



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

ΔΙΑΤΜΗΜΑΤΙΚΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ
ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΩΝ ΣΠΟΥΔΩΝ (Δ.Π.Μ.Σ.):
"ΕΠΙΣΤΗΜΗ ΚΑΙ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑ ΥΛΙΚΩΝ"

**ΜΕΛΕΤΗ ΠΑΡΑΜΕΝΟΥΣΩΝ
ΤΑΣΕΩΝ ΚΑΙ
ΧΡΟΝΟΞΕΑΡΤΗΜΕΝΩΝ
ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΙΔΙΟΤΗΤΩΝ
ΚΡΑΜΑΤΩΝ ΑΛΟΥΜΙΝΙΟΥ**

ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

ΔΗΜΗΤΡΙΟΥ Α. ΔΡΑΓΑΤΟΓΙΑΝΝΗ

Διπλωματούχου Σχολής Εφαρμοσμένων Μαθηματικών
και Φυσικών Επιστημών Ε.Μ.Π.

ΕΠΙΒΛΕΨΗ:
Κ. ΧΑΡΙΤΙΔΗΣ
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

ΑΘΗΝΑ, Οκτώβριος 2012



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

ΔΙΑΤΜΗΜΑΤΙΚΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ
ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΩΝ ΣΠΟΥΔΩΝ (Δ.Π.Μ.Σ.):
"ΕΠΙΣΤΗΜΗ ΚΑΙ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑ ΥΛΙΚΩΝ"

**ΜΕΛΕΤΗ ΠΑΡΑΜΕΝΟΥΣΩΝ
ΤΑΣΕΩΝ ΚΑΙ
ΧΡΟΝΟΕΞΑΡΤΗΜΕΝΩΝ
ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΙΔΙΟΤΗΤΩΝ
ΚΡΑΜΑΤΩΝ ΑΛΟΥΜΙΝΙΟΥ**

ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

ΔΗΜΗΤΡΙΟΥ Α. ΔΡΑΓΑΤΟΓΙΑΝΝΗ

Διπλωματούχου Σχολής Εφαρμοσμένων Μαθηματικών
και Φυσικών Επιστημών Ε.Μ.Π.

ΤΡΙΜΕΛΗΣ ΕΞΕΤΑΣΤΙΚΗ ΕΠΙΤΡΟΠΗ:

Κ. ΧΑΡΙΤΙΔΗΣ, Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Ε. ΚΟΝΤΟΥ-ΔΡΟΥΓΚΑ, Καθηγήτρια Ε.Μ.Π.

Β. ΚΕΦΑΛΑΣ, Επίκουρος Καθηγητής Ε.Μ.Π.

ΑΘΗΝΑ, Οκτώβριος 2012

ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
Δ.Π.Μ.Σ.: ΕΠΙΣΤΗΜΗ ΚΑΙ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑ ΥΛΙΚΩΝ

Μελέτη Παραμενουσών Τάσεων και
Χρονοεξαρτημένων Μηχανικών Ιδιοτήτων
Κραμάτων Αλουμινίου

Δημήτριος Αθ. Δραγατογιάννης

Μεταπτυχιακή Εργασία
υπό την επίβλεψη του

Καθ. Κωνσταντίνου Χαριτίδη

ΑΘΗΝΑ
Σεπτέμβριος 2012

Περιεχόμενα

1	Σκληρομέτρηση	1
1.1	Αντι Ορισμού	1
1.2	Ιστορική Αναδρομή	3
1.2.1	Η Σκληρομέτρηση πριν το 1950	4
1.2.2	Η Σκληρομέτρηση μετά το 1950. Η συμβολή του Tabor	7
1.3	Η αρχή της Γεωμετρικής Ομοιότητας	14
1.4	Ανύψωση και βύθιση κατά τη σκληρομέτρηση	15
2	Συναρτήσεις Δυναμικού των Boussinesq-Cerruti	17
2.1	Εισαγωγή	17
2.2	Συναρτήσεις Δυναμικού	17
2.3	Λύση του Θεμελιώδους Προβλήματος για Διάφορες Συνοριακές Συνθήκες	21
2.3.1	Σημειακή Κάθετη Φόρτιση	21
2.3.2	Τάση Κατανεμημένη σε Κυκλική Επιφάνεια	23
2.3.3	Ομοιόμορφα Κατανεμημένη Τάση	23
2.4	Ομοιόμορφη Κάθετη Μετατόπιση	26
2.5	Γενικευμένο Αξονοσυμμετρικό Πρόβλημα	28
3	Μέθοδος Oliver-Pharr	31
3.0.1	Εισαγωγή	31
3.0.2	Πλήρως Ελαστική Θεώρηση	33
3.0.3	Ελαστοπλαστική Θεώρηση	36
3.0.4	Εντυπωτές μη Αξονικής Συμμετρίας	37
3.0.5	Βελτιώσεις-Διορθώσεις της Μεθόδου Oliver-Pharr	39
4	Πειράματα Νανοσκληρομέτρησης	42
4.1	Πειραματική Διάταξη	42
4.2	Πειραματική Διαδικασία	44
4.3	Μέθοδος Πεπερασμένων Στοιχείων (FEM) στη Νανοσκληρομέτρηση	45

4.4	Μοντέλο Νανοσκληρομέτρησης	47
5	Εξαγωγή Παραμενουσών Τάσεων από Πειράματα Σκληρομέτρησης	51
5.1	Εισαγωγή	51
5.1.1	Μοντέλα για Αιχμηρούς Εντυπωτές	52
5.2	Μοντέλα για Σφαιρικούς Εντυπωτές	55
5.3	Όριο Διαρροής και Συντελεστής Κράτυνσης Συγκολλημένων Κραμάτων Αλουμινίου με την Τεχνική της Συγκόλλησης δια Τριβής μέσω Ανάδευσης	59
5.4	Η Τεχνική της Συγκόλλησης δια Τριβής μέσω Ανάδευσης	59
5.5	Παραμένουσες Τάσεις σε Συγκολλήσεις	62
5.5.1	Δημιουργία Παραμενουσών Τάσεων	62
5.5.2	Δημιουργία Παραμενουσών Τάσεων σε Συγκολλήσεις	63
5.5.3	Μέτρηση Παραμενουσών Τάσεων σε Συγκολλήσεις	65
5.5.4	Τεχνική Διάθλασης Ακτίνων Χ	66
5.5.5	Τυπικές Κατανομές Παραμενουσών Τάσεων	68
5.5.6	Επίδραση των Παραμενουσών Τάσεων	70
5.5.7	Παραμένουσες Τάσεις Συγκολλημένων Κραμάτων Αλουμινίου με την Τεχνική της Συγκόλλησης δια Τριβής μέσω Ανάδευσης	72
5.5.8	Συμπεράσματα	78
6	Μελέτη Φαινομένου Ερπυσμού	79
6.1	Εισαγωγή	79
6.2	Ερπυσμός	79
6.3	Ερπυσμός και Πλαστική Παραμόρφωση των Μετάλλων	81
6.4	Πειραματική Διαδικασία για τη Μελέτη του Φαινομένου του Ερπυσμού	82
6.4.1	Μικροδομή	82
6.4.2	Καμπύλες Φορτίου με το Χρόνο και Φόρτισης, Αποφόρτισης	83
6.5	Επίδραση του Ρυθμού Φόρτισης και του Μεγίστου Φορτίου στις Νανομηχανικές Ιδιότητες	84
6.6	Κατάσταση Σταθερού Ερπυσμού	94
7	Συμπεράσματα	96
8	Προτάσεις για Μελλοντική Έρευνα	98

Κατάλογος Σχημάτων

1.1	Ευρέως χρησιμοποιούμενες ακίδες σκληρομέτρησης (α) σφαιρικής γεωμετρίας (Brinell και Meyer) (β) πυραμιδικής γεωμετρίας (Vickers).	4
1.2	Πλαστική παραμόρφωση και ροή μετάλλου γύρω από εντυπωτή κατά τη σκληρομέτρηση ανοπυμένου δοκιμίου (α),(β),(γ). Στην περίπτωση σφαιρικού εντυπωτή η βύθιση εμφανίζεται κοντά στην άκρη του εντυπώματος. Στην περίπτωση πυραμιδοειδούς εντυπωτή το εντύπωμα αποκτά όψη τετράγωνου μαξιλαριού(pincushion)(δ).	16
2.1	Κυκλική περιοχή υπό συγκεντρωμένη φόρτιση.	18
2.2	24
2.3	Αξονοσυμμετρικός εντυπωτής διεισδύει σε ελαστικό ημίχωρο.	28
3.1	Νανοδιείσδυση με κωνικό ή πυραμιδικό εντυπωτή κατά τη μέγιστη φόρτιση (πάνω) και μετά την αποφόρτιση (κάτω) με βάση το μοντέλο Oliver-Pharr.	33
3.2	Κατανομή της πίεσης στην περιοχή της επαφής για πλήρως ελαστική επαφή.	37
3.3	Επίδραση της φθοράς (αύξηση της καμπυλότητας) της ακίδας στους εντυπωτές [1].	40
3.4	Επίδραση των φαινομένων βύθισης και συσσώρευσης στο βάθος επαφής [2].	41
4.1	Διάγραμμα του συστήματος νανοδιείσδυσης	43
4.2	Διάταξη νανοδιείσδυσης εξωτερικά (α), εσωτερικά (β) και ο δειγματοφορέας της διάταξης (γ).	43
4.3	Σχέδιο του χρησιμοποιούμενου εντυπωτή γεωμετρίας Berkovich.	44
4.4	Χαρακτηριστικό παράδειγμα της γεωμετρίας και της διακριτοποίησης του προβλήματος της σκληρομέτρησης με τη (ΜΠΣ).	48
4.5	Χαρακτηριστικές γεωμετρίες (α) ακίδας τύπου Berkovich και της ισοδύναμης (β) κωνικής.	50

5.1	Καμπύλες φόρτισης-αποφόρτισης για εφελκυστικό, θλιπτικό και ελεύθερο πεδίο τάσεων [3].	55
5.2	Σχηματική αναπαράσταση αξονοσυμμετρικής κάμψης [4].	56
5.3	Η ελαστική ανάκαμψη σαν συνάρτηση του αδιάστατου πλαστικού δείκτη [5].	57
5.4	Καμπύλες τάσεις-παραμόρφωσης από σφαιρικό εντυπωτή για κράμα AA2024 – T3 [6].	58
5.5	Χαρακτηριστική γεωμετρία συγκόλλησης δια τριβής μέσω ανάδευσης [3].	61
5.6	Σχηματική παράσταση μεταβολών θερμοκρασίας και τάσης κατά τη διάρκεια συγκολλήσεων	64
5.7	Διάθλαση ακτίνων σε χρυσταλλικό πλέγμα	68
5.8	Σχηματική παράσταση μεθόδου διαθλασιμέτρου	68
5.9	Τυπική κατανομή παραμενουσών τάσεων σε συγκόλληση κατά συμβολή.	69
5.10	Σχηματικές κατανομές παραμενουσών τάσεων σε συγκολλήσεις κατά συμβολή υπό την επίδραση εξωτερικών φορτίων.	71
5.11	Καμπύλες φόρτισης-αποφόρτισης, σε βάθος 200nm, κατά μήκος της συγκόλλησης για το κράμα AA 6082-T6 (εγκάρσια) [3]. . .	73
5.12	Καμπύλες φόρτισης-αποφόρτισης, σε βάθος 200nm, κατά μήκος της συγκόλλησης για το κράμα AA 5083-H111 (εγκάρσια) [3]. .	73
5.13	Καμπύλες φόρτισης-αποφόρτισης, σε βάθος 200nm, κατά μήκος της συγκόλλησης για το κράμα AA 6082-T6 (επιφάνεια) [3]. . .	74
5.14	Καμπύλες φόρτισης-αποφόρτισης, σε βάθος 200nm, κατά μήκος της συγκόλλησης για το κράμα AA 5083-H111 (επιφάνεια) [3]. .	74
5.15	Παραμένουσες τάσεις εγκάρσια κατά τον άξονα συγκόλλησης, σε συνάρτηση της απόστασης από τη γραμμή συγκόλλησης AA6082-T6 [3].	75
5.16	Παραμένουσες τάσεις εγκάρσια κατά τον άξονα συγκόλλησης, σε συνάρτηση της απόστασης από τη γραμμή συγκόλλησης AA5083-H111 [3].	76
5.17	Παραμένουσες τάσεις σε επίπεδο κάθετο στη διεύθυνση της συγκόλλησης AA6082- T6 [3].	76
5.18	Παραμένουσες τάσεις σε επίπεδο κάθετο στη διεύθυνση της συγκόλλησης AA5083-H111 [3].	77
6.1	Μικροδομή κράματος AA6082 – T6 [7].	82
6.2	Χρονική εξέλιξη εφαρμοζόμενου φορτίου [7].	83
6.3	Χρονική εξέλιξη εφαρμοζόμενου φορτίου [7].	83
6.4	Χρονική εξέλιξη εφαρμοζόμενου φορτίου [7].	84

6.5	Καμπύλες φόρτισης-αποφόρτισης για διάφορους ρυθμούς φόρτισης στην ίδια μέγιστη δύναμη (Πείραμα I)[7].	85
6.6	Καμπύλες φόρτισης-αποφόρτισης για τον ίδιο ρυθμό φόρτισης και σε διαφορετικές μέγιστες δυνάμεις (Πείραμα II)[7].	85
6.7	Καμπύλες φόρτισης-αποφόρτισης για τον ίδιο χρόνο φόρτισης και σε διαφορετικές μέγιστες δυνάμεις (Πείραμα III) [7].	86
6.8	Εξέλιξη της μετατόπισης ερπυσμού για το Πείραμα I [7].	86
6.9	Εξέλιξη της μετατόπισης ερπυσμού για το Πείραμα II [7].	87
6.10	Εξέλιξη της μετατόπισης ερπυσμού για το Πείραμα III [7].	87
6.11	Συνολική μετατόπιση μετά το στάδιο της σταθερής φόρτισης για τους διαφορετικούς ρυθμούς φόρτισης [7].	89
6.12	Μετατόπιση ερπυσμού σε ρυθμούς φόρτισης 50, 100, 250 και 500 $\mu N/sec$, για 1000 μN μέγιστης δύναμης (Πείραμα I) [7].	90
6.13	Μετατόπιση ερπυσμού για μέγιστες δυνάμεις από 2000 έως 5000 μN , για 1000 $\mu N/sec$ ρυθμού φόρτισης (Πείραμα II) [7].	90
6.14	Μετατόπιση ερπυσμού για μέγιστες δυνάμεις από 1000 έως 7000 μN , για χρόνο φόρτισης 2sec (Πείραμα III). [7].	91
6.15	Η κατανομή της ακαμψίας του κράματος AA6082 – T6 σε διαφορετικά βάρη για διάφορες συνθήκες φόρτισης [7].	91
6.16	Σκληρότητα και μέτρο ελαστικότητας για το κράμα AA6082–T6 (Πείραμα I)[7].	92
6.17	Σκληρότητα και μέτρο ελαστικότητας για το κράμα AA6082–T6 (Πείραμα II) [7].	92
6.18	Σκληρότητα και μέτρο ελαστικότητας για το κράμα AA6082–T6 (Πείραμα III) [7].	93
6.19	Διακύμανση της σκληρότητα, του μέτρου ελαστικότητας και της ακαμψίας για το κράμα AA6082 – T6 για τις τρεις πειραματικές μεθοδολογίες [7].	93

Κατάλογος Πινάκων

1.1	Βιβλία που εκδόθηκαν από το 1934 έως το 1973 στην περιοχή της σκληρότητας, και οι ετεροαναφορές που πήρανε από ερευνητικές εργασίες από το 1970 έως και το 2007 (τα δεδομένα συγκεντρώθηκαν από το Science Citations Index Expanded) . .	10
3.1	Τιμές του διορθωτικού παράγοντα μη αξονικής συμμετρίας για τριγωνικό σχήμα κάθετης τομής εντυπωτή	39
5.1	Περιεχόμενη γωνία για τον αντίστοιχο εντυπωτή	53

Ευχαριστίες

Η παρούσα διπλωματική εργασία εκπονήθηκε στην Εργαστηριακή Μονάδα Νανομηχανικής & Νανοτεχνολογίας, του Τομέα Επιστήμης και Τεχνικής των Υλικών, της Σχολής Χημικών Μηχανικών, του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου. Η εκπόνηση της δεν θα ήταν εφικτή χωρίς την συνεργασία και την υποστήριξη της ερευνητικής ομάδας της μονάδας. Ιδιαίτερα, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον κ. Κωνσταντίνο Χαριτίδη, Καθηγητή της Σχολής Χημικών Μηχανικών του Ε.Μ.Π, για την συνεχή καθοδήγηση, για την αμέριστη στήριξη του κατά τη διάρκεια συγγραφής της διπλωματικής, τη συνεχή προσπάθεια βελτίωσης του κειμένου, και για τις ενδιαφέρουσες και χρήσιμες συζητήσεις μας. Τον κ. Ηλία Κούμouλο, Υποψήφιο Διδάκτορα Ε.Μ.Π, για την συνεχή προσπάθεια βελτίωσης αυτής της εργασίας τόσο με τις επιστημονικές μας συζητήσεις όσο και με τις συμβουλές του και την καλοπροαίρετη κριτική του για το κείμενο, αλλά και για το ευχάριστο και φιλικό κλίμα. Τέλος, θα ήθελα να εκφράσω την ευγνωμοσύνη μου προς την οικογένειά μου για την συνεχή υποστήριξη καθώς και σε όλους αυτούς που με δίδαξαν, με τη συμπεριφορά τους με εκπαίδευσαν και μου ενέπνευσαν την ανάγκη για την κατάκτηση της γνώσης.

Αθήνα, Σεπτέμβριος 2012,

Δημήτριος Αθ. Δραγατογιάννης

«.....Ή θα βρούμε τον δρόμο ή θα τον ανοίξουμε....», Αννίβας.

Περίληψη

Το αντικείμενο της μεταπτυχιακής εργασίας αφορά τη μελέτη παραμενουσών τάσεων κραμάτων *Al* και του φαινομένου του ερπυσμού, με τη μέθοδο της νανοσκληρομέτρησης. Η νανοσκληρομέτρηση, ένα εργαλείο χαρακτηρισμού δίνει τη δυνατότητα μέτρησης μηχανικών ιδιοτήτων σε κλίμακες εξαιρετικής τεχνολογικής σημασίας που προσεγγίζουν ακόμη και μερικά νανόμετρα (*nm*). Η νανοσκληρομέτρηση εντάσσεται στα προβλήματα της μηχανικής των επαφών στη νανοκλίμακα. Σε αντίθεση με τις συμβατικές δοκιμές, στις οποίες η παραμένουσα επιφάνεια προσδιορίζεται από μια άμεση μέτρηση των διαστάσεων της που άφησε στο δείγμα η αφαίρεση του φορτίου, η επιφάνεια επαφής καθορίζεται από τη μέτρηση του φορτίου (μN) και του βάθους διείσδυσης (*nm*) στην επιφάνεια του δείγματος, συνεχώς. Κατά τα πειράματα νανοσκληρομέτρησης μέσω της μελέτης της καμπύλης φόρτισης-αποφόρτισης προσδιορίζεται η σκληρότητα, το μέτρο ελαστικότητας, το όριο διαρροής τοπικά και η έναρξη της πλαστικότητας των υλικών στη μικρο-/νανο-κλίμακα. Ο προσδιορισμός του πεδίου των τάσεων σε μια περιοχή επαφής μεταξύ δυο ελαστοπλαστικών υλικών είναι ένα κλασικό πεδίο της μηχανικής των επαφών το οποίο είναι ιδιαίτερα σημαντικό καθότι συνδέεται με την αντοχή ενός υλικού. Παράλληλα, η σχέση του πεδίου των τάσεων γύρω από την επιφάνεια επαφής, για παράδειγμα με τη δυσθραυστότητα του υλικού, τη διάδοση ρωγμών ιδιαίτερα για ψαθυρά υλικά, την αστοχία λεπτών υμενίων και συνθέτων μηχανικών συστημάτων κάνει ιδιαίτερα σημαντική την ανάπτυξη μεθόδων προσδιορισμού του πεδίου των τάσεων. Ο υπολογισμός των τάσεων σε πλήρως ελαστικές σκληρομετρήσεις είναι δυνατός σε αναλυτική μορφή εν αντιθέσει με τις ελαστο-πλαστικές που είναι και οι πιο ευρέως διαδεδομένες στην πράξη. Στη μηχανική των επαφών εντάσσονται προβλήματα όπως η σημειακή φόρτιση, η κατανεμημένη φόρτιση, εφαπτομενική και κάθετη ημιχώρου, υπό την παραδοχή της επίπεδης παραμόρφωσης. Οι πρώτες εργασίες πάνω στη μηχανική των επαφών στο χώρο οφείλονται στους Hertz και Boussinesq. Ο Hertz θεώρησε την επαφή δύο ελαστικών σωμάτων, που έχουν σχήμα επιφανειών δευτέρου βαθμού (ελλειπτικούς κυλίνδρους και ελλειπτικά παραβολοειδή). Ο Boussinesq θεώρησε το πρόβλημα της επαφής ενός άκαμπτου εντυπωτή με κυκλική βάση με έναν ελαστικό ημιχώρο. Στη παρούσα εργασία μέσω των συναρτήσεων δυναμικού των Boussinesq-Cerruti μελετάται και το γενικό πρόβλημα της φόρτισης ημιχώρου χωρίς την παραδοχή της επίπεδης παραμόρφωσης. Με τη χρήση κατάλληλων συναρτήσεων κατανομής τάσης που προσομοιάζουν τη χρήση πυραμιδικού ή κωνικού εντυπωτή και με βάση τη θεωρία δυναμικού εξάγεται η εξίσωση που συνδέει την ακαμψία

ενός υλικού (Stiffness S) με την καμπύλη φόρτισης-αποφόρτισης κατά τη ναυοσκληρομέτρηση. Η εξίσωση αυτή αποτελεί και τη βάση για τη μέθοδο των Oliver και Pharr, την πλέον διαδεδομένη και αποδεκτή από την επιστημονική κοινότητα για την εξαγωγή νανομηχανικών ιδιοτήτων των υλικών. Περνώντας από το αναλυτικό στο πειραματικό μέρος της παρούσας εργασίας παρουσιάζεται η τεχνική της ναυοσκληρομέτρησης και οι συγκεκριμένες συνθήκες που χρησιμοποιήθηκαν για την μελέτη των παραμενουσών τάσεων συγκολλημένων κραμάτων αλουμινίου (AA6082-T6, AA5083-H111) και το φαινόμενο του ερπυσμού στο κράμα (AA6082-T6). Παρουσιάζεται μια ανασκόπηση των τεχνικών μέτρησης παραμενουσών τάσεων και των βασικών μοντέλων στη ναυοσκληρομέτρηση με αιχμηρό αλλά και σφαιρικό εντυπωτή. Για την εξαγωγή των παραμενουσών τάσεων χρησιμοποιήθηκαν τα μοντέλα των Suresh και Giannakopoulos και το μοντέλο των Lee et al.. Η αστοχία των μοντέλων να υπολογίσουν με ακρίβεια τις παραμένουσες τάσεις οφείλεται στην πολυπλοκότητα της κατανομής των τάσεων, στις παραδοχές των μοντέλων και το φαινόμενο μεγέθους στη σκληρότητα που έχει ως αποτέλεσμα τον υπολογισμό υψηλών παραμενουσών τάσεων στην επιφάνεια της συγκόλλησης, πάνω από το όριο διαρροής. Στα πειραματικά αποτελέσματα επιβεβαιώνεται η σημασία της ταχύτητας διάδοσης των διαταραχών και της σχέσης της με το ρυθμό φόρτισης.

Abstract

In this thesis, residual stress and creep mechanism of aluminum alloys is studied by nanoindentation. Indentation hardness has become the most useful local mechanical test. As time has passed the scales of deformation produced by indentation have become progressively smaller and it is now possible to assess the mechanical response of volumes of materials with nanometre dimensions. Nanoindentation is a problem of contact mechanics at nanoscale. In contrast to the conventional indentation testing, in which the contact area is determined from a direct measurement of the dimensions of the residual impressions left in the sample surface upon the removal of load, the contact area in the nanoindentation test is determined by measuring the load (N) and the penetration depth (nm) into the sample surface, continuously. Nanoindentation is used to evaluate the hardness, elastic modulus, local yielding (failure of elasticity), and local plasticity of materials in the micro-nanoscale. The determination of the stress distribution around a contact between two elastoplastic bodies is a classic contact mechanics problem, which is important since it is associated with the strength of a material. Also, stress distribution around a contact during nanoindentation is connected with material's toughness, crack propagation for brittle materials, failure of thin films and composite mechanical systems. Although the stress fields around purely elastic indentations can be described in closed form the indentation problem is generally elastoplastic and forms a contact-induced plastic deformation zone. In engineering contacts included such problems as point loading, distributed loading, tangential and vertical half-spaces, under the assumption of plane strain. Initial work on the mechanics of contacts in the area is due to Hertz and Boussinesq. Hertz considered the contact of two elastic bodies that have shaped second degree surfaces (elliptical cylinders and elliptical parabolic). Boussinesq considered the problem of the contact of a circular rigid indenter with an elastic half-space. In the present work through Boussinesq-Cerruti potential functions and the general problem of loading half-spaces without the assumption of plane strain is studied. Using appropriate voltage distribution functions similar using pyramidal or conical and embossing on the theory derived potential equation linking the stiffness of a material (Stiffness S) with the charging-discharge curve in nanoindentation. This equation is the basis for the method of Oliver and Pharr, the most widespread and accepted by the scientific community for exporting nanomechanical properties of materials. In the experimental part of this paper the technique of nanoindentation and specific conditions used to study

the residual stresses of welded aluminum alloys AA6082-T6, AA5083-H111 and the phenomenon creep of the alloy AA6082-T6 is presented. Presents an overview of techniques for measuring residual stresses and the basic models in nanoindentation with sharp and spherical tip. For the extraction of residual stresses models of Suresh-Giannakopoulos and model of Lee et al. are used. These models fail to accurately calculate the residual stresses due to the complexity of the stress distribution in model assumptions and the apparent size in hardness resulting in the calculation of high residual stresses in the weld surface, above the yield point. In experimental results the importance of the speed of propagation of dislocations and its relationship with the loading rate is confirmed.

Κεφάλαιο 1

Σκληρομέτρηση

1.1 Αντι Ορισμού

Παρατίθεται παρακάτω η εισαγωγή από το Κεφάλαιο Σκληρότις, του βιβλίου "Πειραματική Μηχανική των Υλικών", του ακαδημαϊκού Περικλή Θεοχάρη. "Η έννοια της σκληρότητας δεν είναι αυστηρώς καθορισμένη. Κατά H. Hertz σκληρότης είναι η ορθή τάσις, η αναπτυσσομένη εις το κέντρον της κυκλικής επιφάνειας επαφής δυο συνθλιβομένων σφαιρών, τη στιγμή ενάρξεως εμφανίσεως πλαστικής παραμορφώσεως. Η χρησιμοποίησις του ορισμού τούτου προς καθορισμόν της σκληρότητας των υλικών είναι μάλλον ανέφικτος. Δια τον πειραματικόν έλεγχον της σκληρότητας των υλικών παραδεχόμεθα ότι η σκληρότις είναι η αντίστασις η προβαλλόμενη υπό σώματος τινος εις την διείσδυσιν ετέρου εντός αυτού. Το σώμα τούτο δέον όπως είναι σκληρότερον του δοκιμαζομένου. Δια την μέτρησιν της σκληρότητας προσδιορίζομεν την πλαστικήν μόνον παραμόρφωσιν εκ της διεισδύσεως σκληροτέρου σώματος εντός του δοκιμίου. Όθεν, δια τα διάφορα υλικά, τα οποία παρουσιάζουν διάφορους χαρακτηριστικάς ιδιότητας εις την ελαστικήν περιοχάν, έχομεν διάφορους συνθήκας μετρήσεως της σκληρότητας. Εξ άλλου, η πλαστικώς μετρούμενη περιοχή εκ της διεισδύσεως του διεισδυτού, η οποία αντιστοιχεί εις τρισδιάστατον εντατική κατάστασιν, εξαρτάται εκ της μορφής και του υλικού του διεισδυτού και εκ των χαρακτηριστικών μηχανικών ιδιοτήτων του δοκιμίου. Αι μέθοδοι μετρήσεως της σκληρότητας είναι πολλάί και τα αποτελέσματα μετρήσεως δεν δίδουν μέτρον απόλυτον, αλλά συγκριτικόν. Δια τούτο δέον όπως εκάστη ένδειξις της σκληρότητας συνοδεύεται και από τα χαρακτηριστικά της δοκιμής. Κατά τας μεθόδους ταύτας χρησιμοποιείται η διείσδυσις σκληρού σώματος εις το υπό εξέτασιν δοκίμιον. Προς τούτο, εις ειδικάς συσκευάς σκληρόν έμβολον, είτε εξ ειδικού χάλυβος, είτε αδαμάντινον, πιέζεται εντός του δοκιμίου δια καθορισμένης δυνάμεως και προσδιορίζεται, είτε το υπο ωρισμένον φορτίον προκαλούμενον βάθος ή αι διαστάσεις

της σχηματισθείσης ουλής ή χαραγής εκ της πλαστικής παραμορφώσεως του δοκιμίου, είτε το απαιτούμενον φορτίον δια την δημιουργίαν ουλής ή χαραγής καθωρισμένων διαστάσεων ή βάθους. Πλήν της στατικής μεθόδου δοκιμασίας της σκληρότητος των υλικών υπάρχει και η δυναμική μέθοδος μετρήσεως της σκληρότητος, κατά την οποίαν μετρείται η πλαστικώς παραμορφουμένη περιοχή του δοκιμίου εκ της επιβολής δυναμικού τινος φορτίου. Κατά την μέθοδον ταύτην ο διεισδυτής, σφαίρα η οιασδήποτε αιχμή, έχων καθορισμένην κινητική ενέργειαν, διεισδύει εντός του σκληρομετρούμενου σώματος και μετρείται η εκ της διεισδύσεως πλαστική παραμόρφωσις. Εν τη πράξει συνήθως, χρησιμοποιείται η στατική μέθοδος δοκιμής, και εκ ταύτης ο πρώτος τρόπος σταθερού φορτίου [8]:

Οι δοκιμές εφελκυσμού και θλίψης δεν είναι πάντα βολικές: Χρειάζεται πολυπληθές δείγμα το οποίο καταστρέφεται κατά τις δοκιμές. Η δοκιμή σκληρότητας αποφεύγει αυτά τα προβλήματα, αν και έχει τα δικά της μειονεκτήματα. Η αντίληψη μας για τη σκληρότητα H βασίζεται στην αντίσταση που επιδεικνύει ένα στερεό όταν παραμορφώνεται τοπικά. Σε μια επιφάνεια του υλικού πιέζεται ένα διαμάντι σε σχήμα πυραμίδας ή μια σκληρυμένη χαλύβδινη σφαίρα, και αφήνει ένα μικροσκοπικό μόνιμο αποτύπωμα του οποίου το μέγεθος μετράται με μικροσκόπιο. Το αποτύπωμα σημαίνει ότι έχει εμφανιστεί πλαστική παραμόρφωση, και η αντίσταση σε αυτή-ένα μέτρο της αντοχής- είναι το φορτίο F διαιρεμένο με το εμβαδό A του αποτυπώματος, όπως προβάλλεται σε ένα επίπεδο κάθετο στο φορτίο:

$$H = \frac{F}{A}$$

Στην περίπτωση ελαστικών, όπου η παραμόρφωση είναι αμιγώς ελαστική, πιέζεται ένας εντυπωτής στην επιφάνεια του δοκιμίου και μετράται η μέγιστη μετατόπιση αυτού, ενώ στην περίπτωση ψαθυρών υλικών η διαδικασία που ακολουθείται συνήθως είναι η χάραξη (scratch) ενός δοκιμίου από ένα άλλο, το οποίο είναι κατασκευασμένο από υλικό προκαθορισμένης σκληρότητας. Όλες αυτές οι πειραματικές μεθοδολογίες αποτελούν στην ουσία έναν τρόπο ποσοτικοποίησης της ικανότητας ενός υλικού να ανθίσταται σε τοπική παραμόρφωση, η οποία εκφράζεται αριθμητικά με τον αριθμό σκληρότητας. Η δοκιμή σκληρότητας έχει το πλεονέκτημα ότι δεν είναι καταστροφική, οπότε είναι δυνατή η μέτρηση της αντοχής στην πλαστική παραμόρφωση τοπικά χωρίς να καταστραφεί το δοκίμιο, και απαιτεί μόνον ένα μικροσκοπικό όργανο από το υλικό. Όμως, οι πληροφορίες που εξάγονται είναι λιγότερο ακριβείς και πλήρεις από τη δοκιμή σε εφελκυσμό, με αποτέλεσμα να μη χρησιμοποιείται για την απόκτηση κρίσιμων δεδομένων για το σχεδιασμό κατασκευών, κατεργασιών και βιομηχανικών διεργασιών. [9].

1.2 Ιστορική Αναδρομή

Η πρώτη σύγχρονη τεχνική μέτρησης της σκληρότητας των μετάλλων αποδίδεται στον Brinell [10]. Η καταγωγή της μεθόδου έχει ιδιαίτερο ενδιαφέρον. Ο Brinell ήταν τεχνικός διευθυντής της χαλυβουργικής εταιρίας Fagersta Bruks στη Σουηδία στις αρχές του περασμένου αιώνα. Έλαβε παράπονα ότι μια νέα παρτίδα χάλυβα που είχε αποσταλεί σε έναν πελάτη δεν ήταν τόσο «καλή» όσο μια προηγούμενη, παρόλο που ο πελάτης δεν μπορούσε να προσδιορίσει την ακριβή φυσική ιδιότητα στην οποία διέφεραν οι δυο παρτίδες. Ο Brinell επινόησε ένα πολύ απλό πείραμα προκειμένου να ξεχωρίσει τις ικανοποιητικές από τις μη ικανοποιητικές παρτίδες. Πήρε μια χαλύβδινη πλάκα από κάθε παρτίδα, τοποθέτησε μια σκληρή χαλύβδινη σφαίρα ανά μέσα τους και τις συμπίεσε σε μια μέγγενη. Η μετέπειτα σύγκριση των εντυπωμάτων που άφησε η σφαίρα σε κάθε πλάκα αποτελούσε ένδειξη για το ποιά παρτίδα χάλυβα ήταν σκληρότερη. Εκτός από τη μέθοδο του Brinell, υπάρχουν και άλλες μέθοδοι προσδιορισμού της σκληρότητας των υλικών, σημαντικότερες εκ των οποίων είναι η μέθοδος Vickers και η μέθοδος Knoop. Στην μέθοδο του **Brinell** μια σφαίρα διαμέτρου D , συνήθως από ενδοτραχυμένο χάλυβα (στην αυθεντική μέθοδο) αλλά αργότερα από καρβίδιο του βολφραμίου πιέζεται από μια δύναμη φορτίου W στην επίπεδη επιφάνεια της μέτρησης (Σχήμα 1.1). Μετά την αφαίρεση του φορτίου, η διάμετρος του αποτυπώματος μετράται και η σκληρότητα Brinell HB ορίζεται ως εξής μέσω της σφαιρικής επιφάνειας του αποτυπώματος:

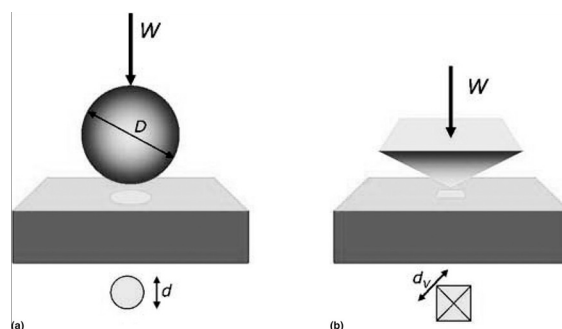
$$H_B = \frac{2W}{\pi D^2 \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{d}{D}\right)^2}\right)} \quad (1.1)$$

Η σκληρότητα **Meyer** H_M (1908) προκύπτει με σφαιρική σκληρομέτρηση παρόμοια με τη σκληρομέτρηση Brinell, αλλά ορίζεται ως ο λόγος της δύναμης ως προς το εμβαδό της παραμένουσας επιφάνειας:

$$H_M = \frac{4W}{\pi d^2} \quad (1.2)$$

Η σκληρότητα **Vickers** περιγράφηκε για πρώτη φορά το 1922, και αξιοποιήθηκε εμπορικά από την εταιρία Firth-Vickers. Σε αυτή τη μέθοδο χρησιμοποιείται μια ακίδα από διαμάντι στη μορφή τετράγωνης πυραμίδας, γωνίας 136° μεταξύ των περιεχόμενων επιφανειών, όπως φαίνεται στο Σχήμα 1.1(b). Κατά τη σκληρομέτρηση η ακίδα τέμνει την επιφάνεια σε ένα τετράγωνο με διαγώνιες μήκους d_v , και, όπως και στη μέθοδο Brinell, η σκληρότητα ορίζεται ως ο λόγος του φορτίου προς το εμβαδό της παραμένουσας επιφάνειας του πυραμιδικού αποτυπώματος:

$$H_V = \frac{1.854W}{d_v^2} \quad (1.3)$$



Σχήμα 1.1: Ευρέως χρησιμοποιούμενες ακίδες σκληρομέτρησης (α) σφαιρικής γεωμετρίας (Brinell και Meyer) (β) πυραμιδικής γεωμετρίας (Vickers).

1.2.1 Η Σκληρομέτρηση πριν το 1950

Οι μέθοδοι Brinell, Vickers, και Rockwell χρησιμοποιήθηκαν ευρύτερα στις μεταλλουργικές και μηχανολογικές βιομηχανίες στις αρχές του 20ου αιώνα, καθώς είχαν καθιερωθεί ως μέθοδοι ελέγχου ποιότητας και συγκεκριμένα ελέγχου των μηχανικών ιδιοτήτων των μεταλλικών στοιχείων. Η υιοθέτηση αυτών των μεθόδων και η ευρεία βιομηχανική τους χρήση, καθώς και άλλων μεθόδων που δεν χρησιμοποιούνται πια για διάφορους λόγους, συνδέθηκε με την ανάπτυξη μαζικής βιομηχανικής παραγωγής. Συγκεκριμένα ήταν ιδιαίτερα πολύτιμες στην παρακολούθηση της θερμικής επεξεργασίας και της μηχανικής κατεργασίας του χάλυβα και άλλων ισχυρών μη σιδηρούχων κραμάτων, που βρήκαν εκτεταμένες εφαρμογές στην ταχέως αναπτυσσόμενη αυτοκινητοβιομηχανία, αεροναυπηγική βιομηχανία και βιομηχανία στρατιωτικού εξοπλισμού. Σημαντικό ρόλο έπαιξαν οι βιομηχανίες πυρομαχικών στην ανάπτυξη της μεθόδου Brinell κατά τη διάρκεια του πρώτου Παγκοσμίου Πολέμου [11]. Ο χαρακτηρισμός με μεθόδους σκληρομέτρησης ξεχωρίζει για την απλότητα και την ταχύτητα σε σχέση με συμβατικές μεθόδους όπως το πείραμα εφελκυσμού, αφού απαιτείται απλά μια επίπεδη επιφάνεια ενός δείγματος ή στοιχείου αντί της κατασκευής ειδικών δειγμάτων με συγκεκριμένες διαστάσεις. Ακόμη, οι περισσότερες τεχνικές σκληρομέτρησης μπορούν να υλοποιηθούν γρήγορα σε μικρές επιφάνειες, εντοπίζουν μεταβολές στις ιδιότητες σε σχέση με τη μικροδομή και κυρίως είναι μη καταστρεπτικές. Για το λόγο αυτό μπορούν να εφαρμοστούν σε μια παρτίδα από τα προϊόντα της παραγωγής ή και σε όλη την παραγωγή για τη διακρίβωση της ποιότητας τους. Το επίπεδο του ενδιαφέροντος για τις εφαρμογές της σκληρομέτρησης σε βιομηχανικό επίπεδο αντανακλάται στον αριθμό των βιβλίων που δημοσιεύονται σχετικά με το θέμα την περίοδο μεταξύ 1930 και 1950. Οι πιο σημαντικές βιβλιογραφικές εργασίες είναι αυτές του O-

'Neill [11], Lea [12], Spath [13], Williams [14], και Lysaght [15]. Όλοι αυτοί οι τόμοι παρέχουν περιεκτική πρακτική καθοδήγηση για την υλοποίηση των διαφόρων μεθόδων σκληρομέτρησης, αλλά διαφέρουν στην έκταση της συζήτησης και της κατανόησης σχετικά με την επιστημονική σημασία και βάση αυτών των μεθόδων. Πάρα το τεράστιο ενδιαφέρον και τον μεγάλο αριθμό δημοσιεύσεων σχετικά με τη σκληρότητα (ο O'Neill περισσότερες από 400 ετεροαναφορές, και ο Williams περισσότερες από 1800 ετεροαναφορές), υπήρξε μεγάλη σύγχυση σχετικά με την πιο κατάλληλη μέθοδο για την εξαγωγή μηχανικών ιδιοτήτων. Ο Williams [14] περιγράφει ένα μεγάλο εύρος διαφορετικών μεθόδων μέτρησης της σκληρότητας, συμπεριλαμβάνοντας μεθόδους που βασίζονται στη διείδυση, την εγχάραξη, την ανάκαμψη, τη μηχανική κατεργασία, το όριο διαρροής, τις μαγνητικές ιδιότητες και τις ηλεκτρικές ιδιότητες. Ο Tuckerman από το Αμερικάνικο φορέα πιστοποίησης περιέγραφε τη σκληρότητα ως ένα συνονθύλευμα ιδιοτήτων που λιγότερο ή περισσότερο σχετίζονται μεταξύ τους [16]. Αν και ήδη από αυτή την εποχή έχει εισαχθεί η έννοια των διαταραχών από τους Orowan, Polanyi, και Taylor το 1934 και η θεωρία του Griffith για την Μηχανική των Θραύσεων το 1921, πρέπει να γίνει κατανοητό ότι η επιστημονική κατανόηση της αντοχής των υλικών και των αντιστοιχών μηχανικών ιδιοτήτων παραμένει ακόμη σε πρώιμο στάδιο. Η σύγχρονη θεωρία της πλαστικής παραμόρφωσης και της θραύσης και η αλληλεπίδραση με τη μικροδομή του υλικού αναπτύσσεται κυρίως μετά το 1950. Δηλαδή ενώ ήταν ευρύτερα αποδεκτό ότι οι μετρήσεις σκληρότητας και ιδιαίτερα η μέθοδος Brinell, ήταν ιδιαίτερα χρήσιμη για πρακτικές εφαρμογές στη βιομηχανία, στην πραγματικότητα δεν υπήρχε ομοφωνία σχετικά με το ποια ήταν η ιδιότητα του υλικού αυτή που μετράται με τη σκληρομέτρηση. Για παράδειγμα, εμπειρικές σχέσεις αναπτύσσονται (για καθαρά μέταλλα) μεταξύ της σκληρότητας και του μέτρου ελαστικότητας (bulk modulus), του απολύτου σημείου τήξης, και του συντελεστή θερμικής διαστολής. Επίσης η ύπαρξη εμπειρικών σχέσεων της σκληρότητας με ιδιότητες αντοχής όπως το όριο διαρροής, το συμβατικό όριο διαρροής και το όριο κόπωσης κάθε άλλο παρά αποδεικνύει την ύπαρξη θεωρητικής βάσης για αυτές τις σχέσεις. Μια εμπειρική σχέση μεταξύ της σκληρότητας Brinell H_B και του ορίου διαρροής σ_y σε εφελκυσμό για τα μέταλλα και ιδιαίτερα για τους χάλυβες ήταν ευρέως αποδεκτή. Ο ίδιος ο Brinell βρήκε ότι για τους χάλυβες [17] με υψηλή περιεκτικότητα άνθρακα, υπάρχει μια γραμμική σχέση:

$$\sigma_u = cH_B \quad (1.4)$$

με $c = 0.346$. Από τη δεκαετία του 1940, η γραμμική αυτή σχέση είχε καθιερωθεί. Τιμές για την παράμετρο c μεταξύ 0.36 και 0.34 αναφέρονται στο Γερμανικό φορέα πιστοποίησης DIN για διάφορους τύπους χαλύβων [13]. Ο Lea [12] το 1936 παρείχε πειραματικές μετρήσεις σκληρότητας με τη μέθοδο Vickers και διάφορες μηχανικές ιδιότητες για ένα μεγάλο εύρος χαλύβων με

χαμηλή περιεκτικότητα άνθρακα μετά από θερμική κατεργασία και κατέληξε ότι δεν ήταν δυνατός ο εντοπισμός άλλης ιδιότητας από το όριο διαρροής (ή τη μέγιστη διατμητική τάση σε πείραμα εφελκυσμού που είναι το μισό της εφελκυστικής τάσης) που έχει σταθερό λόγο με τον αριθμό σκληρότητας. Το 1934 ο O'Neill [11] διαπιστώνει ότι αν και δεν υπάρχει σταθερή τιμή της παραμέτρου c για όλα τα μέταλλα, όταν παρουσιάζουν ενδοτράχυνση τότε $c = 0.36$. Ωστόσο, κατέληξε ότι το θεωρητικό πλαίσιο για μια σταθερή σχέση μεταξύ του ορίου διαρροής και της σκληρότητας είναι κάπως ασαφές. Παρά την έλλειψη κατανόησης της σχέσης της μικροδομής με την ενδοτράχυνση, ή ακόμη και για οποιαδήποτε διεργασία σκλήρυνσης σε μέταλλα, υπήρχε μια καλή εκτίμηση που χρονολογείται από το έργο του Brinell ότι η διαδικασία της σκληρομέτρησης σχηματίζοντας μια σφαιρική κοιλότητα στη μεταλλική επιφάνεια οδηγούσε σε ορισμένες περιπτώσεις σε τοπική ενδοτράχυνση του υλικού. Η εργασία του Meyer [18], από τότε ακόμη, ήταν ευρέως αποδεκτή και διαδεδομένη. Ενδεικτικά ο O'Neill [11] αναφέρει την εργασία του Meyer [18] σαν μια από τις πιο σημαντικές επιστημονικές εργασίες στο χώρο της σκληρότητας. Ο Meyer απέδειξε από σφαιρικές σκληρομετρήσεις σε μεγάλη γκάμα υλικών ότι η διάμετρος της παραμένουσας επιφάνειας μετά τη σκληρομέτρηση συνδεόταν με το εφαρμοσμένο φορτίο μέσω της σχέσης:

$$W = kd^n \quad (1.5)$$

όπου k είναι η σταθερά αναλογίας. Ο συντελεστής n , ευρύτερα γνωστός ως δείκτης Meyer, αποδείχθηκε ότι εξαρτάται από το επίπεδο εργοσκλήρυνσης του μετάλλου και ότι είναι ουσιαστικά ανεξάρτητος από το μέγεθος της παραμένουσας σφαιρικής κοιλότητας λόγω της σκληρομέτρησης. Για υλικά που δεν υπόκεινται περαιτέρω εργοσκλήρυνση (fully work hardened), ο δείκτης n έχει την τιμή 2. Για μέταλλα που ενδοτραχύνονται κατά τη σκληρομέτρηση, $n > 2$. Επίσης ο Meyer απέδειξε ότι η τιμή του k μειώνεται με την αύξηση της διαμέτρου της σφαίρας σκληρομέτρησης έτσι που D_i :

$$A = \kappa_1 D_1^{n-2} = \kappa_2 D_2^{n-2} = \kappa_3 D_3^{n-2} \quad (1.6)$$

Η μείωση αυτή για $n > 2$ δείχνει ότι η μέση πίεση ή τάση που δρα σε ένα πείραμα σκληρομέτρησης όπως ορίζεται από την εξίσωση 1.2 θα μεταβάλλεται με τη διάμετρο της σφαίρας, εκτός αν ο λόγος $\frac{W}{D^2}$ διατηρείται σταθερός που θα οδηγήσει σε σκληρομετρήσεις που είναι γεωμετρικά όμοιες, π.χ. με τον ίδιο λόγο $\frac{d}{D}$. Ο Meyer έδειξε ακόμη ότι ταυτόσημες σκληρότητες προκύπτουν από σκληρομετρήσεις γεωμετρικά όμοιες. Οι εξισώσεις που περιγράφονται από τις εξισώσεις 1.5 και 1.6 είναι γνωστές ως νόμοι του Meyer. Από την άλλη ο O'Neill [11] διαπίστωσε ότι η σκληρότητα Brinell δεν μπορεί να εκφραστεί με μια τιμή, εκτός όταν $n = 2$, καθώς μεταβάλλεται με το βαθμό παραμόρφωσης. Μια μονότιμη σκληρότητα είναι δυνατόν να υπολογισθεί όταν αναφερθεί και ο

βαθμός της παραμόρφωσης και φυσικά αντιστοιχεί σε ένα σημείο της καμπύλης σκληρότητας-παραμόρφωσης (με την έννοια της τροπής "strain"). Σε ένα πείραμα εφελκυσμού το όλο διάγραμμα τάσης-παραμόρφωσης είναι πολυτιμότερο από ένα μεμονωμένο σημείο. Ο αριθμός Brinell αντιστοιχεί σε ένα σημείο της καμπύλης σκληρότητας και έχει περιορισμένη σημασία. Η δυνατότητα μιας βαθύτερης σύνδεσης μεταξύ της σκληρότητας εντυπωτή και της τάσης-παραμόρφωσης από εφελκυσμό δεν διατυπώνονται με σαφήνεια μέχρι και 10 χρόνια αργότερα. Ήδη ως το 1908, ο Kurth για παράδειγμα, είχε πραγματοποιήσει δοκιμές σε δείγματα χαλκού και άλλων μετάλλων που είχε προηγουμένως ενδοτραχύνει με ελεγχόμενη ποσότητα πλαστικής παραμόρφωσης σε εφελκυσμό. Τα αποτελέσματα του αναλύθηκαν ξανά από τον O'Neill [11] και τον Spa [13]. Ο ίδιος ο O'Neill εκτέλεσε παρόμοια πειράματα, αλλά στη σχέση μεταξύ των καμπυλών πίεσης-παραμόρφωσης (κατά τη σκληρομέτρηση) και της καμπύλης τάσης-παραμόρφωσης (κατά τον εφελκυσμό) δεν δόθηκε ιδιαίτερη σημασία μέχρι τη σημαντική εργασία από τον O'Neill's το 1944 [19].

Καταλήγοντας, ο χαρακτηρισμός με την τεχνική της σκληρομέτρησης στο πρώτο μισό του 20^{ου} αιώνα χρησιμοποιείται ευρέως και είναι αποδεκτός από τις εταιρείες πιστοποίησης, και ικανός για την εξαγωγή αποτελεσμάτων με ακρίβεια και πρακτική αξία. Ωστόσο, παρά την ύπαρξη σημαντικής πειραματικής βιβλιογραφίας και της ευρύτερης χρήσης της σκληρομέτρησης, είναι ελάχιστα κατανοητοί οι νόμοι και οι συσχετίσεις των διαφόρων μεγεθών και για αυτό η δοκιμή σκληρομέτρησης δεν χαίρει αποδοχής και εκτίμησης στην επιστημονική κοινότητα.

1.2.2 Η Σκληρομέτρηση μετά το 1950. Η συμβολή του Tabor

Το ενδιαφέρον του Tabor για τη σκληρότητα χρονολογείται από τις πρώτες του ακόμη ερευνητικές εργασίες [11], όπου μοντελοποίησε την πλαστική παραμόρφωση εξογκωμάτων με την υπόθεση της σταθερής πίεσης που δρα στην επαφή. Το μοντέλο υποστηρίχθηκε από πειραματικές μετρήσεις σε κυλινδρικά δοκίμια χάλυβα και ασημιού, φορτίζοντας το ένα εναντίον του άλλου, μια παρόμοια κατάσταση σκληρομέτρησης στην οποία η ζώνη επαφής είναι παρόμοια με αυτής μιας σφαίρας στο επίπεδο. Στην εργασία αυτή, έκανε χρήση του καλά θεμελιωμένου μοντέλου της σταθερής πλαστικής πίεσης κατά τη σκληρομέτρηση, και η σημαντική του καινοτομία εντοπίζεται στην κατανόηση των παραγόντων που επηρεάζουν την πραγματική επιφάνεια επαφής κατά τη σκληρομέτρηση. Η πρώτη δημοσίευση του Tabor στην οποία αναφέρεται ρητά στη σκληρότητα [20] βασίζεται σε ερευνητική εργασία που έλαβε χώρα στην Αυστραλία και το πανεπιστήμιο του Cambridge, και αποτέλεσε ορόσημο στην ανάπτυξη του θέματος.

Σε αυτή κάνει εκτενή συζήτηση για: σκληρομετρήσεις σε μικρά βάθη και την επίδραση του φορτίου, μετρήσεις υπο δυναμικές συνθήκες φόρτισης, και αυτό που αποκαλεί ο ίδιος "μία απλή θεωρία της σκληρομέτρησης", που τοποθέτησε την επιστήμη της σκληρομέτρησης σε μια ξεκάθαρα αντιληπτή θεωρητική βάση. Το γεγονός ότι με την αφαίρεση του φορτίου κατά τη σφαιρική σκληρομέτρηση η παραμένουσα επιφάνεια έχει μεγαλύτερη ακτίνα καμπυλότητας από τον ίδιο τον εντυπωτή ήταν ήδη γνωστό [11], και ακριβείς μετρήσεις του φαινομένου είχαν αναφερθεί. Έλειπε όμως μια θεωρητική εξήγηση για το φαινόμενο. Ο Tabor απέδειξε, χρησιμοποιώντας δικές του μετρήσεις αλλά και άλλων ερευνητών, ότι η θεωρία του Hertz για την ελαστική παραμόρφωση κατά την επαφή δυο σωμάτων μπορούσε να προβλέψει το φαινόμενο. Επίσης περιέγραψε ποσοτικά όλα τα στάδια της σκληρομέτρησης από την αρχή της ελαστικής παραμόρφωσης, την μετάβαση στην πλαστική με την έναρξη της πλαστικής ροής και την σχετική εργοσκληρυνση και μετά με την απομάκρυνση του φορτίου την ελαστική ανάκαμψη. Το αρχικό και το τελικό ελαστικό στάδιο μπορούν να μοντελοποιηθούν επαρκώς με τις εξισώσεις του Hertz. Οι εργασίες για την σκληρότητα κατά την ανάκαμψη του υλικού, ήρθαν σαν φυσικό επόμενο σε αυτά τα πλαίσια, επειδή η κινητική ενέργεια της ανάκαμψης της σφαιρικής κοιλότητας συνδέεται με την ελαστική περιοχή. Ο Tabor έδειξε πως αυτό οδηγεί σε μια αναλυτική μέθοδο για την ανάκαμψη της σφαιρικής κοιλότητας σε συμφωνία με πειραματικά δεδομένα για ένα ευρύ φάσμα των μετάλλων. Οι μέτρησες σε μικρά βάθη (ελαστική περιοχή) και οι μετρήσεις σκληρότητας από την ανάκαμψη του υλικού έχουν αρκετά μικρή πρακτική σημασία και σε σχέση με το εκ των υστέρων τρίτο μέρος της εργασίας που ήταν και το πιο σημαντικό. Ο Tabor εφάρμοσε αποτελέσματα της μηχανικής του συνεχούς στο στάδιο της πλαστικής παραμόρφωσης. Ιδιαίτερα σημαντικά ήταν στις αρχές του αιώνα τα αποτελέσματα στη θεωρητική ανάλυση της πλαστικής ροής (όπως συνοψίζεται από τον Timoshenko [21]), και τα μοντέλα για την τελειως πλαστική διεσόδυση στο πλαίσιο της θεωρίας 'projectile penetration', όπως αναπτύχθηκε από τον Hill και συνεργάτες [22, 23, 24]. Ο Tabor εντόπισε ότι αυτές οι εργασίες επίπεδης παραμορφωσιακής κατάστασης σε ένα άκαμπτο-πλαστικό υλικό, και η πρόσφατη δημοσίευση του Ishlinsky [25] για σφαιρικούς εντυπωτές όλες προέβλεπαν ένα συντελεστή 3 για τη σταθερά C , το λόγο της μέσης πίεσης επαφής προς το όριο διαρροής από πείραμα εφελκυσμού:

$$P_m = CY \quad (1.7)$$

Για ένα υλικό χωρίς ενδοτράχυνση, ένα θεωρητικό υπόβαθρο που υποστήριζε την εξίσωση (4) ήταν εύκολα ανιληπτό. Ο Tabor πρότεινε ότι γεωμετρικά όμοιες σκληρομετρήσεις θα εισήγαγαν όμοιες κατανομές παραμόρφωσης και ότι μια "αντιπροσωπευτική παραμόρφωση" ανάλογη στο λόγο d/D θα ήταν χρήσιμη για τον χαρακτηρισμό του παραμορφωσιακού πεδίου. Απέδειξε στη συνέχεια

από πειραματικά δεδομένα δημοσιευμένα από τον Krupkowski ότι γεωμετρικά όμοιες σκληρομετρήσεις σε εργοσκληρυμένα μέταλλα δείχνουν ταυτόσημες τιμές της P_m , όπως ήταν αναμενόμενο. Το επόμενο βήμα ήταν η απόδειξη ότι το διάγραμμα της μέσης πίεσης με το λόγο d/D προσέγγιζε πολύ καλά το διάγραμμα τάσης-παραμόρφωσης από θλίψη (ή εφελκυσμό) αν η μέση πίεση και η μονοαξονική τάση συσχετιστούν με την εξίσωση 1.7 με $c = 2.8$, και η παραμόρφωσή οριστεί ως ο λόγος $0.2d/D$. Επιπλέον, ο Tabor απέδειξε ότι για ένα μέταλλο που παρουσιάζει εκθετικό νόμο εργοσκληρυσης, όπου η στιγμιαία τάση ροής Y συσχετίζεται με την παραμόρφωση μέσω της σχέσης $Y = be^x$, ο νόμος του Meyer θα μπορούσε να αποδειχθεί από την υπόθεση ότι η παραμόρφωση είναι ανάλογη του λόγου $\frac{d}{D}$ και ότι ο δείκτης Meyer n θα μπορούσε τότε να είναι ίσος με $(2 + x)$. Τέλος, ο Tabor έδειξε πειραματικά ότι μια αντιπροσωπευτική παραμόρφωση της τάξεως του 8% αντιστοιχεί στις γεωμετρικά όμοιες σκληρομετρήσεις με πυραμιδικό εντυπωτή τύπου Vickers. Έτσι, ο Tabor θεμελίωσε ένα θεωρητικό μοντέλο για τη σκληρότητα των μετάλλων, που επιβεβαιώθηκε από πειραματικές μετρήσεις δικές του και άλλων ερευνητών, που βασικά μπορούσε να εξηγήσει τη σχέση μεταξύ σκληρότητας και ορίου διαρροής, τη μεταβολή της σκληρότητας σε εργοσκληρυμένα υλικά (εκφρασμένη εμπειρικά από τους νόμους του Meyer), και τις διαφορές στις τιμές της σκληρότητας μετρούμενες με εντυπωτές διαφορετικής γεωμετρίας. Έτσι, με αυτό τον τρόπο παρουσιάστηκε μια αριθμητική σύνδεση μεταξύ της σκληρομέτρησης και της καμπύλης τάσης-παραμόρφωσης (θλίψη ή εφελκυσμός). Τα στοιχεία από τα οποία ο Tabor κατασκεύασε το μαθηματικό μοντέλο για τη σκληρομέτρηση υπήρχαν πριν το 1948. Όπως ήδη αναλύθηκε παραπάνω, η εξίσωση 1.7 προέκυψε από ανάλυση της διείδυσης σε ένα άκαμπτο-πλαστικό ημίχωρο κατά τη διάρκεια του Δεύτερου Παγκοσμίου Πολέμου. Ο εκθετικός νόμος χρησιμοποιήθηκε για τη μελέτη της συμπεριφοράς (σύνδεση τάσης-παραμόρφωσης) εργοσκληρυμένων υλικών από τις αρχές του αιώνα και αναλύεται εκτενώς από τον Nadai [26] στο βιβλίο του για την πλαστικότητα το 1931. Η παρατήρηση ότι οι γεωμετρικά όμοιες σκληρομετρήσεις οδηγούν σε ίδιες τιμές σκληρότητας ήταν γνωστή ήδη από την εποχή του O'Neill. Η χρήση του λόγου d/D ή του λογαρίθμου για να περιγραφεί η παραμόρφωση κατά τη σφαιρική σκληρομέτρηση προτάθηκε από τον O'Neill το 1944 [19], που σχεδίασε τη μέση πίεση P_m σε σχέση με το λόγο $\log(d/D)$ και παρατήρησε την ομοιότητα του γραφήματος με το αντίστοιχο διάγραμμα τάσης-παραμόρφωσης. Ο O'Neill πρότεινε επίσης μια σχέση μεταξύ του δείκτη Meyer n και του συντελεστή ενδοτραχύτητας x . Η πρωτοτυπία του Tabor έγκειται στη συγχώνευση των διαφόρων αυτών συνεισφορών μαζί, σε μια «τολμηρή παραδοχή» (όπως έχει σχολιάσει ο Chaudhri [27]) ότι η Εξ. 1.7 θα μπορούσε να εφαρμοστεί στην σκληρομέτρηση ενός ενδοτραχυμένου μετάλλου, ούτως ώστε να θεμελιωθεί μια ποσοτική σύνδεση, μέσω αυτής της εξίσωσης και της υπόθεσης για την «αντιπροσωπευτική παραμόρφωση», μεταξύ της σφαιρικής

Έτος Έκδοσης	Συγγραφέας	Ετεροαναφορές 1970-2007
1934	O'Neill	32
1936	Lea	2
1940	Spath	1
1942	Williams	17
1949	Lysaght	18
1951	Tabor	1592
1952	von Weingraber	4
1956	Mott	257
1967	O'Neill	101
1973	Westbrook και Conrad	89

Πίνακας 1.1: Βιβλία που εκδόθηκαν από το 1934 έως το 1973 στην περιοχή της σκληρότητας, και οι ετεροαναφορές που πήρανε από ερευνητικές εργασίες από το 1970 έως και το 2007 (τα δεδομένα συγκεντρώθηκαν από το Science Citations Index Expanded)

σκληρομέτρησης και του πειράματος εφελκυσμού-θλίψης. Οι υποθέσεις στις οποίες βασίζεται αυτό το μοντέλο έχουν στη συνέχεια υποστηριχθεί ευρέως από θεωρητικές προσεγγίσεις τόσο με σφαιρικούς [28, 29] όσο και κωνικούς εντυπωτές [30]. Στο βιβλίο του Tabor «Η σκληρότητα των μετάλλων» [31], που δημοσιεύθηκε το 1951 και επανεκδόθηκε το 2000, προστέθηκαν πολύτιμες πληροφορίες στα θεμέλια της εργασίας του (1948) και θεωρείται ως ένα κλασικό κείμενο. Επίσης, είχε ιδιαίτερα σημαντική επίδραση στην ανάπτυξη της επιστήμης της σκληρότητας, όπως απεικονίζεται στον Πίνακα 1.1, ο οποίος δείχνει τον αριθμό των εργασιών που αντλείται από μια μεγάλη επιστημονική βάση δεδομένων και που δημοσιεύθηκαν μεταξύ 1970 και 2007, η οποία αναφέρεται σε διάφορα βιβλία σχετικά με το θέμα της σκληρότητας. Ο αριθμός των ετεροαναφορών του βιβλίου του Tabor (1592 μέχρι και το 2007) ήταν τρεις φορές πάνω από τις ετεροαναφορές που έλαβαν μαζί όλα τα άλλα σχετικά βιβλία και έξι φορές πάνω από τις ετεροαναφορές του δεύτερου στη σειρά συγγραφέα (Mott [32]).

Στην πιο διαδεδομένη μορφή του εν λόγω βιβλίου, ο Tabor επεκτάθηκε σε ιδέες που παρουσιάστηκαν το 1948 στην εργασία του, παρέχοντας περισσότερες πληροφορίες για την πλαστικότητα και την αντοχή των υλικών, καθώς και νέων πειραματικών δεδομένων για να ενισχύσει τη θεωρία της σκληρότητας. Το πρόσθετο υλικό στο βιβλίο παρέχει επιπλέον θεωρητική θεμελίωση για σημαντικές έννοιες σε σφαιρικές σκληρομετρήσεις: την έναρξη της πλαστικής ροής σε μια πίεση περίπου $1.1Y$, $U = yield\ stress$ (που επιβεβαιώνεται από την πρόσφατη εργασία των Davies [33]), τη μετάβαση στην πλαστική περιοχή και

την παραμόρφωση του εντυπωτή). Μια πιο ουσιαστική ανάλυση της σκληρότητας Vickers και νέο υλικό για την δοκιμή Rockwell συνέβαλε στη δημιουργία ενός κειμένου το οποίο ήταν άμεσα χρήσιμο σε πρακτικούς επιστήμονες ή μηχανικούς δοκιμών σκληρότητας. Η δυνατότητα να προβλέψει κανείς μηχανικές ιδιότητες από πειράματα σκληρομέτρησης που μέχρι τότε ήταν προσβάσιμες μόνο από δοκιμές εφελκυσμού οφείλεται στον Tabor. Έδειξε πώς η τελική αντοχή σε εφελκυσμό μπορεί να μετρηθεί με τη τεχνική της σκληρομέτρησης ακόμη και για έργοσκληρωμένα μέταλλα. Έχει αποδειχθεί και αναπτύχθηκε περαιτέρω σε μια εργασία [34] η συνδυασμένη χρήση πυραμιδικού και κωνικού εντυπωτή. Μέχρι αυτό το σημείο, όλες τις μελέτες του Tabor ήταν σχετικές με τα μέταλλα, αλλά παράλληλα αναπτύχθηκε γρήγορα το ενδιαφέρον του για την σκληρότητα των πολυμερών και των ψαθυρών υλικών στα πλαίσια της Τριβολογίας. Θα πρέπει να υπενθυμίσουμε ότι η βιομηχανία πολυμερών ήταν ακόμα στα σπάργαλα, και ότι η εκτεταμένη ανάπτυξη και η χρήση των πολυμερών και των κεραμικών στη μηχανική δεν είχε έρθει ακόμη. Οι King και Tabor [35] αναφέρουν μετρήσεις σκληρότητας Vickers σε Polyethylene, PMMA, PTFE, και σε αλογονανθρακικό πολυμερές, χρησιμοποιώντας δεδομένα για τη μέτρηση της πίεσης διαρροής. Οι Pascoe και Tabor [36] διεξήγαγαν σφαιρικές σκληρομετρήσεις όπως και αμοιβαίες διεισδύσεις μεταξύ διασταυρωμένων κυλίνδρων (η μέθοδος που χρησιμοποιήθηκε από τους Bowden και Tabor το 1939) και απέδειξαν ότι ένα εύρος πολυμερών υπακούει στο νόμο του Meyer. Οι King και Tabor [37] διεξήγαγαν σκληρομετρήσεις με Vickers εντυπωτή σε μονοκρυσταλλο ορυκτού άλατος, και διαπίστωσαν ότι η συμπεριφορά ήταν πλαστική, αποδίδοντας την απουσία θραύσης στην υψηλή υδροστατική πίεση κάτω από τον εντυπωτή. Διαπίστωσαν ότι οι τιμές της τάσης διαρροής από την πίεση λόγω διείσδυσης είναι κοντά σε εκείνες λόγω θλίψης με την ίδια σταθερά αναλογίας C όπως στα μέταλλα. Στη δεκαετία του 1960 η ομάδα του Tabor επικεντρώθηκε σε δυο καινούργια πεδία: (i) αναλυτική μελέτη των γεωμετρικά όμοιων σκληρομετρήσεων καθώς και των αμοιβαίων μεταξύ κυλινδρικών σωμάτων και (ii) πειράματα σε υψηλές θερμοκρασίες, συμπεριλαμβανομένου πειράματα ερπυσμού. Οι Stilwell και Tabor [38] επέκτειναν την πρότερη δουλειά του Tabor στην ελαστική ανάκαμψη και στις σφαιρικές σκληρομετρήσεις σε μικρά βάρη. Απέδειξαν ότι η κύρια επίδραση της αποφόρτισης είναι μια μείωση στο βάθος διείσδυσης και την άριστη συμφωνία με τη θεωρητική ανάλυση βασισμένη στη θεωρία του Boussinesq. Οι Atkins και Tabor [39, 40, 41] μελέτησαν σε βάθος τις σκληρομετρήσεις των μετάλλων με κώνους και πυραμίδες με διαφορετικές περιεχόμενες γωνίες, και αμοιβαίες σκληρομετρήσεις μεταξύ κυλίνδρων και σφηνών. Με τη διεξαγωγή πειραμάτων σκληρομέτρησης σε μέταλλα με διαφόρους βαθμούς έργοσκληρυνσης, απέδειξε ότι η αντιπροσωπευτική παραμόρφωση συνδέεται με ένα κώνο ή πυραμίδα, εξαρτάται από τη γεωμετρία, και πώς θα ήταν δυνατό να κατασκευαστεί η καμπύλη τάσης-καταπόνησης, χρησιμοποιώντας μια σειρά από εντυπωτές με διαφορετικές

γεωμετρίες. Απέδειξαν ότι τηρούνται οι νόμοι του Meyer, για αμοιβαίες σκληρομετρήσεις σε κυλίνδρους, και ότι η συμπεριφορά των σφηνών παραλληλίζεται με αυτή από γεωμετρικά όμοιους εντυπωτές. Επίσης, έδειξε ότι η σταθερά της αναλογίας C μεταξύ της τάσης P_m σκληρομέτρησης και της τάσης διαρροής U εξαρτάται από το σχήμα του εντυπωτή, και βρήκαν ότι συνδέεται με μεταβολές στη πλαστική παραμόρφωση κάτω από τον εντυπωτή. Επίσης, οι Mulhearn και Tabor [42] χρησιμοποίησαν τη σκληρομέτρηση για να μελετήσουν το φαινόμενο του ερπυσμού στο μόλυβδο και το τεξτλατινΙν, όπως επίσης πιο αναλυτικά στο τεξτλατινΑλ, στο τεξτλατινΜγΟ και το τεξτλατινΩ^ν [43]. Η σκληρομέτρηση συνδέεται με ένα σύνθετο ελαστό-πλαστικό πεδίο τάσεων το οποίο επεκτείνεται καθώς το βάθος διείσδυσης αυξάνει. Είναι αρκετά πιο δύσκολο για παράδειγμα να μοντελοποιήσεις το φαινόμενο του ερπυσμού με τη μέθοδο της σκληρομέτρησης από ότι με μονοαξονικό εφελκυσμό. Ωστόσο, υποθέτοντας ότι η αύξηση της επιφάνειας της σκληρομέτρησης 'μοιάζει' με τη διαστολή μιας ημισφαιρικής κοιλότητας σε ένα ημί-άπειρο πλαστικό στερεό, μια πρόταση που έγινε από τους Hill, Atkins, et al. [43] βρέθηκε σε συμφωνία με τις πειραματικές τους μετρήσεις και μια μέθοδο βασισμένη στο μεταβατικό στάδιο του ερπυσμού. Η σκληρομέτρηση παρέχει μια αξιόπιστη μέθοδο για τη μέτρηση των πλαστικών ιδιοτήτων των υλικών σε υψηλές θερμοκρασίες, και οι Atkins και Tabor [44, 45] εφάρμοσαν αμοιβαίες σκληρομετρήσεις για τη μελέτη της πλαστικής ροής, όπως και της παραμόρφωσης λόγω ερπυσμού, μιας ευρείας γκάμας κεραμικών υλικών σε θερμοκρασίες έως και $2000C^{\circ}$. Το 1970, ο Tabor δημοσίευσε μια ανασκόπηση της επιστήμης της σκληρότητας με εντυπωτή. Σε αυτή την εργασία [46], συνοψίζεται το έργο της ομάδας του κατά τη διάρκεια των προηγούμενων 20 ετών και παρουσιάζεται η σημαντική συμβολή άλλων ερευνητών. Παρουσιάζει κατά βάση και θέματα που Tabor ο ίδιος δεν έχει σπουδάσει, όπως η εξάρτηση της σκληρότητας με το μέγεθος κόκκου στα μέταλλα, η ανισοτροπία που παρατηρείται σε δοκιμές σκληρότητας σε μονοκρυστάλλους, και σημαντικά θεωρητικά αποτελέσματα ειδικά για υλικά που παρουσιάζουν σημαντικές ελαστικές παραμορφώσεις. Η επέκταση του ημισφαιρικού μοντέλου σπηλιάς του Johnson [47] για τη σκληρομέτρηση ενός ελαστό-πλαστικού υλικού, έδειξε τον τρόπο ώστε να συμπεριληφθεί η επίδραση του σχήματος του εντυπωτή στην εξαγωγή καμπυλών τάσης-παραμόρφωσης. Επίσης, συζητήθηκε στο πλαίσιο εργασιών του τη δεκαετία του 1970 πειράματα που διεξήχθησαν στο Physics and Chemistry of Solids (PCS) από την ομάδα του Gane [48], ο οποίος αρχικά μαζί με τον Bowden [49] είχε πραγματοποιήσει καινοτόμα πειράματα σκληρομέτρησης σε χαμηλά φορτία (από $10mN$ σε $10mN$) πάνω σε δείγματα χρυσού μέσα σε ένα SEM (Scanning Electron Microscopy), σε ένα πολύ πρώιμο στάδιο ανάπτυξης αυτών των μέσων. Αυτή η πρωτοποριακή μελέτη του Gane, έδειξε πως η αντοχή ενός υλικού σε μικρές κλίμακες θα μπορούσε να μετρηθεί με τη σκληρομέτρηση, και ότι θα μπορούσε κάλλιστα να διαφέρει α-

πό εκείνη που μετρήθηκε σε μεγαλύτερες κλίμακες. Η εργασία αυτή οδήγησε σε περαιτέρω μελέτες της πρόσφυσης, της ελαστικής, και πλαστικής επίδρασης που σχετίζονται με την επαφή και τη σκληρότητα σε μικρά φορτία. Αν και ο Tabor αρχικά πρότεινε τη χρήση του όρου 'picohardness' [50], η πιο σημαντική και ιδιαίτερα ενεργή περιοχή της έρευνας και της μετρολογίας είναι γνωστή ως νανοδιείσδυση ('nanoindentation') και νανοσκληρομέτρηση ('nanohardness'). Η φήμη και η πείρα του Tabor προσέλκυσε ερευνητές που μελέτησαν τη σκληρομέτρηση στο εργαστήριο του καθ' όλη τη δεκαετία 1970 και μετέπειτα, δημιουργώντας αυτό που θα μπορούσε σήμερα να πει κανείς «κέντρο αριστείας». Παρότι ορισμένοι από αυτούς τους ερευνητές δημοσίευσαν σημαντικές μελέτες των φαινομένων της θραύσης κατά τη σκληρομέτρηση [51, 37], ο ίδιος ο Tabor δεν δημοσίευσε παρά μόνο μια εργασία επί του θέματος [52], καθώς το προσωπικό του ενδιαφέρον επικεντρώθηκε περισσότερο σε όλκιμα υλικά. Ο Tabor και ο Gerik [53, 54], μελέτησαν την όλκιμη σκληρομέτρηση ημιαγωγών όπως το Si και το Ge, και πρότειναν την καινοτόμα για την εποχή ιδέα ότι τα υλικά με τη δομή του διαμαντιού μπορούν να υποστούν μετασχηματισμό φάσης κάτω υπό την ασκούμενη υψηλή υδροστατική πίεση κάτω από τον εντυπωτή. Μετά τη συνταξιοδότησή του από το πανεπιστήμιο το 1981, ο Tabor δημοσίευσε τρεις επιπλέον εργασίες (reviews) για τη σκληρομέτρηση στην οποία συνέχισε να δείχνει ένα έντονο ενδιαφέρον για τις εξελίξεις στην επιστήμη, τόσο σε πειραματικό όσο και θεωρητικό επίπεδο [50, 55, 56]. Το πρώτο από αυτά τα άρθρα περιλαμβάνει πρακτικά σχόλια και συμβουλές για τη μέτρηση της σκληρότητας με στόχο τους πρακτικούς επιστήμονες και μηχανικούς, ένα ακροατήριο από το οποίο ο Tabor δεν ήταν ποτέ μακριά. Όμως έχει ωφεληθεί σημαντικά από την αλληλεπίδραση του με θεωρητικούς κυρίως με τον Rodney Hill, και αργότερα με τον Kenneth Johnson, και με τους δύο από τους οποίους ήταν συνάδελφος στο Cambridge. Ωστόσο, ανεξάρτητα από τη μαθηματική πολυπλοκότητα, ο Tabor πάντα κοιτούσε για ένα απλό φυσικό μοντέλο. Στα πρακτικά από μια ομιλία του σχετικά με τη σκληρότητα, σε ένα ακροατήριο πρακτικής μηχανικής συνοψίζονται οι απόψεις του Tabor [57] σχετικά με τη σκληρότητα: «Ο Δρ Tabor προτίμησε την απλή εικόνα που θα μπορούσε να είναι εύκολα μετρήσιμη και εφαρμόσιμη, ακόμη και αν η εφαρμογή θα μπορούσε να μην είναι τέλεια. Σκέφτηκε ότι αυτό θα ήταν καλύτερο από το να ψάχνουμε για κάτι το οποίο θα δώσει μια καλύτερη εφαρμογή, αλλά που θα ήταν τόσο περίπλοκο και που θα μπορούσε μόνο με πολύ μεγάλη δυσκολία να γίνει κατανοητό και εφαρμόσιμο». Αργότερα, σε μια διάλεξη με τίτλο «Η συμβολή του Φυσικού στην Τριβολογία», ο Tabor τόνισε ότι «πάνω από όλα (ο φυσικός) χρειάζεται φυσική εικόνα και την αίσθηση της πραγματικότητας. Χωρίς αυτά τα χαρακτηριστικά θα σπαταλά ακριβό εξοπλισμό και θα συλλέγει χωρίς νόημα δεδομένα». Τριάντα χρόνια αργότερα, σε μία από τις τελευταίες του μελέτες [55], ο Tabor συνέχισε να εκφράζει τον προβληματισμό του σχετικά με τη δυνατότητα διατύπωσης ακριβών

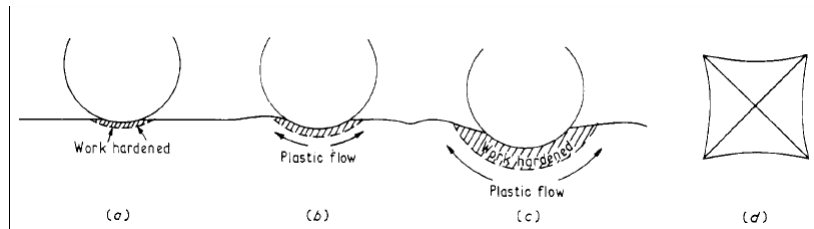
θεωρητικών μοντέλων για την σκληρομέτρηση: «Η εντύπωσή μου παραμένει ότι οι μετρήσεις σκληρότητας οι οποίες περιλαμβάνουν πολύ περίπλοκο ελαστικό και πλαστικό πεδίο τάσεων και παραμορφώσεων, καθώς και οι πιθανές αλληλεπιδράσεις με την επιφάνεια, είναι υποχρεωτικό να είναι πολύπλοκες. Δεν είναι σαφές ότι θεωρητικές αναλύσεις μπορούν να καλύψουν πλήρως όλες τις πτυχές της διαδικασίας σκληρομέτρησης. Ίσως επειδή είναι μια διαδικασία τόσο απλή και βολική ώστε να οδηγείται κανείς στο να πιστέψει ότι απλές ερμηνείες θα παρέχουν ακριβείς πληροφορίες που αφορούν τις ελαστικές και πλαστικές ιδιότητες του δείγματος».

1.3 Η αρχή της Γεωμετρικής Ομοιότητας

Η αρχή της γεωμετρικής ομοιότητας (principle of geometric similarity) δηλώνει ότι αν διεξαχθούν δυο σκληρομετρήσεις με ίδιο σχήμα εντυπώματος (χρησιμοποιώντας για παράδειγμα τον ίδιο εντυπωτή), τότε, ανεξάρτητα από το μέγεθος του εντυπώματος, οι κατανομές της παραμόρφωσης και της τάσης γύρω από τα δυο εντυπώματα θα είναι γεωμετρικά όμοιες. Η αρχή ισχύει είτε το μέταλλο έχει υποστεί πλήρη κράτυνση προτού τη διεξαγωγή της σκληρομέτρησης, είτε κρατύνεται κατά τη διεξαγωγή της διαδικασίας, η ισχύς της όμως περιορίζεται σε μεγέθη κόκκου του υλικού τόσο μικρά σε σχέση με το μέγεθος του εντυπώματος, ώστε το υλικό να μπορεί να θεωρηθεί μακροσκοπικά ότι είναι ομοιογενές και ισότροπο. Η τελευταία προϋπόθεση είναι εξαιρετικά σημαντική καθώς ακυρώνει την ισχύ της αρχής της γεωμετρικής ομοιότητας σε περιπτώσεις όπου το μέγεθος του εντυπώματος είναι συγκρίσιμο, ή και μικρότερο, από το μέγεθος του κόκκου. Έτσι, εξηγείται γιατί κατά τη διεξαγωγή σκληρομετρήσεων στη νανοκλίμακα η σκληρότητα είναι συνάρτηση τους βάθους διείσδυσης. Για εξαιρετικά μικρά μεγέθη εντυπώματος (της τάξης του μικρομέτρου ή του νανομέτρου) η σκληρότητα παρουσιάζει αυξητική τάση όσο το μέγεθος του εντυπώματος ελαττώνεται, παρόλο που τα σχήματα των υπό μελέτη εντυπωμάτων εξακολουθούν να είναι γεωμετρικά όμοια μεταξύ τους. Το φαινόμενο αυτό είναι γνωστό ως **φαινόμενο μεγέθους στη σκληρομέτρηση (Indentation Size Effect-ISE)**. Με απλούς όρους, η αρχή υπονοεί ότι ένα μεγάλο εντύπωμα αποτελεί στην ουσία μεγέθυνση ενός μικρότερου, με τα πεδία τάσης και παραμόρφωσης να είναι τα ίδια σε γεωμετρικά όμοιες περιοχές. Συνεπώς, η μέση πίεση επαφής P_m θα είναι η ίδια ανεξάρτητα από το μέγεθος της σκληρομέτρησης, και κατ' επέκταση για έναν πυραμιδοειδή (ή κωνικό) εντυπωτή που δημιουργεί γεωμετρικά όμοια εντυπώματα, η μετρούμενη σκληρότητα θα είναι ανεξάρτητη του μεγέθους του εντυπώματος.

1.4 Ανύψωση και βύθιση κατά τη σκληρομέτρηση

Για ένα ιδανικό τελείως πλαστικό άκαμπτο-πλαστικό (rigid plastic) υλικό, όπου οι ελαστικές παραμορφώσεις είναι ασήμαντες και η τάση διαρροής είναι σταθερή, το υλικό που εκτοπίζεται από τη διείσδυση του εντυπωτή 'ρέει' γύρω από αυτόν και σχηματίζει μια υπερυψωμένη περιοχή κοντά στην επιφάνειά του. Η συμπεριφορά αυτή συναντάται σε μέταλλα που έχουν υποστεί πλήρη κράτυνση, όπου και παρατηρείται μια ανύψωση (pile-up) του μετάλλου γύρω από την παρειά του εντυπωτή. Στην περίπτωση σφαιρικού εντυπωτή η ανύψωση είναι η ανύψωση είναι συμμετρική. Στην περίπτωση πυραμιδοειδούς εντυπωτή, το υλικό ρέει ευκολότερα κατά μήκος των πλευρών της πυραμίδας ενώ η κίνηση του περιορίζεται κοντά στις ακμές, με αποτέλεσμα να μετατοπίζεται περισσότερο κατά μήκος του κέντρου των πλευρών σχηματίζοντας έτσι εντύπωμα το οποίο έχει περισσότερο σχήμα βαρελιού, παρά τετραγώνου. Στην περίπτωση ανοπτημένων μετάλλων η συμπεριφορά είναι τελείως διαφορετική. Καθώς ο εντυπωτής διεισδύει στο υλικό, το υλικό που εφάπτεται σε αυτόν υπόκειται σημαντική κράτυνση σε σχέση με το υλικό που βρίσκεται σε σχετική απόσταση από την περιοχή του εντυπώματος, Σχήμα 1.2(a). Ως αποτέλεσμα, καθώς ο εντυπωτής συνεχίζει τη διείσδυση του, συμπαρασύρει το υλικό που τον περιβάλλει, το οποίο δρα ως μεγενθυμένος εντυπωτής και παραμορφώνει με τη σειρά του υλικό με το οποίο έρχεται σε επαφή, Σχήμα 1.2(b). Με αυτή τη διαδικασία το υλικό που μετατοπίζεται κατά τη σκληρομέτρηση απομακρύνεται όλο και περισσότερο από τον εντυπωτή, με συνέπεια να δημιουργείται βύθιση του μετάλλου ακριβώς κάτω από τον εντυπωτή και ελαφρά ανύψωση του σε μεγαλύτερη απόσταση, Σχήμα 1.2(c). Το ίδιο φαινόμενο παρατηρείται και με τη χρήση εντυπωτή Vickers, με τη διαφορά ότι η βύθιση είναι μεγαλύτερη στο μέσο των πλευρών του εντυπωτή, γεγονός που οδηγεί στη χαρακτηριστική μορφή του εντυπώματος που φαίνεται στο Σχήμα 1.2(d). Η παραπάνω συμπεριφορά περιπλέκεται σημαντικά στην περίπτωση σκληρομέτρησης μονοκρυστάλλων, λόγω της σημαντικής ανισοτροπίας που εμφανίζουν οι πλαστικές τους ιδιότητες [19, 58, 59].



Σχήμα 1.2: Πλαστική παραμόρφωση και ροή μετάλλου γύρω από εντυπωτή κατά τη σκληρομέτρηση ανοπτυμένου δοκιμίου (a),(b),(c). Στην περίπτωση σφαιρικού εντυπωτή η βύθιση εμφανίζεται κοντά στην άκρη του εντύπωματος. Στην περίπτωση πυραμιδοειδούς εντυπωτή το εντύπωμα αποκτά όψη τετράγωνου μαξιλαριού(pincushion)(d).

Κεφάλαιο 2

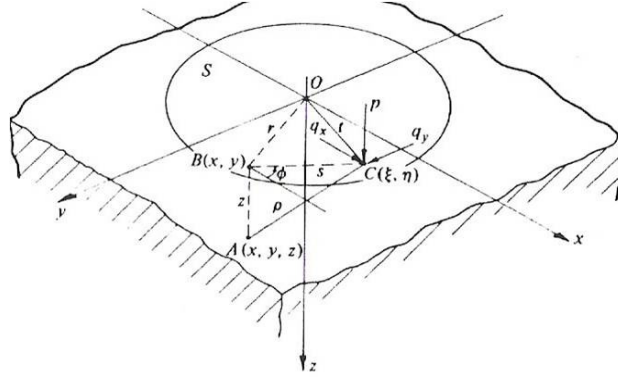
Συναρτήσεις Δυναμικού των Boussinesq-Cerruti

2.1 Εισαγωγή

Περιγράφεται η θεωρία των Boussinesq-Cerruti με την οποία αντιμετωπίζεται το πρόβλημα της μηχανικής των επαφών στα πλαίσια της κλασικής Θεωρίας Ελαστικότητας χωρίς την παραδοχή της επίπεδης εντατικής κατάστασης [47]. Η θεωρία αυτή, σχεδόν έναν αιώνα μετά, αποτελεί βάση τεχνικών και μεθόδων που εφαρμόζονται στην ανάλυση των αποτελεσμάτων της ναοσκληρομέτρησης μιας τεχνολογίας αιχμής. Με βάση αυτή εξάγονται οι βασικές εξισώσεις της μεθόδου στατικής εντύπωσης και αποδεικνύεται ότι η ακαμψία μετρούμενη με αξονοσυμμετρικό εντυπωτή είναι ανεξάρτητη της γεωμετρίας του εντυπωτή. Η σχέση αυτή αποτελεί βασική παραδοχή του μοντέλου των Oliver, Phar που χρησιμοποιείται ευρέως στην ανάλυση πειραματικών δεδομένων ναοσκληρομέτρησης.

2.2 Συναρτήσεις Δυναμικού

Θα υπολογίσουμε οι τάσεις και οι μετατοπίσεις σε έναν ελαστικό ημίχωρο, φραγμένο από την επιφάνεια $z = 0$, κάτω από την επίδραση κάθετων και εφαπτομενικών δυνάμεων εφαρμοζόμενων σε μία κλειστή περιοχή S της επιφάνειας στην περιοχή της αρχής των αξόνων. Έξω από την περιοχή φόρτισης οι κάθετες και οι εφαπτομενικές δυνάμεις είναι μηδέν. Επίσης οι τάσεις τείνουν στο μηδέν σε μεγάλες αποστάσεις από την αρχή των αξόνων. Η φόρτιση είναι δισδιάστατη δηλαδή $p = p(x, y)$, $q_x = q_x(x, y)$. Το σύστημα των τάσεων είναι τρισδιάστατο για αυτό υπάρχουν 6 συντελεστές τάσεων: $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z, \tau_{xy}, \tau_{yz}, \tau_{zx}$. Μια ειδική περίπτωση έχουμε όταν η φόρτιση είναι αξονοσυμμετρική γύρω από τον άξονα



Σχήμα 2.1: Κυκλική περιοχή υπό συγκεντρωμένη φόρτιση.

z . Σε πολικές συντεταγμένες (r, θ, z) η πίεση $p(r)$ και η εφαπτομενική δύναμη $q(r)$ είναι ανεξάρτητες από τη γωνία θ και η $q(r)$ δρα ακτινικά. Οι τάσεις $\tau_{r\theta}, \tau_{\theta z}$ εξαφανίζονται ενώ οι άλλοι τασικοί συντελεστές είναι ανεξάρτητοι από τη γωνία θ . Ο ημίχωρος φαίνεται στο Σχήμα 2.1. Παίρνουμε $C(\xi, \eta)$ ένα τυχαίο σημείο στην περιοχή φόρτισης S , ενώ $A(x, y, z)$ είναι ένα τυχαίο σημείο εντός του στερεού.

$$CA := \rho = \sqrt{(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2 + z^2} \quad (2.1)$$

$$F_1 = \int_S \int q_x(\xi, \eta) \omega d\xi d\eta \quad (2.2)$$

$$G_1 = \int_S q_y(\xi, \eta) \omega d\xi d\eta \quad (2.3)$$

$$H_1 = \int_S \int p(\xi, \eta) \omega d\xi d\eta \quad (2.4)$$

όπου

$$\omega = z \ln(z + \rho) - \rho \quad (2.5)$$

Επιπλέον ορίζονται,

$$F = \frac{\partial F_1}{\partial x} = \int_S \int q_x(\xi, \eta) \ln(\rho + z) d\xi d\eta \quad (2.6)$$

$$G = \frac{\partial G_1}{\partial z} = \int_S \int q_y(\xi, \eta) \ln(\rho + z) d\xi d\eta \quad (2.7)$$

$$H = \frac{\partial H_1}{\partial z} = \int_S \int p(\xi, \eta) \ln(\rho + z) d\xi d\eta \quad (2.8)$$

Οπότε

$$Y_1 = \frac{\partial F_1}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} + \frac{\partial H_1}{\partial z} \quad (2.9)$$

και

$$Y = \frac{\partial Y_1}{\partial z} = \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} + \frac{\partial H}{\partial z} \quad (2.10)$$

Ο Love [60] το (1952) έδειξε ότι οι ελαστικές μετατοπίσεις u_x, u_y, u_z στο σημείο $A(x, y, z)$ του στερεού μπορούν να γραφούν συναρτήσει των σχέσεων δυναμικού ως εξής:

$$u_x = \frac{1}{4\pi G} \left(\frac{2\partial F}{\partial z} - \frac{\partial H}{\partial x} + 2v \frac{\partial \psi_1}{\partial x} - z \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) \quad (2.11)$$

$$u_y = \frac{1}{4\pi G} \left(\frac{2\partial G}{\partial z} - \frac{\partial H}{\partial y} + 2v \frac{\partial \psi_1}{\partial y} - z \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) \quad (2.12)$$

$$u_z = \frac{1}{4\pi G} \left(\frac{\partial H}{\partial z} + (1 - 2v)\Psi - z \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right) \quad (2.13)$$

Από το νόμο του Hooke προκύπτουν με βάση τα παραπάνω για τις τάσεις, οι εξής σχέσεις:

$$\sigma_x = \frac{2vG}{1 - 2v} \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + 2G \frac{\partial u_x}{\partial x} \quad (2.14)$$

$$\sigma_y = \frac{2vG}{1 - 2v} \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + 2G \frac{\partial u_y}{\partial y} \quad (2.15)$$

$$\sigma_z = \frac{2vG}{1 - 2v} \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + 2G \frac{\partial u_z}{\partial z} \quad (2.16)$$

$$\tau_{xy} = G \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) \quad (2.17)$$

$$\tau_{yz} = G \left(\frac{\partial u_y}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial y} \right) \quad (2.18)$$

$$\tau_{zx} = G \left(\frac{\partial u_z}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial z} \right) \quad (2.19)$$

Κάτω από την επίδραση κάθετης κατανεμημένης τάσης $p(\xi, \eta)$ δηλαδή σε μία περίπτωση έλλειψης τριβής, οι παραπάνω εξισώσεις μπορούν να απλοποιηθούν. Δηλαδή: $F = F_1 = G = G_1 = 0$ και

$$\Psi_1 = \frac{\partial H_1}{\partial z} = H = \int_S \int p(\xi, \eta) \ln(\rho + z) d\xi d\eta \quad (2.20)$$

$$\Psi = \frac{\partial \Psi_1}{\partial z} = \frac{\partial H}{\partial z} = \int_S \int p(\xi, \eta) \frac{1}{\rho} d\xi d\eta \quad (2.21)$$

$$u_x = -\frac{(1-2\nu)\frac{\partial Y_1}{\partial x} + z\frac{\partial Y}{\partial x}}{4\pi G} \quad (2.22)$$

$$u_y = -\frac{(1-2\nu)\frac{\partial Y_1}{\partial y} + z\frac{\partial Y}{\partial y}}{4\pi G} \quad (2.23)$$

$$u_z = \frac{2(1-\nu) - z\frac{\partial Y}{\partial z}}{4\pi G} \quad (2.24)$$

$$\nabla^2\Psi = 0, \nabla^2\Psi_1 = 0 \quad (2.25)$$

$$\Delta := \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = \frac{1-2\nu}{2\pi G} \frac{\partial \Psi}{\partial z} \quad (2.26)$$

Αντικαθιστώντας τις εξισώσεις (2.11) και (2.12) στις εξισώσεις (2.8) έχουμε τις εξισώσεις των τάσεων σε κάθε σημείο του ημιχώρου. Δηλαδή:

$$\sigma_x = \frac{1}{2\pi} \left(2\nu \frac{\partial \Psi}{\partial z} - z \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} - (1-2\nu) \frac{\partial^2 \Psi_1}{\partial x^2} \right) \quad (2.27)$$

$$\sigma_y = \frac{1}{2\pi} \left(2\nu \frac{\partial \Psi}{\partial z} - z \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} - (1-2\nu) \frac{\partial^2 \Psi_1}{\partial y^2} \right) \quad (2.28)$$

$$\sigma_z = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{\partial \Psi}{\partial z} - z \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right) \quad (2.29)$$

$$\tau_{xy} = -\frac{1}{2\pi} \left((1-2\nu) \frac{\partial^2 \Psi_1}{\partial x \partial y} + 2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x \partial y} \right) \quad (2.30)$$

$$\tau_{yz} = -\frac{1}{2\pi} z \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z \partial y} \quad (2.31)$$

$$\tau_{zx} = -\frac{1}{2\pi} z \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z \partial x} \quad (2.32)$$

$$\sigma_x + \sigma_y = \frac{1}{2\pi} \left((1+2\nu) \frac{\partial \Psi}{\partial z} + z \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right) \quad (2.33)$$

Στην επιφάνεια του στερεού η κάθετη συνιστώσα της τάσης είναι:

$$\bar{\sigma}_z = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{\partial \Psi}{\partial z} \right)_{z=0} = \begin{cases} -p(\xi, \eta), & (\xi, \eta) \in S, \\ 0 & (\xi, \eta) \notin S \end{cases} \quad (2.34)$$

και οι επιφανειακές μετατοπίσεις είναι:

$$\bar{u}_x = -\frac{1-2\nu}{4\pi G} \left(\frac{\partial \Psi_1}{\partial x} \right)_{(z=0)} \quad (2.35)$$

$$\bar{u}_y = -\frac{1-2\nu}{4\pi G} \left(\frac{\partial \Psi_1}{\partial y} \right)_{(z=0)} \quad (2.36)$$

$$\bar{u}_z = -\frac{1-2\nu}{4\pi G} \left(\frac{\partial \Psi_1}{\partial z} \right)_{(z=0)} = \frac{1-2\nu}{2\pi G} (\Psi)_{(z=0)} = 0 \quad (2.37)$$

Οι εξισώσεις δείχνουν ότι η κάθετη πίεση και η κάθετη μετατόπιση εντός της περιοχής φόρτισης εξαρτώνται μόνο από τη συνάρτηση δυναμικού. Οι εξισώσεις που παρατίθενται παραπάνω δίνουν μια μεθοδική λύση του προβλήματος των τάσεων και των μετατοπίσεων σε ένα ελαστικό ημίχωρο με γνωστές δυνάμεις στην επιφάνεια. Εάν η κατανομή των δυνάμεων είναι γνωστή στην περιοχή S τότε οι τάσεις και οι μετατοπίσεις σε οποιοδήποτε σημείο του στερεού μπορούν να υπολογιστούν.

2.3 Λύση του Θεμελιώδους Προβλήματος για Διάφορες Συνοριακές Συνθήκες

2.3.1 Σημειακή Κάθετη Φόρτιση

Οι τάσεις και οι μετατοπίσεις που οφείλονται σε μια δύναμη P που δρα σε ένα σημείο μπορούν να υπολογιστούν με διάφορους τρόπους. Χρησιμοποιώντας τα αποτελέσματα της θεωρίας των Boussinesq-Cerruti έχουμε:

$$\rho = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \quad (2.38)$$

και

$$\int_S \int p(\xi, \eta) d\xi d\eta = P \quad (2.39)$$

$$\psi_1 = \frac{\partial H_1}{\partial z} = H = P \ln(\rho + z) \quad (2.40)$$

$$\psi = \frac{\partial H}{\partial z} = \frac{P}{\rho} \quad (2.41)$$

Αντικαθιστώντας στις εξισώσεις για τις ελαστικές μετατοπίσεις ενός σημείου του στερεού έχουμε:

$$u_x = \frac{P}{4\pi G} \left(\frac{xz}{\rho^3} - (1-2\nu) \frac{x}{\rho(\rho+z)} \right) \quad (2.42)$$

$$u_y = \frac{P}{4\pi G} \left(\frac{yz}{\rho^3} - (1-2\nu) \frac{y}{\rho(\rho+z)} \right) \quad (2.43)$$

$$u_z = \frac{P}{4\pi G} \left(\frac{z^2}{\rho^3} + \frac{2(1-\nu)}{\rho} \right) \quad (2.44)$$

Από τις εξισώσεις (2.27)-(2.33) βρίσκουμε για τις τάσεις:

$$\sigma_x = \frac{P}{2\pi} \left\{ \frac{(1-2\nu)}{r^2} \left[\left(1 - \frac{z}{\rho}\right) \frac{x^2 - y^2}{r^2} + \frac{zy^2}{\rho^3} \right] - \frac{3zx^2}{\rho^5} \right\} \quad (2.45)$$

$$\sigma_y = \frac{P}{2\pi} \left\{ \frac{(1-2\nu)}{r^2} \left[\left(1 - \frac{z}{\rho}\right) \frac{x^2 - y^2}{r^2} + \frac{zx^2}{\rho^3} \right] - \frac{3zy^2}{\rho^5} \right\} \quad (2.46)$$

$$\sigma_z = -3 \frac{P}{2\pi} \frac{z^3}{\rho^5} \quad (2.47)$$

$$\tau_{xy} = \frac{P}{2\pi} \left\{ \frac{(1-2\nu)}{r^2} \left[\left(1 - \frac{z}{\rho}\right) \frac{xy}{r^2} - \frac{xyz}{\rho^3} \right] - 3 \frac{xyz}{\rho^5} \right\} \quad (2.48)$$

$$\tau_{xz} = -3 \frac{P}{2\pi} \frac{xz^2}{\rho^5} \quad (2.49)$$

$$\tau_{yz} = -3 \frac{P}{2\pi} \frac{yz^2}{\rho^5} \quad (2.50)$$

όπου

$$r = \pm \sqrt{x^2 + y^2} \quad (2.51)$$

Εναλλακτικά επειδή το σύστημα της φόρτισης είναι αξονοσυμμετρικό μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε κωνικές συντεταγμένες. Τότε έχουμε ισοδύναμα:

$$\sigma_r = \frac{P}{2\pi} \left\{ (1-2\nu) \left(\frac{1}{r^2} - \frac{z}{\rho r^2} - \frac{3zr^2}{\rho^5} \right) \right\} \quad (2.52)$$

$$\sigma_\theta = \frac{P}{2\pi} (1-2\nu) \left(\frac{1}{r^2} - \frac{z}{\rho r^2} - \frac{z}{\rho^3} \right) \quad (2.53)$$

$$\sigma_z = -3 \frac{P}{2\pi} \frac{z^3}{\rho^5} \quad (2.54)$$

$$\tau_{rz} = -3 \frac{P}{2\pi} \frac{rz^2}{\rho^5} \quad (2.55)$$

$$\sigma_r + \sigma_\theta + \sigma_z = -\frac{P(1+\nu)}{\pi} \frac{z}{\rho^3} \quad (2.56)$$

Οι Timoshenko και Goodier (1951) από τις παραπάνω σχέσεις υπολόγισαν τις μετατοπίσεις των σημείων του ημιχώρου:

$$u_r = \frac{P}{4\pi G} \left\{ \frac{rz}{\rho^3} - (1-2\nu) \frac{\rho - z}{\rho r} \right\} \quad (2.57)$$

$$u_z = \frac{P}{4\pi G} \left\{ \frac{z^2}{\rho^3} + \frac{2(1-\nu)}{\rho} \right\} \quad (2.58)$$

Στην επιφάνεια του υλικού για $z = 0$ θα έχουμε:

$$u_r = \frac{P(1-2\nu)}{4\pi G r} \quad (2.59)$$

$$u_z = \frac{P}{2\pi G} \frac{1-\nu}{r} \quad (2.60)$$

Από τις εξισώσεις (2.60) παρατηρούμε ότι το αποτύπωμα της παραμορφωμένης επιφάνειας είναι ένα υπερβολοειδές, που είναι ασυμπτωτικό στην απαραμόρφωτη επιφάνεια του υλικού και η μετατόπιση παίρνει θεωρητικά άπειρη τιμή στο O . Οι τάσεις και οι μετατόψεις που οφείλονται σε μια κατανεμημένη φόρτιση πάνω σε μια περιοχή S μπορούν να υπολογιστούν βασιζόμενοι στην αρχή της επαλληλίας. Από το σχήμα (2.1) η μετατόπιση σε ένα σημείο $B(x, y)$ της επιφάνειας εξαιτίας μιας κατανεμημένης πίεσης $p = p(s, \phi)$ είναι:

$$\bar{u}_z = \frac{1-\nu^2}{\pi E} \int_S \int p(s, \phi) ds d\phi \quad (2.61)$$

2.3.2 Τάση Κατανεμημένη σε Κυκλική Επιφάνεια

Μια κυκλική περιοχή ακτίνας a φαίνεται στο Σχήμα (2.2). Θέλουμε να βρούμε την μετατόπιση σε ένα σημείο της επιφάνειας B και τις τάσεις σε ένα εσωτερικό σημείο A εξαιτίας της κατανομής πίεσης πάνω στην κυκλική περιοχή. Λύσεις σε κλειστή μορφή μπορούν να βρεθούν για αξονοσυμμετρικές κατανομές τάσης της μορφής:

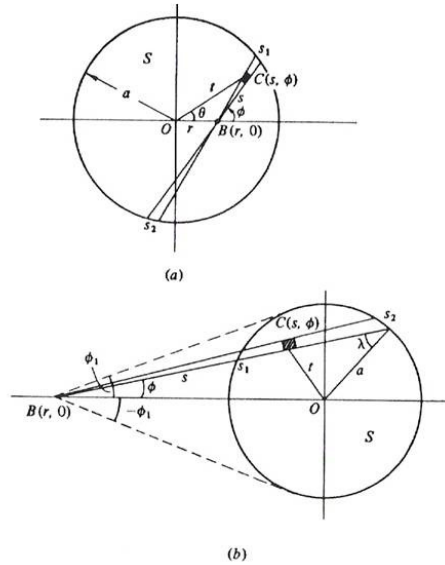
$$p = p_0 \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right)^n, n \in R \quad (2.62)$$

2.3.3 Ομοιόμορφα Κατανεμημένη Τάση

Λαμβάνοντας υπόψη την τάση στο C , που δρα σε μια στοιχειώδη επιφάνεια εμβαδού $ds ds d\phi$, σαν συγκεντρωμένη δύναμη, η κάθετη μετατόπιση δίνεται από την εξίσωση (2.61). Θα αντιμετωπίσουμε πρώτα την περίπτωση που το σημείο B βρίσκεται εντός της κυκλικής περιοχής (Σχήμα 2.2α). Τότε:

$$s_{1,2} = -r \cos \phi \pm \sqrt{(r \cos \phi)^2 + (a^2 - r^2)} \quad (2.63)$$

Επομένως



Σχήμα 2.2:

$$\begin{aligned} \bar{u}_z &= \frac{1-v^2}{\pi E} \int_0^{2\pi} 2\sqrt{[(r\cos\phi)^2 + (a^2 - r^2)]}d\phi \\ &= \frac{4(1-v^2)pa}{\pi E} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{1 - \frac{r^2}{a^2} \sin^2\phi}d\phi \end{aligned} \quad (2.64)$$

δηλαδή στο

$$\bar{u}_z = \frac{4(1-v^2)pa}{\pi E} E\left(\frac{r}{a}\right), r < a \quad (2.65)$$

όπου $E\left(\frac{r}{a}\right)$ είναι το πλήρες ελλειπτικό ολοκλήρωμα δευτέρου τύπου με modulus $\frac{r}{a}$. Διακρίνουμε τις παρακάτω περιπτώσεις:

1. Στο κέντρο του κύκλου: $r = 0, E(0) = \frac{\pi}{2}$, οπότε: $(\bar{u}_z)_0 = \frac{2(1-v^2)pa}{E}$
2. Στην άκρη του κύκλου: $\frac{r}{a} = 1, E(1) = 1$, οπότε: $(\bar{u}_z)_{a=\frac{4(1-v^2)pa}{\pi E}}$
3. Η μέση τιμή της κατακόρυφης μετατόπισης του κύκλου φόρτισης είναι: $\frac{16(1-v^2)pa}{3\pi E}$

Εξαιτίας της αξονικής συμμετρίας, η εφαπτομενική μετατόπιση της επιφάνειας πρέπει να είναι ακτινική. Από την εξίσωση (2.59) η εφαπτομενική μετατόπιση

στο B λόγω ενός στοιχειώδους φορτίου στο C είναι: $\frac{(1-2v)(1+v)psdsd\phi}{2\pi E s}$ στην κατεύθυνση από το B προς το C . Η ολική μετατόπιση εξαιτίας της συνολικής φόρτισης είναι:

$$\begin{aligned}\bar{u}_r &= \frac{(1-2v)(1+v)}{2\pi E} p \int_0^{2\pi} -r \cos f + \sqrt{(r \cos f)^2 + (a^2 - r^2)} \cos \phi d\phi \\ &= -\frac{(1-2v)(1+v)}{2\pi E} pr, r \leq a\end{aligned}\quad (2.66)$$

Παίρνουμε τώρα ένα σημείο B στην επιφάνεια έξω από τον κύκλο (Σχήμα 2.2β). Σε αυτή την περίπτωση τα όρια για τη γωνία ϕ είναι $\pm\phi_1$, επομένως:

$$\bar{u}_z = \frac{2(1-v^2)p}{\pi E} \int_0^{\phi_1} \sqrt{(a^2 - r^2 \sin^2 \phi)} d\phi \quad (2.67)$$

Αλλάζουμε τώρα τη μεταβλητή ολοκλήρωσης με τη γωνία λ , (Σχήμα 3.2b), όπου

$$a \sin \lambda = r \sin \phi$$

οπότε έχουμε:

$$\begin{aligned}\bar{u}_z &= \frac{2(1-v^2)p}{\pi E} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\alpha^2 \cos^2 d}{r \{1 - \frac{\alpha^2}{r^2} \sin^2\}} \\ &= \frac{4(1-v^2)pr}{\pi E} \left[E\left(\frac{a}{r}\right) - \left(1 - \frac{a^2}{r^2}\right) K\left(\frac{a}{r}\right) \right], r > a\end{aligned}\quad (2.68)$$

όπου $K\left(\frac{a}{r}\right)$ είναι το πλήρες ελλειπτικό ολοκλήρωμα πρώτου είδους με modulus $\left(\frac{a}{r}\right)$. Η εφαπτομενική μετατόπιση στο B είναι ακτινική και δίνεται από τη σχέση

$$\bar{u}_r = -\frac{2p(1-2v)(1+v)}{2\pi E} \int_0^{\phi_1} \cos \phi \sqrt{a^2 - r^2 \sin^2 \phi} d\phi \quad (2.69)$$

Αλλάζοντας και πάλι τη μεταβλητή ολοκλήρωσης σε λ , έχουμε

$$\bar{u}_r = -\frac{2p(1-2v)(1+v)}{2\pi E} \frac{a^2}{r} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos \lambda^2 d\lambda = -\frac{2(1-2v)(1+v)}{2\pi E} \frac{pa^2}{r}, r > a \quad (2.70)$$

Αφού η ποσότητα pa^2 είναι ίση με τη συνολική δύναμη P που ασκείται σε όλη την κυκλική περιοχή, παρατηρούμε ότι η εφαπτομενική μετατόπιση έξω από την περιοχή φόρτισης, που δίνεται από την (2.70) είναι ίδια με την εφαπτομενική μετατόπιση που οφείλεται σε ίση δύναμη συγκεντρωμένη στο κέντρο

του κύκλου(2.59). Οι τάσεις στην επιφάνεια μπορούν να υπολογιστούν από τις εξισώσεις (2.66)-(2.68). Επομένως Επομένως

$$\bar{\epsilon}_r = \frac{\partial \bar{u}_r}{\partial r} = \bar{\epsilon}_\theta = \frac{\bar{u}_r}{r} = -\frac{(1-2\nu)(1+\nu)}{2E} p(x) \quad (2.71)$$

Από την οποία σε συνδυασμό με το νόμο του οσκε παίρνουμε:

$$\bar{\sigma}_r = \bar{\sigma}_\theta = -\frac{(1+2\nu)p}{2}, \bar{\sigma}_z = -p \quad (2.72)$$

Για να βρούμε τις τάσεις εντός του ημιχώρου κατά μήκος του άξονα z χρησιμοποιούμε τις εξισώσεις (2.52)-(2.56). Θεωρώντας ένα στοιχειώδη δαχτυλίδι στη θέση r εμβαδού $2\pi r dr$, στο οποίο η φόρτιση είναι $2\pi r p dr$ βρίσκουμε:

$$\sigma_z = -3p \int_0^a \frac{r z^3}{(r^2 + z^2)^{(5/2)}} dr = -p \left[1 - \frac{z^3}{(a^2 + z^2)^{(3/2)}} \right] \quad (2.73)$$

Κατά μήκος του άξονα r $\sigma_r = -\sigma_\theta$, επομένως από την εξίσωση (2.56) παίρνουμε:

$$\sigma_r + \sigma_\theta + \sigma_z = -\frac{(1+\nu)p}{\pi} \int_0^a \frac{2\pi r z dr}{(r^2 + z^2)^{(3/2)}} = 2(1+\nu)p z \left\{ \frac{z}{\sqrt{(a^2 + z^2)}} - 1 \right\} \quad (2.74)$$

επομένως από την (2.73) προκύπτει:

$$\sigma_r = -\sigma_\theta = -p \left\{ \frac{1+2\nu}{2} - \frac{(1+\nu)z}{\sqrt{a^2 + z^2}} - \frac{z^3}{2\sqrt{(a^2 + z^2)^3}} \right\} \quad (2.75)$$

2.4 Ομοιόμορφη Κάθετη Μετατόπιση

Η κατανομή της τάσης είναι της μορφής:

$$p = \frac{p_0}{\sqrt{1 - \frac{r^2}{a^2}}} \quad (2.76)$$

Η εφαρμογή της εξίσωσης 2.76 έχει ως αποτέλεσμα μια ομοιόμορφη κάθετη μετατόπιση του κύκλου φόρτισης. Για το λόγο αυτό, η πίεση που αναπτύσσεται στην επιφάνεια επαφής όταν ένας κυλινδρικός εντυπωτής πιέζεται χωρίς τριβή στον ελαστικό ημίχωρο παρέχεται από την εξίσωση 2.76. Από το σχήμα (2.2α) προκύπτει:

$$t^2 = r^2 + s^2 + 2rs \cos \phi \quad (2.77)$$

Οπότε:

$$p(s, \phi) = p_0 a \sqrt{a^2 - 2\beta s - s^2} \quad (3.64), \quad (2.78)$$

όπου $\alpha = a^2 - r^2, \beta = r \cos \phi$

Από την εξίσωση (2.61) προκύπτει:

$$\bar{u}_z(r) = \frac{1 - v^2}{\pi E} p_0 a \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^s \sqrt{a^2 - 2\beta s - s^2} ds \quad (2.79)$$

όπου s είναι η θετική ρίζα της εξίσωσης:

$$a^2 - 2\beta s - s^2 = 0 \quad (2.80)$$

Επιπλέον:

$$\int_0^s \sqrt{a^2 - 2\beta s - s^2} ds = \frac{\pi}{2} - \tan^{-1} \frac{\beta}{a} \quad (2.81)$$

και

$$\tan^{-1} \frac{\beta(\phi)}{a} = -\tan^{-1} \frac{\beta(\phi + \pi)}{a} \quad (2.82)$$

οπότε το ολοκλήρωμα της συνάρτησης:

$$\tan^{-1} \frac{\beta}{a} \quad (2.83)$$

μηδενίζεται καθώς το ϕ παίρνει τιμές από 0 έως 2π , άρα:

$$\bar{u}_z(r) = \frac{(1 - v^2) p_0 a}{\pi E} \int_0^{2\pi} \left\{ \frac{\pi}{2} - \tan^{-1} \frac{\beta}{a} \right\} d\phi = \frac{\pi(1 - v^2) p_0 a}{E} \quad (2.84)$$

που είναι σταθερά και ανεξάρτητη από το r . Η συνολική δύναμη

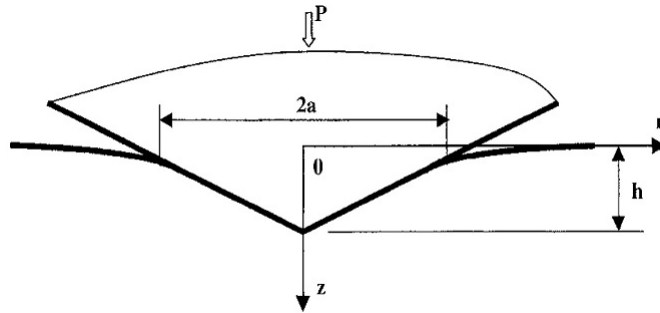
$$P = \int_0^a \frac{2\pi r p_0 dr}{\sqrt{1 - \frac{r^2}{a^2}}} = 2\pi a^2 p_0 \quad (2.85)$$

Όταν το σημείο B είναι έξω από την κυκλική περιοχή φόρτισης (Σχήμα 2.2β)

$$p(s, \phi) = p_0 a \sqrt{a^2 - 2\beta s - s^2} \quad (2.86)$$

και τα όρια s_1, s_2 είναι οι ρίζες τις εξίσωσης

$$a^2 + 2\beta s - s^2 = 0 \quad (2.87)$$



Σχήμα 2.3: Αξονοσυμμετρικός εντυπωτής διεισδύει σε ελαστικό ημίχωρο.

από όπου

$$\int_{s_1}^{s_2} \sqrt{a^2 + 2s - s^2} ds = \pi \quad (2.88)$$

Τα όρια του ϕ είναι $\phi_1, \phi_2 = \sin^{-1} \frac{a}{r}$, άρα

$$\bar{u}_z(r) = 2 \frac{1 - \nu^2}{E} p_0 a \sin^{-1} \frac{a}{r} \quad (2.89)$$

Από τις σχέσεις (2.36), (2.37) και λαμβάνοντας υπόψη ότι

$$E = (1 + \nu)2G \Rightarrow \frac{1 + \nu}{E} = \frac{1}{2G} \quad (2.90)$$

έχουμε την γενικευμένη σχέση του φορτίου P ως προς τη μετατόπιση \bar{u}_z .

$$P = \frac{4G\alpha}{1 - \nu} \bar{u}_z \quad (2.91)$$

2.5 Γενικευμένο Αξονοσυμμετρικό Πρόβλημα

Θεωρούμε έναν άκαμπτο αξονοσυμμετρικό εντυπωτή ο οποίος προκύπτει σαν μια επιφάνεια από περιστροφή γύρω από τον άξονα δηλαδή

$$w = z(r), r = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (2.92)$$

Η συνάρτηση που περιγράφει την επιφάνεια του εντυπωτή είναι λεία και δεν παρουσιάζει ασυνέχειες. Ο εντυπωτής διεισδύει κάθετα στο επίπεδο $z = 0$ ενός ελαστικού ημιχώρου $z \geq 0$. Οι συνοριακές συνθήκες για το πρόβλημα είναι:

$$\tau_{zr} = \tau_{z\theta} = 0, (0 \leq r < \infty) \quad (2.93)$$

$$\sigma_z = 0, (r > a) \quad (2.94)$$

$$u_z = h - z(r), (0 \leq r \leq a) \quad (2.95)$$

όπου h είναι το βάθος της διείδυσης και $\frac{dz}{dx}|_0 \neq 0$. Από την εξίσωση (2.61) έχουμε:

$$h = \bar{u}_z = \frac{1 - v^2}{\pi E} \int_S \int p(r, \phi) dr d\phi \quad (2.96)$$

όπου $p(s, \phi)$ η κατανεμημένη πίεση που ασκείται από τον εντυπωτή στο δείγμα. Η συνολική κάθετη δύναμη είναι:

$$P = \int_S \int p(r, \phi) dr d\phi \quad (2.97)$$

Από τις εξισώσεις τα (2.96), (2.97) τα μεγέθη h , P είναι συναρτήσεις της μεταβλητής a . Έτσι έχουμε:

$$\frac{\partial h}{\partial a} = \frac{2(1 - v^2)}{E} (p(a, a) + \int_0^a \frac{\partial p(r, a)}{\partial a} dr) \quad (2.98)$$

Και

$$\frac{\partial P}{\partial a} = 2\pi (p(a, a)a + \int_0^a \frac{\partial p(r, a)}{\partial a} r dr) \quad (2.99)$$

Κάτω από συνθήκες μη πλήρους ή μη πλεγμένης επαφής στην άκρη της επιφάνειας επαφής η πίεση μηδενίζεται, δηλαδή $p(a, a) = 0$. Τότε οι εξισώσεις (2.98) και (2.99) γίνονται

$$\frac{\partial h}{\partial a} = \frac{2(1 - v^2)}{E} \int_0^a \frac{\partial p(r, a)}{\partial a} dr \quad (2.100)$$

$$\frac{\partial P}{\partial a} = 2\pi \left\{ \int_0^a \frac{\partial p(r, a)}{\partial a} r dr \right\} \quad (2.101)$$

Η συνάρτηση $p(r, a)$ μπορεί να γραφεί στη μορφή:

$$p(r, a) = \int_r^a \frac{g(s)}{\sqrt{s^2 - r^2}} ds \quad (2.102)$$

$$\frac{\partial p(r, a)}{\partial a} = \frac{g(a)}{\sqrt{a^2 - r^2}} \quad (2.103)$$

όπου η συνάρτηση $g(r)$ εξαρτάται από την $z(r)$. Τότε οι εξισώσεις (2.98)-(2.99) γίνονται:

$$\frac{\partial h}{\partial a} = \frac{\pi(1-v^2)}{E}g(a) \quad (2.104)$$

Και

$$\frac{\partial P}{\partial a} = 2\pi a g(a) \quad (2.105)$$

Άρα

$$\frac{\partial P}{\partial h} = \frac{\frac{\partial P}{\partial a}}{\frac{\partial h}{\partial a}} = \frac{2E}{(1-v^2)}a \quad (2.106)$$

Η τελευταία σχέση όπως θα δούμε παρακάτω είναι πολύ σημαντική στην πειραματική ανάλυση της μεθόδου στατικής εντύπωσης [61].

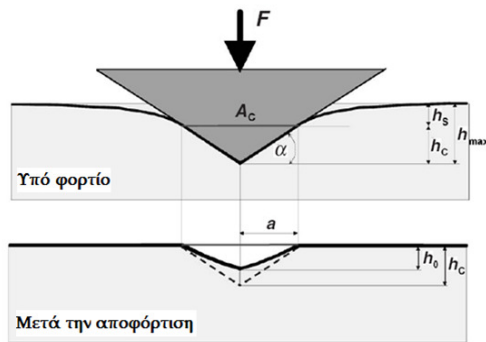
Κεφάλαιο 3

Μέθοδος Oliver-Pharr

3.0.1 Εισαγωγή

Τα πειράματα διείσδυσης (indentation), ή αλλιώς σκληρομετρήσεις, αναπτύχθηκαν πρώτα από γεωλόγους. Η πρώτη τεκμηριωμένη ημι-ποσοτική δοκιμή σκληρότητας έγινε από τον Mohs το 1822, ο οποίος βασίστηκε στην ικανότητα ενός υλικού να χαράσσει ή να χαράσσεται από ένα άλλο υλικό. Αυτή η τεχνική της χάραξης (scratch) και οι παραλλαγές που ακολούθησαν είχαν το σοβαρό μειονέκτημα της εφαρμογής συνιστώσας δύναμης παράλληλης με την επιφάνεια, οπότε οι τριβολογικές ιδιότητες της επιφάνειας περιέπλεκαν τα αποτελέσματα των μετρήσεων [1, 62]. Το 1900 ο Brinell εισήγαγε τη δοκιμή Brinell, όπου ένας πολύ σκληρός σφαιρικός εντυπωτής (indenter) ωθείτο κάθετα στην επιφάνεια του δείγματος, και το αποτύπωμα μετρούταν ώστε να αποδοθεί η σκληρότητα σε μια σχετική κλίμακα. Ο ορισμός της σκληρότητας, που χρησιμοποιείται ευρέως μέχρι και σήμερα, δόθηκε το 1908 από τον Meyer ως ο λόγος του φορτίου προς την προβαλλόμενη επιφάνεια της νανοδιείσδυσης (projected area of indentation). Το 1908 και το 1925 πρωτοπαρουσιάστηκαν οι δοκιμές Ludwik και Vickers που χρησιμοποιούν κωνικούς και πυραμιδικούς εντυπωτές αντίστοιχα [1, 62]. Η σκληρότητα είναι μια φαινομενολογική ιδιότητα του υλικού, εγγενής αλλά όχι θεμελιώδης. Στο ASM Metals Handbook, Vol. 8: Mechanical Testing[63] αναφέρεται χαρακτηριστικά: «Ο ορισμός της σκληρότητας ποικίλλει ανάλογα με την πείρα και την κατάρτιση του ατόμου που διεξάγει τη σκληρομέτρηση. Για τον μεταλλειολόγο, η σκληρότητα είναι η αντίσταση στην διείσδυση (indentation), για τον μηχανικό σχεδιασμού είναι μέτρο της τάσης ροής (flow stress), για τον μηχανικό διάβρωσης η αντίσταση στη φθορά, για τον γεωλόγο η αντίσταση στην χάραξη και για τον μηχανουργό η αντίσταση στην κοπή». Έτσι, η ακριβής περιγραφή των συνθηκών διεξαγωγής μιας δοκιμής σκληρομέτρησης είναι απαραίτητη [63]. Οι παραδοσιακές δοκιμές σκληρομέτρησης περιλαμβάνουν συγκεκριμένους κανόνες διεξαγωγής των μετρήσεων. Οι

πιο σημαντικές από αυτές είναι οι Vickers, Knoop, Brinell και Rockwell. Εκτός από την τελευταία, όλες οι υπόλοιπες ορίζουν τη σκληρότητα ως το λόγο του εφαρμοζόμενου φορτίου F προς την επιφάνεια του αποτυπώματος A . Σύμφωνα με αυτόν τον ορισμό, η σκληρότητα δεν μπορεί να μετρηθεί αν δεν υπάρξει παραμένον αποτύπωμα. Η επιφάνεια του αποτυπώματος μετράται συνήθως με οπτική μικροσκοπία. Ενώ η δύναμη μπορεί να μετρηθεί με καλή ακρίβεια, το σφάλμα στην μέτρηση της επιφάνειας μπορεί να είναι υψηλό, αν η επιφάνεια είναι μικρή και τα όριά της ασαφή. Από τις αρχές της δεκαετίας του 1980, η ανάγκη για μέτρηση των μηχανικών ιδιοτήτων λεπτών, σκληρών υμενίων αυξανόταν διαρκώς. Οι μετρήσεις αυτές πραγματοποιούνταν με μικρές δυνάμεις, και ο προσδιορισμός του εμβαδού της επιφάνειας νανοδιείσδυσης γινόταν όλο και πιο δύσκολος. Αυτός ήταν ο κύριος λόγος για την ανάπτυξη μιας νέας τεχνικής σκληρομέτρησης, που βασιζόταν στην ανίχνευση του βάθους διείσδυσης (depth sensing indentation ή nanoindentation ή instrumented indentation testing). Σε αυτήν την τεχνική το βάθος και η δύναμη καταγράφονται ταυτόχρονα σε έναν κύκλο νανοσκληρομέτρησης (φόρτισης και αποφόρτισης). Η επιφάνεια που χρησιμοποιείται για τον προσδιορισμό της σκληρότητας υπολογίζεται από το βάθος επαφής [1, 62, 64]. Ωστόσο, το πλεονέκτημα της μη άμεσης μέτρησης της επιφάνειας εγείρει νέα προβλήματα. Ο ευκολότερος τρόπος για να προσδιοριστεί η επιφάνεια είναι να υποθεθεί ότι η ακίδα του εντυπωτή έχει ιδανικό σχήμα και να υπολογιστεί από το μέγιστο βάθος διείσδυσης βάση της ιδανικής γεωμετρίας. Όμως, οι αποκλίσεις της ακίδας από την ιδανική γεωμετρία είναι σημαντικές, και γίνονται σημαντικότερες με την μείωση του βάθους διείσδυσης. Επιπλέον, η υπολογιζόμενη επιφάνεια επαφής, σε αντίθεση με τον παραδοσιακό ορισμό της σκληρότητας, είναι συνάρτηση τόσο των πλαστικών όσο και των ελαστικών ιδιοτήτων του υλικού, κάτι που πρέπει να ληφθεί υπόψη στην ανάλυση των δεδομένων. Από το σημείο αυτό, οι έρευνες επικεντρώθηκαν στην ανάπτυξη ή/και στη βελτίωση μεθόδων για την ανάλυση των δεδομένων που προκύπτουν από την τεχνική νανοδιείσδυσης. Η μέθοδος για τον προσδιορισμό της σκληρότητας και του μέτρου ελαστικότητας με την ευρύτερη αποδοχή είναι αυτή που αναπτύχθηκε από τους Oliver και Pharr [65], οι οποίοι στηρίχθηκαν στις μελέτες των Doerner και Nix [66]. Η μέθοδος Oliver-Pharr έχει καθιερωθεί ως ανάλυση από το 1992 και ενσωματώθηκε στο πρότυπο ISO 14577:2002 για τις νανοσκληρομετρήσεις. Αν και το επίπεδο ανάπτυξής τους δεν είναι το ίδιο υψηλό με αυτό των μεθόδων προσδιορισμού της σκληρότητας και του μέτρου ελαστικότητας, έχουν επιπλέον προταθεί μέθοδοι που αξιοποιούν δεδομένα για την εκτίμηση του ορίου διαρροής και τα χαρακτηριστικά ενδοτράχυνσης των μετάλλων [67, 68], του μέτρου απώλειας και του μέτρου αποθήκευσης των πολυμερών [69], και παραμέτρων ερπυσμού, όπως η ενέργεια ενεργοποίησης ερπυσμού [70, 71]. Επίσης, η τεχνική έχει χρησιμοποιηθεί για την εκτίμηση της δυσθραυστότητας (fracture toughness) υλικών μέσω οπτι-



Σχήμα 3.1: Νανοδιείσδυση με κωνικό ή πυραμιδικό εντυπωτή κατά τη μέγιστη φόρτιση (πάνω) και μετά την αποφόρτιση (κάτω) με βάση το μοντέλο Oliver-Pharr.

κών μετρήσεων του μήκους ρωγμής στα άκρα αποτυπωμάτων που γίνονται με αιχμηρούς εντυπωτές [; , 72].

3.0.2 Πλήρως Ελαστική Θεώρηση

Το Σχήμα 3.1 δείχνει την νανοδιείσδυση με κωνικό ή πυραμιδικό εντυπωτή κατά τη μέγιστη φόρτιση και μετά την αποφόρτιση. Η παραμόρφωση (deformation) στα πειράματα ΠΤ μετράται μέσω της μετατόπισης h της επιφάνειας του δείγματος. Η μέγιστη μετατόπιση της επιφάνειας του δείγματος, h_{max} , μπορεί να μετρηθεί μόνο συμπεριλαμβάνοντας την παραμόρφωση του εντυπωτή, η οποία, όμως, θα εξεταστεί αργότερα. Αν θεωρήσουμε άκαμπτο εντυπωτή (rigid indenter), η μέγιστη μετατόπιση θα οφείλεται στην ελαστική και την πλαστική μετατόπιση, δηλαδή [1, 64]:

$$h_{max} = h_e + h_p \quad (3.1)$$

Προκειμένου να επανακτήσουμε τη συμβατότητα της παραδοσιακής σκληρότητας με αυτήν που θα μετρηθεί από το πείραμα, αυτό που χρειάζεται να προσδιοριστεί είναι η επιφάνεια του αποτυπώματος μετά την αποφόρτιση. Οι παραδοχές που γίνονται αρχικά είναι [1]:

1. Η επιφάνεια επαφής υπό μέγιστη φόρτιση και η επιφάνεια του αποτυπώματος μετά την αποφόρτιση είναι ίσες. Σε μια πρώτη προσέγγιση, δεν υπάρχει ελαστική αποκατάσταση στο επίπεδο επαφής ($h_e = h_0$) και η διάμετρος του εναπομείναντος σχήματος δεν αλλάζει με την αφαίρεση του φορτίου.

2. Οι πλαστικές και ελαστικές παραμορφώσεις δεν επηρεάζουν η μία την άλλη. Το μέτρο Young είναι το ίδιο τόσο για τις παραμορφωμένες και μη περιοχές του υλικού. Η ελαστική παραμόρφωση πάνω από την περιοχή επαφής είναι η ίδια, ανεξαρτήτως πλαστικής παραμόρφωσης.
3. Η τραχύτητα της επιφάνειας, καθώς και φαινόμενα συσσώρευσης (pile-up effects) ή μη αναστρέψιμης (πλαστικής) βύθισης (sink-in effects) θεωρούνται αμελητέα.
4. Ο εντυπωτής είναι άκαμπτος.

Οι παραδοχές αυτές θα εξεταστούν αναλυτικότερα αργότερα. Αν είναι γνωστό το σχήμα της ακίδας του εντυπωτή, τότε, με την Π1, η παραμένουσα επιφάνεια του αποτυπώματος μπορεί να υπολογιστεί από το βάθος επαφής κατά τη μέγιστη φόρτιση, h_c , με την προϋπόθεση ότι μπορούμε να προσδιορίσουμε την ελαστική παραμόρφωση της περιοχής πάνω από την περιοχή επαφής, hs [64, 66, 65]. Το πρόβλημα, λοιπόν, ανάγεται στον προσδιορισμό της ελαστικής παραμόρφωσης. Ανατρέχοντας στη θεωρία των πλήρως ελαστικών επαφών, ο Sneddon χρησιμοποίησε τα μοντέλα των Hertz και Boussinesq για την εξαγωγή μιας γενικευμένης σχέσης του φορτίου P ως προς τη μετατόπιση h για άκαμπτο εντυπωτή με αξονική συμμετρία που ωθείται σε ένα ελαστικό υλικό. Ο μόνος περιορισμός για το στερεό εντυπωτή είναι να περιγράφεται ως στερεό εκ περιστροφής μιας ομαλής συνάρτησης. Βασική παραδοχή είναι ότι η περιοχή επαφής είναι αρκετά μικρή σε σχέση με τις διαστάσεις των υλικών, ώστε οι τάσεις που αναπτύσσονται στην περιοχή αυτή να μην εξαρτώνται ισχυρά από το ακριβές σχήμα των σωμάτων ή τον τρόπο που υποστηρίζονται (elastic half-spaces). Η γενικευμένη σχέση του Sneddon δίνει για κύλινδρο ακτίνας a και για κώνο γωνίας ϕ αντίστοιχα:

$$P = \frac{4Gah}{1 - \nu} \quad (3.2)$$

$$P = \frac{4G\pi \cot \phi h^2}{1 - \nu} \quad (3.3)$$

όπου G : το μέτρο διάτμησης (shear modulus) και ν : ο λόγος του Poisson. Προκειμένου να προσδιορίσουμε το λόγο της ελαστικής παραμόρφωσης πάνω από την περιοχή επαφής προς τη συνολική ελαστική παραμόρφωση χρησιμοποιούμε τις αντίστοιχες αναλυτικές σχέσεις του Sneddon. Για παράδειγμα, για έναν κώνο:

$$w(r) = \left(\frac{\pi}{2} - \frac{r}{a}\right)\alpha \tan \alpha, r \leq a \quad (3.4)$$

$$w(r) = \frac{-2h}{\pi} \left(\alpha \sin^{-1} \frac{a}{\rho} - r + \sqrt{r^2 - a^2}\right), r > a \quad (3.5)$$

όπου r : η αξονική θέση ($r = 0$ στο κέντρο της επαφής), a : η ακτίνα της επαφής
Από την εξίσωση αυτή προκύπτει:

$$\frac{h_s}{h_{max,e}} = 1 - 2\pi \quad (3.6)$$

Συνεπώς για ένα οποιοδήποτε στερεό εκ περιστροφής για το οποίο είναι γνωστές οι αναλυτικές σχέσεις από τη θεωρία ελαστικής επαφής και άρα ο λόγος $\frac{h_s}{h_{max,e}}$ (έστω X), το βάθος επαφής μπορεί να υπολογιστεί από την παρακάτω σχέση, λαμβάνοντας υπόψη ότι $h_{max} = h_{max,e} + h_0$:

$$h_{max} = h_{max}(1 - X) + Xh_0 \quad (3.7)$$

Θεωρώντας ότι είναι γνωστή η συνάρτηση επαφής $A_c = f(h_c)$, η σκληρότητα δίνεται από τη σχέση:

$$H = \frac{P_{max}}{A_c} \quad (3.8)$$

Η πρώτη παράγωγος $\frac{dP}{dh}$ στο h_{max} καλείται ακαμψία της επαφής (contact stiffness, S). Η ακαμψία, S, μπορεί να προσδιοριστεί με προσαρμογή δεδομένων της καμπύλης αποφόρτισης. Οι Oliver και Pharr έδειξαν ότι διαφορίζοντας τις αναλυτικές σχέσεις φορτίου– μετατόπισης του Sneddon για εντυπωτές με σχήμα στερεού εκ περιστροφής μπορεί να προσδιοριστεί το μέτρο ελαστικότητας, εάν είναι γνωστή η επιφάνεια επαφής, μέσω της σχέσης:

$$S = \frac{2\sqrt{A_c}E}{\sqrt{\pi}(1 - \nu^2)} \quad (3.9)$$

Η εξαγωγή αυτής της σχέσης βασίστηκε στην παραδοχή Π4. Σε μια πραγματική μέτρηση, όμως, ο εντυπωτής παραμορφώνεται ελαστικά. Η ενσωμάτωση της παραμόρφωσης του εντυπωτή στο μοντέλο γίνεται με βάση τη γενική σχέση από τη θεωρία της ελαστικότητας, που δίνει το λόγο των παραμορφώσεων στην διεύθυνση εφαρμογής της δύναμης δύο σωμάτων αυθαίρετου σχήματος των οποίων η επιφάνεια επαφής είναι κάθετη στη διεύθυνση της δύναμης [1]:

$$\frac{w_i}{w_s} = \frac{(1 - \nu_i^2)E_s}{(1 - \nu_s^2)E_i} \quad (3.10)$$

όπου ν_i : ο λόγος Poisson και E_i : το μέτρο Young, του εντυπωτή, ν_s : ο λόγος Poisson του δείγματος και E_s : το μέτρο Young του δείγματος. Με βάση αυτή τη σχέση ορίζεται το σύνθετο μέτρο ελαστικότητας E_r (reduced modulus):

$$\frac{1}{E_r} = \frac{1 - \nu_i^2}{E_i} + \frac{1 - \nu_s^2}{E_s} \quad (3.11)$$

και η (3.9) τροποποιείται αντίστοιχα [62, ;]:

$$S = \frac{2\sqrt{A_c}E_r}{\sqrt{\pi}} \quad (3.12)$$

Οι Oliver και Pharr πρότειναν τη χρησιμοποίηση του παράγοντα ϵ για τον προσδιορισμό του βάθους διείσδυσης. Συγκεκριμένα, παρατήρησαν ότι για εντυπωτές με σχέση φορτίου–μετατόπισης του τύπου $P = ah^m$, όπως κωνικοί ή κυλινδρικοί (βλ. Εξ. 3.2-3.3) ισχύει:

$$\frac{P}{S} = \frac{P}{\frac{dP}{dh}} = \frac{ah^m}{amh^{m-1}} = \frac{h}{m} \quad (3.13)$$

Η (3.12) αφορά μόνο τις ελαστικές παραμορφώσεις άρα:

$$\frac{P_{max}}{S_{max}} = \frac{h_{max,e}}{m} \quad (3.14)$$

Ορίζοντας τον παράγοντα ϵ ως [65]:

$$\epsilon = m\left(\frac{h_s}{h_{max,e}}\right) \quad (3.15)$$

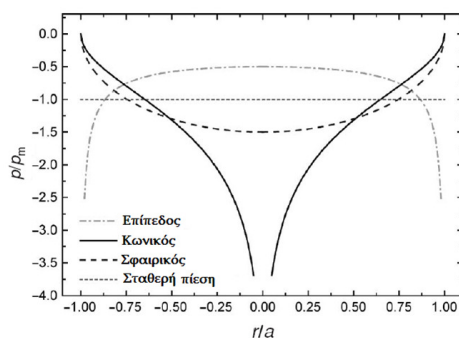
προκύπτει η σχέση:

$$h_c = h_{max} - \epsilon \frac{P_{max}}{S_{max}} \quad (3.16)$$

3.0.3 Ελαστοπλαστική Θεώρηση

Η ανάλυση που προηγήθηκε αναφέρεται σε πλήρως ελαστική παραμόρφωση. Το ερώτημα που εγείρεται τώρα είναι αν η μέθοδος μπορεί να εφαρμοστεί για ελαστοπλαστικές νανοσκληρομετρήσεις. Στο σχήμα που ακολουθεί φαίνεται η κατανομή της πίεσης στην περιοχή της επαφής για διάφορες γεωμετρίες εντυπωτών. Για κώνο, η πίεση στο κέντρο της επαφής γίνεται άπειρη. Άπειρη, επίσης, είναι η πίεση στα άκρα της επαφής για επίπεδο εντυπωτή, οπότε προκαλείται πλαστική ροή που μειώνει την πίεση σημαντικά. Η ακριβής κατανομή της πίεσης μετά από την πλαστική παραμόρφωση δεν είναι γνωστή, αλλά μπορεί να εκτιμηθεί με μεθόδους πεπερασμένων στοιχείων (FEM). Ωστόσο, στοιχεία για την κατανομή της πίεσης μπορούν να εξαχθούν από ανάλυση της καμπύλης αποφόρτισης. Οι Oliver και Pharr έχουν δείξει ότι η καμπύλη αποφόρτισης για ελαστοπλαστικές νανοσκληρομετρήσεις μπορεί να περιγραφεί από μια συνάρτηση της μορφής [1, 65, 73]:

$$P = K(h - h_0)^m \quad (3.17)$$



Σχήμα 3.2: Κατανομή της πίεσης στην περιοχή της επαφής για πλήρως ελαστική επαφή.

Για πειράματα με εντυπωτές γεωμετρίας Berkovich οι τιμές που υπολογίστηκαν για τον εκθέτη ήταν μεταξύ 1.2 και 1.6, ενώ η καλύτερη τιμή για τον παράγοντα ϵ ήταν 0.75, που αντιστοιχεί σε εκθέτη της (3.16) ίσο προς 1.5. Ο εκθέτης αυτός αντιστοιχεί σε σφαιρικό εντυπωτή, αντί για πυραμιδικό ($m = 2$). Ο λόγος είναι η αλλαγή της κατανομής της πίεσης λόγω της πλαστικής παραμόρφωσης. Παρότι χρησιμοποιήθηκε πυραμιδικός εντυπωτής, η κατανομή της πίεσης προσεγγίζει αυτή ενός σφαιρικού εντυπωτή. Η παρατήρηση αυτή έχει επιβεβαιωθεί από υπολογισμούς με FEM [74]. Συνεπώς, η ελαστοπλαστική θεώρηση απαιτεί τροποποίηση του παράγοντα ϵ για τον υπολογισμό του πραγματικού βάρους επαφής από την (3.15). Το πρότυπο ISO 14577 προτείνει τιμή 0.75 για νανοδιεισδύσεις με Vickers και Berkovich, όμως αυτή είναι μια προσέγγιση και, ανάλογα με το υλικό, οι αποκλίσεις μπορεί να είναι σημαντικές [1, 65]. Οι Woïrgard et al. [75] πρότειναν μία συνάρτηση υπολογισμού του ϵ που εξαρτάται μόνο από τον εκθέτη της (3.16):

$$\epsilon(m) = m \left(1 - \frac{2(m-1)\Gamma\left(\frac{m}{2(m-1)}\right)}{\sqrt{\pi}\Gamma\left(\frac{1}{2(m-1)}\right)} \right) \quad (3.18)$$

3.0.4 Εντυπωτές μη Αξονικής Συμμετρίας

Στα πειράματα νανοδιεισδύσης κυριαρχεί η χρήση εγχαρακτών μη αξονικής συμμετρίας. Αρχικά, χρησιμοποιούταν εκτενώς η τετραγωνική πυραμίδα Vickers, λόγω της συμβατότητάς της με τις κλασσικές μεθόδους σκληρομέτρησης (Vickers Hardness). Λόγω, όμως, του γεγονότος ότι τα 4 επίπεδα δεν συγκλίνουν σε ένα σημείο, γρήγορα επικράτησε η χρήση της τριγωνικής πυραμίδας Berkovich, λόγω της μεγαλύτερης ευκολίας κατασκευής αιχμηρής ακίδας (μικρότερης καμπυλότητας). Επιπλέον, η Berkovich έχει τον ίδιο λόγο επιφάνειας προς

βάθος διείσδυσης με τη Vickers, καθιστώντας έτσι τα αποτελέσματα, στο μέτρο του δυνατού, συγκρίσιμα με αυτά της Vickers [1, 62, 64, 76]. Στην παρούσα μελέτη χρησιμοποιείται Berkovich εντυπωτής, ως εκ τούτου η ανάλυση θα επικεντρωθεί σε σχετικές μελέτες. Η ισχύς της μεθόδου Oliver – Pharr για εντυπωτές μη αξονικής συμμετρίας δεν έχει αποδειχθεί μαθηματικά. Ωστόσο, έχουν γίνει πολλές προσπάθειες προσαρμογής της μέσω κλασικών μεθόδων αριθμητικής ανάλυσης και, πιο πρόσφατα, πεπερασμένων στοιχείων (FEM), για πλήρως ελαστική επαφή. Από τις πρώτες και πιο γνωστές μελέτες, ήταν αυτή του King, ο οποίος κατέληξε μέσω αριθμητικής ανάλυσης στην προσαρμογή της (3.11) μέσω μιας σταθεράς β εξαρτώμενης από τη γεωμετρία του εντυπωτή [77]:

$$S = \frac{2\beta\sqrt{A_c}E_r}{\sqrt{\pi}} \quad (3.19)$$

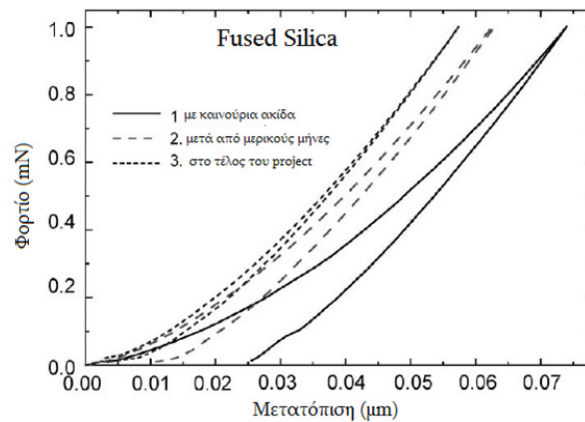
όπου $\beta = 1.000$ για κυκλική επιφάνεια επαφής, $\beta = 1.034$ για τριγωνική επιφάνεια επαφής και $\beta = 1.012$ για τετραγωνική επιφάνεια επαφής. Με μια παρόμοια ανάλυση, ο Bilodaev βρήκε μια προσεγγιστική λύση για πυραμιδικούς εντυπωτές [78]. Οι Vlassak και Nix ακολουθώντας μια παρόμοια μέθοδο με αυτήν του King, αλλά με ανισοτροπική θεώρηση του δείγματος, βρήκαν ότι το μέτρο ελαστικότητας που υπολογίζεται με τριγωνικό εντυπωτή είναι 5-6 % υψηλότερο από το αντίστοιχο για εντυπωτές με αξονική συμμετρία και μεταβάλλεται ελάχιστα με τον προσανατολισμό του εντυπωτή στο επίπεδο νανοδιείσδυσης [79]. Οι Giannakopoulos et al. σύγκριναν τα αποτελέσματα για την ακαμψία μέσω μιας πολύ ακριβούς FE ανάλυσης για Berkovich με αυτά της (3.16) του King και βρήκαν ότι η απόκλιση κυμαίνεται μέχρι 5% [80]. Οι Gao και Wu απέδειξαν ότι η ακαμψία επαφής ενός στρωματικού υλικού δεν εξαρτάται ισχυρά από το σχήμα της κάθετης τομής του εντυπωτή, εάν αυτό δεν αποκλίνει πολύ από κύκλο [81]. Ο Hendrix έχει προσδιορίσει την τιμή του β θεωρώντας σταθερό προφίλ πίεσης επαφής για τριγωνική και τετραγωνική επαφή [82]. Όπως φαίνεται από τον Πίνακα 3.1, η μικρότερη διόρθωση προκύπτει από τη θεώρηση σταθερής πίεσης του Hendrix. Όπως, όμως, προαναφέρθηκε, οι άπειρες πιέσεις στην ακίδα θα μειωθούν από την πλαστική παραμόρφωση, άρα αυτή είναι η πιθανότερη κατανομή της πίεσης. Για αυτό το λόγο, στο πρότυπο ISO 14577 προτείνεται να μη χρησιμοποιείται διόρθωση για Berkovich εντυπωτές ($\beta = 1$). Στην πραγματικότητα, είναι πιθανές αποκλίσεις από την τιμή 1 για υλικά υψηλής ελαστικότητας, με μικρή πλαστική ζώνη, όμως το σφάλμα που υπεισέρχεται είναι μικρότερο του 5%.

Μέθοδος	Τιμή Παράγοντα β	Εντυπωτής
Αναλυτικά, Ελαστική Θεώρηση [77]	1,034	Flat Punch
FEM, Ελαστοπλαστική Θεώρηση [83]	1,055	Berkovich
FEM, Ελαστοπλαστική Θεώρηση [80]	1,136	Berkovich
Αναλυτικά, Ελαστική Θεώρηση [78]	1,141	Πυραμιδικός
Αναλυτικά, Ελαστική Ανισοτροπική Θεώρηση [79]	1,058	Flat Punch
Σταθερή τάση στην περιοχή της επαφής [82]	1,0226	-

Πίνακας 3.1: Τιμές του διορθωτικού παράγοντα μη αξονικής συμμετρίας για τριγωνικό σχήμα κάθετης τομής εντυπωτή

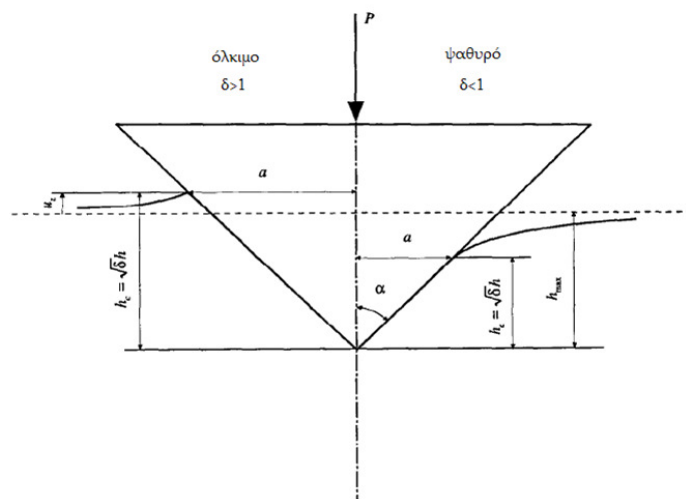
3.0.5 Βελτιώσεις-Διορθώσεις της Μεθόδου Oliver-Pharr

Υπολογισμός επιφάνειας επαφής–Επίδραση της καμπυλότητας της ακίδας: Από την ανάλυση που προηγήθηκε για τη μέθοδο Oliver - Pharr είναι φανερό η σημασία του ακριβούς υπολογισμού της επιφάνειας επαφής προκειμένου να υπολογιστούν οι μηχανικές ιδιότητες των υλικών. Ιδανικά, η επιφάνεια επαφής υπολογίζεται μέσω των γεωμετρικών σχέσεων που ισχύουν για κάθε σχήμα εντυπωτή. Ωστόσο, κανένας εντυπωτής δεν μπορεί να κατασκευαστεί με ιδανικά αιχμηρό άκρο. Οι πραγματικοί εντυπωτές έχουν ακίδες με καμπυλότητα από 50nm ως αρκετά εκατοντάδες nm. Το πρότυπο ISO 14577 θέτει τα 200nm ως άνω όριο για μετρήσεις στη νανοκλίμακα. Ακίδες με καμπυλότητα μικρότερη από 100nm μπορούν να κατασκευαστούν μόνο με ειδικές μεθόδους. Η καμπυλότητα της ακίδας αυξάνεται κατά τη χρήση του εντυπωτή λόγω φθοράς (βλ. Σχήμα 3.3). Δύο βασικές κατηγορίες μεθόδων υπολογισμού της συνάρτησης επιφάνειας υπάρχουν: α). άμεση μέτρηση μέσω AFM και β). έμμεσα υπολογίζοντας τη συνάρτηση $A_c = f(h_c)$ μέσω νανοδιεισδύσεων σε ισοτροπικό υλικό γνωστού μέτρου ελαστικότητας. Η δεύτερη μέθοδος, και συγκεκριμένα αυτή των Oliver-Pharr, εφαρμόστηκε στην παρούσα εργασία [1, 65]. Πρέπει να σημειωθεί ότι πρόσφατα προτάθηκε από τον Oliver [84], και βελτιώθηκε από τους Troyon, Huang, μια εναλλακτική μέθοδος υπολογισμού του μέτρου ελαστικότητας που δεν απαιτεί υπολογισμό της επιφάνειας επαφής, η οποία βασίζεται στον υπολογισμό της ακαμψίας τόσο από την καμπύλη φόρτισης, όσο και από την καμπύλη αποφόρτισης (two - slope method). Η καμπυλότητα της ακίδας έχει σχετιστεί με τη μετάβαση από την πλήρως ελαστική στην ελαστοπλαστική συμπεριφορά. Όσο πιο αιχμηρή είναι η άκρη της ακίδας τόσο πιο γρήγορα (σε μικρότερα φορτία) θα εμφανιστεί η μετάβαση. Το φαινόμενο αποδίδεται στη μεγαλύτερη συγκέντρωση τάσεων, η οποία ευνοεί την έναρξη πλαστικής ροής [62, 85]. Ακτινική παραμόρφωση: Στην ανάλυση που



Σχήμα 3.3: Επίδραση της φθοράς (αύξηση της καμπυλότητας) της ακίδας στους εντυπωτές [1].

προηγήθηκε (μέθοδος Oliver – Pharr) θεωρήθηκε ότι η διάμετρος της επαφής δεν αλλάζει μετά την αποφόρτιση. Αυτή η προσέγγιση είναι αρκετά ακριβής για μαλακά υλικά. Για υλικά με μεγάλο μέτρο ελαστικότητας η ελαστική επαναφορά μπορεί να συνοδεύεται από σημαντική αλλαγή στην ακτίνα επαφής. Για εντυπωτές με αξονική συμμετρία η ακτινική παραμόρφωση μπορεί να υπολογιστεί αναλυτικά με βάση τις σχέσεις από τη θεωρία της ελαστικότητας [1]. Επίσης, οι Bolshakov et al. έδειξαν ότι, λόγω των παραδοχών και των οριακών συνθηκών με τις οποίες εξήχθησαν οι σχέσεις του Sneddon, χρειάζεται μια διόρθωση στην (3.11), καθώς το σχήμα της επιφάνειας επαφής σε κάθετη τομή ως προς την επιφάνεια του δείγματος δεν είναι γραμμικό, αλλά τοξοειδές. Το φαινόμενο είναι πιο έντονο με αιχμηρούς εντυπωτές και εξαρτάται από το λόγο Poisson του υλικού [86]. Οι Hay et al.[87] πρότειναν έναν διορθωτικό παράγοντα για την (3.11) που είναι συνάρτηση της γωνίας κεντρικού άξονα του εντυπωτή και του λόγου Poisson του υλικού [64, 87]. Ωστόσο, ο λόγος Poisson στις περισσότερες περιπτώσεις νανοδιεισδύσεων δεν είναι γνωστός εκ των προτέρων ή αν είναι, η ακρίβειά του είναι αμφίβολη. Τέλος, για να εφαρμοστεί σωστά η διόρθωση αυτή, θα πρέπει η παράμετρος του πρότυπου υλικού να ληφθεί υπόψη κατά τον προσδιορισμό της συνάρτησης $A_c = f(h_c)$ (area function method). Στην περίπτωση που δεν εφαρμόζεται η διόρθωση, το σφάλμα θα είναι τόσο μεγαλύτερο, όσο περισσότερο διαφέρουν οι λόγοι Poisson του μετρούμενου δείγματος και του πρότυπου υλικού που χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό της συνάρτησης επιφάνειας επαφής. **Φαινόμενα Συσσώρευσης (Pile-Up Effects):** Στη μέθοδο Oliver–Pharr για τον προσδιορισμό του βάθους επαφής συνυπολογίζεται η ελαστική βύθιση της επιφάνειας γύρω από την περιοχή ε-



Σχήμα 3.4: Επίδραση των φαινομένων βύθισης και συσσώρευσης στο βάθος επαφής [2].

παφής (sink-in), αλλά το αντίθετο φαινόμενο, δηλαδή η συσσώρευση υλικού (pile-up) δεν λαμβάνεται υπόψη. Όπως φαίνεται από το Σχήμα 3.4, στην περίπτωση της συσσώρευσης υλικού, το βάθος επαφής είναι μεγαλύτερο από το μέγιστο βάθος που μετράται, οδηγώντας σε σημαντικά σφάλματα στον υπολογισμό των μηχανικών ιδιοτήτων. Οι Marx και Balke περιέγραψαν το φαινόμενο φορμαλιστικά με τον παράγοντα δ [2]:

$$h_c = \sqrt{\delta} h_{max}, \delta < 1 : \text{sink-in}, \delta > 1 : \text{pile-up} \quad (3.20)$$

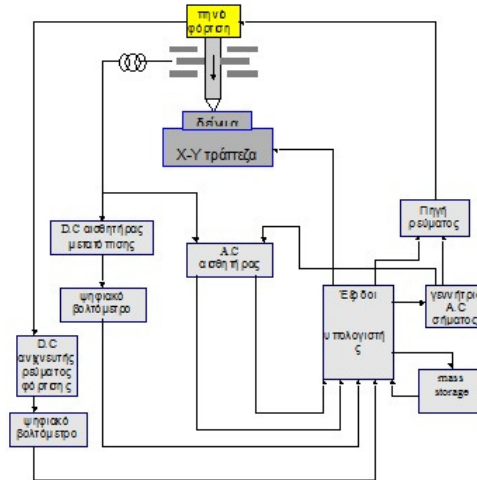
Το φαινόμενο της συσσώρευσης αναμένεται να είναι σημαντικό σε μαλακά, όλκιμα υλικά. Σε σκληρά, ψαθυρά υλικά η βύθιση είναι η επικρατούσα συμπεριφορά. Πρόσφατα οι Oliver και Pharr μελέτησαν την αξιοπιστία της μεθόδου τους σε σχέση με τα φαινόμενα συσσώρευσης, χρησιμοποιώντας ως κριτήριο το λόγο $\frac{h_f}{h_{max,e}}$. Βρήκαν ότι η μέθοδος προβλέπει με πολύ ακρίβεια τις ιδιότητες για υλικά με $\frac{h_f}{h_{max,e}} < 0.7$ και για υλικά που ενδοτραχύνονται κατά την νανοδιείσδυση. Για μεγαλύτερες τιμές του λόγου τα φαινόμενα συσσώρευσης γίνονται σημαντικά και η ακρίβεια μειώνεται [88]. Ειδικά για νανοδιεισδύσεις με Berkovich, ο Larsson μέσω υπολογισμών FEM βρήκε ότι η παραμόρφωση που προκαλείται τείνει να δίνει συσσωρεύσεις στα μέσα των πλευρών και βυθίσεις στις γωνίες, οπότε αλληλοαναιρούνται συνολικά.

Κεφάλαιο 4

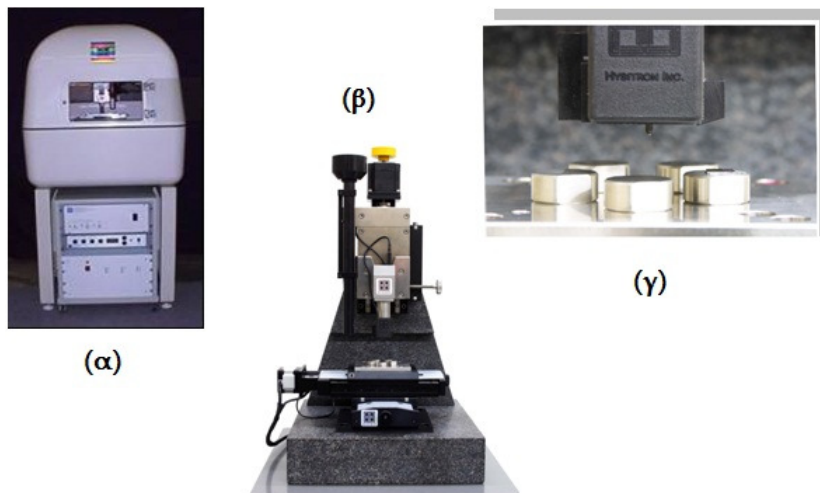
Πειράματα Νανοσκληρομέτρησης

4.1 Πειραματική Διάταξη

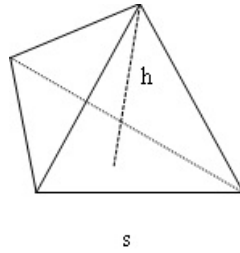
Η διάταξη Hysitron είναι ένα σύγχρονο όργανο εκτέλεσης πειραμάτων νανοδιείσδυσης. Βασικά χαρακτηριστικά του είναι η υψηλή διακριτική του ικανότητα στη μετατόπιση της ακίδας (0.04 nm), ενώ το μέγιστο βάθος διείσδυσης είναι 5000 nm , και στο εφαρμοζόμενο φορτίο (1 nN) με μέγιστη τιμή φορτίου 10 mN . Τα δείγματα τοποθετούνται σε ειδικές θέσεις (Σχήμα 4.2) πάνω στην X-Y τράπεζα, η κίνηση της οποίας ελέγχεται από υπολογιστή. Μετακινώντας το δειγματοφορέα φέρεται η στήλη, στην οποία στηρίζεται ο εντυπωτής, επάνω από το δείγμα. Εποπτεύεται η επιφάνεια του υλικού με Μικροσκόπιο Σάρωσης Ακίδας - Scanning Probe Microscope (scan size $10000 - 20000 \text{ nm}$, scan rate $1 - 2 \text{ Hz}$) και επιλέγουμε τις θέσεις στις οποίες θα πραγματοποιηθεί η νανοδιείσδυση. Ο transducer είναι μία στήλη τοποθετημένη στο σώμα της διάταξης. Η ακίδα νανοδιείσδυσης βρίσκεται στο κάτω ελεύθερο άκρο του transducer. Η κίνηση του transducer ελέγχεται από πηνίο, το οποίο ενεργοποιείται μέσω μεταβλητής πηγής ρεύματος. Όταν η ακίδα νανοδιείσδυσης έρθει πάνω από την προεπιλεγμένη περιοχή του δείγματος, τότε εφαρμόζεται φορτίο στην ακίδα, το οποίο μεταβάλλεται σύμφωνα με το ρεύμα φόρτισης του πηνίου, ακολουθώντας τις προεπιλεγμένες συνθήκες εκτέλεσης του πειράματος. Το βάθος διείσδυσης της ακίδας νανοδιείσδυσης προσδιορίζεται από χωρητικό αισθητήρα μετατόπισης, η έξοδος του οποίου συνδέεται με DC αισθητήρα μετατόπισης, ο οποίος ψηφιοποιεί το DC σήμα μετατόπισης, και το οδηγεί σε ψηφιακό βολτόμετρο συνδεδεμένο με τον υπολογιστή. Το φορτίο που εφαρμόζεται στην ακίδα νανοδιείσδυσης καταγράφεται από DC ανιχνευτή ρεύματος, ο οποίος «διαβάζει» το DC ρεύμα φόρτισης στο πηνίο. Το DC ρεύμα φόρτισης ψηφιοποιείται από



Σχήμα 4.1: Διάγραμμα του συστήματος νανοδιείσδυσης



Σχήμα 4.2: Διάταξη νανοδιείσδυσης εξωτερικά (α), εσωτερικά (β) και ο δειγματοφορέας της διάταξης (γ).



Σχήμα 4.3: Σχέδιο του χρησιμοποιούμενου εντυπωτή γεωμετρίας Berkovich.

ανιχνευτή συνδεδεμένο με ψηφιακό βολτόμετρο, το οποίο με την σειρά του συνδέεται σε είσοδο του υπολογιστή. Τα δεδομένα που αναφέρθηκαν παραπάνω, μετρήσεις και συνθήκες πειράματος, εισέρχονται στο υπολογιστή και στην συσκευή μας στοραγε. Τα στοιχεία αυτά αξιοποιούνται στον προσδιορισμό των μηχανικών ιδιοτήτων. Η ακίδα είναι ένα διαμάντι με γεωμετρία Berkovich (πυραμίδα τριών επιπέδων). Τα γεωμετρικά της χαρακτηριστικά είναι τα ακόλουθα:

- $S/h = 7,5315$
- Προβαλλόμενη Επιφάνεια $A : A = f(h)$
- Γωνία Κεντρικού Άξονα $65,3^\circ$
- Ισοδύναμη Κωνική Γωνία $70,32^\circ$
- Ακτίνα Επαφής N/A
- Καμπυλότητα: $110nm$

Πρέπει να αναφερθεί ότι στη στήλη του τρανσδυσερ είναι δυνατή η τοποθέτηση ακίδας διαφορετικής γεωμετρίας από εκείνη της Berkovich, όπως Cube Corner, Knoop, Vickers κ.ά., ανάλογα με το είδος του προς μέτρηση υλικού. Επίσης, το όργανο υπολογίζει την μετατόπιση που οφείλεται σε θερμικά φαινόμενα κατά τη διάρκεια του πειράματος.

4.2 Πειραματική Διαδικασία

Η διαδικασία βαθμονόμησης πραγματοποιείται σε ισότροπο υλικό με γνωστές ιδιότητες (fused silica). Πιο συγκεκριμένα, λαμβάνονται διάφορες μετρήσεις (180 διεισδύσεις σε 60 διαφορετικές θέσεις του υλικού). Αφού στα μεγαλύτερα βάθη η επίδραση της καμπυλότητας της ακίδας είναι αμελητέα, η επιφάνεια επαφής μπορεί να προσδιοριστεί με αρκετή ακρίβεια από τη σχέση $A_c = 24.5h_c^2$.

Θεωρώντας ισότροπο το υλικό ο προσδιορισμός της ακαμψίας του οργάνου μπορεί να γίνει μέσω της σχέσης:

$$C - C_f = \frac{\sqrt{\pi}}{2E_r\sqrt{A}} \quad (4.1)$$

Η καμπύλη $C - C_f$ ως προς $\frac{1}{A}$ θα πρέπει να τέμνει τους άξονες στην αρχή τους. Έτσι, η τιμή της ακαμψίας προσδιορίζεται από την απαίτηση η ευθεία αυτή να περνάει από το σημείο $(0, 0)$. Γνωρίζοντας την τιμή του C_f υπολογίζεται, στη συνέχεια, η επιφάνεια επαφής για κάθε διείσδυση του εντυπωτή στο πρότυπο ισότροπο δείγμα από την εξίσωση 4.1. Ο προσδιορισμός της συνάρτησης της επιφάνειας επαφής πραγματοποιείται μέσω προσαρμογής των πειραματικών τιμών της επιφάνειας A και του βάθους διείσδυσης h_m που μετράει η διάταξη. Η εξίσωση προσαρμογής είναι η παρακάτω:

$$A(h_c) = 24.5h_c^2 + C_1h_c + C_2h_c^{1/2} + C_3h_c^{13} + \dots + C_8h_c^{1/1}28_c \quad (4.2)$$

Ο πρώτος όρος περιγράφει την τέλεια γεωμετρία της Berkovich και οι υπόλοιποι την απόκλιση της χρησιμοποιούμενης ακίδας από την τέλεια γεωμετρία εξαιτίας της κυρτότητας που παρουσιάζει η ακμή της.

4.3 Μέθοδος Πεπερασμένων Στοιχείων (FEM) στη Νανοσκληρομέτρηση

Τα περισσότερα προβλήματα στη φύση γενικότερα και στην επιστήμη της μηχανικής ειδικότερα, όπως στις κατασκευές, στην αεροναυπηγική, στην υδροδυναμική, στην τεχνολογία των υλικών, στην εδαφομηχανική κλπ. είτε δεν επιδέχονται αναλυτικές λύσεις είτε δε μπορούν να προσεγγιστούν από εξισώσεις. Η αδυναμία επίλυσης των περισσότερων καλώς τοποθετημένων προβλημάτων από μαθηματικής άποψης, οφείλεται κυρίως στη μη γραμμικότητα των διαφορικών εξισώσεων που διέπουν-περιγράφουν αυτά τα φαινόμενα. Η μη γραμμικότητα των διαφορικών εξισώσεων οφείλεται στους εξής παράγοντες:

- Μη γραμμική καταστατική εξίσωση υλικού
- Γεωμετρικές μη γραμμικότητες λόγω μεγάλων μετατοπίσεων

Για την επίλυση κάποιων προβλημάτων είναι δυνατό να καταφύγουμε σε απλοποιητικές παραδοχές ή απλοποιητικές θεωρίες όπως η αντοχή υλικών, η θεωρία πλακών κ.λπ. όπου όμως η κατασκευή γίνεται συνθετότερη τόσο και η δυνατότητα επίλυσης με τέτοιες θεωρήσεις περιορίζεται. Έτσι η αναγκαιότητα επίλυσης τέτοιων προβλημάτων οδήγησε στην ανάπτυξη νέων προσεγγιστικών

μεθοδολογιών που βασίζονται κυρίως σε αριθμητικές μεθόδους. Η αριθμητική επίλυση αυτών των προβλημάτων διευκολύνθηκε και από τη ραγδαία εξέλιξη των ηλεκτρονικών υπολογιστών. Μια τέτοια αριθμητική μέθοδος είναι και η μέθοδος των πεπερασμένων στοιχείων. Η μέθοδος των πεπερασμένων στοιχείων είναι ιδιαίτερα χρήσιμη διότι μπορεί και περιγράφει με σχετική ευκολία πολύπλοκα συστήματα, δίνει τη δυνατότητα πολλών συνδυασμών όπως σύνθετες φορτίσεις, οποιεσδήποτε συνοριακές συνθήκες και γεωμετρίες, επιλύει προβλήματα με ασυνέχειες. Συγκεκριμένα στη νανοδιείδωση δίνει τη δυνατότητα καλύτερης κατανόησης και ερμηνείας του φαινομένου και της πειραματικής διαδικασίας, την αντιμετώπιση δύσκολων δειγμάτων όπως τα λεπτά υμένα, την προσέγγιση πολύπλοκων προβλημάτων όπως η φθορά της ακίδας, την εξοικονόμηση πειραματικού υλικού και χρόνου. Ενδεικτικά αναφέρουμε και παραπέμπουμε στις αντίστοιχες δημοσιεύσεις:

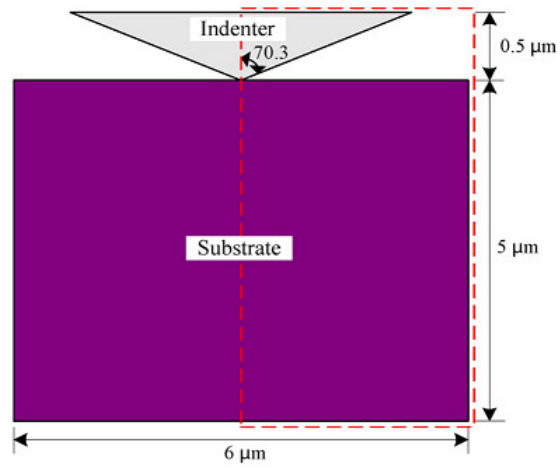
- Υπολογισμός της επίδρασης του υποστρώματος [89].
- Υπολογισμός των συναρτήσεων τάσεων, παραμορφώσεων του υλικού [90].
- Εκτίμηση των μηχανικών ιδιοτήτων λεπτών υμενίων, όπου υπάρχει έντονη επίδραση του υποστρώματος [91].
- Η ισχύς της μεθόδου Oliver – Pharr για εντυπωτές μη αξονικής συμμετρίας δεν έχει αποδειχθεί μαθηματικά. Ωστόσο, έχουν γίνει πολλές προσπάθειες προσαρμογής της μέσω κλασικών μεθόδων αριθμητικής ανάλυσης και, πιο πρόσφατα, πεπερασμένων στοιχείων (FEM), για πλήρως ελαστική επαφή. Από τις πρώτες και πιο γνωστές μελέτες, ήταν αυτή του King, ο οποίος κατέληξε μέσω αριθμητικής ανάλυσης στην προσαρμογή της (4.18) μέσω μιας σταθεράς b εξαρτώμενης από τη γεωμετρία του εντυπωτή [77].
- Η ακριβής κατανομή της πίεσης μετά από την πλαστική παραμόρφωση δεν είναι γνωστή, αλλά μπορεί να εκτιμηθεί με μεθόδους πεπερασμένων στοιχείων (FEM) [74].
- Η αλλαγή της κατανομής της πίεσης λόγω της πλαστικής παραμόρφωσης. Η παρατήρηση αυτή έχει επιβεβαιωθεί από υπολογισμούς με (FEM).
- Προσέγγιση των φαινομένων κλίμακας στη σκληρότητα κατά τα πειράματα νανοσκληρομέτρησης με χρήση (FEM) για την υλοποίηση μεθόδων βαθμίδας και προσδιορισμού χαρακτηριστικών μεγεθών κλίμακας [92].

Το πιο σημαντικό βήμα στην ανάλυση με τη μέθοδο των πεπερασμένων στοιχείων (FEM analysis) είναι η μετατροπή του φυσικού προβλήματος σε μαθηματικό

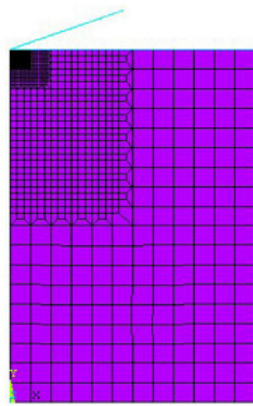
και η όσο το δυνατόν ακριβέστερη προσέγγιση-περιγραφή του. Η διαδικασία αυτή απαιτεί πρώτα την διακριτοποίηση του προβλήματος δηλαδή την υποδιαίρεση σε κόμβους και στοιχεία, τον καθορισμό του τύπου των στοιχείων που θα χρησιμοποιήσουμε (element type) και την περιγραφή του τρόπου συμπεριφοράς των στοιχείων (material model). Στη συνέχεια καθορίζουμε τη γεωμετρία του προβλήματος, εφαρμόζουμε τις συνοριακές συνθήκες, υπολογίζουμε τα μητρώα ακαμψίας και τέλος επιλύουμε τις εξισώσεις.

4.4 Μοντέλο Νανοσκληρομέτρησης

Η βασική παραδοχή που κάνουμε είναι ότι η νανοδιείσδυση μπορεί να θεωρηθεί ως μια εν δυνάμει στατική διαδικασία, λόγω της απουσίας έντονων δυναμικών φαινομένων, όπως ταλαντώσεις ή κρούσεις σωμάτων. Επομένως μπορεί να προσομοιωθεί από τον κώδικα πεπερασμένων στοιχείων ως στατικό πρόβλημα στο οποίο το φορτίο αυξάνεται σταδιακά. Βέβαια, η παραδοχή αυτή ακυρώνει κάθε προσπάθεια προσομοίωσης της νανοσκληρομέτρησης σε υψηλούς ρυθμούς φόρτισης και αποφόρτισης με τη μέθοδο των πεπερασμένων στοιχείων διότι το πρόβλημα ανάγεται σε δυναμικό. Η υπόθεση του συνεχούς φαίνεται ότι προσεγγίζει καλά τη νανοδιείσδυση για βάθη διείσδυσης πάνω από τα 20nm περίπου, αλλά για μικρότερα βάθη απαιτείται μια ατομιστική προσομοίωση. Σχηματική αναπαράσταση του αξονοσυμμετρικού προβλήματος δίνεται στο σχήμα (4.4). Η τρισδιάστατη πυραμιδοειδής γεωμετρία της ακίδας, αντικαθίσταται από ένα κωνικό στετρεο, συμμετρικό ως προς τον άξονα y . Η προσέγγιση αυτή διευκολύνει σημαντικά τον προγραμματισμό του μοντέλου στον κώδικα των πεπερασμένων στοιχείων και μειώνει δραστικά τον χρόνο επίλυσης, ενώ η απόκλιση της λύσης από την τρισδιάστατη προσέγγιση είναι αμελητέα. Ως άξονας συμμετρίας επιλέχθηκε, όπως ήδη αναφέρθηκε, ο άξονας y , ενώ η αρχή του συστήματος τοποθετήθηκε στη βάση του δείγματος. Ορίστηκαν δύο τύποι συνοριακών συνθηκών ($B.C$), εκ των οποίων ο ένας αντιστοιχεί στην αξονική συμμετρία και επιτρέπει σε όλα τα σημεία να κινούνται μόνο κατά τον άξονα y , απαγορεύοντας όλες τις άλλες κινήσεις. Ο δεύτερος τύπος συνοριακής συνθήκης αφορά την ακίδα για την οποία δεν επιτρέπονται οι κινήσεις κατά τον άξονα y . Οι υπόλοιπες κινήσεις στο μοντέλο θεωρούνται ελεύθερες. Όλες οι μετρήσεις στον κώδικα έγιναν για υλικά που ορίστηκαν ως ομογενή και ισότροπα, με κριτήριο διαρροής το κριτήριο Von Mises και σκλήρυνση ισοτροπική. Το υλικό της ακίδας θεωρήθηκε τέλεια ελαστικό, λόγω του υψηλού μέτρου ελαστικότητας του διαμαντιού (1141GPa), που εξασφαλίζει παραμόρφωση μέσα στην ελαστική περιοχή. Το υλικό του δείγματος ακολούθησε την καταστατική εξίσωση του ελαστικού-τέλεια πλαστικού υλικού, σύμφωνα με την οποία για τάσεις μικρότερες του ορίου διαρροής αυτό συμπεριφέρεται ως ελαστικό, ενώ όταν οι τάσεις



(a)



(b)

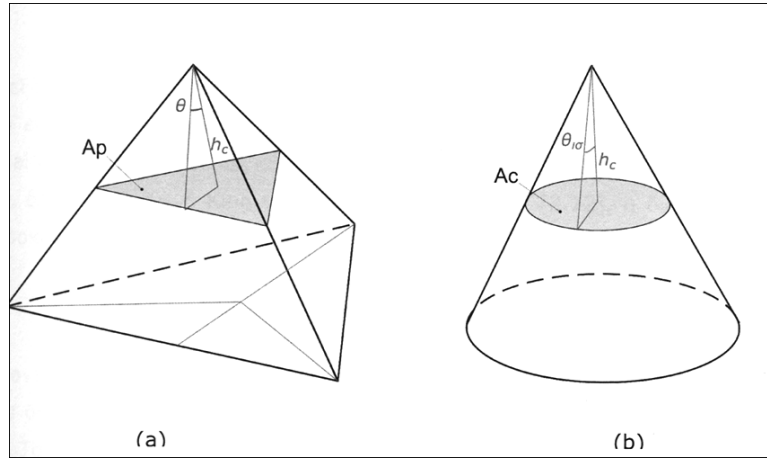
Σχήμα 4.4: Χαρακτηριστικό παράδειγμα της γεωμετρίας και της διακριτοποίησης του προβλήματος της σκληρομέτρησης με τη (ΜΠΣ).

γίνουν ίσες με το όριο διαρροής το υλικό διαρρέει χωρίς περαιτέρω αύξηση της τάσης του. Τα πεπερασμένα στοιχεία που χρησιμοποιήθηκαν για τη διαμέριση της ακίδας και του δείγματος ήταν αξονοσυμμετρικά γραμμικά στοιχεία, τεσσάρων κόμβων. Ιδιαίτερη προσοχή δόθηκε στη διαμέριση κοντά στην αιχμή της ακίδας όπου αναμενόταν και οι μεγαλύτερες παραμορφώσεις. Η επαφή μεταξύ ακίδας και δείγματος θεωρήθηκε ότι έχει μηδενική τριβή, λόγω της μεγάλης περιεχόμενης γωνίας της ακίδας Berkovich [93]. Ο τύπος του μοντέλου επαφής που χρησιμοποιήθηκε ήταν τύπου Επιφάνεια-σε-Επιφάνεια (Surface-to-Surface) το οποίο ορίζει στοιχεία επιφάνειας στην επιφάνεια στόχο (target surface) και στοιχεία επιφάνειας στην επιφάνεια επαφής (contact surface). Ως επιφάνεια στόχος ορίστηκε η επιφάνεια της ακίδας, ως το πιο δύσκαμπτο υλικό, ενώ η επιφάνεια του δείγματος ήταν η επιφάνεια επαφής. Ιδιαίτερη έμφαση δόθηκε στον καθορισμό δύο μεγεθών που χρησιμοποιεί ο κώδικας AYSYS για τον καθορισμό της επαφής μεταξύ δύο σωμάτων, του συντελεστή στιβαρότητας της επαφής και της ανοχής διείσδυσης της μιας επιφάνειας στην άλλη. Η μέθοδος φόρτισης που επιλέχθηκε ήταν της ελεγχόμενης μετατόπισης, κατά την οποία η μετατόπιση του πυθμένα του δείγματος αυξανόταν σε βήματα χρόνου ως τη μέγιστη τιμή, ενώ ο κώδικας υπολόγιζε σε κάθε βήμα, τη συνισταμένη των δυνάμεων αντίδρασης στους κόμβους του μοντέλου. Επιλέχθηκε έναντι της μεθόδου ελεγχόμενου φορτίου, γιατί συγκλίνει γρηγορότερα και είναι περισσότερο σταθερή στα αρχικά βήματα, όπου η επαφή μεταξύ των δύο σωμάτων δεν έχει σταθεροποιηθεί ακόμη. Οι κύριες πηγές σφάλματος της προσομοίωσης της νανοδιείσδυσης με τη FEM έχουν να κάνουν με τους υπολογιστικούς περιορισμούς που εφαρμόστηκαν και με τις αβεβαιότητες στις ιδιότητες των υλικών. Για τον προγραμματισμό ενός μοντέλου νανοδιείσδυσης σημαντικό βήμα είναι ο καθορισμός της γεωμετρίας της ακίδας. Στην παρούσα διπλωματική εργασία επειδή η ακίδα της πειραματικής διάταξης είναι Berkovich, η ακίδα προσεγγίστηκε από τον κώδικα των πεπερασμένων στοιχείων με ισοδύναμη κωνική γεωμετρία, τέλεια αιχμηρή στην απόληξη της. Το γεωμετρικό μέγεθος που πρέπει να υπολογιστεί είναι η ισοδύναμη γωνία του κώνου, η οποία αντιστοιχεί στη γωνία εκείνη για την οποία η εγκάρσια διατομή του κώνου έχει εμβαδόν ίσο με αυτό της εγκάρσιας διατομής της πυραμίδας Berkovich, για το ίδιο βάθος διείσδυσης. Για τριγωνική πυραμίδα με διαστάσεις που αντιστοιχούν στη γεωμετρία Berkovich, η σχέση που δίνει την επιφάνεια της εγκάρσιας διατομής συναρτήσει του βάθους διείσδυσης είναι:

$$A_B = \frac{3\sqrt{3}\sin^2\theta}{\cos^2\theta} \Rightarrow A_B = 24,5h_c^2 \quad (4.3)$$

Αντίστοιχα για έναν κώνο η επιφάνεια εγκάρσιας διατομής συναρτήσει του βάθους διείσδυσης θα δίνεται από τη σχέση:

$$A_K = (\pi \tan^2\theta_{eq}) \quad (4.4)$$



Σχήμα 4.5: Χαρακτηριστικές γεωμετρίες (a) ακίδας τύπου Berkovich και της ισοδύναμης (b) κωνικής.

Εξισώνοντας τις σχέσεις (5.1),(5.2) προκύπτει η ισοδύναμη γωνία του κώνου.

$$A_B = A_K \Rightarrow 24,5h_c^2 = (\pi \tan^2 \theta_{eq})h_c^2 \Rightarrow \theta_{eq} = 70,3^\circ \quad (4.5)$$

Η τιμή αυτή της ισοδύναμης κωνικής γωνίας έχει χρησιμοποιηθεί σε αρκετές δημοσιεύσεις, που αφορούν μοντελοποίηση της νανοδιείσδυσης με τη μέθοδο των πεπερασμένων στοιχείων [94, 93, 95, 96, 97]. Ωστόσο, η επιφάνεια της εγκάρσιας διατομής που υπολογίζεται για δεν λαμβάνει υπόψη την επίδραση της μη-αξονοσυμμετρικής γεωμετρίας της ακίδας Berkovich. Η επίδραση αυτή παρατηρήθηκε για πρώτη φορά από τον King [77], ο οποίος πρότεινε τον συντελεστή b για τη διόρθωση της στιβαρότητας επαφής στη σχέση (4.18). Εκτενής εξέταση της επίδρασης του συντελεστή β με τη μέθοδο των πεπερασμένων στοιχείων έγινε από τους Larsson et al [98] και από τους Hay et al [99], ενώ οι Oliver et al πρότειναν ως καλύτερη επιλογή την τιμή $\beta = 1.05$. Επιλέγοντας β ίσο με 1.034, όπως πρότεινε ο [77] για πυραμιδοειδής ακίδες, η διορθωμένη τιμή του προκύπτει από την προηγούμενη εξίσωση:

$$(\tan \theta_{eq}) = \frac{(\tan 70,3^\circ)}{\beta} \Rightarrow \theta_{eq} = 69,7^\circ \quad (4.6)$$

Κεφάλαιο 5

Εξαγωγή Παραμενουσών Τάσεων από Πειράματα Σκληρομέτρησης

5.1 Εισαγωγή

Ο υπολογισμός των παραμενουσών τάσεων είναι πεδίο ιδιαίτερου ενδιαφέροντος στην επιστήμη του μηχανικού με εκτεταμένες εφαρμογές. Στην πραγματικότητα, η ύπαρξη επιφανειακών παραμενουσών τάσεων αλλάζει τις μηχανικές ιδιότητες και την απόδοση των κατασκευών, διατάξεων και συστημάτων όπως την αντοχή σε κόπωση, θραύση και διάβρωση [100]. Η νανοσκληρομέτρηση αποτελεί την εναλλακτική τεχνική για τη μέτρηση μηχανικών ιδιοτήτων και παραμενουσών τάσεων σε διατάξεις που η μικροδομή επηρεάζει καθοριστικά τη μηχανική συμπεριφορά όπως τα Micro Electro Mechanical Systems (MEMS). Οι θλιπτικές παραμένουσες τάσεις είναι επιθυμητές και μπορεί να είναι και αποτέλεσμα κάποιας κατεργασίας για την βελτίωση των μηχανικών ιδιοτήτων ενώ οι εφελκυστικές παραμένουσες τάσεις μειώνουν την ποιότητα της απόδοσης με αποτέλεσμα την αστοχία της κατασκευής [101]. Επιπλέον, όταν η παρουσία παραμενουσών τάσεων αγνοηθεί στα πειράματα σκληρομέτρησης οι μετρούμενες μηχανικές ιδιότητες δεν αντιστοιχούν σε αυτές του υλικού [100]. Παρουσιάζει ιδιαίτερο ερευνητικό και βιβλιογραφικό ενδιαφέρον η επίδραση των παραμενουσών τάσεων στα αποτελέσματα των μετρήσεων σκληρομέτρησης. Έχει αποδειχθεί πειραματικά αλλά και με αριθμητική προσομοίωση ότι η καμπύλη της σκληρομέτρησης και κατά συνέπεια η μετρούμενη σκληρότητα εξαρτάται από την ύπαρξη παραμενουσών τάσεων [102, 103]. Πολλοί ερευνητές, έχουν επιβεβαιώσει αυτά τα αποτελέσματα και προτείνει διάφορες μεθοδολογίες για την εξαγωγή παραμενουσών τάσεων [104, 105] που βασιζόταν στην ανίχνευση του

βάθους διεϊσδυσης depth sensing indentation ή nanoindentation ή Instrumented Indentation Testing, ΙΙΤ. Στην πλειονότητα των περιπτώσεων, αυτές οι μεθοδολογίες μελετούν το επίπεδο επιφανειακό ίσο-διαξονικό πεδίο παραμενουσών τάσεων (η περίπτωση μονοαξονικών παραμενουσών τάσεων έχει επίσης μελετηθεί [106]) και υποθέτουν ομοιόμορφη κατανομή των παραμενουσών τάσεων κατά το βάθος επίδρασης του εντυπωτή.

5.1.1 Μοντέλα για Αιχμηρούς Εντυπωτές

Πρόκειται για το πιο διαδεδομένο και καθιερωμένο μοντέλο εξαγωγής παραμενουσών τάσεων και βασίζεται στην ερευνητική προσπάθεια των Tsui [102] και Bolshakov [103]. Αυτοί απέδειξαν ότι το σχήμα της καμπύλης σκληρομέτρησης και επομένως η φαινόμενη σκληρότητα επηρεάζεται από τις παραμένουσες τάσεις και κατά συνέπεια μπορεί να χρησιμεύσει για το χαρακτηρισμό του πεδίου των τάσεων. Έτσι, οι Suresh και Giannakopoulos[104] πρότειναν μια απλή μεθοδολογία για τον προσδιορισμό των παραμενουσών τάσεων από πειράματα σκληρομέτρησης με αιχμηρό εντυπωτή. Οι βασικές παραδοχές του μοντέλου είναι:

- το ελαστικό ίσο-διαξονικό πεδίο παραμενουσών τάσεων είναι ομοιόμορφο στο βάθος επίδρασης του εντυπωτή
- ένα διαξονικό πεδίο τάσεων στην περιοχή του αποτυπώματος θα είναι ισοδύναμο με την υδροστατική τάση συν έναν εφελκυστικό όρο τάσης.

Στη συνέχεια μελέτησαν την επίδραση μιας παραμένουσας τάσης στην καμπύλη σκληρομέτρησης και υπολόγισαν την παραμένουσα τάση λαμβάνοντας υπόψιν την μεταβολή της επιφάνειας επαφής. Στην περίπτωση εφελκυστικών τάσεων, προτειναν την εξίσωση:

$$\frac{A_{a, free}}{A_{a, R}} = \left(1 - \frac{\sigma_R}{H}\right) \quad (5.1)$$

όπου $A_{a, R}$ είναι η επιφάνεια επαφής υπό εφελκυστικό πεδίο τάσεων και $A_{a, free}$ η επιφάνεια επαφής ελεύθερη από πεδίο τάσεων. Στην περίπτωση θλιπτικών παραμενουσών τάσεων προτειναν την εξίσωση:

$$\frac{A_{a, free}}{A_{a, R}} = \left(1 + \frac{\sigma_R \sin \alpha}{H}\right) \quad (5.2)$$

Οι εξισώσεις (5.1), (5.2) προβλέπουν τη μη γραμμική κατανομή από τη θλίψη στον εφελκυσμό όπως έχει παρατηρηθεί σε πρότερες εργασίες [102]. Όμως, καθώς η επίδραση των τάσεων στην επιφάνεια επαφής είναι σχετικά μικρή στα πειράματα νανοσκληρομέτρησης (ο Tsui [102] απέδειξε ότι η μέγιστη αλλαγή

α	Εντυπωτής
22°	Vickers
24.7°	Berkovich
19,7°	Κωνικός

Πίνακας 5.1: Περιεχόμενη γωνία για τον αντίστοιχο εντυπωτή

στη σκληρότητα δεν είναι παραπάνω από 10 %), η μέθοδος αυτή μπορεί να έχει πρακτική εφαρμογή μόνο όταν οι τάσεις είναι πολύ υψηλές (κοντά στο όριο διαρροής) και μόνο όταν το 'pile-up' είναι έντονο. Αυτό δυσκολεύει τη χρήση της μεθόδου για πρακτικές εφαρμογές. Οι Carlsson και Larsson [107, 108] εξέτασαν τη δυνατότητα υπολογισμού ενός διαξονικού πεδίου τάσεων και παραμορφώσεων από την επιφάνεια επαφής και τη σκληρότητα σε πειράματα με αιχμηρό εντυπωτή. Στο πρώτο σχετικό άρθρο τους, παρουσιάζουν μια προσομοίωση του πειράματος με χρήση (FEM) όπου διαπιστώνουν ότι το πεδίο παραμενουσών παραμορφώσεων μπορεί να συνδεθεί με ακρίβεια με τις τιμές σκληρότητας ενώ το πεδίο παραμενουσών τάσεων με το μέγεθος της επιφάνειας εντύπωσης. Οπότε ένα πρώτο βασικό συμπέρασμα είναι ότι οι παραμενουσες θλιπτικές τάσεις ενισχύουν το μηχανισμό 'pile-up' και ως συνέπεια αυξάνουν την πραγματική επιφάνεια επαφής, ενώ οι παραμενουσες εφελκυστικές τάσεις μειώνουν την πραγματική επιφάνεια επαφής. Ως συνέπεια, για σκληρομετρήσεις με αιχμηρό εντυπωτή ένα νέο μέγεθος μπορεί να οριστεί c^2 που είναι ο λόγος A (της πραγματικής επιφάνειας επαφής ενός δείγματος που παρουσιάζει 'pile-up' ή 'sink-in') προς A_{nom} (την φαινόμενη επιφάνεια επαφής μετρούμενη απευθείας από το μέγιστο βάθος διείδυσης χωρίς τον συνυπολογισμό του μεγέθους 'pile-up' ή 'sink-in' κατά μήκος του συνόρου επαφής). Δηλαδή,

$$c^2(\epsilon_R, \sigma_R) = \frac{A}{A_{nom}} = c^2(\epsilon_R, \sigma_R = 0) - 0.32 \ln\left(1 + \frac{\sigma_R}{\sigma}\right) \quad (5.3)$$

Στην εξίσωση αυτή, το σ είναι το όριο διαρροής για ένα ελαστικό-πλήρως πλαστικό υλικό και η τασική ροή σε μια δεδομένη παραμόρφωση υπό παραμενουσες τάσεις για ένα υλικό που έχει υποστεί ενδοτράχυνση. Επειδή η ποσότητα $c^2(\epsilon_R, \sigma_R = 0)$ είναι κοντά στη μονάδα στις περισσότερες περιπτώσεις (σημαντικό pile-up ή sink-in δεν μπορεί να αναπτυχθεί χωρίς παραμενουσες τάσεις) η εξίσωση (5.3) μπορεί να απλοποιηθεί χρησιμοποιώντας μια προσέγγιση πρώτης-τάξης (π.χ ο λόγος $\frac{\sigma_R}{\sigma}$ είναι πολύ μικρός):

$$c^2(\epsilon_R, \sigma_R) = 1 - 0.32 \frac{\sigma_R}{\sigma} \quad (5.4)$$

Αν υποθέσουμε ότι $H = 3\sigma_Y$ [31], ο δεξής όρος της εξίσωσης (5.4) είναι πολύ κοντά σε αυτόν της εξίσωσης (5.1) που προτάθηκε από τους Suresh και Γιαν-

νακόπουλο. Όμως, αντίθετα με τους Suresh και Giannakopoulos, οι Carlsson και Larsson δεν έθεσαν την κάθετη συνιστώσα της τάσης ίση με μηδέν, και αντ' αυτού, πρότειναν τη χρήση της τάσης διαρροής που αντιστοιχεί στην αντιπρωσοπευτική παραμόρφωση $\sigma(\epsilon_R)$. Στο άρθρο που ακολούθησε την πρώτη τους εργασία [108], διερεύνησαν πειραματικά την εφαρμογή της εξίσωσης (5.3), αν και δεν παρείχαν μια αναλυτική λύση του γενικευμένου προβλήματος των παραμενουσών τάσεων. Οι Lee et al. [109, 110, 111] μετέτρεψαν την ιδέα των Suresh και Giannakopoulos[104] εισάγοντας την επίδραση του διαξονικού πεδίου τάσεων ως την κάθετη συνιστώσα του τανυστή των τάσεων σύμφωνα με τη σχέση:

$$\begin{bmatrix} \sigma_R & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_R & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{2/3}{\sigma_R} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{2/3}{\sigma_R} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{2/3}{\sigma_R} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \frac{1/3}{\sigma_R} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1/3}{\sigma_R} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{-2/3}{\sigma_R} \end{bmatrix} \quad (5.5)$$

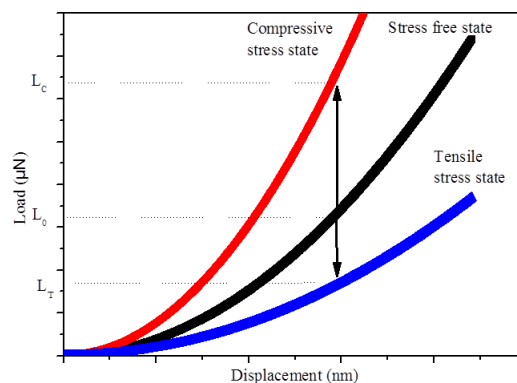
Η συνιστώσα τάσης παράλληλα στον άξονα της σκληρομέτρησης στον αποκλίνων τανυστή ($\sigma_{zz} = \frac{-2\sigma_R}{3}$) επηρεάζει άμεσα την πλαστική παραμόρφωση λόγω της σκληρομέτρησης. Έτσι, απέδειξαν ότι η συνεισφορά ενός διαξονικού πεδίου παραμενουσών τάσεων στην δύναμη της σκληρομέτρησης P_R μπορεί να οριστεί από τον τανυστή της εξίσωσης (5.5), ως εξής:

$$P_R = \frac{2}{3}\sigma_R A_C \quad (5.6)$$

Στην παραπάνω εξίσωση, P_R είναι η συνεισφορά στη δύναμη σκληρομέτρησης εξαιτίας των παραμενουσών τάσεων και μπορεί να υπολογιστεί πειραματικά ως η διαφορά στη δύναμη P μεταξύ των περιοχών ελευθέρων τάσεων και αυτών υπό τάση σε ένα δεδομένο βάθος διείδυσης (Σχήμα 5.1). Σε υπολογισμούς που ακολούθησαν [112, 113], επέκτειναν και βελτίωσαν το μοντέλο για γενικευμένα πεδία παραμενουσών τάσεων εισάγοντας το λόγο (κ) ως το λόγο της μικρής συνιστώσας της τάσης προς τη μεγάλη συνιστώσα της τάσης (κατά μέτρο) στο επίπεδο. Δηλαδή

$$P_R = \frac{-(1+\kappa)}{3}\sigma_R^x \sigma_R A_C \quad (5.7)$$

Επαληθεύτηκε από πειράματα ότι η σχέση αυτή βρίσκεται σε καλή προσέγγιση με τα αποτελέσματα. Ίσως το μοντέλο αυτό έχει την πιο διαδεδομένη εφαρμογή στην πράξη. Αυτό εξηγείται από το γεγονός ότι τα πειράματα μικροσκληρομέτρησης σε υψηλά φορτία (σε αντίθεση με τη νανοσκληρομέτρηση) παρατίθενται εκτεταμένα στις ερευνητικές τους εργασίες και επομένως η μικρή σχετικά μετατόπιση της καμπύλης νανοσκληρομέτρησης μπορεί να μεγυνθηθεί. Είναι σημαντικό να αναφέρουμε ότι υπάρχουν προβλήματα και στα τρία μοντέλα

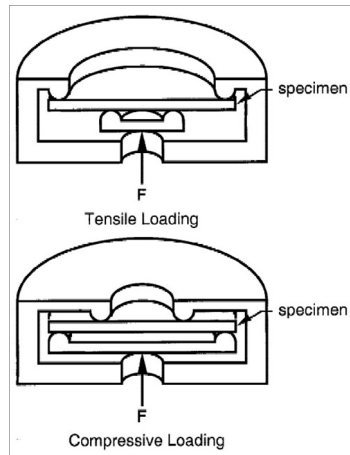


Σχήμα 5.1: Καμπύλες φόρτισης-αποφόρτισης για εφελκυστικό, θλιπτικό και ελεύθερο πεδίο τάσεων [3].

εξαγωγής παραμενουσών τάσεων από καμπύλες σκληρομέτρησης που αναφέρθηκαν. Τα μοντέλα των Suresh και Γιαννακόπουλου [104] και των Carlsson και Larsson [107, 108] περιορίζονται σε ένα ίσο διαξονικό πεδίο τάσεων. Το μοντέλο των Lee et al. [112, 113] παρέχει μια μέθοδο ώστε να ληφθεί υπόψη το γενικευμένο διαξονικό πρόβλημα παραμενουσών τάσεων, ωστόσο δεν προβλέπει την ευρέως γνωστή μη γραμμικότητα από την κατάσταση εφελκυσμού στη θλίψη [102]. Πρόσφατα, οι Huber και Heerens [114] εντόπισαν αυτά τα μειονεκτήματα και πρότειναν μια εναλλακτική μέθοδο βασιζόμενοι στη σφαιρική σκληρομέτρηση και στο κριτήριο ροής J_2 του von Mises.

5.2 Μοντέλα για Σφαιρικούς Εντυπωτές

Επειδή η επίδραση των παραμενουσών τάσεων στη σκληρομέτρηση με πυραμιδικό εντυπωτή είναι γενικά μικρή, οι Taljhat και Pharr [115] ανέπτυξαν μεθόδους για τον υπολογισμό παραμενουσών τάσεων με σφαιρικό εντυπωτή. Προσομοιώσεις σφαιρικών σκληρομετρήσεων με τη μέθοδο των πεπερασμένων στοιχείων έδειξαν ιδιαίτερη επίδραση ενός ίσο διαξονικού πεδίου στην καμπύλη σκληρομέτρησης φορτίου-μετατόπισης ($P - h$), αλλά μόνο στην περιοχή έλαστοπλαστικής μετάβασης. Για να διαπιστωθεί αν είναι ή όχι πειραματικά μετρήσιμη η επίδραση των παραμενουσών τάσεων, Swadener et al. διεξήγαγαν νανόσκληρο-



Σχήμα 5.2: Σχηματική αναπαράσταση αξονοσυμμετρικής κάμψης [4].

μετρήσεις με σφαιρικό εντυπωτή σε λειασμένους δίσκους διαφόρων κραμάτων αλουμινίου στα οποία μπορούσαν να ασκηθούν τάσεις γνωστές σε ίσο-διαξονικό εφελκυσμό ή θλίψη (Σχήμα 5.2). Διαπίστωσαν ότι εφελκυστικές τάσεις μετατοπίζουν την καμπύλη σκληρομέτρησης φορτίου-μετατόπισης ($P - h$) σε μεγαλύτερα βάθη ενισχύοντας την πλαστικότητα, ενώ οι θλιπτικές παραμένουσες τάσεις έχουν ακριβώς το αντίστροφο αποτέλεσμα. Βασιζόμενοι σ' αυτές τις παρατηρήσεις οι Swadener et al. [4] ανέπτυξαν δυο μεθόδους για τον υπολογισμό παραμενουσών τάσεων με σφαιρικό εντυπωτή. Η πρώτη μέθοδος βασίζεται στο γεγονός ότι το βάθος διείδυσης στο οποίο εμφανίζεται η διαρροή περιγράφεται από τη θεωρία του Herz για τη μηχανική των επαφών. Για σφαιρική σκληρομέτρηση πλήρως ελαστική (για επαφή τύπου Herz), η μέση πίεση p_m ή η τάση επαφής σ_c μεταξύ του εντυπωτή και του δείγματος μπορεί να περιγραφεί από τη σχέση:

$$p_m = \frac{P_{max}}{\pi\alpha^2} = \frac{4E_r\alpha}{3\pi R} \quad (5.8)$$

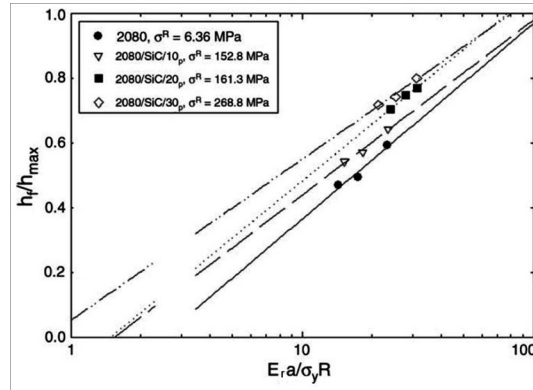
όπου R είναι η ακτίνα του εντυπωτή, E_r το σύνθετο μέτρο ελαστικότητας και α η ακτίνα επαφής που υπολογίζεται από τον τύπο:

$$\alpha = \sqrt{2Rh_c - h_c^2} \quad (5.9)$$

όπου το βάθος επαφής h_c για σφαιρικό εντυπωτή μπορεί να υπολογιστεί ως εξής:

$$h_c = \frac{h_{max} + h_f}{2} \quad (5.10)$$

Οι ποσότητες h_{max} , h_f μπορούν να υπολογιστούν απευθείας από την καμπύλη φορτίου-μετατόπισης. Προτείνεται όμως ότι το παραμένον βάθος διείδυσης

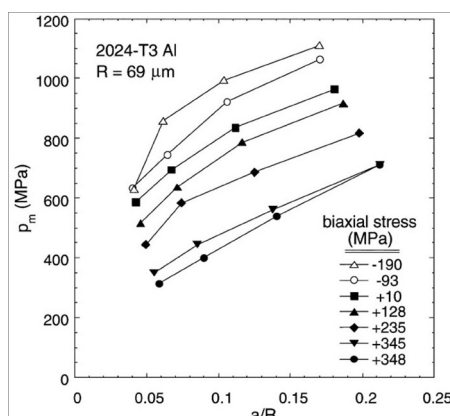


Σχήμα 5.3: Η ελαστική ανάκαμψη σαν συνάρτηση του αδιάστατου πλαστικού δείκτη [5].

h_f μετά την αποφόρτιση μπορεί να υπολογιστεί προσεγγίζοντας πολυωνυμικά το πάνω 90% τμήμα της καμπύλης. Για τον υπολογισμό της μέσης πίεσης p_m στη αρχή της διαρροής, είναι απαραίτητο να γίνει η γραφική παράσταση του λόγου του εναπομείναντος βάθους διείδυσης προς το μέγιστο βάθος διείδυσης $\frac{h_f}{h_{max}}$ με τον αδιάστατο δείκτη πλαστικότητας $\frac{E_r \alpha}{\sigma_Y R}$ [47], σε διάφορα φορτία σκληρομέτρησης. Η τιμή $\frac{h_f}{h_{max}} = 0$ αντιπροσωπεύει την πλήρως ελαστική παραμόρφωση, ο δείκτης πλαστικότητας στην τιμή $\frac{h_f}{h_{max}} = 0$ αντιστοιχεί στην έναρξη της πλαστικής παραμόρφωσης και χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό της ακτίνας επαφής στο σημείο έναρξης της διαρροής a_0 . Τόσο αριθμητικά όσο και πειραματικά αποτελέσματα έχουν δείξει ότι υπάρχει μια σχεδόν γραμμική σχέση ανάμεσα στις ποσότητες και σε ένα μεγάλο εύρος της ελαστο-πλαστικής μετάβασης. Στο Σχήμα, φαίνεται ένα παράδειγμα της γραμμικής σχέσης που προέκυψε πειραματικά από τους Oliver et al. [5]. Έτσι που προεκτείνοντας το διάγραμμα των $\log(\frac{E_r \alpha}{\sigma_Y R})$, $\frac{h_f}{h_{max}}$ έως την τιμή μηδέν μπορεί να υπολογιστεί η τιμή a_0 . Στο όριο διαρροής, ο Johnson [47] έδειξε χρησιμοποιώντας είτε το κριτήριο του Tresca ή του von Mises ότι ο λόγος της σκληρότητας H προς τη τάση διαρροής είναι περίπου 1.07. Σε ένα ίσο-διαξονικό πεδίο παραμενουσών τάσεων σ_R , οι Taljhat και Pharr [115] απέδειξαν βασιζόμενοι σε μεθόδους πεπερασμένων στοιχείων ότι η αρχή της διαρροής προκύπτει από υπέρθεση των διαξονικών τάσεων και των τάσεων τύπου Hertz. Καθώς η διαρροή αρχίζει κάτω από την επιφάνεια κατά τον άξονα διαρροής και σύμφωνα με την ανάλυση του Johnson έχουμε:

$$P_m = 1.07(\sigma_Y - \sigma_R) \quad (5.11)$$

$$\frac{\sigma_R}{\sigma_Y} = 1 - \frac{3.72 E_r \alpha_0}{3\pi \sigma_Y R} \quad (5.12)$$



Σχήμα 5.4: Καμπύλες τάσεις-παραμόρφωσης από σφαιρικό εντυπωτή για κράμα AA2024 – T3 [6].

Συνεπώς, αν η τάση διαρροής είναι γνωστή, οι παραμένουσες τάσεις μπορούν να υπολογιστούν μέσω της ποσότητας $\frac{\alpha_0}{\sigma_Y R}$. Οι δυσκολίες με αυτή τη μέθοδο είναι ότι η τάση διαρροής πρέπει να είναι γνωστή ανεξάρτητα μέσω άλλου πειράματος. Επίσης, απαιτείται η χρήση εντυπωτή με αρκετά μεγάλη ακτίνα. Η δεύτερη μέθοδος των Swadener et al. [4] βασίζεται σε μια εμπειρική σχέση μεταξύ της μέσης πίεσης p_m και του αδιάστατου όρου $\frac{\alpha}{\sigma_Y R}$. Παράδειγμα εφαρμογής αυτής της μεθόδου φαίνεται στην εικόνα 5.4 σε κράμα AA 2024-T3. Μπορεί να διαπιστωθεί από την εικόνα 5.4 ότι για ένα δεδομένο ίσο-διαξονικό πεδίο τάσεων, η τάση αυξάνεται σταδιακά με τον αδιάστατο όρο $\frac{\alpha}{R}$, όπως αναμένεται αφού η αύξηση του όρου σημαίνει ότι ο εντυπωτής εισέρχεται βαθύτερα στο δείγμα. Το σχήμα μπορεί να αντιστοιχηθεί σε μια καμπύλη τάσης παραμόρφωσης από πείραμα σκληρομέτρησης με σφαιρικό εντυπωτή όπου η τάση εκφράζεται από την ποσότητα p_m και η παραμόρφωση από την $\frac{\alpha}{R}$. Η σημαντική παρατήρηση είναι ότι τα διαγράμματα μετατοπίζονται κατακόρυφα στο διάγραμμα σε ποσότητα ίση με την παραμένουσα διαξονική τάση. Οπότε είναι δυνατό να καταλήξουμε στη σχέση:

$$p_m + \sigma_R = C \sigma_f \quad (5.13)$$

Μέσω της σχέσης αυτής είναι δυνατό να υπολογισθούν οι παραμένουσες τάσεις με σχετική ακρίβεια της τάξης 10%-20%. Πρόσφατα, οι Ολιας et al. [5] αναφέρουν ότι οι παραμένουσες τάσεις στην επιφάνεια κράματος αλουμινίου ενισχυμένο με καρβίδια του πυριτίου μπορούν να υπολογιστούν με ακρίβεια με τη χρήση της μεθόδου.

5.3 Όριο Διαρροής και Συντελεστής Κράτυνσης Συγκολλημένων Κραμάτων Αλουμινίου με την Τεχνική της Συγκόλλησης δια Τριβής μέσω Ανάδευσης

Ο Gao [116] προτείνει την εφαρμογή της σχέσης $\frac{H}{\sigma_y} = \frac{2}{3} + \frac{1}{2}(\frac{1}{3}\frac{E}{\sigma_y} \cot(\lambda))^n$

$$+ \frac{2}{3n} [(\frac{1}{3}\frac{E}{\sigma_y} \cot(\lambda))^n - 1] - \frac{12c}{5Ea^2} [(\frac{3}{4}\frac{E}{\sigma_y} \cot(\lambda)) - (\frac{1}{3}\frac{E}{\sigma_y} \cot(\lambda))^{-2/3}] \quad (5.14)$$

για τη μελέτη του συντελεστή ενδοτράχυνσης ενός υλικού με κωνική σκληρομέτρηση. Εισάγοντας όμως τη σκληρότητα σαν συνάρτηση της επιφάνειας επαφής είναι δυνατή η έκφραση της εφαρμοσμένης δύναμης σαν συνάρτηση του βάθους διείσδυσης όπως προτάθηκε από τους Giannakopoulos et al., Larsson et al., Giannakopoulos και Larsson, Briscoe et al. και Bilodeau [117, 98, 80, 118, 78] όπου ο συντελεστής αναλογίας παίρνει διαφορετικές μορφές ανάλογα με τους συγγραφείς. Εν αντιθέσει μ' αυτούς, οι Zeng και Chiu [119] εισήγαγαν μια σταθερά P_0 για να έχουν μια καλύτερη προσέγγιση του δευτέρου τμήματος της καμπύλης φόρτισης:

$$P = P_0 + Ch^2 \quad (5.15)$$

όπου P_0 και C μετρούνται από τα πειραματικά δεδομένα και αντιστοιχούν σε αυτό το τμήμα της καμπύλης. Επίσης, λαμβάνοντας υπόψιν τη σχέση μεταξύ σκληρότητας, φορτίου και βάθους διείσδυσης είναι δυνατή η μετατροπή της σχέσης 5.14 εκφράζοντας το φορτίο ως συνάρτηση του μεγίστου βάθους διείσδυσης. Ο δεύτερος όρος της εξίσωσης 5.14 αντιστοιχεί στον όρο P_0 . Οπότε, καταλήγουμε στην έκφραση:

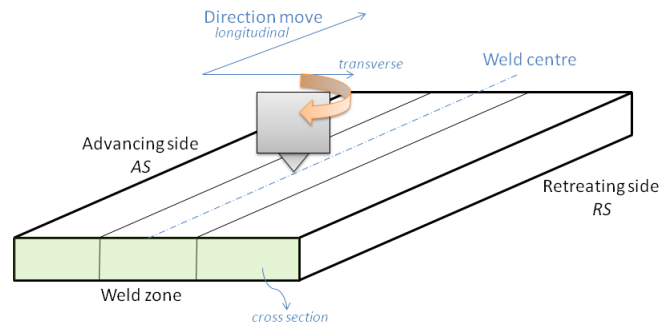
$$P = P_0 + 26.43\sigma_y \left\{ \frac{2}{3} + \frac{1}{2} \left(\frac{E}{3\sigma_y} \cot(\lambda) \right)^n + \frac{2}{3n} \left[\left(\frac{E}{3\sigma_y} \cot(\lambda) \right)^n - 1 \right] \right\} h^2 \quad (5.16)$$

Προσεγγίζοντας τις καμπύλες του φορτίου σαν συνάρτηση του τετραγώνου του βάθους με χρήση της εξίσωσης 5.16, υπολογίζεται το όριο διαρροής, σ_y , και ο συντελεστής ενδοτράχυνσης, n .

5.4 Η Τεχνική της Συγκόλλησης δια Τριβής μέσω Ανάδευσης

Στον τομέα των μεταφορών και στις βιομηχανικές εφαρμογές, τα ελαφριά κράματα υφίστανται σημαντικές μηχανικές καταπονήσεις κάτω από διάφορες φορτίσεις

και χρόνικες συνθήκες φόρτισης. Πιο συγκεκριμένα, οι υψηλές απαιτήσεις μηχανικής αντοχής και λόγω αντοχής προς βάρος αυτών των υλικών έχουν οδηγήσει σε εντατικοποίηση της έρευνας. Τα κράματα αλουμινίου προσφέρουν μεγάλες δυνατότητες για τη μείωση του βάρους των κατασκευών και των μέσων μεταφοράς. Το κράμα AA6082-T6 (AA: που παρέχεται από την Aluminum Association) είναι ένα υψηλής αντοχής Al-Mg-Si κράμα με περιεκτικότητα σε Mn για την αύξηση της ολκιμότητας και της ανθεκτικότητας. Η κατάσταση T6 επιτυγχάνεται μέσω τεχνητής γήρανσης σε θερμοκρασία 170-200 C°, κυρίως για εφαρμογές συγκόλλησης [120]. Το κράμα AA5083-H111 είναι ένα Al-Mg κράμα που μπορεί να χαρακτηριστεί ως επεξεργασμένο προϊόν με εξαιρετική αντοχή στη διάβρωση. Η κατάσταση H111 αποκτάται μέσω τόσο ψυχρής σκλήρυνσης όσο και μερικής ανόπτησης. Ειδικότερα, τα δύο κράματα βρίσκουν εφαρμογές στη ναυπηγική βιομηχανία [121]. Η αυξανόμενη σημασία των κραμάτων αλουμινίου στον τομέα των μεταφορών απαιτεί έρευνα για πιο αποτελεσματικές και αξιόπιστες μεθόδους συγκόλλησης. Η συγκόλληση δια τριβής μέσω ανάδευσης (FSW) είναι μια στερεάς κατάστασης διαδικασία συγκόλλησης, η οποία αναδεικνύεται ως εναλλακτική τεχνική που θα χρησιμοποιηθεί σε υψηλής αντοχής κράματα που ήταν δύσκολο να ενωθούν με τις συμβατικές τεχνικές. Αυτή η τεχνική συγκόλλησης αναπτύχθηκε αρχικά για τα κράματα αλουμινίου, αλλά χρησιμοποιείται ευρύτατα και για άλλα υλικά. Η αλληλεπίδραση του περιστρεφόμενου εργαλείου με τα κομμάτια εργασίας δημιουργεί δομικά μια περιοχή συγκόλλησης μέσω της θερμότητας λόγω τριβής και της πλαστικής παραμόρφωσης σε θερμοκρασίες κάτω από τη θερμοκρασία τήξης των κραμάτων που συγκολλήθηκαν. Η επαφή με το περιαυχένιο άγει θερμότητα μέσω τριβής στην περιοχή της συγκόλλησης και αποτρέπει σε μεγάλο βαθμό την αποβολή πλαστικοποιημένου υλικού κατά τη διάρκεια της λειτουργίας συγκόλλησης. Η συνδυασμένη παροχή θερμότητας μέσω τριβής από τον πείρο και το περιαυχένιο δημιουργεί μια πλαστικοποιημένη ζώνη γύρω από το βυθισμένο πείρο και την επιφάνεια επαφής των προς συγκόλληση τεμαχίων με την επιφάνεια του περιαυχενίου. Υλικό ρέει γύρω από το εργαλείο και καθώς το εργαλείο συγκόλλησης κινείται προς την κατεύθυνση της συγκόλλησης επιβάλλει στο πλαστικοποιημένο υλικό να κινηθεί από τα μπροστά προς το πίσω μέρος του πείρου. Με τον τρόπο αυτό δημιουργούνται δυο διαφορετικές πλευρές στο συγκολλημένο υλικό: η προωθούμενη (advancing site) και η υποχωρούσα (retreating side) πλευρά. Παρά το έντονο ενδιαφέρον στις δυνατότητες που προσφέρονται από την τεχνική, τα δεδομένα σχετικά με τη μηχανική συμπεριφορά των συγκολλήσεων που λαμβάνονται με τη χρήση της διαδικασίας αυτής εξακολουθούν να σπανίζουν. Η είσοδος θερμότητας (το μεγαλύτερο μέρος της παράγεται από την τριβή μεταξύ του περιαυχενίου του εργαλείου και των υλικών που θα ενωθούν) αυξάνει με την αύξηση της ταχύτητα περιστροφής και με τη μείωση της ταχύτητας συγκόλλησης. Χαμηλή θερμική παροχή προκαλεί διακεκομμένη



Σχήμα 5.5: Χαρακτηριστική γεωμετρία συγκόλλησης δια τριβής μέσω ανάδευσης [3].

ροή υλικού και κακή ανάδευση γύρω από τον πείρο λόγω της ανεπαρκούς πλαστικοποίηση των υλικών κάτω από το περιουχένιο του εργαλείου. Από την άλλη πλευρά, η υψηλή θερμική παροχή προκαλεί τυρβώδη ροή του υλικού γύρω από τον πείρο λόγω της υπερβολικής πλαστικοποίησης του υλικού κάτω από το περιουχένιο του εργαλείου. Περαιτέρω λεπτομέρειες και ανάλυση της διαδικασίας αναφέρονται αλλού [122]. Η συχνή αστοχία των δομικών συνιστωσών της κατασκευής λόγω της σοβαρής υποβάθμισης με την πάροδο του χρόνου σε διάφορα λειτουργικά περιβάλλοντα αποτελεί σημαντικό πρόβλημα. Ειδικότερα, οι συνθήκες λειτουργίας για παράδειγμα αγωγών με κρυογονικό περιεχόμενο και η ύπαρξη ανομοιογένειας στη συγκόλληση, έχει ως αποτέλεσμα η συγκόλληση να είναι συνήθως το σημείο έναρξης της αστοχίας λόγω της μικροδομής και της μηχανικής ανομοιογένειας [123]. Έτσι, η αξιολόγηση της ασφάλειας με βάση συγκεκριμένες μηχανικές ιδιότητες σε τοπική κλίμακα είναι απαραίτητη. Μία από τις προκλήσεις για τη μελέτη των μηχανικών ιδιοτήτων τοπικά σε ένα μικρό όγκο των συγκολλημένων υλικών που παρουσιάζουν βαθμίδες μικροδομής είναι ότι οι παραδοσιακές μέθοδοι, π.χ. δοκιμή εφελκυσμού και σκληρότητας, απαιτούν ογκώδη πρότυπα δείγματα για την αξιολόγηση της μηχανικής συμπεριφορά των υλικών και κατά συνέπεια δεν είναι εφαρμόσιμες, σε αντίθεση με τη νανοσκληρομέτρηση. Σε γενικές γραμμές οι συμβατικές μη καταστρεπτικές μέθοδοι για την εξαγωγή παραμενοσών τάσεων στις περιοχές συγκόλλησης

παρουσιάζουν πολλά μειονεκτήματα σε αυτόν τον τομέα, λόγω της κακής επαναληψιμότητας, μεγάλης διασποράς των δεδομένων, πολύπλοκες διαδικασίες, ανακριβή αποτελέσματα, κλπ. [110]. Για παράδειγμα, είναι σχεδόν αδύνατο να χρησιμοποιηθεί μη καταστρεπτική μέθοδος για την εκτίμηση παραμενουσών τάσεων στη θερμικά επηρεασμένη ζώνη (HAZ), που παρουσιάζει υψηλές βαθμίδες μικροδομής [123]. Επίσης, υλικά όπως ο χάλυβας υψηλής αντοχής (π.χ. HX130) είναι ιδιαίτερα ευαίσθητα σε ρωγμές κατά τη διάρκεια της συγκόλλησης, ώστε με τα συνήθη όργανα μέτρησης και τις εγκαταστάσεις, είναι αρκετά δύσκολο να υπολογιστεί η παραμένουσα τάση στη ζώνη συγκόλλησης [124].

5.5 Παραμένουσες Τάσεις σε Συγκολλήσεις

Κατά τη διάρκεια των συγκολλήσεων τήξης με ηλεκτρικό τόξο, τα προς συγκόλληση τεμάχια θερμαίνονται τοπικά, με αποτέλεσμα η θερμοκρασιακή κατανομή τους να μην είναι ομοιόμορφη και να μεταβάλλεται με την πρόοδο της συγκόλλησης. Συνέπεια της ανομοιόμορφης αυτής κατανομής θερμοκρασιών είναι η δημιουργία θερμικών παραμορφώσεων πολύπλοκης κατανομής, τόσο στο μέταλλο συγκόλλησης όσο και στο βασικό μέταλλο. Το μέγεθος των παραμορφώσεων αυτών είναι τέτοιο που το υλικό διαρρέει πλαστικά στην περιοχή του μετάλλου συγκόλλησης. Έτσι, όταν πλέον τα συγκολλημένα τεμάχια ψυχθούν και αποκτήσουν τη θερμοκρασία του περιβάλλοντος, δεν επανέρχονται σε μηδενική εντατική κατάσταση. Οι τάσεις που παραμένουν καλούνται παραμένουσες τάσεις (residual stresses). Υπάρχουν πολλοί λόγοι, για τους οποίους είναι σημαντική η γνώση της κατανομής των παραμενουσών τάσεων σε συγκολλήσεις και σχετίζονται με την επίδραση που έχουν οι παραμένουσες τάσεις στη συμπεριφορά των συγκολλητών κατασκευών υπό την επίδραση εξωτερικών φορτίων. Για παράδειγμα, η παρουσία των παραμενουσών τάσεων μειώνει το κρίσιμο φορτίο λυγισμού συγκολλητών κατασκευών. Ακόμα, οι παραμένουσες τάσεις έχουν δυσμενή επίδραση στη δυσθραυστότητα και τη συμπεριφορά σε κόπωση και σε διαβρωτικό περιβάλλον.

5.5.1 Δημιουργία Παραμενουσών Τάσεων

Παραμένουσες τάσεις σε μεταλλικές κατασκευές μπορεί να δημιουργηθούν για διάφορους λόγους, όπως:

- Κατά τη διάρκεια εξέλασης, χύτευσης, κλπ.
- Κατά τη διάρκεια της διαμόρφωσης μεταλλικών τεμαχίων με διαδικασίες κάμψης, τórνευσης, κοπής με ψαλίδι, λείανσης με τρόχιση, κλπ.

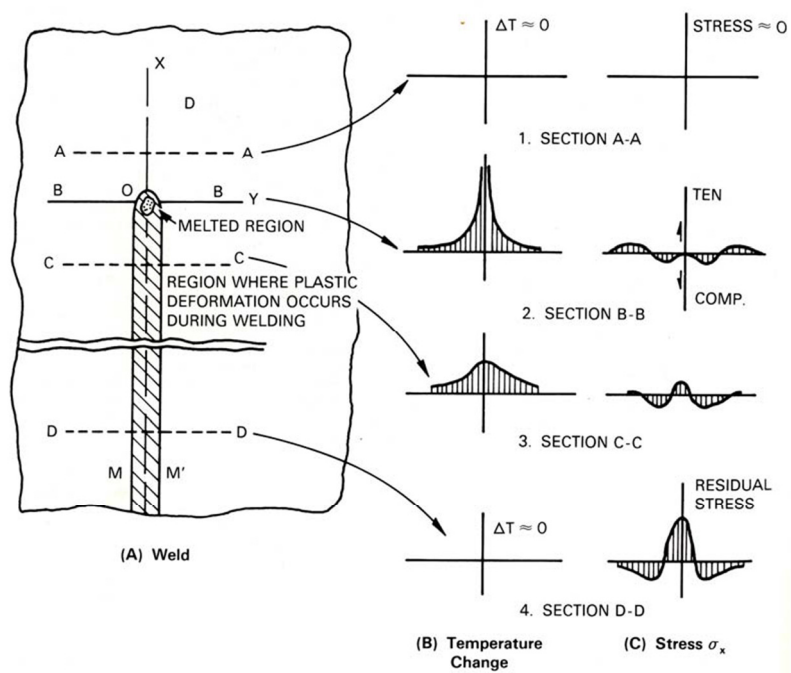
- Κατά τη διάρκεια διαδικασιών κατασκευής, όπως είναι οι συγκολλήσεις

Η χρήση θερμικών κατεργασιών κατά τη διάρκεια της κατεργασίας των μετάλλων επηρεάζει, επίσης, τις παραμένουσες τάσεις. Έτσι, για παράδειγμα, η βαφή (quenching) δημιουργεί παραμένουσες τάσεις ενώ οι θερμικές κατεργασίες χαλάρωσης τάσεων (stress relieving) τις μειώνει. Με βάση το μηχανισμό δημιουργίας τους, οι παραμένουσες τάσεις διακρίνονται:

- Τάσεις που οφείλονται σε κακή συναρμογή (structural mismatching).
- Τάσεις που οφείλονται σε ανομοιόμορφες κατανομές μη ελαστικών παραμορφώσεων, πχ πλαστικών.

5.5.2 Δημιουργία Παραμενουσών Τάσεων σε Συγκολλήσεις

Το Σχήμα 5.6 παριστάνει σχηματικά τις μεταβολές θερμοκρασιών και τάσεων που συμβαίνουν κατά τη διάρκεια συγκολλήσεων. Η συγκεκριμένη περίπτωση αναφέρεται στην απόθεση μιας στρώσης συγκόλλησης στην επιφάνεια ενός ελάσματος (bead-on-plate weld) κατά μήκος του άξονα x . Το τόξο συγκόλλησης κινείται με ταχύτητα v και, τη χρονική στιγμή που παρίσταται στο Σχήμα 5.6, καταλαμβάνει τη θέση 0. Το Σχήμα 5.6β δείχνει την κατανομή της θερμοκρασίας στην επιφάνεια του ελάσματος κατά μήκος διαφόρων εγκάρσιων τομών. Στην τομή A-A, που βρίσκεται αρκετά μπροστά από το τόξο, η θερμοκρασιακή μεταβολή λόγω συγκόλλησης είναι πρακτικά μηδέν. Στην τομή B-B, που διασχίζει το τόξο, η θερμοκρασιακή μεταβολή είναι απότομη και η κατανομή της ανομοιόμορφη. Στην τομή C – C, που βρίσκεται σε κάποια απόσταση από το τόξο η θερμοκρασιακή κατανομή γίνεται λιγότερο ανομοιόμορφη. Τέλος, στην τομή D – D, που βρίσκεται σε μεγάλη απόσταση πίσω από το τόξο, η θερμοκρασιακή μεταβολή της συγκόλλησης έχει πάλι εκμηδενιστεί. Το Σχήμα 5.6γ δείχνει την κατανομή των τάσεων σ_x στις ίδιες εγκάρσιες τομές. Σημειώνεται, ότι στην πραγματικότητα αναπτύσσονται και τάσεις σ_y και τ_{xy} , που, όμως δεν εμφανίζονται στο σχήμα. Στην τομή A-A, οι θερμικές τάσεις λόγω της συγκόλλησης είναι αμελητέες. Η κατανομή των τάσεων στην τομή B-B φαίνεται στο Σχήμα 5.6γ-2. Επειδή το τηγμένο μέταλλο δε μπορεί να συγκρατήσει φορτία, η τάση στην περιοχή αυτή είναι σχεδόν μηδενική. Σε περιοχές που γειτονεύουν με το τηγμένο μέταλλο οι τάσεις είναι θλιπτικές, επειδή η διαστολή του μετάλλου εκεί εμποδίζεται από το υπόλοιπο υλικό που έχει χαμηλότερη θερμοκρασία. Επειδή στις περιοχές αυτές η θερμοκρασία είναι πολύ υψηλή, και επομένως η τάση διαρροής του υλικού πολύ χαμηλή, οι αναπτυσσόμενες θερμικές τάσεις έχουν μέγιστη τιμή ίση προς το όριο διαρροής στην αντίστοιχη



Σχήμα 5.6: Σχηματική παράσταση μεταβολών θερμοκρασίας και τάσης κατά τη διάρκεια συγκολλήσεων

θερμοκρασία. Το μέγεθος των θλιπτικών τάσεων φτάνει ένα μέγιστο όσο η απόσταση από τη συγκόλληση αυξάνεται, δηλαδή όσο η θερμοκρασία μειώνεται. Καθώς απόμακρυνόμαστε, όμως, από τη συγκόλληση, οι τάσεις μετατρέπονται σε εφελκυστικές για λόγους ισορροπίας. Οι τάσεις στην τομή $C - C$ έχουν την κατανομή που δείχνει το Σχήμα 5.6γ-3. Επειδή το μέταλλο συγκόλλησης και η περιοχή του βασικού μετάλλου που γειτονεύει με αυτό έχουν αρχίσει να ψύχονται, τείνουν να συσταλούν. Η συστολή, όμως, αυτή εμποδίζεται από τη μάζα του υπολοίπου υλικού που βρίσκεται ακόμη στο στάδιο της θέρμανσης, με αποτέλεσμα τη δημιουργία εφελκυστικών τάσεων. Καθώς η απόσταση από τη συγκόλληση αυξάνεται, οι τάσεις μετατρέπονται σε θλιπτικές και, κατόπιν, πάλι σε εφελκυστικές. Το Σχήμα 5.6γ-4 δείχνει την κατανομή των τάσεων στην τομή $D - D$. Υψηλές εφελκυστικές τάσεις παρατηρούνται στην περιοχή γύρω από τη συγκόλληση, ενώ θλιπτικές τάσεις παρατηρούνται σε απομακρυσμένες περιοχές. Η κατανομή αυτή είναι η συνηθισμένη κατανομή παραμενουσών τάσεων που δημιουργείται σε συγκολλήσεις. Η διαγραμματισμένη ζώνη MM' του Σχήματος 5.6α δείχνει την περιοχή όπου αναπτύχθηκαν πλαστικές παραμορφώσεις κατά τη διάρκεια της συγκόλλησης.

5.5.3 Μέτρηση Παραμενουσών Τάσεων σε Συγκολλήσεις

Πολλές μέθοδοι έχουν χρησιμοποιηθεί κατά καιρούς για τη μέτρηση των παραμενουσών τάσεων σε συγκολλήσεις, από τις οποίες άλλες είναι καταστρεπτικές και άλλες μη καταστρεπτικές. Οι κυριότερες από τις μεθόδους αυτές κατατάσσονται στις ακόλουθες ομάδες, ανάλογα με τις βασικές αρχές στις οποίες στηρίζονται:

- Τεχνικές χαλάρωσης των τάσεων (stress relaxation techniques), για παράδειγμα με χρήση επιμηγνυσιομέτρων ηλεκτρικής αντίστασης ή μηχανικών
- Τεχνικές διάθλασης ακτίνων X (X-ray diffraction)
- Τεχνικές βασιζόμενες σε ιδιότητες που εξαρτώνται από την τιμή των τάσεων (stress-sensitive properties)
- Τεχνικές ρηγμάτωσης (cracking techniques)

Στις τεχνικές χαλάρωσης των τάσεων, οι παραμένουσες τάσεις υπολογίζονται με μέτρηση της μεταβολής της ελαστικής παραμόρφωσης που προκύπτει σαν αποτέλεσμα του τεμαχισμού του δοκιμίου ή της αφαίρεσης με κοπή ενός τεμαχίου από το δοκίμιο. Στις περισσότερες περιπτώσεις η μέτρηση γίνεται με

τη βοήθεια επιμηκυνσιομέτρων (strain gages) είτε μηχανικών είτε ηλεκτρικής αντίστασης. Ανάλογα με τον απαιτούμενο από τη μέθοδο τρόπο κοπής, άλλες τεχνικές εφαρμόζονται σε ελάσματα, άλλες σε σωλήνες κλπ. Είναι, όμως, δυνατή η μέτρηση της μεταβολής της ελαστικής παραμόρφωσης κατά τη διάρκεια της χαλάρωσης των τάσεων και με άλλους τρόπους, όπως π.χ. με τη βοήθεια εύθραστων επικαλύψεων (brittle coatings), δικτυωτών συστημάτων (grid systems) ή φωτοελαστικότητας. Το βασικό μειονέκτημα των περισσότερων μεθόδων είναι ότι έχουμε μερική ή ολική καταστροφή του δοκιμίου. Οι τεχνικές, όμως, αυτές είναι οι ευρύτερα χρησιμοποιούμενες λόγω της μεγάλης τους πιστότητας. Σε μέταλλα που έχουν χρυσσταλλική δομή, οι ελαστικές παραμορφώσεις είναι δυνατόν να βρεθούν με μέτρηση της παραμέτρου πλέγματος (lattice parameter) με την τεχνική της διάθλασης των ακτίνων Q . Δεδομένου ότι η παράμετρος πλέγματος ενός μετάλλου στην αφόρτιστη κατάσταση είναι γνωστή, οι ελαστικές παραμορφώσεις μπορούν να μετρηθούν χωρίς καταστροφή του δοκιμίου. Η μέτρηση γίνεται είτε με ακτινογραφίες Q (X-ray film) είτε με χρήση διαθλασίμετρου (diffractometer). Με τις τεχνικές αυτές είναι δυνατή η μέτρηση επιφανειακών τάσεων σε περιοχή βάρους μέχρι $0.025mm$ και διαμέτρου $0.0025mm$. Το μεγάλο μειονέκτημα της μεθόδου είναι ότι είναι χρονοβόρα, ενώ και για την ακρίβεια της μεθόδου υπάρχουν ερωτηματικά, ιδιαίτερα σε μέταλλα που έχουν υποστεί παραμόρφωση της ατομικής τους δομής λόγω προηγούμενων θερμικών κατεργασιών. Έχουν γίνει ακόμα προσπάθειες μέτρησης των παραμενουσών τάσεων σε μέταλλα με έμμεσο τρόπο, μετρώντας τις μεταβολές των φυσικών ιδιοτήτων του υλικού που εξαρτώνται από την επιβαλλόμενη τάση. Από τις προταθείσες τεχνικές ξεχωρίζουν εκείνες των υπερήχων και της σκληρότητας. Η τεχνική με υπερήχους (ultrasonic technique) γίνεται είτε με πολωμένα υπερηχητικά κύματα (polarized ultrasonic waves), που βασίζεται στη μεταβολή της γωνίας πόλωσης με την τάση, είτε με χρήση του γεγονότος ότι η απορρόφηση των υπερηχητικών κυμάτων είναι συνάρτηση της τάσης. Η τεχνική της σκληρότητας βασίζεται στην μεταβολή της σκληρότητας του υλικού σαν συνάρτηση της τάσης. Οι τεχνικές αυτές παρουσιάζουν δυσκολίες ως προς την εφαρμογή στην πράξη. Τέλος, έχουν αναπτυχθεί και τεχνικές που βασίζονται στην παρατήρηση της φύσης των ρωγμών σε συγκολλητά δοκίμια. Οι ρωγμές αυτές δημιουργούνται με έκθεση των συγκολλήσεων σε διαβρωτικό περιβάλλον και εφαρμογή εξωτερικών φορτίων. Όλες, όμως αυτές οι τεχνικές μπορούν να εφαρμοστούν για ποιοτική μόνο έρευνα. Στη συνέχεια παρουσιάζουμε τη τεχνική διάθλασης ακτίνων X.

5.5.4 Τεχνική Διάθλασης Ακτίνων X

Κάτω από την επίδραση εσωτερικών ή εξωτερικών δυνάμεων παρατηρείται παραμόρφωση της χρυσταλλικής δομής των υλικών, άρα μεταβολή των ενδοατο-

μικρών τους αποστάσεων. Όταν η παραμόρφωση υπερβεί το όριο ελαστικότητας, λαμβάνει χώρα πλαστική παραμόρφωση που οφείλεται στην ολίσθηση των πλεγματοικών επιπέδων μεταξύ τους. Σε κάθε περίπτωση, πάντως, η μεταβολή της ενδοατομικής απόστασης είναι ανάλογη της επιβαλλόμενης τάσης. Η τεχνική μέτρησης παραμενουσών τάσεων με ακτίνες είναι της ίδιας τάξης μεγέθους με την ενδοατομική απόσταση σε μεταλλικούς κρυστάλλους (περίπου 1Å). Το μικρό μήκος κύματος των ακτίνων καθιστά δυνατή τη διείσδυσή τους στο κρυσταλλικό πλέγμα κατά ένα ποσοστό και την ανάκλασή τους πάνω στα πλεγματοικά επίπεδα. Έστω επίπεδο μονοχρωματικό κύμα που προσπίπτει στα ατομικά επίπεδα μετάλλου κατά τη διεύθυνση AB, όπως δείχνει το Σχήμα 5.7. Οι ανακλώμενες ακτίνες από διαδοχικά παράλληλα ατομικά επίπεδα ενισχύονται σε μια κατεύθυνση, τη BC, που είναι η κατεύθυνση διάθλασης. Συγκεκριμένα, οι διευθύνσεις ABC και DFH του Σχήματος 5.7 αντιπροσωπεύουν τις τροχιές που διανύουν σημεία στο μέτωπο του κύματος, τα οποία διεγείρουν άτομα στα σημεία B και F δυο διαδοχικών επιπέδων. Ενίσχυση στην κατεύθυνση BC (ή FH) προϋποθέτει ότι η διαφορά των δυο τροχιών (EF+FG) είναι ίση με ακέραιο αριθμό μηκών κύματος, δηλαδή ότι:

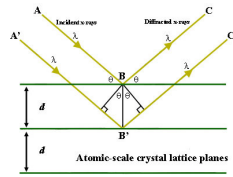
$$EF = FG = \frac{n\lambda}{2} \quad (5.17)$$

Στη γενική περίπτωση η συνθήκη διάθλασης εκφράζεται από το νόμο του Bragg:

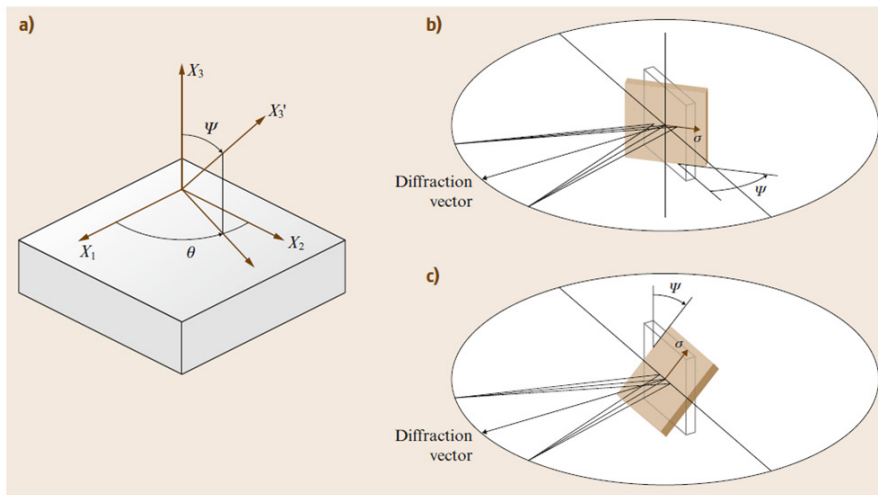
$$n\lambda = 2d \sin \theta \quad (5.18)$$

όπου λ , το μήκος κύματος της προσπίπτουσας δέσμης, θ , η γωνία μεταξύ της προσπίπτουσας (ή ανακλώμενης) δέσμης και της επιφάνειας των επιπέδων ανάκλασης, d , η απόσταση μεταξύ ατομικών (πλεγματοικών) επιπέδων, n , η τάξη της ανάκλασης ($n = 1, 2, 3, \dots$). Από την εξίσωση 5.17 προκύπτει ότι, αν είναι γνωστό το μήκος κύματος των ακτίνων, είναι δυνατός ο προσδιορισμός του d με μέτρηση της γωνίας θ . Δυο γενικές μέθοδοι εφαρμόζονται για την καταγραφή του τρόπου διάθλασης των ακτίνων :

1. Η φωτογραφική μέθοδος (photographic or X-ray film) που παριστάνεται στο Σχήμα. Η παρουσιαζόμενη στο σχήμα διάταξη είναι κινητή και αποτελείται βασικά από ένα φιλμ σε προστατευόμενη από το φως κασσέττα που τοποθετείται κάθετα προς την προσπίπτουσα δέσμη ακτίνων X. Η δέσμη κατευθύνεται μέσω ενός συστήματος σκόπευσης. Οι ακτίνες που διαθλώνται από το δοκίμιο αποτυπώνονται στο φιλμ. Μετά την εμφάνιση του φιλμ, οι αποτυπώσεις αυτές παρουσιάζονται υπό μορφή δακτυλιδιών σχεδόν κυκλικής μορφής. Η διάμετρος ενός τέτοιου δακτυλιδιού, διαιρεμένη με την απόσταση μεταξύ του φιλμ και του δοκίμιου, δίνει $t \tan(180^\circ - 2\theta)$, οπότε είναι γνωστή η γωνία θ για εισαγωγή στην εξίσωση 5.17.



Σχήμα 5.7: Διάθλαση ακτίνων σε κρυσταλλικό πλέγμα

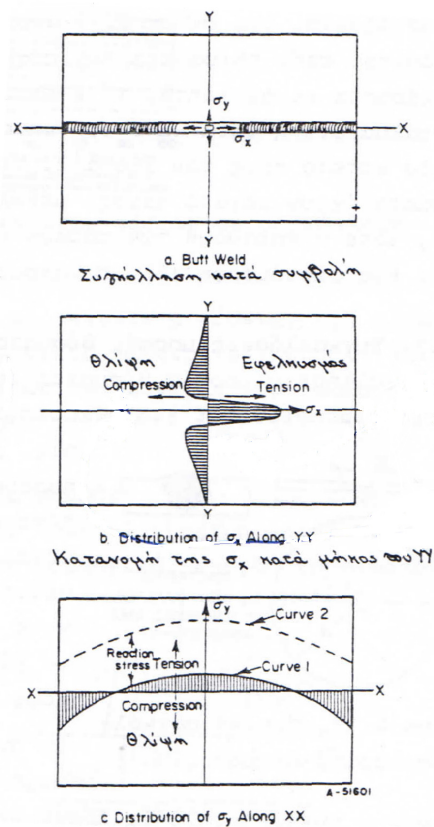


Σχήμα 5.8: Σχηματική παράσταση μεθόδου διαθλασιμέτρου

2. Η μέθοδος διαθλασιμέτρου ακτίνων (-ray diffractometer or counter tube technique), που παριστάνεται σκαριφηματικά στο Σχήμα 5.8. Στις περισσότερες περιπτώσεις η μέθοδος αυτή διαφέρει από την προηγούμενη μόνο στο είδος του ανιχνευτή (detector) και στη γωνία μεταξύ του δοκιμίου και της δέσμης των ακτίνων. Η γωνία αυτή είναι 90° στην φωτογραφική μέθοδο και θ στη μέθοδο διαθλασιμέτρου. Για την αποτύπωση της έντασης της ανακλώμενης δέσμης χρησιμοποιούνται ένας μετρητής και μια οπή που κινούνται πάνω σε γωνιομετρικό κύκλο. Η γωνία διάθλασης προσδιορίζεται ως η γωνία εκείνη που δίνει τη μέγιστη ένταση.

5.5.5 Τυπικές Κατανομές Παραμενουσών Τάσεων

Οι παραμένουσες τάσεις που δημιουργούνται κατά την ανέγερση συγκολλητών κατασκευών διακρίνονται σε δυο είδη:



Σχήμα 5.9: Τυπική κατανομή παραμενουσών τάσεων σε συγκόλληση κατά συμβολή.

1. Στις παραμένουσες τάσεις λόγω συγκόλλησης, που αναπτύσσονται κατά τη συγκόλληση ελεύθερου, δηλαδή χωρίς εξωτερικούς περιορισμούς, μελών.
2. Στις τάσεις αντίδρασης (reaction stresses) που οφείλονται στην παρουσία εξωτερικών περιορισμών (external restraint). Το Σχήμα 5.9 δείχνει μια τυπική κατανομή παραμενουσών τάσεων σε συγκόλληση κατά συμβολή (butt weld). Οι πιο σημαντικές τάσεις είναι οι σ_x , παράλληλες προς τη διεύθυνση συγκόλλησης, και σ_y , κάθετες προς αυτήν. Το Σχήμα 5.9 δείχνει την κατανομή των διαμήκων τάσεων σ_x . Εφελκυστικές τάσεις μεγάλου μεγέθους αναπτύσσονται στην περιοχή γύρω από τη συγκόλληση, που σταδιακά μειώνονται, για να γίνουν θλιπτικές σε απόσταση από τη γραμμή συγκόλλησης ίση προς μερικές φορές το πλάτος του μετάλλου

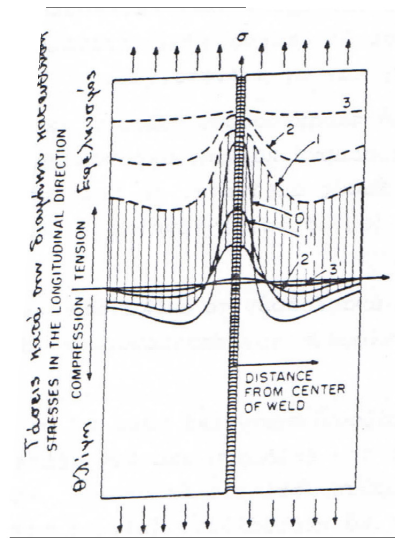
συγκόλλησης. Η κατανομή αυτή των τάσεων χαρακτηρίζεται από δυο παραμέτρους: (1) τη μέγιστη τάση στην περιοχή της συγκόλλησης, σ_m και (2) το πλάτος της ζώνης εφελκυσμού της παραμένουσας τάσης, b . Σε συγκολλήσεις κοινών χαλυβών (low carbon steels), η μέγιστη παραμένουσα τάση σ_m είναι συνήθως ίση προς την τάση διαρροής του υλικού. Ένας συνηθισμένος τρόπος προσέγγισης της κατανομής των παραμενουσών τάσεων σ_x είναι εκείνος που παρέχεται από τη σχέση:

$$\sigma_x(y) = \sigma_m \left\{ 1 - \left(\frac{y}{b} \right)^2 \right\} \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{y}{b} \right)^2 \right) \quad (5.19)$$

Η κατανομή των εγκάρσιων παραμενουσών τάσεων σ_y κατά μήκος της συγκόλλησης παριστάνεται με την καμπύλη 1 του Σχήματος 5.9. Εφελκυστικές τάσεις χαμηλής σχετικά έντασης δημιουργούνται στο μέσο της συγκόλλησης και θλιπτικές τάσεις κατά τα άκρα της ραφής. Αν η πλευρική συστολή της ραφής παρεμποδίζεται, όμως, από κάποιον εξωτερικό περιορισμό, όπως π.χ. από μια σειρά ελατηρίων, τότε η κατανομή της σ_y παίρνει τη μορφή της καμπύλης 2 του σχήματος. Παρατηρείται, δηλαδή, υπέρθεση εφελκυστικών τάσεων με σχεδόν ομοιόμορφη κατανομή σε όλο το μήκος της ραφής. Οι τάσεις αυτές είναι οι τάσεις αντίδρασης. Σημειώνεται, ότι η παρουσία εξωτερικού περιορισμού έχει αμελητέα επίδραση στην κατανομή των διαμήκων παραμενουσών τάσεων σ_x . Πρέπει, ακόμα, να αναφερθεί ότι τάσεις αντίδρασης δημιουργούνται και κατά τη διάρκεια συγκόλλησης με πολλαπλές στρώσεις (multipass welding). Τέλος, σημειώνεται, ότι οι κατανομές παραμενουσών τάσεων που παρουσιάζονται στο Σχήμα 5.9 αναφέρονται σε τάσεις που δημιουργούνται στην επιφάνεια των συγκολληθέντων ελασμάτων. Όταν τα ελάσματα είναι λεπτά, τότε μπορεί να υποθεθεί, χωρίς μεγάλο σφάλμα, ότι η ίδια κατανομή υπάρχει και σε οποιοδήποτε επίπεδο κάθετο προς τον άξονα z . Στην περίπτωση, όμως, που τα ελάσματα έχουν μεγάλο πάχος, μεγαλύτερο για παράδειγμα των 25mm, τότε η κατανομή των τάσεων κατά το πάχος (άξονας z) δεν είναι πια ομοιόμορφη.

5.5.6 Επίδραση των Παραμενουσών Τάσεων

Γενικά πιστεύεται ότι, με την πάροδο του χρόνου και υπό την επίδραση εξωτερικών φορτίων, οι παραμένουσες τάσεις τείνουν να ανακατανεμηθούν, κάτι που έχει σαν αποτέλεσμα τη μείωση των αιχμών στην κατανομή τους. Το Σχήμα... δείχνει πώς αυτό είναι δυνατό στην περίπτωση διαμήκους συγκόλλησης κατά συμβολή, που υπόκειται σε εξωτερική ομοιόμορφη εφελκυστική εντατική κατάσταση. Η καμπύλη 0 δείχνει την κατανομή των παραμενουσών τάσεων μετά τη συγκόλληση. Μετά την εφαρμογή της ομοιόμορφης εφελκυστικής τάσης



Σχήμα 5.10: Σχηματικές κατανομές παραμενουσών τάσεων σε συγκολλήσεις κατά συμβολή υπό την επίδραση εξωτερικών φορτίων.

$\sigma = \sigma_1$, η κατανομή των τάσεων θα είναι όπως δείχνει η καμπύλη 1. Οι τάσεις στην περιοχή της συγκόλλησης φτάνουν το όριο διαρροής, ενώ η μεγαλύτερη αύξηση τάσεων παρατηρείται σε περιοχές μακριά από τη συγκόλληση. Η καμπύλη 2 δείχνει την κατανομή των τάσεων όταν το εξωτερικό φορτίο αυξηθεί σε σ_2 . Καθώς αυξάνεται η επιβαλλόμενη τάση, η κατανομή των τάσεων γίνεται πιο ομαλή, δηλαδή η επίδραση των παραμενουσών τάσεων στην ολική κατανομή τάσεων μειώνεται. Όταν η εξωτερική τάση φτάσει κάποια τιμή, παρατηρείται διαρροή ολόκληρης της διατομής. Η κατανομή τάσεων στην περίπτωση αυτή παριστάνεται από την καμπύλη 3. Από το σημείο αυτό και μετά, η επίδραση των παραμενουσών τάσεων εξαφανίζεται. Η επόμενη ερώτηση αναφέρεται στην κατανομή των παραμενουσών τάσεων μετά την άρση της εφαρμογής των εξωτερικών εφελκυστικών φορτίων. Οι καμπύλες 1', 2' και 3' δείχνουν τις κατανομές αυτές για εξωτερικές τάσεις σ_1 , σ_2 και σ_3 αντίστοιχα. Σε σύγκριση με την αρχική κατανομή παραμενουσών τάσεων (καμπύλη 0), οι κατανομές μετά την εφαρμογή και απομάκρυνση εξωτερικών τάσεων είναι πιο ομαλές. Καθώς αυξάνεται η τιμή της εξωτερικής τάσης, τόσο πιο ομαλή (ομοιόμορφη) γίνεται η κατανομή παραμενουσών τάσεων. Από τα παραπάνω, είναι δυνατό να αναφερθούν τα ακόλουθα γενικά συμπεράσματα σχετικά με την επίδραση των παραμενουσών τάσεων:

1. Οι παραμένουσες τάσεις επηρεάζουν σημαντικά μόνο τα φαινόμενα εκείνα που συμβαίνουν υπό την επίδραση χαμηλών εξωτερικών τάσεων, όπως

την φαθυρή θραύση (brittle fracture) και τη ρηγματώση υπό τάση σε διαβρωτικό περιβάλλον (stress corrosion cracking).

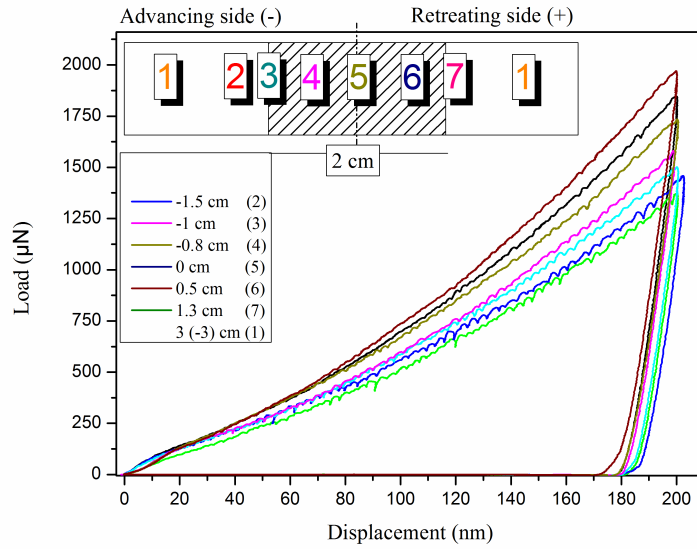
2. Η επίδραση των παραμενουσών τάσεων μειώνεται με αύξηση των εξωτερικά επιβαλλόμενων φορτίων.
3. Η επίδραση των παραμενουσών τάσεων στη συμπεριφορά συγκολλητών κατασκευών είναι αμελητέα όταν οι εξωτερικά επιβαλλόμενες τάσεις προκαλούν γενική πλαστική διαρροή του υλικού. Η επίδραση των παραμενουσών τάσεων μειώνεται μετά από επαναλαμβανόμενες φορτίσεις.

Τέλος, σημειώνεται, ότι η ύπαρξη παραμενουσών τάσεων μειώνει το κρίσιμο φορτίο λυγισμού συγκολλητών κατασκευών, κάτι που οφείλεται στην παρουσία θλιπτικών τάσεων σε μεγάλο τμήμα της κατανομής των παραμενουσών τάσεων.

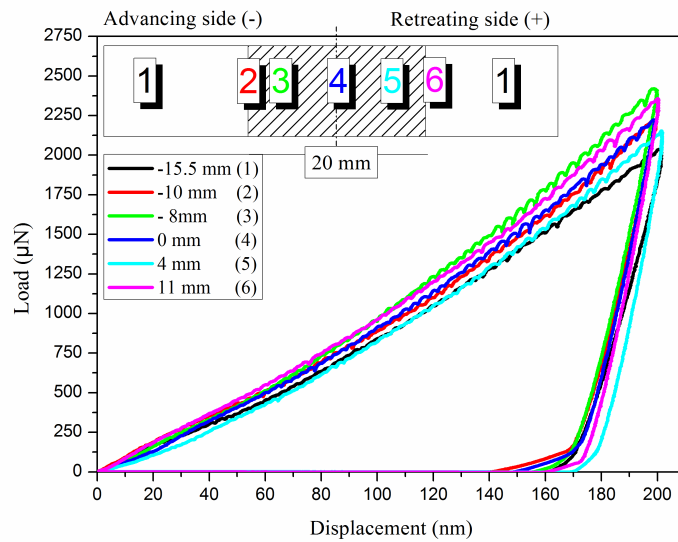
5.5.7 Παραμένουσες Τάσεις Συγκολλημένων Κραμάτων Αλουμινίου με την Τεχνική της Συγκόλλησης δια Τριβής μέσω Ανάδευσης

Με βάση τη γεωμετρία της συγκόλλησης, οι υψηλότερες παραμένουσες τάσεις αναμένονται παράλληλα στη διεύθυνση της συγκόλλησης και κοντά στη ζώνη της συγκόλλησης. Για το λόγο αυτό, ο υπολογισμός των παραμενουσών τάσεων εστιάζεται στην περιοχή αυτή [125]. Οι καμπύλες ναοσκληρομέτρησης για τα κράματα AA 6082-T6 και AA 5083-H111 για τις διάφορες περιοχές κατά μήκος της περιοχής συγκόλλησης δηλαδή τη θερμικά επηρεασμένη ζώνη (HAZ), τη θερμομηχανικά επηρεασμένη ζώνη (TMAZ), το μέταλλο βάσης (BM) και την καμπύλη αναφοράς αρκετά μακριά από την περιοχή συγκόλλησης παρουσιάζονται στα Σχήματα 5.6, 5.7, για την εγκάρσια και τη διαμήκη κατεύθυνση αντίστοιχα. Η μείωση του φορτίου εξαιτίας της επιφανειακής τάσης σε ένα δεδομένο βάθος σκληρομέτρησης δείχνει ότι οι παραμένουσες τάσεις έχουν θετικό πρόσημο (εφελκυστικές). Αντίθετα, η αύξηση του φορτίου λόγω της επιφανειακής τάσης σε δεδομένο βάθος διείσδυσης σημαίνει ότι οι παραμένουσες τάσεις έχουν αρνητικό πρόσημο (θλίψη).

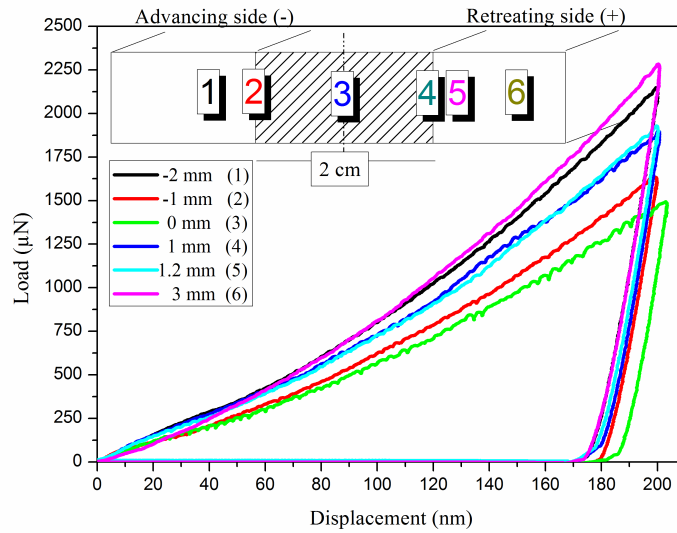
Στο Σχήμα 5.15 φαίνονται οι παραμένουσες τάσεις εγκάρσια κατά τον άξονα συγκόλλησης, σε συνάρτηση της απόστασης από τη γραμμή συγκόλλησης. Η κατανομή των παραμενουσών τάσεων που μετράται με τη μέθοδο της ναοσκληρομέτρησης είναι σε συμφωνία με τη κατανομή που μετράται από άλλους ερευνητές [125] που βασίζονται στη χρήση ακτίνων X. Η ζώνη συγκόλλησης είναι σε κατάσταση εφελκυσμού και το μητρικό υλικό μακριά από τη ζώνη συγκόλλησης είναι σε κατάσταση θλίψης. Το στέλεχος τομείς που συνδέονται με μεμονωμένες εξαθρώσεις αποτελέσμα τη διεύρυνση όπως μικρής εμβέλειας



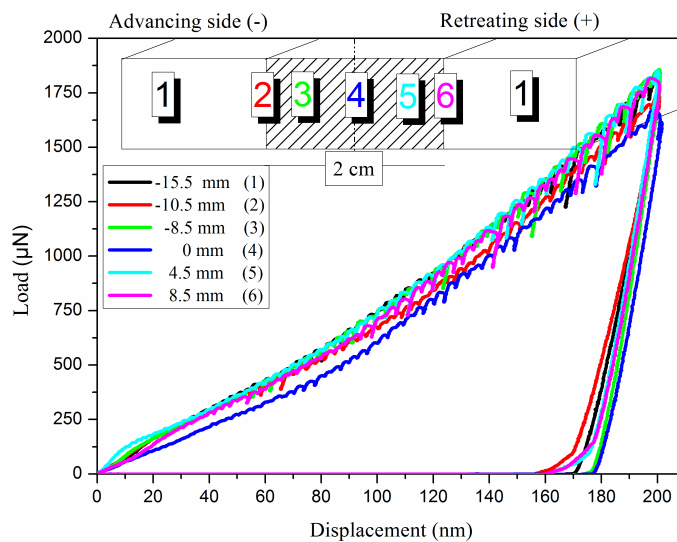
Σχήμα 5.11: Καμπύλες φόρτισης-αποφόρτισης, σε βάθος 200nm, κατά μήκος της συγκόλλησης για το κράμα AA 6082-T6 (εγκάρσια) [3].



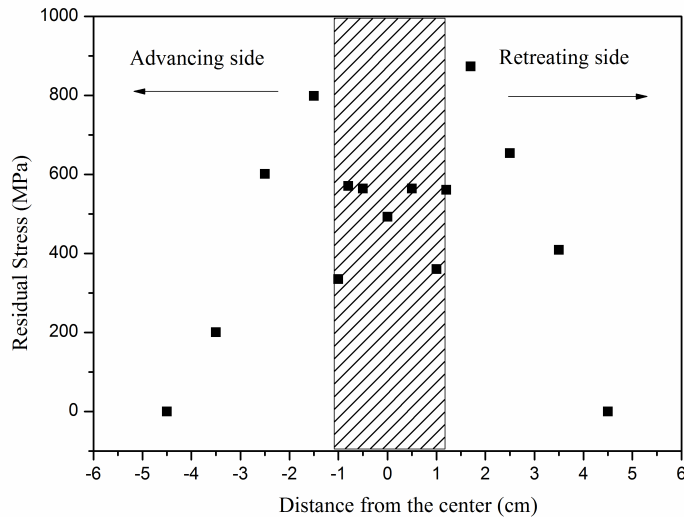
Σχήμα 5.12: Καμπύλες φόρτισης-αποφόρτισης, σε βάθος 200nm, κατά μήκος της συγκόλλησης για το κράμα AA 5083-H111 (εγκάρσια) [3].



Σχήμα 5.13: Καμπύλες φόρτισης-αποφόρτισης, σε βάθος 200nm , κατά μήκος της συγκόλλησης για το κράμα AA 6082-T6 (επιφάνεια) [3].



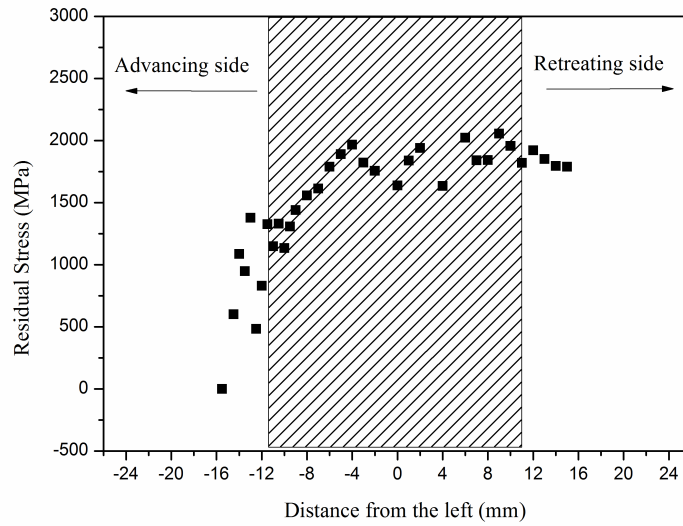
Σχήμα 5.14: Καμπύλες φόρτισης-αποφόρτισης, σε βάθος 200nm , κατά μήκος της συγκόλλησης για το κράμα AA 5083-H111 (επιφάνεια) [3].



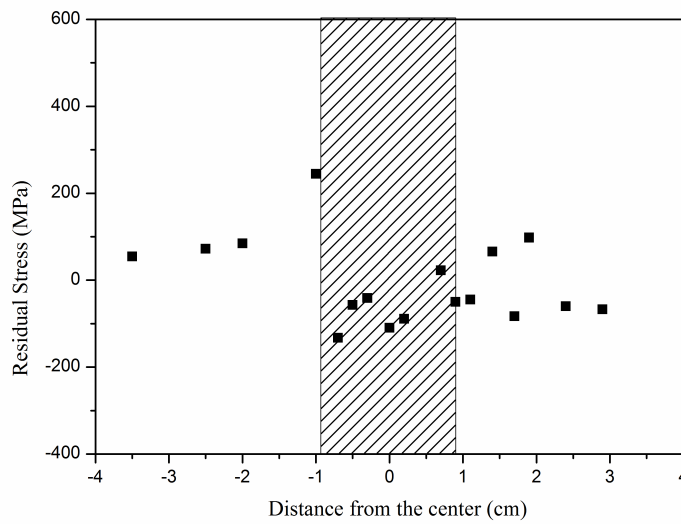
Σχήμα 5.15: Παραμένουσες τάσεις εγκάρσια κατά τον άξονα συγκόλλησης, σε συνάρτηση της απόστασης από τη γραμμή συγκόλλησης AA6082- T6 [3].

καταπονήσεις που προκαλούνται από τις συστοιχίες και εξάρθρωση υπο-ορίων κόκκων του τύπου που βρίσκεται συνήθως στη μητρική υλικό. Και οι δύο από αυτούς τους παράγοντες επηρεάζουν πλάτος της κορυφής, λόγω της διαφορετικής μεγέθους των κόκκων, ο αριθμός των συβγραινς και το μέγεθός τους και η διαφορές στην πυκνότητα αποδιάθρωση το μητρικό υλικό και το συγκόλλησης ζώνη. Στο Σχήμα 5.16 φαίνονται οι παραμένουσες τάσεις σε επίπεδο κάθετο στη διεύθυνση της συγκόλλησης (διατομή του κράματος που προέκυψε μετά από τομή), η μέγιστη παραμένουσα τάση είναι χαμηλότερη από ό, τι κατά την εγκάρσια κατεύθυνση και για τα δύο κράματα.

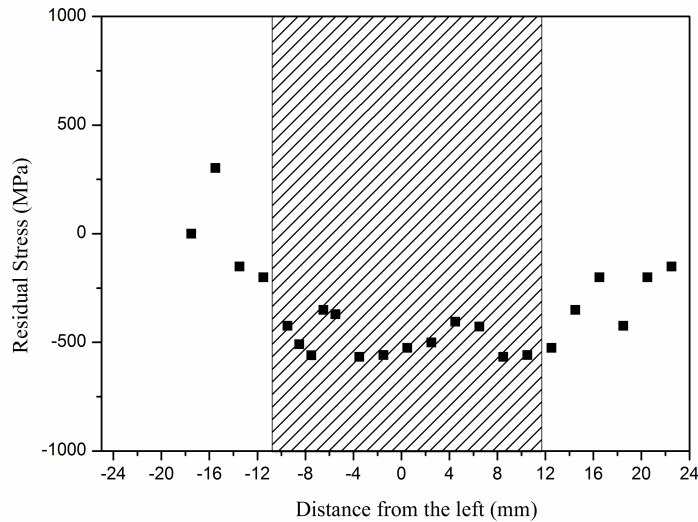
Όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.15 για το AA6082- T6 οι παραμένουσες τάσεις αυξάνονται σε εφελκυσμό έως 800MPa σε -1cm από το κέντρο, προτού υποχωρήσουν για να δημιουργηθεί ένα πλατό 600MPa στη ζώνη συγκόλλησης. Μπορεί να διαπιστωθεί ότι η ζώνη αυτή παρουσιάζει τα μέγιστα των παραμενουσών τάσεων σε μια περιοχή $\pm 1\text{cm}$ από τον διαμήκη άξονα συγκόλλησης, μια απόσταση που αντιστοιχεί στην άκρη του ώμου του εργαλείου. Επίσης, στις μετρούμενες παραμένουσες τάσεις όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.16 για το κράμα AA5083- H111 οι τάσεις από το μέταλλο βάσης προς τη ζώνη συγκόλλησης αυξάνονται από μια θλιπτική τάση (1000MPa) έως (2000MPa) στην περιοχή συγκόλλησης. Αυτή η κατανομή παραμενουσών τάσεων έχει παρατηρηθεί στο παρελθόν για το αλουμίνιο AA5083-H111 από τον Peel et al. [125]. Η πτώση



Σχήμα 5.16: Παραμένουσες τάσεις εγκάρσια κατά τον άξονα συγκόλλησης, σε συνάρτηση της απόστασης από τη γραμμή συγκόλλησης AA5083-H111 [3].



Σχήμα 5.17: Παραμένουσες τάσεις σε επίπεδο κάθετο στη διεύθυνση της συγκόλλησης AA6082-T6 [3].



Σχήμα 5.18: Παραμένουσες τάσεις σε επίπεδο κάθετο στη διεύθυνση της συγκόλλησης AA5083-H111 [3].

των τάσεων γύρω από τη θέση του πείρου μπορεί να αποδοθεί στις υψηλές θερμοκρασίες που σχετίζονται με αυτή την περιοχή, η οποία θα περιόριζε την ικανότητα του υλικού να υποστηρίξει το παραγόμενο φορτίο. Εναλλακτικά, θα μπορούσε να είναι μια συνέπεια της άνακούφισης τάσεων που προέκυψε κατά την κοπή της πλάκας. Για τα δύο κράματα, ένα μικρό πλατό φαίνεται κοντά στη γραμμή συγκόλλησης. Οι μέγιστες παραμένουσες τάσεις είναι υψηλότερες στη περίπτωση του AA5083-H111. Στις μετρημένες παραμένουσες τάσεις, όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.17 για το AA6082-T6 οι τάσεις φαίνεται να αυξάνονται σε εφελκυστικές έως 250MPa σε -1cm από το κέντρο, προτού υποχωρήσουν σε μέτρο για να σχηματίσουν μια θλίπτική περιοχή κοντά στη γραμμή συγκόλλησης. Μπορεί να αποδειχθεί ότι αυτή η περιοχή βρίσκεται σε εφελκυσμό με κορυφές γύρω στο $\pm 1\text{cm}$ από τη γραμμή συγκόλλησης, μια απόσταση που αντιστοιχεί στην άκρη του ώμου εργαλείου, πριν πέσει ελαφρώς στο κέντρο της συγκόλλησης. Επίσης, με βάση τις μετρούμενες παραμένουσες τάσεις που εμφανίζονται στο Σχήμα 5.18 για AA5083-H111 οι τάσεις φαίνεται να μειώνονται γραμμικά σε μια τάση θλίψης σταθερή περίπου -500MPa κοντά στη γραμμή συγκόλλησης.

5.5.8 Συμπεράσματα

Η εφαρμογή της μεθόδου της σκληρομέτρησης για τον υπολογισμό παραμενοσών τάσεων παρουσιάζει ιδιαίτερα πλεονεκτήματα και κυρίως ότι είναι μη καταστρεπτική μέθοδος. Παρόλα αυτά, υπάρχουν μειονεκτήματα και άλυτα ορισμένα προβλήματα. Το βασικό μειονέκτημα των περισσότερων μεθόδων είναι η ανάγκη για τη συγκριτική χρήση δείγματος χωρίς τάσεις (reference sample). Το δείγμα αναφοράς πρέπει να έχει μικροδομή σχεδόν ταυτοτική με το δείγμα εργασίας, γεγονός που περιορίζει ιδιαίτερα την ευρύτητα της μεθόδου. Ιδιαίτερα για υλικά που έχουν υψηλές βαθμίδες μικροδομής. Οι Lepienski et al [6] αναφέρουν ότι είναι σχεδόν αδύνατο να βρεθεί δείγμα αναφοράς για σύστημα λεπτών υμενίων ελεύθερο τάσεων. Αυτό συμβαίνει γιατί μόνο μέσω ανόπτησης είναι δυνατή η χαλάρωση των τάσεων που οδηγεί όμως στην αλλαγή της μικροδομής και κατά συνέπεια των μηχανικών ιδιοτήτων τοπικά. Επίσης, ιδιαίτερα σημαντικό από πρακτικής άποψης θέμα είναι ότι οι υπάρχουσες μέθοδοι σκληρομέτρησης δεν μπορούν να εφαρμοστούν σε υλικά που παρουσιάζουν υψηλές παραμένουσες τάσεις σε μια κατεύθυνση.

Κεφάλαιο 6

Μελέτη Φαινομένου Ερπυσμού

6.1 Εισαγωγή

Από ένα διάγραμμα τάσης-παραμόρφωσης ενός υλικού είναι φανερό ότι μια τάση δημιουργεί πάντοτε την ίδια παραμόρφωση, και υπάρχει μονοσήμαντη συνάρτηση μεταξύ των δυο μεγεθών, η οποία είναι ανεξάρτητη του χρόνου. Η σχέση αυτή μεταξύ τάσεων και παραμορφώσεων δεν ισχύει αυστηρά για κανένα υλικό και δεν είναι, ακόμη και προσεγγιστικά, αληθής όταν αυξηθεί η θερμοκρασία του σώματος πάνω από ένα όριο. Η πλαστική ολίσθηση του υλικού λαμβάνει την μορφή ροής, όπως η ροή των υγρών, πλην του γεγονότος ότι για τα στερεά οι μετακινήσεις των ατόμων είναι οργανωμένες σε κρυσταλλογραφικό σύστημα και λαμβάνουν χώρα υπό σταθερή τιμή της εξωτερικής επιβεβλημένης τάσης.

6.2 Ερπυσμός

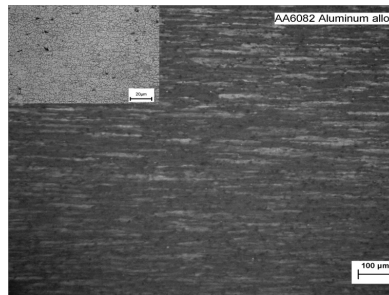
Με τον όρο ερπυσμός, νοείται αφενός τρόπος δοκιμασίας υλικών, αφετέρου φυσικό φαινόμενο που λαμβάνει χώρα κατά τη φόρτιση των υλικών. Πιο συγκεκριμένα, ερπυσμός είναι η μεταβολή των μηχανικών ιδιοτήτων του υλικού συναρτήσει του χρόνου, όταν το σώμα βρίσκεται σε σταθερή εντατική κατάσταση και θερμοκρασία. Η μέθοδος της νανοσκληρομέτρησης παρέχει πληροφορίες για τον ερπυσμό των υλικών τοπικά και είναι μέθοδος που χρησιμοποιείται ιδιαιτέρως στη μελέτη λεπτών υμενίων, μαλακής ύλης και πολυμερών. Η μέθοδος λόγω των πολύ καλά ελεγχόμενων φορτίων παρέχει πληροφορίες για υλικά με πολύ χαμηλά ποσοστά ερπυσμού για να μετρηθούν με τις συμβατικές τεχνικές. Παρέχει επίσης κρίσιμες πληροφορίες για υλικά που έχουν μετρηθεί με την παραδοσιακή μέθοδο σε μακροκλίμακα και σε περιπτώσεις που οι ιδι-

ότητες ερπυσμού πρέπει να αξιολογηθούν σε τοπικό επίπεδο. Μονοαξονικές δοκιμές ερπυσμού μπορούν να γίνουν σε μια προκαθορισμένη ποσότητα υλικού με μονοαξονική κατανομή τάσεων, κάτι που δεν μπορεί να γίνει στην νανοσκληρομέτρηση. Γενικά, υπάρχουν πολλά μειονεκτήματα που συνδέονται με τις μαθηματικές αρχές και την φυσική ερμηνεία της νανοσκληρομέτρησης με ερπυσμό. Στην νανοσκληρομέτρηση αντίθετα με τις συμβατικές δοκιμές ο όγκος του υλικού κατά τις μετρήσεις ερπυσμού επεκτείνεται. Στην περίπτωση μιας συμβατικής δοκιμής το υλικό που συμμετέχει είναι περιορισμένο στο μήκος του μετρητή του δείγματος. Το φαινόμενο του ερπυσμού μπορεί να παρατηρηθεί σε όλα σχεδόν τα μεταλλικά υλικά, ακόμα και σε θερμοκρασία η οποία είναι πολύ χαμηλότερη από την μισή της θερμοκρασίας τήξης του μετάλλου, πάνω από την οποία αναμένεται οι διαδικασίες διάχυσης να είναι σημαντικές [126]. Είναι επίσης γνωστό ότι οι μηχανικές ιδιότητες που εξάγονται από μία κλασική δοκιμή εφελκυσμού σε θερμοκρασία δωματίου είναι χρονικά ανεξάρτητες. Οι δοκιμές νανοσκληρομέτρησης παρουσιάζουν σημαντικά πλεονεκτήματα έναντι των συμβατικών δοκιμών σε εφελκυσμό, ιδιαίτερα για την παραμόρφωση λόγω ερπυσμού [127]. Η κατανομή της τάσης που υπολογίζεται με τη νανοσκληρομέτρηση δεν ταυτίζεται με εκείνη που υπολογίζεται από συμβατικές δοκιμές. Οι μηχανισμοί παραμόρφωσης είναι διαφορετικοί επειδή η κίνηση διαταραχών (dislocation motion) και/ή ατομική διάχυση είναι οι κύριοι μηχανισμοί παραμόρφωσης για κρυσταλλικά υλικά [128], ενώ το διατμητικό banding είναι ο μηχανισμός παραμόρφωσης στα υαλώδη μεταλλικά κράματα [129]. Ο ερπυσμός κατά τη νανοσκληρομέτρηση αποτελείται από δύο στάδια, το παροδικό (primary creep) και το μόνιμο (secondary creep) [130]. Ύστερα από μια, μείωση της μετατόπισης, ο ρυθμός παραμόρφωσης μειώνεται γρήγορα (transient creep stage), και σταδιακά προσεγγίζει μια σταθερή τιμή καθώς μπαίνει στο δεύτερο στάδιο. Οι μεταβλητές τάσεων στο δεύτερο στάδιο μπορούν να υπολογιστούν από συνεχείς δοκιμές διεύθυνσης [70, 71, 131, 132, 133]. Σε ένα πείραμα νανοδιεύθυνσης με ερπυσμό, η ακίδα εισχωρεί στην επιφάνεια με έναν συγκεκριμένο ρυθμό μέχρι μια καθορισμένη τιμή φορτίου ή μετατόπισης και στην συνέχεια, ενώ το φορτίο παραμένει σταθερό η ακίδα συνεχίζει να εισχωρεί στην επιφάνεια και το υλικό κάτω από την ακίδα συνεχίζει να παραμορφώνεται στον χρόνο. Μέσα στο δείγμα λαμβάνει χώρα ερπυσμός κατά την διάρκεια του χρόνου αναμονής και εκδηλώνεται σαν αλλαγή του βήθους διεύθυνσης ενώ το φορτίο παραμένει σταθερό. Θεωρείται ότι στο υλικό κάτω από την ακίδα δημιουργείται ένα χημικό δυναμικό που οδηγεί σε θερμικά ενεργοποιημένη διάχυση ατόμων που μετακινούνται από κάτω από την ακίδα προς την επιφάνεια και κατά μήκος της διεπιφάνειας μεταξύ της ακίδας και του δείγματος, ακόμα και υπό ελαστική επαφή [134, 135]. Κύριος στόχος της διπλωματικής είναι η μελέτη της εξάρτησης από το χρόνο φόρτισης των μηχανικών ιδιοτήτων κραμάτων Al με τη μέθοδο της νανοσκληρομέτρησης, εισάγοντας διαφορετικές συνθήκες ρυθμού

φόρτισης και μεγίστου φορτίου εφαρμογής. Ο ερπυσμός στη μικρο-, νάνο-κλίμακα σε διάφορα υλικά και πειραματικές συνθήκες αποτελεί μια περιοχή που έχει σχετικά λίγο διερευνηθεί. Η κατάσταση της ύλης κάτω από τον εντυπωτή είναι μοναδική με την έννοια της υψηλής θλιπτικής τάσης, της εγγύτητας των ελευθέρων επιφανειών και της υψηλής πυκνότητας των διαταραχών στα χρυσταλλικά δείγματα. Η απόκλιση από τη συμπεριφορά του υλικού όγκου (bulk) είναι αναμενόμενη λόγω της διαφοράς της κλίμακας και απαιτείται πειραματική και θεωρητική μοντελοποίηση για την κατανόηση αυτού του σημαντικού φαινομένου τόσο στα χρυσταλλικά όσο και τα άμορφα υλικά.

6.3 Ερπυσμός και Πλαστική Παραμόρφωση των Μετάλλων

Ο ερπυσμός των μετάλλων, σε σταθερό φορτίο, ο οποίος εμφανίζεται εντονότερα σε υψηλές θερμοκρασίες και οφείλεται στην ιδιότητα των διαταραχών να εγκαταλείπουν το φυσικό επίπεδο ολίσθησης δια της διάχυσης, παρακάμπτοντας έτσι τα εμπόδια για τη διάδοσή τους. Η ταχύτητα διάδοσης των διαταραχών ρυθμίζει την ταχύτητα ερπυσμού του υλικού [8]. Στη μέθοδο της νανοσκληρομέτρησης η διάδοση των διαταραχών συνδέεται με την πλαστική παραμόρφωση, την έναρξη της διαρροής τοπικά και το μηχανισμό που διέπει το φαινόμενο του ερπυσμού. Ο ρυθμός φόρτισης καθορίζει σε σημαντικό βαθμό το μηχανισμό πλαστικής παραμόρφωσης κατά τη νανοσκληρομέτρηση. Σε συνθήκες υψηλού ρυθμού φόρτισης, οι διαταραχές δεν μπορούν να διαδοθούν πλήρως. Επομένως, οι διαταραχές πολλαπλασιάζονται, συσσωρεύονται στο άκρο του εντυπωτή και εξαπλώνονται στο στάδιο εφαρμογής σταθερού φορτίου. Αντίθετα, σε χαμηλούς ρυθμούς φόρτισης, οι διαταραχές πολλαπλασιάζονται και εξαπλώνονται ολοκληρωτικά κατά το στάδιο της φόρτισης. Συνεπώς, σε συνθήκες υψηλού ρυθμού φόρτισης παρουσιάζεται μια υστέρηση στην πλαστική παραμόρφωση. Επίσης, απουσιάζουν οι ασυνέχειες τύπου "pop in" που συνοδεύουν την πλαστική παραμόρφωση κατά τη φόρτιση με χαμηλούς ρυθμούς. Συγκεκριμένα η εμφάνιση του πρώτου "pop in" συνδέεται στη βιβλιογραφία της νανοσκληρομέτρησης με την έναρξη της πλαστικής παραμόρφωσης. Κατά συνέπεια η φόρτιση μέχρι την εμφάνιση του πρώτου "pop in" θεωρείται πλήρως ελαστική. Στο σημείο αυτό να τονιστεί ότι η εμφάνιση ασυνέχειας τύπου "pop in" δεν είναι απαραίτητη για την έναρξη της πλαστικής παραμόρφωσης ακόμη και σε πολύ χαμηλά φορτία. Αυτό έχει επιβεβαιωθεί και πειραματικά καθώς σε πειράματα ερπυσμού σε πολύ χαμηλά φορτία και ανεξαρτήτως από το ρυθμό φόρτισης οι διαταραχές πολλαπλασιάζονται, συσσωρεύονται στο άκρο του εντυπωτή και εξαπλώνονται στο στάδιο εφαρμογής σταθερού φορτίου, οδηγώντας σε μόνιμη πλαστική παραμόρ-



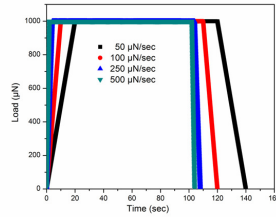
Σχήμα 6.1: Μικροδομή κράματος AA6082 – T6 [7].

φωση. Κατά τη διάρκεια της νανοσκληρομέτρησης στο στάδιο του ερπυσμού το βάθος διείσδυσης αυξάνει με το χρόνο, όπως θα διαπιστώσουμε και από τα πειραματικά μας δεδομένα στην επόμενη ενότητα. Το φαινόμενο αυτό σχετίζεται με τη διάχυση λόγω υψηλών τάσεων. Στη θερμοκρασία δωματίου, η τάση στην άκρη του εντυπωτή προκαλεί συγκέντρωση διαταραχών και ολίσθηση, αυξάνοντας την τοπική θερμοκρασία. Τα κενά και τα πλεγματικά ελαττώματα διαχέονται σε περιοχές που η ενέργεια είναι ευνοϊκή. Τα όλκιμα υλικά παρουσιάζουν ασθενέστερους δεσμούς σε σχέση με τα ψαθυρά υλικά, ενισχύοντας τη διάχυση των ατόμων. Ο ερπυσμός στα όλκιμα υλικά είναι πιο εμφανής από ότι στα ψαθυρά. Επομένως, η αύξηση της παραμόρφωσης στα όλκιμα υλικά είναι υψηλότερη από ότι στα ψαθυρά για το στάδιο σταθερής φόρτισης [136]. Επιπλέον, η παραμόρφωση των όλκιμων υλικών κατά τη διάρκεια σταθερής φόρτισης εξαρτάται σημαντικά από το ρυθμό φόρτισης σε αντίθεση με την παραμόρφωση των ψαθυρών.

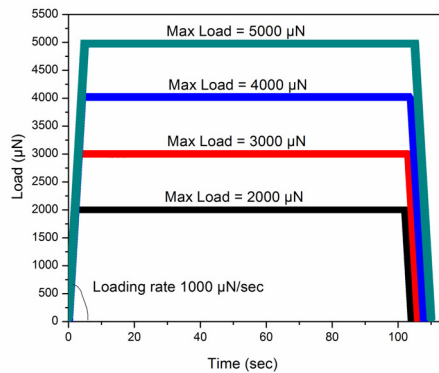
6.4 Πειραματική Διαδικασία για τη Μελέτη του Φαινομένου του Ερπυσμού

6.4.1 Μικροδομή

Η μικροδομή του AA6082 – T6 παρουσιάζεται στην Εικόνα 6.1 από οπτικό μικροσκόπιο. Το κράμα αποτελείται από επιμήκεις και προσανατολισμένους κόκκους με μήκος κόκκου $120\mu m$ και πλάτος $13\mu m$ (εξαιτίας του μεγέθους των κόκκων, η παραμόρφωση του υλικού όγκου υπακούει στο μηχανισμό της ολίσθησης των διαταραχών (dislocation slide)) [122].



Σχήμα 6.2: Χρονική εξέλιξη εφαρμοζόμενου φορτίου [7].

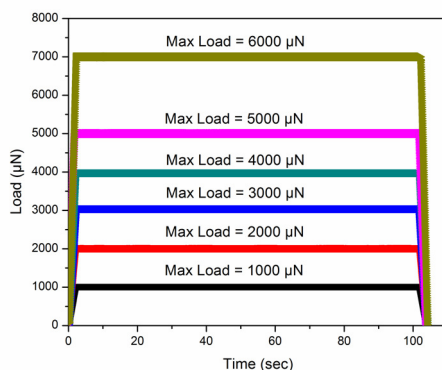


Σχήμα 6.3: Χρονική εξέλιξη εφαρμοζόμενου φορτίου [7].

6.4.2 Καμπύλες Φορτίου με το Χρόνο και Φόρτισης, Αποφόρτισης

Κατά την πρώτη σειρά μετρήσεων γίνεται φόρτιση μέχρι ένα μέγιστο φορτίο και στη συνέχεια αποφόρτιση. Ακολουθούν τα διαγράμματα φορτίου σε συνάρτηση με τον χρόνο στα οποία φαίνεται η χρονική εξέλιξη του εφαρμοζόμενου φορτίου (Σχήμα 6.2-6.4).

Στα Σχήματα 6.5-6.7 παρουσιάζονται καμπύλες φορτίου-μετατόπισης με έλεγχο του εφαρμοζόμενου φορτίου κάθε στιγμή (load control mode), για τον έλεγχο του φαινομένου του ερπυσμού στο κράμα AA6082 – T6. Το φαινόμενο του αγκώνα (Elbow) παρουσιάζεται σε κύκλο στα Σχήματα 6.5-6.7 και πιθανώς συνδέεται με τοπικές ασυνέχειες, οι οποίες είναι χαρακτηριστικό δείγμα απορρόφησης ή απελευθέρωσης ενέργειας κάτω από την ακίδα. Τρία είναι τα φυσικά φαινόμενα που παρουσιάζονται κατά τη νανοσκληρομέτρηση μετάλλων (διαφόρων τύπων δεσμών και κρυσταλλικών πλεγμάτων): διάδοση διαταραχών



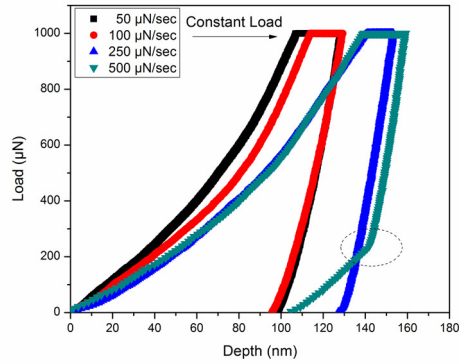
Σχήμα 6.4: Χρονική εξέλιξη εφαρμοζόμενου φορτίου [7].

σε μικρά βάθου, τοπική διάτμηση σε ‘ζώνες διάτμησης’ και μετασχηματισμός φάσης με σημαντική αύξηση του όγκου κατά την αποφόρτιση του δείγματος [137]. Το φαινόμενο του αγκώνα παρατηρείται στο κράμα του αλουμινίου σε πείραμα ερπυσμού με χρονική διάρκεια φόρτισης στο μέγιστο φορτίο πάνω από 100sec και εξαρτάται από το ρυθμό φόρτισης. Η συμπεριφορά αυτή δεν παρατηρήθηκε σε συμβατικές δοκιμές νανοσκληρομέτρησης με χρόνο ερπυσμού μικρότερο των 3sec και για ρυθμό φόρτισης κάτω από $50\mu N/sec$.

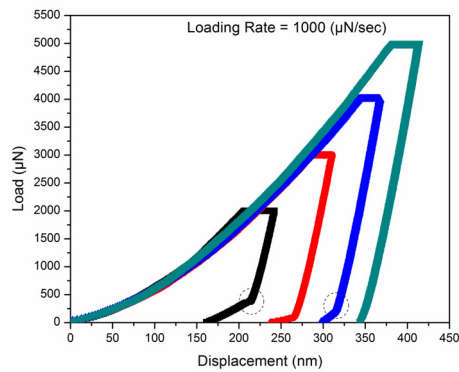
6.5 Επίδραση του Ρυθμού Φόρτισης και του Μεγίστου Φορτίου στις Νανομηχανικές Ιδιότητες

Στη διάρκεια του ερπυσμού για σταθερό φορτίο, ο εντυπωτής συνεχίζει να διεισδύει στο δείγμα AA6082 – T6 με το χρόνο. Στα Σχήματα 6.8-6.10, απεικονίζεται η διεισδυση του εντυπωτή στην επιφάνεια του δείγματος (creep displacement) κατά το μέγιστο φορτίο σε συνάρτηση με το χρονικό διάστημα εφαρμογής, για κάθε πείραμα. Οι καμπύλες ερπυσμού (Σχ. 6.8-6.10) εξάγονται από τις σχέσεις μετατόπισης-χρόνου κατά τη φόρτιση του δείγματος και συγκεκριμένα: Η μετατόπιση h είναι συνάρτηση του χρόνου t , $h = f(t)$, όπου f είναι γνωστή από το πείραμα, (h_i, t_i) είναι το σημείο έναρξης του ερπυσμού και t_i είναι μια σταθερά που εισάγεται οπότε οι καμπύλες ερπυσμού εξάγονται σύμφωνα με τη σχέση: $h - h_i = f(t - t_i)$.

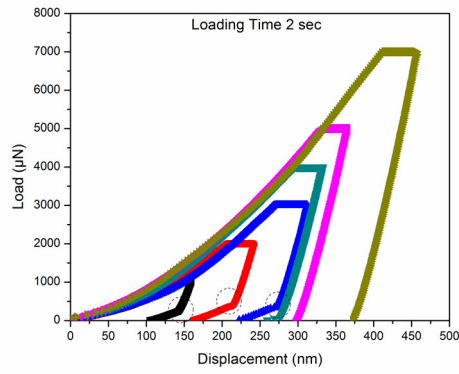
Η μετατόπιση ερπυσμού στη μέγιστη φόρτιση εξαρτάται από την τιμή της μέγιστης δύναμης αφού αύξηση της μέγιστης δύναμης έχει ως συνέπεια αύξηση



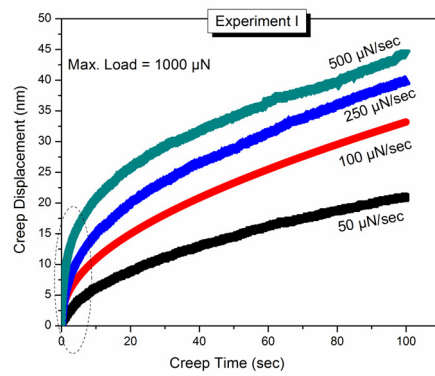
Σχήμα 6.5: Καμπύλες φόρτισης-αποφόρτισης για διάφορους ρυθμούς φόρτισης στην ίδια μέγιστη δύναμη (Πείραμα I)[7].



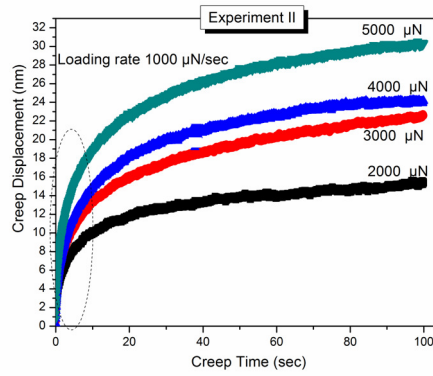
Σχήμα 6.6: Καμπύλες φόρτισης-αποφόρτισης για τον ίδιο ρυθμό φόρτισης και σε διαφορετικές μέγιστες δυνάμεις (Πείραμα II)[7].



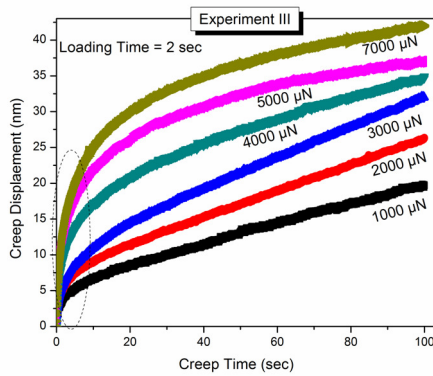
Σχήμα 6.7: Καμπύλες φόρτισης-αποφόρτισης για τον ίδιο χρόνο φόρτισης και σε διαφορετικές μέγιστες δυνάμεις (Πείραμα III) [7].



Σχήμα 6.8: Εξέλιξη της μετατόπισης ερπυσμού για το Πείραμα I [7].



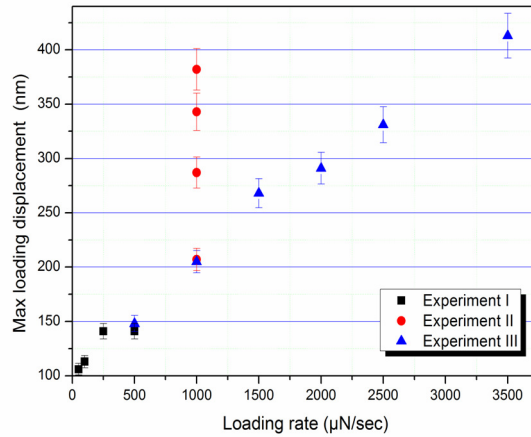
Σχήμα 6.9: Εξέλιξη της μετατόπισης ερπυσμού για το Πείραμα II [7].



Σχήμα 6.10: Εξέλιξη της μετατόπισης ερπυσμού για το Πείραμα III [7].

της μετατόπισης. Η μετατόπιση ερπυσμού αυξάνεται αλλά με φθίνοντα ρυθμό και μετά από ένα σημείο εξελίσσεται σχεδόν γραμμικά σε σχέση με το χρόνο. Η συνολική μετατόπιση λόγω ερπυσμού κυμαίνεται από 10 έως 50 *nm* για διάφορες δυνάμεις εφαρμογής. Η μορφή των καμπυλών αυτών παρουσιάζει ομοιότητες με τη μορφή των καμπυλών παραμόρφωσης-χρόνου που εξάγονται από κλασικά πειράματα ερπυσμού με διατάξεις εφελκυσμού για υλικά που διέπονται από έναν εκθετικό καταστατικό νόμο. Το αρχικό τμήμα των καμπυλών (Σχήματα 6.8-6.10) αντιστοιχεί στο παροδικό στάδιο (μέσα σε κύκλο), και μετά από την αρχική μετατόπιση, ο εντυπωτής συνεχίζει να διεισδύει στο δείγμα αλλά με μειούμενο ρυθμό για να βρεθεί σε μια θέση ισορροπίας. Η μετατόπιση ερπυσμού στο παροδικό στάδιο εξαρτάται από το ρυθμό φόρτισης. Όπως παρουσιάζεται στα Σχήματα 6.8-6.10, υψηλός ρυθμός φόρτισης έχει ως αποτέλεσμα υψηλότερη μετατόπιση στο αρχικό στάδιο και συνολικά αυξημένη μετατόπιση ερπυσμού. Πιθανώς, αυτή η συμπεριφορά να οφείλεται i) στο ρυθμό παραμόρφωσης, σε χαμηλούς ρυθμούς φόρτισης απαιτείται μεγάλο χρονικό διάστημα για το σημείο σταθερής φόρτισης, και επομένως μετατόπιση λόγω ερπυσμού μπορεί να παρουσιαστεί και στη διάρκεια της φόρτισης [138], και κατά συνέπεια ο ερπυσμός στη σταθερή φόρτιση θα μειωθεί και ii) η δομή των διαταραχών κάτω από τον εντυπωτή που οφείλεται στη υψηλή τάση αλλάζει με τους ρυθμούς φόρτισης, επηρεάζοντας το φαινόμενο του ερπυσμού [139]. Συνεπώς, το βάθος διείσδυσης του εντυπωτή κατά τη διάρκεια εφαρμογής του σταθερού φορτίου είναι συνάρτηση του ρυθμού φόρτισης. Η μετατόπιση ερπυσμού αυξάνεται με την αύξηση του ρυθμού φόρτισης και τη μέγιστη δύναμη. Η συνολική μετατόπιση μετά το στάδιο του ερπυσμού αυξάνεται σε σχέση με τους ρυθμούς φόρτισης για τα Πειράματα I, II και III (Σχήματα 6.11-6.13). Σε συνθήκες υψηλού ρυθμού φόρτισης, οι διαταραχές δεν μπορούν να διαδοθούν πλήρως. Επομένως, οι διαταραχές πολλαπλασιάζονται και εξαπλώνονται καθώς το φορτίο διατηρείται σταθερό. Κατά συνέπεια, ο εντυπωτής μπορεί να διεισδύει συνεχώς στο σώμα στο στάδιο σταθερής φόρτισης, αυξάνοντας το βάθος διείσδυσης. Αντίθετα, σε χαμηλούς ρυθμούς φόρτισης, οι διαταραχές πολλαπλασιάζονται και εξαπλώνονται ολοκληρωτικά κατά το στάδιο της φόρτισης. Για το λόγο αυτό όπως επισημαίνεται από πολλούς ερευνητές το βάθος διείσδυσης κατά το στάδιο σταθερής φόρτισης είναι μικρό.

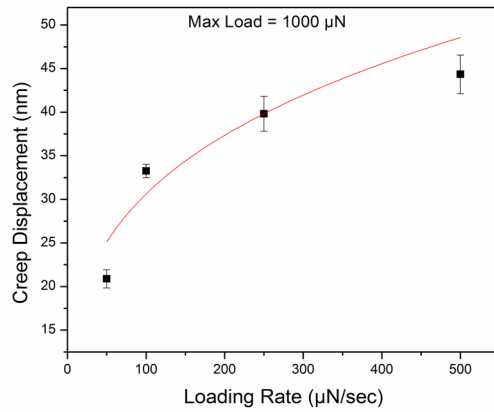
Κατά τη νανοσκληρομέτρηση δημιουργούνται τοπικά υψηλές τάσεις και είναι ευρύτερα αποδεκτό η δημιουργία χρονικά-εξαρτημένων επιδράσεων. Ως αποτέλεσμα είναι απαραίτητο να ληφθούν υπόψιν αυτές οι επιδράσεις στη μελέτη μηχανικών ιδιοτήτων με την τεχνική της νανοσκληρομέτρησης. Σε κάθε πείραμα οι ποσότητες του βάθους επαφής και της επιφάνειας επαφής υπολογίζονται άμεσα από την ακαμψία επαφής, το φορτίο και το βάθος διείσδυσης. Επομένως, η σκληρότητα H που επίσης εκφράζει τη μέση πίεση ή την τάση υπολογίζεται άμεσα. Για να υπολογιστεί με ακρίβεια το βάθος επαφής σε κάθε σημείο της



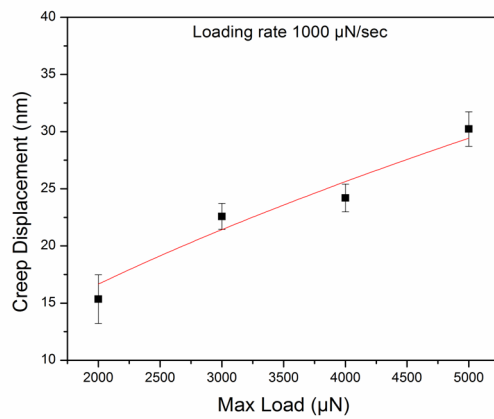
Σχήμα 6.11: Συνολική μετατόπιση μετά το στάδιο της σταθερής φόρτισης για τους διαφορετικούς ρυθμούς φόρτισης [7].

καμπύλης φόρτισης-αποφόρτισης, τροποποιήθηκε η μέθοδος των Cao και Zhang [140] ώστε να υπολογιστεί η ακαμψία σε κάθε σημείο της καμπύλης φόρτισης-αποφόρτισης (Σχήμα 6.11). Επιβεβαιώνεται από τη βιβλιογραφία ότι επιδράσεις λόγω ερπυσμού οδηγούν σε υπερεκτίμηση της ακαμψίας επαφής [141, 142, 143].

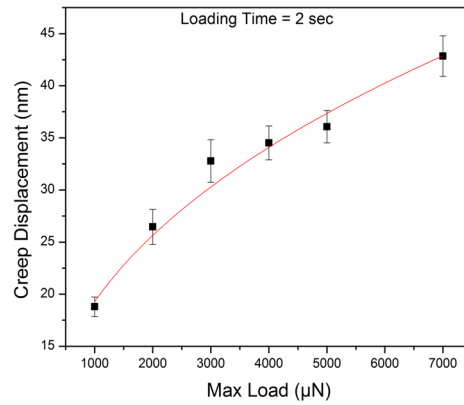
Η σκληρότητα ενός υλικού, από ένα σημείο και μετά, είναι ανεξάρτητη από το βάθος διείσδυσης και σαν συνέπεια από την επιφάνεια επαφής [144]. Οι τιμές της ακαμψίας, της σκληρότητας και του μέτρου ελαστικότητας του κράματος AA6082 – T6 εξαρτώνται από το ρυθμό φόρτισης και το μέγιστο φορτίο (Σχήματα 6.13-6.15). Η σκληρότητα του κράματος παρουσιάζει υψηλότερη διακύμανση στο Πείραμα I (1GPa), ενώ το μέτρο ελαστικότητας παρουσιάζει υψηλότερη διακύμανση στο Πείραμα II (13GPa). Στο Πείραμα III η σκληρότητα, το μέτρο ελαστικότητας και η ακαμψία παρουσιάζουν σημαντική διακύμανση (0.6GPa, 25GPa και 47μN/sec, αντίστοιχα), δείχνοντας την σημαντική επίδραση του χρόνου φόρτισης στις νανομηχανικές ιδιότητες (Σχήμα 6.15). Διακυμάνσεις στις νανομηχανικές ιδιότητες παρόμοιες με αυτές των Πειραμάτων I και II, έχουν αναφερθεί στη βιβλιογραφία [145]. Είναι εύκολα κατανοητό ότι η διακύμανση του μέτρου ελαστικότητας συνδέεται με τη διακύμανση του μέτρου ακαμψίας. Για το λόγο αυτό και η διακύμανση του μέτρου ελαστικότητας είναι μεγάλη στα Πειράματα II και III, όπου και η διακύμανση της ακαμψίας είναι μεγάλη.



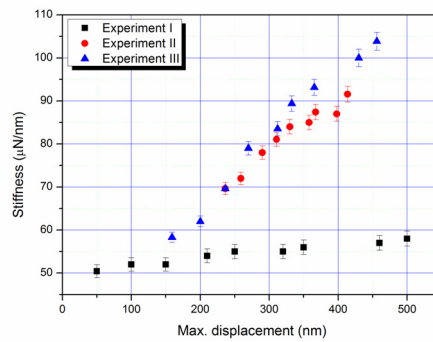
Σχήμα 6.12: Μετατόπιση ερπυσμού σε ρυθμούς φόρτισης 50, 100, 250 και 500 $\mu\text{N}/\text{sec}$, για 1000 μN μέγιστης δύναμης (Πείραμα I) [7].



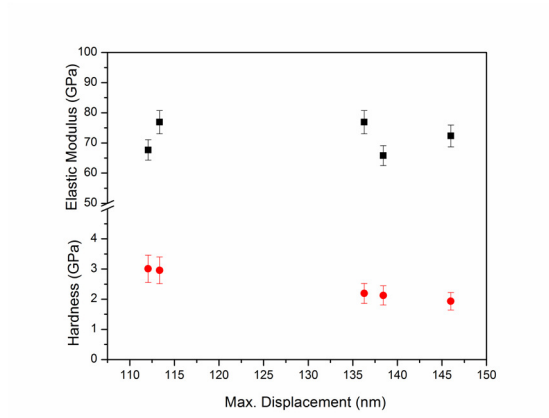
Σχήμα 6.13: Μετατόπιση ερπυσμού για μέγιστες δυνάμεις από 2000 έως 5000 μN , για 1000 $\mu\text{N}/\text{sec}$ ρυθμού φόρτισης (Πείραμα II) [7].



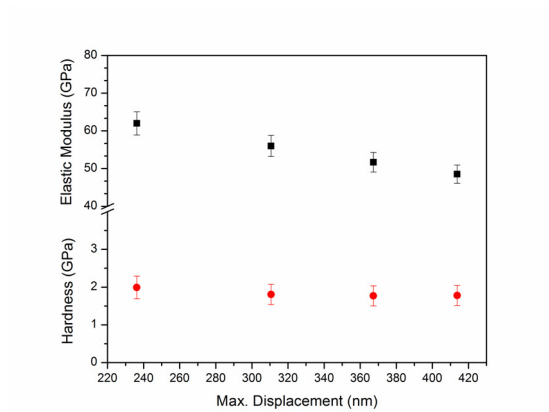
Σχήμα 6.14: Μετατόπιση ερπυσμού για μέγιστες δυνάμεις από 1000 έως 7000 μN , για χρόνο φόρτισης 2sec (Πείραμα III). [7].



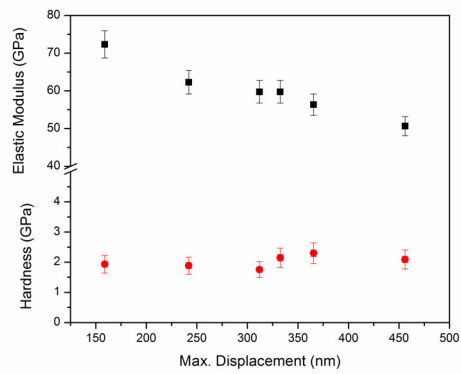
Σχήμα 6.15: Η κατανομή της ακαμψίας του κράματος AA6082 – T6 σε διαφορετικά βάθη για διάφορες συνθήκες φόρτισης [7].



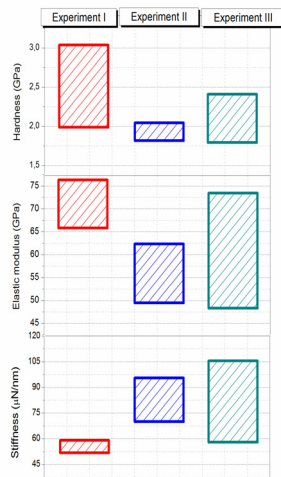
Σχήμα 6.16: Σκληρότητα και μέτρο ελαστικότητας για το κράμα AA6082 – T6 (Πείραμα I)[7].



Σχήμα 6.17: Σκληρότητα και μέτρο ελαστικότητας για το κράμα AA6082 – T6 (Πείραμα II) [7].



Σχήμα 6.18: Σκληρότητα και μέτρο ελαστικότητας για το κράμα AA6082 – T6 (Πείραμα III) [7].



Σχήμα 6.19: Διακύμανση της σκληρότητα, του μέτρου ελαστικότητας και της ακαμψίας για το κράμα AA6082 – T6 για τις τρεις πειραματικές μεθοδολογίες [7].

6.6 Κατάσταση Σταθερού Ερπυσμού

Η φαινομενολογική προσέγγιση της κατάστασης σταθερού ερπυσμού με τη νανοσκληρομέτρηση βασίζεται στην εργασία των Goodall και Clyne. Οι τάσεις και οι παραμορφώσεις κυμαίνονται από πολύ υψηλές στην κορυφή του εντυπωτή έως ότου μηδενίζονται στην ελεύθερη περιοχή. Σε κλασικό πείραμα εφελκυσμού η κατάσταση σταθερού ερπυσμού ακολουθεί τον εκθετικό νόμο:

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} = A \sigma^n \quad (6.1)$$

όπου $\frac{\partial \epsilon}{\partial t}$: ο ρυθμός παραμόρφωσης, σ : η τάση, n : ο εκθέτης τάσης και A : μια σταθερά. Πολλές πειραματικές μελέτες έχουν εφαρμόσει την προτεινόμενη ανάλυση για την μελέτη του φαινομένου του ερπυσμού και την εξαγωγή νανομηχανικών ιδιοτήτων [146]. Η τάση αντιστοιχεί στη σκληρότητα και σύμφωνα με την γεωμετρία της ακίδας Berkovich, ο ρυθμός παραμόρφωσης $\frac{\partial \epsilon}{\partial t}$ μπορεί να εκφραστεί ως:

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} = \frac{1}{h} \frac{dh}{dt} A \sigma^n \quad (6.2)$$

Οι εκθέτες των τάσεων μπορούν να υπολογιστούν από την σχέση:

$$n = \frac{d(\ln(\frac{\partial \epsilon}{\partial t}))}{d(\ln H)} \quad (6.3)$$

Οι παράμετροι A και n όπως υιοθετείται ευρύτερα στη βιβλιογραφία υποτίθεται ότι ταυτίζονται με αυτές που προκύπτουν από κλασικά πειράματα ερπυσμού με δοκιμές εφελκυσμού. Η μέτρηση του φαινομένου του ερπυσμού με τη μέθοδο της νανοσκληρομέτρησης οφείλεται σε ένα ανομοιογενές πεδίο τάσης και λαμβάνει χώρα σε μικρό χρονικό διάστημα σε σχέση με το πείραμα εφελκυσμού που απαιτεί ομοιόμορφη κατανομή τάσης στο δοκίμιο και διαρκεί χρονικά περισσότερο. Οι τάσεις στο υλικό είναι σύνθετες και συνδέονται με τη μικροδομή. Το φαινόμενο του ερπυσμού συνδέεται με τη μικροδομή. Οι συνθήκες κάτω από τις οποίες μπορεί να εφαρμοστεί η εξίσωση 6.1 καθορίζουν την αξιοπιστία των δεδομένων που προκύπτουν. Τα άμορφα πολυμερή με την απουσία μικροδομής αναμένεται να έχουν την ίδια συμπεριφορά και με τις δυο τεχνικές. Η βισκοελαστική παραμόρφωση είναι πολύ μικρότερη από την παραμόρφωση ερπυσμού που διέπεται από τον εκθετικό νόμο. Η δομή των μορίων των πολυμερών δημιουργείται δια της περιπλοκής των κυρίων αλυσίδων του μακρομορίου, τμήματα των οποίων συμπλέκονται μεταξύ τους και με τις δευτερεύουσες αλυσίδες με τρόπο ώστε να μην υπάρχει μακροσκοπικά ουδεμία τάξη στην διάταξη του μορίου. Με τον τρόπο αυτό η διάδοση των διαταραχών είναι αδύνατη. Η μόνη δυνατή παραμόρφωση προκύπτει με μικρές τοπικές ανακατατάξεις είτε των δευτερευουσών

είτε και των πρωτευουσών κατά τις οποίες τα γειτονικά άτομα ολισθαίνουν μεταξύ τους ευρισκόμενα διαρκώς σε επαφή [8]. Αν και πρόκειται για ολίσθηση ατόμων, στα πολυμερή η ολίσθηση είναι περιορισμένη σε μικρό όγκο λόγω της περίπλοκης δομής των μορίων τους. Στα μέταλλα το φαινόμενο του ερπυσμού οφείλεται στη δράση μικρού αριθμού στοιχειωδών πράξεων που οδηγούν στη διάδοση των διαταραχών και στις οποίες συμμετέχει όλος ο όγκος του μετάλλου. Η δομή του μετάλλου κατά τη διάρκεια του ερπυσμού εξαρτάται από τις ίδιες παραμέτρους από τις οποίες εξαρτάται και ο ερπυσμός του υλικού. Κατά συνέπεια η ρεολογία των χρυσταλλικών σωμάτων απαιτεί ειδικές θεωρίες και ομοιώματα [8].

Κεφάλαιο 7

Συμπεράσματα

Στη μεταπτυχιακή εργασία, μελετήθηκαν οι **παραμένουσες τάσεις** συγκολλημένων κραμάτων αλουμινίου (AA6082-T6, AA5083-H111) και το **φαινόμενο του ερπυσμού** στο κράμα (AA6082-T6), με την τεχνική της ναοσκληρομέτρησης. Επίσης, μελετήθηκε η μικροδομή με οπτικό μικροσκόπιο, EDAX, XRD και υπολογίστηκε το όριο διαρροής στις διάφορες ζώνες της συγκόλλησης με ακρίβεια της τάξεως του 10 % σε σχέση με το πείραμα εφελκυσμού. Για την εξαγωγή των παραμενουσών τάσεων χρησιμοποιήθηκαν τα μοντέλα των Suresh και Giannakopoulos και το μοντέλο των Lee et al.. Η αστοχία των μοντέλων να υπολογίσουν με ακρίβεια τις παραμένουσες τάσεις οφείλεται στην πολυπλοκότητα της κατανομής των τάσεων, στις παραδοχές των μοντέλων και το φαινόμενο μεγέθους στη σκληρότητα που έχει ως αποτέλεσμα τον υπολογισμό υψηλών παραμενουσών τάσεων στην επιφάνεια της συγκόλλησης, πάνω από το όριο διαρροής. Αυτή η εξάρτηση προκύπτει άμεσα από τη σχέση των μοντέλων με τη σκληρότητα. Αντίθετα, η χρήση τιμών της **μικροσκληρότητας** στα μοντέλα έχει ως αποτέλεσμα την βελτίωση των αποτελεσμάτων που προκύπτουν για την κατανομή των παραμενουσών τάσεων και την καλύτερη προσέγγιση. Σε κάθε περίπτωση πάντως και όπως προκύπτει από τη σύγκριση με τη βιβλιογραφία, η **κατανομή των παραμενουσών τάσεων** που εξάγεται με εφαρμογή της σκληρομέτρησης συμφωνεί ποιοτικά με αυτή που προκύπτει με τη μέθοδο ακτίνων X. Βέβαια, επιβεβαιώνεται και σε αυτή την εργασία η εξάρτηση των παραμενουσών τάσεων από την ποιότητα του δείγματος αναφοράς κάτι που αποτελεί μειονέκτημα για τη χρήση της μεθόδου εξαιτίας της έλλειψης δείγματος χωρίς παραμένουσες τάσεις, με ταυτόσημη γεωμετρία και μικροδομή. Ιδιαίτερα στα κράματα που έχουν συγκολληθεί με τη μέθοδο (FSW) που τοπικά στη ζώνη συγκόλλησης δημιουργεί βαθμίδες μικροδομής.

Σημαντική ερευνητική περιοχή αποτελεί η μελέτη της **χρονικής εξάρτησης** των μηχανικών ιδιοτήτων κραμάτων αλουμινίου στη **νανοκλίμακα**. Η ναοσκληρομέτρηση με τη μείωση της επιφάνειας επαφής, δίνει τη δυνατότητα

μελέτης περιοχών του υλικού απουσίας ατελειών. Έτσι, μπορεί να μελετηθεί η έναρξη της **διαρροής τοπικά** που αντιστοιχεί σε κάποια ασυνέχεια στη καμπύλη φόρτισης και ο μηχανισμός πλαστικής ροής. Στο σημείο της ασυνέχειας όπου η καμπύλη φόρτισης αποκλίνει από αυτή της πλήρους ελαστικής επαφής μπορεί να υπολογιστεί η αντοχή του υλικού πολύ κοντά στη θεωρητική τιμή ($G/30 - G/5$). Στα περαματικά αποτελέσματα επιβεβαιώνεται η σημασία της **ταχύτητας διάδοσης** των διαταραχών και της σχέσης της με το ρυθμό φόρτισης. Συνεπώς, το βάθος διείσδυσης του εντυπωτή κατά τη διάρκεια εφαρμογής του σταθερού φορτίου είναι συνάρτηση του ρυθμού φόρτισης. Η μετατόπιση ερπυσμού αυξάνεται με την αύξηση του ρυθμού φόρτισης και τη μέγιστη δύναμη. Σε συνθήκες υψηλού ρυθμού φόρτισης, οι διαταραχές δεν μπορούν να διαδοθούν πλήρως. Επομένως, οι διαταραχές πολλαπλασιάζονται και εξαπλώνονται καθώς το φορτίο διατηρείται σταθερό. Κατά συνέπεια, ο εντυπωτής μπορεί να διεισδύει συνεχώς στο σώμα στο στάδιο σταθερής φόρτισης, αυξάνοντας το βάθος διείσδυσης. Αντίθετα, σε χαμηλούς ρυθμούς φόρτισης, οι διαταραχές πολλαπλασιάζονται και εξαπλώνονται ολοκληρωτικά κατά το στάδιο της φόρτισης. Για το λόγο αυτό όπως επισημαίνεται από πολλούς ερευνητές το βάθος διείσδυσης κατά το στάδιο σταθερής φόρτισης είναι μικρό. Κατά τη ναοσκληρομέτρηση δημιουργούνται τοπικά υψηλές τάσεις και είναι ευρύτερα αποδεκτό η δημιουργία **χρονικά-εξαρτημένων επιδράσεων**. Ως αποτέλεσμα είναι απαραίτητο να ληφθούν υπόψιν αυτές οι επιδράσεις στη μελέτη μηχανικών ιδιοτήτων με την τεχνική της ναοσκληρομέτρησης.

Κεφάλαιο 8

Προτάσεις για Μελλοντική Έρευνα

Στην ενότητα αυτή περιλαμβάνονται προτάσεις για έρευνα σε περιοχές που άλλες συνδέονται άμεσα με τη μεταπτυχιακή εργασία και άλλες έμμεσα. Σε κάθε περίπτωση αποτελούν ερωτήματα που απασχολούν τον συγγραφέα και συνδέονται με την ερευνητική του δραστηριότητα. Οι προτάσεις αυτές τοποθετούνται στα όρια της Μηχανικής των Υλικών και της Επιστήμης και Τεχνικής των Υλικών. Άλλες αφορούν περισσότερο τη μια ή την άλλη περιοχή χωρίς ωστόσο ευδιάκριτα όρια. Στα πλαίσια αυτά η νανοσκληρομέτρηση είναι ένα εργαλείο χαρακτηρισμού αιχμής και αποτελεί μέρος της απάντησης σε ερωτήματα όπως:

- Προσθήκη νανοσωματιδίων (νανοσωλήνες άνθρακα, μικρο-νάνο/αλούμινας κλπ) σε διεπιφάνεια διαφορετικών υλικών (π.χ. ελαφρών διαφορετικών κραμάτων αλουμινίου) προς ενίσχυση μέσω κατεργασίας-συγκόλλησης διατριβής μέσω ανάδευσης (Friction Stir Welding-Processing, FSW-FSP)
- Εφαρμογή βαθμιδικών μοντέλων και προσομοίωση με χρήση της Μεθόδου των Πεπερασμένων Στοιχείων για την πρόβλεψη του φαινομένου μεγέθους. Το φαινόμενο μεγέθους αποτελεί έναν από τους παράγοντες που επηρεάζουν τον υπολογισμό παραμενουσών τάσεων.
- Συσχέτιση παραμενουσών τάσεων με τις βέλτιστες παραμέτρους συγκόλλησης για συγκεκριμένα μέταλλα-κράματα
- Μελέτη παραμενουσών τάσεων σε νανοσύνθετα με κατάλληλη επιλογή του βάθους διείσδυσης σε σχέση με τις διαστάσεις της ενίσχυσης και τις μηχανικές ιδιότητες της μήτρας. Η επιλογή της κλίμακας αποτελεί κρίσιμο στοιχείο για την αξιοπιστία των αποτελεσμάτων

- Συσχέτιση της μικροδομής του υλικού με το φαινόμενο του ερπυσμού στα μέταλλα και τα νανοκρυσταλλικά υλικά
- Μελέτη της νανομηχανικής συμπεριφοράς μονοκρυστάλλων και συσχέτιση της κρυσταλλικής ανισοτροπίας με τις ελαστικές σταθερές.
- Διερεύνηση του μηχανισμού της πλαστικότητας με την αύξηση της κλίμακας της νανοσκληρομέτρησης και λαμβάνοντας υπόψη τη μικροδομή. Έχει παρατηρηθεί μια μετάβαση από συμπεριφορά μονοκρυστάλλου για μικρά βάθη νανοσκληρομέτρησης στο μέσο ενός κόκκου σε πολυκρυσταλλική που υπακούει στο νόμο **Hall-Petch**
- Μελέτη της επίδρασης των παραμορφώσεων (**micro-strains**) στις καμπύλες φόρτισης-αποφόρτισης. Έχει παρατηρηθεί ότι η επίδραση της επιφανειακής τραχύτητας και της λείανσης είναι σημαντική στα πειραματικά αποτελέσματα

Βιβλιογραφία

- [1] T. Chudoba. *Measurement of Hardness and Young's Modulus by Nanoindentation*, in *Book Nanostructured Coatings*. Springer, New York, 2006.
- [2] V. Marx, H. Balke. A Critical Investigation of the Unloading Behavior of Sharp Indentation. *Acta Metallurgica*, 45(9):3791–3800, 1997.
- [3] C.A. Charitidis, D.A. Dragatogiannis, E.P. Koumoulos, I.A. Kartsonakis. Residual stress and deformation mechanism of friction stir welded aluminum alloys by nanoindentation . *Materials Science and Engineering: A*, 540:226–234, 2012.
- [4] J.G. Swadener, B. Taljat, G.M. Pharr. *J. Mater. Res.*, 16:2091–2102, 2001.
- [5] E.R. Olivas, J.G. Swadener, Y.-L. Shen. *Scripta Mater.*, 54:263–268, 2006.
- [6] C.M. Lepienski, G.M. Pharr, Y.J. Park, T.R. Watkins, A. Mishra, X. Zhang. *Thin Solid Films*, 447.
- [7] C.A. Charitidis, D.A. Dragatogiannis, E.P. Koumoulos. A study on time dependent properties of aluminum alloy by nanoindentation technique. *International Journal of Structural Integrity*, accepted for publication 2011.
- [8] Π.Σ. Θεοχάρη. *Πειραματική Αντοχή Υλικών*. ΕΚΔΟΣΙΣ Εθνικού Μετσοβίου Πολυτεχνείου, Αθήναι, 1975.
- [9] M. Ashby, H. Shercliff, D. Cebon. *Materials: Engineering, science, processing and design*. North American, 2nd Edition, 2010.
- [10] J.A. Brinell. *2nd Cong. Int. Methodes d' Essai, Paris*.

- [11] H. O'Neill. *The Hardness of Metals and Its Measurement*. Chapman and Hall, Ltd., London, England, 1934.
- [12] F.C. Lea. *Hardness of Metals*. C. Griffin, London, England,, 1936.
- [13] W. Spath. *Physics and Technology of Hardness and Softness*. Springer, Berlin, 1940.
- [14] S.R. Williams. *Hardness and Hardness Measurements*. The American Society of Metals, Cleveland, OH, 1942.
- [15] V.E. Lysaght. *Indentation Hardness Testing*. Reinhold Publishing Corporation, NY,, 1949.
- [16] L.B. Tuckerman. Hardness and hardness testing. *Mech. Eng.*, 47:53, 1925.
- [17] A. Wahlberg. Brinell's method of determining hardness and other properties of iron and steel. *B. J. Iron. Steel Inst.*, 59.
- [18] E. Meyer. Investigations of hardness testing and hardness. *Phys. Z.*, 9:66, 1908.
- [19] H. Buckle. Progress in Micro-Indentation Hardness Testing. *Metal. Rev.*, 4:49, 1959.
- [20] D. Tabor. A simple theory of static and dynamic hardness. *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, 192:247, 1948.
- [21] S.P. Timoshenko. *History of Strength of Materials*. McGraw-Hill, NY,, 1953.
- [22] R.F. Bishop, R. Hill, N.F. Mott. The theory of indentation and hardness tests. *Proc. Phys. Soc. London*, 57.
- [23] R. Hill, E.H. Lee, S.J. Tupper. The theory of wedge indentation of ductile materials. *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, 188.
- [24] R. Hill. *The Mathematical Theory of Plasticity*. Clarendon Press, Oxford, UK, 1950.
- [25] A.J. Ishlinsky. The axial-symmetrical problem in plasticity and the Brinell hardness. *J. Appl. Math. Mech. (USSR)*, 8.
- [26] A. Nadai. Plasticity. *McGraw-Hill, NY*.

- [27] M.M. Chaudhri. Subsurface plastic strain distribution around spherical indentations in metals. *Philos. Mag. A*, 74.
- [28] R. Hill, B. Storakers, A.B. Zdunek. A theoretical study of the Brinell hardness test. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 423.
- [29] S. Biwa, B. Storakers. An analysis of fully plastic Brinell indentation. *J. Mech. Phys. Solids*, 43.
- [30] Y.T. Cheng, Z. Li. Hardness obtained from conical indentations with various cone angles. *J. Mater. Res.*, 15.
- [31] D. Tabor. *The Hardness of Metals*. Clarendon Press, Oxford, UK, 1951.
- [32]
- [33] R.M. Davies. The determination of static and dynamic yield stresses using a steel ball. *Proc. R. Soc. London, Ser. A* , 197.
- [34] D. Tabor. The hardness and strength of metals. *J. Inst. Metals*, 79, 1951.
- [35] R.B. King, D. Tabor. The effect of temperature on the mechanical properties and the friction of plastics. *Proc. Phys. Soc. London, Sect. B*.
- [36] M.W. Pascoe, D. Tabor. The friction and deformation of polymers. *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, 235.
- [37] R.B. King, D. Tabor. The strength properties and frictional behaviour of brittle solids. *Proc. R. Soc. London, Ser. A*.
- [38] N.A. Stilwell, D. Tabor. Elastic recovery of conical indentations. *Proc. Phys. Soc. London*, 78.
- [39] A.G. Atkins, D. Tabor. Plastic indentation in metals with cones. *J. Mech. Phys. Solids*, 13(149), 1965.
- [40] A.G. Atkins, D. Tabor. On indenting with pyramids. *Int. J. Mech. Sci.*, 7 (647), 1965.
- [41] A.G. Atkins, D. Tabor. Mutual indentation hardness apparatus for use at very high temperatures. *Br. J. Appl. Phys.*, 16.

- [42] T.O. Mulhearn, D. Tabor. Creep and hardness of metals: A physical study. *J. Inst. Metals*, 89.
- [43] A.G. Atkins, A. Silverio, D. Tabor. Indentation hardness and the creep of solids. *J. Inst. Metals*, 94.
- [44] A.G. Atkins, D. Tabor. The plastic deformation of crossed cylinders and wedges. *J. Inst. Metals*, 94.
- [45] A.G. Atkins, D. Tabor. Mutual indentation hardness of singlecrystal magnesium oxide at high temperatures. *J. Am. Ceram. Soc.*, 50.
- [46] D. Tabor. The hardness of solids. *Rev. Phys. Technol.*, 1:145, 1970.
- [47] K.L. Johnson. *Contact Mechanics*. Cambridge University Press, 1985.
- [48] N. Gane. The direct measurement of the strength of metals on a sub-micrometre scale. *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, 317.
- [49] N. Gane, F.P. Bowden. Microdeformation of solids. *J. Appl. Phys.*, 39.
- [50] D. Tabor. *Indentation hardness and its measurement: Some cautionary comments, in Microindentation Techniques in Materials Science and Engineering (ASTM STP 889), edited by P.J. Blau and B.R. Lawn*. American Society for Testing and Materials, Philadelphia, PA, 1986.
- [51] M.V. Swain, J.T. Hagan. Indentation plasticity and the ensuing fracture of glass. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 9.
- [52] B.D. Powell, D. Tabor. The fracture of titanium carbide under static and sliding contact. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 3.
- [53] A.P. Gerck, D. Tabor. Indentation hardness and semiconductor-metal transition of germanium and silicon. *Nature*, 271.
- [54] D. Tabor. Phase changes and indentation hardness of germanium and diamond. *Nature*, 273.
- [55] D. Tabor. Indentation hardness and materials properties, in *Solid-Solid Interactions*, edited by M.J. Adams, S.K. Biswas, and B.J. Briscoe. *Imperial College Press, London, UK*.
- [56] D. Tabor. Indentation hardness: Fifty years on—A personal view. *Philos. Mag. A*, 74.

- [57] D. Tabor. The physical meaning of indentation hardness. *Sheet Metal Indust.*, 31.
- [58] R. Courtel. *Comp. Rend.*, 253:1758, 1961.
- [59] L.D. Dyer. *Acta Metal.*, 9:928, 1961.
- [60] A. E. H. Love. *A Treatise on the Mathematical Theory of Elasticity*. 4th Edn. Cambridge: University Press, 1952.
- [61] G. Fu, L. Cao. On the fundamental relations used in the analysis of nanoindentation data. *Mater. Let.*, 62.
- [62] B. Poon. *PhD Thesis: A Critical Appraisal of Nanoindentation with Application to Elastic-Plastic and Soft Materials*. California Institute of Technology, California, 2009.
- [63] *Metals Handbook, Vol.: Mechanical Testing and Evaluation*. ASM International, 2000.
- [64] Bhushan, B. *Nanotribology and Nanomechanics: An Introduction*. Springer, Berlin, 2005.
- [65] W.C. Oliver, G.M. Pharr. An improved technique for determining hardness and elastic modulus using load and displacement sensing indentation experiments. *Journal of Materials Research*, 7:1564–1583, 1992.
- [66] M.F. Doerner, W.D. Nix. A method for interpreting the data from depth sensing indentation instruments. *Journal of Materials Research*, 1:601–609, 1986.
- [67] J.S. Field, M.V. Swain. A Simple Predictive Model for Spherical Indentation. *Journal of Materials Research*, 8(2):297–306, $\Theta\upsilon\lambda\psi$ 1993.
- [68] M.V. Swain. Mechanical Property Characterization of Small Volumes of Brittle Materials with Spherical Tipped Indenters. *Journal of Materials Research*, 253:160–166, 1998.
- [69] J.-L. Loubet, B.N. Lucas, W.C. Oliver. Some Measurements of Viscoelastic Properties with the Help of Nanoindentation. *NIST Special Publication 896: International Workshop on Instrumented Indentation*.
- [70] M.J. Mayo, W.D. Nix. A Microindentation Study of Superplasticity in Pb, Sn, and Sn-38wt Pb. *Acta Metallurgica*, 36:2183–2192, 1988.

- [71] B.N. Lucas, W.C. Oliver. Indentation Power-Law Creep of High-Purity Indium. *Metallurgical and Materials Transactions A*, 30:601–610, 1999.
- [72] G.R. Anstis, P. Chantikul, B.R. Lawn, D.B. Marshall. A Critical Evaluation of Indentation Techniques for Measuring Fracture Toughness: I, Direct Crack Measurements and II: Strength Method. *J. American Ceramic Soc.*, 64 (9):543, 1981.
- [73] A. Bolshakov, W.C. Oliver, G.M. Pharr. An explanation for the shape of nanoindentation unloading curves based on finite element simulation. *Fall meeting of the Materials Research Society (MRS), Boston, MA (USA)*.
- [74] K. Bhattacharya, W.D. Nix. Finite element analysis of cone indentation. *International Journal of Solids Structure*, 27:1047–1058, 1991.
- [75] J. Woirgard, J.-C. Dargenton. An alternative method for penetration depth determination in nanoindentation measurements. *Journal of Materials Research*, 17:2227, 2002.
- [76] Γ.Μ. Πηρρ Θ.Α. Ηαψ. *Instrumented Indentation Testing, in Metals Handbook, Vol.:8 Mechanical Testing and Evaluation*. ASM International, 2000.
- [77] R.B. King. Elastic analysis of some punch problems for a layered medium. *International Journal of Solids Structure* , 23(12):1657–1664, 1987.
- [78] G.G. Bilodeau. Regular pyramid punch problem. *Journal of Applied Mechanics* , 59:519–523, 1992.
- [79] J.J. Vlassak, W.D. Nix. Measuring the Elastic Properties of Anisotropic Materials by Means of Indentation Experiments. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 42:1223–1245, 1994.
- [80] A.E. Giannakopoulos, P.L. Larsson. Analysis of pyramid indentation of pressure-sensitive hard metals and ceramics. *Mech. Mater.*, 25:1–35, 1997.
- [81] H. Gao, T.W. Wu. A note on the elastic contact stiffness of a layered medium. *Journal of Materials Research*, 8:3229–3233, 1993.
- [82] M.T. Hendrix. The use of shape correction factors for elastic indentation measurements. *Journal of Materials Research*, 10:255–258, 1995.

- [83] J. H. Strader, S. Shim, H. Bei, W.C. Oliver, G.M. Pharr. An experimental evaluation of the constant relating the contact stiffness to the contact area in nanoindentation. *Philosophical Magazine*, 86(33):5285–5298.
- [84] W.C. Oliver. Alternative Technique for Analyzing Instrumented Indentation Data. *Journal of Materials Research*, 16:3202, 2001.
- [85] T.Y. Tsui, W.C. Oliver, G.M. Pharr. Inaccuracies in Sneddon’s solution for elastic indentation by a rigid cone and their implications for nanoindentation data analysis. *Spring meeting of the Materials Research Society (MRS), San Francisco, CA (United States)*.
- [86] A. Bolshakov, W.C. Oliver, G.M. Pharr. Inaccuracies in Sneddon’s solution for elastic indentation by a rigid cone and their implications for nanoindentation data analysis. *Spring meeting of the Materials Research Society (MRS), San Francisco, CA (USA)*.
- [87] J.L. Hay, G.M. Pharr. Critical issues in measuring the mechanical properties of hard films on soft substrates by nanoindentation techniques. *Fall meeting of the Materials Research Society (MRS), Boston, MA (USA)*.
- [88] A. Bolshakov, W.C. Oliver, G.M. Pharr. Finite element studies of the influence of pile-up on the analysis of nanoindentation data. *Spring meeting of the Materials Research Society (MRS), San Francisco, CA (USA)*.
- [89] K. Bhattacharya, W.D. Nix. . *International Journal of Solids Structure*, 24:881, 1988.
- [90] Γ. Ερκενς Κ.Δ. Βουζακας, Ν. Μισηαλιδης. Thin hard coatings stress–strain curve determination through a FEM supported evaluation of nanoindentation test results. *Surf. Coat. Technol.*, 142.
- [91] J.A. Knapp, D.M. Fllstaedt, S.M. Myers, J.C. Barbour, T.A. Friedmann. *Journal of Applied Physics*, 85:1460, 1999.
- [92] G.Z. Voyiadjis, R. Peters. Size effects in nanoindentation: an experimental and analytical study. *Acta Mechanica*, 211.
- [93] J.L. Bucaille, S. Stauss, E. Felder, J. Michler. . *Acta Mater.*, 51:1663, 2003.

- [94] A. Bolshakov, G.M.J. Pharr. *Mater. Res.*, 13.
- [95] G. Tang, D. Singh, Y. Shen, N. Chawla. *Materials Science and Engineering A*, 502.
- [96] J. Chen, S.J. Bull. *Thin Solid Films*, 517.
- [97] N. Panich, P. Wangyao, J. Zrinsk, S. Surinphong, Y.K. Tan, Y. Sun. Finite element analysis of nanoindentation responses of TiB₂ coatings with a Ti interlayer on high speed steel. *Metallic Materials*, 46.
- [98] P.L. Larsson, A.E. Giannakopoulos, D.J. Rowcliffe, E. Soderlund, R. Vestergaard. Analysis of Berkovich Indentation. *International Journal of Solids Structure*, 33:221–248, 1996.
- [99] Jack C. Hay, A. Bolshakov, G.M. Pharr. A critical examination of the fundamental relations used in the analysis of nanoindentation data. *Journal of Materials Research*, 14.
- [100] Y.I. Golovin. Nanoindentation and mechanical properties of solids in submicrovolumes, thin near-surface layers, and films: a review. *Phys. Solid State*, 50:2113–2142, 2008.
- [101] M. Bocciarelli, G. Maier. Indentation and imprint mapping method for identification of residual stresses. *Comp. Mater. Sci.*, 39:381–392, 2007.
- [102] T.Y. Tsui, W.C. Oliver, G.M. Pharr. Influences of stress on the measurement of mechanical properties using nanoindentation. 1. Experimental studies in an aluminum alloy. *J. Mater. Res.*, 11:752–759, 1996.
- [103] A. Bolshakov, W.C. Oliver, G.M. Pharr. Influences of stress on the measurement of mechanical properties using nanoindentation. 2. Finite element simulations. *Journal of Materials Research*, 11:760–768, 1996.
- [104] S. Suresh, A.E. Giannakopoulos. *Acta Mater.* , 46:5755–5767, 1998.
- [105] X. Chen, J. Yan, A.M. Karlsson. On determination of residual stress and mechanical properties by indentation. *Mater. Sci. Eng. A*, 416:139–149, 2006.
- [106] M. Zhao, X. Chen, J. Yan, A.M. Karlsson. Determination of uniaxial residual stress and mechanical properties by instrumented indentation. *Acta Mater.* 54.

- [107] S. Carlsson, P.L. Larsson. *Acta Mater.*, 49:2179–2191, 2001.
- [108] S. Carlsson, P.L. Larsson. *Acta Mater.*, 49:2193–2203, 2001.
- [109] Y.-H. Lee, D. Kwon. *Scr. Mater.*, 49:459–465, 2003.
- [110] J. Jang, D. Son, Y.H. Lee, Y. Choi, D. Kwon. *Scr. Mater.*, 48:743–748, 2003.
- [111] Y.H. Lee, D. Kwon, J.-I. Jang. *Int. J. Modern Phys. B*, 17:1141–1146, 2003.
- [112] Y.H. Lee, D. Kwon. *Acta Mater.*, 52:1555–1563, 2004.
- [113] W.B. Lee, J.W. Kim, Y.M. Yeon, S.B. Jung. *Mater. Trans.*, 44:917–923, 2003.
- [114] N. Huber, J. Heerens. *Acta Mater.*, 56:6205–6213, 2008.
- [115] . Taljat, G.M. Pharr. *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.*, 594:519–524, 2000.
- [116] H. Gao. An expanding cavity model incorporating strain-hardening and indentation size effects. *Int. J. Solids Struct.*, 43:6615–6629, 2006.
- [117] A.E. Giannakopoulos, P.L. Larsson, R. Vestergaard. Analysis of Vickers Indentation. *Inter. J. Solids Struct.*, 31:2679–2708, 1994.
- [118] B.J. Briscoe, K.S. Sebastian, M.J. Adams. The effect of indenter geometry on the elastic response to indentation. *J. Phys. D: Appl. Phys.*
- [119] K. Zeng, C.H. Chiu. An analysis of load-penetration curves from instrumented indentation. *Acta Mater.*, 49:3539–3551, 2001.
- [120] A. Scialpi, L.A.C. De Filippis, P. Cavaliere. *J. Mater. Des.*, 28:1124–1129, 2007.
- [121] R. Nandan, T. DebRoy, H.K.D.H. Bhadeshia. *Prog. Mater. Sci.*, 53:980–1023, 2008.
- [122] E.P. Koumoulos, C.A. Charitidis, N.M. Daniolos, D.I. Pantelis. *Mater. Sci. Eng. B*, 176:1585–1589, 2011.
- [123] J.Y. Kim, K.W. Lee, J.S. Lee, D. Kwon. *Surf. Coat. Technol.*, 201:4278–4283, 2006.
- [124] L. Yajiang, W. Juan, C. Maoai, S. Xiaoqin. *Indian Acad. Sci.*, 27:127–132, 2004.

- [125] M. Peel, A. Steuwer, M. Preuss, P.J. Withers. *Acta Mater.*, 51:4791–4801, 2003.
- [126] J. Chen, S.J. Bull. *Surf Coat Technol*, 203:1609–1617, 2009.
- [127] R. Goodall, T.W. Clyne. *Acta Mater*, 54:5489–5499, 2006.
- [128] J. Lapin. *J Intermet*, 14:115, 2006.
- [129] C.A. Schuh, T.G. Nieh. Elastic recovery of conical indentations. *Acta Mater*, 51:87, 2003.
- [130] H. Chien-Chao, W. Mao-Kuo, L. Sanboh. Transient and steady-state nanoindentation creep of polymeric materials. *Plast. Int. J.*, 27.
- [131] W.B. Li, R. Warren. *Acta Metall*, 41:3065–3069, 1993.
- [132] H. Li, A.H.W. Ngan. *J. Mater. Res.*, 19:513–522, 2004.
- [133] Z.Q. Cao, X. Zhang. Nanoindentation creep of plasma-enhanced chemical vapor deposited silicon oxide thin films. *Scr. Mater.*, 56:249–252, 2007.
- [134] H. Pelletier, J. Krier, A. Cornet, P. Mille. *J. Th. Sol. Fil.*, 379:147–155, 2000.
- [135] S. Mandal, S. Kose, A. Frank, A.A. Elmustafa. *Int. J. Surf. Sci. Eng.*, 2:41–51, 2008.
- [136] Y.C. Lin, Y.J. Weng, D.J. Pen, H.C. Li. Deformation model of brittle and ductile materials under nano-indentation. *Materials and Design (2009) 1643–1649*, 30:1643–1649, 2009.
- [137] J.-I. Jang, M.J. Lance, S. Wen, T.Y. Tsui, G.M. Pharr. Indentation-induced phase transformations in silicon: influences of load, rate, and indenter angle on the transformation behavior. *Acta Mater.*, 53:1759–1770, 2005.
- [138] S. Yang, Y.W. Zhang, K.Y. Zeng. Extracting the mechanical properties of a viscoelastic polymeric film on a hard elastic substrate. *Journal of Materials Research*, 19:3053–3061, 2004.
- [139] Shuang Yang, Yong-Wei Zhang, Kaiyang Zeng. Analysis of nanoindentation creep for polymeric materials. *Indian Acad. Sci.*, 95.

- [140] Zhiqian Cao, Xin Zhang. Nanoindentation stress-strain curves of plasma-enhanced chemical vapor deposited silicon oxide thin films. *Thin Solid Films*, 516:1941–1951, 2008.
- [141] G. Feng, A.H.W. Ngan. Effects of Creep and Thermal Drift on Modulus Measurement Using Depth-sensing Indentation. *Journal of Materials Research*, 17:660–668, 2002.
- [142] A.H.W. Ngan, B. Tang. Viscoelastic effects during unloading in depth-sensing indentation. *Journal of Materials Research*, 17:2604–2610, 2002.
- [143] B. Tang, A.H.W. Ngan. Accurate measurement of tip-sample contact size during nanoindentation of viscoelastic materials. *Journal of Materials Research*, 18:1141–1148, 2003.
- [144] A.E. Giannakopoulos, S. Suresh. Determination of elastoplastic properties by instrumented sharp indentation. *Scripta Materialia*, 40:1191–1198, 1999.
- [145] Z. Ma, S. Long, Y. Pan, Y. Zhou. Creep Behavior and Its Influence on the Mechanics of Electrodeposited Nickel Films. *Journal of Materials Science and Technology*, 25:90–94, 2009.
- [146] W.B. Li, J.L. Henshall, R.M. Hooper, K.E. Easterling. Mechanisms of indentation creep. *Acta metallurgica et materialia*, 39.

Dimitrios A. Dragatogiannis

Curriculum Vitae

Personal

Address: National Technical University of Athens
School of Chemical Engineering
Department of Materials Science and Engineering
Zografou Campus
GR-15780, Athens, Greece

Mob.: 6947606029

E-mail: dragatogiannis@hotmail.com

Education

- 2012–today (Diploma) School of Naval Architecture and Marine Engineering,
National Technical University of Athens
- 2011–today (Phd) School of Chemical Engineering,
National Technical University of Athens
Thesis title: 'Mechanical Properties of Advanced Materials. Bridging the gap between
Nano-scale and Micro-scale'
- 2010–2012 (MSc) Materials Science and Engineering,
School of Chemical Engineering
National Technical University of Athens
- 2005–2010 (Diploma) School of Applied Mathematics and Physical Sciences,
National Technical University of Athens
Graduate at 8%.
Expertise: Applied Mathematical Analysis, Applied Mechanics-Computer Simulation.
- 1999–2004 'Private School Athena', Trikala of Thessaly, High School degree: Excellent, 19.8/20.

Scholarships/Awards

1. National Technical University of Athens scholarship for PhD studies (2012-today).

2. Award for the poster 'Nanomechanical properties of plasma-treated polylactic acid for packaging applications' presented at the 7th International Congress on Modification Degradation and Stabilization of Polymers (MoDeSt), 3-6 September 2012.
3. Foundation State of Scholarships (FSS) scholarship for ranking 2nd after panhellenic exams in NTUA in School of Applied Mathematics and Physical Sciences (2005).
4. Hellenic Red Cross Award for ranking 2nd after panhellenic exams in NTUA in School of Applied Mathematics and Physical Sciences (2005).

Employment

- 2011 Participation as PhD Candidate in the Call Programme to support basic research entitled 'Deposition of thin metallic and ceramic films (10-500nm) onto 3-D substrates using Chemical Vapor Deposition', (PEVE) (2010-2011), (National Technical University of Athens)
- 2008–2009 External collaborator in the greek publishing house 'ELLINOEKDOTIKI'.

Teaching experience

- 2012-2013 Teaching assistant in the framework of the laboratory exercises of the 7th Semester Undergraduate Course on "Structure-Property Relations in Materials", School of Chemical Engineering, NTUA.
- 2012-2013 Teaching assistant in the framework of the laboratory exercises of the 3th Semester Undergraduate Course on "Physical Chemistry II: States of Matter-Phase Equilibria", School of Chemical Engineering, NTUA.
- 2011-2012 Teaching assistant in the framework of the laboratory exercises of the 9th Semester Undergraduate Course on "Corrosion and Protection of Materials", School of Chemical Engineering, NTUA.
- 2011-2012 Teaching assistant in the framework of the 8th Semester Undergraduate Course on "Metallic Materials", School of Chemical Engineering, NTUA.

Memberships

- Mathematical Society of Greece
- Greek Society of Biomaterials

Languages

- English First Certificate, University of Cambridge
- English First Certificate, University of Michigan

Computer skills

- Programming Languages Java, Fortran, Matlab, Mathematica, Latex

A. Papers in International Journals

1. C.A. Charitidis, E.P. Koumoulos, V.P. Tsikourkitoudi, **D.A. Dragatogiannis**, G. Lolas, *Influence of accelerated ageing on nanomechanical properties, creep behavior and adhesive forces of PDMS*, *Plastics Rubbers and Composites* 41(2) (2012) , 94-99.
2. C.A. Charitidis, **D.A. Dragatogiannis**, E.P. Koumoulos, *A study on time dependent properties of aluminum alloy by nanoindentation technique*, *International Journal of Structural Integrity* (accepted for publication 2011).
3. **D.A. Dragatogiannis**, V.P. Tsikourkitoudi, C.A. Charitidis, *Analysis of nanoindentation creep of polydimethylsiloxane*, *Plastics Rubbers and Composites* (accepted for publication 2011), DOI:10.1179/1743289811Y.0000000062.
4. C.A. Charitidis, **D.A. Dragatogiannis**, E.P. Koumoulos, I.A.Kartsonakis, *Residual stress and deformation mechanism of friction stir welded aluminum alloys by nanoindentation*, *Materials Science and Engineering A* 540 (2012), 226–234.
5. C.A. Charitidis, **D.A. Dragatogiannis**, *Finite element analysis, stress-strain distribution and size effects rise during nanoindentation of welded aluminum alloy*, *International Journal of Structural Integrity* (accepted for publication 2011).
6. C.A.Charitidis, E.P. Koumoulos, V. Nikolakis, **D.A.Dragatogiannis**, *Structural and Nanomechanical Properties of a Zeolite Membrane measured using Nanoindentation* In Press, Accepted Manuscript at *Journal of Thin Solid Films* (2012).

B. Papers in International Conferences

1. C.A. Charitidis, **D.A. Dragatogiannis**, E.P. Koumoulos. *Finite Element Analysis and Nanoindentation Stress-Strain curves of welded aluminum alloy*, 2nd International Conference of Engineering Against Fracture, June 2011, (oral presentation).
2. H. Hatzikirou, G. Lolas, **D.A. Dragatogiannis**, C.A. Charitidis, I. A. Kartsonakis and G. Kordas, *Multiscale modelling in complex biological systems: the tumor growth paradigm*, 7th GRACM International Congress on Computational Mechanics Athens, 30 June – 2 July 2011, (oral presentation).
3. C.A. Charitidis, **D.A. Dragatogiannis**, G. Lolas, *Multiscale consideration of plasticity and stress-strain in engineering materials (study case: aluminum alloy)*, 7th GRACM International Congress on Computational Mechanics Athens, 30 June – 2 July 2011, (oral presentation).
4. Elias P. Koumoulos, Marian Valentin, **Dimitrios A. Dragatogiannis**, Costas A. Charitidis, Igor Krupa, Igor Novak, *Nanomechanical properties of plasma-treated polylactic acid for packaging applications*, 7th International Congress on Modification Degradation and Stabilization of Polymers (MoDeSt), 3-6 September 2012.

C. Papers in Conferences held in Greece

1. C.A. Charitidis, **D.A. Dragatogiannis**, E.P. Koumoulos, Nanoindentation stress-strain Curves of Aluminum (AA6082-T6) and magnesium (AZ31) alloys, XXVI Panhellenic Conference of Physics Solid State and Materials Sciences, 26-29 September 2010, (oral presentation).
2. **D.A. Dragatogiannis**, C.A. Charitidis, E.P. Koumoulos, Finite Element Modeling and Nanoindentation Stress-Strain curves of Monocrystalline Silicon, XXVI Panhellenic Conference of Physics Solid State and Materials Sciences, 26-29 September 2010, (oral presentation).
3. C.A. Charitidis, **D.A. Dragatogiannis**, E. P. Koumoulos, Nanoindentation stress-strain curves, finite element modeling and time dependent properties of aluminum alloys, 8th Panhellenic Conference of Chemical Engineering, May 2011, (oral presentation).
4. G. Lolas, M. Panagiotakopoulou, M. Vlisidis, C.A. Charitidis, **D.A. Dragatogiannis**, Cancer invasion and lymphangiogenesis: mathematical modelling of cancer growth, spread and nano-drug delivery treatment , 8th Panhellenic Conference of Chemical Engineering, May 2011, (oral presentation).
5. A. Skarmoutsou, **D.A. Dragatogiannis**, C.A. Charitidis, Nanoindentation stress-strain curves of SiO_x thin films on PET membranes, 8th Panhellenic Conference of Chemical Engineering, May 2011.
6. V.P. Tsikourkitoudi, **D.A. Dragatogiannis**, C.A. Charitidis. Finite element modelling on nanoindentation and time dependent properties on soft matter, 8th Panhellenic Conference of Chemical Engineering, May 2011.
7. G. Lolas, **D.A. Dragatogiannis**, A. Skarmoutsou, Development of mathematical spatio-temporal models for tissue regenerating, 8th Panhellenic Conference of Chemical Engineering, May 2011.