Theta)| = 4e \tan \Theta \quad (4.11)$$

Στην προηγούμενη σχέση, η παράμετρος $|\Delta(2\Theta)|$ μπορεί να ταυτιστεί με το ολοκληρωτικό πλάτος (integrated width), $\beta_{pV} = |\Delta(2\Theta)|$, των κορυφών περίθλασης. Στα διαγράμματα Williamson-Hall η σχέση 4.11 εκφράζεται μέσω των παραμέτρων

$$\beta^* = \frac{\beta \cos \Theta}{\lambda},$$

$$d^* = 2 \frac{\sin \Theta}{\lambda} = \frac{1}{d}.$$

Λαμβάνοντας υπόψη και το εύρος των περιοχών που σκεδάζουν σύμφωνα, (επίδραση του μεγέθους των περιοχών που σκεδάζουν σύμφωνα) η **συνολική** μεταβολή του ολοκληρωτικού πλάτους των κορυφών περίθλασης, σε μονάδες αντιστρόφου πλέγματος, θα δίνεται από τη σχέση:

$$\beta^* = 2ed^* + \frac{1}{\langle L \rangle} \quad (4.12)$$

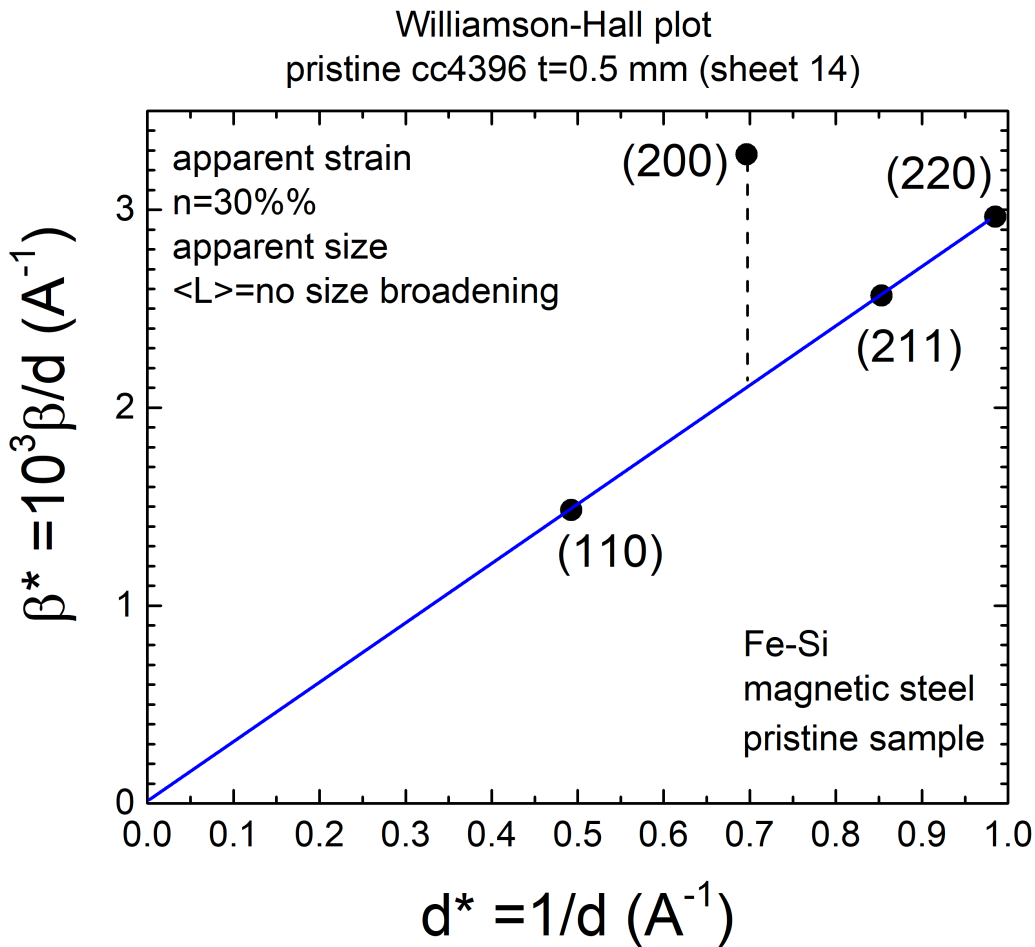
Η εξίσωση 4.12 ονομάζεται σχέση Williamson-Hall. Ο πρώτος όρος αντιστοιχεί στη διαπλάτυση λόγω διακύμανσης των μηχανικών παραμορφώσεων, ενώ ο δεύτερος όρος δίνει τη διαπλάτυση λόγω μεγέθους των περιοχών που σκεδάζουν σύμφωνα.

Η παράμετρος e αντιπροσωπεύει την τυπική απόκλιση (τετραγωνική ρίζα της μέσης τιμής της μεταβλητής $(d - \bar{d})^2$, root mean square strain) των τυχαίων τιμών του τανυστή μηχανικής παραμόρφωσης του ελάσματος. Στα πρώτα άρθρα των Wilson και Stokes [17], στο γινόμενο $2e$ είχε δοθεί το σύμβολο $\eta = 2e$ και, όπως έχουμε προαναφέρει, ονομάζεται μέγιστη παραμόρφωση κατά Wilson και Stokes. Η παράμετρος $\langle L \rangle$ αντιπροσωπεύει το μέσο μέγεθος των περιοχών που σκεδάζουν σύμφωνα σε Ångström.

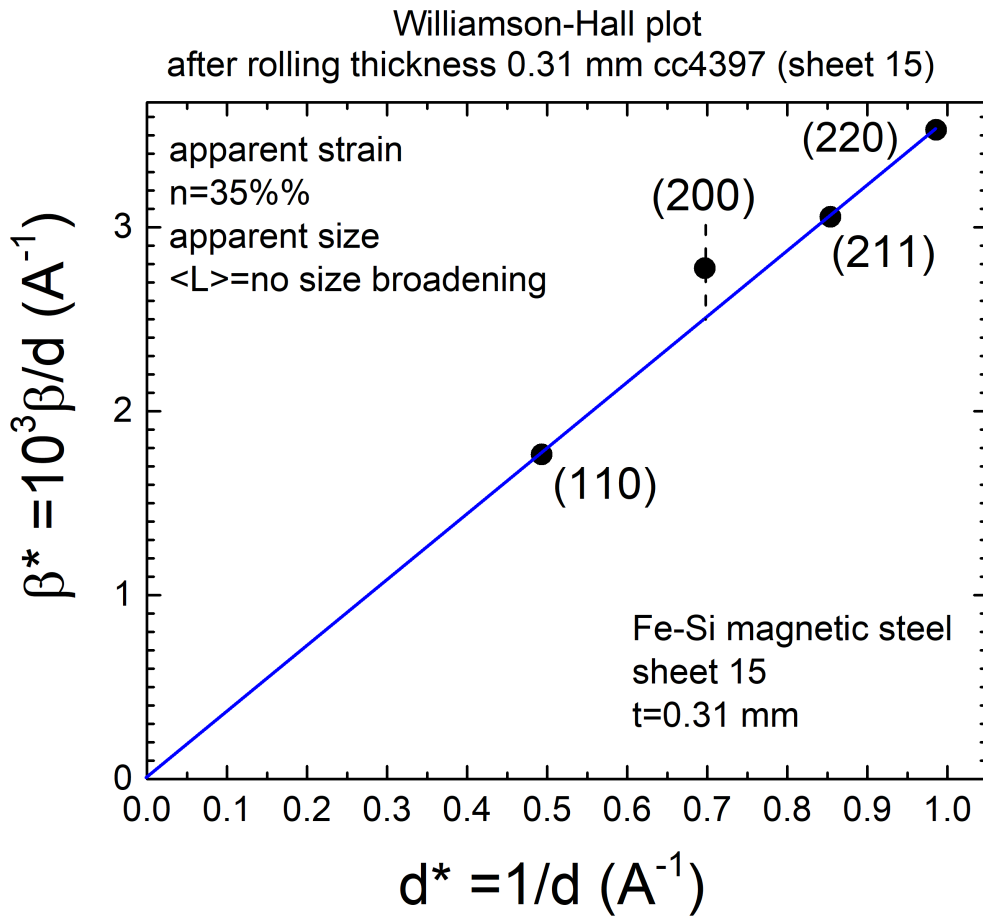
Πριν κλείσουμε αυτή την ενότητα, κρίνουμε σκόπιμο να διευκρινίσουμε ότι αν ε_{ij} είναι ο τανυστής παραμορφώσεων, τότε η παραμόρφωση ενός κρυσταλλίτη στη διεύθυνση του διανύσματος $\hat{n}(hkl) = (ha^* + kb^* - lc^*)/|G(hkl)|$ θα δίνεται από τη σχέση:

$$[\varepsilon] \hat{n}^T = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} & \varepsilon_{32} & \varepsilon_{33} \end{bmatrix} \hat{n} \quad (4.13)$$

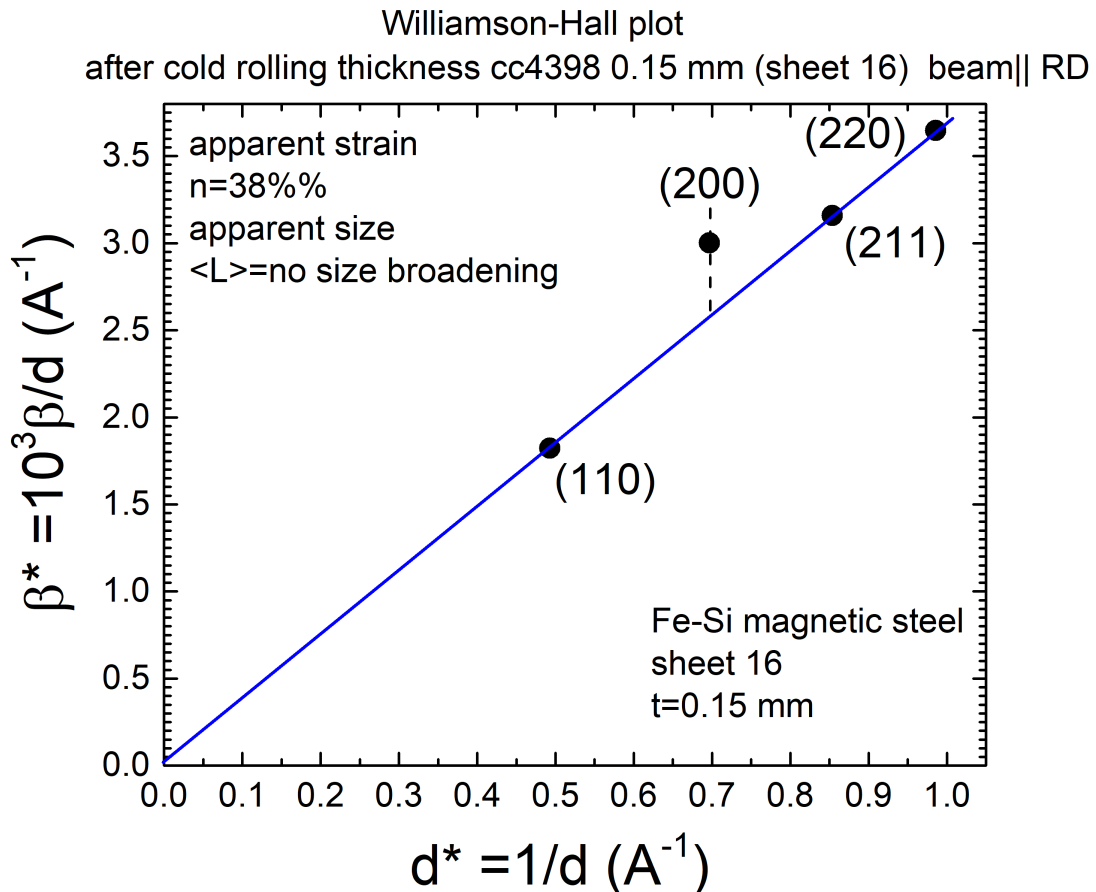
όπου $[\varepsilon]$ τα στοιχεία πίνακα του τανυστή παραμορφώσεων και $G(hkl)$ διάνυσμα του αντιστρόφου πλέγματος.



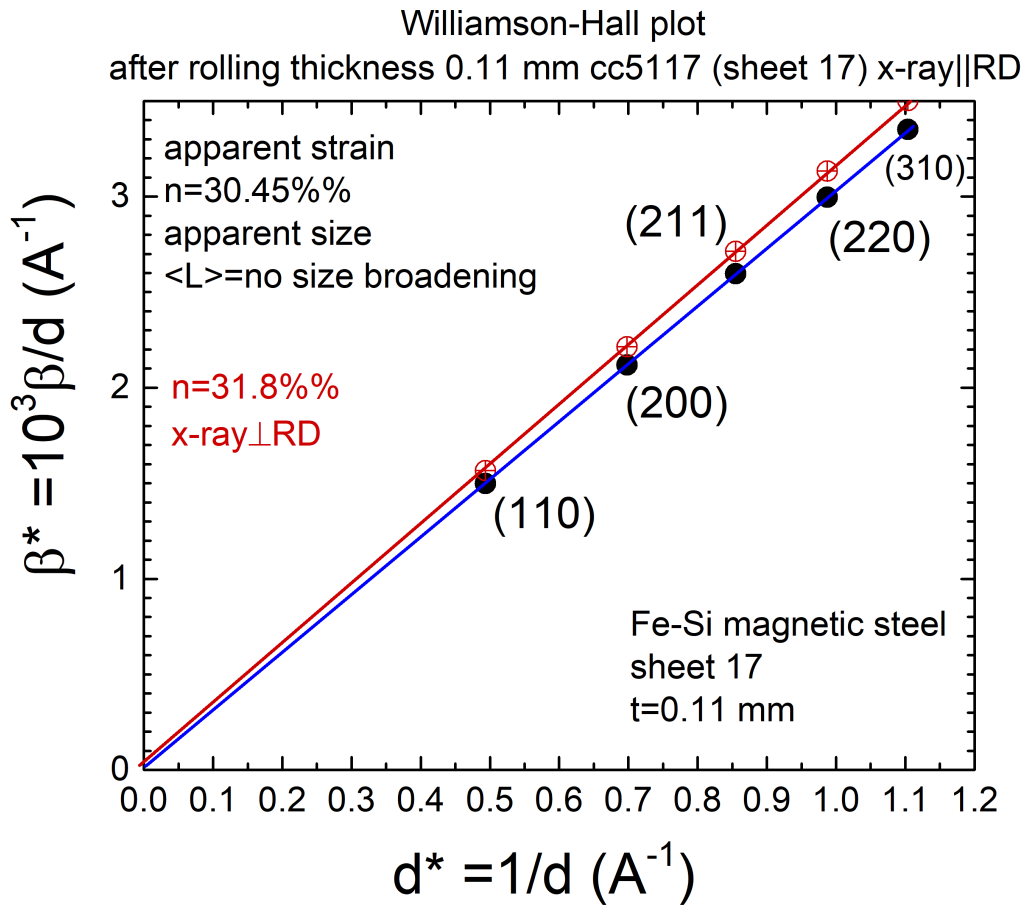
Σχήμα 4.13: Διάγραμμα Williamson-Hall για το αρχικό έλασμα μαγνητικού χάλυβα (έλασμα 14, κράμα Fe-Si).



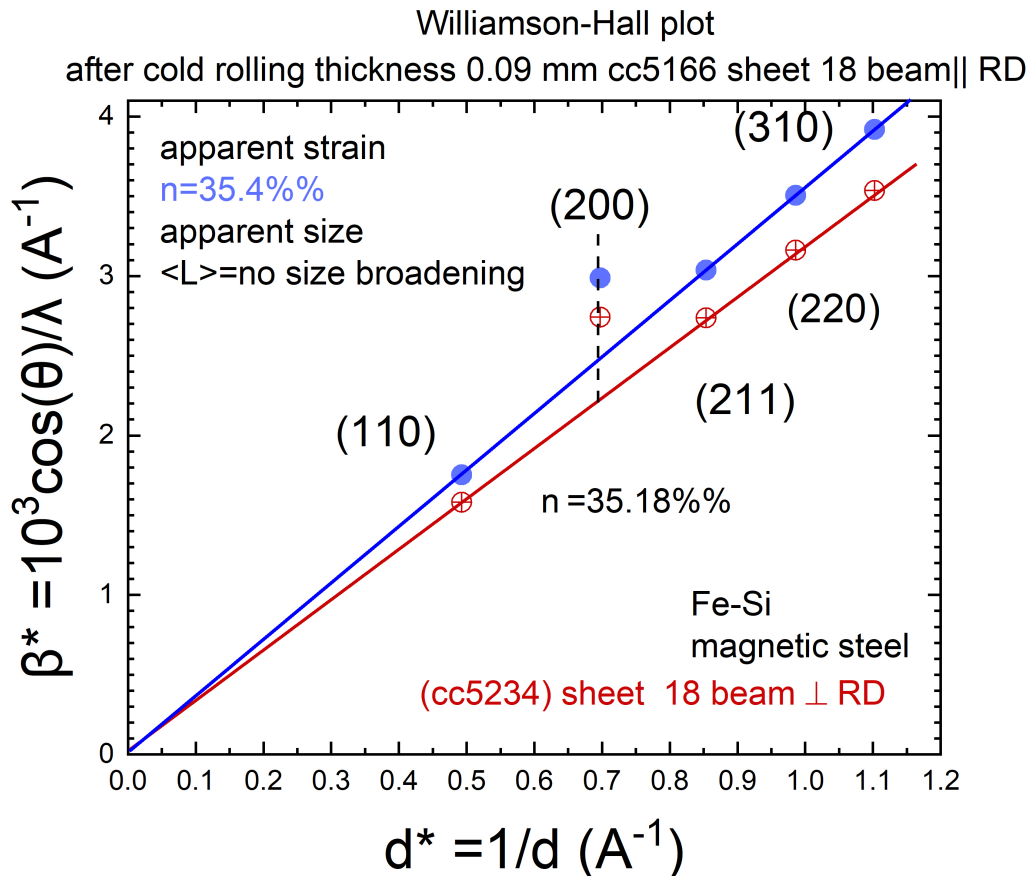
Σχήμα 4.14: Διάγραμμα Williamson-Hall για το έλασμα 15 του μαγνητικού χάλυβα μετά από διέλαση εν ψυχρώ. Το πάχος από 0.51 mm μειώθηκε σε 0.31 mm.



Σχήμα 4.15: Ομοίως για το έλασμα 16 του μαγνητικού χάλυβα. Το πάχος από 0.31 mm μειώθηκε σε 0.15 mm.

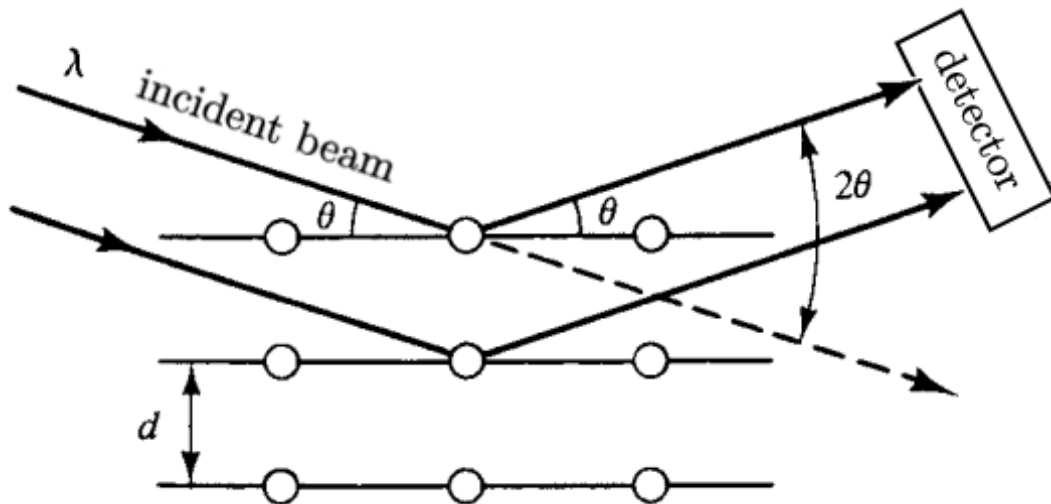


Σχήμα 4.16: Διάγραμμα Williamson-Hall για το έλασμα 17 του μαγνητικού χάλυβα. Το πάχος από 0.15 mm μειώθηκε σε 0.11 mm. Τα αποτελέσματα προήλθαν από μετρήσεις στις οποίες το μήκος της δέσμης ακτίνων-Χ προσέπιπτε παράλληλα και κάθετα στη διεύθυνση διέλασης, αντίστοιχα.

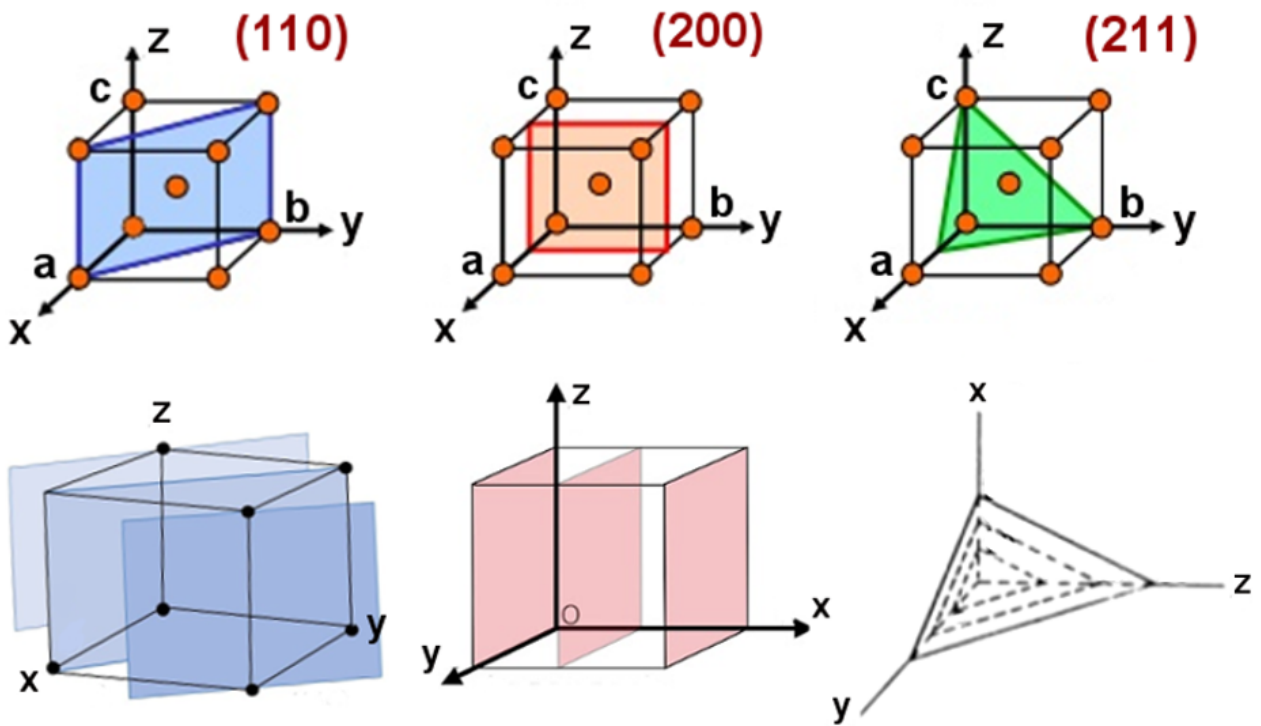


Σχήμα 4.17: Ομοίως για το έλασμα 18 του μαγνητικού χάλυβα. Το πάχος από 0.11 mm μειώθηκε σε 0.09 mm.

Από τα διαγράμματα Williamson-Hall μπορούν εξαχθούν τα ακόλουθα συμπεράσματα. (α) Σε όλα τα ελάσματα που μελετήσαμε η διαπλάτυνση των κορυφών περίθλασης οφείλεται στις τυχαίες διακυμάνσεις των τιμών του τανυστή παραμορφώσεων. Η διαπλάτυνση λόγω μεγέθους είναι πρακτικά ίση με το μηδέν. Σημειώσουμε ότι σε ένα ιδανικό υλικό ο τανυστής παραμορφώσεων θα έχει μηδενικές συνιστώσες απουσία εξωτερικών δυνάμεων και δεν θα έχει τυχαίες τιμές. (β) Στην πλειονότητα των ελασμάτων η ανάκλαση (200) δε βρίσκεται πάνω στη ευθεία που περιγράφει η σχέση Williamson-Hall. Αυτό οφείλεται στην παρουσία ανισοτροπίας στις παραμορφώσεις. Η τυπική απόκλιση του τυχαίου μέρους, των στοιχείων του τανυστή παραμορφώσεων, εξαρτάται από την διεύθυνση. (γ) Εκτός της αυξημένης τιμής της τυπικής απόκλισης του τανυστή παραμορφώσεων για τα πλεγματικά επίπεδα (200) που είναι παράλληλα στην επιφάνεια των ελασμάτων, παρατηρήσαμε μικρή μετατόπιση σε χαμηλότερες γωνίες του κεντροειδούς τους. Αυτό πιθανόν να οφείλεται στην ύπαρξη παραμενουσών εφελκυστικών τάσεων, παράλληλα στις διευθύνσεις [200], [020] και [002]. (γ) Η διέλαση δεν επηρεάζει σημαντικά την τιμή της παραμέτρου $\eta = 2e$. Στα ελάσματα μαγνητικού χάλυβα οι τιμές που υπολογίσαμε ήταν μεταξύ $\eta \sim 30\% - 38\%$. Ο κατασκευαστικός χάλυβας είχε τη μεγαλύτερη τιμή του $\eta \sim 75\%$. (δ) Στο έλασμα 17 η ανισοτροπία του η ήταν αμελητέα, ενώ η μετατόπιση της κορυφής (200) ήταν προς τις μεγαλύτερες γωνίες, γεγονός που υποδηλώνει θλιπτικές παραμένουσες τάσεις κάθετα στην επιφάνεια του ελάσματος. Σε κάθε διέλευση του ελάσματος από το έλαστρο, αυτό καμπυλωνόταν. Για να επαναφέρουμε την επιπεδότητα του ελάσματος, η επόμενη διέλευση γινόταν αντιστρέφοντας την επιφάνειά του.



Σχήμα 4.18: Ενισχυτική συμβολή των ακτίνων-Χ που ανακλώνται από τα κρυσταλικά επίπεδα, με βάση το νόμο του Bragg (Πηγή: [5], p.164).



Σχήμα 4.19: Ο προσανατολισμός των επιπέδων Bragg (110), (200) και (211) ως προς τους κύριους κρυσταλλογραφικούς άξονες. (Πηγές: http://cmacd.myweb.cs.uwindsor.ca/Teaching/553-class/59-553_Notes3.pdf and <https://www.slideshare.net/IbrahimAbuawwad1/ch03-m>).

4.3 Μετρήσεις του μαγνητικού πεδίου στην επιφάνεια των ελασμάτων κατασκευασμένων από κράμα Fe-C και Fe-Si και σχολιασμός

4.3.1 Έλασμα 1 (sheet 1 - κράμα Fe-C)

Αρχικά, εξετάσαμε το μαγνητικό πεδίο του ελάσματος 1 (κράμα κατασκευαστικού χάλυβα, Fe-C), το οποίο διαιρέθηκε σε 4 δείγματα με χρήση κοπτικού εργαλείου. Έπειτα από ψυχρή κοπή, οι πλευρές των δειγμάτων απέκτησαν ελαφρώς οδοντωτή μορφή, ενώ εμφάνισαν απειροστή κλίση είτε προς τα πάνω είτε προς τα κάτω. Τα δείγματα παρουσιάζονται αριθμημένα στην εικόνα του σχήματος 4.20 και οι διαστάσεις τους είναι οι εξής:

- Δείγμα 1ο: $(29.95 \times 63.85) \text{ mm}^2$
- Δείγμα 2ο: $(29.95 \times 64.21) \text{ mm}^2$
- Δείγμα 3ο: $(28.50 \times 62.70) \text{ mm}^2$
- Δείγμα 4ο: $(28.80 \times 62.95) \text{ mm}^2$



Σχήμα 4.20: Τα δείγματα 1, 2, 3 και 4, του ελάσματος 1 (κατασκευαστικός χάλυβας, κράμα Fe-C).

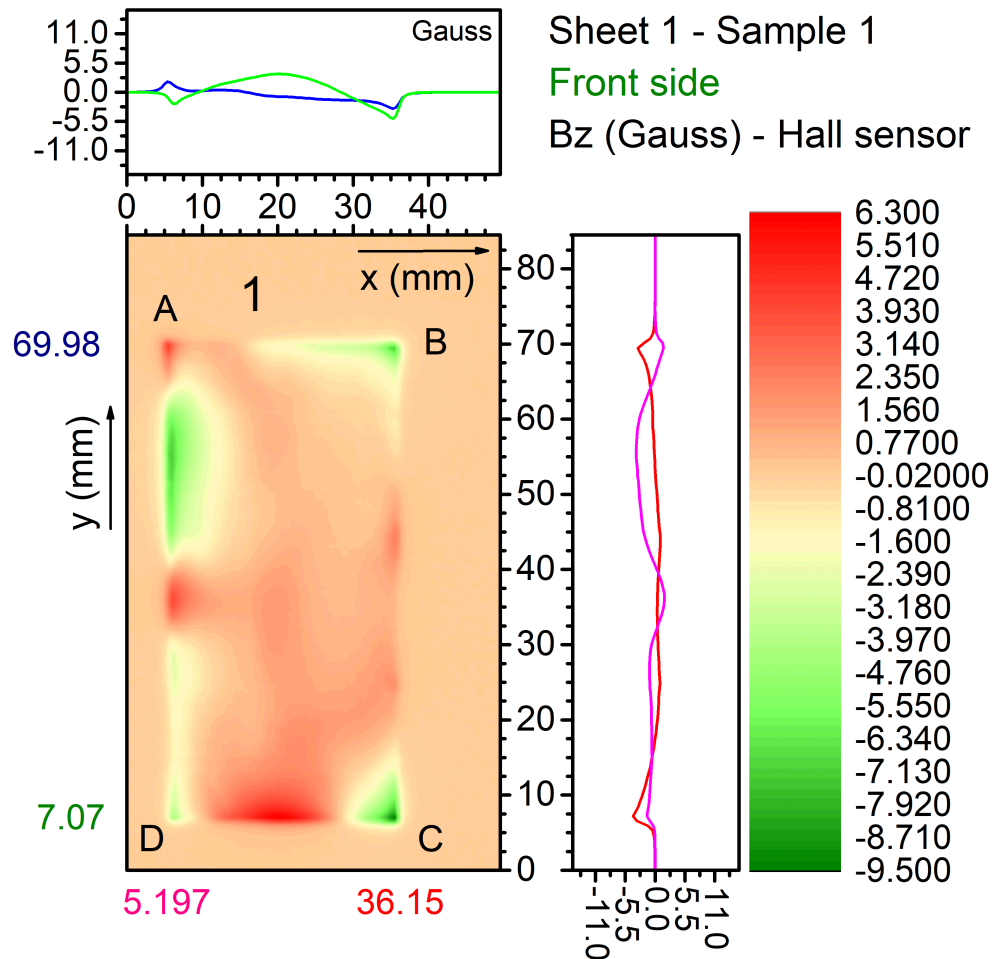
Με χρήση αισθητήρα Hall, μετρήθηκε η κάθετη συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου (B_z) στην άνω και στην κάτω επιφάνεια των δειγμάτων. Τα αποτελέσματα των μετρήσεων εμφανίζονται στα γραφήματα των σχημάτων 4.21 - 4.26. Για τη μέτρηση του πεδίου στην κάτω επιφάνεια, τα δείγματα περιστράφησαν κατά 180° περί τον άξονα y , όπως φαίνεται από τις μετατοπίσεις των πλευρών των παραλληλογραμμών ABCD. Η έξοδος του αισθητήρα Hall εμφανίζει θετικές και αρνητικές τιμές του μαγνητικού πεδίου, γεγονός που μπορεί να δώσει πληροφορίες για την πολικότητα του πεδίου και τη φορά των μαγνητικών δυναμικών γραμμών.

Παρατηρώντας τα αποτελέσματα των μετρήσεων (σχήματα 4.21 - 4.26), βλέπουμε ότι όλα τα δείγματα παρουσιάζουν μαγνητική αντίθεση. Αυτό δεν αναμενόταν, διότι είναι κατασκευασμένα από μαγνητικώς μαλακό σιδηρομαγνητικό κράμα, το οποίο χαρακτηρίζεται από πρακτικά μηδενική παραμένουσα μαγνήτιση, και κατ'επέκταση μηδενικό μαγνητικό πεδίο. Η εμφάνιση παραμένουσας μαγνήτισης στα δείγματα σχετίζεται κατά μεγάλο βαθμό με το γεγονός ότι οι παραμορφώσεις του συγκεκριμένου κράματος παρουσιάζουν σχετικά υψηλή ανισοτροπία (διάγραμμα Williamson-Hall, σχήμα 4.12).

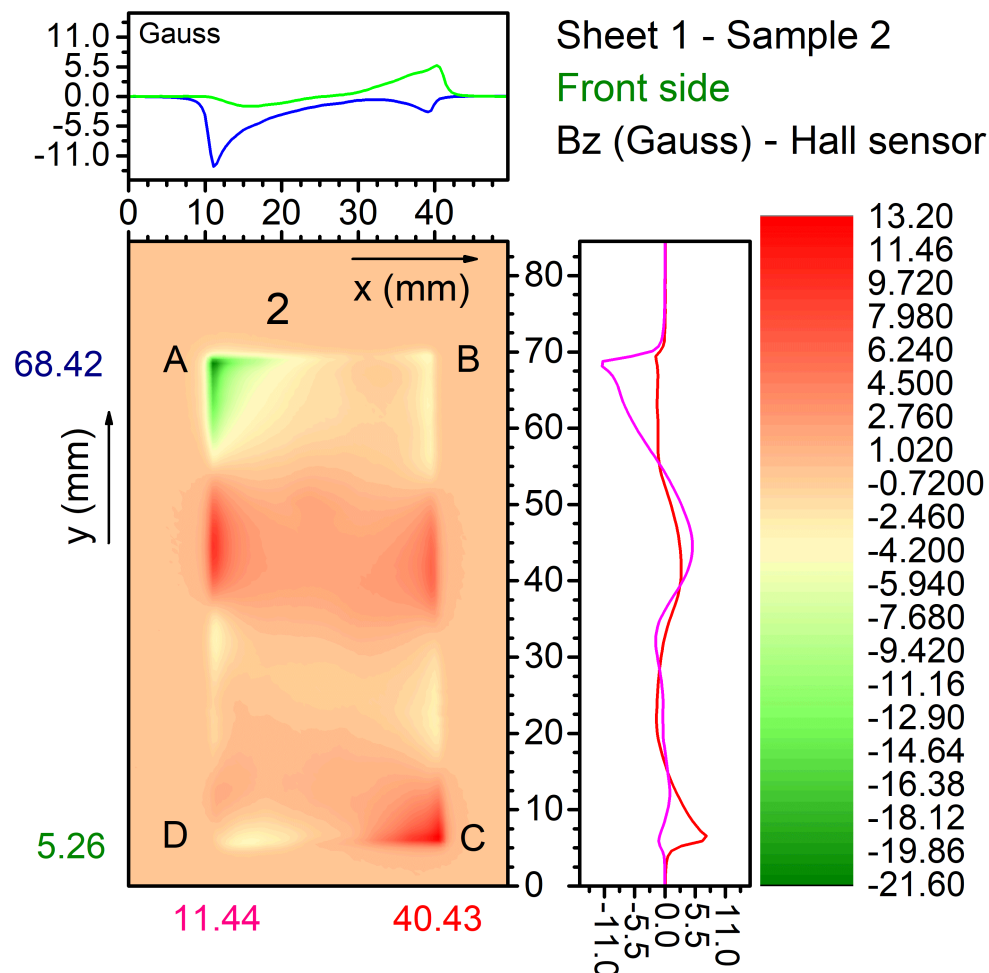
Από το σχήμα 4.21, παρατηρούμε ότι η συνιστώσα B_z του δείγματος 1 εμφανίζει προσεγγιστικά αντίθετες τιμές στα ζεύγη άκρων A-B και A-D, τιμής έντασης $\sim B_z = \pm 3.5$ Gauss, το οποίο πιθανώς να σχετίζεται με σημεία "κλεισίματος" των μαγνητικών γραμμών. Στα αντίστοιχα αποτελέσματα του δείγματος 2 (σχήμα 4.22), βλέπουμε ότι η συνιστώσα B_z παρουσιάζει υψηλές τιμές. Εμφανίζει ελάχιστο στο άκρο A (τιμής έντασης $\sim B_z = -12.5$ Gauss) και μέγιστο στο άκρο C, με τιμή έντασης $\sim B_z = +5.5$ Gauss. Στην κάτω επιφάνεια του δείγματος 2, εντοπίζεται συμμετρικό μαγνητικό πεδίο μεταξύ των άκρων B και D, όπως φαίνεται στο σχήμα 4.25. Σε αυτό, βλέπουμε ότι η τιμή του πεδίου στο άκρο A μειώθηκε από $|B_z| = 12.5$ Gauss (άνω επιφάνεια) σε $|B_z| = 5.5$ Gauss (κάτω επιφάνεια), ενώ σχετική μείωση της τιμής της B_z παρουσιάστηκε και στο άκρο C. Να σημειωθεί ότι η πλευρά AD του δείγματος 2 βρίσκεται σε σχετικά μικρή απόσταση (περίπου 10 mm) από το δείγμα 1, το οποίο πιθανώς να οδήγησε σε αλληλεπίδραση μεταξύ των πεδίων των δύο δειγμάτων.

Στην περίπτωση του δείγματος 3, μαγνητικό πεδίο προσεγγιστικά ίσου μέτρου και αντίθετης πολικότητας εμφανίζουν τα άκρα B και C, όπως φαίνεται στην άνω επιφάνεια του δείγματος (σχήμα 4.23), ενώ το δείγμα 4 χαρακτηρίζεται από έντονη ανομοιομορφία διαφεύγοντος μαγνητικού πεδίου (σχήμα 4.24). Και στην περίπτωση των δειγμάτων 3 και 4, παρατηρήθηκε σχετική μείωση των τιμών έντασης της συνιστώσας B_z στην κάτω επιφάνεια (σχήμα 4.26), πιθανόν λόγω παρεμβολής των μαγνητικών πεδίων τους.

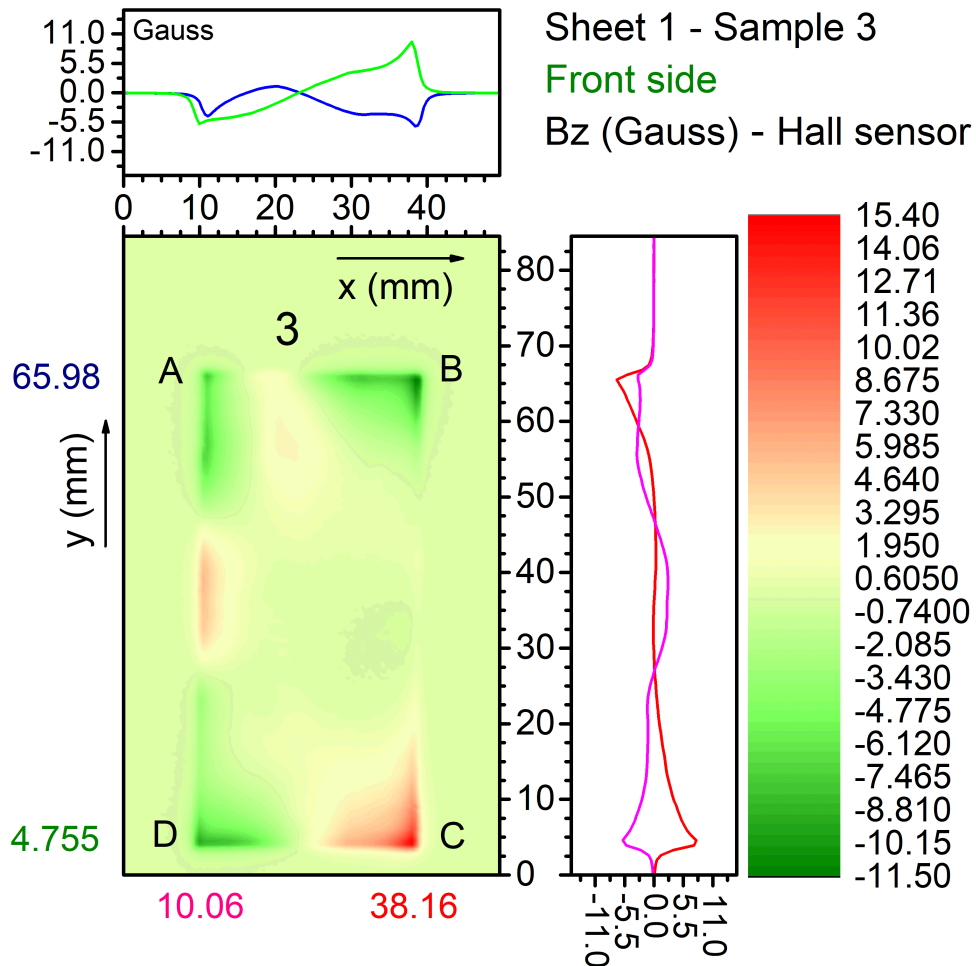
Συνολικά, τα δείγματα εμφανίζουν σχετικά υψηλές τιμές παραμένουσας μαγνήτισης, η οποία κατανέμεται ανομοιόμορφα στην επιφάνειά τους. Αυτό ενδεχομένως να οφείλεται σε μερική μαγνήτιση των δειγμάτων από το κοπτικό εργαλείο ή άλλες εξωγενείς πηγές. Η ανομοιομορφία στην παραμένουσα μαγνήτιση πιθανώς να σχετίζεται με το υψηλό ποσοστό τυχαία προσανατολισμένων κρυσταλλιτών που παρουσιάζει το αντίστοιχο κράμα Fe-C (διάγραμμα περίθλασης ακτίνων-X, σχήμα 4.6). Οι συμμετρικές μικρής εμβέλειας που παρατηρήθηκαν στο μέτρο και την πολικότητα της κάθετης συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου πιθανώς να σχετίζονται με σημεία "κλεισίματος" των μαγνητικών γραμμών, οι οποίες ξεκινούν από ένα άκρο και καταλήγουν είτε στο ίδιο είτε σε κάποιο άλλο άκρο.



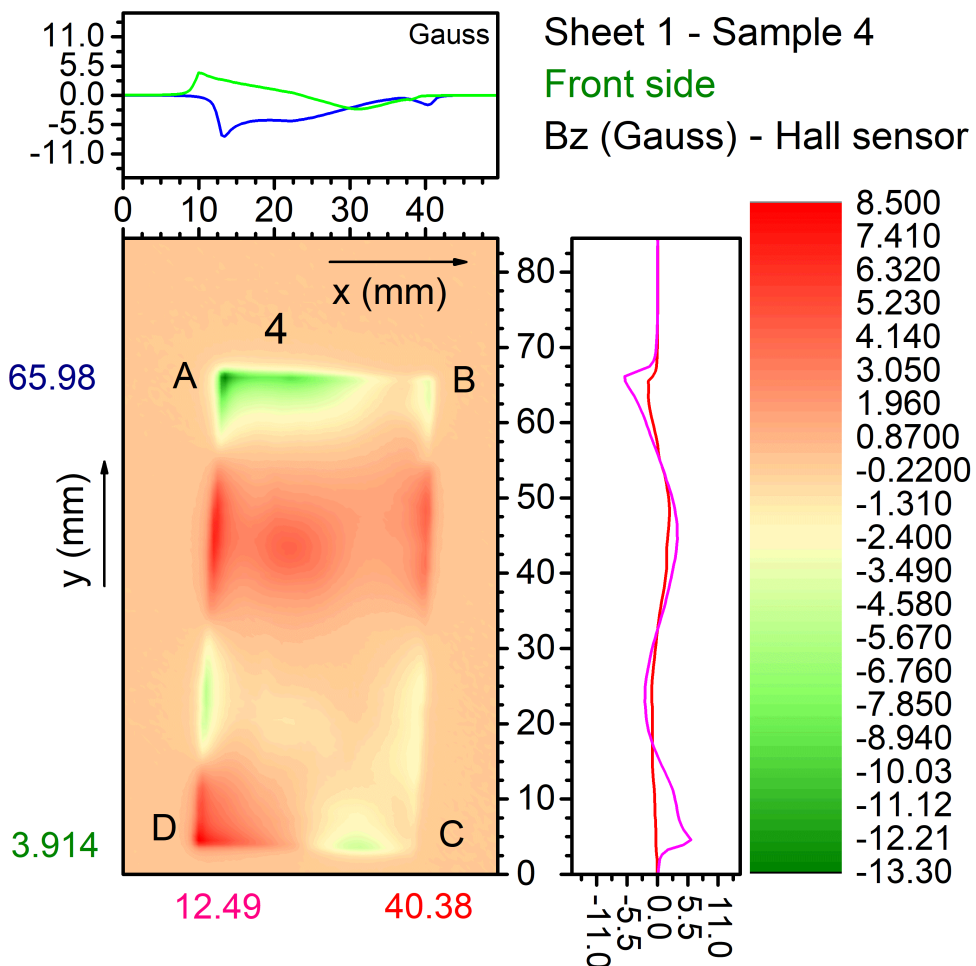
Σχήμα 4.21: Η συνιστώσα B_z του μαγνητικού πεδίου στην άνω επιφάνεια του δείγματος 1 (κράμα Fe-C).



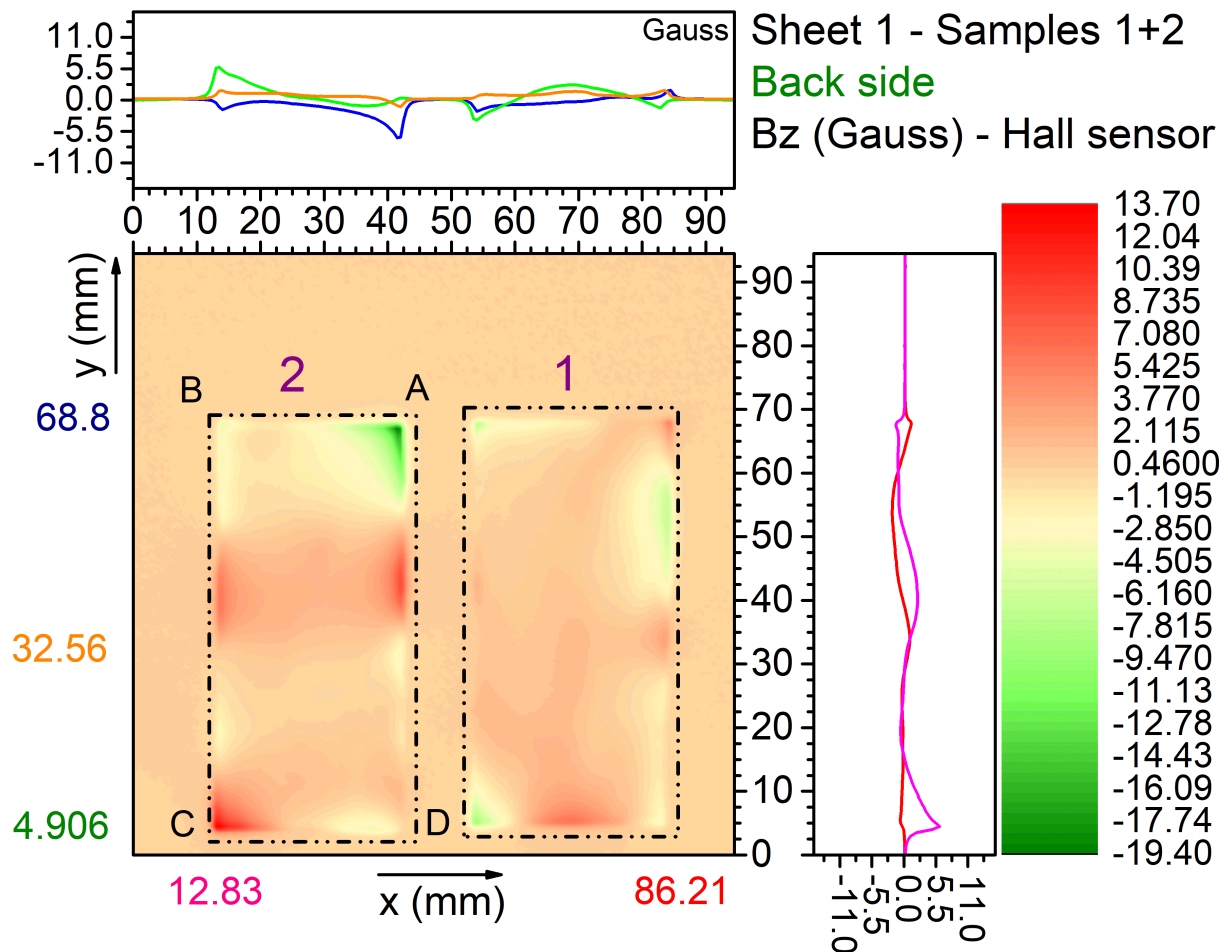
Σχήμα 4.22: Ομοίως για το δείγμα 2 (κράμα Fe-C).



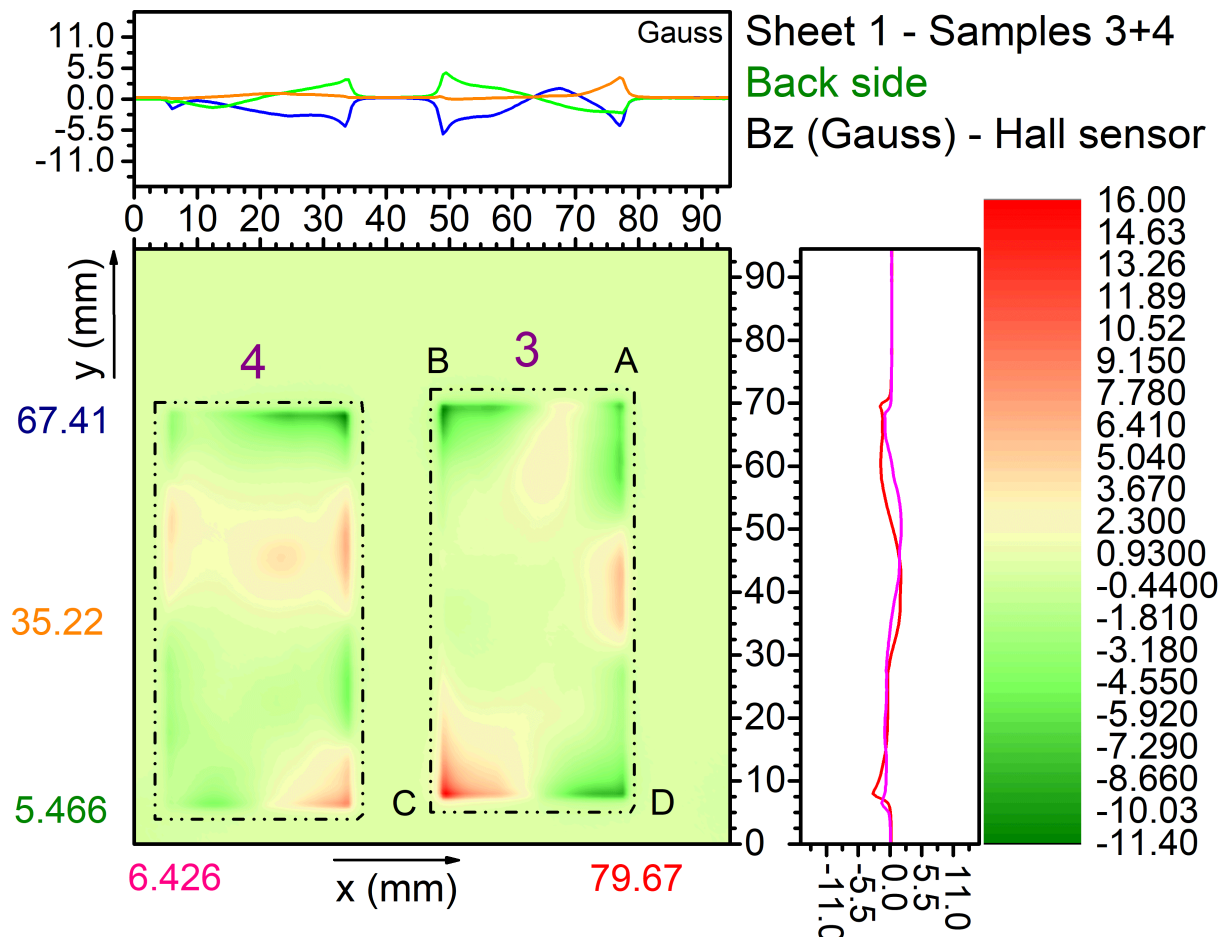
Σχήμα 4.23: Η συνιστώσα B_z του μαγνητικού πεδίου στην άνω επιφάνεια του δείγματος 3 (κράμα Fe-C).



Σχήμα 4.24: Ομοίως για το δείγμα 4 (κράμα Fe-C).



Σχήμα 4.25: Η συνιστώσα B_z του μαγνητικού πεδίου στην κάτω επιφάνεια των δειγμάτων 1 και 2 (κράμα Fe-C).



Σχήμα 4.26: Ομοίως, για την κάτω επιφάνεια των δειγμάτων 3 και 4 (κράμα Fe-C).

4.3.2 Έλασμα 2 (sheet 2 - κράμα Fe-C)

Στο σημείο αυτό, μετρήθηκε το μαγνητικό πεδίο του ελάσματος 2 (κράμα κατασκευαστικού χάλυβα), το οποίο έχει διαστάσεις $(88.1 \times 60.2) \text{ mm}^2$. Στα διαγράμματα των σχημάτων 4.28 και 4.29, φαίνεται η κάθετη συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου (B_z) στην άνω και στην κάτω επιφάνεια του ελάσματος αντιστοίχως, έπειτα από μέτρηση με αισθητήρα Hall.

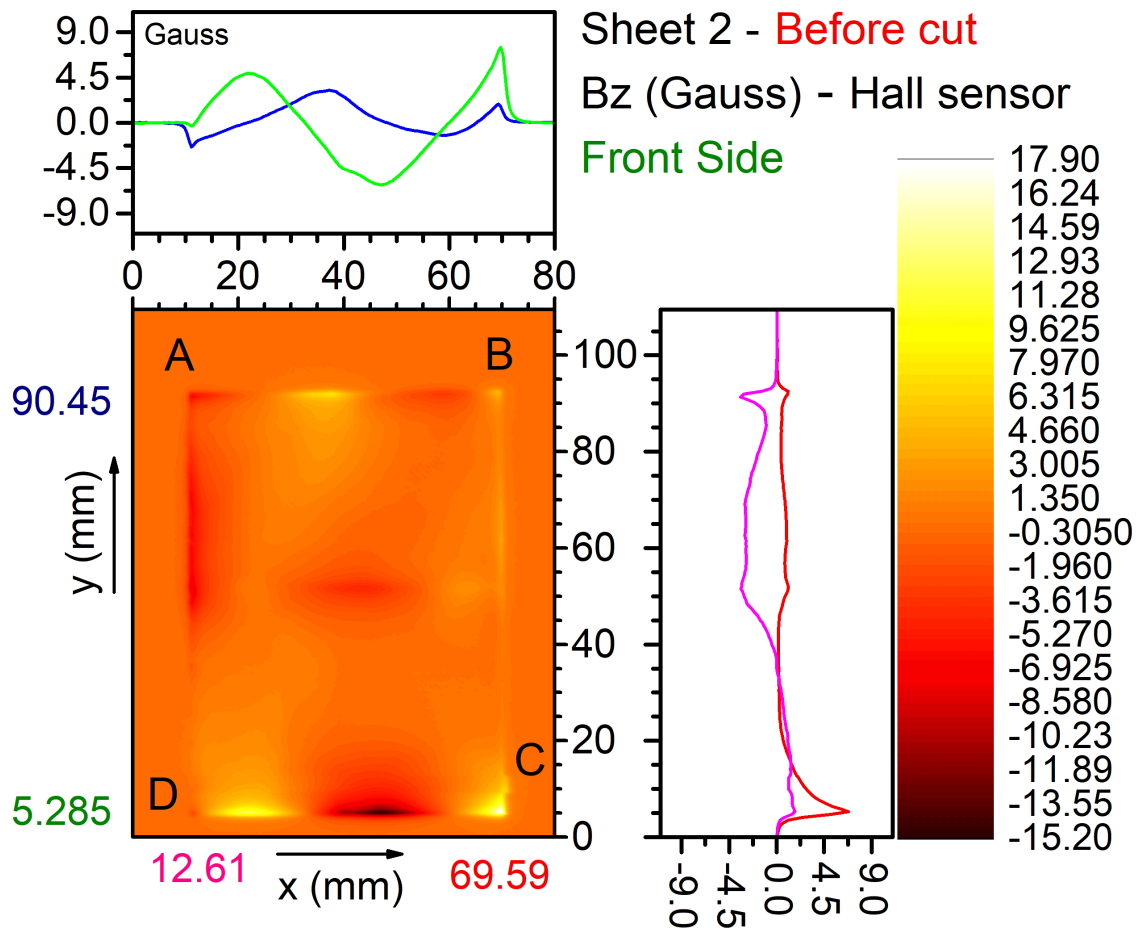


Σχήμα 4.27: Μέτρηση του μαγνητικού πεδίου των δειγμάτων 1 και 2, τα οποία προέκυψαν έπειτα από κοπή του ελάσματος 2.

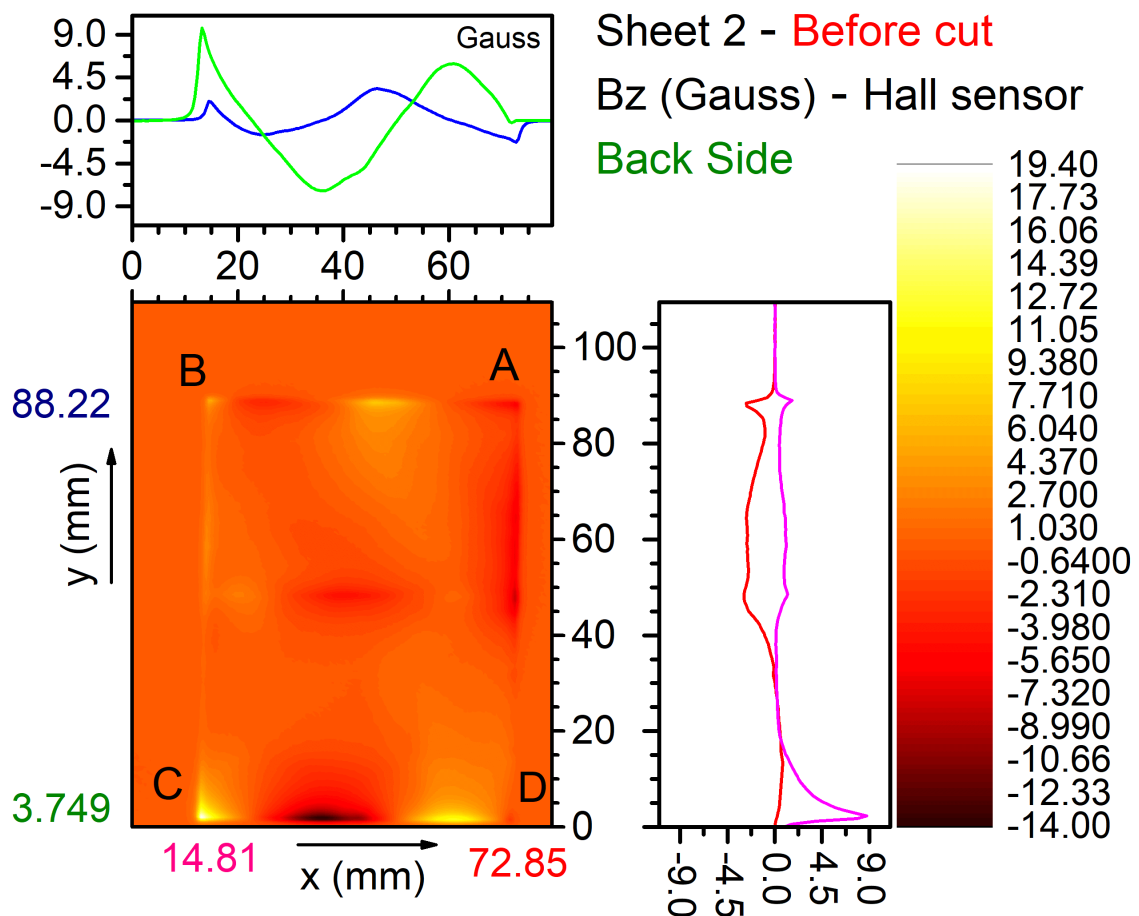
Παρατηρώντας τα σχήματα 4.28 και 4.29, βλέπουμε ότι η κάθετη συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου (B_z) κατανέμεται ανομοιόμορφα στην επιφάνεια του ελάσματος. Στο άκρο C, το πεδίο εμφανίζει μέγιστο, απόλυτης τιμής $|B_z| = 8.5 \text{ Gauss}$, ενώ παρατηρείται πολικότητα του πεδίου μεταξύ των άκρων A ($\sim B_z = -2.2 \text{ Gauss}$) και B ($\sim B_z = +2.2 \text{ Gauss}$). Το μαγνητικό πεδίο είναι υψηλό και στο μέσον της πλευράς DC ($\sim |B_z| = 6.8 \text{ Gauss}$).

Στη συνέχεια, το έλασμα 2 υπέστη ψυχρή μηχανουργική κοπή, με τη βοήθεια κοπτικού εργαλείου, και προέκυψαν τα δείγματα 1 και 2, διαστάσεων $(29.2 \times 38.9) \text{ mm}^2$ και $(26.9 \times 38.8) \text{ mm}^2$ αντιστοίχως. Η κοπή πραγματοποιήθηκε περιμετρικά, σε απόσταση 10 mm από τις πλευρές του ελάσματος 2, επομένως τα νέα δείγματα δε φέρουν τμήματα των αρχικών πλευρών του ελάσματος. Για τα δύο δείγματα, μετρήθηκε και πάλι η κάθετη συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου (B_z) στην άνω επιφάνεια (σχήμα 4.30), και στην κάτω επιφάνεια (σχήμα 4.31).

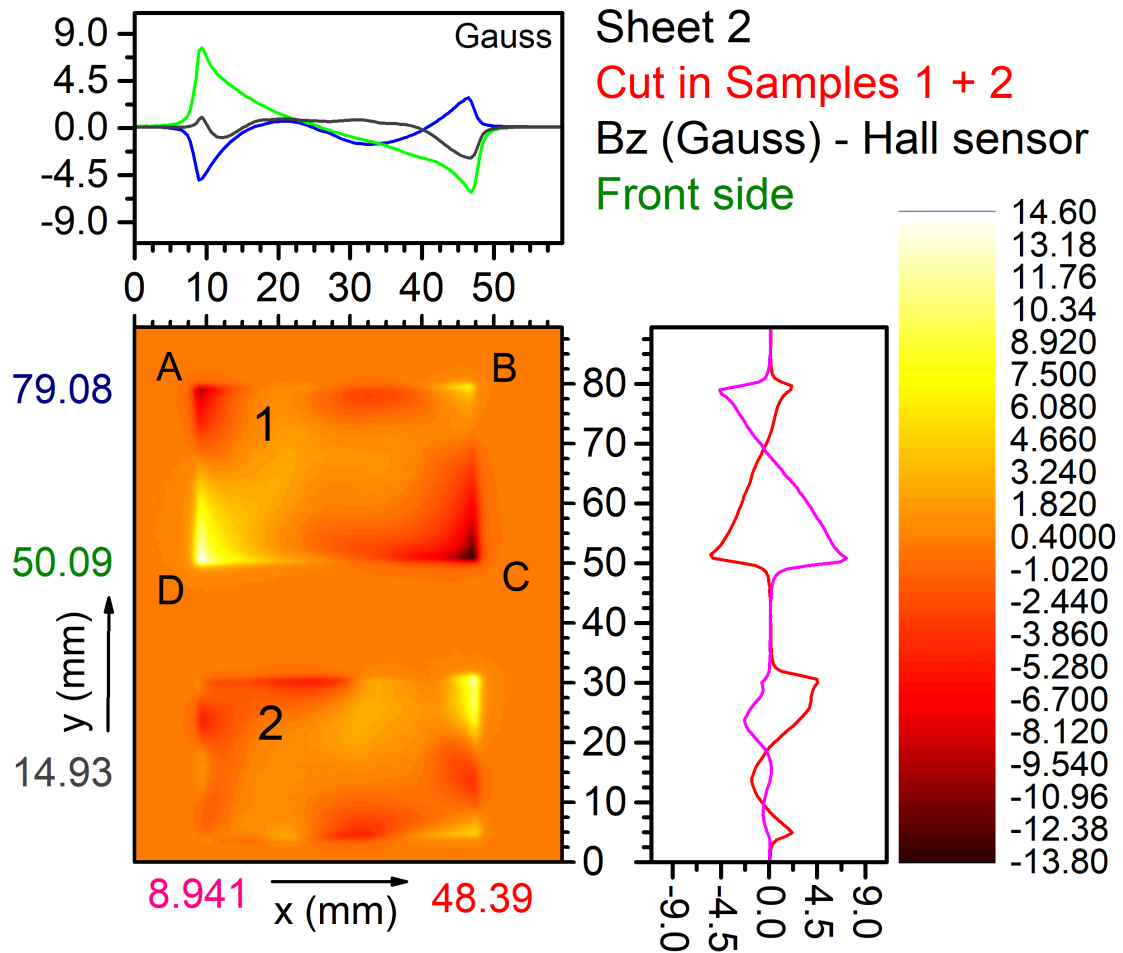
Έπειτα, πραγματοποιήθηκε μέτρηση της παράλληλης συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου (B_x), χρησιμοποιώντας αισθητήρα GMR. Τα αποτελέσματα της μέτρησης εμφανίζονται στο γράφημα του σχήματος 4.32, η γεωμετρία του οποίου είναι περιστραμμένη δεξιόστροφα κατά 90° ως προς το σχήμα 4.30.



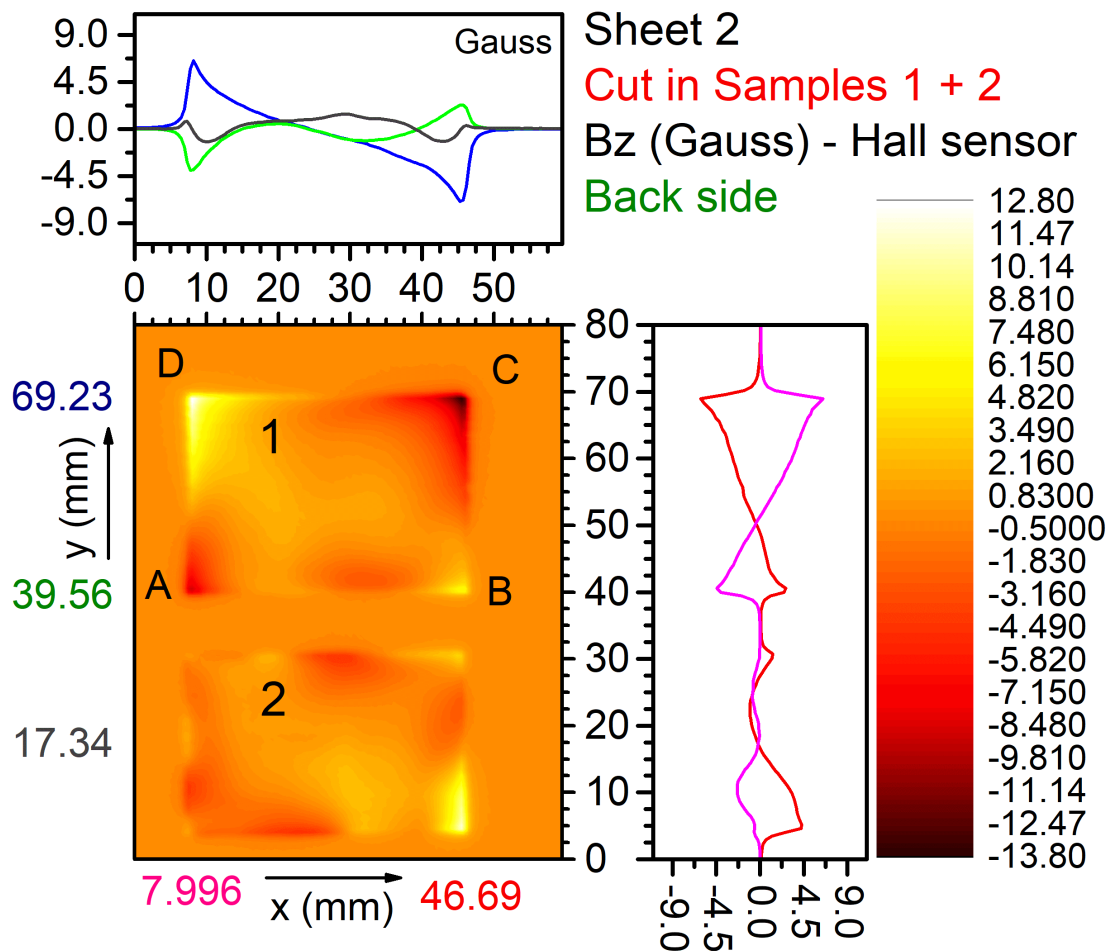
Σχήμα 4.28: Η κάθετη συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου (B_z) στην άνω επιφάνεια του ελάσματος 2.



Σχήμα 4.29: Ομοίως, για την κάτω επιφάνεια του ελάσματος 2.

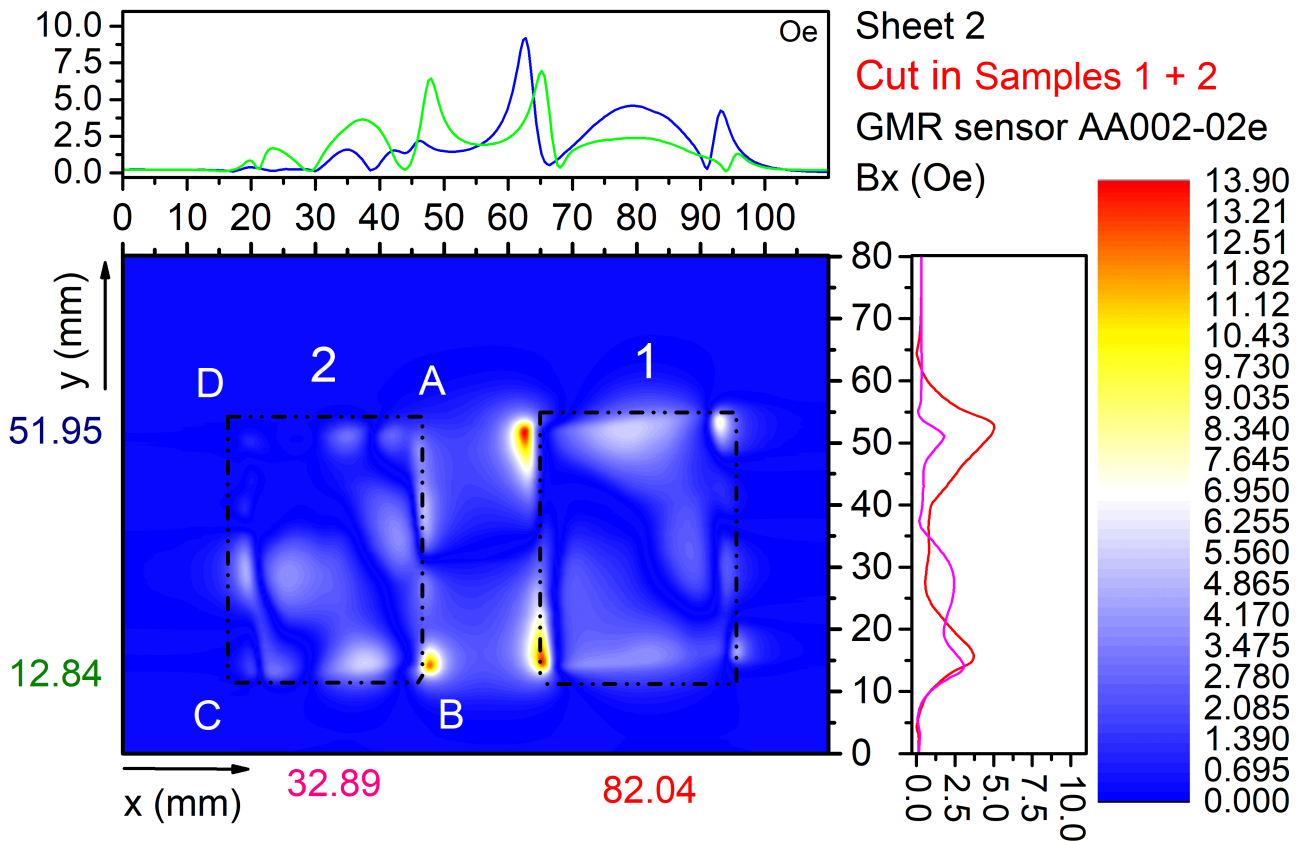


Σχήμα 4.30: Η συνιστώσα B_z του μαγνητικού πεδίου στην άνω επιφάνεια των δειγμάτων 1 και 2.



Σχήμα 4.31: Ομοίως για την κάτω επιφάνεια των δειγμάτων.

Συγκρίνοντας τα σχήματα 4.28 και 4.30, παρατηρούμε ότι η κοπή του ελάσματος στα δύο επιμέρους δείγματα προκάλεσε σημαντικές αλλαγές στην κατανομή της κάθετης συνιστώσας του πεδίου. Ιδιαίτερο ενδιαφέρον εμφανίζει το δείγμα 1, στο οποίο τα ζεύγη άκρων A-B και D-C χαρακτηρίζονται από τιμές έντασης της B_z αντίθετης φοράς και προσεγγιστικά ίσου μέτρου, όπως φαίνεται στα σχήματα 4.30 και 4.31.



Σχήμα 4.32: Η συνιστώσα B_x του μαγνητικού πεδίου στην άνω επιφάνεια των δειγμάτων 1 και 2, όπως μετρήθηκε με τη βοήθεια αισθητήρα GMR.

Η αντίστοιχη κατανομή της συνιστώσας B_x στην επιφάνεια των δειγμάτων είναι ανομοιογενής, όπως βλέπουμε στο σχήμα 4.32. Στο δείγμα 1, η B_x αυξάνεται απότομα στα άκρα C και D ($\sim |B_x| = 6.5$ Oe και $\sim |B_x| = 9.0$ Oe αντιστοίχως), καθώς και στα μέσα των πλευρών AD και BC. Συγκρίνοντας την κάθετη με την παράλληλη συνιστώσα του δείγματος 1, μπορεί να εξαχθεί το συμπέρασμα ότι η διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου σχηματίζει γωνία $\phi < 90^\circ$ με το επίπεδο του δείγματος. Στο δείγμα 2, η συνιστώσα B_x χαρακτηρίζεται από σχετικά μικρές τιμές, το οποίο πιθανώς να δείχνει ότι το μεγαλύτερο ποσοστό του μαγνητικού πεδίου είναι προσανατολισμένο κάθετα στην επιφάνεια του δείγματος.

Η ψυχρή μεταλλουργική κοπή ενδεχομένως να δημιουργήσει επιπρόσθετη ανισοτροπία στις πλευρές των δύο δειγμάτων, με αποτέλεσμα την αύξηση των τιμών έντασης και της πολικότητας του μαγνητικού πεδίου στα άκρα τους, ιδιαίτερα στην περίπτωση του δείγματος 1.