



ΕΘΝΙΚΟ ΚΑΠΟΔΙΣΤΡΙΑΚΟ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΑΘΗΝΩΝ
ΣΧΟΛΗ ΘΕΤΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ
ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ
ΤΟΜΕΑΣ ΦΥΣΙΚΗΣ ΣΤΕΡΕΑΣ ΚΑΤΑΣΤΑΣΗΣ

Πειραματική διερεύνηση των μηχανισμών εκπομπής Ακουστικών και Η/Μ σημάτων από κρυσταλλικά υλικά σε συνθήκες ομοαξονικής συμπίεσης μέχρι τη θραύση

ΜΑΣΤΡΟΓΙΑΝΝΗΣ ΔΗΜΗΤΡΙΟΣ
ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

ΑΘΗΝΑ
2017

Πίνακας περιεχομένων

ΠΡΟΛΟΓΟΣ.....	4
1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ	5
2. ΘΕΩΡΗΤΙΚΟ ΥΠΟΒΑΘΡΟ	10
2.1 Γραμμικές ατέλειες και η επίδραση μηχανικής καταπόνησης σε αυτές.....	11
2.2 Ηλεκτρική φόρτιση γραμμικών ατελειών	19
2.3 Ακτινοβόληση ιοντικών κρυστάλλων με ιονίζουσες ακτινοβολίες	26
2.4 Δυναμική εξέλιξη του φαινομένου θραύσης υπό την επίδραση εξωτερικού μηχανικού φόρτου	35
2.4.1 Διακριτή συμπεριφορά αναλλοίωτη από την κλίμακα (Discrete Scale Invariance)	39
2.4.2 Χαρακτηριστικά της DSI.....	41
2.4.3 Θεωρητική ανάπτυξη της εξέλιξης του φαινομένου της θραύσης	45
2.5 Φαινόμενο Kaiser	53
3. ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗΣ ΔΙΑΤΑΞΗΣ	56
3.1 Μηχανικό μέρος της πειραματικής διάταξης.....	56
3.2 Ηλεκτρονικό μέρος της πειραματικής διάταξης.....	59
4. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ	66
4.1 Μέτρηση και ελαχιστοποίηση θορύβου	68
4.2 Καταγραφή μεμονωμένων παλμών με υψηλή δειγματοληψία από δείγματα LiF και γρανίτη.....	71
4.3 Καταγραφή ηλεκτρομαγνητικών και ακουστικών χρονοσειρών από καταπόνηση δειγμάτων LiF και γρανίτη	74
4.4 Αντιπροσωπευτικά αποτελέσματα ηλεκτρομαγνητικής εκπομπής από καταπόνηση δειγμάτων LiF ακτινοβολημένων από ακτίνες γ.....	76

4.5 Καταγραφές από πειράματα φαινομένου Kaiser	87
5. ΣΥΖΗΤΗΣΗ ΕΠΙ ΤΩΝ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ	89
5.1 Μελέτη των μεμονωμένων παλμών	91
5.2 Ηλεκτρομαγνητική και Ακουστική δραστηριότητα στην περίπτωση δειγμάτων LiF ακτινοβολημένων με ακτίνες γ.....	95
5.3 Μελέτη της δυναμικής εξέλιξης του φαινομένου της θραύσης μέχρι την κατάρρευση	107
5.3.1 Οι παράμετροι α , ω και το φαινόμενο Kaiser	117
5.4 Παρατηρήσεις	125
6. ΔΙΑΤΥΠΩΣΗ ΚΑΙ ΥΠΟΣΤΗΡΙΞΗ ΑΠΟ ΤΑ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΜΑΣ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΤΟΥ ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΥ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΗΣ ΕΚΠΟΜΠΗΣ.....	127
6.1 Υπάρχοντα μοντέλα μηχανισμού ηλεκτρομαγνητικής εκπομπής	127
6.2 Πειραματικά υποστηριζόμενος μηχανισμός ηλεκτρομαγνητικής εκπομπής.....	130
6.3 Ανάπτυξη μαθηματικού μοντέλου περιγραφής των ηλεκτρομαγνητικών παλμών σε πιεζοηλεκτρικά και μη πιεζοηλεκτρικά υλικά.....	137
6.3.1 Η περίπτωση των ιοντικών κρυστάλλων	137
6.3.2 Η περίπτωση των πιεζοηλεκτρικών υλικών	145
6.4 Μηχανισμός εξάπλωσης και η δυναμική του φαινομένου θραύσης.....	154
7. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ	157
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ.....	160

ΠΡΟΛΟΓΟΣ

Η παρούσα διδακτορική διατριβή εκπονήθηκε στον Τομέα Φυσικής Στερεάς Κατάστασης του Τμήματος Φυσικής του Εθνικού Καποδιστριακού Πανεπιστημίου Αθηνών. Θα ήθελα να ευχαριστήσω τους κυρίους Χατζηκωντή Βασίλειο, Ευταξία Κωνσταντίνο και Λόντο Χαράλαμπο για την καθοδήγηση και τις σημαντικές τους παρατηρήσεις και επισημάνσεις, ως μέλη της τριμελούς συμβουλευτικής επιτροπής.

Δημήτρης Μαστρογιάννης

Ιανουάριος 2017

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η μελέτη διαταραχών ηλεκτρικής φύσης λόγω της καταπόνησης κρυσταλλικών υλικών υπήρξε αντικείμενο παρατήρησης στις αρχές του 20^{ου} αιώνα. Συγκεκριμένα οι Z.Gyulai και D.Hartly [1] το 1928 μέτρησαν αλλαγή στην αγωγιμότητα των υλικών που είχαν υποστεί πλαστική παραμόρφωση. Μεταγενέστερα ο W.Steφανον [2] πραγματοποίησε ανάλογα πειράματα και παρατήρησε αλλαγές στην αγωγιμότητα υλικών κατά τη διάρκεια της διαδικασίας πλαστικής παραμόρφωσής τους. Αυτές οι παρατηρήσεις αποτέλεσαν το έναυσμα και την αφετηρία για την μελέτη των συσχετισμών των ηλεκτρικών ιδιοτήτων των υλικών με τη διαδικασία της καταπόνησής τους, εξετάζοντας αρχικά την περίπτωση του NaCl [3] [4] [5] αλλά και γενικότερα των αλκαλικών γαιών (alkali halides) [6] [7]. Οι προσπάθειες αυτές είχαν σαν αποτέλεσμα να πραγματοποιηθούν οι πρώτες απόπειρες συσχέτισης των ηλεκτρικών αυτών φαινομένων με την πλαστική παραμόρφωση των ιοντικών κρυστάλλων [8] [9].

Η διεξοδική μελέτη της καταπόνησης και θραύσης κρυσταλλικών υλικών οδήγησε στην παρατήρηση και άλλων φαινομένων πέρα από τις διαταραχές ηλεκτρικών ιδιοτήτων. Συγκεκριμένα ο U.Nitsan [10] το 1977 διεξήγε εργαστηριακά πειράματα κατά τα οποία παρατήρησε ακουστική και ηλεκτρομαγνητική εκπομπή που σχετίζεται με τη θραύση πετρωμάτων που περιέχουν χαλαζίτη και άλλα πιεζοηλεκτρικά υλικά. Το 1982 οι Warwick, Stoker και Meyer [11] πραγματοποίησαν πειράματα συμπίεσης σε γρανίτη και έδειξαν ότι συμβαίνουν μικροθραύσεις με παράλληλη ηλεκτρομαγνητική εκπομπή, που - όπως πρότειναν - οφείλονται σε πιεζοηλεκτρικά πεδία επαγόμενα λόγω των μηχανικών τάσεων. Μία επίσης σημαντική περίπτωση παρατήρησης ηλεκτρικών σημάτων ήταν των Cress, Brady και Rowell [12] που σε πέτρωμα που δεν περιείχε χαλαζίτη εντόπισαν ηλεκτρικά σήματα στη ζώνη συχνοτήτων 900Hz έως 5KHz.

Όπως ήταν λογικό, η παρατήρηση της ηλεκτρομαγνητικής και ακουστικής εκπομπής ώθησε την επιστημονική κοινότητα στην προσπάθεια εξήγησης του φαινομένου και στη μελέτη των αιτίων παραγωγής αυτών των σημάτων. Τα φαινόμενα συσχετίζονται με τις φορτισμένες ατέλειες που υπάρχουν στο πλέγμα κάθε στερεού υλικού, όπως αναφέρεται και στην βιβλιογραφία [13] [14] [15] [16] [17] [18]. Στη σχετική βιβλιογραφία αναφέρονται πειράματα τόσο σε διαφορετικά υλικά όπως πετρώματα [19] [20], δείγματα από πάγο [21], ανοδιωμένο αλουμίνιο (anodized aluminium) [22] [23], ιοντικούς κρυστάλλους [24] [25], γενικότερα

κρυσταλλικά στερεά [14] [26] [27], μέταλλα [13] και σύνθετα υλικά [28] όσο και σε διαφορετικούς τρόπους καταπόνησης όπως συμπίεση του υλικού [29] ή διαδικασία τριβής [30]. Φαινόμενα ηλεκτρομαγνητικών διαταραχών σε διάφορες περιοχές συχνοτήτων έχουν παρατηρηθεί και πριν από σεισμούς [11] [31] [32] [33] [34] [35] [36] [37] [38] [39] [40] [41] [42] και έχουν γίνει απόπειρες παραλληλισμού των ηλεκτρομαγνητικών διαταραχών σε γεωφυσική κλίμακα με αντίστοιχες σε εργαστηριακά πειράματα [43] [44] [45].

Στην παρούσα διατριβή διεξήχθησαν πειράματα μηχανικής καταπόνησης και θραύσης υλικών με ταυτόχρονη ανίχνευση ακουστικής και ηλεκτρομαγνητικής εκπομπής, ελέγχοντας και αξιολογώντας τη διαδικασία από την αρχή της καταπόνησης του υλικού μέχρι την τελική κατάρρευση. Επιπλέον, μελετήθηκε - με βάση την ηλεκτρομαγνητική εκπομπή - η δυναμική εξέλιξη της θραύσης και κατάρρευσης του υλικού υπό συνθήκες ομοαξονικής συμπίεσης, βάσει σε αντίστοιχα μαθηματικά μοντέλα περιγραφής της ενέργειας που εκλύεται κατά την κατάρρευση πολύπλοκων συστημάτων [46] [47] [48]. Επισημαίνεται ότι κατά καιρούς έχουν προταθεί διάφορες απόψεις και αντιλήψεις ως προς την προέλευση της ηλεκτρομαγνητικής εκπομπής [13] [16] [49] [50] [51] [52] [53]. Για την πληρέστερη εικόνα της διαδικασίας έγιναν, αρχικά, πειράματα σε πιεζοηλεκτρικά (γρανίτης) και σε μη πιεζοηλεκτρικά (LiF) υλικά, ώστε να συγκριθούν αποτελέσματα από υλικά με διαφορετικές ιδιότητες. Καταγράφηκαν, επίσης, μεμονωμένοι ηλεκτρομαγνητικοί παλμοί με υψηλή δειγματοληψία, έτσι ώστε να μελετηθεί η «δομική μονάδα» του συνόλου της ηλεκτρομαγνητικής εκπομπής που συνοδεύει τη θραύση. Διεξήχθησαν καταγραφές από δείγματα ακτινοβολημένα με ακτίνες γ, διότι η ακτινοβόληση επηρεάζει τα ελεύθερα φορτία που υπάρχουν μέσα στο υλικό και το πλήθος των ατελειών που περιέχει [54] [55], γεγονός που αναμένεται να μεταβάλλει και τη συμπεριφορά του υλικού κατά την καταπόνησή του. Για την μελέτη της δυναμικής εξέλιξης της θραύσης πραγματοποιήθηκαν πειράματα βασισμένα στο φαινόμενο Kaiser, όπου σε διαφορετικές διαδικασίες συμπίεσης-αποσυμπίεσης στο ίδιο δείγμα εφαρμόστηκε το αντίστοιχο μοντέλο μαθηματικής προσέγγισης της ενέργειας που απελευθερώνεται, έτσι ώστε να συγκριθούν τα αποτελέσματα και να εξαχθούν συμπεράσματα για τη διαδικασία της καταπόνησης. Επειδή το φαινόμενο της καταπόνησης μέχρι την θραύση είναι μια πολύπλοκη διαδικασία, πραγματοποιήθηκαν και υπολογισμοί της εντροπίας Tsallis και Fuzzy ανά κύκλο συμπίεσης-αποσυμπίεσης, έτσι ώστε να ελεγχθούν και άλλοι παράμετροι πολυπλοκότητας που θα βοηθήσουν στην εξαγωγή συμπερασμάτων σχετικά με τα μαθηματικά μοντέλα που εφαρμόζουμε.

Ο κύριος στόχος της διατριβής είναι να προταθεί μοντέλο μηχανισμού που να εξηγήσει την προέλευση της ηλεκτρομαγνητικής εκπομπής κατά την καταπόνηση και θραύση των υλικών, με βάση αποκλειστικά τα πειραματικά μας δεδομένα ηλεκτρομαγνητικής εκπομπής που ελήφθησαν κατά την εκπόνησή της. Ένας ακόμα στόχος της διατριβής είναι η ολοκληρωμένη μελέτη της δυναμικής εξέλιξης της θραύσης, χρησιμοποιώντας ως εργαλείο παρατήρησης του φαινομένου την ενέργεια που εκλύεται μέσω της ηλεκτρομαγνητικής και ακουστικής εκπομπής.

Συνοπτικά, τα κυριότερα σημεία της διατριβής έχουν ως εξής:

- Πειράματα σε LiF και γρανίτη για ανίχνευση ακουστικών και ηλεκτρομαγνητικών σημάτων κατά την ομοαξονική συμπίεσή τους. Καταγραφή χρονοσειρών πλατών των σημάτων αυτών ή χρονοσειρών του αριθμού ηλεκτρομαγνητικών ή ακουστικών παλμών ανά δευτερόλεπτο
- Καταγραφή μεμονωμένων παλμών από δείγματα LiF και γρανίτη με κατάλληλη διάταξη καταγραφής σε υψηλή δειγματοληψία.
- Παρόμοια πειράματα σε δείγματα LiF που έχουν υποστεί ακτινοβολήση από ακτίνες γ σε διαφορετικές δόσεις. Τα πειράματα σε ακτινοβολημένα υλικά διαδραματίζουν σημαντικό ρόλο διότι βοηθούν στην υποστήριξη του προτεινόμενου μοντέλου μηχανισμού παραγωγής των ηλεκτρομαγνητικών σημάτων.
- Επεξεργασία χρονοσειρών πλατών των ηλεκτρομαγνητικών σημάτων σε LiF και γρανίτη για εξακρίβωση της ισχύος σχετικών μαθηματικών προσεγγίσεων της δυναμικής εξέλιξης της θραύσης των υλικών.
- Διατύπωση μηχανισμού προέλευσης ηλεκτρομαγνητικών σημάτων, που να συμφωνεί και να είναι συμβατό με τα πειραματικά μας αποτελέσματα.

Τα κεφάλαια της διατριβής ακολουθούν την παρακάτω δομή:

- Το πρώτο κεφάλαιο αποτελεί την εισαγωγή που προηγήθηκε.
- Στο δεύτερο κεφάλαιο παρουσιάζεται το απαραίτητο θεωρητικό υπόβαθρο για την κατανόηση της εργασίας. Αρχικά παρουσιάζονται τα σχετικά με τη δομή των υλικών, το είδος των ατελειών που παρατηρούνται σε αυτά, τον τρόπο που οι ατέλειες πολλαπλασιάζονται και αλληλοεπιδρούν και βλέπουμε την επίδραση που έχει η ακτινοβολήση των υλικών με ιονίζουσες ακτινοβολίες στη δομή τους. Στη συνέχεια γίνεται αναφορά σε μαθηματικά μοντέλα περιγραφής και προσέγγισης της

διαδικασίας της θραύσης και στον τρόπο εφαρμογής του στα φαινόμενα εκπομπής που τη συνοδεύουν. Στο τέλος γίνεται αναφορά στο φαινόμενο Kaiser που θα αποτελέσει μία ιδιαίτερη και χρήσιμη περίπτωση καταγραφής σημάτων και θα βοηθήσει στην τεκμηρίωση των συμπερασμάτων μας.

- Στο τρίτο κεφάλαιο περιγράφεται η πειραματική διάταξη η οποία στήθηκε και χρησιμοποιήθηκε για την διεξαγωγή του συνόλου των πειραμάτων που πραγματοποιήθηκαν κατά τη διάρκεια της διατριβής. Η περιγραφή περιλαμβάνει τόσο το μηχανικό όσο και το ηλεκτρονικό μέρος της διάταξης.
- Στο τέταρτο κεφάλαιο γίνεται παρουσίαση ενός χαρακτηριστικού δείγματος των πειραματικών καταγραφών μας. Το σύνολο των πειραμάτων δεν είναι δυνατό να παρουσιαστεί μέσα στη διατριβή και για αυτό έχουν επιλεγεί κάποια αντιπροσωπευτικά δείγματα. Συγκεκριμένα, παρουσιάζονται καταγραφές μεμονωμένων παλμών ακουστικής και ηλεκτρομαγνητικής εκπομπής από ιοντικούς αλλά και πιεζοηλεκτρικούς κρυστάλλους. Στη συνέχεια παρουσιάζονται πλήρεις καταγραφές από δείγματα LiF και γρανίτη, όπου φαίνεται η συμπεριφορά των φαινομένων εκπομπής από την αρχή της διαδικασίας καταπόνησης μέχρι το τελικό σημείο της κατάρρευσης. Τέλος, παρουσιάζονται πλήρεις καταγραφές από πειράματα που έχουν διεξαχθεί σε δείγματα LiF που έχουν υποστεί ακτινοβόληση από ακτίνες γ και συγκρίνονται με αντίστοιχα μη ακτινοβολημένα δείγματα.
- Στο πέμπτο κεφάλαιο γίνεται η συζήτηση επί των πειραματικών δεδομένων που προέκυψαν από τις καταγραφές μας. Γίνεται εφαρμογή των μαθηματικών μοντέλων, που έχουν αναφερθεί στη θεωρία, στην ενέργεια που εκλύεται μέσω ακουστικής και ηλεκτρομαγνητικής εκπομπής, όπως αυτή υπολογίζεται από τις χρονοσειρές που έχουν καταγραφεί. Στη συνέχεια υπολογίζονται χαρακτηριστικές παράμετροι που θα βοηθήσουν στην κατανόηση της δυναμικής εξέλιξης του φαινομένου.
- Στο έκτο κεφάλαιο διατυπώνεται μηχανισμός παραγωγής της ηλεκτρομαγνητικής εκπομπής, ο οποίος συμφωνεί με το σύνολο των πειραματικών μας αποτελεσμάτων, αναπτύσσονται μαθηματικές εκφράσεις που να μπορούν να προσομοιώνουν την μορφή και τη συμπεριφορά των ηλεκτρομαγνητικών παλμών τόσο του LiF όσο και του γρανίτη και παρουσιάζονται τα συμπεράσματα από την εφαρμογή την μελέτη της εξέλιξης του φαινομένου της θραύσης.

- Στο έβδομο και τελευταίο κεφάλαιο γίνεται μία συνοπτική παρουσίαση των συμπερασμάτων που προέκυψαν από την εκπόνηση και ολοκλήρωση της παρούσας διατριβής.

2. ΘΕΩΡΗΤΙΚΟ ΥΠΟΒΑΘΡΟ

Είναι ευρέως γνωστό ότι όλα τα κρυσταλλικά υλικά εμφανίζουν πλήθος πλεγματικών ατελειών για λόγους θερμοδυναμικής ισορροπίας [56]. Το σύνολο αυτών των ατελειών προσδίδουν στον κρύσταλλο ένα βαθμό ανομοιογένειας και κατά την διάρκεια της συμπίεσης του κρυστάλλου αποτελούν περιοχές συγκέντρωσης υψηλών τάσεων (stress concentrators). Εικάζεται, επομένως, ότι αυτές οι περιοχές αποτελούν την πηγή των τοπικών καταστροφικών μικρογεγονότων υπό συνθήκες αυξανόμενης συμπίεσης. Τα τοπικά καταστροφικά μικρογεγονότα παραμόρφωσης (microcracks) αυξάνονται, μεγαλώνουν και εξαπλώνονται μέσα σε ένα ανομοιογενές υλικό, αναπτύσσοντας ένα «δίκτυο» μικρορωγμών που αλληλεπιδρούν, μέχρι το τελικό σημείο κατάρρευσης (θραύση του υλικού).

Η συμπεριφορά των κρυσταλλικών υλικών υπό συνθήκες μηχανικής συμπίεσης θα ήταν τελείως διαφορετική αν δεν υπήρχαν οι θερμοδυναμικές ατέλειες μέσα στο κρυσταλλικό πλέγμα [57]. Έχει αποδειχθεί πειραματικά ότι η μηχανική αντοχή των κρυσταλλικών υλικών είναι τάξεις μεγέθους μικρότερη από τη θεωρητικά αναμενόμενη σε ιδανικό πλέγμα απαλλαγμένο από ατέλειες. Οι πλεγματικές ατέλειες ελαττώνουν τοπικά την αντοχή του υλικού δρώντας ως συγκεντρωτές τάσης (stress concentrators).

Η θραύση των υλικών και των φαινομένων εκπομπής που τη συνοδεύουν συνδέονται άρρηκτα με το πλήθος των γραμμικών ατελειών που βρίσκονται μέσα σε αυτό και για αυτό είναι σημαντικό να γίνει μία μικρή εισαγωγή στις γραμμικές ατέλειες που συναντώνται στα στερεά υλικά.

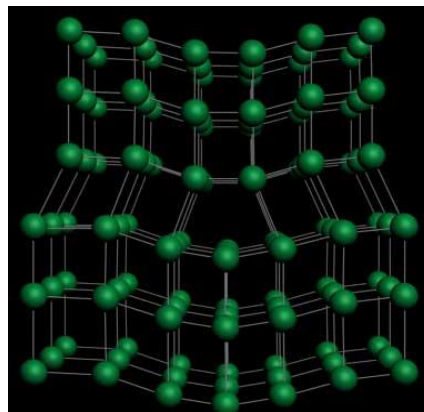
Κρυσταλλικό πλέγμα με ιδανική δομή απαλλαγμένο από πλεγματικές ατέλειες δε δύναται να υπάρχει στη φύση. Οι ατέλειες είναι φυσικό επακόλουθο της θερμοδυναμικής ισορροπίας του υλικού, ακόμα και σε περιπτώσεις μονοκρυσταλλικών υλικών.

2.1 Γραμμικές ατέλειες και η επίδραση μηχανικής καταπόνησης σε αυτές

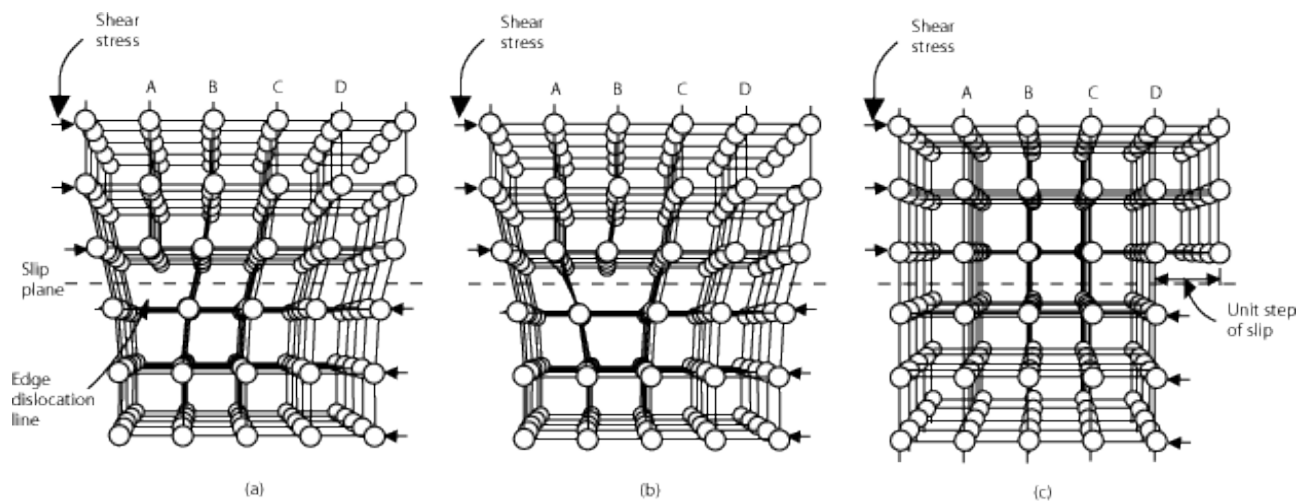
Οι εξαρθρωμένες περιοχές (dislocations – γραμμικές μετατοπίσεις) είναι περιοχές όπου τα άτομα βρίσκονται εκτός θέσης από τη δεδομένη κρυσταλλική δομή. Οι περιοχές αυτές παράγονται και μετατοπίζονται όταν ασκείται πίεση (stress). Η κίνηση των εξαρθρωμένων περιοχών επιτρέπει την πραγματοποίηση πλαστικής παραμόρφωσης.

Η μετατόπιση ακμής (edge dislocation) αποτελεί τη συνηθέστερη μορφή γραμμικής ατέλειας και μπορεί εύκολα να οπτικοποιηθεί ως ένα επιπλέον ημιεπίπεδο ατόμων μέσα στο πλέγμα. Η μετατόπιση αποκαλείται γραμμική ατέλεια γιατί το σύνολο των γραμμικών ατελειών, οι οποίες παράγονται στο πλέγμα από την μετατόπιση, απλώνονται κατά μήκος μίας νοητής γραμμής. Αυτή η γραμμή διατρέχει κατά μήκος το επιπρόσθετο ημιεπίπεδο από την κορυφή του. Οι ενδοατομικοί δεσμοί στρεβλώνονται σημαντικά μόνο στην γειτονική περιοχή της γραμμικής μετατόπισης.

Η κατανόηση της κίνησης της μετατόπισης είναι μείζονος σημασίας για να καταλάβουμε πως οι μετατοπίσεις επιτρέπουν την παραμόρφωση σε πολύ μικρότερες τιμές καταπόνησης (stress) σε σύγκριση με αυτές που θα απαιτούσε ένας τέλειος κρύσταλλος. Η κίνηση μίας μετατόπισης μπορεί να παρομοιαστεί με την κίνηση μίας κάμπιας. Η κάμπια θα έπρεπε να καταβάλλει μεγάλη προσπάθεια για να μετακινήσει ταυτόχρονα το σύνολο του σώματός της, γι' αυτό μετακινεί λίγο το πίσω μέρος του σώματός της προς τα μπροστά, δημιουργώντας έτσι μία «καμπούρα» (hump). Στη συνέχεια η «καμπούρα» αυτή μετακινείται μπροστά, διατρέχοντας το σύνολο του κορμού της και μετακινώντας τελικά όλο το σώμα κατά αυτό το μικρό τμήμα. Όπως είναι εμφανές στα σχήματα που



Σχήμα 1: Μετατόπιση ακμής.
Αναπαραγωγή από [155].



Σχήμα 2: Μετακίνηση μετατόπισης ακμής. Αναπαραγωγή από [155].

ακολουθούν, οι μετατοπίσεις μετακινούνται κατά παρόμοιο τρόπο. Η μετατόπιση στο πάνω μισό του κρυστάλλου «γλιστρά» κατά ένα επίπεδο προς τα δεξιά κάθε φορά, όπως φαίνεται από το Σχήμα 2a μέχρι το Σχήμα 2c. Στη διαδικασία της ολίσθησης ανά επίπεδο (gliding) η μετατόπιση διαδίδεται μέσα στον κρύσταλλο. Η μετακίνηση του dislocation κατά μήκος του επιπέδου που χωρίζει υποθετικά το δεδομένο κρύσταλλο που εξετάζουμε σε πάνω και κάτω τμήμα, επιτρέπει τη σταδιακή μετακίνηση του πάνω τμήματος του κρυστάλλου ως προς το κάτω τμήμα. Παρόλα αυτά μόνο ένα μικρό ποσοστό των ατομικών δεσμών διασπώνται σε κάθε δεδομένη χρονική στιγμή που πραγματοποιείται μία μετακίνηση. Η μετακίνηση κατά αυτόν τον τρόπο απαιτεί πολύ μικρότερες δυνάμεις από την περίπτωση που θα έπρεπε να διασπαστούν όλοι οι δεσμοί ταυτόχρονα κατά μήκος του νοητού επιπέδου.

Οι μετατοπίσεις κινούνται κατά μήκος των πυκνότερων επιπέδων ατόμων στο υλικό, γιατί η τάση που απαιτείται για να μετακινηθούν οι μετατοπίσεις αυξάνεται ανάλογα με το διάστημα μεταξύ των επιπέδων. Για παράδειγμα, τα μέταλλα με δομή FCC και BCC έχουν πολλά πυκνά επίπεδα, επομένως οι μετατοπίσεις μετακινούνται σχετικά εύκολα και για αυτό τα υλικά αυτά παρουσιάζουν μεγάλη πλαστικότητα. Αν μέσα στο κρυσταλλικό πλέγμα προστεθούν ενδιάμεσα άτομα (interstitial atoms) ή κοκκώδη όρια (grain boundaries), οι ατέλειες αυτές μπορούν και «καρφιτσώνουν» (pin) τις μετατοπίσεις. Καθώς το υλικό παραμορφώνεται πλαστικά, όλο και περισσότερες μετατοπίσεις δημιουργούνται και αναπόφευκτα παρεμβάλλονται η μία στην πορεία της άλλης και παρεμποδίζουν τη μετακίνησή τους. Πρόκειται για το λεγόμενο στάδιο της σκλήρυνσης (work hardening).

Σε υλικά με ιοντικούς δεσμούς, ένα ιόν πρέπει να μετακινηθεί μέσα από φορτισμένες περιοχές για να μεταβεί σε μία άλλη πλεγματική θέση. Ως εκ τούτου, η ολίσθησή του είναι δύσκολη και τα υλικά αυτά είναι πιο εύθραυστα. Ομοίως, η χαμηλή πυκνότητα πλεγματικών επιπέδων στα υλικά με ομοιοπολικούς δεσμούς τα καθιστά γενικώς πιο εύθραυστα από τα μέταλλα.

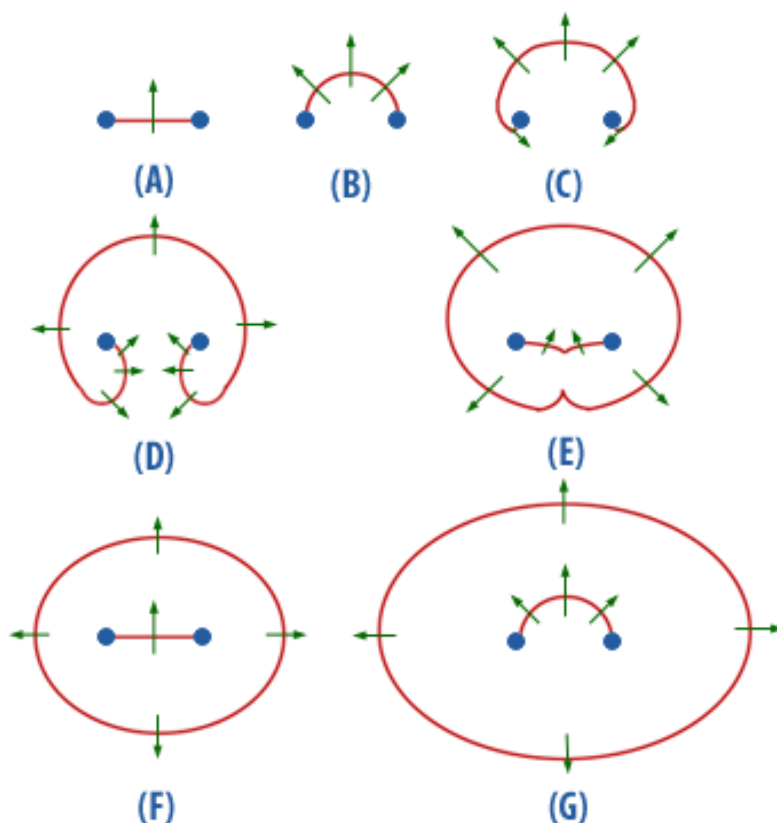
Όταν ένα κρυσταλλικό υλικό υποβάλλεται σε συνθήκες καταπόνησης υπό μηχανικό φόρτο, σε κάποια οριακή τιμή της διατμητικής τάσης μία γραμμική ατέλεια αρχίζει να ολισθαίνει και να μετατοπίζεται ξεπερνώντας ένα φραγμό δυναμικού. Συγκεκριμένα, αν παρατηρήσουμε το Σχήμα 2, βλέπουμε ότι η αρχική κατάσταση και η τελική αντιστοιχούν στο ελάχιστο της δυναμικής ενέργειας της αλληλεπίδρασης των ατόμων και ενεργειακά είναι πανομοιότυπες, έχουν δηλαδή την ίδια ενέργεια E_0 . Στην ενδιάμεση κατάσταση το σύστημα βρίσκεται σε μία ενεργειακή κατάσταση $E > E_0$, η οποία είναι ασταθής. Ο Peierls έκανε προτάσεις για τον προσδιορισμό της διαφοράς ενέργειας $\Delta E = E - E_0$ για την μετακίνηση των μετατοπίσεων και συγκεκριμένα για τη διατμητική τάση που απαιτείται για να μπορέσει μία γραμμή μετατόπισης να ξεπεράσει αυτό το φραγμό δυναμικού. Αυτή η οριακή τιμή της διατμητικής τάσης ονομάζεται τάση Peierls-Nabarro [58] [59] και εκφράζεται από τον τύπο:

$$\tau_{P-N} = G e^{-\frac{2\pi a}{(1-\nu)b}}$$

όπου G είναι το μέτρο διάτμησης, ν είναι ο λόγος Poisson, b η ενδοατομική απόσταση και a η απόσταση των πλεγματικών επιπέδων.

Η ελαστική ενέργεια μιας μετατόπισης είναι ανάλογη με το μήκος της, επομένως μία αύξηση του μήκους της μετατόπισης οδηγεί σε αύξηση της ελαστικής της ενέργειας. Εφόσον κάθε σύστημα τείνει να ελαττώνει την ενέργειά του, η γραμμή μετατόπισης συμπεριφέρεται ως ελαστική χορδή που πάντοτε τείνει να ελαττώσει το μήκος της.

Όταν ένα κρυσταλλικό υλικό υφίσταται τάση παραμόρφωσης, οι υπάρχουσες γραμμικές ατέλειες μετακινούνται προκαλώντας πλαστική παραμόρφωση και παράλληλα πολλαπλασιάζονται σύμφωνα με την παραπάνω απαίτηση του ελαχίστου της ενέργειας. Ο μηχανισμός πολλαπλασιασμού των μετατοπίσεων φαίνεται στο Σχήμα 3 που ακολουθεί:



Σχήμα 3: Frank-Read μοντέλο πολλαπλασιασμού των γραμμικών μετατοπίσεων. Αναπαραγωγή από [60].

Η αρχικά ευθύγραμμη γραμμή μετατόπισης A-B δέχεται δύναμη ανά μονάδα μήκους που ισούται με

$$(1) \quad F = \tau \cdot b \cdot L$$

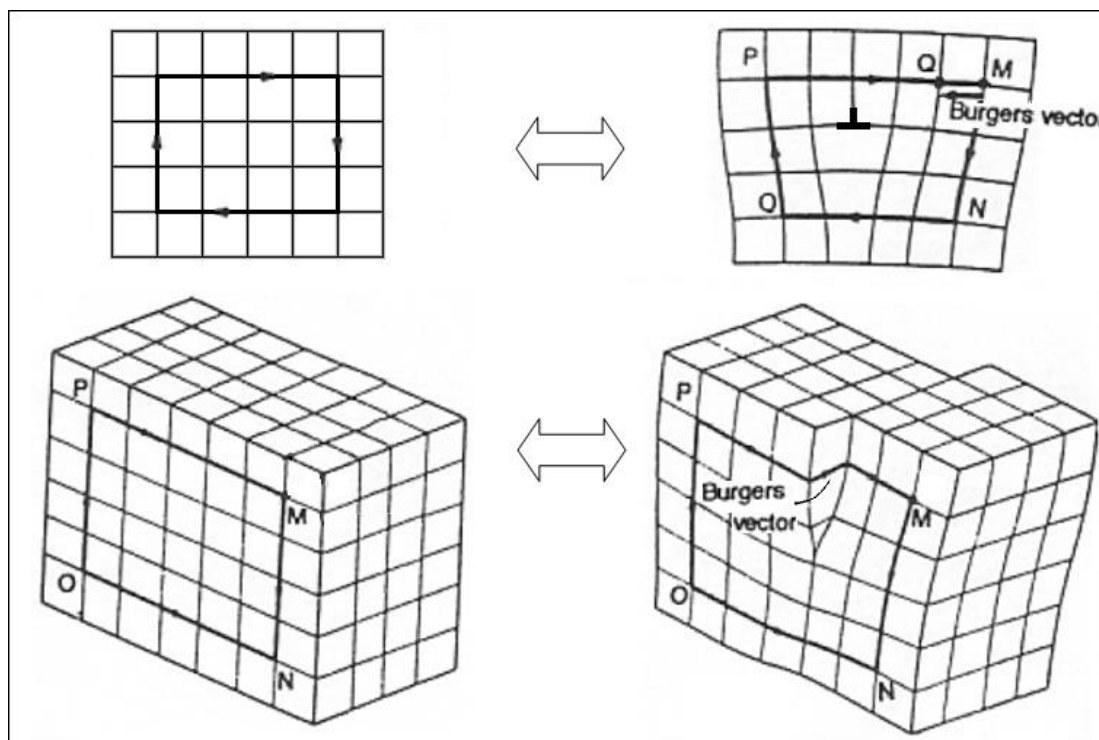
όπου τ είναι η διατμητική τάση που ασκείται στην περιοχή, b σε αυτή την περίπτωση είναι ο πίνακας (άνυσμα) Burgers της μετατόπισης (Σχήμα 4) και L είναι η απόσταση μεταξύ των σημείων A-B. Να σημειώσουμε εδώ ότι ως διάνυσμα Burgers ορίζεται το διάνυσμα που πρέπει να εισαχθεί στον βρόχο ενός ιδανικού τμήματος του κρυσταλλικού πλέγματος για να «κλείσει» το μονοπάτι στον αντίστοιχο βρόχο που περικλείει μία μετατόπιση (Σχήμα 3) [61].

Λόγω της τάσης γύρω από μία προϋπάρχουσα μετατόπιση, η περιοχή αρχίζει να καμπυλώνεται (bowing - Σχήμα 3 B και C) και όταν η τάση ξεπεράσει μία κρίσιμη τιμή $\tau = \tau_{cr}$, τότε η καμπύλωση μεγιστοποιείται και επεκτείνεται ο βρόχος A-B σε ένα κλειστό βρόχο, ενώ η περιοχή A-B προετοιμάζεται για ένα καινούριο βρόχο, όπως φαίνεται στο Σχήμα 3 (E, F και G).

Υπολογίζεται πως η κρίσιμη τάση για την οποία οδηγούμαστε στην ασταθή κατάσταση:

$$(2) \quad \tau_{FR} = \tau_{cr} = \frac{Gb}{L}$$

όπου G είναι το μέτρο διατμητικής τάσης (shear modulus), όπως έχει προαναφερθεί.



Σχήμα 4: Σχηματική απεικόνιση του πίνακα Burgers. Αναπαραγωγή από [62].

Το παραπάνω μοντέλο είναι το λεγόμενο μοντέλο πολλαπλασιασμού των μετατοπίσεων Frank-Read (F-R).

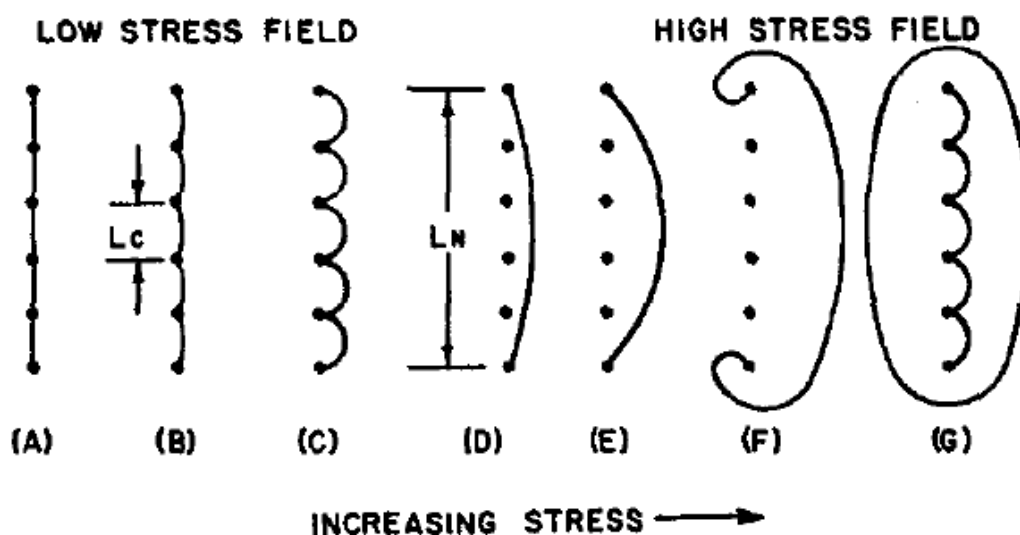
Το τμήμα A-B της γραμμής μετατόπισης μπορεί να παράγει μεγάλο αριθμό κλειστών βρόχων, καθώς τα σημεία A και B είναι «καρφισωμένα». Αποτελούν, δηλαδή, τα λεγόμενα «σημεία καρφισώματος» (**pinning points**) και το ζεύγος A-B αποτελεί μία πηγή Frank-Read.

Η συμπεριφορά ενός βρόχου μίας γραμμικής μετατόπισης, όταν επιδρά πάνω της ένα εξωτερικά εφαρμοζόμενο πεδίο τάσεων, περιγράφεται με επιτυχία και από το μοντέλο που έχει προταθεί από τους Granato και Lücker [63].

Έστω ότι ένας μονοκρύσταλλος περιέχει, πριν την παραμόρφωση, ένα δίκτυο από γραμμικές μετατοπίσεις. Οι γραμμικές μετατοπίσεις (dislocations) «καρφισώνονται» μέσω αλληλεπιδράσεων Coulomb σε «σημεία καρφισώματος» (pinning points) λόγω άλλων

ατελειών, όπως προσμίξεις και συσσωματώματα. Οι μετατοπίσεις, επομένως, παραμένουν εγκλωβισμένες και παρεμποδίζεται η οποιαδήποτε περαιτέρω κίνησή τους. Η απόσταση μεταξύ των σημείων αυτών εξαρτάται αφενός από την καθαρότητα του υλικού, αφετέρου από το ιστορικό μηχανικής και θερμικής του καταπόνησης και διεργασίας και μεταβάλλεται μεταξύ 10 και 100 b (Burgers vector). Ωστόσο, ακόμα και αν δεν υπάρχει μακροσκοπική παραμόρφωση του κρυστάλλου, μπορούν να υπάρξουν μετατοπίσεις των ελεύθερων τμημάτων των γραμμικών μετατοπίσεων μεταξύ των σημείων καρφισώματος.

Αυτά τα ελεύθερα τμήματα κάμπτονται σαν χορδές τόξου (**bowing**) όταν τους ασκείται εξωτερικό πεδίο μηχανικής τάσης. Πρέπει να επισημανθεί εδώ ότι σε μία γραμμή μετατόπισης υπάρχουν δύο είδη σημείων καρφισώματος, τα ισχυρά και τα ασθενή. Επομένως υπάρχουν δύο χαρακτηριστικά μήκη στο μοντέλο, το μήκος του δικτύου L_N και το μήκος L_C που χαρακτηρίζεται από τις προσμίξεις.



Σχήμα 5: Μοντέλο Granato-Lücke. Αναπαραγωγή από [63].

Το Σχήμα 5 (A) μας δείχνει τη συμπεριφορά μίας γραμμής μετατόπισης που έχει καρφισωθεί μεταξύ δύο σημείων τα οποία απέχουν απόσταση L_N και δέχεται επίδραση εξωτερικού πεδίου τάσεων. Για μικρές τιμές τάσεως τα εσωτερικά τμήματα μήκους L_C αρχίζουν και κάμπτονται (bow out), μέχρι η τάση να γίνει ικανή να τα ξεκαρφισώσει. Στην τάση αυτή πραγματοποιείται μία απότομη αύξηση στην παραμόρφωση (Σχήμα 5 C-D). Με περαιτέρω αύξηση της τάσης όλο το μήκος L_N της γραμμής μετατόπισης κάμπτεται προς τα έξω (Σχήμα 5 E) μέχρι η τάση να φτάσει την οριακή τιμή $\tau_{FR} = \frac{Gb}{L_N}$, η οποία ενεργοποιεί τον μηχανισμό Frank-Read, και να

πραγματοποιηθεί πολλαπλασιασμός της μετατόπισης (F-G). Θεωρείται ότι τα ακριανά σημεία καρφισώματος είναι αρκετά ισχυρά ώστε να μην αυξηθεί το μήκος L_N και να παραμείνει αμετάβλητο. Περισσότερη αύξηση στην εφαρμοζόμενη τάση οδηγεί στη διαδοχική δημιουργία και επέκταση νέων κλειστών βρόχων γραμμών μετατόπισης, οι οποίες με τη σειρά τους οδηγούν σε μία διαδικασία μη αντιστρεπτή και, επομένως, σε πλαστική παραμόρφωση του υλικού.

Αν υπάρξει κάποιο εμπόδιο στο επίπεδο ολίσθησης, οι μετατοπίσεις που δημιουργούνται με τον μηχανισμό Frank-Read τείνουν να συσσωρευτούν (pile up) σε αυτό (Σχήμα 6). Οι επερχόμενες μετατοπίσεις θα ασκούν δυνάμεις στις προηγούμενες, με αποτέλεσμα οι μετατοπίσεις που είναι κοντά στο εμπόδιο να συμπυκνώνονται περιφερειακά από αυτό.

Αν η πρώτη μετατόπιση στη σειρά μετακινηθεί κατά δx , τότε και όλες οι επερχόμενες θα μετακινηθούν αντίστοιχα κατά δx . Το παραγόμενο έργο ανά μονάδα μήκους θα είναι

$$W = n \cdot \delta x \cdot b \cdot \tau$$

όπου n είναι το πλήθος των μετατοπίσεων και τ η εξωτερικά εφαρμοζόμενη τάση.

Η πρώτη μετατόπιση παράγει έργο $W' = \tau_1 \cdot b \cdot \delta x$ και στο σημείο ισορροπίας θα ισχύει $W = W'$, άρα:

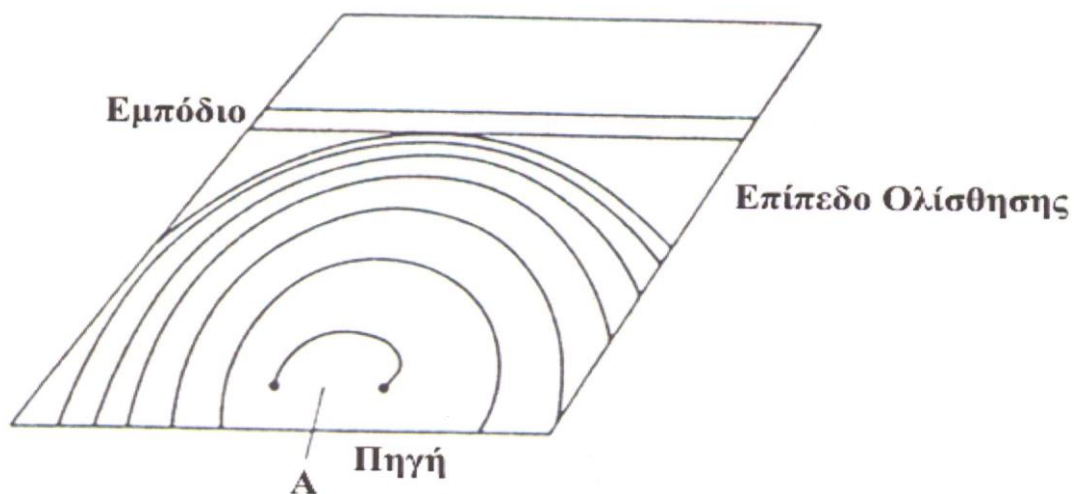
$$n \cdot \delta x \cdot b \cdot \tau = \tau_1 \cdot b \cdot \delta x \Rightarrow$$

$$\tau_1 = n \cdot \tau$$

Αυτό σημαίνει ότι η εσωτερική τάση, τοπικά στην κορυφή συσσώρευσης των n μετατοπίσεων, είναι ίση με n φορές την εφαρμοζόμενη τάση. Άρα συμπεραίνουμε ότι μια σχετικά μικρή εξωτερική μηχανική τάση μπορεί να συμβάλλει σε μεγάλες εσωτερικές τάσεις σε σημειακές περιοχές, οδηγώντας έτσι σε τοπική παραμόρφωση ή ακόμα και σε θραύση ή κατάρρευση.

Η συσσώρευση μετατοπίσεων εξασκεί προς την πηγή μετατοπίσεων μία τάση με αντίθετη φορά τ_b . Η πηγή των μετατοπίσεων θα συνεχίσει να παράγει κλειστούς βρόχους για όσο ισχύει η συνθήκη:

$$(3) \quad \tau_b < \tau - \tau_{cr}$$



Σχήμα 6: Μοντέλο συσσώρευσης γραμμικών μετατοπίσεων (pilling up) σε εμπόδιο.

Ο Stroh [64] έδειξε ότι η συσσωρευμένη τάση στην κορυφή μιας συγκέντρωσης μετατοπίσεων μπορεί να γίνει αιτία ώστε να παραχθεί μία μικρορωγμή (microcrack) από τις τρεις πρώτες γραμμές μετατόπισης. Αυτό, όμως, προϋποθέτει την ύπαρξη χιλιάδων γραμμών μετατόπισης και είναι λογικό η μικρορωγμή να δημιουργείται κατά μήκος του επιπέδου ολίσθησης παρά κάθετα σε αυτό (shear microcracking).

2.2 Ηλεκτρική φόρτιση γραμμικών ατελειών

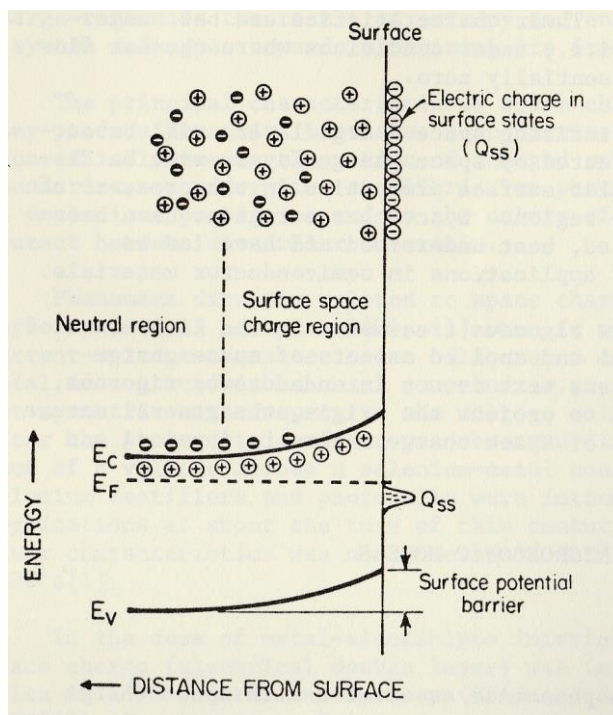
Η μεταφορά των γραμμικών μετατοπίσεων μέσα στο υλικό συνοδεύεται και από εμφάνιση ηλεκτρικών φαινομένων. Τα άκρα των γραμμικών μετατοπίσεων δρουν σαν πηγές και καταβόθρες θετικών και αρνητικών σημειακών ατελειών, με αποτέλεσμα οι γραμμικές μετατοπίσεις να προσπαθούν να αποκαταστήσουν ισορροπία τόσο με τις αρνητικά φορτισμένες πλεγματικές ατέλειες, όσο και με τις θετικά φορτισμένες [65] [66] [67]. Αν ονομάσουμε g^+ την ελεύθερη ενέργεια σχηματισμού κατά Gibbs των θετικά φορτισμένων ατελειών Schottky και g^- των αρνητικά φορτισμένων ατελειών, τότε το ηλεκτρικό δυναμικό ισορροπίας της γραμμής μετατόπισης σε σχέση με το εσωτερικό του κρυστάλλου ισούται με

$$\Delta V = \frac{g^+ - g^-}{2q} \neq 0,$$

δεδομένου ότι η ελεύθερη ενέργεια σχηματισμού είναι διαφορετική για τις θετικά και αρνητικά φορτισμένες ατέλειες. Αν μέσα στον κρύσταλλο υπάρχουν προσμίξεις, το δυναμικό αυτό μεταβάλλεται αρκετά λόγω της διαταραχής της συγκέντρωσης των πλεγματικών κενών και ενδοπλεγματικών ιόντων. Καθώς η γραμμή μετατόπισης κινείται, το δυναμικό αυτό μεταβάλλεται δραστικά λόγω της σάρωσης των κενών που πραγματοποιεί στην ευρύτερη περιοχή.

Συγκεκριμένα, όταν μία γραμμή μετατόπισης κινείται μέσα στο πλέγμα, σαρώνει τα φορτισμένα πλεγματικά κενά (charged vacancies) που συναντά και τα ενσωματώνει στον πυρήνα της. Η ηλεκτρική ουδετερότητα της γραμμικής μετατόπισης αποκαθίσταται όταν εξισορροπείται ο ρυθμός ενσωμάτωσης των κενών σε αυτή με το ρυθμό απώλειάς τους από αυτή. Στην περίπτωση της μακροσκοπικής πλαστικής παραμόρφωσης δεν υπάρχει χρόνος για να πραγματοποιηθεί ηλεκτρική ισορροπία μέσω του φαινομένου της διάχυσης. Επομένως, η γραμμή μετατόπισης παραμένει φορτισμένη, αφού καθώς κινείται σαρώνει (**sweep up**) και ενσωματώνει φορτισμένα κενά, χωρίς να προλαβαίνει να απωλέσει αντίστοιχο πλήθος φορτίων, βάσει του μοντέλου που έχει προταθεί από τον R.W. Whitworth [68] μέσω της μελέτης αλκαλικών γαιών (alkali halides). Η διαφορά δυναμικού είναι της τάξης δεκάτων του Volt και η γραμμική πυκνότητα του πλεονάζοντος φορτίου λ είναι της τάξης του $0.1 e/b$, όπου b είναι η πλεγματική σταθερά. Η ύπαρξη μίας τέτοιας φορτισμένης γραμμής οδηγεί στη δημιουργία ενός συμμετρικού κυλινδρικού χωρικού φορτίου με κέντρο την ίδια τη γραμμή μετατόπισης. Ο κυλινδρικός χώρος αυτός αποτελείται από σημειακές ατέλειες, όπως

κενά και ιόντα προσμίξεων, και έχει συνολικό ενεργό φορτίο αντίθετο από το αντίστοιχο της γραμμής μετατόπισης. Για την κατανόηση της φόρτισης των γραμμικών μετατοπίσεων πρέπει να αναφερθούμε και στην έννοια της επιφάνειας χωρικού φορτίου (Space Charge Layer – SCL).



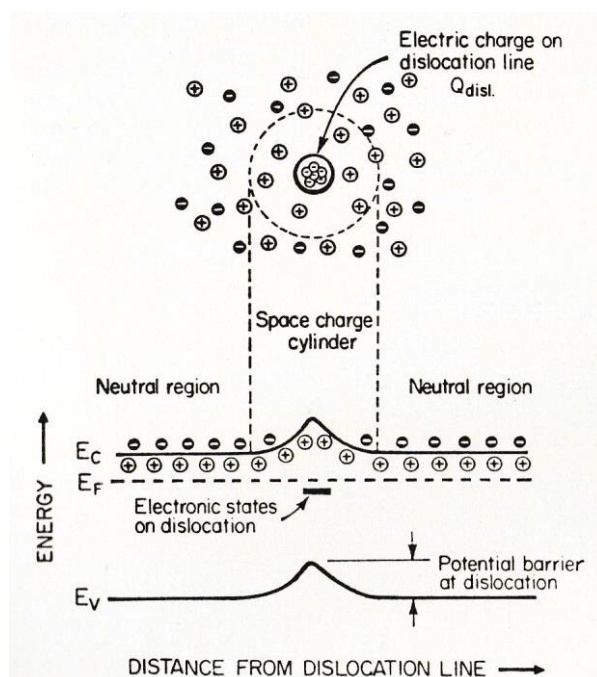
Σχήμα 7: Στρώμα χωρικού φορτίου (space charge layer) σε στερεό με σταθερά θετικά φορτία και κινούμενους φορείς αρνητικού φορτίου (mobile negative carriers). Το αρνητικό φορτίο στην επιφάνεια είναι ακίνητο. Από κάτω το διάγραμμα των ενεργειακών ζωνών με E_c να είναι η ζώνη αγωγιμότητας, E_v η ζώνη σθένους και E_f η ενεργειακή στάθμη Fermi. Αναπαραγωγή από [69].

Αρχικά θεωρούμε ότι μια γραμμική μετατόπιση αποτελεί μία ασυνέχεια που μπορεί να λογισθεί ως ένας τερματισμός της κανονικής δομής του υλικού. Αναλογιζόμενοι μία επιφάνεια που ορίζεται ως τερματισμός ενός στερεού, υπάρχουν περιοχές που αναφέρονται ως επιφανειακές καταστάσεις (surface states) και δύνανται να συλλάβουν ευκίνητα φορτία από τον περιβάλλοντα χώρο. Η προέλευση των επιφανειακών καταστάσεων δεν συνδέονται μόνο με τον τερματισμό του κρυσταλλικού πλέγματος, όπως υποδηλώνει το όνομά τους, αλλά με την παρουσία απορροφημένων μορίων, προσμίξεων και δομικών ατελειών [70] [71] [72].

Στο Σχήμα 7, για παράδειγμα, φαίνεται ότι η διαχωριστική επιφάνεια είναι φορτισμένη με επιφανειακή πυκνότητα φορτίου Q_{ss} . Τα κινούμενα φορτία κοντά στην επιφάνεια μπορεί να ανακατανέμονται λόγω ηλεκτροστατικών αλληλεπιδράσεων αλλά η ηλεκτρική ουδετερότητα

θα διατηρείται στο σύστημα. Το αρνητικό φορτίο που έχει απομακρυνθεί από την περιοχή κάτω από την επιφάνεια και συλλαμβάνεται από αυτή, αντισταθμίζεται από τα σταθερά θετικά φορτία στην περιοχή αυτή. Έτσι, κάτω από την επιφάνεια είναι διαμορφωμένο ένα στρώμα χωρικού φορτίου που χαρακτηρίζεται από συγκεκριμένο (non vanishing) τελικό (net) ηλεκτρικό φορτίο ανά μονάδα όγκου. Το κατώτερο τμήμα στο Σχήμα 7 είναι ένα διάγραμμα της ενεργειακής ζώνης που αντιστοιχεί στο στερεό που εμφανίζεται παραπάνω. Η ενέργεια των ηλεκτρονίων ποικίλει, οδηγώντας σε ένα επιφανειακό φράγμα δυναμικού (surface potential barrier).

Το είδος του επιφανειακού στρώματος χωρικού φορτίου (SCL) καθορίζεται τόσο από την τιμή και το πρόσημο (είδος) του τελικού ηλεκτρικού φορτίου στις επιφανειακές καταστάσεις όσο και από το είδος και την τιμή της ηλεκτρικής αγωγιμότητας στην κυρίως (bulk) περιοχή του στερεού. Η επιφάνεια SCL μπορεί να θεωρείται στην πραγματικότητα ως μονοδιάστατη περίπτωση κατά την οποία οι σχετικές ποσότητες ποικίλουν και μεταβάλλονται μόνο σε κατεύθυνση κάθετη προς την επιφάνεια. Ένα παράδειγμα ενός διαφορετικού τύπου SCL με κυλινδρική συμμετρία είναι αυτό που σχηματίζεται από μετατόπιση ακμής (edge dislocation) και παρουσιάζεται στο Σχήμα 8. Σε αυτή την περίπτωση το φορτίο χώρου αντισταθμίζει το ηλεκτρικό φορτίο κατά μήκος της μετατόπισης [69] [73]. Τα φορτία βρίσκονται σε ηλεκτρονικές καταστάσεις γύρω από την γραμμική μετατόπιση.

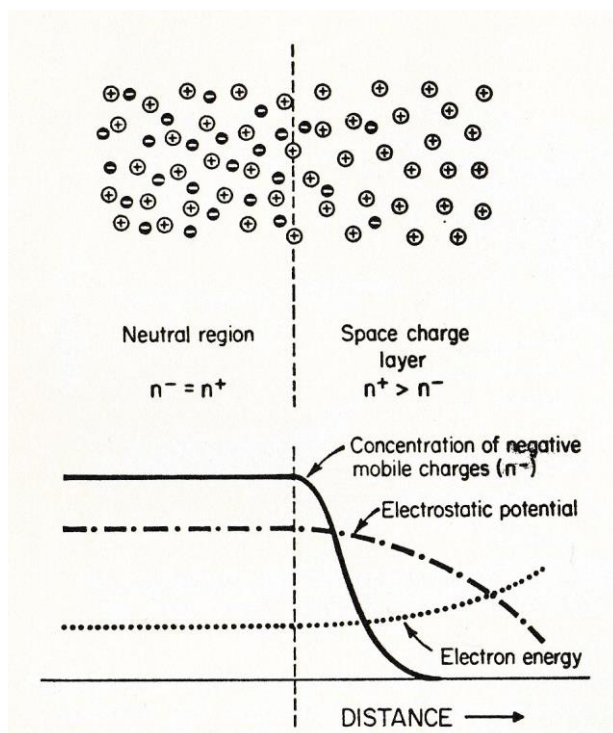


Σχήμα 8: Αναπαράσταση ενός SCL και των αντίστοιχων ενεργειακών ζωνών γύρω από μία γραμμική μετατόπιση. Αναπαραγωγή από [69].

Στη περίπτωση των γραμμικών μετατοπίσεων τα στρώματα φορτίου χώρου διαμορφώνονται χωρίς την ύπαρξη και εφαρμογή εξωγενών παραγόντων. Ο σχηματισμός τους απορρέει από την τάση του συστήματος να ελαχιστοποιήσει την ελεύθερη ενέργεια μέσω ανακατανομής των φορτίων σε ενεργειακές καταστάσεις στις επιφάνειες και τις γραμμικές μετατοπίσεις ή μέσω αιφνίδιων αλλαγών της συγκέντρωσης των προσμίξεων λόγω διαφορών στην ενέργεια Fermi (ηλεκτροχημικό δυναμικό) μεταξύ δύο φάσεων που έρχονται σε επαφή. Εκτός, όμως, από τον αυθόρμητο σχηματισμό SCLs που αναφέρθηκαν, οι περιοχές με επιφανειακό φορτίο χώρου μπορεί να επιβληθούν από εξωγενείς συνθήκες, όπως ηλεκτρικά και μαγνητικά πεδία, μεταβολές της θερμοκρασίας, ανομοιόμορφο φωτισμό αλλά και την εφαρμογή εξωτερικού μηχανικού φόρτου, όπως μας απασχολεί εν προκειμένω.

Για μία πιο ενδελεχή μελέτη των SCLs, αγνοώντας την αιτία δημιουργίας τους, περιοριζόμαστε σε μία περιοχή στην οποία η συνολική ποσότητα του φορτίου μεταξύ θετικών και αρνητικών φορέων συμβάλλουν στην πυκνότητα φορτίου ρ (Σχήμα 9). Άρα ισχύει η σχέση $\rho = \sum_k (n_k^+ - n_k^-)$, όπου n_k^+ και n_k^- είναι η πυκνότητα θετικών και αρνητικών φορτίων αντίστοιχα. Είναι φανερό ότι μέσα σε ένα στρώμα φορτίου χώρου η πυκνότητα των κινούμενων φορτίων ποικίλλει και η μεταβολή αυτή παράγει ένα ρεύμα διάχυσης. Σε

συνθήκες ισορροπίας ($\frac{dn}{dt} = 0$) το ρεύμα αυτό πρέπει να αντισταθμίζεται από μία ίση ροή φορτίων σε αντίθετη κατεύθυνση από αυτή του ηλεκτρικού πεδίου στο SCL [74]. Μία ακόμα συνιστώσα που συμβάλλει στη δημιουργία ρεύματος στο SCL είναι οι διαδικασίες παραγωγής-επανένωσης φορτίων, οι οποίες, όμως, σε συνθήκες ισορροπίας είναι αμελητέες διότι η παραγωγή ρευμάτων επανένωσης είναι αρκετά χαμηλή.



Σχήμα 9: Αναπαράσταση ενός θετικά φορτισμένου στρώματος χωρικού φορτίου. Αναπαραγωγή από [69].

Επομένως, επειδή στην ισορροπία ισχύουν συνθήκες μηδενικού ρεύματος, η συμπεριφορά του SCL μπορεί να εξαχθεί από την μελέτη της εξίσωσης Poisson:

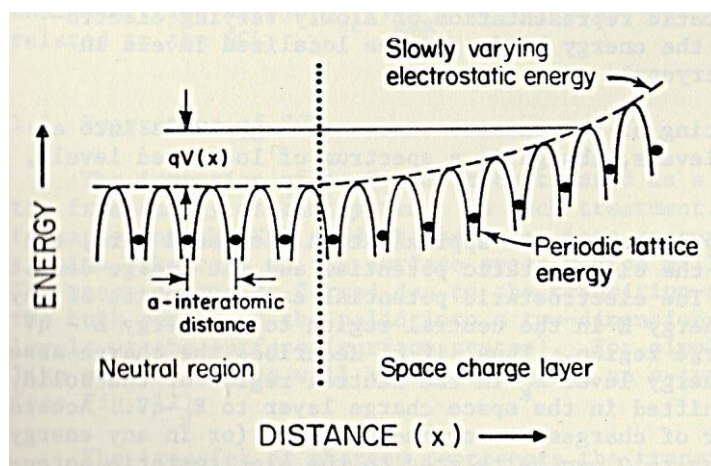
$$\nabla^2 V = -\frac{\rho}{\epsilon\epsilon_0}$$

ή για μονοδιάστατη περίπτωση:

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon\epsilon_0}$$

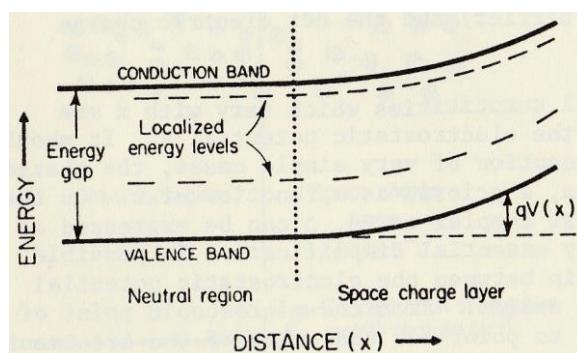
στην οποία V είναι το ηλεκτροστατικό δυναμικό, ϵ η διηλεκτρική σταθερά και ϵ_0 η διηλεκτρική σταθερά του κενού. Όλα τα μεγέθη που εξαρτώνται από την μεταβλητή x μπορούν να εκφραστούν και σαν συναρτήσεις του ηλεκτροστατικού δυναμικού V . Η πυκνότητα φορτίου

ρ , ενώ δεν μπορεί να εκφραστεί, εξ' ορισμού, από την μεταβλητή x , μπορεί παρ' όλα αυτά να εκφραστεί ως συνάρτηση του V . Αυτή η απλούστευση είναι απαραίτητη λόγω των αλληλένδετων σχέσεων μεταξύ του ηλεκτροστατικού δυναμικού και της ενέργειας των ηλεκτρονίων στα στερεά. Είναι σημαντικό να επισημανθεί πως η μελέτη των SCLs στα στερεά βασίζεται στην προσέγγιση ότι το ηλεκτροστατικό δυναμικό τους μεταβάλλεται πιο αργά σε σύγκριση με το περιοδικό δυναμικό του πλέγματος (Σχήμα 10).



Σχήμα 10: Μονοδιάστατη αναπαράσταση του αργά μεταβαλλόμενου ηλεκτροστατικού δυναμικού ενός SCL ως προς το περιοδικό δυναμικό ενός κρυσταλλικού πλέγματος. Αναπαραγωγή από [69].

Σε αυτή την προσέγγιση (για σχετικά μικρά ηλεκτρικά πεδία $E = -\nabla V$) η μόνη συνέπεια της μεταβολής του ηλεκτροστατικού δυναμικού είναι μία αντίστοιχη μετακίνηση των ενεργειακών ζωνών και των εντοπισμένων καταστάσεων (localized levels) στην ενεργειακή κλίμακα (qV) [75].



Σχήμα 11: Μεταβολή των εντοπισμένων ενεργειακών σταθμών (localized energy levels). Αναπαραγωγή από [69].

Όσον αφορά τις γραμμικές μετατοπίσεις, η μετακίνησή τους μέσα στον όγκο του υλικού πραγματοποιείται με σπασμωδικά «άλματα» (hopping) λόγω των διαφόρων εμποδίων που συναντούν. Υπάρχουν, όμως, περιπτώσεις που τα επίπεδα ολίσθησης διαφορετικών μετατοπίσεων διασταυρώνονται ή συναντώνται με πιο ισχυρά εμπόδια στην πορεία τους, με αποτέλεσμα να κλειδώνονται εκεί και να δημιουργείται συνωστισμός (pile up). Στην περιοχή αυτή αναπτύσσονται υψηλές τιμές ηλεκτρικού πεδίου, οι οποίες αποτελούν φραγμό για τις μετατοπίσεις και το φορτίο που φέρουν μαζί τους και δεν επιτρέπουν την ανακατανομή του και την αποκατάσταση της ηλεκτρικής ισορροπίας (ουδετερότητας). Στις περιπτώσεις αυτές το ηλεκτρικό πεδίο αυξάνεται σε τιμές πολύ μεγαλύτερες από αυτές της απλής περίπτωσης ενός SCL.

Για τις υψηλές τιμές του ηλεκτρικού πεδίου (όταν το ηλεκτροστατικό δυναμικό μεταβάλλεται αισθητά σε σύγκριση με την ατομική κλίμακα) η παραπάνω προσέγγιση δεν είναι πλέον έγκυρη και απαντώνται μέσα στο SCL κβαντικά φαινόμενα, όπως ο διαχωρισμός εκφυλισμένων ενεργειακών σταθμών σε ένα σύνολο διακριτών σταθμών ή η αλλαγή στο φάσμα των εντοπισμένων καταστάσεων (Σχήμα 11) [72]. Το ηλεκτροστατικό δυναμικό προκαλεί, επομένως, μία μετακίνηση όλων των ενεργειακών καταστάσεων E στην ουδέτερη περιοχή στην αντίστοιχη ενέργεια ($E - qV$) εντός της περιοχής του SCL. Στην περιοχή αυτή που έχουν εγκλωβιστεί οι γραμμικές μετατοπίσεις δημιουργείται μία μικρορωγμή, όταν η τοπική μηχανική τάση ξεπεράσει το μηχανικό όριο αντοχής του υλικού. Το φαινόμενο αυτό είναι «βίαιο» και στην περιοχή αυτή γίνεται μία απότομη μεταβολή του όγκου λόγω της δημιουργίας της μικρορωγμής, που συνοδεύεται από απότομη διαταραχή της κατανομής του φορτίου. Λόγω της δυναμικής που αναπτύσσεται στην περιοχή, η αναδιανομή του φορτίου και η αποκατάσταση της ηλεκτρικής ισορροπίας μπορεί να υλοποιηθεί ακόμα και με μη κλασικές μεθόδους [69] [76].

2.3 Ακτινοβόληση ιοντικών κρυστάλλων με ιονίζουσες ακτινοβολίες

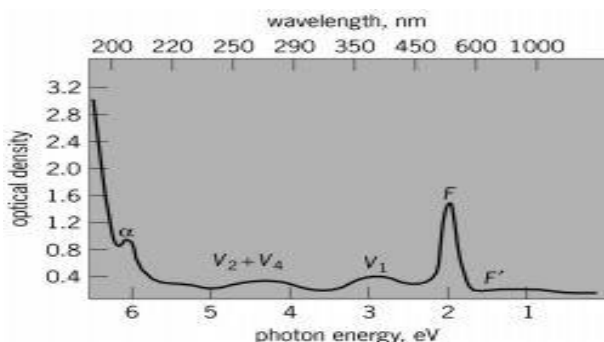
Έχει παρατηρηθεί στο παρελθόν [55] [77] μεταβολή στις μηχανικές ιδιότητες σε δείγματα αλκαλικών γαιών που έχουν υποστεί ακτινοβόληση από ιονίζουσες ακτινοβολίες. Η ακτινοβόληση με διάφορα είδη ακτινοβολίας, από ακτίνες γ, ακτίνες Χ μέχρι και δέσμες νετρονίων, προκαλούν μεταβολή στη δομή των αλκαλικών γαιών, με αποτελέσματα όπως η αύξηση της σκληρότητας του υλικού (radiation hardening) και η αύξηση της ευθραυστότητάς του (embrittlement).

Όπως έχουν δείξει οι Gordon και Nowick [78], ο αριθμός των σημείων καρφισώματος (pinning points) στους ιοντικούς κρυστάλλους μπορεί να αυξηθεί μετά από ακτινοβόληση με ακτίνες γ ή Χ. Οι ακτίνες γ προκαλούν πλεγματικές ατέλειες ύστερα από άμεση αλληλεπίδραση με τον κρύσταλλο, ενώ τα φωτόνια των ακτίνων Χ το καταφέρνουν με έμμεσους τρόπους. Από τα πρώτα πειράματα που παρουσίασαν τη μεταβολή του σημείου διαρροής (yield point) ήταν αυτά που πραγματοποιήθηκαν από τον Podaschewsky [79], ο οποίος είδε ότι η τάση θραύσης γρανίτη που έχει ακτινοβοληθεί ήταν μεγαλύτερη από την αντίστοιχη ενός μη ακτινοβολημένου γρανίτη. Παρόλο που τα πειράματα δεν είχαν πραγματοποιηθεί σε αλκαλικές γαίες, παρουσίαζαν μία σαφή ένδειξη ότι η ακτινοβόληση ενός υλικού από ιονίζουσα ακτινοβολία προκαλεί αλλαγή και στις μηχανικές του ιδιότητες.

Ακολούθησαν και άλλοι ερευνητές, όπως οι Gilman και Johnston [80], οι οποίοι μελέτησαν LiF ακτινοβολημένο με δέσμες νετρονίων, οι Aerts, Amelinckx και Dekeyser [81] οι οποίοι μελέτησαν κρυσταλλικά δείγματα NaCl που είχαν ακτινοβοληθεί από ακτίνες Χ και οι Wharham και Makin [82] οι οποίοι εστίασαν την προσοχή τους σε LiF ακτινοβολημένο από δέσμες ηλεκτρονίων. Όλοι οι παραπάνω έδειξαν ότι αναπτυσσόμενες δομές ή συστάδες (clusters) από ατέλειες που προκαλούνται από τη διαδικασία της ανόπτησης (annealing) μέσω ακτινοβόλησης, ευθύνονται για την αυξανόμενη σκληρότητα του υλικού.

Εφόσον η κύρια δομική αλλαγή που προκύπτει από την ακτινοβόληση ενός κρυστάλλου είναι η εμφάνιση χρωματικών κέντρων (color centers), ήταν λογικό επακόλουθο η σύνδεση των χρωματικών κέντρων με την αύξηση της κρίσιμης διατμητικής τάσης ροής του υλικού (critical resolved shear stress ή flow stress), της τάσης, δηλαδή, που απαιτείται για τη μετακίνηση μεγάλου αριθμού μετατοπίσεων (dislocations) υπερπηδώντας τα εμπόδια που αντιτίθενται στην κίνηση αυτή. Ουσιαστικά, η κρίσιμη διατμητική τάση ροής αποτελεί μια μακροσκοπική ένδειξη της τάσης που απαιτείται για τη μετακίνηση των μετατοπίσεων με συγκεκριμένη

σταθερή ταχύτητα (συνήθεις τιμές είναι 10^{-3} cm/sec υπό ρυθμό παραμόρφωσης – strain rate – 10^{-4} sec⁻¹) και επομένως με δεδομένη ενέργεια.



Σχήμα 12: Ζώνες απορρόφησης που δημιουργούνται στο κρυσταλλικό KBr μετά από έκθεση σε ακτίνες X. Αναπαραγωγή από [156].

όμως, με ιονίζουσες ακτινοβολίες προκαλούν το χρωματισμό τους, γεγονός που υποδεικνύει την ανάπτυξη δομών που παρουσιάζουν απορροφητικότητα σε δεδομένες ζώνες συχνοτήτων, με αποτέλεσμα τα LiF και NaCl να εμφανίζουν κίτρινο χρωματισμό, το KCl μωβ χρώμα και το KBr μπλε (Σχήμα 12).

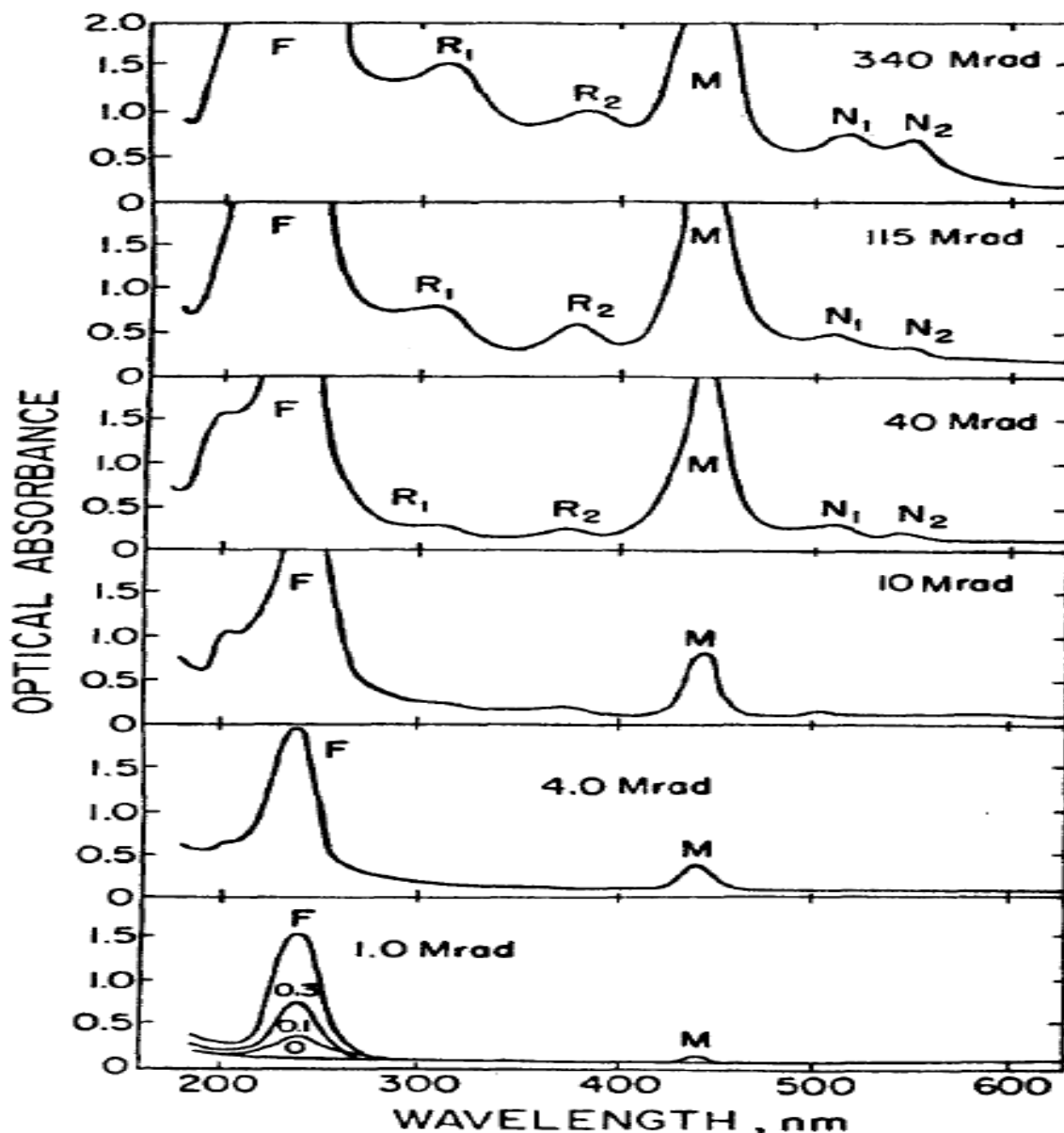
Χρωματικές φασματικές ζώνες, όπως η ζώνη F και η ζώνη V, προκαλούνται από την απορρόφηση φωτός σε ατέλειες που είναι διασκορπισμένες στον κρύσταλλο και συγκεκριμένα από ηλεκτρόνια και οπές που έχουν μεταβεί στα κέντρα πλεγματικών κενών ή από κολλοειδή άτομα και προσμίξεις που δημιουργούνται μετά την ακτινοβόληση. Στη δεύτερη περίπτωση παρατηρείται τόσο απορρόφηση όσο και σκέδαση του φωτός.

Η κύρια μορφή χρωματικών κέντρων που παρατηρείται είναι τα λεγόμενα F κέντρα, όπου ένα ηλεκτρόνιο παγιδεύεται σε ένα κενό αρνητικού ιόντος μέσα στον κρύσταλλο (κενό ανιόντος). Άλλοι συνδυασμοί ηλεκτρονίων, οπών και δομών ή συστάδων από πλεγματικά κενά μπορούν να εξηγήσουν την ύπαρξη των ποικίλων ζωνών απορρόφησης φωτός στους ιοντικούς κρυστάλλους. Για άλλες προσμίξεις παρατηρούνται και διαφορετικές περιπτώσεις, όπως όταν έχουμε πρόσμιξη υδρογόνου, όπου παρατηρείται η ζώνη U με απορρόφηση στο υπεριώδες φάσμα (ultraviolet band – U centers).

Η απορροφητικότητα των ζωνών απορρόφησης που δημιουργούνται ύστερα από ακτινοβόληση είναι άμεση συνάρτηση της έντασης της ακτινοβολίας που δέχθηκε το υλικό. Στην περίπτωση του LiF που έχει ακτινοβοληθεί με ακτίνες γ βλέπουμε ότι δημιουργείται

πλήθος από χρωματικά κέντρα ανάλογα με τη δόση της ακτινοβολίας. Συγκεκριμένα, δημιουργούνται τα F κέντρα με απορρόφηση στα 247 nm ακόμα και σε περιπτώσεις χαμηλής ποσότητας ακτινοβολίας ($<1,0$ MR). Για μεγαλύτερες δόσεις ακτινοβολίας παρουσιάζονται τα κέντρα M (λ απορρόφησης = 443 nm), οι ζώνες απορρόφησης R_1 και R_2 στα 315 και 374 nm, καθώς και οι περιοχές απορρόφησης N_1 και N_2 με μέγιστο απορρόφησης στα 517 και 546nm αντίστοιχα (Σχήμα 13, [83]).

Από τα χρωματικά κέντρα που αναφέρουμε, τα F και M κέντρα είναι αυτά που παρατηρούνται σε θερμοκρασία δωματίου (κανονικές συνθήκες). Τα F κέντρα, όπως έχουμε πει, είναι το αποτέλεσμα εγκλωβισμού ενός ή και παραπάνω ηλεκτρονίων σε ένα πλεγματικό κενό, ενώ τα M κέντρα είναι ουσιαστικά δύο F κέντρα που βρίσκονται σε διπλανές πλεγματικές θέσεις και συνενώνονται.

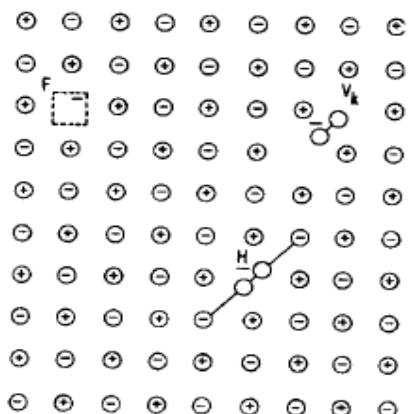


Σχήμα 13: Ανάπτυξη ζωνών απορρόφησης από χρωματικά κέντρα, ύστερα από ακτινοβόληση LiF με ακτίνες γ από πηγή ^{60}Co . Αναπαραγωγή από [84].

Οι υπόλοιπες ζώνες απορρόφησης (R_1 , R_2 , N_1 και N_2) οφείλονται κυρίως στα λεγόμενα κέντρα V_k , τα οποία είναι αυτοπαγιδευόμενες οπές (self-trapped hole), αλλά και κέντρα H, που αποτελούν μόρια ουδέτερου αλογόνου τα οποία δημιουργούνται εσωτερικά του κρυστάλλου μετά την ακτινοβόληση (στην περίπτωση του LiF αναφερόμαστε σε μόρια φθορίου F_2). Το μοντέλο των κέντρων που αναφέρονται παραπάνω, παρουσιάζεται από το J.S.Nadeau [54]. Κατά την ακτινοβόληση δημιουργείται ένα ζεύγος ηλεκτρονίου - οπής εκ

των οποίων το ηλεκτρόνιο συλλαμβάνεται σε ένα κενό και δημιουργεί το F κέντρο, ενώ η οπή εγκλωβίζεται κάπου αλλού στο πλέγμα δίνοντας το λεγόμενο V κέντρο.

Με την βοήθεια των φασμάτων απορρόφησης που προκύπτουν μετά την ακτινοβολήση των αλκαλικών γαιών γενικά, ο Smakula [55] ανέπτυξε μία σχέση που με αξιοσημείωτη ακρίβεια υπολογίζει τη συγκέντρωση των χρωματικών κέντρων στον κρύσταλλο. Η σχέση αυτή έχει τη μορφή:



Σχήμα 14: Μοντέλο F, V_k και H κέντρων. Αναπαραγωγή από [54].

$$N = \frac{9 m_e c}{2 f e^2} \frac{n}{(n^2 + 2)^2} \alpha \Delta \nu = 1.29 \times 10^{17} \frac{n}{(n^2 + 2)^2} \frac{\alpha W}{f}$$

όπου:

- N : η συγκέντρωση των χρωματικών κέντρων
- m_e : η μάζα του ηλεκτρονίου
- e : το φορτίο του ηλεκτρονίου
- c : η ταχύτητα του φωτός στο κενό
- n : ο δείκτης διάθλασης του αχρωμάτιστου (μη

ακτινοβολημένου) υλικού

- f : δείκτης ισχύος ταλάντωσης του κέντρου
- α : ο μέγιστος συντελεστής απορρόφησης ενέργειας ανά μονάδα μήκους
- $\Delta \nu$: η διαφορά σε συχνότητα μεταξύ δύο σημείων όπου η απορρόφηση είναι $\frac{1}{2} \alpha$
- W : η διαφορά σε eV μεταξύ δύο σημείων όπου η απορρόφηση είναι $\frac{1}{2} \alpha$

Το μέγεθος W είναι ουσιαστικά αυτό που αποκαλείται Half-Width, δηλαδή το πλάτος μίας Gaussian καμπύλης στο μέσο του ύψους της (μία ένδειξη, επομένως, της διασποράς της).

Ως δείκτης ισχύος ταλάντωσης f ορίζεται μία αδιάστατη ποσότητα που εκφράζει την ισχύ μίας μετάβασης από μία χαμηλή ενεργειακά κβαντική κατάσταση σε μία υψηλότερη, κατά την απορρόφηση φωτός από ένα άτομο ή ένα μόριο. Συγκεκριμένα ο δείκτης ισχύος ταλάντωσης f_{12} ανάμεσα σε μία κατάσταση $|1m_1\rangle$ και μία κατάσταση $|2m_2\rangle$ μπορεί να οριστεί ως:

$$f_{12} = \frac{2 m_e}{3 \hbar^2} (E_2 - E_1) \sum_{m_2} \sum_{\alpha=x,y,z} |\langle 1m_1 | R_\alpha | 2m_2 \rangle|^2$$

όπου E_1 και E_2 η ενέργεια των ενεργειακών καταστάσεων, και R_x είναι το άθροισμα των x συντεταγμένων $r_{i,x}$ όλων των N ηλεκτρονίων του συστήματος.

Η σχέση αυτή υπολογίζει με αρκετή επιτυχία τη συγκέντρωση των χρωματικών κέντρων που δημιουργούνται αλλά δεν παρέχει πληροφορία για την συγκέντρωση των κέντρων αναλογικά με την περιοχή όπου δημιουργούνται, καθώς και το ρυθμό δημιουργίας τους. Όπως υποστήριξαν σχετικά με αυτό το ζήτημα οι P.V.Mitchell et al. [84] και οι J.Arends et al. [85], τα χρωματικά κέντρα μπορούν να χωριστούν σε δύο ομάδες, αυτά που δημιουργούνται σε πλεγματικά κενά που βρίσκονται τυχαία διασκορπισμένα στο κρυσταλλικό πλέγμα, F_1 , και σε αυτά που δημιουργούνται σε πλεγματικά κενά που βρίσκονται σε περιοχές γειτονικές των εξαρθρώσεων (dislocations) και θα τα αποκαλέσουμε F_2 . Ο σχηματισμός των F κέντρων για τις δύο διαφορετικές ομάδες μπορεί να περιγραφεί από τις δύο ακόλουθες διαφορικές εξισώσεις:

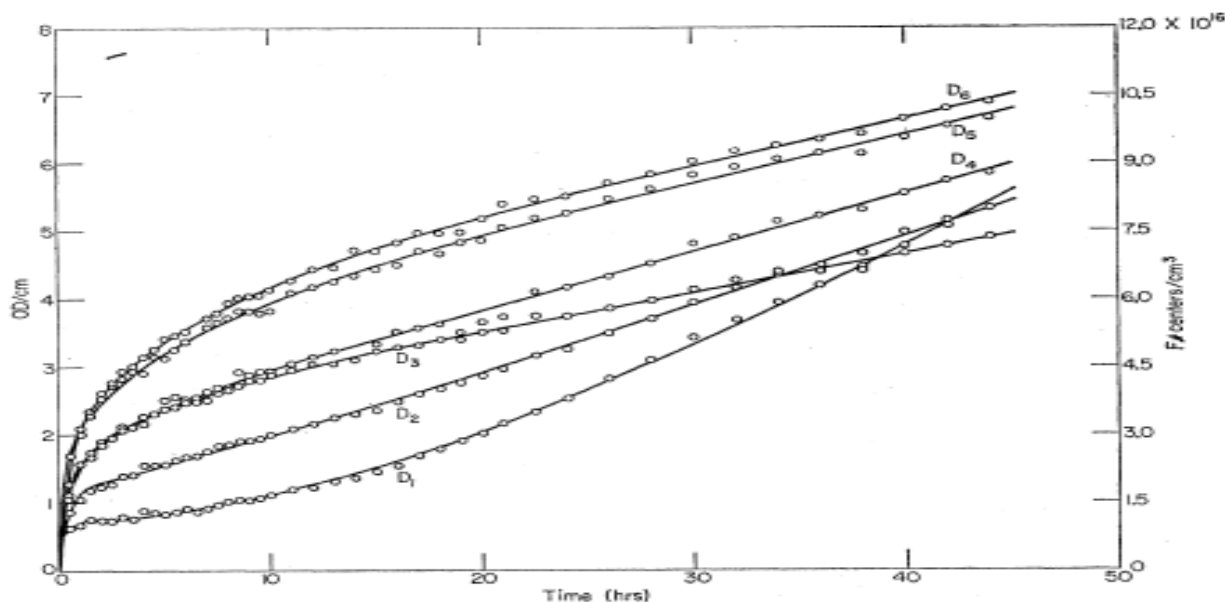
$$\frac{dF_1}{dt} = b(N_0 - F_1) - \alpha F_1$$

και

$$\frac{dF_2}{dt} = c(N'_0 - F_2) - \beta F_2$$

Στις εξισώσεις αυτές οι παράμετροι N_0 και N'_0 αποτελούν τις αρχικές συγκεντρώσεις των δύο κατηγοριών χρωματικών κέντρων αντίστοιχα, οι παράμετροι b και c αποτελούν το ρυθμό σύλληψης ηλεκτρονίων από τα πλεγματικά κενά και τα μεγέθη α και β αναφέρονται στο ρυθμό των χρωματικών κέντρων που αποκαθίστανται μέσω αποχρωματισμού (bleaching), δηλαδή την ανόπτησή τους και αποκατάσταση του πλέγματος.

Οι δύο αυτές περιπτώσεις δεν λαμβάνουν υπόψη τον αριθμό των κενών και ατελειών που δημιουργούνται λόγω της ακτινοβόλησης, που επίσης είναι ανάλογος με τον χρόνο έκθεσης του δείγματος στην ακτινοβολία. Άρα πρέπει να ληφθεί κατά νου και μία τρίτη παράμετρος



Σχήμα 15: Καμπύλες παραγωγής F κέντρων σε συνάρτηση με τον χρόνο ακτινοβόλησης. Αναπαραγωγή από [86].

στο συνολικό ρυθμό αύξησης της συγκέντρωση των F κέντρων που θα ισούται με:

$$\frac{dF_3}{dt} = c(qt - F_3) - \beta F_2$$

με αρχικές συνθήκες $F_3=0$ για $t=0$. Σε αυτή την περίπτωση ορίζεται ως q ο ρυθμός παραγωγής των πλεγματικών κενών και ατελειών από την ακτινοβόληση.

Συνδυάζοντας τις παραπάνω σχέσεις οι J.Arends et al. [85] παρήγαγαν μία μαθηματική σχέση που μπορεί και υπολογίζει την θεωρητική καμπύλη του ρυθμού παραγωγής χρωματικών F κέντρων στις αλκαλικές γαίες:

$$F = F_1 + F_2 + F_3 = N_0^*(1 - e^{-b^*t}) + q^*t + (N_0'^* - \frac{q^*}{c^*})(1 - e^{-c^*t})$$

όπου $N_0^* = N_0 \frac{b}{b+q}$, $N_0'^* = N_0' \frac{c}{c+\beta}$, $b^* = b + \alpha$, $c^* = c + \beta$, $q^* = \frac{qc}{c+\beta}$

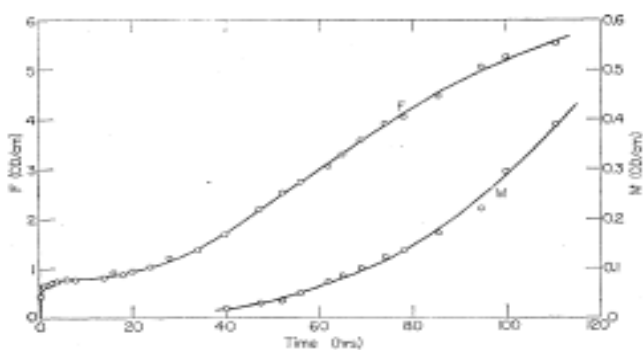
Ενδεικτικά αποτελέσματα από υπολογισμούς της συγκέντρωσης των χρωματικών κέντρων που γίνονται με την ανωτέρω εξίσωση παραθέτουν οι P.V.Mitchel et al. [84]. Οι προσομοιώσεις αντιπαρατίθενται με πραγματικές μετρήσεις και υπολογισμούς και κάθε

καμπύλη αναφέρεται σε υλικό με διαφορετικές προσμίξεις ή τρόπο κατεργασίας, κάτι που επιβάλλει διαφορετικές αρχικές συνθήκες στην εξίσωση υπολογισμού του ρυθμού παραγωγής των F κέντρων (Σχήμα 15).

Μία περίπτωση μετρήσεων και προσομοιώσεων που αξίζει να επισημανθεί είναι ο υπολογισμός του ρυθμού παραγωγής κέντρων F και κέντρων M αντίστοιχα (Σχήμα 16). Είναι εμφανής ο πρόωρος σχηματισμός των κέντρων F ενώ η αντίστοιχη παραγωγή των M κέντρων ξεκινά μεταγενέστερα.

Δεδομένου ότι τα M κέντρα αποτελούν ένα ζεύγος F κέντρων που βρίσκονται σε διπλανές θέσεις και έχουν συνενωθεί, ίσως είναι λογικό η ανάπτυξή τους να ξεκινά από κάποια χρονική στιγμή που το πλήθος των F κέντρων έχει γίνει τέτοιο ώστε να υπάρχει αρκετός και ικανός αριθμός τους που βρίσκονται σε διπλανές πλεγματικές θέσεις και να συσσωματώνονται.

Φαίνεται, επομένως, πως η ακτινοβόληση ενός υλικού με ακτίνες γ συμβάλλει στη ριζική



Σχήμα 16: Ρυθμός παραγωγής F και M κέντρων. Αναπαραγωγή από [86].

αλλαγή των ιδιοτήτων του. Συγκεκριμένα αυξάνει τον αριθμό και άρα τη συγκέντρωση των ατελειών μέσα στη δομή του υλικού και αλλάζει τις φυσικές του ιδιότητες κάνοντας το υλικό πιο εύθραυστο. Παράλληλα, ο σχηματισμός χρωματικών κέντρων αναμένεται να έχει αντίκτυπο στην ηλεκτρομαγνητική εκπομπή του υλικού κατά την καταπόνησή του, καθότι τα χρωματικά κέντρα είναι

δομές με διαφορετικές ηλεκτρικές ιδιότητες από τα φορτισμένα κενά (charged vacancies), τις θέσεις των οποίων καταλαμβάνουν μέσα στο υλικό.

Όλα τα είδη ατελειών των υλικών που έχουν παρουσιαστεί στα προηγούμενα κεφάλαια αλληλεπιδρούν αν τα υλικά υποστούν μηχανική καταπόνηση. Οι αλληλεπιδράσεις, οι οποίες είναι ουσιαστικά διεργασίες οργάνωσης, πολλαπλασιασμού ή και συγχώνευσης των ατελειών, ακολουθούν μία διαβαθμισμένη δομή κατά την εξέλιξη του φαινομένου και, επομένως, τίθεται το ερώτημα κατά πόσο τα φαινόμενα εκπομπής ακουστικών και ηλεκτρομαγνητικών σημάτων ακολουθούν μία παρόμοια ιεραρχική εξέλιξη. Αυτό θα είναι ένα από τα κύρια ερωτήματα που θα μας απασχολήσουν στη συνέχεια της εργασίας και θα μας

παρέχουν τις κατάλληλες πληροφορίες για τη διατύπωση του μηχανισμού παραγωγής των σημάτων αυτών.

2.4 Δυναμική εξέλιξη του φαινομένου θραύσης υπό την επίδραση εξωτερικού μηχανικού φόρτου

Στα κρυσταλλικά υλικά η πλαστική παραμόρφωση προηγείται της διαδικασίας της θραύσης. Η αλληλεπίδραση των γραμμών μετατόπισης προκαλεί τη δημιουργία πυρήνων μικρορωγμών, που καθώς πολλαπλασιάζονται μέσα στο υλικό προκαλούν την μακροσκοπική θραύση του. Η θραύση μπορεί να συμβεί είτε μετά από σημαντικές πλαστικές παραμορφώσεις (εύπλαστα υλικά – ductile fracture) είτε από ήπιες πλαστικές παραμορφώσεις (εύθραυστα υλικά – brittle fracture). Αν η θραύση συμβεί κατά μήκος συγκεκριμένων κρυσταλλογραφικών επιπέδων εντός των κόκκων ονομάζεται ενδοκοκκώδης (intragranular), ενώ στην αντίθετη περίπτωση καλείται διακοκκώδης (intergranular).

Κάθε στερεό υλικό παρουσιάζει μία βασική δομή, η οποία επαναλαμβανόμενη σχηματίζει το κρυσταλλικό πλέγμα του υλικού και ανάλογα με την μορφή που αυτή έχει, αποδίδονται και οι αντίστοιχες μηχανικές και θερμοδυναμικές ιδιότητές του. Σε ιδανικές περιπτώσεις η δομή αυτή θα ήταν τέλεια, χωρίς κενά ή ανομοιομορφίες και το υλικό θα παρουσίαζε μία γενική ομοιομορφία.

Στην πραγματικότητα, όμως, η ύπαρξη των ατελειών του κρυσταλλικού πλέγματος και οι προσμίξεις που ενδεχομένως υπάρχουν, προσδίδουν ένα βαθμό ανομοιογένειας σε κάθε στερεό υλικό. Η ανομοιογένεια επηρεάζει τη συνολική συμπεριφορά του υλικού, μεταβάλλοντας τις θεωρητικές τιμές διαφόρων φυσικών μεγεθών που το χαρακτηρίζουν, με αποτέλεσμα να εμφανίζονται σημαντικές αποκλίσεις από τις πραγματικές και παρατηρούμενες πειραματικές. Η έμφυτη, επομένως, ανομοιογένεια που παρουσιάζουν όλα τα υλικά – σε μικρό ή μεγάλο βαθμό – τα καθιστά «σύνθετα», ακόμα και στην περίπτωση ιοντικών κρυστάλλων, όπως οι αλκαλικές γαίες.

Μελετώντας σε ευρύτερο φάσμα τα πολύπλοκα συστήματα, χωρίς να περιοριζόμαστε μόνο στην περίπτωση των φυσικών επιστημών και των σύνθετων υλικών, αποδεικνύεται ότι τα συστήματα αυτά παρουσιάζουν απότομες αλλαγές της κατάστασής τους, οι οποίες πραγματοποιούνται σε χρονικά διαστήματα που είναι αρκετά μικρότερα σε σύγκριση με την χαρακτηριστική χρονική κλίμακα της συνολικής εξέλιξης του φαινομένου. Για παράδειγμα το χρηματιστήριο παρουσιάζει καθημερινά διακυμάνσεις αλλά μέσα σε λογικά πλαίσια, κάτι το οποίο μπορεί να συνεχίζεται επί δεκαετίες. Αν, όμως, πραγματοποιηθεί ένα λεγόμενο «κραχ» αυτό μπορεί να οδηγήσει σε κατάρρευση του «οικοδομήματος» του χρηματιστηρίου σε

μερικές μέρες ή και ώρες, δηλαδή σε ένα χρονικό διάστημα σαφώς μικρότερο των δεκαετιών. Αυτές οι ακραίες αλλαγές εκφράζουν τις υποβόσκουσες αλληλεπιδράσεις που κρύβονται σε ένα φαινομενικά ισορροπημένο σύστημα και, επομένως, η μελέτη τους μπορεί να εμφανίσει τη δυναμική που παρουσιάζουν και να οδηγήσει στην καλύτερη κατανόηση των πολύπλοκων συστημάτων. Είναι ουσιώδες να γίνει αντιληπτό ότι η μακροπρόθεσμη συμπεριφορά ενός τέτοιου συστήματος είναι άμεση συνάρτηση αυτών των σπάνιων «καταστροφικών» γεγονότων [47].

Επιστρέφοντας στην περίπτωση της θραύσης των υλικών, ο ρόλος της ανομοιογένειας άρχισε να μελετάται τις τελευταίες δεκαετίες, παρόλο που διαισθητικά όλοι καταλάβαιναν ότι υλικά με διαφορετικό ποσοστό ανομοιογένειας θα παρουσίαζαν διαφορετική συμπεριφορά ως προς την παραμόρφωσή τους, τόσο την ελαστική όσο και την πλαστική. Για παράδειγμα ο Ιάπωνας σεισμολόγος K.Mogi [86] [87] μελετώντας δεδομένα από σεισμούς στην Ιαπωνία που πραγματοποιήθηκαν την δεκαετία του 1960, παρατήρησε ότι η διαδικασία της θραύσης εξαρτάται ισχυρά από το βαθμό ανομοιογένειας των υλικών. Συγκεκριμένα παρατήρησε πως όσο πιο ανομοιογενές είναι το υλικό τόσο μεγαλύτερο πλήθος από σήματα λαμβάνει κάποιος καθώς αυτό καταπονείται, ενώ ένα ομοιογενές υλικό είναι συνήθως πιο απρόβλεπτο όσον αφορά το σημείο κατάρρευσής του.

Η γενική ιδέα είναι πως η καταπόνηση ενός ανομοιογενούς υλικού οδηγεί στη δημιουργία απομονωμένων μικρορωγμών (microcracks) και περιοχών ασυνέχειας, των οποίων ο αριθμός και το μέγεθος αυξάνονται όσο μεγαλώνει η τάση που ασκείται ή η χρονική διάρκεια εφαρμογής της εξωτερικής μηχανικής τάσης. Αποτέλεσμα αυτής της διαδικασίας είναι η συνένωση των μικρορωγμών, μέχρι ένα σημείο που η πυκνότητα τους μέσα στο υλικό φτάνει μία οριακή τιμή και το υλικό οδηγείται στην ολική κατάρρευση [88] [89] [90]. Η θραύση, επομένως, είναι ένα φαινόμενο που αποτελεί το τελικό στάδιο ενός πλήθους αλληλεπιδράσεων που λαμβάνουν χώρα μέσα στο πλέγμα και έχει επιχειρηθεί η δημιουργία διαφόρων προτάσεων περιγραφής της διαδικασίας [91] [92] [93] [94].

Είναι αναμενόμενο διάφορες φυσικές ποσότητες που συνδέονται με τη θραύση, όπως η ακουστική εκπομπή ή η μεταβολή των ηλεκτρικών ιδιοτήτων του υλικού, να παρουσιάζουν διακυμάνσεις ανάλογες με τις μεταβολές που προκαλούνται στο σύνολο των μικρορωγμών. Η φύση αυτών των διακυμάνσεων είναι άρρηκτα συνδεδεμένη με την ανομοιογένεια του υλικού. Το 1992 ο Sornette [95] πρότεινε ένα ρεαλιστικό, δυναμικό νόμο για την εξέλιξη της

ζημιάς που υφίσταται ένα υλικό, προσομοιωμένο σαν μία χωροεξαρτώμενη μεταβλητή, λαμβάνοντας υπόψη την ανάπτυξη και την αλληλεπίδραση μικρορωγμών. Το αποτέλεσμα της δουλειάς αυτής ήταν η έκφραση της ελαστικής ενέργειας, που απελευθερώνεται ανά μονάδα χρόνου, ως ένας αυξανόμενος νόμος δύναμης (power law), μέχρι το σημείο θραύσης. Ήταν φανερό πως η όλη διαδικασία της δημιουργίας, ανάπτυξης και συνένωσης των μικρορωγμών οδηγούσε σε μία μορφοκλασματική δομή ή αλλιώς ένα δίκτυο fractal.

Η παραπάνω διαδικασία δεν αποτελεί ένα απλό φαινόμενο, στο οποίο η συμπεριφορά εξαρτάται από τη λεπτή ρύθμιση μίας εξωτερικής παραμέτρου, π.χ. της θερμοκρασίας. Για να γίνει αντιληπτό αυτό, αναλογιζόμαστε το παράδειγμα της μετάβασης του νερού από υγρή σε στερεή φάση, που υπό κανονικές συνθήκες και ιδανικές καταστάσεις, με μία μετάβαση της θερμοκρασίας σε 0°C γίνεται και η αλλαγή της κατάστασης του υλικού. Στην περίπτωση της θραύσης δεν είναι απαραίτητη η επίτευξη μίας συγκεκριμένης τιμής της τάσης που ασκείται στο υλικό, καθώς η τάση μπορεί να κρατηθεί σε μία σταθερή τιμή και μετά από ένα εύλογο χρονικό διάστημα η κατάρρευση του υλικού να πραγματοποιηθεί. Γίνεται αντιληπτό επομένως πως εδώ πιθανώς να υπάρχει μία διαφορετική μορφή συμπεριφοράς, περισσότερο πολύπλοκη.

Σε τέτοια συστήματα δεν υπάρχει ένδειξη ύπαρξης μίας εξωτερικής παραμέτρου βάσει της οποίας ρυθμίζεται η συμπεριφορά τους. Αντιθέτως δημιουργούνται αστάθειες του συστήματος όταν η τιμή ενός σχετικού πεδίου (π.χ. πεδίο τάσης) ξεπεράσει τοπικά μία τιμή κατωφλίου. Ακολουθώντας στη συνέχεια ένα κανόνα διάχυσης, ανάλογα την περίπτωση, η διατάραξη του πεδίου διαχέεται στις γειτονικές περιοχές, οι οποίες με τη σειρά τους μπορούν να μεταβούν σε μία μετασταθή κατάσταση (πάνω από το τοπικό κατώφλι) και μπορεί να ηρεμήσει σε μετέπειτα γειτονικές θέσεις. Η ακολουθία αυτή μπορεί να οδηγήσει στη πυροδότηση φαινομένων χιονοστιβάδας πληθώρας μεγεθών και διάρκειας, παράγοντας τις χαρακτηριστικές φασματικές κατανομές συχνοτήτων τύπου εκθετικού νόμου [96]. Λόγω της έλλειψης συγκεκριμένης κλίμακας της διαδικασίας χιονοστιβάδας το σύστημα παρουσιάζει μία αυτό-ομοιότητα (self-similarity) και επειδή δεν υπάρχει κάποια συγκεκριμένη παράμετρος που πρέπει να ρυθμιστεί έτσι ώστε να επιτευχθεί το τελικό σημείο κατάρρευσης, θεωρούμε ότι το σύστημα αυτό-οργανώνεται καθώς εξελίσσεται η διαδικασία [97].

Πληθώρα φυσικών συστημάτων λειτουργούν σε αντίστοιχες καταστάσεις ισορροπίας [98]. Μία τέτοια στάσιμη κατάσταση επιτυγχάνεται από συνεχώς ενισχυόμενες, αυτό-ρυθμιζόμενες

διαδικασίες χωρίς χωρικές ή χρονικές κλίμακες πέρα από το μέγεθος του συστήματος και το στοιχειώδες μηχανισμό ενεργοποίησης (στην περίπτωση της θραύσης είναι η ελάχιστη δυνατή μικρορωγή). Με άλλα λόγια η συμπεριφορά του συστήματος είναι αυτό-όμοια και στις χωρικές αλλά και στις χρονικές διακυμάνσεις που μπορεί να περιλαμβάνει, άρα οι διάφορες μεταβάσεις γίνονται με διακριτό τρόπο, ενώ η παρατήρησή τους μοιάζει όμοια ανεξαρτήτως τις κλίμακας που παρατηρούνται (με ελάχιστο όριο τον στοιχειώδη μηχανισμό ενεργοποίησης και μέγιστο το μέγεθος του συστήματος). Το σύστημα παρουσιάζει δηλαδή μία διακριτή συμπεριφορά ανεξαρτήτως κλίμακας (discrete scale invariance behavior). Στατιστική αυτό-ομοιότητα έχει παρατηρηθεί σε μακροπρόθεσμα σεισμικά γεγονότα [99], στην απελευθέρωση ενέργειας από υλικά που καταρρέουν [100] [101] αλλά και από πολλά άλλα συστήματα που μπορεί να βρίσκονται υπό τάση ή πίεση, ακόμα και στην περίπτωση του ήχου που παράγεται από ένα τσαλακωμένο χαρτί που ξεδιπλώνεται [102].

2.4.1 Διακριτή συμπεριφορά αναλλοίωτη από την κλίμακα (Discrete Scale Invariance)

Η διαδικασία της ακουστικής και ηλεκτρομαγνητικής εκπομπής κατά την καταπόνηση των υλικών πραγματοποιείται με την παραγωγή καλά καθορισμένων παλμών, διαφόρων πλατών. Το φαινόμενο αυτό εμφανίζει διακριτή συμπεριφορά, όπου το διακριτό «βήμα» του είναι ο παλμός που εκπέμπεται, με χαρακτηριστικά αναλλοίωτα ως προς την κλίμακα, αφού στη μορφή τους οι παλμοί δεν αλλάζουν, ανεξάρτητα από το πλάτος που έχουν. Οι λόγοι αυτοί μας οδηγούν στη σύνδεση του παραπάνω φαινομένου με την έννοια της διακριτής συμπεριφοράς που παραμένει αναλλοίωτη από την κλίμακα παρατήρησής του (DSI - Discrete Scale Invariance).

Η διακριτή συμπεριφορά ενός συστήματος αναλλοίωτου ως προς την κλίμακα παρατήρησης αποτελεί ουσιαστικά τη δυνατότητα του συστήματος να αυτό-αναπαράγεται ανεξάρτητα από χρονικές και χωρικές κλίμακες, όπως αναφέρει ο D.Sornette [103]. Γενικά αν μελετάται μία ποσότητα O που εξαρτάται από μία παράμετρο ελέγχου x , τότε η ποσότητα αυτή θεωρείται ως ανεξάρτητη κλίμακας, όταν υπό την αλλαγή $x \rightarrow \lambda x$ υπάρχει ένας αριθμός $\mu(\lambda)$ τέτοιος ώστε:

$$O(x) = \mu \cdot O(\lambda x)$$

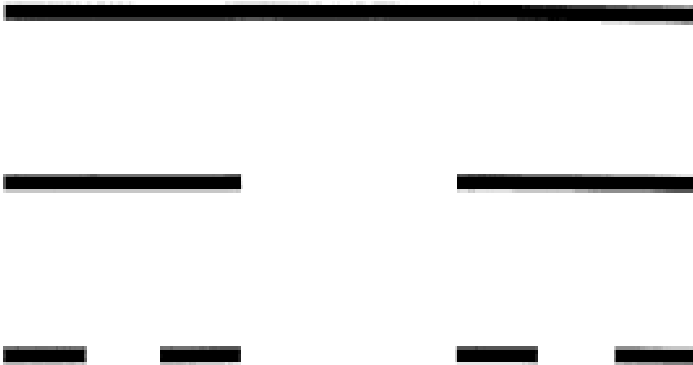
Η εξίσωση αυτή εκφράζει μία ομογενή συνάρτηση και συναντάται στη θεωρία κρίσιμων φαινομένων. Η λύση της είναι μία σχέση εκθετικού νόμου της μορφής $O(x) = Cx^\alpha$, όπου $\alpha = -\log_{10} \mu / \log_{10} \lambda$. Οι εκθετικοί νόμοι αποτελούν θεμέλιο λίθο των περιπτώσεων αναλλοίωτης κλίμακας, γιατί ο λόγος $\frac{O(\lambda x)}{O(x)} = \lambda^\alpha$ είναι ανεξάρτητος της παραμέτρου ελέγχου x και, επομένως, η σχετική τιμή του παρατηρούμενου μεγέθους σε δύο διαφορετικές κλίμακες εξαρτάται μόνο από τον λόγο μεταξύ των δύο κλιμάκων. Αυτή είναι η θεμελιώδης ιδιότητα που συσχετίζει τους νόμους δύναμης με την ανεξαρτησία κλίμακας και την αυτό-ομοιότητα.

Η διακριτή συμπεριφορά ανεξάρτητης κλίμακας (Discrete Scale Invariance – DSI) είναι μία πιο ασθενής περίπτωση συμπεριφοράς αναλλοίωτης κλίμακας. Συγκεκριμένα το σύστημα ή το παρατηρούμενο μέγεθος υπακούει τον παραπάνω νόμο για συγκεκριμένες επιλογές της τιμής λ (και επομένως και του μ), οι οποίες μπορεί να είναι άπειρες στο πλήθος αλλά παραμένουν αριθμήσιμες και μπορούν να αποτελούν ένα σύνολο $[\lambda_1, \lambda_2, \dots]$, ενώ το λ αποτελεί το στοιχειώδες βήμα της κλίμακας. Αυτή η ιδιότητα χαρακτηρίζει τις μορφολογικές δομές (fractal) [104].

Η ανάθεση $x \rightarrow \lambda x$ που οδηγεί στην $O(x) \rightarrow \mu O(\lambda x)$ είναι ισότιμη με την ανάθεση $y \rightarrow (y + \log_{10}\lambda)$, όπου $y = \log_{10}x$, η οποία οδηγεί στην

$$\log_{10}O(y) \rightarrow \log_{10}(\mu O(\lambda y)) = \log_{10}O(y + \log_{10}\lambda) + \log_{10}\mu$$

Ουσιαστικά είναι μία μετατροπή κλίμακας η οποία αποτελεί μία έκφραση του $\log_{10}x$ και της $O(\log_{10}x)$. Η DSI αποτελεί δηλαδή ένα περιορισμό μίας συνεχούς αναλλοίωτης μετατροπής σε μία *διακριτή* αναλλοίωτη μετατροπή, κατά την οποία το μέγεθος $\log_{10}O$ μεταβάλλεται όταν μετατρέπεται η τιμή του y κατά μία στοιχειώδη μονάδα $\log_{10}\lambda$. Έχουμε, επομένως, μία ομάδα συμμετρίας που δεν περιγράφεται από μία πλήρη ομάδα σχέσεων μετατροπής αλλά από μία ομάδα που οι σχέσεις μετατροπής παράγονται από ένα θεμελιώδη διακριτό γεννήτορα, που στην περίπτωση αυτή είναι το μέγεθος $\log_{10}\lambda$.



Σχήμα 17: Σύνολο Cantor. Αναπαραγωγή από [106].

2.4.2 Χαρακτηριστικά της DSI

Έχει διευκρινιστεί ότι το κύριο χαρακτηριστικό της αναλλοίωτης κλίμακας (scale invariance) είναι η ύπαρξη των νόμων δύναμης. Στην περίπτωση της DSI το αντίστοιχο χαρακτηριστικό είναι η ύπαρξη νόμων δύναμης με μιγαδικούς εκθέτες α , κάτι το οποίο παραπέμπει σε μαθηματικές σχέσεις με λογαριθμικές - περιοδικές διορθώσεις (log periodic corrections) στην κλιμάκωση. Για να γίνει αυτό κατανοητό θα βασιστούμε στο τριαδικό σύνολο Cantor που φαίνεται στο Σχήμα 17.

Η επαναλαμβανόμενη διαδικασία που παράγει το σύνολο Cantor αποτελείται από δύο βήματα. Ξεκινώντας από την αρχική μονάδα, χωρίζεται σε τρία ίσα τμήματα μήκους $\frac{1}{3}$ του αρχικού εκ των οποίων το μεσαίο διαγράφεται. Η διαδικασία αυτή επαναλαμβάνεται δημιουργώντας τμήματα μήκους $\frac{1}{9}$ του αρχικού και αυτό μπορεί να συνεχιστεί επ' άπειρον.

Το σύστημα αυτό έχει fractal διάσταση ίση με $D_o = \frac{\ln 2}{\ln 3}$, αφού καθώς το πλήθος των τμημάτων αυξάνει κατά 2^n το μήκος τους μειώνεται κατά 3^n στη n -οστή επανάληψη. Το σύνολο αυτό είναι ένα παράδειγμα της DSI αλλά όχι μίας συνεχούς συμπεριφοράς αναλλοίωτης κλίμακας, καθότι είναι γεωμετρικά ταυτόσημο μόνο όταν γίνεται μεγέθυνση κατά δυνάμεις $\lambda_p = 3^p$ και όχι κατά κάποιον άλλο παράγοντα.

Αν θεωρηθεί ως $N_x(n)$ το πλήθος των τμημάτων που βρίσκονται στη n -οστή επανάληψη του συστήματος, με x το βήμα μεγέθυνσης, τότε η διάσταση fractal υπολογίζεται ως:

$$D = \lim_{x \rightarrow \infty} \frac{\ln N_x(n)}{\ln x} = \frac{\ln 2}{\ln 3} \approx 0,63$$

για την περίπτωση αυτή.

Ο υπολογισμός μίας fractal διάστασης χρησιμοποιεί γενικά αυθαίρετες μονάδες και όχι μόνο αυτές που ισούνται με $x=3^p$. Αν αυξηθεί ο λόγος μεγέθυνσης με *συνεχή* και όχι διακριτό τρόπο από $x=3^p$ σε $x=3^{p+1}$, ο αριθμός των διαστημάτων παραμένει ίδιος μέχρι να γίνει η τιμή $x=3^{p+1}$. Για $3^p < x < 3^{p+1}$ η τιμή του $N_x(n)$ παραμένει αναλλοίωτη καθώς το x αυξάνεται και άρα η μετρήσιμη διάσταση $D(x) = \frac{\ln N_x(n)}{\ln x}$ μειώνεται. Η τιμή $D \approx 0,63$ λαμβάνεται μόνο όταν το x είναι θετική ή αρνητική δύναμη του 3. Για συνεχείς τιμές του x το πλήθος των τμημάτων ισούται με:

$$N_x(n) = N_1(n) x^D P\left(\frac{\ln x}{\ln 3}\right)$$

Επειδή η συνάρτηση P είναι περιοδική, μπορεί να αναπτυχθεί σε σειρά Fourier:

$$P\left(\frac{\ln x}{\ln 3}\right) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} c_n e^{2\pi n i \frac{\ln x}{\ln 3}}$$

Συνδυάζοντας τις δύο παραπάνω σχέσεις, φαίνεται ότι η παράμετρος D αντικαθίσταται από ένα σύνολο άπειρων μιγαδικών τιμών:

$$D_n = D + i \frac{2\pi n}{\ln 3}$$

Είναι φανερό πλέον πως η πλήρης περιγραφή της fractal δομής δίνεται από ένα σύνολο μιγαδικών διαστάσεων που ποσοτικοποιούν την ασυμπτωτική συμπεριφορά του πλήθους των τμημάτων σε μία συγκεκριμένη μεγέθυνση ή κλίμακα αλλά και τις διαμορφώσεις σε ενδιάμεσες μεγεθύνσεις. Το φανταστικό μέρος της μιγαδικής διάστασης ελέγχεται αποκλειστικά από τον λόγο 3 για το τριαδικό σύνολο Cantor υπό το οποίο το σύστημα παρουσιάζει αυτό-ομοιότητα.

Λαμβάνοντας μόνο τον πρώτο όρο της σειράς Fourier, το πλήθος των τμημάτων μπορεί να υπολογιστεί προσεγγιστικά ως:

$$N_x(n) = N_1(n) \left[1 + x^D \frac{c_1}{c_0} \cos\left(2n\pi \frac{\ln x}{\ln 3}\right) \right]$$

όπου θεωρείται $c_{-1}=c_1$ για να διασφαλιστεί ότι $N_x(n) \in \mathcal{R}$, δηλαδή ότι είναι πραγματικός αριθμός. Η σχέση αυτή δείχνει ότι η φανταστική συνιστώσα της μιγαδικής διάστασης μεταφράζεται σε μία περιοδικά λογαριθμική διαμόρφωση (log-periodic modulation) που «διακοσμεί» την πρωτεύουσα συμπεριφορά του νόμου δύναμης. Η περιοδικότητα της λογαριθμικής διαμόρφωσης δίνεται από το λογάριθμο του επιθυμητού λόγου κλιμάκωσης (scaling ratio) και οι υψηλές αρμονικές συνδέονται με μεγαλύτερης τάξης διαστάσεις.

Λαμβάνοντας υπόψη το αρχικό παράδειγμα της σχέσης $O(x) = \mu \cdot O(\lambda x) \Leftrightarrow O(x) = Cx^\alpha$ και θέτοντας ως μοναδιαίο το μέγεθος της πρωταρχικής, θεμελιώδους μονάδας του συστήματος, θα ισχύει $1 = \mu\lambda^\alpha$. Ισχύει, όμως, $e^{i2\pi n} = 1$, όπου το n είναι αυθαίρετος ακέραιος. Άρα καταλήγουμε:

$$a = -\frac{\ln \mu}{\ln \lambda} + i \frac{2\pi n}{\ln \lambda}$$

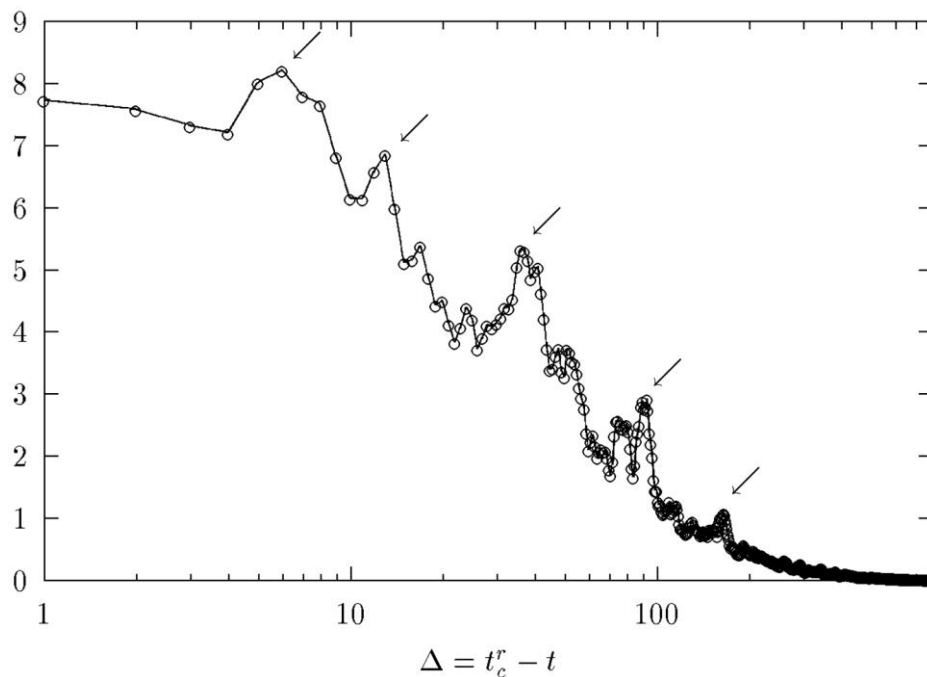
που αντιστοιχεί στην τιμή του $D_n = D + ni \frac{2\pi}{\log 3}$, που αναφέρθηκε στην ανάλυση του συστήματος Cantor. Για $n=0$ η λύση είναι μία κλασική περίπτωση νόμου δύναμης, με πραγματικό εκθέτη και συνεχή αναλλοίωτη κλίμακα. Η περίπτωση του μιγαδικού εκθέτη αντιστοιχεί σε ένα πιθανό σύστημα DSI με τον προτιμώμενο συντελεστή κλίμακας λ . Η ύπαρξη του πεπερασμένου συντελεστή λ οδηγεί στην πεπερασμένη επανακλιμάκωση (finite rescaling) και κατ' επέκταση στη δημιουργία των μιγαδικών εκθετών.

Βασιζόμενος στην θεωρία και μαθηματική ανάλυση των fractal δομών ο D.Sornette [47] ανέπτυξε μία σχέση που υπολόγιζε την αθροισόμενη ενέργεια που εκλυόταν από την ακουστική εκπομπή που παράγεται από την βιομηχανική δεξαμενή συμπίεσης ενός Ευρωπαϊκού πυραύλου μοντέλου Ariane:

$$E \sim (t_c - t)^{-a} \left\{ 1 + C \cos \left[2\pi \frac{\log(t_c - t)}{\log \lambda} \right] \right\}$$

Στη σχέση αυτή είναι φανερό η λογαριθμικά περιοδική διόρθωση που εισέρχεται στον αρχικό νόμο δύναμης. Συγκεκριμένα εμφανίζονται τοπικά μέγιστα για συγκεκριμένους χρόνους t_n κατά τους οποίους το συνημίτονο παίρνει μοναδιαία τιμή, εμφανίζοντας μία γεωμετρική χρονοσειρά $(t_c - t_n) \sim \lambda^{-n}$. Οι ταλαντώσεις διαμορφώνονται και κλιμακώνονται κατά συχνότητα με μία γεωμετρική πρόοδο καθώς το σύστημα οδεύει προς την τελική στιγμή t_c κατάρρευσης. Η λογαριθμική περιοδικότητα εκφράζει ουσιαστικά την ύπαρξη μιγαδικών εκθετών – και κατ' επέκταση των μορφοκλασματικών διαστάσεων – στη γενικότερη περίπτωση των νόμων δύναμης.

Energy release rate (log-scale)



Σχήμα 18: Log-Log γράφημα της ενέργειας που απελευθερώνεται (κάθετος άξονας) καθώς ένα μηχανικό σύστημα πλησιάζει την χρονική στιγμή κατάρρευσης. Αναπαραγωγή από [47].

Στο Σχήμα 18 είναι φανερό πως η λογαριθμική περιοδικότητα βοηθά στη κατανόηση της χρονικής εξάρτησης των πρόδρομων σημάτων πριν την ολική κατάρρευση, όπως για παράδειγμα στην περίπτωση ενός δικτύου διακριτών ηλεκτρικών ασφαλειών που υπερφορτώνονται [105].

2.4.3 Θεωρητική ανάπτυξη της εξέλιξης του φαινομένου της θραύσης

Η μελέτη που προηγήθηκε για τα συστήματα που παρουσιάζουν διακριτή, αναλλοίωτη κλιμάκωση αφορούσαν τη γενικότερη οικογένεια των μορφοκλασματικών δομών. Η θεωρία που αναπτύχθηκε εφαρμόζεται σε πληθώρα τέτοιων συστημάτων. Όσον αφορά στα φαινόμενα θραύσης, οι πρώτες απόπειρες έγιναν σε γεωφυσική κλίμακα και στην περίπτωση των σεισμών. Όπως αρχικά αποδείχθηκε, ένας σεισμός μπορεί να πυροδοτήσει μία αλληλουχία σεισμών σε αποστάσεις πολύ μεγαλύτερες από το μήκος του ρήγματος του σεισμού [106]. Η περίπτωση του σεισμού Landers στην Καλιφόρνια, παρείχε αποδείξεις ότι οι «αστοχίες» ενός υλικού μπορούν και αλληλοεπιδρούν σε μεγάλες αποστάσεις. Ο τρόπος μεταφοράς της πληροφορίας σε αυτές τις αποστάσεις δεν έχει κατανοηθεί πλήρως.

Οι Sornette και Sammis [46] πρότειναν την ύπαρξη συσχετίσεων μεγάλης απόστασης (long range correlations) μεταξύ των σεισμών, μία πρόταση που αποτελούσε συνέχεια της προσέγγισης από τους D.J.Varnes [107], C.G.Bufe και D.J.Varnes [108] και C.G.Bufe, S.P.Nishenko και D.J.Varnes [109] που ανέφεραν την ύπαρξη ενός αυξητικού νόμου δύναμης συσχετιζόμενου με την εκτόνωση τάσης Benioff (Benioff strain release) πριν από το σεισμό. Οι Sornette και Sammis βασιζόμενοι στις παραπάνω μετρήσεις παρατήρησαν ότι τα δεδομένα μπορούν να αποδοθούν από μία καμπύλη με λογαριθμικά περιοδικές διορθώσεις (log-periodic), ανάλογη με αυτή που φαίνεται στο Σχήμα 18.

Ένας απλός νόμος δύναμης που μπορεί να περιγράψει την ενέργεια που αποθηκεύεται λόγω της τάσης (strain) στην περίπτωση αυτή θα έχει τη μορφή:

$$E = C(t_f - t)^{\alpha}$$

όπου η διαφορά $t_f - t$ εκφράζει το χρόνο που προηγείται πριν την τελική κατάρρευση και ο εκθέτης α είναι ένας αρνητικός αριθμός. Αν αντιθέτα ο εκθέτης α ληφθεί ως μιγαδικός αριθμός της μορφής $\alpha = \xi + i\eta$, η τιμή του E θα δίνεται από το πραγματικό μέρος της σχέσης:

$$E = \text{Re} \left\{ C(t_f - t)^{\xi + i\eta} \right\} = \text{Re} \left\{ C t (t_f - t)^{\xi} e^{i\eta \ln(t_f - t)} \right\} = C(t_f - t)^{\xi} \cos[\eta \ln(t_f - t)]$$

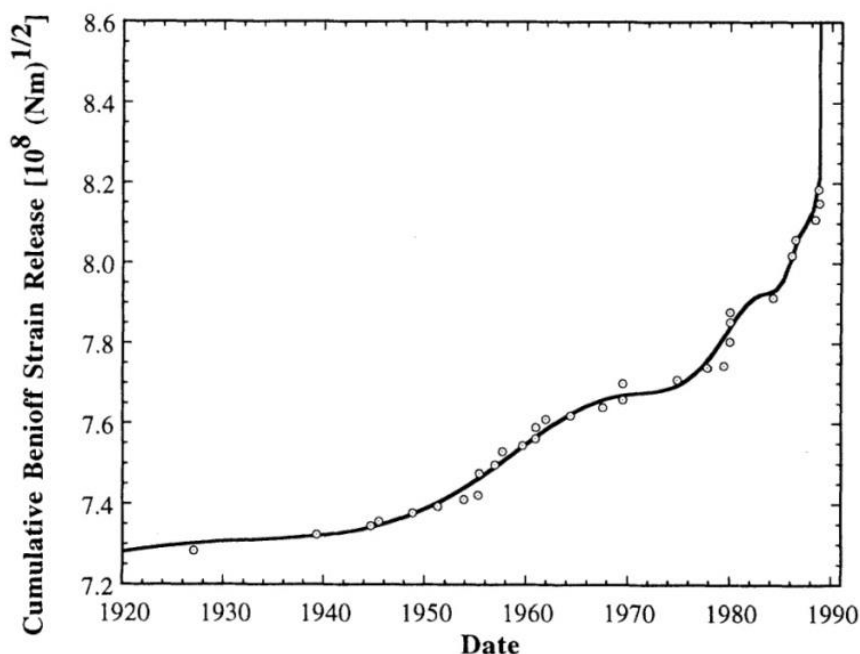
από την οποία γίνεται φανερό η log-periodic συμπεριφορά του φαινομένου. Η ύπαρξη της λογαριθμικής περιοδικότητας συναντάται γενικά σε τέτοια φαινόμενα και συνδέεται με μορφοκλασματικές δομές τυχαίου βήματος (random walk fractal structures).

Η παραπάνω εξίσωση παρουσιάζει τοπικά μέγιστα για τιμές του χρόνου:

$$t_f - t_n = e^{\left(\frac{1}{\eta} \tan^{-1}\left(\frac{\xi}{\eta}\right) + \frac{\pi n}{\eta}\right)}$$

όπου $n=1,2,3,\dots$. Δεδομένου ότι η εξίσωση περιλαμβάνει τρεις αγνώστους (t_f , ξ , η), αν παρατηρηθούν τρεις διαδοχικές τιμές τοπικών μεγίστων t_1 , t_2 και t_3 , τότε μπορεί να υπολογιστεί η χρονική στιγμή κατάρρευσης, αν είναι γνωστοί οι εκθέτες ξ και η του εκθέτη:

$$t_f = \frac{t_2^2 - t_1 t_3}{2t_2 - t_1 - t_3}$$



Σχήμα 19: Αθροισόμενη εκτόνωση τάσης Benioff. Αναπαραγωγή από [46].

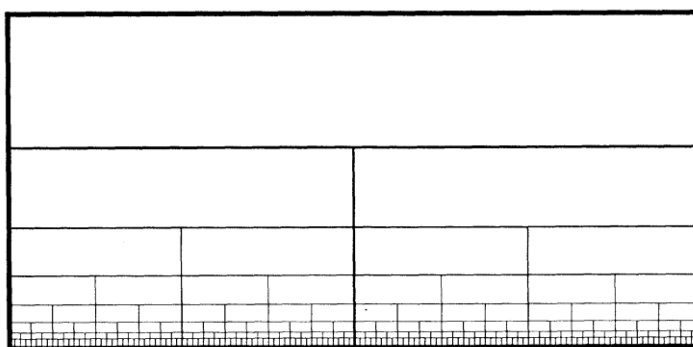
Οι Sornette και Sammis [46] λαμβάνοντας υπόψη και τη θεωρία διαταραχών (perturbation theory) εισήγαγαν μία γενικότερη μορφή της παραπάνω εξίσωσης:

$$E = A + B(t_f - t)^\xi \{1 + C \cos[\eta \ln(t_f - t) + \theta]\}$$

από την οποία προκύπτει η προσομοίωση στο Σχήμα 19.

Οι Newman, Turcotte και Gabrielon [110] [111] προσπάθησαν να αναπτύξουν ένα θεωρητικό μοντέλο το οποίο να προσομοιώνει την όλη διαδικασία θραύσης, βασιζόμενοι σε θεωρίες μοντέλων βαθμιαίας εξέλιξης.

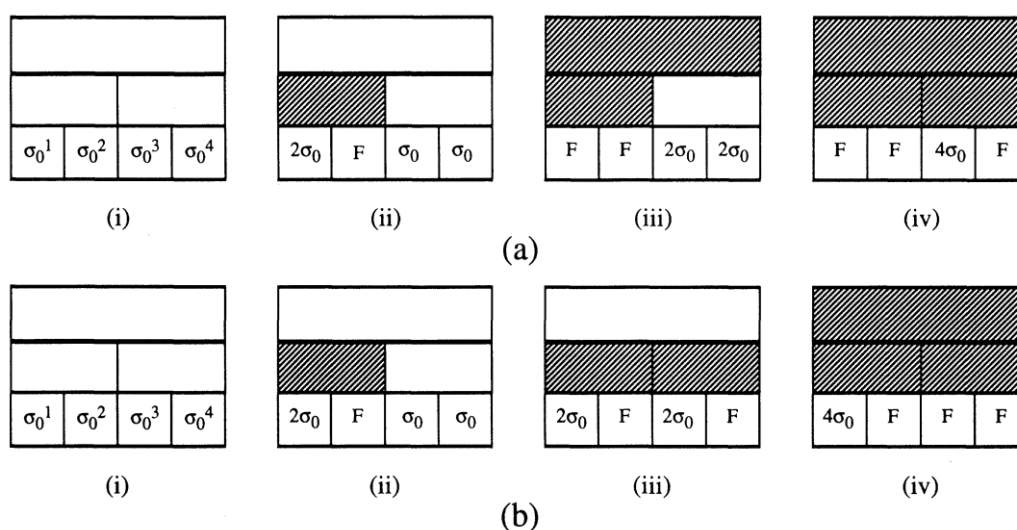
Η βασική ιδέα μίας ιεραρχικής δομής φαίνεται στο Σχήμα 20. Το όλο σύστημα αποτελείται από αυτό-όμοιες μονάδες, με μέγεθος που κλιμακώνεται σταθερά. Η κλιμάκωση είναι διακριτή και σταθερή



Σχήμα 20: Παράδειγμα ιεραρχικής δομής. Αναπαραγωγή από [113].

και επιτρέπει σε κάθε μονάδα να «επικοινωνεί» με συγκεκριμένους «γείτονες» και όχι με όλο το σύστημα.

Για να γίνει κατανοητή η εξέλιξη και ο τρόπος αλληλεπίδρασης των μονάδων μεταξύ τους, αναφέρεται το παρακάτω παράδειγμα (Σχήμα 21).



Σχήμα 21: Απεικόνιση της μεταφοράς τάσης σε ένα ιεραρχικό μοντέλο. Αναπαραγωγή από [113].

Δεδομένου ότι σε κάθε ένα από τα βασικά δομικά στοιχεία ασκείται η ίδια μηχανική τάση σ_0 , κάθε ένα από αυτά έχει ένα τυχαίο χρονικό σημείο στο οποίο θα καταρρεύσει. Όταν αυτό γίνει (στο σχήμα επισημαίνονται με το γράμμα F) τότε η τάση που του αναλογούσε μεταφέρεται στο στοιχείο που είναι δίπλα του και με το οποίο έχουν «κοινό πατέρα», δηλαδή βρίσκονται κάτω από το ίδιο μεγαλύτερο στοιχείο. Το στοιχείο αυτό θα έχει τώρα τάση $2\sigma_0$ αλλά αυτό δεν καθιστά σίγουρο το γεγονός ότι θα καταρρεύσει συντομότερα από τα δύο διπλανά του. Οι δύο αυτές περιπτώσεις φαίνονται στις δύο υποπεριπτώσεις στο Σχήμα 21. Η ζώνη μεταφοράς της τάσης είναι ανάλογη σε μέγεθος με την περιοχή κατάρρευσης και το μοντέλο ανταλλαγής του τοπικού φορτίου (local load sharing model) προσομοιώνει τη συνάρτηση Green που σχετίζεται με την ελαστική αναδιανομή της τάσης περιφερειακά του σημείου κατάρρευσης.

Οι Newman, Turcotte και Gabrielon [110] βασισμένοι στο ανώτερο μοντέλο ανέπτυξαν μία σχέση που συνδέει το πλήθος των «αστοχιών» που παρατηρούνται στο σύστημα με την πάροδο του χρόνου. Για να γίνει εφικτό αυτό έκαναν την παραδοχή ότι η τάση από ένα στοιχείο που καταρρέει κατανέμεται ομοιόμορφα σε όλα τα στοιχεία ίδιας τάξης με αυτό. Άρα

αν υπάρχουν N_o στοιχεία στα οποία ασκείται τάση σ_o και μετά από ένα χρονικό διάστημα έχουν καταρρεύσει n_f από αυτά, η τάση που ασκείται στα εναπομείναντα θα ισούται με:

$$\sigma = \frac{N_o}{N_o - n_f} \sigma_o$$

Ο ρυθμός με τον οποίο καταρρέουν τα στοιχεία θα δίνεται από μία σχέση της μορφής:

$$\frac{d(N_o - n_f)}{dt} = -v(N_o - n_f)$$

όπου v είναι ένα ποσοστό κινδύνου κατάρρευσης του στοιχείου που σχετίζεται με την τάση μέσω της σχέσης:

$$v = v_o \left(\frac{\sigma}{\sigma_o} \right)^\rho$$

με το v_o να εκφράζει το ποσοστό κινδύνου κατάρρευσης ενός θεμελιώδους στοιχείου υπό τάση σ_o και ο εκθέτης ρ είναι ένας παράγοντας που λαμβάνει τιμές με εύρος 2-5, βάσει της κατανομής Weibull. Ο συνδυασμός των δύο σχέσεων δίνει:

$$\frac{d(N_o - n_f)}{dt} = -v_o \frac{N_o^\rho}{(N_o - n_f)^{\rho-1}}$$

Θέτοντας τελικές συνθήκες $n_f=N_o$ όταν $t=t_f$, η σχέση μπορεί να επιλυθεί ως προς n_f :

$$n_f(t) = N_o \left\{ 1 - [\rho v_o (t_f - t)]^{1/\rho} \right\}$$

Φαίνεται η εξάρτηση των εναπομεινάντων στοιχείων με τον χρόνο μέσω ενός εκθετικού νόμου με εκθέτη ρ^{-1} , που έχει άμεση αναλογία με την σχέση $E = C(t_f - t)^\alpha$ για την τάση Benioff.

Η αθροιστική κατανομή του χρόνου κατάρρευσης ενός μεμονωμένου στοιχείου ισούται με:

$$F(t_f) = 1 - e^{-v_o t}$$

με χρόνο ημιζωής $t_{1/2} = v_o^{-1} \ln 2$. Στη γενικότερη περίπτωση όπου η τάση που ασκείται στο στοιχείο είναι $\sigma \neq \sigma_o$ έχουμε μία κατανομή Weibull:

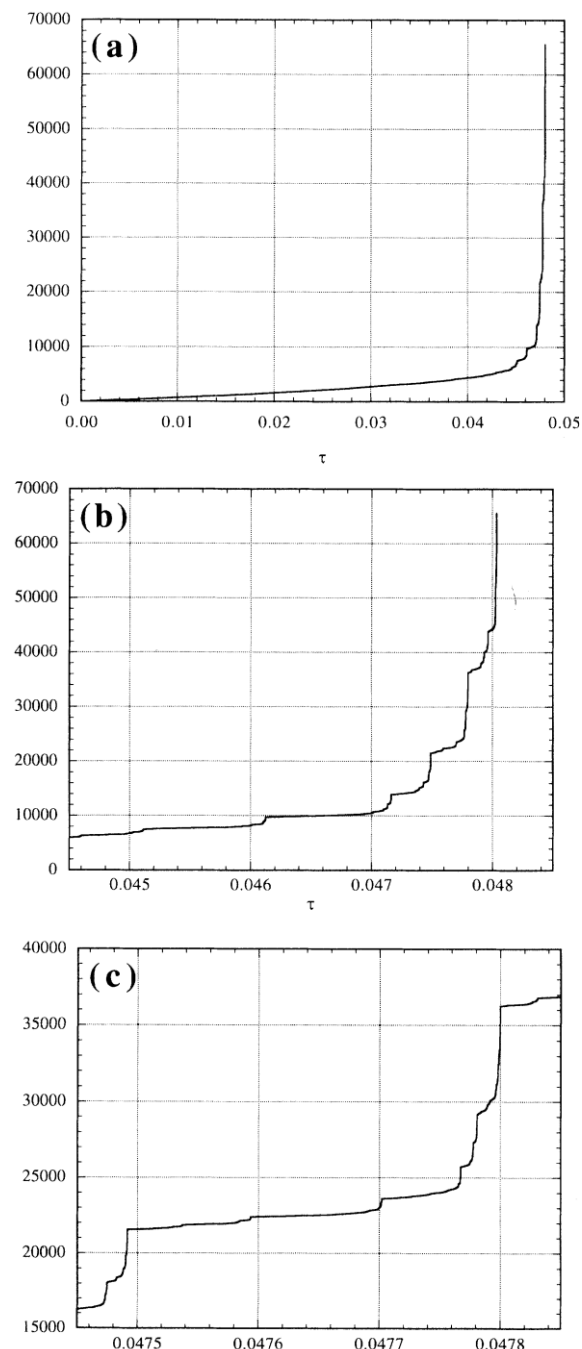
$$F(t_f) = 1 - e^{-v_o \left(\frac{\sigma}{\sigma_o} \right)^\rho t}$$

Έχοντας ως βάση την κατανομή αυτή, δίνονται τυχαίοι χρόνοι ζωής t_{i0} σε κάθε στοιχείο ξεχωριστά και πραγματοποιείται η προσομοίωση της κατάρρευσης, όπου αποδίδει μία καμπύλη που συμφωνεί με τα αποτελέσματα των καμπυλών τα οποία φέρουν διορθώσεις λογαριθμικά περιοδικές και παρουσιάζουν αυτό-ομοιότητα.

Από το Σχήμα 22 φαίνεται η μορφοκλασματική δομή που παρουσιάζουν τα αποτελέσματα της προσομοίωσης και η αυτό-ομοιότητα του φαινομένου που παραμένει αναλλοίωτη με την κλίμακα παρατήρησης.

Η εφαρμογή της παραπάνω θεωρίας στην περίπτωση της παρατήρησης της διαδικασίας καταπόνησης μέχρι τελικής θραύσης ενός υλικού είναι βάσιμη μόνο στο χρονικό πλαίσιο κοντά στο τελικό σημείο κατάρρευσης [46] [112]. Έχοντας αυτό κατά νου οι A.Moura et al. [113] και οι V.I.Yukalov et al. [48], βασίστηκαν στη θεωρία πληροφορίας (information theory) και με εφαρμογή των τεχνικών επέκτασης (extrapolation), επέκτειναν το νόμο αυτό και πέρα από το στενό εύρος της τελικής περιοχής κατάρρευσης, για να εξετάσουν αν μπορεί να εφαρμοστεί σε πλήρεις χρονοσειρές από πειραματικά δεδομένα.

Καταρχήν για να είναι εφικτή η εύρεση της αυτό-ομοιότητας έπρεπε η φυσική ποσότητα που μετράται να εκφραστεί με μία μορφή αναλλοίωτης κλίμακας. Για αυτό οι ποσότητες που μετρούνται στην παρακάτω ανάλυση, η αθροιζόμενη



Σχήμα 22: Η εξάρτηση του πλήθους n_f των στοιχείων που έχουν καταρρεύσει ως προς τον αδιάστατο χρόνο $\tau = v_0 t$. Στο σχήμα (a) είναι η ολική εξάρτηση ενώ τα σχήματα (b) και (c) παρουσιάζουν μεγεθυμένες εικόνες στους χρόνους $0.0445 < \tau < 0.05$ και $0.04745 < \tau < 0.04785$. Αναπαραγωγή από [113].

απελευθερούμενη ενέργεια και ο χρόνος, εκφράζονται σε μία αδιάστατη μορφή. Γενικότερα μπορούμε να ορίσουμε ένα αδιάστατο μέγεθος x που αποτελεί την ανεξάρτητη μεταβλητή από την οποία εξαρτάται η ενέργεια. Για παράδειγμα η μεταβλητή x θα μπορούσε να εκφράζει την πίεση p που ασκείται σε ένα δείγμα, την επιμήκυνση ή συμπίεση l που υφίσταται ή το χρόνο t που παρέρχεται μέχρι την κατάρρευση.

$$x \equiv \left\{ \frac{p_c - p}{p_c}, \frac{l - l_c}{l_c}, \frac{t_c - t}{t_c} \right\}$$

Με το δείκτη c επισημαίνονται οι τιμές των μεγεθών τη στιγμή της κατάρρευσης. Από τις σχέσεις αυτές φαίνεται ότι στην αρχή της παρατήρησης ισχύει $x=1$ και στο τέλος $x=0$, ουσιαστικά δηλαδή όσο πιο κοντά πλησιάζουμε στο τελικό σημείο η παράμετρος x τείνει στο 0. Αν το μέγεθος που μελετάμε και εξαρτάται από το x είναι η αθροιζόμενη ενέργεια E , καταλαβαίνουμε ότι θα ισχύει $E(1)=0$ και $E(0)=E_c$, όπου E_c είναι η συνολική ενέργεια που έχει απελευθερωθεί κατά τη διάρκεια του φαινομένου. Με τα δεδομένα αυτά μπορούμε να ορίσουμε την αδιάστατη αθροιζόμενη ενέργεια ως:

$$f(x) \equiv \frac{E(x)}{E_c}$$

με οριακές συνθήκες $f(0)=1$ και $f(1)=0$.

Δύο ακόμα περιορισμοί για την συνάρτηση f είναι οι σχέσεις:

$$f(x) \geq 0 \text{ και } f'(x) \geq 0 \text{ για } (0 \leq x \leq 1)$$

δηλαδή τόσο η αθροιζόμενη ενέργεια όσο και ο ρυθμός μεταβολής της πρέπει να είναι θετικοί αριθμοί σε ένα φυσικό σύστημα.

Αν η υπό καταπόνηση δομή θεωρηθεί ως ένα θερμοδυναμικό σύστημα το οποίο δέχεται ενέργεια από ένα εξωτερικό φορτίο, οι πλαστικές παραμορφώσεις και οι μικρορωγμές που πραγματοποιούνται είναι μη αντιστρεπτές διαδικασίες και το σύστημα δεν βρίσκεται ποτέ σε ισορροπία. Η ενέργεια που δεν καταναλώνεται σε διαδικασίες πλαστικής παραμόρφωσης ή σε μετακινήσεις μετατοπίσεων απελευθερώνεται από το σύστημα με αποτέλεσμα να μειώνεται η ελεύθερη ενέργεια του συστήματος. Μπορεί, λοιπόν, να ειπωθεί ότι η ενέργεια που απελευθερώνεται με την ακουστική και ηλεκτρομαγνητική εκπομπή αντιστοιχεί στη μείωση της ελεύθερης ενέργειας του συστήματος. Αν F θεωρηθεί το θερμοδυναμικό δυναμικό, U η εσωτερική ενέργεια, S η εντροπία και T η θερμοκρασία, θα ισχύει:

$$\frac{dF}{dt} = -\frac{dE}{dt} = \frac{dU}{dt} - T \frac{dS}{dt}$$

Αυτή η συνθήκη αφορά τη διαδικασία θραύσης, η οποία είναι μη αντιστρεπτή. Άρα η εντροπία αυξάνεται γρηγορότερα από την εσωτερική ενέργεια και η ενέργεια E αυξάνεται με τον ρυθμό που η ελεύθερη ενέργεια F μειώνεται, ειδικότερα καθώς το σύστημα πλησιάζει στο σημείο θραύσης.

Καθώς, λοιπόν, πλησιάζουμε στο σημείο αυτό, όπου $x=0$, η αδιάστατη ενέργεια μπορεί να περιγραφεί με ένα εκθετικό νόμο με λογαριθμικά περιοδικές διορθώσεις της μορφής:

$$(4) \quad \frac{E(x=\frac{t_c-t}{t_c})}{E(x=0)} = f(x) \cong 1 + \alpha_1 x^\alpha + \alpha_2 x^\alpha \cos(\omega \ln x + \varphi)$$

μία σχέση που είναι όμοια με αυτή που προτείνουν οι Sornette και Sammis [46]. Η σχέση αυτή μπορεί να θεωρηθεί ως το πραγματικό μέρος της μιγαδικής σχέσης:

$$F(x) \cong 1 + A_1 x^\alpha + A_2 x^{\alpha+i\omega}, \quad \text{για } x \rightarrow 0$$

όπου $A_1 \equiv a_1$ και $A_2 \equiv a_2 e^{i\varphi}$

όπου t_c είναι το χρονικό σημείο της τελικής κατάρρευσης, $E(0)=E_c$ και οι παράμετροι α , ω αποτελούν το πραγματικό και φανταστικό μέρος του εκθέτη $z=\alpha+i\omega$ του νόμου δύναμης. Η εξίσωση αυτή μπορεί να αναπτυχθεί πέρα της περιοχής κατάρρευσης (extrapolate) με τη μέθοδο της αυτό-όμοιας προσέγγισης [114]. Κάθε όρος της εξίσωσης θεωρείται ως μία διόρθωση του συνόλου των προηγούμενων όρων και βασίζόμενοι σε αυτό-όμοιες εκθετικές προσεγγίσεις η σχέση μετασχηματίζεται σε

$$F^*(x) = \exp\left(c_1 x^\alpha \cdot \exp(c_2 x^{i\omega})\right)$$

με $c_1 \equiv A_1 \tau_1$ και $c_2 \equiv \frac{A_2}{A_1} \tau_2$ να αποτελούν τους αποκαλούμενους ρυθμιστές (controllers) και οι παράμετροι τ_1 και τ_2 να είναι οι εξισώσεις ελέγχου βήματος (step-control functions) που προκύπτουν από τις συνθήκες βελτιστοποίησης του αναπτύγματος.

Θα ισχύει αντίστοιχα $f^*(x) = \text{Re}\{F^*(x)\}$ και θέτοντας $c_1 \equiv c$ και $c_2 \equiv a + i\omega$, με α , ω και c να είναι πραγματικοί αριθμοί καταλήγουμε:

$$(5) \quad f^*(x) = \cos[c x^\alpha \sin g(x) e^{h(x)}] e^{c x^\alpha \cos g(x) e^{h(x)}}$$

όπου ισχύει $g(x) = \rho \sin(\omega \ln x - \varphi)$ και $h(x) = \rho \cos(\omega \ln x + \varphi)$ και οι παράμετροι ρ , φ και c αποτελούν τις άγνωστες παραμέτρους ελέγχου [115].

Η οριακή συνθήκη $f^*(0)=1$ ικανοποιείται αυτόματα από τη σχέση αυτή, ενώ η δεύτερη συνθήκη $f^*(1)=0$ απαιτεί την ισχύ της συνθήκης:

$$ce^{\rho \cos \varphi} \sin(\rho \sin \varphi) = \frac{\pi}{2} + \pi n$$

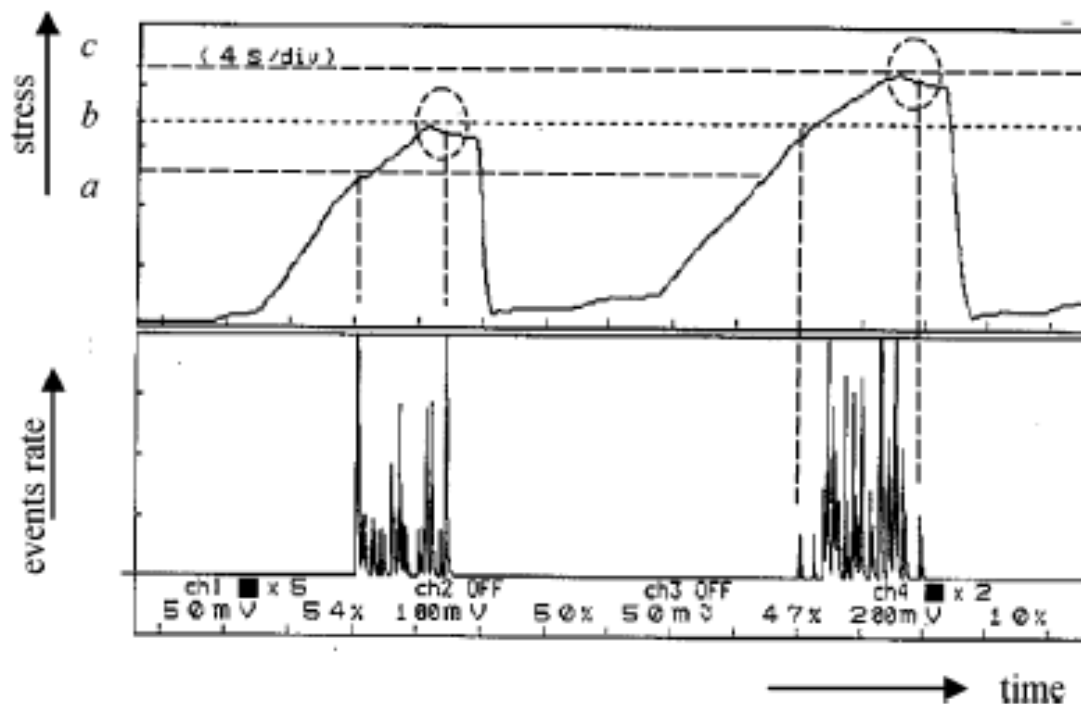
Επιπροσθέτως, επειδή πρέπει ο ρυθμός απελευθέρωσης ενέργειας να είναι θετικός για να έχουν τα αποτελέσματα φυσικό νόημα, με δεδομένες τις παραμέτρους a και ω , η παράμετρος ρ πρέπει να υπακούει στον περιορισμό $\rho < a/\sqrt{a^2 + \omega^2}$ σε συνδυασμό με την τιμή φ , έτσι ώστε $\rho \sin \varphi < 0$ και $c < 0$.

Η μαθηματική ανάπτυξη της σχέσης (4) πέρα από την περιοχή της κατάρρευσης μας οδηγεί στη σχέση (5). Αυτή είναι η μόνη που μπορεί να εξασφαλίζει τις παραπάνω ιδιότητες της ανεξαρτησίας κλίμακας παρατήρησης μέσω αυτοομοιότητας (discrete scale invariance through self-similar properties) και τις αλληλεπιδράσεις πολλών σωμάτων σε μεγάλη κλίμακα (long-distance interactions involving many-body interactions) σε περιοχές πέρα της κατάρρευσης, διατηρώντας τις ιδιότητες της αυτοομοιότητας.

2.5 Φαινόμενο Kaiser

Στην παράγραφο αυτή γίνεται μια σύντομη αναφορά στο φαινόμενο Kaiser, καθώς ένα μέρος των πειραμάτων που πραγματοποιήθηκαν και των αποτελεσμάτων που εξήχθησαν βασίζονται στο φαινόμενο αυτό. Δεδομένου ότι το φαινόμενο Kaiser αποτελεί ένα φαινόμενο μνήμης του υλικού, μας παρείχε τη δυνατότητα να κάνουμε μελέτη ενός δείγματος ανά διαδοχικούς κύκλους συμπίεσης - αποσυμπίεσης, εφαρμόζοντας την εξίσωση (5) για να προσεγγιστεί θεωρητικά η αθροιζόμενη ενέργεια που εκλύεται σε κάθε ξεχωριστό κύκλο, υπολογίζοντας τις ανάλογες παραμέτρους και κάνοντας τις μεταξύ τους συγκρίσεις.

Ο Kaiser ήταν αυτός που πρώτος παρατήρησε πως η ακουστική εκπομπή που συνοδεύει τις καταστροφικές διαδικασίες σε μικροσκοπική κλίμακα σχετίζεται με την προϊστορία του υλικού αναλογικά με τη συμπίεση και την παραμόρφωση που έχει ήδη υποστεί [116]. Το φαινόμενο Kaiser παρατηρείται σε υλικά που υφίστανται διαδοχικές κυκλικές φορτίσεις-αποφορτίσεις. Στην απλούστερη περίπτωση κυκλικής ομοαξονικής φόρτισης με τη μέγιστη τιμή φόρτου να αυξάνει από κύκλο σε κύκλο, η ακουστική εκπομπή παραμένει από μηδενική έως σχεδόν στη στάθμη του θορύβου, όσο ο φόρτος παραμένει πιο κάτω από τη μέγιστη τιμή του προηγούμενου κύκλου φόρτισης (Σχήμα 23).



Σχήμα 23: Η ακουστική εκπομπή σε ένα κύκλο συμπίεσης-αποσυμπίεσης ξεκινά μόνο αν η μηχανική τάση ξεπεράσει την μέγιστη τιμή που είχε λάβει στον αμέσως προηγούμενο κύκλο συμπίεσης-αποσυμπίεσης. Αναπαραγωγή από [117].

Συνεπώς, το φαινόμενο Kaiser χαρακτηρίζεται από την απουσία ανιχνεύσιμης ακουστικής εκπομπής μέχρι ο μηχανικός φόρτος που εφαρμόζεται στο υλικό να ξεπεράσει την μηχανική τάση που εφαρμόστηκε προηγουμένως. Αποτελεί, ουσιαστικά, ένα φαινόμενο «μνήμης» του υλικού. Η παραπάνω περιγραφή αποτελεί τη διατύπωση του φαινομένου Kaiser, όπου η αύξηση της στάθμης εκπομπής σημάτων αναφέρεται ως κορυφή ή βήμα Kaiser.

Το φαινόμενο αποτελεί ένα μέτρο των καταστρεπτικών, μη αντιστρεπτών διεργασιών που έχουν αναπτυχθεί στο υλικό και ο αριθμός και η φύση τους μεταβάλλονται αναλογικά με την μηχανική φόρτιση [118] [119] [120]. Τα πειράματα έχουν αποδείξει ότι κατά τη συμπίεση και παραμόρφωση κρυσταλλικών υλικών, οι μικρορωγμές αυξάνονται στη διεύθυνση που κυριαρχεί έντονο πεδίο τάσης. Αν θεωρήσουμε ένα κύκλο μηχανικής φόρτισης - αποφόρτισης, τότε κατά τη διάρκεια της φόρτισης παρατηρείται εκπομπή ηχητικών σημάτων, που αποδίδεται σε μικροθραύσεις και δεν συμβαίνει προτού η τάση ξεπεράσει τη μέγιστη τιμή φόρτισης του προηγούμενου κύκλου. Επομένως, η τιμή της τάσης για την έναρξη της εκπομπής αποτελεί ένα μέτρο της προϋπάρχουσας καταστροφής στον όγκο του υλικού. Το φαινόμενο Kaiser αποτελεί, λοιπόν, ένα φαινόμενο μνήμης του υλικού που μπορεί να

βοηθήσει στην εκτίμηση της μέγιστης μηχανικής τάσης που έχει υποβληθεί το υλικό κατά την προϊστορία του. Η διαδικασία συμπίεσης ανά διαδοχικούς κύκλους πρέπει να συντελείται κατά τον ίδιο άξονα αλλιώς τα αποτελέσματα θα είναι λανθασμένα.

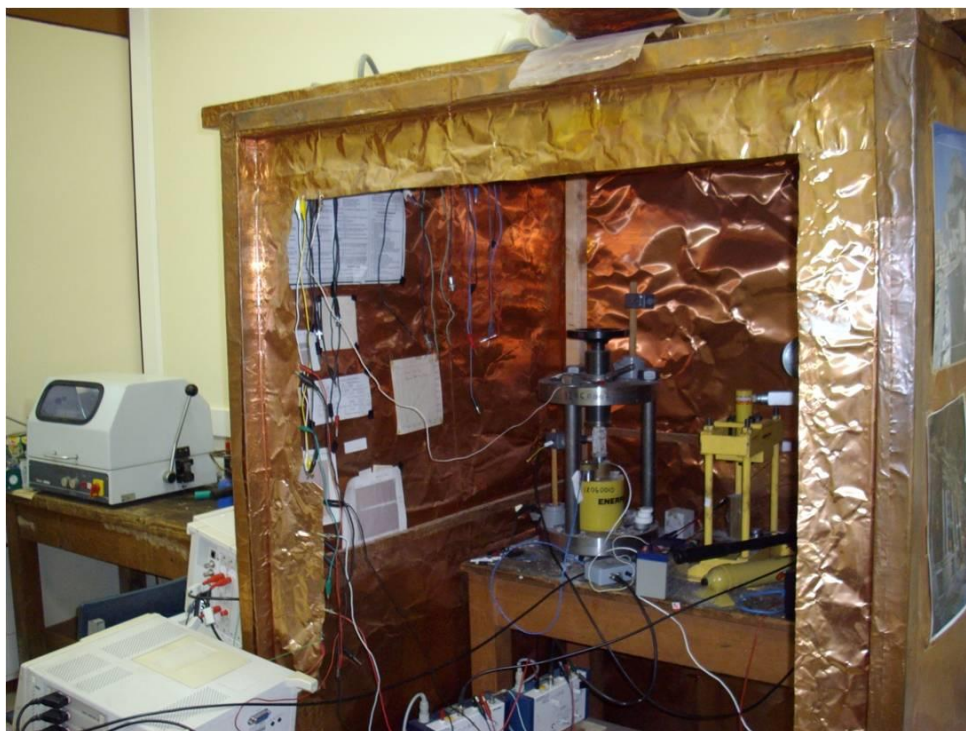
3. ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗΣ ΔΙΑΤΑΞΗΣ

Η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήσαμε για τα πειράματά μας αποτελείται ουσιαστικά από δύο κύρια μέρη: το μηχανικό κομμάτι, που αποτελείται από το σύστημα ομοαξονικής συμπίεσης των κρυστάλλων και το ηλεκτρονικό κομμάτι, που είναι το σύνολο των ηλεκτρονικών διατάξεων που χρησιμοποιούνται για την ανίχνευση, ενίσχυση, καταγραφή και επεξεργασία των σημάτων.

3.1 Μηχανικό μέρος της πειραματικής διάταξης

Το μηχανικό μέρος αποτελείται από το σύστημα συμπίεσης και το σύστημα μέτρησης του μηχανικού φόρτου. Ο μηχανικός φόρτος εφαρμόζεται στο δείγμα με τη βοήθεια υδραυλικής διάταξης που είναι σκόπιμα χειροκίνητη, γιατί σε περίπτωση χρήσης ηλεκτροκίνητου συστήματος δε θα μπορούσαμε να αποφύγουμε την εισαγωγή ηλεκτρικού θορύβου που θα επηρέαζε τα χαμηλής στάθμης ηλεκτρομαγνητικά κύματα.

Στη βάση του συστήματος τοποθετείται ηλεκτροακουστικός μετατροπέας (piezoelectric acoustic transducer) για την καταμέτρηση των ακουστικών σημάτων και δίπλα στο δείγμα υπάρχει κεραία για την λήψη των ηλεκτρομαγνητικών. Το όλο σύστημα τοποθετείται σε ειδικά διαμορφωμένο χώρο που περικλείεται από φύλλα χαλκού. Το όλο σύστημα είναι γειωμένο (κλωβός Faraday - Σχήμα 24).



Σχήμα 24: Κλωβός Faraday μέσα στον οποίο πραγματοποιούνται τα πειράματα ομοαξονικής συμπίεσης υλικών.

Ο εφαρμοζόμενος μηχανικός φόρτος μετράται με τη βοήθεια συστήματος που αποτελείται από ειδικό αισθητήρα πίεσης (Load Cell) και από ενισχυτική διάταξη που ενισχύει τα ηλεκτρικά σήματα εξόδου του αισθητήρα πίεσης.



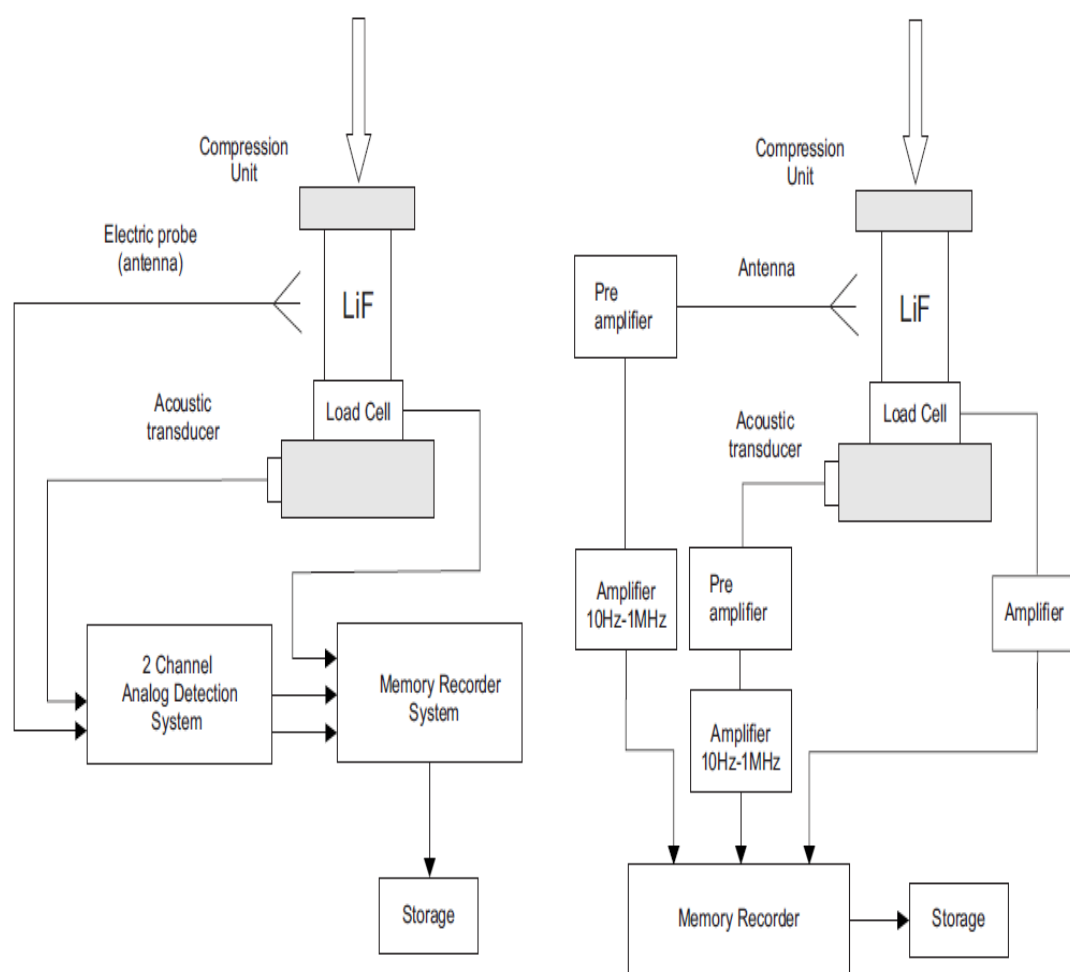
Σχήμα 25: Μηχανικό σύστημα συμπίεσης.

Χρησιμοποιήθηκε ο αισθητήρας πίεσης Sensotec Compression Type Model 53/238-10. Το σύστημα βασίζεται ουσιαστικά στο νόμο του Hooke και στη μεταβολή της ηλεκτρικής αντίστασης των διαφόρων υλικών κατά τη διαδικασία της παραμόρφωσης.

Συγκεκριμένα, χρησιμοποιείται αισθητήρας πίεσης ο οποίος φέρει ελαστικό στοιχείο όπου οι μεταβολές του κατακόρυφου φορτίου προκαλούν κάμψη στα οριζόντια τμήματα. Η παραμόρφωση που προκαλείται είναι ανάλογη του εφαρμοζόμενου φορτίου, σύμφωνα με το νόμο

του Hooke, εφόσον βρισκόμαστε μέσα στην ελαστική περιοχή.

Το Load Cell δεν είναι ένας μηχανικός-ηλεκτρικός μετατροπέας όπως ο ηλεκτροακουστικός μετατροπέας (transducer), δηλαδή δεν μετατρέπει την μηχανική ενέργεια σε ηλεκτρική. Χρησιμοποιεί μπαταρία για την λειτουργία του και ουσιαστικά βασίζεται στην μεταβολή της αντίστασης που προκαλείται όταν υποβάλλεται σε πίεση. Το ανώτερο σύστημα εσωκλείεται σε κυλινδρικό κέλυφος με πιο ανθεκτικά τοιχώματα, το οποίο φέρει στο πάνω μέρος προεξοχή που μεταβιβάζει τον μηχανικό φόρτο στο στοιχείο ελαστικότητας. Το κυλινδρικό αυτό κουτί του αισθητήρα πίεσης παρεμβάλλεται μεταξύ του δείγματος που συμπιέζεται και του δαπέδου της πρέσας, όπως φαίνεται στο Σχήμα 26 των πειραματικών διατάξεων. Από την μηχανοηλεκτρική αυτή διάταξη λαμβάνεται η καμπύλη μεταβολής της μηχανικής πίεσης που ασκείται στο υπό καταπόνηση δείγμα.



Σχήμα 26: Διατάξεις πειραματικών μετρήσεων. (Α) Αριστερά η διάταξη μέτρησης ηλεκτρομαγνητικής (ΕΜΕ) και ακουστικής (ΑΕ) εκπομπής με καταμέτρηση αριθμού συμβάντων (count rate). (Β) Δεξιά η διάταξη μέτρησης ΕΜΕ και ΑΕ σε πραγματικό χρόνο (real time series). Αναπαραγωγή από [121].

Προτού χρησιμοποιηθεί η διάταξη για μέτρηση μηχανικού φόρτου ελέγχεται η ρύθμιση του μηδενός, που σημαίνει ότι για μηδενικό φόρτο το σύστημα έχει μηδενική έξοδο.

Τεχνικά χαρακτηριστικά του συστήματος Load Cell που χρησιμοποιούμε είναι:

- Model: Sensotec 53/238-10
- Input Resistance: 378Ω
- Output Resistance: 352Ω
- Maximum Load: 1tn compression
- Spectral Response: DC-5000Hz
- Input Voltage: 24V DC

3.2 Ηλεκτρονικό μέρος της πειραματικής διάταξης

Όπως φαίνεται στο Σχήμα 26 χρησιμοποιήθηκαν δύο διαφορετικές διατάξεις για την πραγματοποίηση των πειραμάτων. Η διάταξη (Α) πραγματοποιεί καταγραφή ρυθμού γεγονότων (count rate – pulses/s) τόσο των ακουστικών όσο και των ηλεκτρομαγνητικών σημάτων, ενώ η διάταξη (Β) παρέχει τη δυνατότητα καταγραφής των σημάτων σε πραγματικό χρόνο.

Κατά τη διεξαγωγή γίνεται ανίχνευση, καταγραφή και επεξεργασία των ακόλουθων σημάτων:

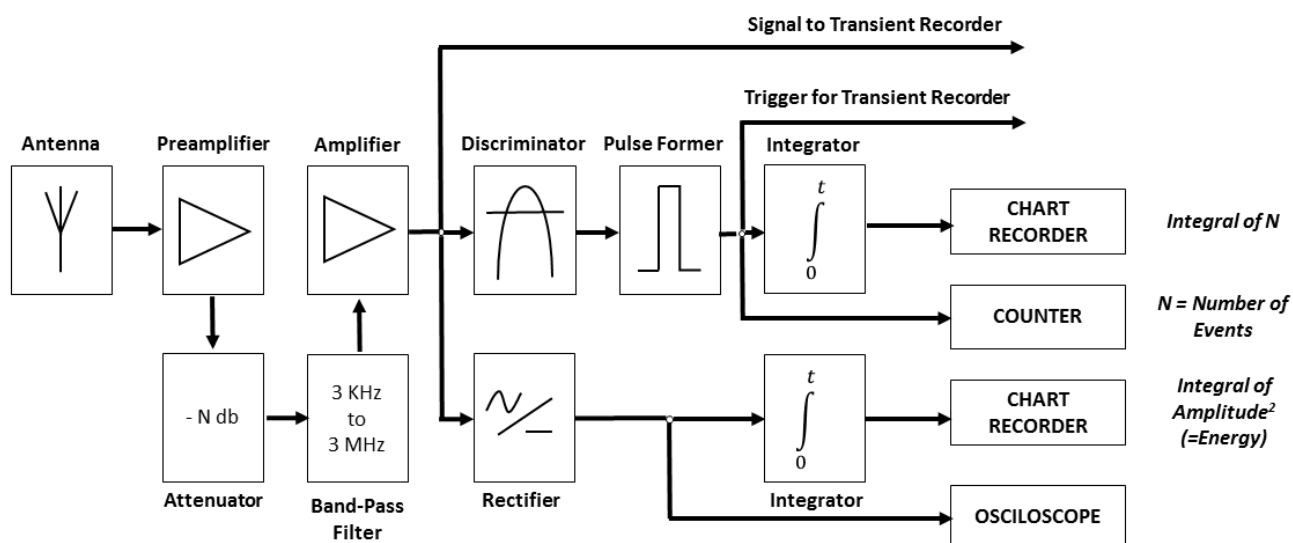
- Το ηλεκτρικό σήμα εξόδου του αισθητήρα πίεσης, που δίνει πληροφορία για τον εφαρμοζόμενο μηχανικό φόρτο, όπως έχει περιγραφεί παραπάνω στην παράγραφο της μηχανικής διάταξης.
- Το ηλεκτρικό σήμα από την έξοδο μονοπολικής κεραίας ευαίσθητης σε ευρεία περιοχή συχνοτήτων, από μερικές δεκάδες Hz έως και μερικά MHz. Σε ορισμένες περιπτώσεις αντί για μονοπολική κεραία έχει χρησιμοποιηθεί κατάλληλο πηνίο που στον πυρήνα του τοποθετείται το δείγμα που μελετάται. Η εκπομπή ηλεκτρομαγνητικών σημάτων κατά την παραμόρφωση ωθούν, βάση του νόμου του Lenz, στη δημιουργία ηλεκτρικών ρευμάτων στο πηνίο που ανιχνεύονται και καταγράφονται. Και οι δύο διατάξεις παρέχουν τη δυνατότητα ανίχνευσης των ηλεκτρομαγνητικών σημάτων που προέρχονται από τη παραμόρφωση του δείγματος.
- Προαιρετικά, σε ορισμένα πειράματα γίνεται καταγραφή του ηλεκτρικού σήματος εξόδου του αισθητήρα ανίχνευσης ηχητικών σημάτων που εκπέμπονται από το συμπιεζόμενο δείγμα. Αυτός ο αισθητήρας είναι ένας μηχανοηλεκτρικός μετατροπέας

(transducer) που μετατρέπει την ενέργεια ελαστικού κύματος σε ηλεκτρική. Η καμπύλη απόκρισης καλύπτει ευρεία περιοχή συχνοτήτων από μερικά kHz μέχρι μερικά MHz με συχνότητα συντονισμού περίπου στα 60 kHz.

Τα αναλογικά σήματα των πιο πάνω τριών βαθμίδων οδηγούνται σε αντίστοιχες προενισχυτικές βαθμίδες, όπως φαίνεται στο Σχήμα 26. Πρέπει να τονισθεί ότι όλες οι συσκευές ανίχνευσης σημάτων είναι τοποθετημένες σε κλωβό Faraday (Σχήμα 24) και τροφοδοτούνται από συσσωρευτές και όχι από το ηλεκτρικό δίκτυο για την αποφυγή εισαγωγής θορύβου στις μετρήσεις. Για την αποτελεσματικότητα του κλωβού θα αναφερθούμε στο τέλος του κεφαλαίου αυτού.

Το ηλεκτρονικό μέρος της πειραματικής διάταξης αποτελείται από δύο τμήματα, το αναλογικό και το ψηφιακό, που θα παρουσιάσουμε ξεχωριστά στη συνέχεια.

Το αναλογικό τμήμα αποτελείται από τη διάταξη στην οποία οδηγούνται τα προενισχυμένα σήματα της κεραίας και του ηχητικού αισθητήρα. Υπάρχουν δύο πανομοιότυπα κανάλια μέσα στη διάταξη με φασματική απόκριση από περίπου 1 kHz έως 2 MHz, με οριζόντια καμπύλη απολαβής στη ζώνη αυτή. Στο Σχήμα 27 φαίνονται οι διάφορες βαθμίδες της διάταξης: Προενισχυτής, εξασθενητής, ζωνοπερατό φίλτρο, ενισχυτής, διευκρινιστής που απορρίπτει ηλεκτρομαγνητικές διαταραχές, γεννήτρια παλμών που παράγονται όταν ξεπεραστεί μία ορισμένη στάθμη, ολοκληρωτής, ανορθωτής, διάταξη ολοκλήρωσης γεγονότων πάνω από τη στάθμη θορύβου, καταμετρητής του πλήθους γεγονότων και ολοκληρωτής του τετραγώνου του πλάτους του σήματος (ενέργεια σήματος).



Σχήμα 27: Block διάγραμμα ενός καναλιού του αναλογικού συστήματος ανίχνευσης ηλεκτρομαγνητικών σημάτων (2-Channel Analog Detection System).

Όπως φαίνεται στο Σχήμα 27 το σύστημα έχει τη δυνατότητα να δίνει τις εξής αναλογικές εξόδους:

1. Το ολοκλήρωμα από 0 έως t sec του αριθμού N των ηχητικών ή ηλεκτρομαγνητικών γεγονότων που ξεπερνούν τη στάθμη θορύβου. Συγκεκριμένα μας παρέχει το άθροισμα των γεγονότων που παρουσιάζουν μεγαλύτερο πλάτος από το κατώφλι που έχουμε ορίσει μέσα στο χρονικό διάστημα $(0, t]$. Συνεπώς αν επιλέξουμε για παράδειγμα $t=1$ sec μας παρέχει το ρυθμό γεγονότων ανά δευτερόλεπτο. Με αυτό τον τρόπο μπορούμε να έχουμε τη συνεχή καμπύλη του ρυθμού σε ένα καταγραφικό.
2. Το πλήθος των ηχητικών ή ηλεκτρομαγνητικών γεγονότων που έχουν πλάτος πάνω από τη στάθμη θορύβου. Λειτουργεί δηλαδή σαν ένας καταμετρητής (counter).
3. Το ολοκλήρωμα από 0 έως t sec του τετραγώνου του πλάτους των ηχητικών ή ηλεκτρομαγνητικών παλμών. Όπως φαίνεται από το Σχήμα 27 η έξοδος αυτή δεν εξαρτάται από τη στάθμη που ορίζουμε στο διευκρινιστή. Ο συνδυασμός των περιπτώσεων (1) και (3) μπορεί να δώσει μία εικόνα για την ισχύ των σημάτων γιατί σε κάποια φάση του πειράματος μπορεί να έχουμε ριπές σήματος χαμηλού πλάτους, που να έχουν την ίδια ενέργεια με συρμό λιγότερου αριθμού γεγονότων αλλά μεγαλύτερου πλάτους.
4. Μία γενική εποπτεία της μορφής καθενός γεγονότος σε παλμογράφο ή σε ψηφιακή καταγραφή με υψηλή δειγματοληψία.

Η έξοδος μπορεί να οδηγηθεί ανάλογα με τις απαιτήσεις του πειράματος στο αντίστοιχο ψηφιακό σύστημα αποθήκευσης χαμηλής ή υψηλής δειγματοληψίας. Εκτός από τις αναλογικές εξόδους, το σύστημα παρέχει σήμα triggering, το οποίο διεγείρει την κατάλληλη χρονική στιγμή ένα ψηφιακό σύστημα πολύ υψηλού ρυθμού δειγματοληψίας για την καταγραφή πολύ μικρής διάρκειας μεταβατικών, ηχητικών ή ηλεκτρομαγνητικών σημάτων. Είναι προφανές ότι η διάταξη έχει δύο δυνατότητες:

1. Να παρέχει σε κάποιο σύστημα, χαμηλής σχετικά δειγματοληψίας, αναλογικό σήμα όλης της χρονοσειράς ηχητικής ή ηλεκτρομαγνητικής εκπομπής για αποθήκευση σε ψηφιακή μορφή, για όσο χρόνο διαρκεί το πείραμα.
2. Να παρέχει την κατάλληλη στιγμή στον transient recorder υψηλής δειγματοληψίας κατάλληλο παλμό για triggering. Αυτό γίνεται στην ειδική περίπτωση που θέλουμε να καταγράψουμε ένα μεμονωμένο μέλος της χρονοσειράς, ηχητικό ή ηλεκτρομαγνητικό, πολύ μικρής διάρκειας και πρέπει να διεγερθεί την κατάλληλη στιγμή ο transient recorder και παράλληλα να του δοθεί αναλογικό σήμα. Είναι προφανές ότι η τελευταία διαδικασία συνδέεται με την επιλογή κατάλληλης στάθμης στον διευκρινιστή, ώστε να μην καταγράφονται γεγονότα που οφείλονται σε εξωγενή θόρυβο.

Η τροφοδοσία του παραπάνω συστήματος γίνεται από συσσωρευτή 12V, όπως τονίστηκε στην αρχή, για αποφυγή ανεπιθύμητων παρεμβολών στο σήμα από το δίκτυο παροχής ηλεκτρικού ρεύματος.

Το ψηφιακό τμήμα της ηλεκτρονικής διάταξης έχει δύο ξεχωριστές μονάδες:

1. Η πρώτη μονάδα είναι χαμηλής σχετικά δειγματοληψίας (μέχρι 100 δείγματα ανά δευτερόλεπτο), που μπορεί να καταγράφει χρονοσειρές σήματος για αρκετό χρονικό διάστημα και επισημαίνεται στο block διάγραμμα (Σχήμα 26) ως Memory Recorder. Όπως φαίνεται στο Σχήμα 27 στον Memory Recorder οδηγούνται τα αναλογικά σήματα που προέρχονται από την κεραία, από τον ηχητικό αισθητήρα και από τον αισθητήρα πίεσης και αποθηκεύονται σε ψηφιακές μορφές. Είναι προφανές πως με το πέρας του πειράματος τα δεδομένα αντλούνται για επεξεργασία σε ηλεκτρονικό υπολογιστή.
2. Η δεύτερη μονάδα είναι μονάδα υψηλής δειγματοληψίας (Transient Recorder) που διεγερόμενη την κατάλληλη στιγμή με το σήμα triggering, αρχίζει να καταγράφει ψηφιακά κάποια συγκεκριμένα γεγονότα της ηχητικής ή ηλεκτρομαγνητικής

χρονοσειράς που φθάνει στην είσοδό της. Είναι φανερό πως ο transient recorder διαθέτει καταχωρητή με περιορισμένη μνήμη. Ο σκοπός του transient recorder είναι να καταγράφει σε ψηφιακή μορφή γεγονότα της χρονοσειράς που έχουν πολύ μικρή διάρκεια (π.χ. της τάξης του ms) με υψηλή δειγματοληψία (της τάξης των 10^6 δειγμάτων ανά δευτερόλεπτο). Με δεδομένη τη συνολική μνήμη του καταχωρητή που είναι περίπου 1 Mb μπορούμε να κάνουμε καταγραφές που δεν ξεπερνούν τη χρονική διάρκεια του $\Delta t=0,5s$. Η τελευταία εκτίμηση καθιστά απαραίτητη την ύπαρξη σήματος triggering, ώστε να μην καταγράφεται άχρηστη πληροφορία.

Σημειώνεται ότι η διάταξη transient recorder έχει τη δυνατότητα pretriggering, δηλαδή είναι εφικτή η καταγραφή πληροφορίας για μικρό χρονικό διάστημα πριν την έναρξη καταγραφής με το σήμα triggering.

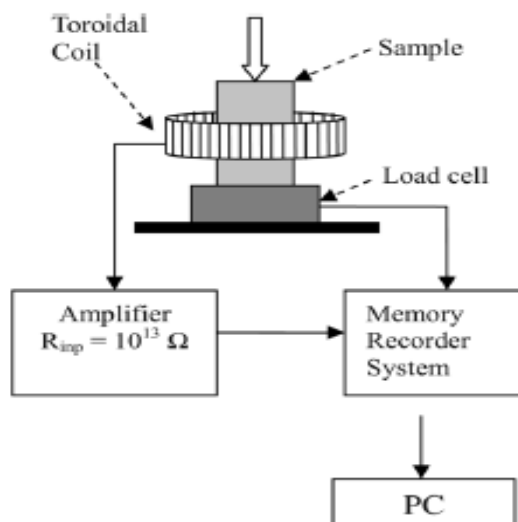
Η ανάγκη μέγιστης δυνατής ελαχιστοποίησης του θορύβου και αξιοπιστίας των μετρήσεων μας οδήγησε στην ανάπτυξη μίας νέας διάταξης η οποία χρησιμοποιήθηκε ιδιαίτερα στις μετρήσεις των ακτινοβολημένων δειγμάτων LiF. Σε αυτές, η στάθμη του λευκού θορύβου ήταν συνήθως συγκρίσιμη με το πλάτος των ηλεκτρομαγνητικών παλμών που καταγράφαμε.

Η διάταξη που χρησιμοποιήσαμε φαίνεται στο σχήμα που ακολουθεί. Στην περίπτωση αυτή χρησιμοποιήσαμε ένα δακτυλιοειδές πηνίο (torroidal coil) για την ανίχνευση των ηλεκτρομαγνητικών σημάτων αντί για την κεραία που είχαμε χρησιμοποιήσει σε προηγούμενα πειράματα. Αισθητήρες αυτής της μορφής χρησιμοποιούνται ευρέως για την ανίχνευση ηλεκτρομαγνητικών διακυμάνσεων που προέρχονται από την παραμόρφωση και καταστροφή κρυστάλλων [122].

Ο αισθητήρας αποτελείται από ένα σπειροειδές πηνίο τυλιγμένο ομοιόμορφα γύρω από ένα πυρήνα φτιαγμένο από φερρίτη. Το δείγμα τοποθετείται στο κέντρο του εσωτερικού δακτυλίου του πηνίου (Σχήμα 28). Με αυτό τον τρόπο κατά την πλαστική παραμόρφωση υπό μηχανική καταπόνηση αναπτύσσονται ρεύματα πόλωσης με πυκνότητα ρεύματος:

$$j_p = \frac{1}{c} \frac{\partial P}{\partial t}$$

όπου ως P υποδεικνύουμε την ηλεκτρική πόλωση (χρησιμοποιούμε το Gaussian μετρητικό σύστημα).



Σχήμα 28: Πειραματική διάταξη με σπειροειδές πηνίο ως μαγνητικό αισθητήρα για την καταγραφή χρονοσειράς πλατών των ηλεκτρομαγνητικών παλμών κατά την πλαστική παραμόρφωση ενός κρυστάλλου.

Η πόλωση είναι παράμετρος της ηλεκτρικής μετατόπισης:

$$\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P}$$

όπου με \mathbf{E} συμβολίζουμε την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου. Η μεταβολή της πόλωσης οδηγεί στην χρονική μεταβολή της ηλεκτρικής μετατόπισης, με αποτέλεσμα να αναπτύσσεται ένα μαγνητικό πεδίο που καθορίζεται από το νόμο του Maxwell:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$$

Βλέπουμε, επομένως, ότι η ανάπτυξη ρευμάτων πόλωσης οδηγεί σε ρεύματα μετατόπισης που με τη σειρά τους συμβάλλουν στην ανάπτυξη ενός μαγνητικού πεδίου. Το μαγνητικό πεδίο που αναπτύσσεται βοηθά στη δημιουργία ενός σωληνοειδούς ηλεκτρικού πεδίου στον πυρήνα του πηνίου:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\mu}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}$$

όπου με μ συμβολίζεται η μαγνητική διαπερατότητα του πυρήνα. Το ηλεκτρικό πεδίο που αναπτύσσεται προκαλεί τη δημιουργία ενός επαγωγικού ρεύματος στον αγωγό που αποτελεί το πηνίο, το οποίο ισούται με:

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$$

Στη σχέση αυτή με σ συμβολίζουμε την ηλεκτρική αγωγιμότητα του πηνίου. Το εναλλασσόμενο ηλεκτρικό ρεύμα j είναι το άμεσο αποτέλεσμα από την παραγωγή των ηλεκτρομαγνητικών σημάτων λόγω της παραμόρφωσης του κρυστάλλου, το οποίο μπορούμε να καταγράψουμε ύστερα από την κατάλληλη ενίσχυσή του [123]. Το κύριο πλεονέκτημα αυτής της διάταξης είναι η μη επιρροή της από τον ηλεκτρικό θόρυβο από το περιβάλλοντα χώρο, γεγονός που οφείλεται τόσο στη μορφολογία της διάταξης όσο και στην χρήση διαφορικού ενισχυτή για την ενίσχυση του καταγραφέντος ηλεκτρικού σήματος.

4. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

Στο παρών κεφάλαιο θα παρουσιαστούν τα αποτελέσματα από τα πειράματα που πραγματοποιήθηκαν κατά τη διάρκεια της εκπόνησης της παρούσας διατριβής. Τα πειράματα μπορούν χονδρικά να χωριστούν σε δύο κατηγορίες: πειράματα καταπόνησης δειγμάτων φθοριούχου λιθίου (LiF) και πειράματα καταπόνησης δειγμάτων γρανίτη. Το LiF αποτελεί ένα κρυσταλλικό υλικό με δεδομένη κρυσταλλική δομή (κυβική κρυσταλλική δομή – κρυσταλλική σταθερά $a=403,51$ pm), ενώ δεν εμφανίζει πιεζοηλεκτρικές ιδιότητες. Αντίθετα τα γρανιτικά πετρώματα είναι σύνθετα, άμορφα υλικά, με κοκκώδη μορφή (παρουσιάζουν δηλαδή grain boundaries) που εμφανίζουν πιεζοηλεκτρικές ιδιότητες. Οι παραπάνω λόγοι μας οδήγησαν στην επιλογή διεξαγωγής ταυτόχρονων πειραμάτων και στα δύο υλικά, ούτως ώστε να διαπιστωθούν οι οποιεσδήποτε διαφορές στην μορφή και στο είδος της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας και, επομένως, να μπορέσουμε να εξάγουμε όσο το δυνατόν πιο έγκυρα και αξιόπιστα αποτελέσματα όσον αφορά στους μηχανισμούς παραγωγής των ηλεκτρομαγνητικών σημάτων από την παραμόρφωση και θραύση τους.

Τα αποτελέσματα που θα παρουσιαστούν δεν αποτελούν το πλήθος των πειραμάτων που έχουν πραγματοποιηθεί αλλά είναι μία επιλογή από δεκάδες πειράματα που υλοποιήθηκαν κατά τη διάρκεια εκπόνησης της παρούσας διατριβής. Η διεξαγωγή τους αποτέλεσε μία διαδικασία που απαιτούσε ιδιαίτερη προσοχή και προετοιμασία, καθότι η μέτρηση της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας απαιτούσε αρκετούς ευαίσθητους χειρισμούς και την αντιμετώπιση διάφορων εξωγενών παραγόντων, όπως ο ηλεκτρονικός θόρυβος από άλλες συσκευές, η μεταβολή της θερμοκρασίας και οι αλλαγές της υγρασίας, που μπορούν να επηρεάσουν τις μετρήσεις και να τις καταστήσουν ως αναξιόπιστες.

Στα διαγράμματα που θα ακολουθήσουν στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζονται ενδεικτικά μερικές μετρήσεις που έχουν γίνει σε δείγματα LiF και γρανίτη. Κατά τη διεξαγωγή των πειραμάτων καταγράφεται η ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία (EM) που παράγεται κατά την καταπόνηση και παραμόρφωση των δειγμάτων, ο φόρτος (Stress) που ασκούμε με την υδραυλική πρέσα και ορισμένες φορές, προαιρετικά, η ακουστική εκπομπή (AC). Στο πλαίσιο των πειραμάτων που διεξήχθησαν, έχουν γίνει μετρήσεις με δύο τρόπους. Ο πρώτος τρόπος είναι η καταγραφή των πλατών της εκπομπής (είτε ακουστικής είτε ηλεκτρομαγνητικής) και ο δεύτερος είναι η καταγραφή του ρυθμού εμφάνισης καταστροφικών γεγονότων μέσω ολοκλήρωσης του σήματος που λαμβάνουμε όταν αυτό ξεπερνά μία στάθμη (κατώφλι) που

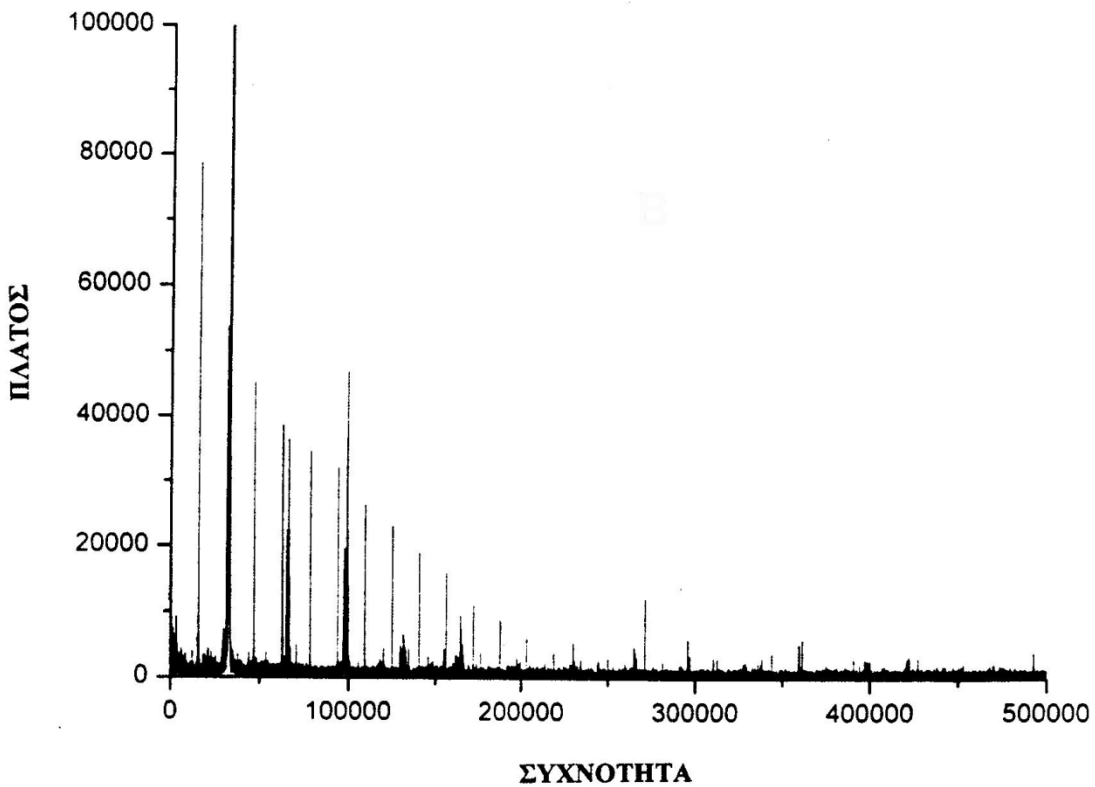
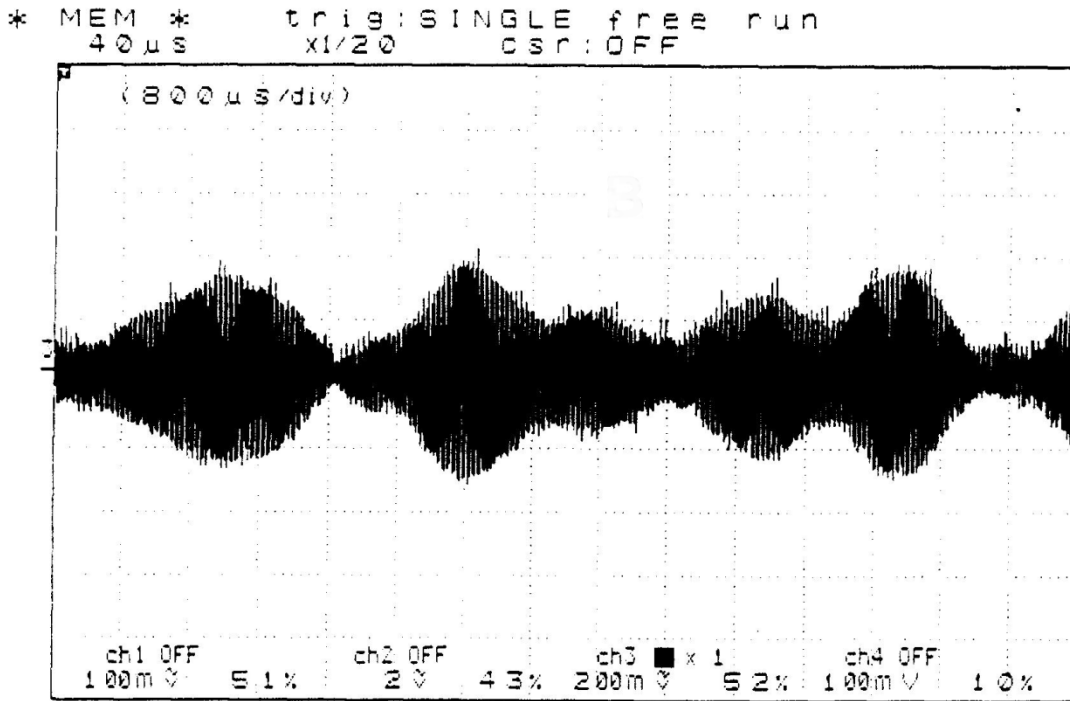
έχουμε εμείς εξ αρχής ορίσει. Η πρώτη περίπτωση μας επιτρέπει την καταγραφή του αρχικού σήματος και την άμεση εκτίμηση της ενέργειας που απελευθερώνεται κατά την διαδικασία, ενώ η δεύτερη περίπτωση μας παρέχει τη δυνατότητα επισκόπησης της διαδικασίας, παρέχοντας πληροφορίες για τα γεγονότα των μικροθραύσεων που πραγματοποιούνται, απαλείφοντας τον θόρυβο υποβάθρου μέσω του ορισμού κατωφλίου.

Στα κεφάλαια που ακολουθούν παρατίθενται ενδεικτικές καταμετρήσεις της ακουστικής και ηλεκτρομαγνητικής εκπομπής από ιοντικά και πιεζοηλεκτρικά δείγματα. Παρουσιάζονται μετρήσεις από την περίπτωση δειγμάτων LiF που έχουν ακτινοβοληθεί με ακτίνες γ, ώστε να γίνουν συγκρίσεις με τα μη ακτινοβολημένα δείγματα. Παρατίθενται αποτελέσματα από την πειραματική διερεύνηση εφαρμογής των log-periodic νόμων δύναμης, που αναφέρθηκαν στο κεφάλαιο της θεωρίας, στην αθροιζόμενη ενέργεια όπως υπολογίζεται από τα ανωτέρω σήματα. Ιδιαίτερη σημασία και προσοχή δίδεται σε σήματα - τόσο ηχητικές όσο και ηλεκτρομαγνητικές χρονοσειρές - που έχουν καταγραφεί από δείγματα που έχουν καταπονηθεί με τέτοιο τρόπο που να ακολουθούν το φαινόμενο Kaiser, μία περίπτωση που θα μας απασχολήσει μετέπειτα.

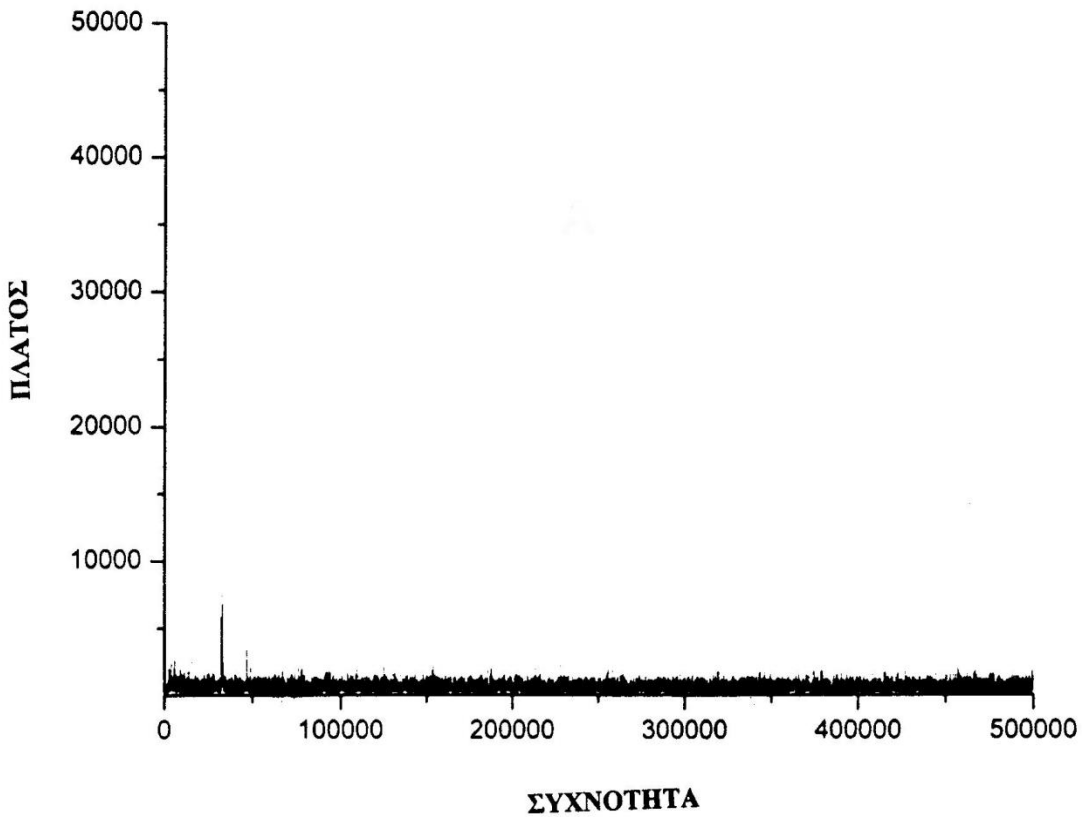
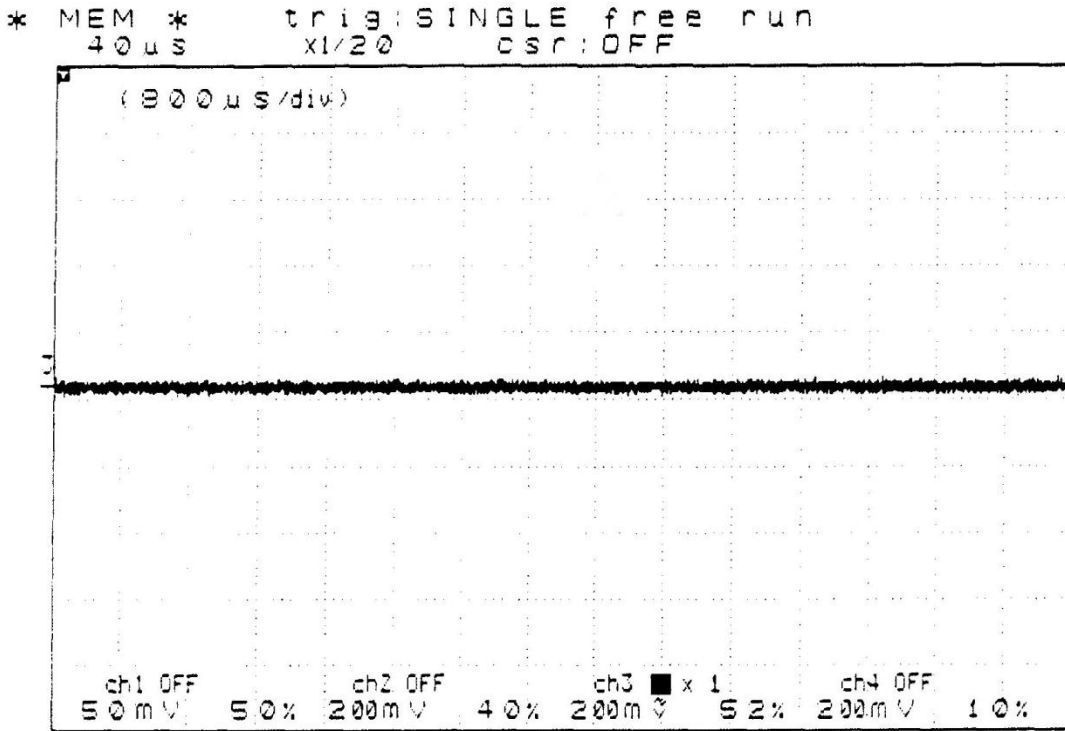
4.1 Μέτρηση και ελαχιστοποίηση θορύβου

Λόγω της χαμηλής στάθμης των σημάτων θεωρήθηκε απαραίτητο για την ελαχιστοποίηση της ηλεκτρικής συνιστώσας του θορύβου να πραγματοποιηθούν οι πειραματικές μετρήσεις σε μικρό δωμάτιο που περιβάλλεται από φύλλα χαλκού.

Μέσα στον χώρο αυτό, που αποτελεί ουσιαστικά ένα κλωβό Faraday, τοποθετήθηκαν το σύστημα συμπίεσης και το δείγμα, οι προενισχυτές, το αναλογικό σύστημα ανίχνευσης σημάτων, καθώς και ο παρατηρητής που εκτελεί τους χειρισμούς. Όλη η επιφάνεια του κλωβού είναι γειωμένη σε πολλά σημεία, ώστε να αποφεύγονται τοπικές διαφορές δυναμικού. Τοποθετώντας την κεραία εκτός και εντός του κλωβού καταγράψαμε με υψηλή δειγματοληψία τον ηλεκτρονικό θόρυβο. Τα αποτελέσματα αυτά παρουσιάζονται στο Σχήμα 29 και στο Σχήμα 30, τόσο στο πεδίο του χρόνου όσο και στο πεδίο των συχνοτήτων. Είναι φανερή η επίδραση του κλωβού στην εξαφάνιση σχεδόν των έντονων φασματικών συνιστωσών του θορύβου.



Σχήμα 29: Θόρυβος που ανιχνεύει η κεραία έξω από τον κλωβό και το αντίστοιχο φασματικό του περιεχόμενο.

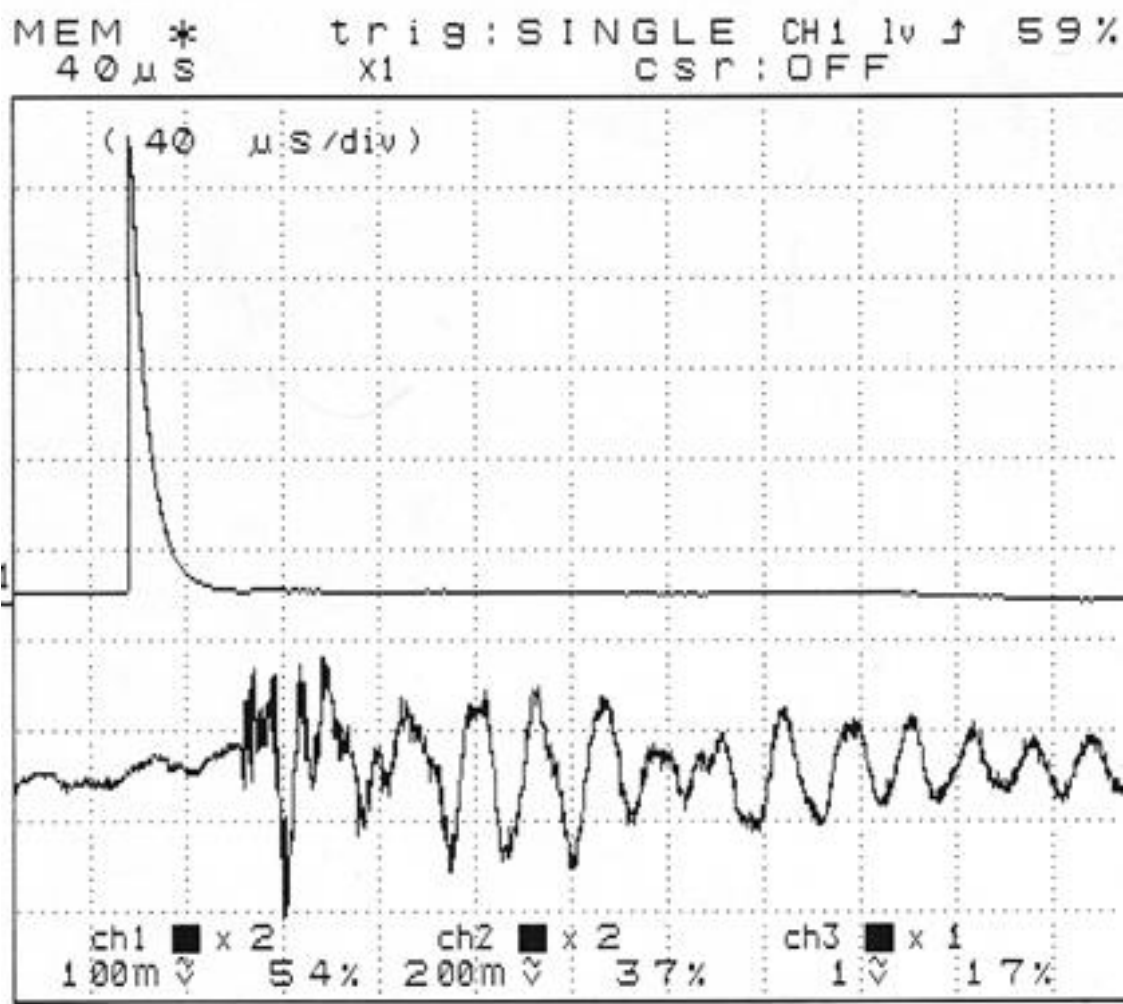


Σχήμα 30: Θόρυβος που ανιχνεύει η κεραία μέσα στον κλωβό και το αντίστοιχο φασματικό του περιεχόμενο.

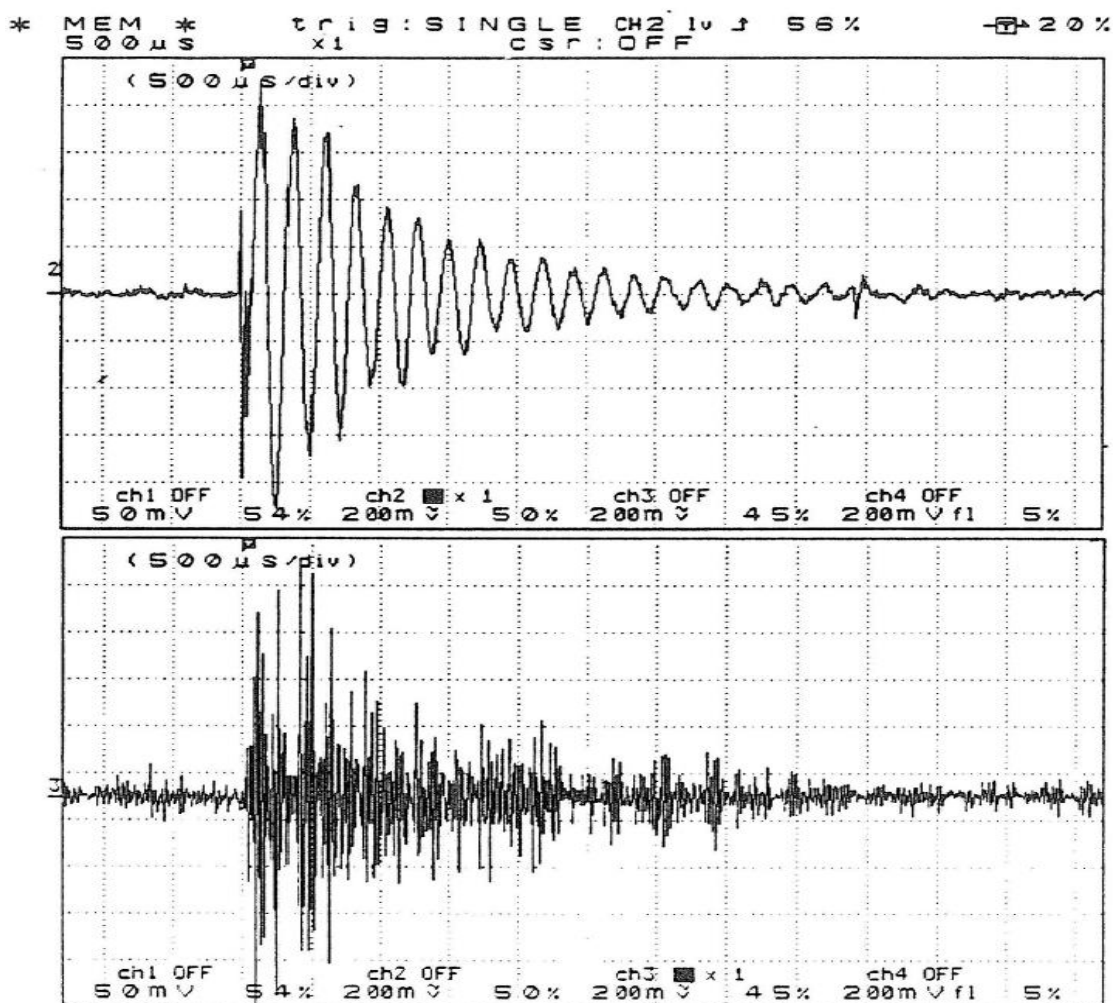
4.2 Καταγραφή μεμονωμένων παλμών με υψηλή δειγματοληψία από δείγματα LiF και γρανίτη

Το σύνολο των πειραμάτων διεξήχθησαν σε δείγματα LiF και γρανίτη. Οι καταγραφές που έγιναν αποτελούνται από συρμούς παλμών, οι οποίοι αποτελούν το «δομικό στοιχείο» των καταγραφών. Σημαντικό είναι, επομένως, να δούμε αρχικά την μορφή που έχουν οι παλμοί αυτοί στα δύο διαφορετικά υλικά.

Στα διαγράμματα που ακολουθούν παρουσιάζονται καταγραφές μεμονωμένων παλμών - ηλεκτρομαγνητικών και ακουστικών - από LiF και γρανίτη, έτσι ώστε να γίνουν αντιληπτές οι όποιες διαφορές και ομοιότητες υπάρχουν.



Σχήμα 31: Καταγραφή σε υψηλή δειγματοληψία μεμονωμένων γεγονότων ηλεκτρομαγνητικής (άνω) και ακουστικής (κάτω) εκπομπής που προέρχεται από την ίδια μικρορηγμάτωση σε δείγμα LiF.



Σχήμα 32: Καταγραφή σε υψηλή δειγματοληψία μεμονωμένων γεγονότων ηλεκτρομαγνητικής (άνω) και ακουστικής (κάτω) εκπομπής που προέρχεται από την ίδια μικρορηγμάτωση σε δείγμα γρανίτη. Αναπαράγωγή από [29].

Από το Σχήμα 31 και το Σχήμα 32 είναι ορατές οι διαφορές στην ηλεκτρομαγνητική εκπομπή που προέρχεται από τον γρανίτη και το LiF. Αν μελετηθεί απομονωμένα ένας παλμός από κάθε δείγμα, είναι ορατές οι διαφοροποιήσεις ως προς την εικόνα τους, γεγονός που μας υποδεικνύει ότι υπάρχουν διαφορές στον μηχανισμό παραγωγής των σημάτων ανάλογα με το είδος του υλικού. Όσον αφορά το LiF, βλέπουμε ότι εμφανίζεται ένας οξύς παλμός που συνοδεύεται από έναν συρμό από ακουστικά γεγονότα, τα οποία ανιχνεύονται με μία χρονοκαθυστέρηση λόγω της διαφοράς των ταχυτήτων διάδοσης των ηλεκτρομαγνητικών και ακουστικών σημάτων.

Βασιζόμενοι στο σχήμα που έχουμε, βλέπουμε ότι υπάρχει μία χρονική διαφορά $\Delta t \sim 40 \mu s$. Λαμβάνοντας υπόψη ότι η ταχύτητα διάδοσης των ηχητικών κυμάτων μέσα στον ιοντικό

κρύσταλλο είναι ίση περίπου με 10^3m/s , μπορούμε να κάνουμε έναν απλό υπολογισμό της απόστασης που διανύουν μέχρι να φτάσουν στη διάταξη ανίχνευσης:

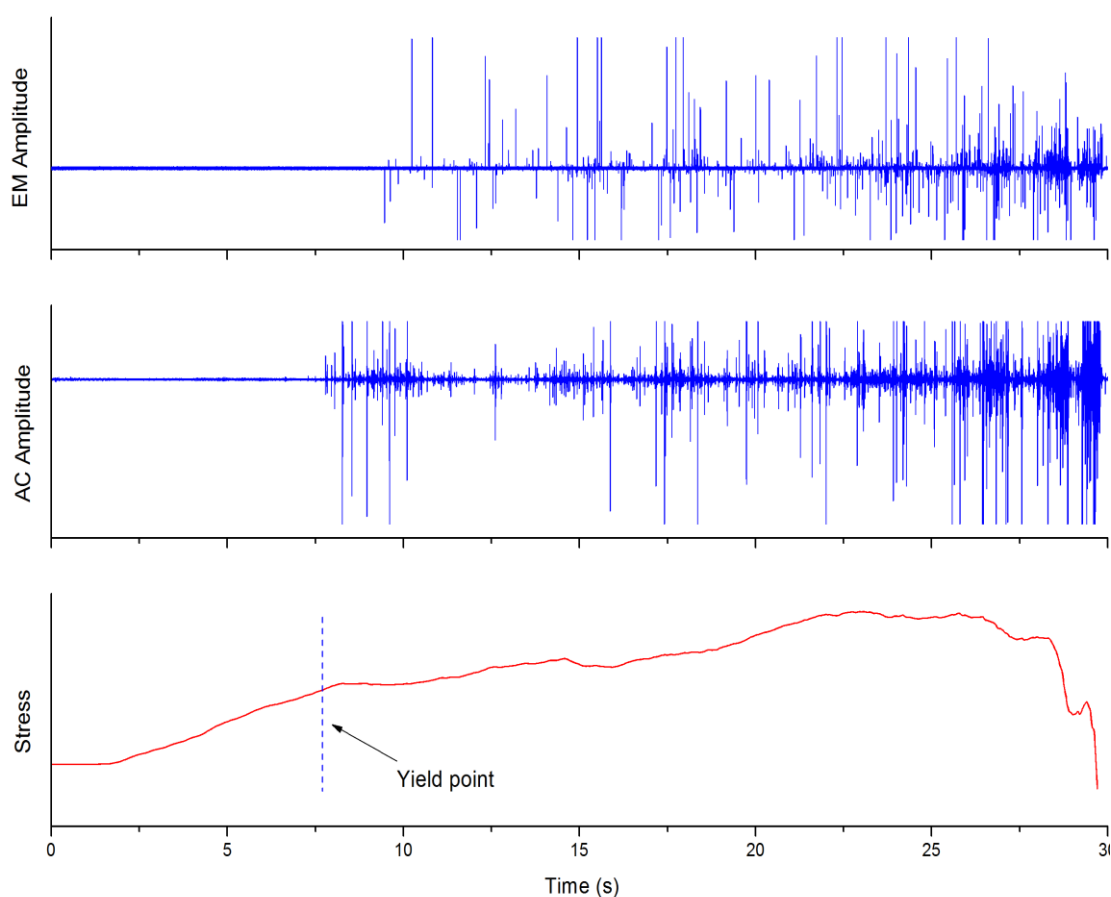
$$\Delta l = v \cdot \Delta t \approx 10^3 \text{ m/s} \cdot 40\mu\text{s} \approx 4 \cdot 10^{-2} \text{ m}$$

Πρόκειται για μία τιμή της τάξης των εκατοστών (cm) που αναφέρεται στην απόσταση μεταξύ δείγματος και μηχανοηλεκτρικού transducer.

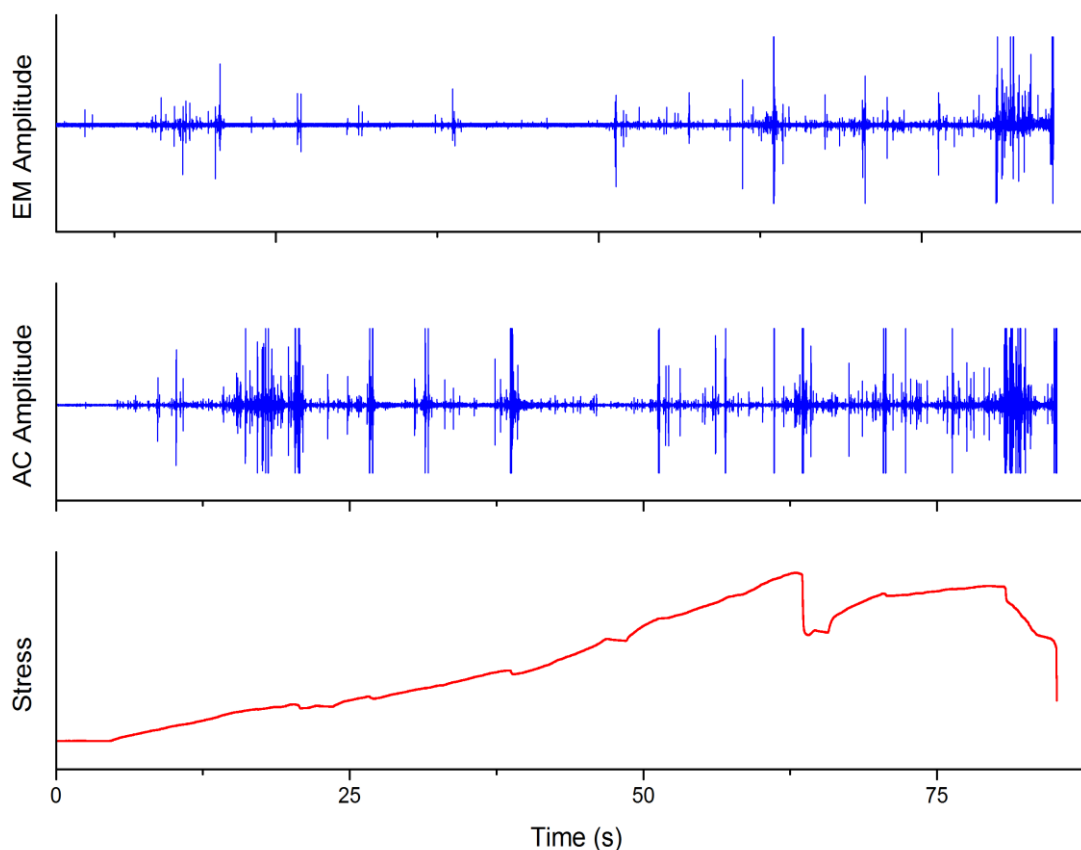
Ο ηλεκτρομαγνητικός παλμός που ανιχνεύεται κατά την καταπόνηση του γρανίτη παρουσιάζει μια εικόνα ανάλογη με αυτή του αντίστοιχου ακουστικού. Μπορεί να διακριθεί στην αρχή του ηλεκτρομαγνητικού «συρμού» ένας οξύς παλμός αντίστοιχος με αυτόν του παλμού του LiF, αλλά στη συνέχεια καταγράφεται μια ακολουθία πλατών που ακολουθούν φθίνουσα πορεία, ακριβώς όπως στην ακουστική εκπομπή. Οι διαφορές αυτές θα εξετασθούν ενδελεχώς στο επόμενο κεφάλαιο της συζήτησης, όπου θα εξαχθούν και τα ανάλογα συμπεράσματα ως προς τους μηχανισμούς παραγωγής των ηλεκτρομαγνητικών σημάτων.

4.3 Καταγραφή ηλεκτρομαγνητικών και ακουστικών χρονοσειρών από καταπόνηση δειγμάτων LiF και γρανίτη

Τα παρακάτω σχήματα αποτελούν ενδεικτικές καταγραφές ηλεκτρομαγνητικών και ακουστικών σημάτων που παράγονται κατά τη διάρκεια της καταπόνησης και της ομοαξονικής συμπίεσης δειγμάτων LiF και γρανίτη. Στα διαγράμματα παρουσιάζεται αρχικά η ηλεκτρομαγνητική εκπομπή, ακολουθεί η ακουστική χρονοσειρά πλάτων και στο τέλος είναι η καμπύλη που ανταποκρίνεται στη μεταβολή της μηχανικής τάσης που ασκείται στο κάθε δείγμα.



Σχήμα 33: Χρονοσειρές πλάτων Ηλεκτρομαγνητικής (πάνω) και Ακουστικής (κάτω) εκπομπής κατά την καταπόνηση δείγματος LiF.



Σχήμα 34: Χρονοσειρές πλατών Ηλεκτρομαγνητικής (πάνω) και Ακουστικής (κάτω) εκπομπής κατά την καταπόνηση δείγματος γρανίτη.

Και στις δύο περιπτώσεις φαίνεται η διαφορά στη χρονική αφετηρία της εκπομπής ακουστικών και ηλεκτρομαγνητικών σημάτων, όπου η χρονική στιγμή της αφετηρίας της ακουστικής εκπομπής προηγείται της ηλεκτρομαγνητικής. Είναι, επίσης, φανερό πως τα διάφορα «βυθίσματα» της μηχανικής τάσης συνοδεύονται από έντονη ακουστική και ηλεκτρομαγνητική δραστηριότητα (Σχήμα 34). Στην περίπτωση του LiF η ακουστική εκπομπή δεν ξεκινά από την αρχή που εφαρμόζεται μηχανική τάση αλλά μόνο όταν ο μηχανικός φόρτος ξεπεράσει την τιμή του yield point, όπου αρχίζει η πλαστική παραμόρφωση.

4.4 Αντιπροσωπευτικά αποτελέσματα ηλεκτρομαγνητικής εκπομπής από καταπόνηση δειγμάτων LiF ακτινοβολημένων από ακτίνες γ

Ο κύριος στόχος της παρούσας εργασίας είναι η ανάπτυξη ενός μηχανισμού εκπομπής ηλεκτρομαγνητικών σημάτων κατά την καταπόνηση των κρυσταλλικών υλικών, μέσω της παρατήρησης και της επεξεργασίας των πειραματικών δεδομένων που έχουμε λάβει. Για την αξιόπιστη διατύπωση ενός τέτοιου μηχανισμού διεξήχθησαν πειράματα ομοαξονικής συμπίεσης και σε δείγματα LiF τα οποία έχουν υποστεί ακτινοβολήση από πηγές ακτίνων γ. Παρατηρήσαμε πως τα δείγματα αυτά παρουσιάζουν ελαττωμένη εκπομπή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας κατά τη συμπίεση ανάλογα με τη δόση ακτινοβολίας γ που έχουν δεχθεί. Συγκεκριμένα, για υψηλές δόσεις η ηλεκτρομαγνητική εκπομπή εμφανίζεται μόνο στο τελικό, καταστροφικό στάδιο της διαδικασίας.

Είναι ορατό από τα πειραματικά δεδομένα που παρουσιάζονται παρακάτω πως η ακτινοβολήση των δειγμάτων LiF από πηγές ακτινοβολίας γ (^{60}Co) επηρέασε δραστικά τον μηχανισμό παραγωγής των ηλεκτρομαγνητικών σημάτων. Συγκεκριμένα, η εκπομπή των ηλεκτρομαγνητικών σημάτων καταστέλλεται όσο αυξάνεται η δόση ακτινοβολίας που έχει απορροφήσει το εκάστοτε δείγμα.

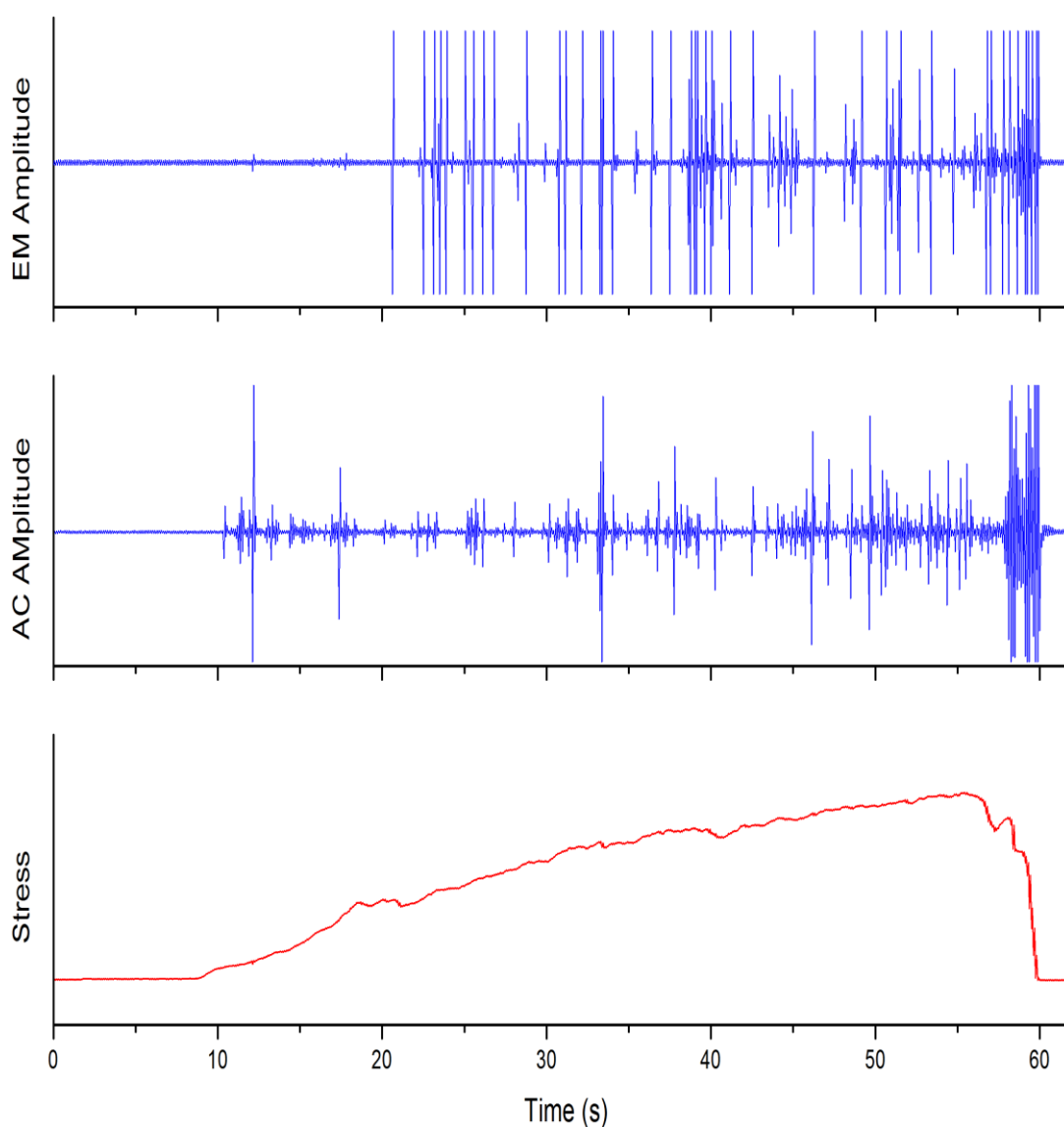


Σχήμα 35: Δείγματα LiF που έχουν δεχθεί διαφορετικές δόσεις ακτινοβολίας γ. Το δείγμα στο αριστερό άκρο είναι διαφανές γιατί δεν έχει ακτινοβοληθεί. Από αριστερά προς τα δεξιά αυξάνεται η δόση ακτινοβολίας και το χρώμα μεταβάλλεται.

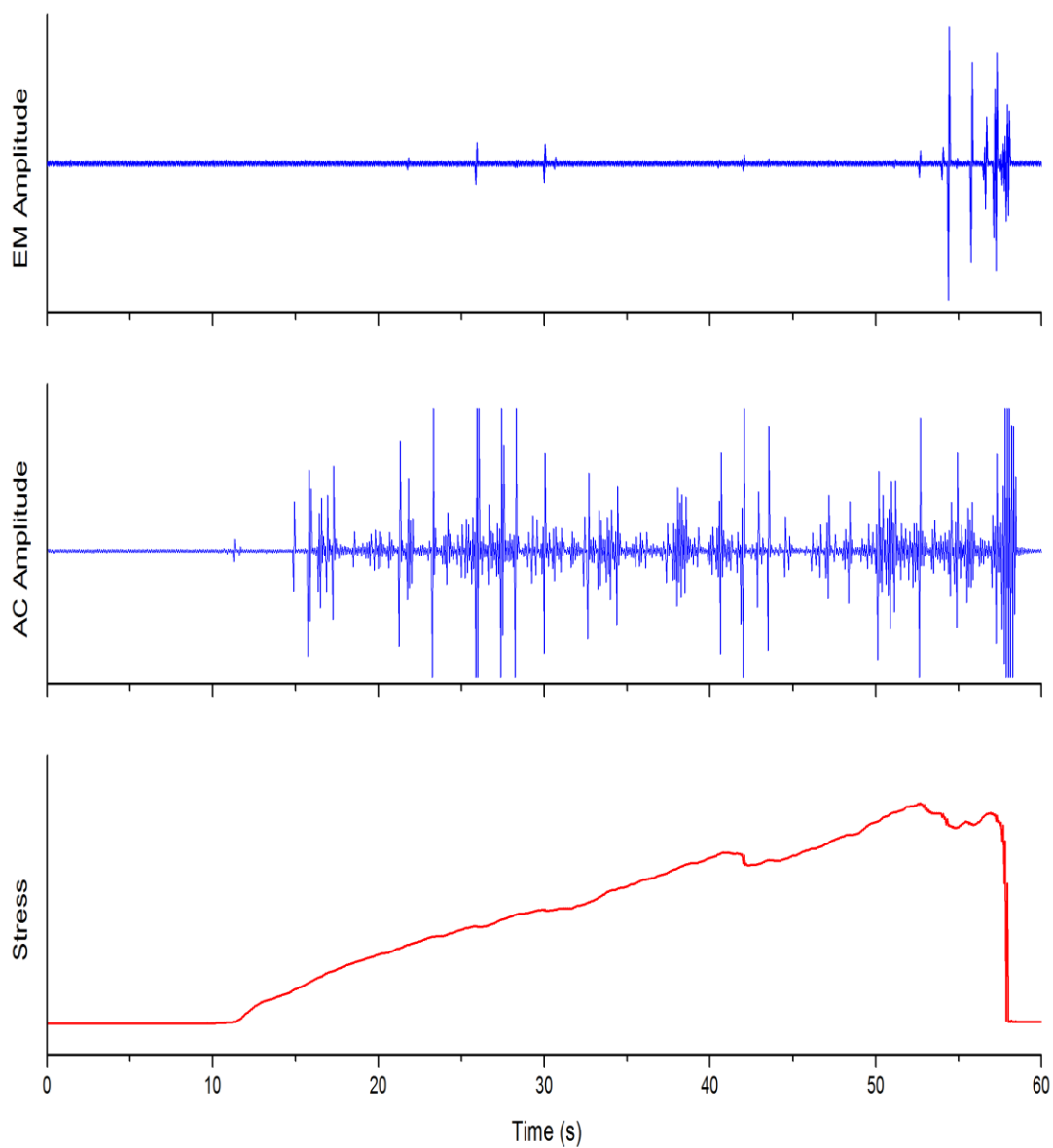
Τα σχήματα που παρουσιάζονται στη συνέχεια εμφανίζουν την ηλεκτρομαγνητική και ακουστική εκπομπή, καθώς και τη μηχανική τάση που ασκείται, ως συνάρτηση του χρόνου για διαφορετικές δόσεις ακτινοβολίας γ (συγκεκριμένα για 1, 2 και 10 MRad). Ταυτόχρονα, παρουσιάζεται και ένα διάγραμμα από δείγμα που δεν έχει υποστεί ακτινοβολήση, ώστε να είναι πιο εύκολη η σύγκριση. Είναι ορατό πως όσο μεγαλύτερη είναι η δόση της ακτινοβολίας

τόσο λιγότερη είναι η εμφάνιση ηλεκτρομαγνητικών παλμών στη διάταξη καταγραφής, σε αντίθεση με την ακουστική εκπομπή που παραμένει σχεδόν αναλλοίωτη.

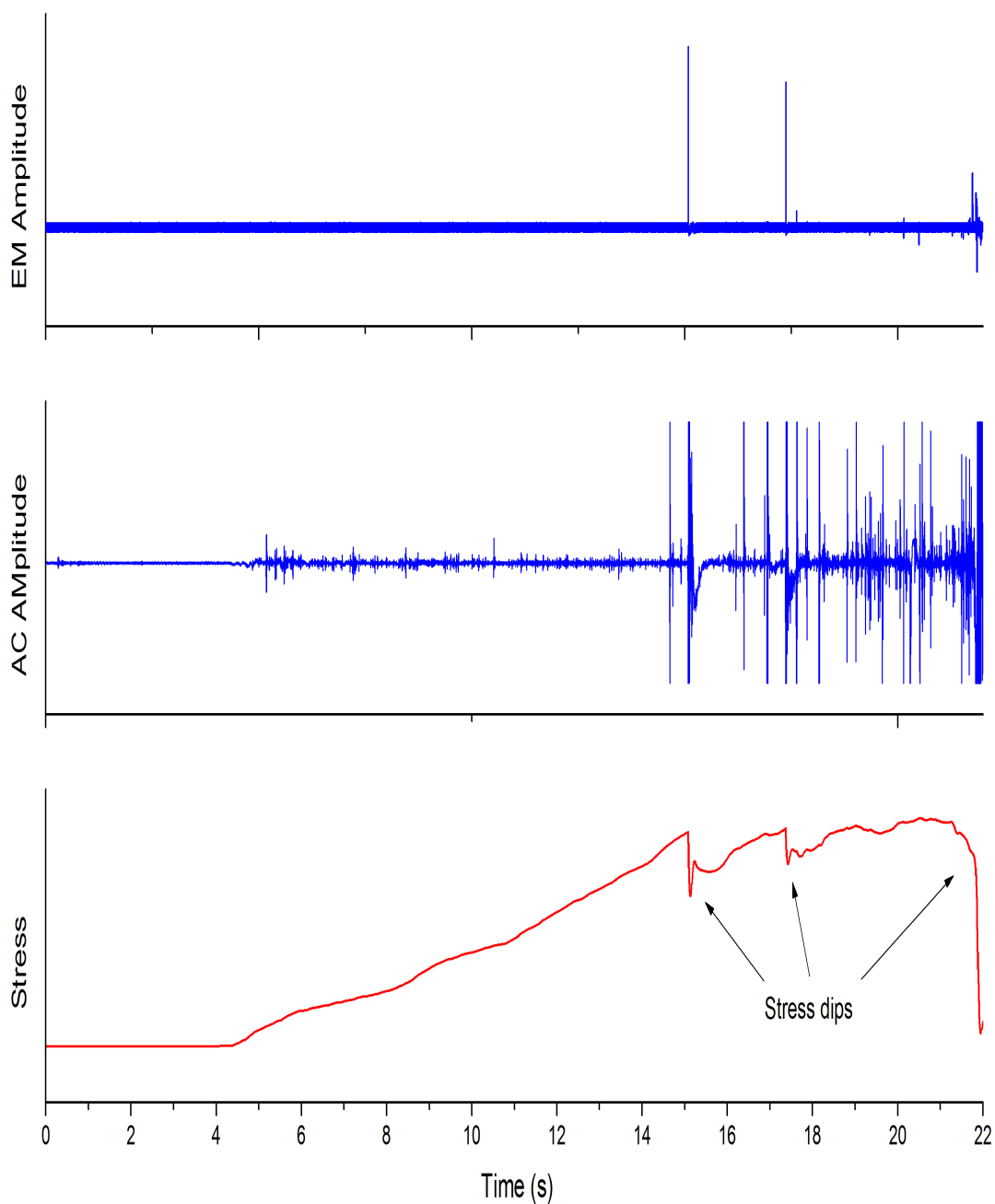
Το παραπάνω γεγονός μας ωθεί στη διαπίστωση ότι τόσο η ακουστική όσο και η ηλεκτρομαγνητική εκπομπή «πηγάζουν» ουσιαστικά από τη δημιουργία μίας μικρορωγμής, γεγονός που αποτελεί το κοινό σημείο αναφοράς τους. Ωστόσο, ο μηχανισμός παραγωγής τους δεν είναι ταυτόσημος αλλά, αντιθέτως, διαφέρει σημαντικά. Το γεγονός αυτό δεν έχει επισημανθεί έως τώρα στη βιβλιογραφία και είναι η πρώτη φορά που καταγράφηκε και δημοσιοποιήθηκε από τη δική μας ερευνητική ομάδα [29] [123].



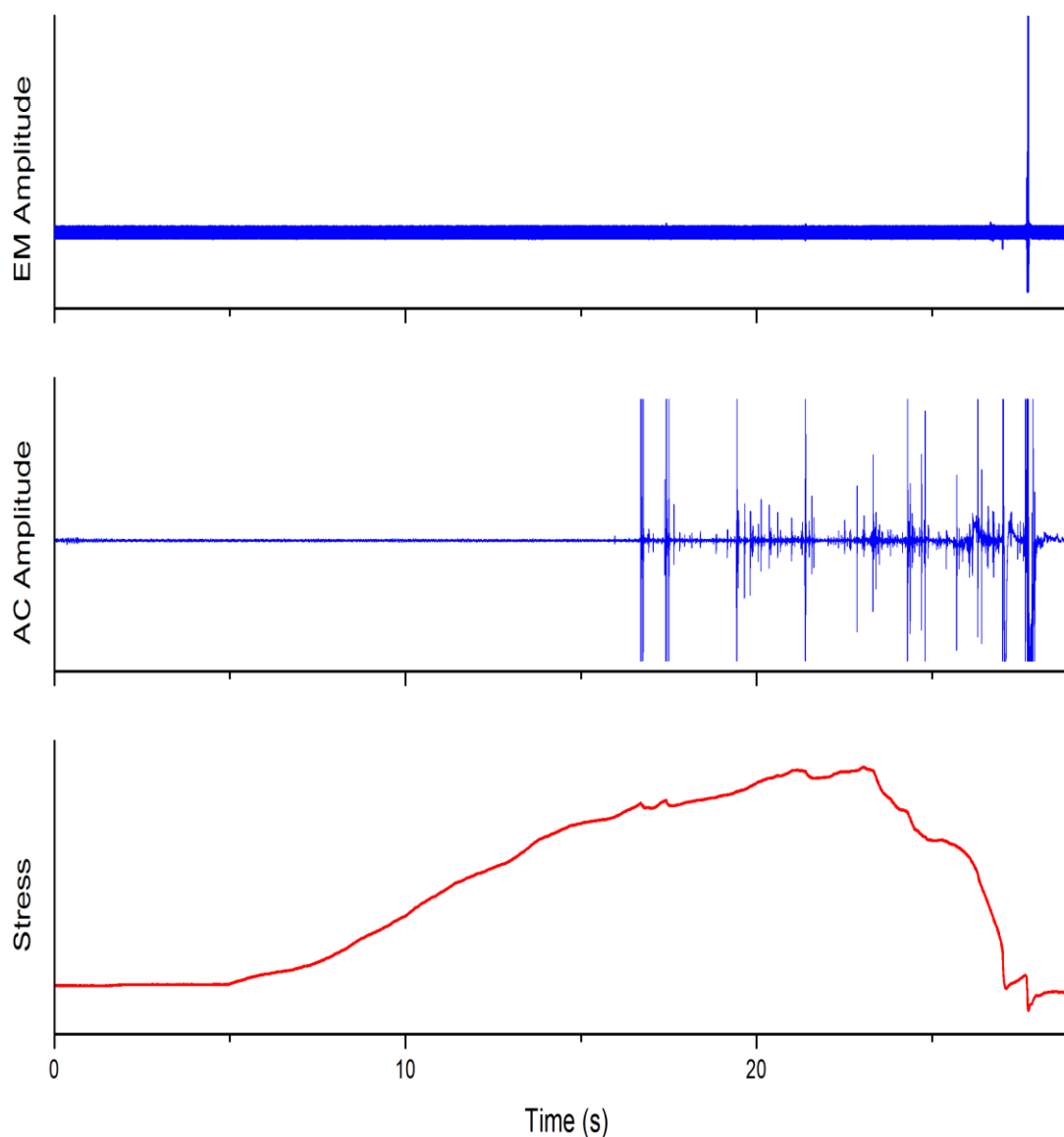
Σχήμα 36: Χρονοσειρές πλατών Ηλεκτρομαγνητικής (πάνω) και Ακουστικής (κάτω) εκπομπής από την ομοαξονική συμπίεση δείγματος LiF που δεν έχει υποστεί ακτινοβόληση.



Σχήμα 37: Χρονοσειρές πλατών Ηλεκτρομαγνητικής (πάνω) και Ακουστικής (κάτω) εκπομπής από την ομοαξονική συμπίεση δείγματος LiF ακτινοβολημένου με ακτίνες γ δόσης 1 MRad.



Σχήμα 38: Χρονοσειρές πλατών Ηλεκτρομαγνητικής (πάνω) και Ακουστικής (κάτω) εκπομπής από την ομοαξονική συμπίεση δείγματος LiF ακτινοβολημένου με ακτίνες γ δόσης 2 MRad.

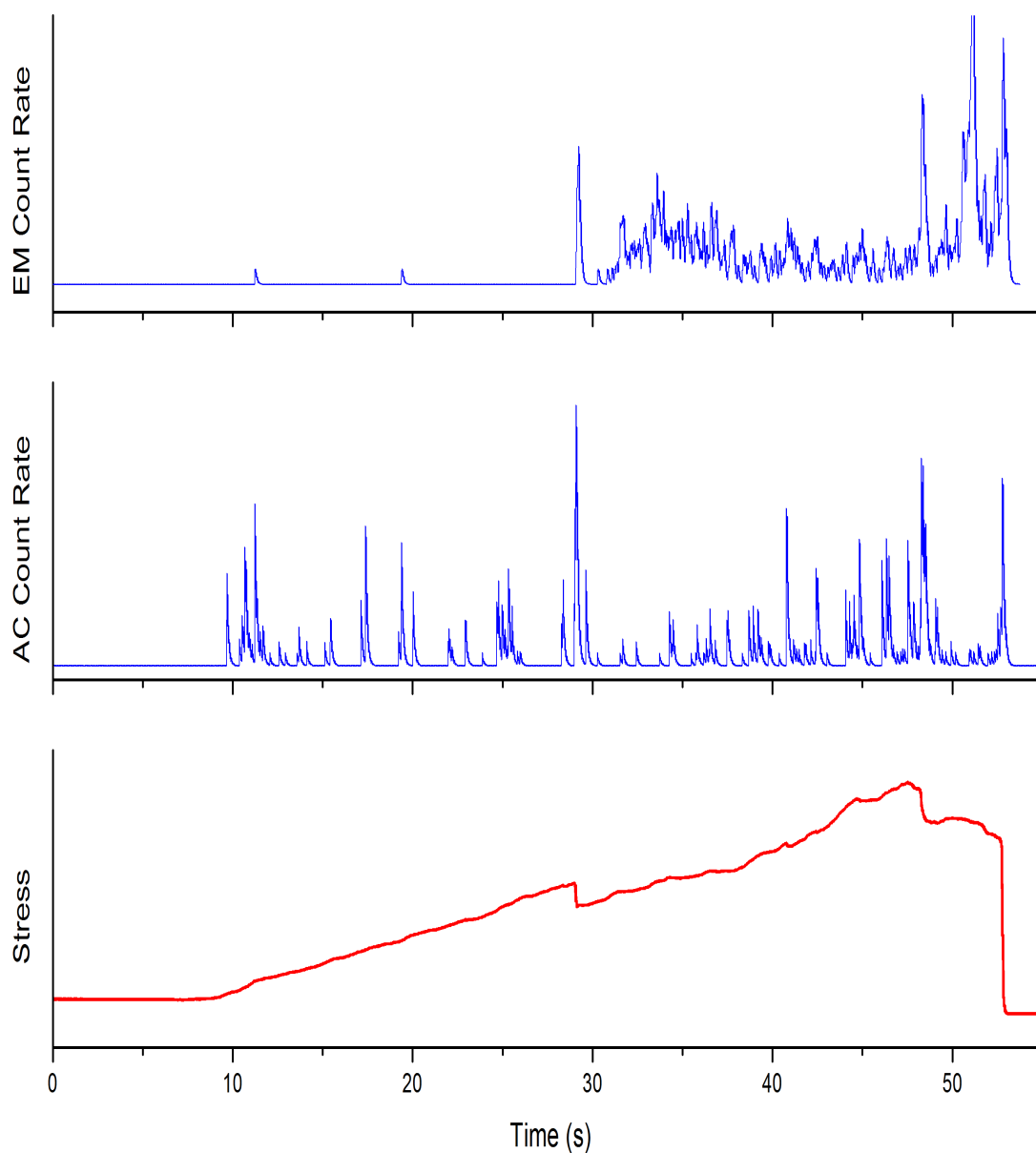


Σχήμα 39: Χρονοσειρές πλατών Ηλεκτρομαγνητικής (πάνω) και Ακουστικής (κάτω) εκπομπής από την ομοαξονική συμπίεση δείγματος LiF ακτινοβολημένου με ακτίνες γ δόσης 10 MRad.

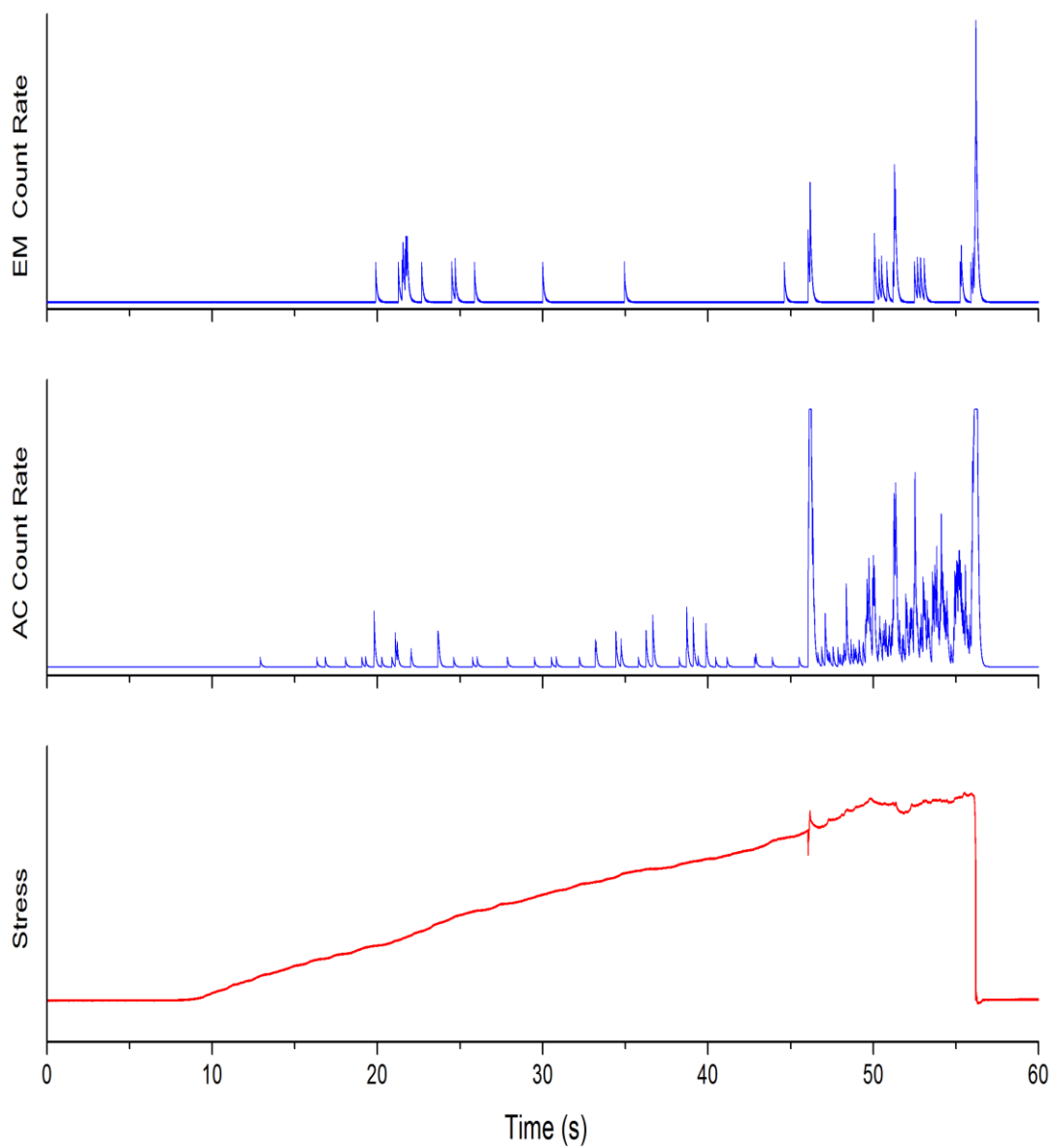
Από τα παραπάνω σχήματα προκύπτουν οι ουσιαστικές διαφορές που υπάρχουν στην ηλεκτρομαγνητική εκπομπή αυτών των δειγμάτων ανάλογα με τη δόση ακτινοβολίας από ακτίνες γ. Για μία καλύτερη αποτίμηση του φαινομένου παρουσιάζουμε καταγραφές που έχουν γίνει καταγράφοντας τον ρυθμό παραγωγής καταστροφικών γεγονότων. Με την μέθοδο αυτή αποκόπτουμε τον θόρυβο που εισέρχεται στις μετρήσεις μας. Έτσι μας δίνεται μία πιο ακριβής εικόνα σχετικά με τα χρονικά διαστήματα όπου εμφανίζονται ριπές ακουστικής και ηλεκτρομαγνητικής εκπομπής. Λόγω της χαμηλής έντασης των παραπάνω σημάτων, αναγκαζόμαστε πολλές φορές να αυξάνουμε την απολαβή της ενισχυτικής

διάταξης, γεγονός που συμβάλλει και στην ενίσχυση του θορύβου περιβάλλοντος. Στην περίπτωση, λοιπόν, που μας ενδιαφέρει απλά να διαπιστώσουμε την ύπαρξη σήματος, όπως σε δείγματα ακτινοβολημένα με υψηλές δόσεις ακτινοβολίας γ , η καταγραφή με τη μέθοδο αυτή είναι ιδανική.

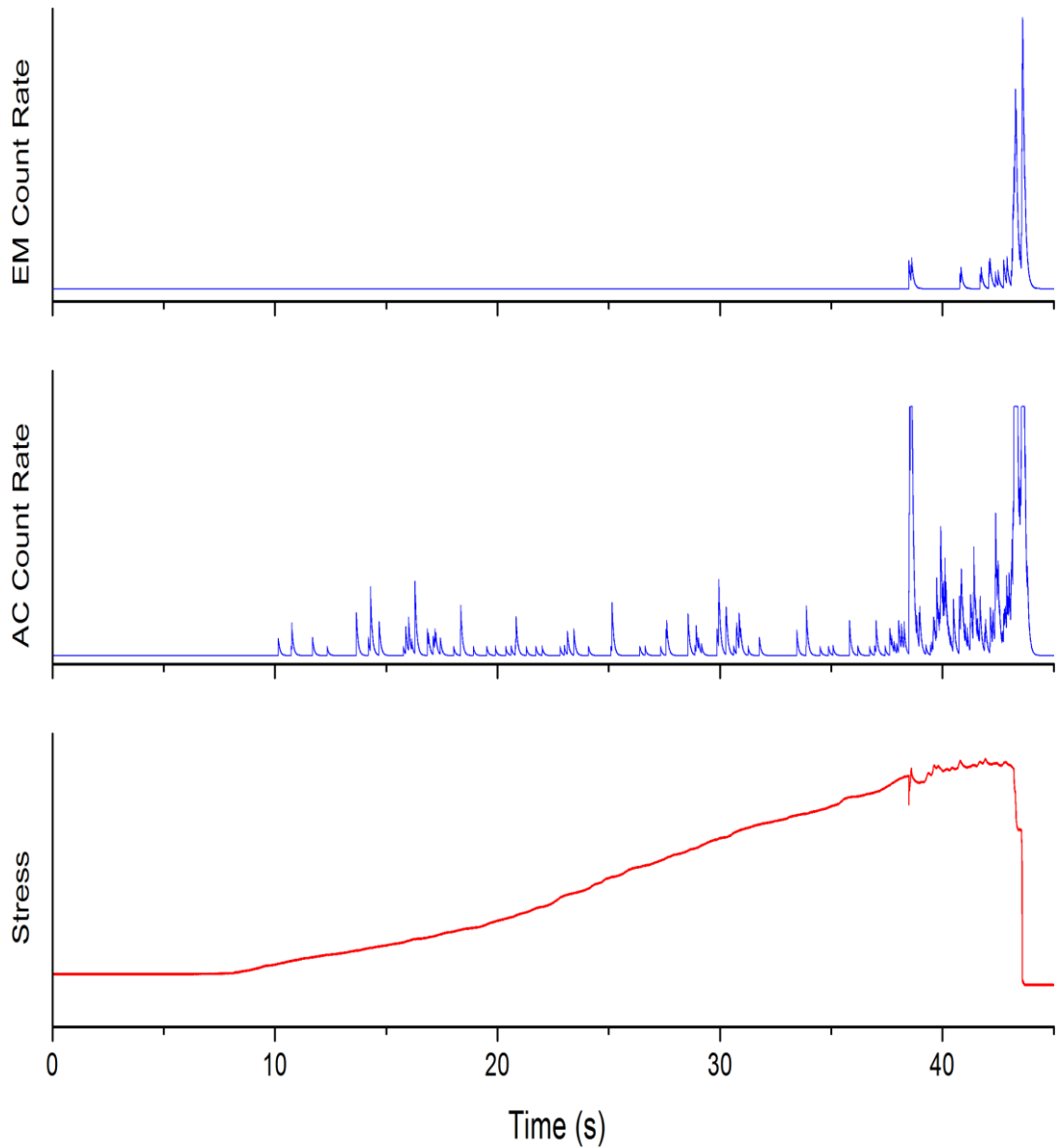
Στη συγκεκριμένη περίπτωση το καταγραφικό ανιχνεύει τις τιμές που το σήμα ξεπερνά το όριο ενός κατωφλίου που έχουμε θέσει και σηματοδοτεί την ύπαρξη ενός «γεγονότος». Με αυτόν τον τρόπο δεν έχουμε τη δυνατότητα να δούμε το πλάτος που μπορεί να έχει κάποιος εισερχόμενος παλμός αλλά μπορούμε να βλέπουμε τον αριθμό καταγραφής «γεγονότων» ανά χρονικό «παράθυρο» ολοκλήρωσης του καταγραφικού. Παρουσιάζονται καταγραφές από δείγματα που έχουν ακτινοβοληθεί με 0.5, 4, 10, 50 και 100 Mrad. Το μειονέκτημα της μεθόδου είναι η μη δυνατότητα εκτίμησης της ενέργειας του σήματος, καθώς καταγράφεται το πλήθος των γεγονότων αλλά όχι το πλάτος τους.



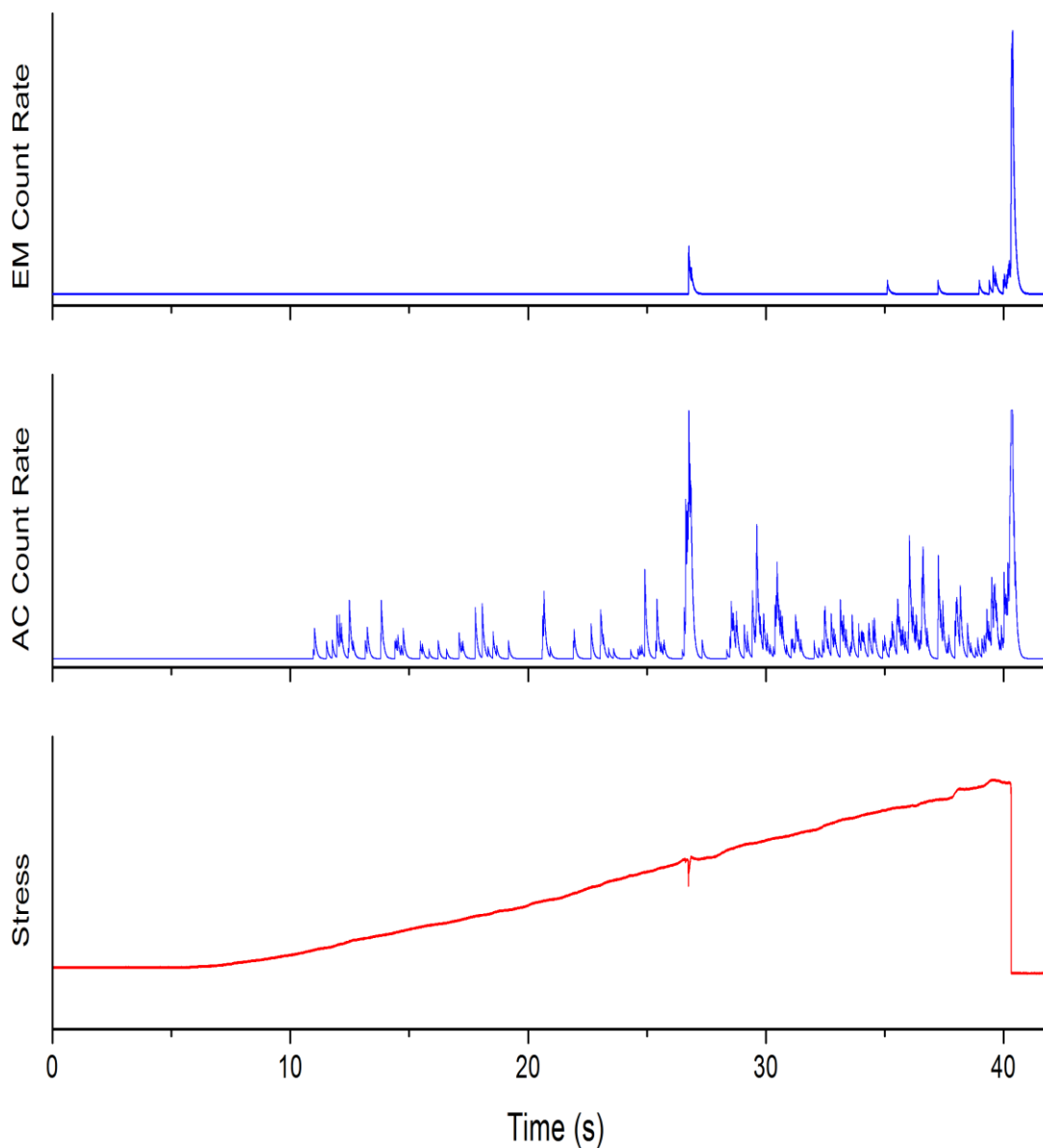
Σχήμα 40: Ρυθμός Ηλεκτρομαγνητικών (πάνω) και Ακουστικών (κάτω) παλμών από την ομοαξονική συμπίεση δείγματος LiF ακτινοβολημένου με ακτίνες γ δόσης 0.5 MRad.



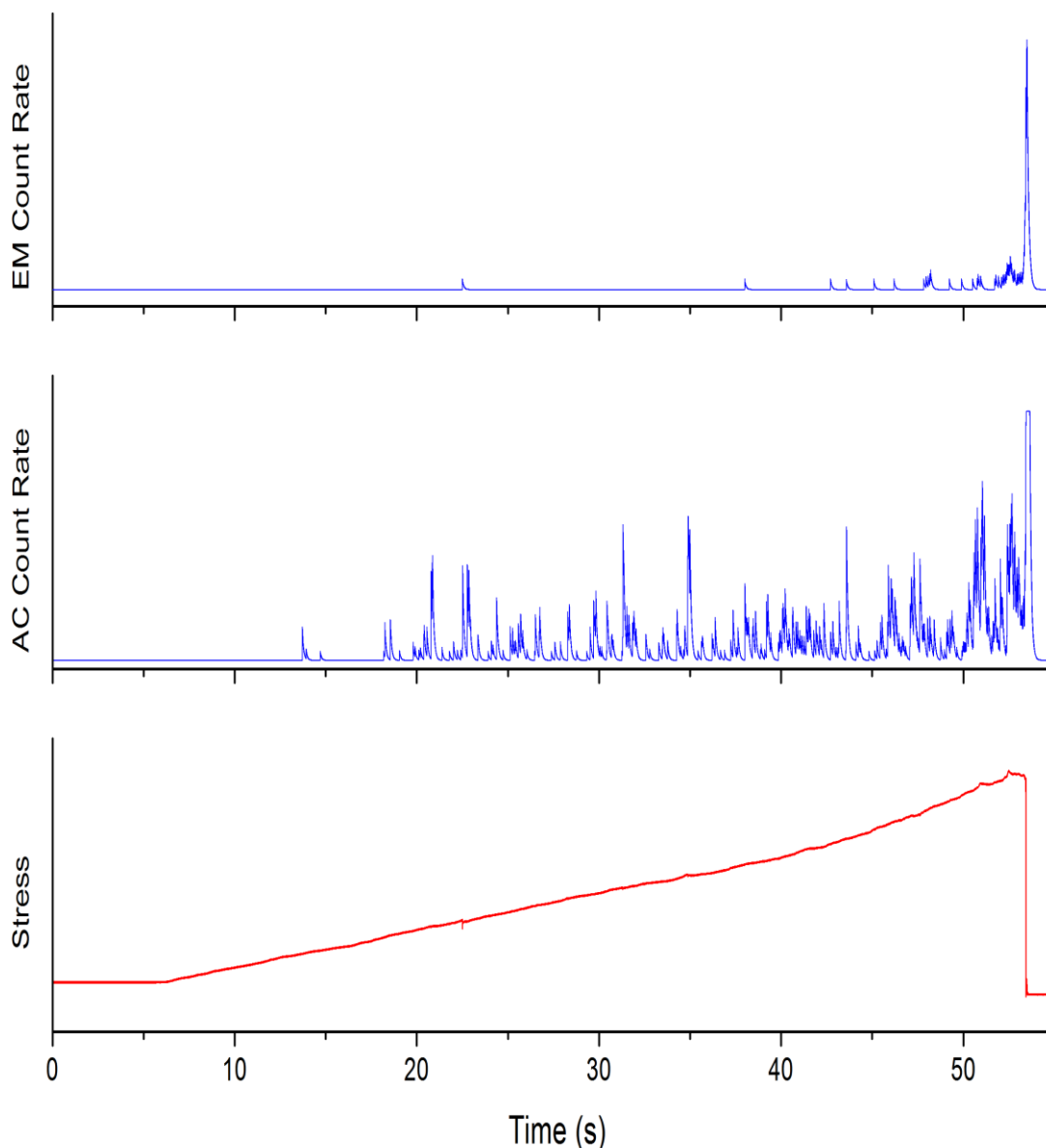
Σχήμα 41: Ρυθμός Ηλεκτρομαγνητικών (πάνω) και Ακουστικών (κάτω) παλμών από την ομοαξονική συμπίεση δείγματος LiF ακτινοβολημένου με ακτίνες γ δόσης 4 MRad.



Σχήμα 42: Ρυθμός Ηλεκτρομαγνητικών (πάνω) και Ακουστικών (κάτω) παλμών από την ομοαξονική συμπίεση δείγματος LiF ακτινοβολημένου με ακτίνες γ δόσης 10 MRad.



Σχήμα 43: Ρυθμός Ηλεκτρομαγνητικών (πάνω) και Ακουστικών (κάτω) παλμών από την ομοαξονική συμπίεση δείγματος LiF ακτινοβολημένου με ακτίνες γ δόσης 50 MRad.



Σχήμα 44: Ρυθμός Ηλεκτρομαγνητικών (πάνω) και Ακουστικών (κάτω) παλμών από την ομοαξονική συμπίεση δείγματος LiF ακτινοβολημένου με ακτίνες γ δόσης 100 MRad.

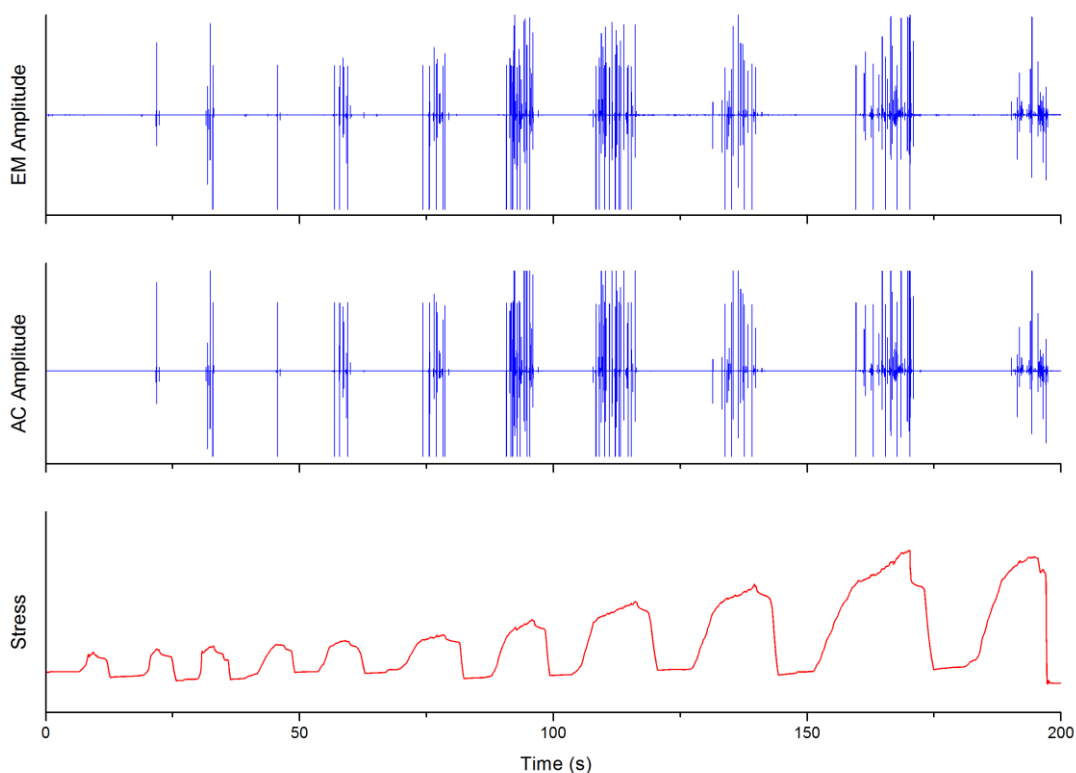
Η σημασία του φαινομένου αυτού και η αξιοποίησή του ως προς την ερμηνεία των μηχανισμών εκπομπής των ηλεκτρομαγνητικών σημάτων θα συζητηθεί σε παρακάτω κεφάλαιο διεξοδικά.

4.5 Καταγραφές από πειράματα φαινομένου Kaiser

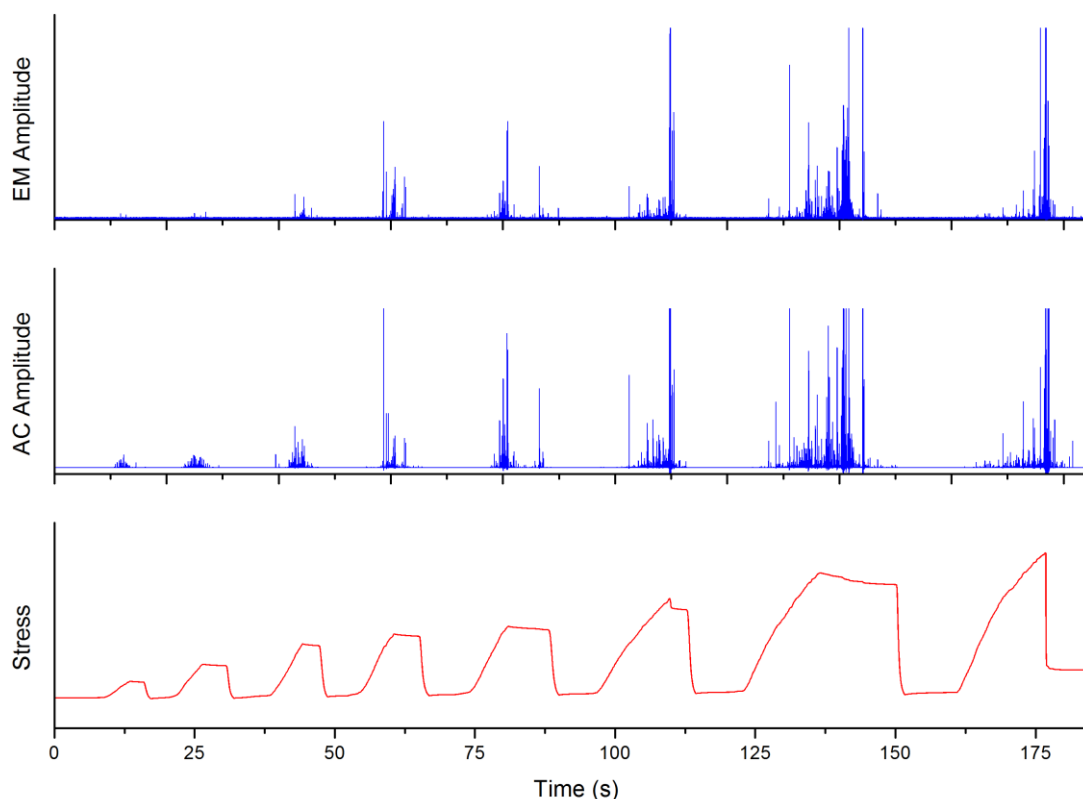
Όπως έχουμε προαναφέρει, έγιναν μετρήσεις ηλεκτρομαγνητικής και ακουστικής εκπομπής από δείγματα που καταπονήθηκαν με βάση το φαινόμενο Kaiser, δηλαδή ακολουθώντας μία αλληλουχία συμπίεσεων και αποσυμπίεσεων μέχρι το σημείο της τελικής κατάρρευσης.

Κάθε κύκλος συμπίεσης και αποσυμπίεσης μελετήθηκε ξεχωριστά, θεωρώντας τη διαδικασία ως μια μεμονωμένη διαδικασία καταπόνησης του συγκεκριμένου δείγματος. Η παραδοχή αυτή μας δίνει τη δυνατότητα να μελετήσουμε τη δυναμική εξέλιξη του φαινομένου της θραύσης, όπως και θα δούμε πιο διεξοδικά στην επεξεργασία των αποτελεσμάτων.

Οι καταγραφές έγιναν τόσο σε δείγματα LiF όσο και σε γρανίτη. Εδώ παρουσιάζεται ενδεικτικά μία περίπτωση από κάθε είδος υλικού στα σχήματα που ακολουθούν (Σχήμα 45 και Σχήμα 46).



Σχήμα 45: Καταγραφή από δείγμα LiF ακολουθώντας διαδοχικούς κύκλους συμπίεσης-αποσυμπίεσης.



Σχήμα 46: Καταγραφή από δείγμα γρανίτη ακολουθώντας διαδοχικούς κύκλους συμπίεσης-αποσυμπίεσης.

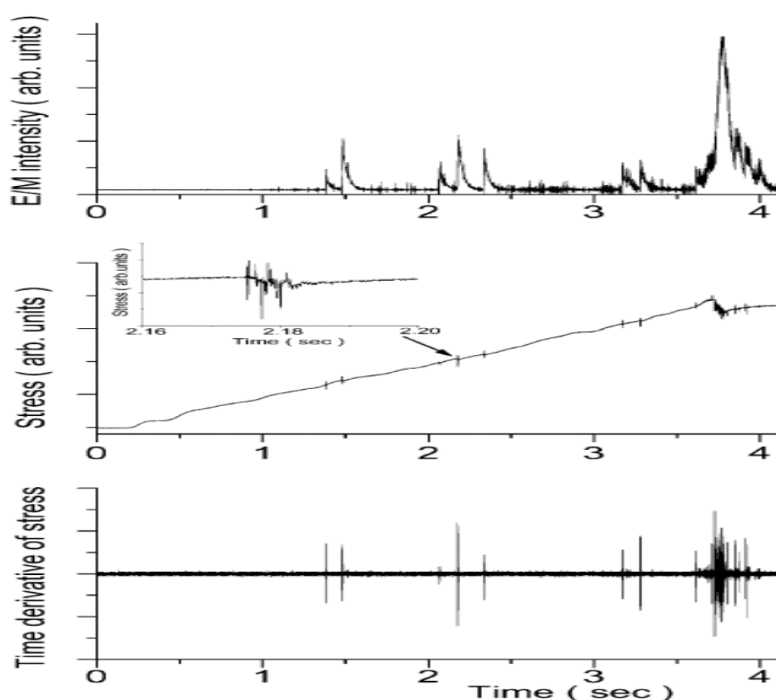
Στις παραπάνω παραγράφους παρουσιάστηκε ένα ενδεικτικό δείγμα των πειραματικών αποτελεσμάτων από καταγραφές σε δείγματα γρανίτη και LiF που βρίσκονται υπό μηχανική καταπόνηση. Μια ιδιαίτερη περίπτωση αποτέλεσαν και τα δείγματα LiF που είχαν ακτινοβοληθεί με ακτίνες γ , καθότι παρουσίαζαν διαφορετική συμπεριφορά ως προς την ηλεκτρομαγνητική συμπεριφορά σε σύγκριση με τα μη ακτινοβολημένα.

Στο κεφάλαιο που ακολουθεί γίνεται επεξεργασία των αποτελεσμάτων και εξαγωγή συμπερασμάτων από αυτά. Εφαρμόζεται, επίσης, η εξίσωση προσέγγισης της αθροισζόμενης απελευθερούμενης ενέργειας στα πειραματικά μας αποτελέσματα. Με την εφαρμογή αυτή σκοπεύουμε να δούμε αν η μέθοδος εφαρμόζεται αξιόπιστα στα ηλεκτρομαγνητικά σήματα, όπως έχει πραγματοποιηθεί στα ακουστικά. Από τα αποτελέσματα της επεξεργασίας θα διερευνήσουμε τα χαρακτηριστικά του φαινομένου της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας και κατά πόσο μπορούμε να εξάγουμε ασφαλή συμπεράσματα για την ανάπτυξη του μηχανισμού παραγωγής της.

5. ΣΥΖΗΤΗΣΗ ΕΠΙ ΤΩΝ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ

Το σύνολο των πειραμάτων που πραγματοποιήθηκαν προσανατολίζονται προς: α) Την υποστήριξη του επικρατέστερου μηχανισμού παραγωγής των ηλεκτρομαγνητικών σημάτων και β) την μελέτη της δυναμικής και της εξέλιξης του φαινομένου της θραύσης. Με γνώμονα τη λογική αυτή γίνεται η επεξεργασία των αποτελεσμάτων, όπου εξάγουμε συμπεράσματα που θα μας βοηθήσουν στην θεμελίωση του επικρατέστερου μηχανισμού ηλεκτρομαγνητικής εκπομπής και εστιάζουμε στα αποτελέσματα που σχετίζονται με τη δυναμική του φαινομένου θραύσης.

Κάποιες γενικές παρατηρήσεις που μπορούν να γίνουν είναι πως οι μεγάλοι πλάτους ριπές Η/Μ παλμών συνοδεύονται από αντίστοιχες διαταραχές στην καμπύλη του stress (Σχήμα 47). Η διαταραχή του stress υποδηλώνει τη δημιουργία μικρορωγμής, που συνεπάγεται πτώση στην τιμή του μηχανικού φόρτου μέχρι την αποκατάσταση της ισορροπίας. Η τιμή του μηχανικού φόρτου πριν τη διαταραχή είναι υψηλότερη από την τιμή μετά, όπως φαίνεται στο Σχήμα 47.

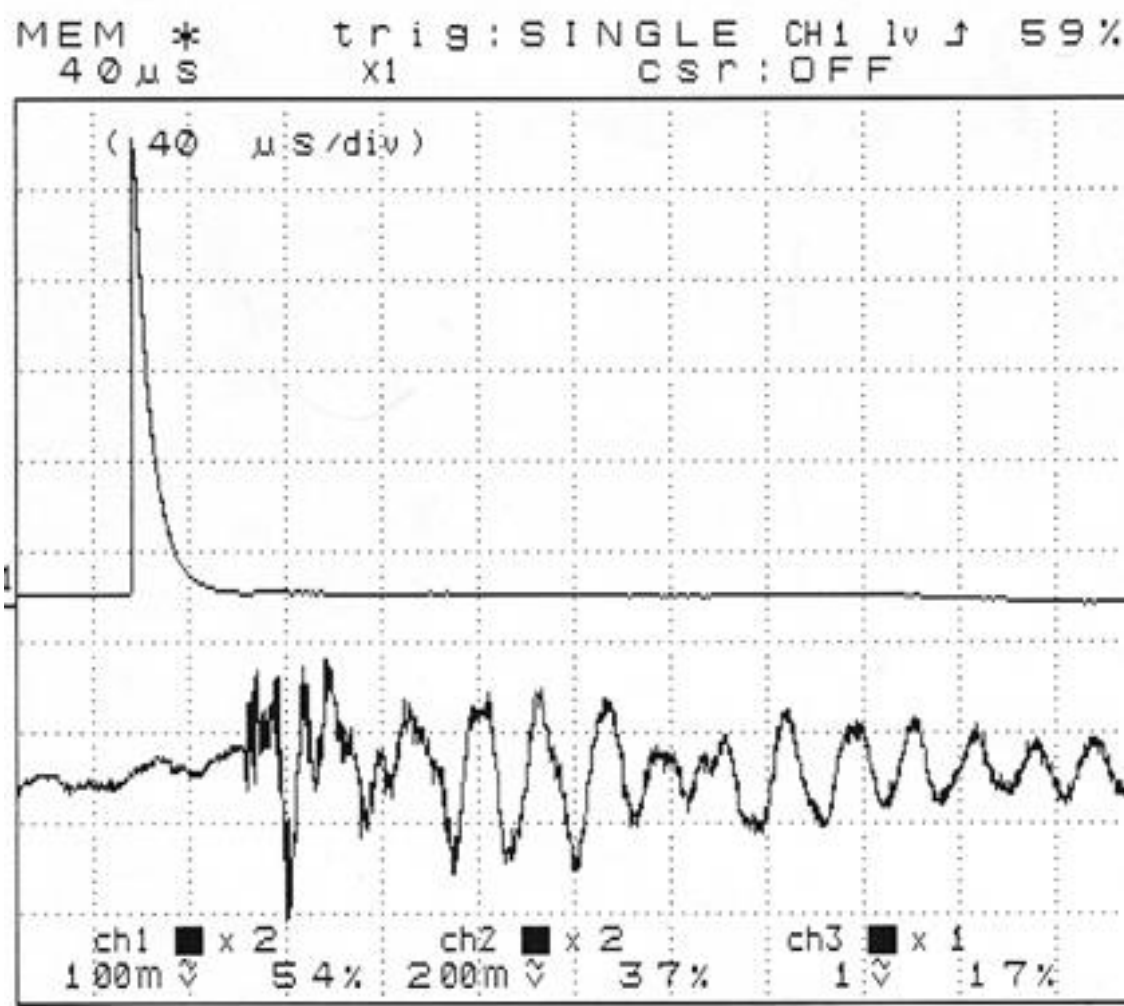


Σχήμα 47: Απεικόνιση τμήματος καταγραφής ηλεκτρομαγνητικής εκπομπής με υψηλή δειγματοληψία από δείγμα γρανίτη (πάνω διάγραμμα). Καταγραφή του μηχανικού φόρτου (μεσαίο διάγραμμα) με υψηλή δειγματοληψία, έτσι ώστε να γίνουν ορατές οι διακυμάνσεις στις τιμές του. Πρώτη παράγωγος του μηχανικού φόρτου (κατω διάγραμμα) που υποδεικνύουν με σαφέστερο τρόπο τις διακυμάνσεις του.

Η χρήση της πρώτης παραγώγου του stress δίνει μια καλύτερη εικόνα (μεγέθυνση) των διακυμάνσεων του μηχανικού φόρτου. Κάθε έξαρση στην ηλεκτρομαγνητική εκπομπή αποτυπώνεται σαν απότομη μεταβολή του τοπικού stress (μικροθραύση).

5.1 Μελέτη των μεμονωμένων παλμών

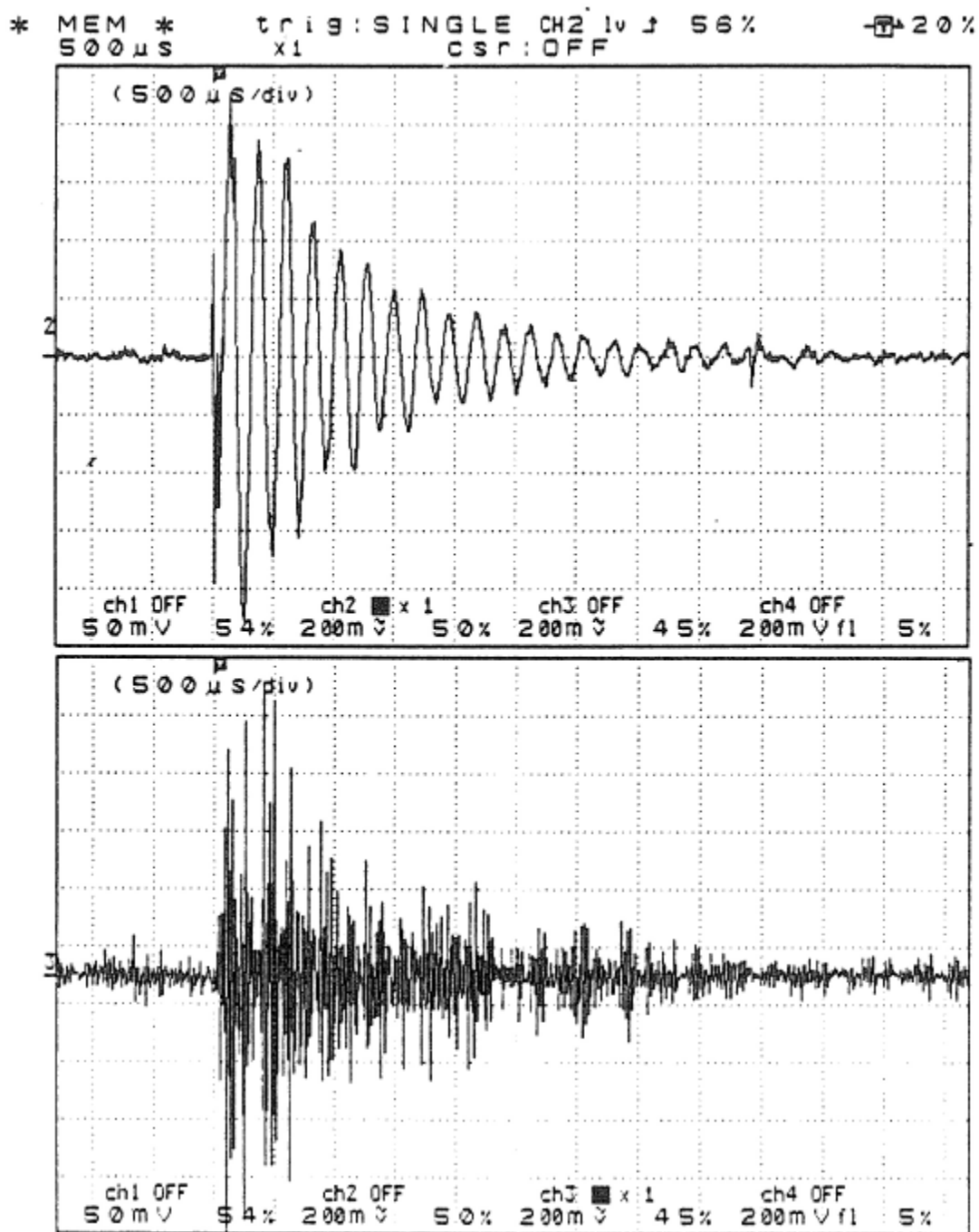
Η ηλεκτρομαγνητική εκπομπή κατά την θραύση των υλικών είναι ένα φαινόμενο πολύπλοκο και, μάλιστα, εξαρτάται από το είδος του υλικού που εξετάζεται. Συγκεκριμένα, η ηλεκτρομαγνητική εκπομπή που προέρχεται από τους ιοντικούς, μη πιεζοηλεκτρικούς κρυστάλλους είναι μία αλληλουχία διακριτών παλμών που συνοδεύουν τις διάφορες μικροκαταστροφές που συμβαίνουν στο υλικό.



Σχήμα 48: Μεμονωμένος ηλεκτρομαγνητικός παλμός (άνω) και το αντίστοιχο ακουστικό σήμα που τον συνοδεύει (κάτω) από δείγμα LIF.

Η παρατήρηση ενός μεμονωμένου παλμού απαιτεί την πραγματοποίηση καταγραφής με υψηλή δειγματοληψία (>1MHz) για να γίνει εφικτή η απεικόνιση ενός παλμού που προέρχεται από τη δημιουργία μίας μικρορωγμής (Σχήμα 48). Στην περίπτωση των πιεζοηλεκτρικών κρυστάλλων το φαινόμενο είναι πολύπλοκότερο γιατί η ηλεκτρομαγνητική εκπομπή δεν

αποτελείται μόνο από απλούς παλμούς αλλά και από αποσβενόμενες ταλαντώσεις της έντασης του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου, λόγω του πιεζοηλεκτρικού φαινομένου που συμβάλλει στη διαμόρφωσή τους (Σχήμα 49).

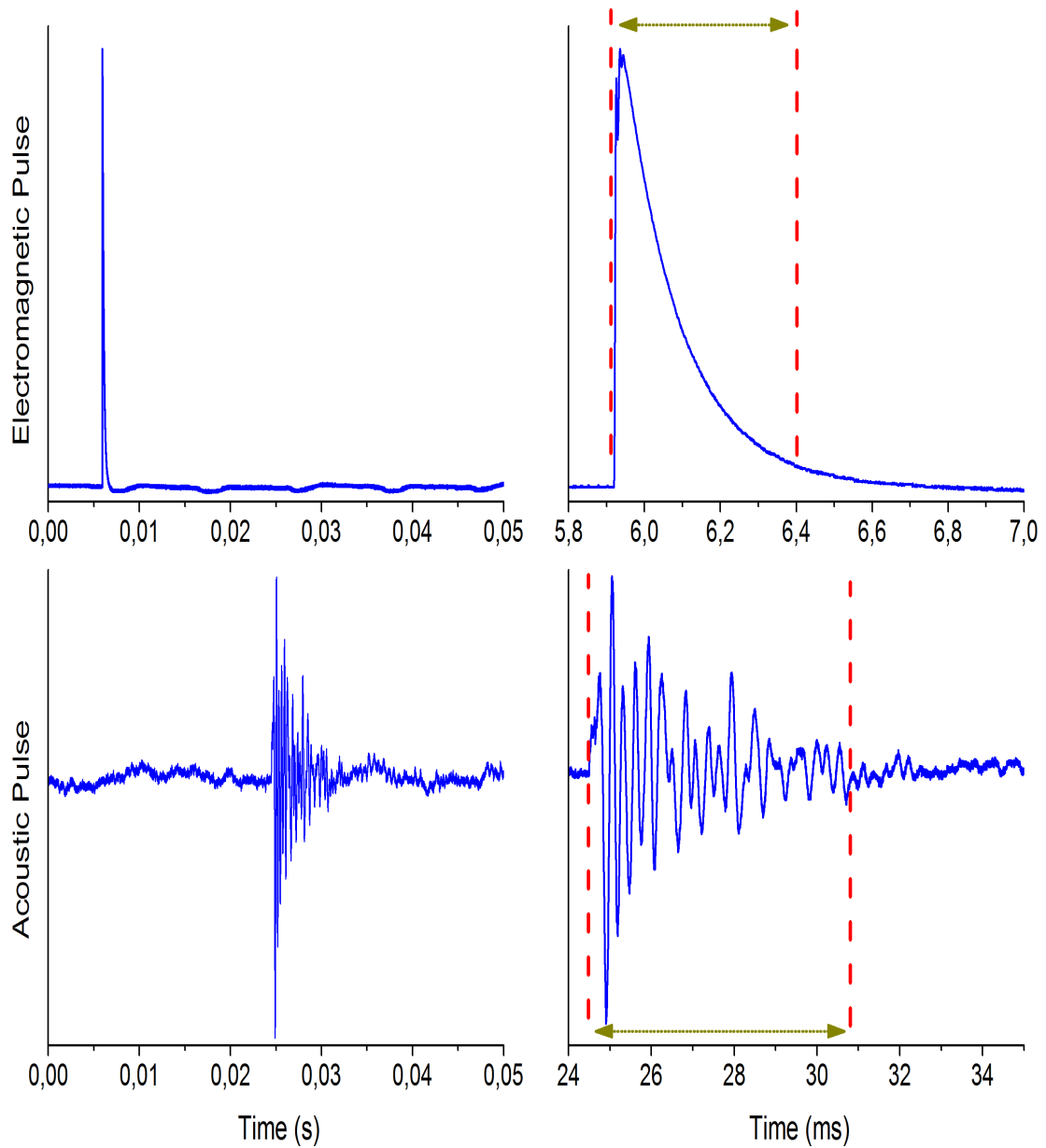


Σχήμα 49: Μεμονωμένος ηλεκτρομαγνητικός παλμός (άνω) και το αντίστοιχο ακουστικό σήμα που τον συνοδεύει (κάτω) από δείγμα Γρανίτη. Αναπαραγωγή από [29].

Η προέλευση και κατ' επέκταση η μορφή των ηλεκτρομαγνητικών σημάτων διαφέρει στην περίπτωση που αναφερόμαστε σε πιεζοηλεκτρικούς ή μη κρυστάλλους. Όπως φαίνεται στο Σχήμα 48 ο ηλεκτρομαγνητικός παλμός που καταγράφεται στην περίπτωση του LiF είναι διακριτός και εντελώς διαφορετικός από το αντίστοιχο ακουστικό σήμα, ενώ στην περίπτωση του γρανίτη, που είναι πιεζοηλεκτρικό υλικό (Σχήμα 49), είναι ορατό ότι το ηλεκτρομαγνητικό σήμα που καταγράφεται «ακολουθεί» τη μορφή του ακουστικού.

Παρατηρώντας το Σχήμα 50 μπορούμε να εξάγουμε κάποια συμπεράσματα για τον ηλεκτρομαγνητικό παλμό που εκπέμπεται από ένα μη πιεζοηλεκτρικό υλικό. Βλέπουμε ότι η χρονική διάρκεια του ηλεκτρομαγνητικού παλμού είναι περίπου 0,5 ms ενώ του ακουστικού 6 ms άρα υπάρχει διαφορά μίας τάξης μεγέθους. Μπορούμε, επίσης, να δούμε πως υπάρχει ένας χρόνος ανόδου του παλμού (χρόνος που μεσολαβεί από την αρχή του φαινομένου μέχρι τη στιγμή που λαμβάνεται η μέγιστη τιμή) της τάξης των 10μs. Η μορφή, επομένως, του ηλεκτρομαγνητικού παλμού παραπέμπει σε μια απότομη διαταραχή που συμβαίνει κατά τη δημιουργία της μικρορωγμής, η οποία συνοδεύεται από μια περίοδο εφησυχασμού και αποκατάστασης.

Το φαινόμενο αυτό υπάρχει κατά τη διάνοιξη μικρορωγμών και στην περίπτωση του γρανίτη. Ο παλμός αυτός συνοδεύεται από αποσβενώμενες ταλαντώσεις του πλάτους του. Οι ταλαντώσεις αυτές αποτελούν το δευτερογενή παράγοντα του ηλεκτρομαγνητικού παλμού. Το ακουστικό σήμα αποτελεί ένα διεγείρων αίτιο της ηλεκτρομαγνητικής εκπομπής και παρατηρείται ένας ηλεκτροακουστικός μετασχηματισμός. Το ακουστικό σήμα προέρχεται από τη διεύρυνση και μετατόπιση των μικρορωγμών που οδηγούν στην παραγωγή ελαστικών πεδίων και στη δημιουργία διαμηκών και εγκάρσιων Rayleigh-Lamb κυμάτων. Στους πιεζοηλεκτρικούς κρυστάλλους ο ηλεκτροακουστικός μετασχηματισμός συμβαίνει μόνο λόγω «shear» παραμορφώσεων του μέσου.



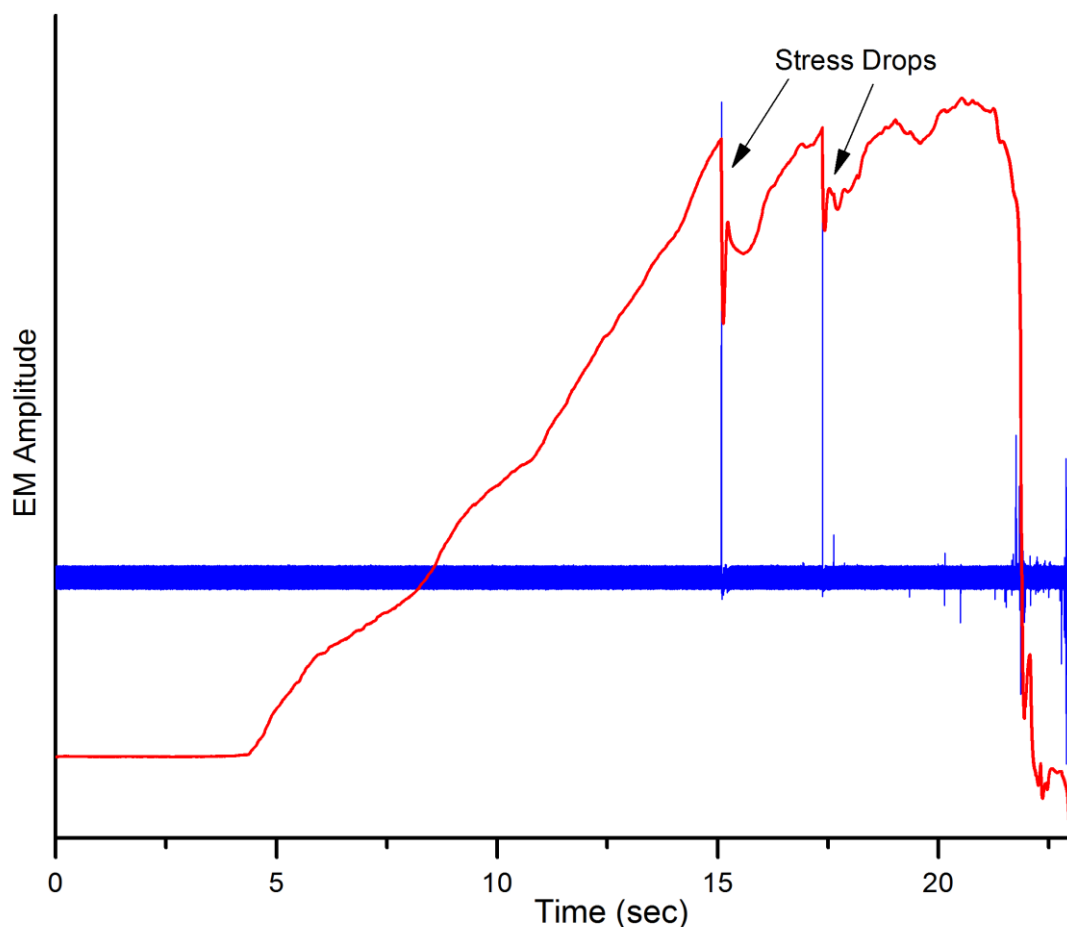
Σχήμα 50: Ηλεκτρομαγνητικός παλμός (πάνω αριστερά) και ο αντίστοιχος ακουστικός (κάτω αριστερά) από LiF υπό καταπόνηση. Μεγέθυνση του ηλεκτρομαγνητικού παλμού (πάνω δεξιά) και του ακουστικού (κάτω δεξιά).

5.2 Ηλεκτρομαγνητική και Ακουστική δραστηριότητα στην περίπτωση δειγμάτων LiF ακτινοβολημένων με ακτίνες γ

Τα πειράματα σε δείγματα ακτινοβολημένα με ακτίνες γ μας έδειξαν πως ο μηχανισμός εκπομπής ηλεκτρομαγνητικών σημάτων στο στάδιο της καταστροφής (destruction stage) του κρυσταλλικού πλέγματος διαφέρει ουσιαστικά σε σχέση με τον μηχανισμό στο στάδιο πριν της καταστροφής (predestructive stage).

Η πλαστική παραμόρφωση που προηγείται της κατάρρευσης, δηλαδή όταν ακόμα έχουμε την περίπτωση της ομαλής κίνησης (easy glide) ή της σκλήρυνσης (work hardening), πραγματοποιείται με μία συντηρητική και σπασμωδική κίνηση των μετατοπίσεων [124] [125]. Στην περίπτωση των ακτινοβολημένων δειγμάτων LiF δεν έχουμε ανίχνευση ηλεκτρομαγνητικών παλμών σε αυτό το στάδιο παραμόρφωσης. Η ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία στα ακτινοβολημένα δείγματα παρατηρείται κατά την τελική θραύση του υλικού, καθώς δεν υπάρχει μεταφορά φορτίου από τις «έρποντες» μετατοπίσεις (gliding dislocations).

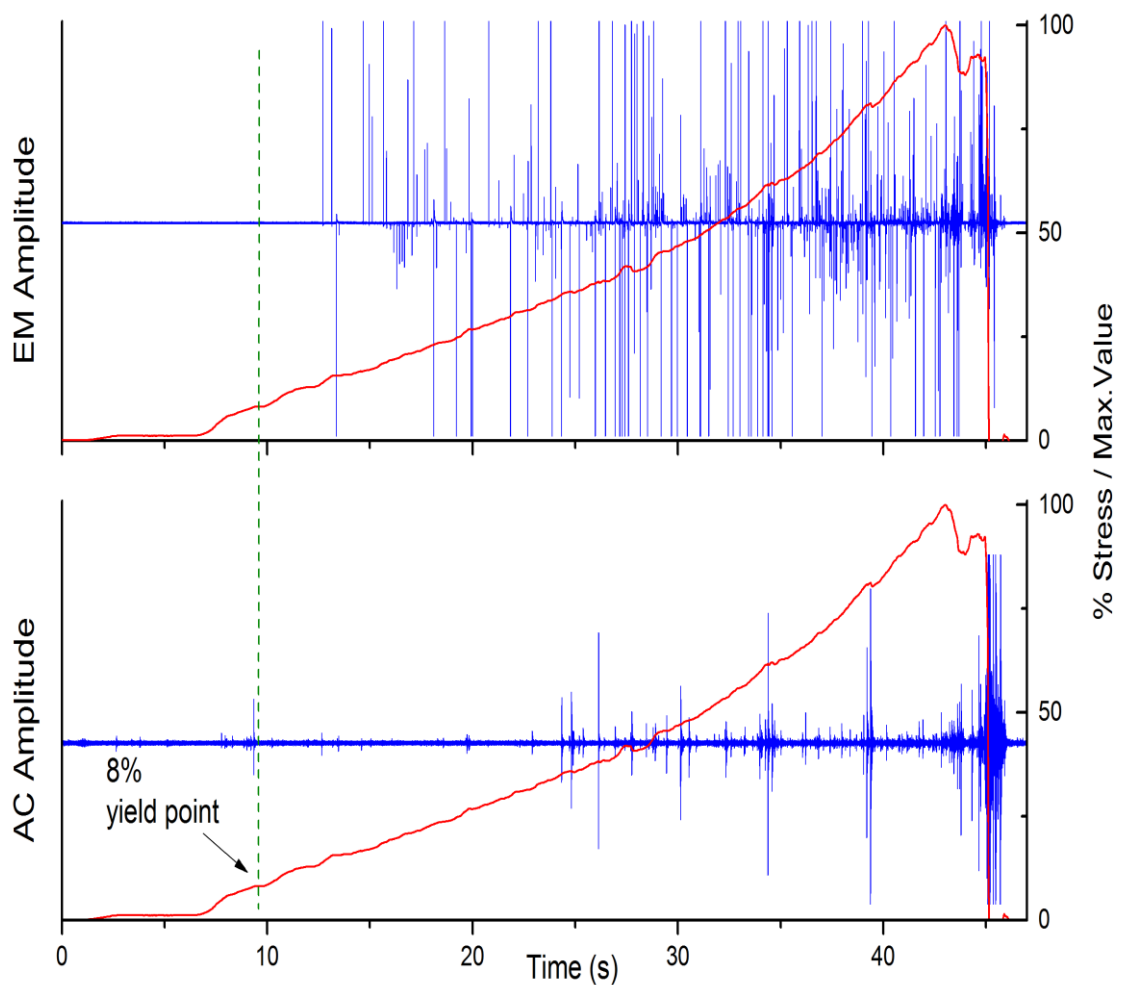
Υπάρχουν περιπτώσεις, όμως, που παρατηρούνται ηλεκτρομαγνητικοί παλμοί στο στάδιο της σκλήρυνσης. Στο διάστημα αυτό η συγχώνευση διαφορετικών ρηγματώσεων μπορεί να πραγματοποιηθεί εάν στοιβαγμένα ρήγματα (pile-ups) από διαφορετικά επίπεδα ολίσθησης (glide systems) διασταυρωθούν, με αποτέλεσμα να ικανοποιηθούν οι συνθήκες ώστε μία στοιβάδα (pile-up) να αναδυθεί στην ελεύθερη επιφάνεια του κρυστάλλου [126] [127]. Τα «βυθίσματα» που παρουσιάζονται στην καμπύλη της μηχανικής τάσης τη στιγμή που γίνεται η εκπομπή του ηλεκτρομαγνητικού παλμού είναι ενδείξεις της συγχώνευσης ρωγμών (crack nucleation) (Σχήμα 51).



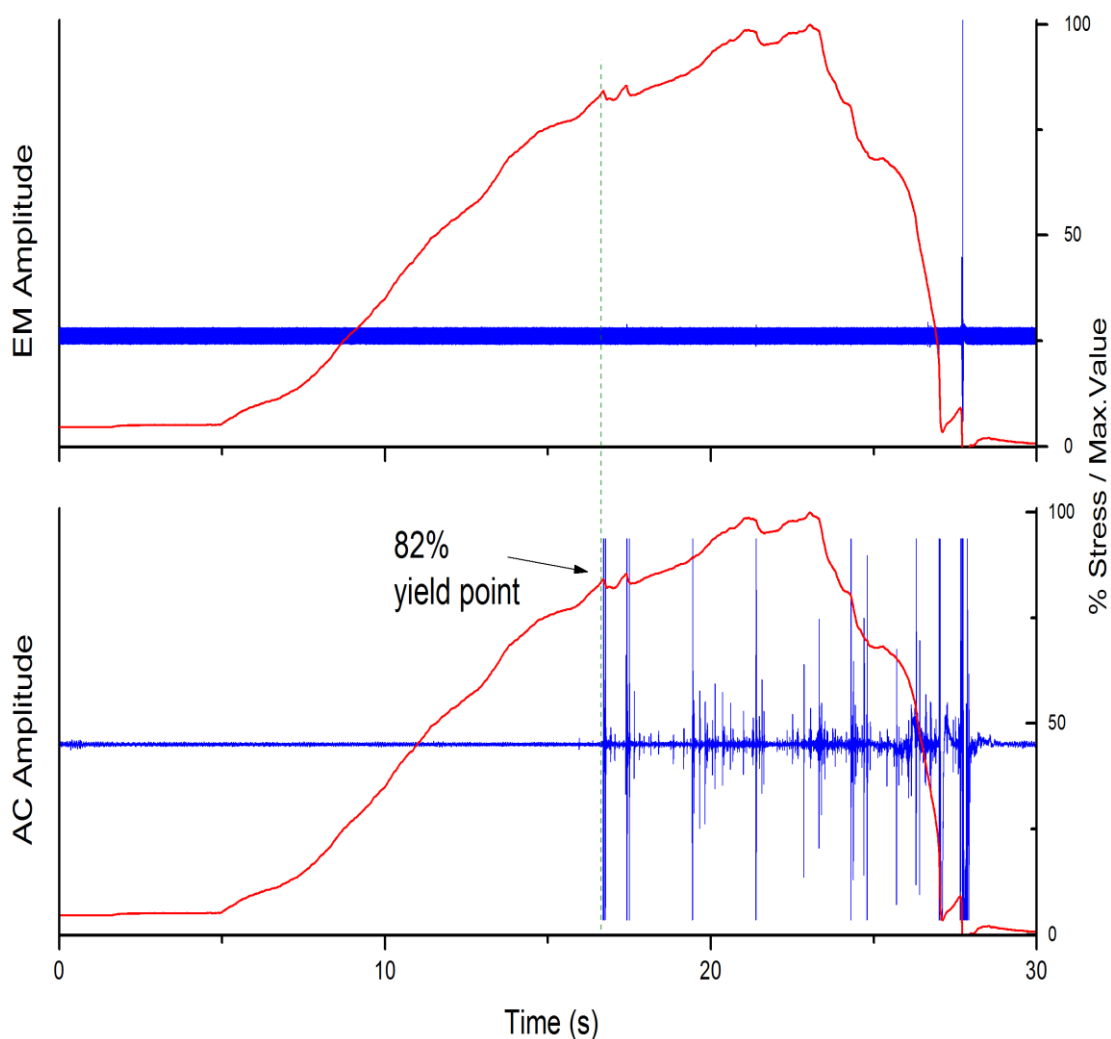
Σχήμα 51: «Βυθίσματα» της μηχανικής τάσης όταν εκπέμπονται ηλεκτρομαγνητικοί παλμοί στο στάδιο του «work hardening» σε ακτινοβολημένο δείγμα.

Έχει ενδιαφέρον να παρατηρήσουμε και να συγκρίνουμε τόσο την ηλεκτρομαγνητική όσο και την ακουστική εκπομπή σε ακτινοβολημένα και μη δείγματα [29] [121]. Τα ακουστικά σήματα ξεκινούν να εκπέμπονται αμέσως μετά το σημείο υποχώρησης (yield point) στο στάδιο της ομαλής ολίσθησης (easy glide), όπου ένα ή δύο προτιμώμενα επίπεδα ολίσθησης διεγείρονται.

Μπορούμε να παρατηρήσουμε πως το σημείο υποχώρησης μεταβάλλεται ανάλογα με τη δόση ακτινοβολίας γ που έχει δεχθεί ένα δείγμα. Όπως φαίνεται στο Σχήμα 52 και στο Σχήμα 53, όταν ένα δείγμα ακτινοβοληθεί, το yield point του είναι σε σημείο που ο μηχανικός φόρτος είναι μεγαλύτερος αναλογικά με αυτό του μη ακτινοβολημένου. Συγκεκριμένα βλέπουμε πως ο λόγος της τιμής του μηχανικού φόρτου ως προς τη μέγιστη τιμή που αποκτά η μηχανική τάση είναι μεγαλύτερος για το ακτινοβολημένο σε σχέση με το μη ακτινοβολημένο.

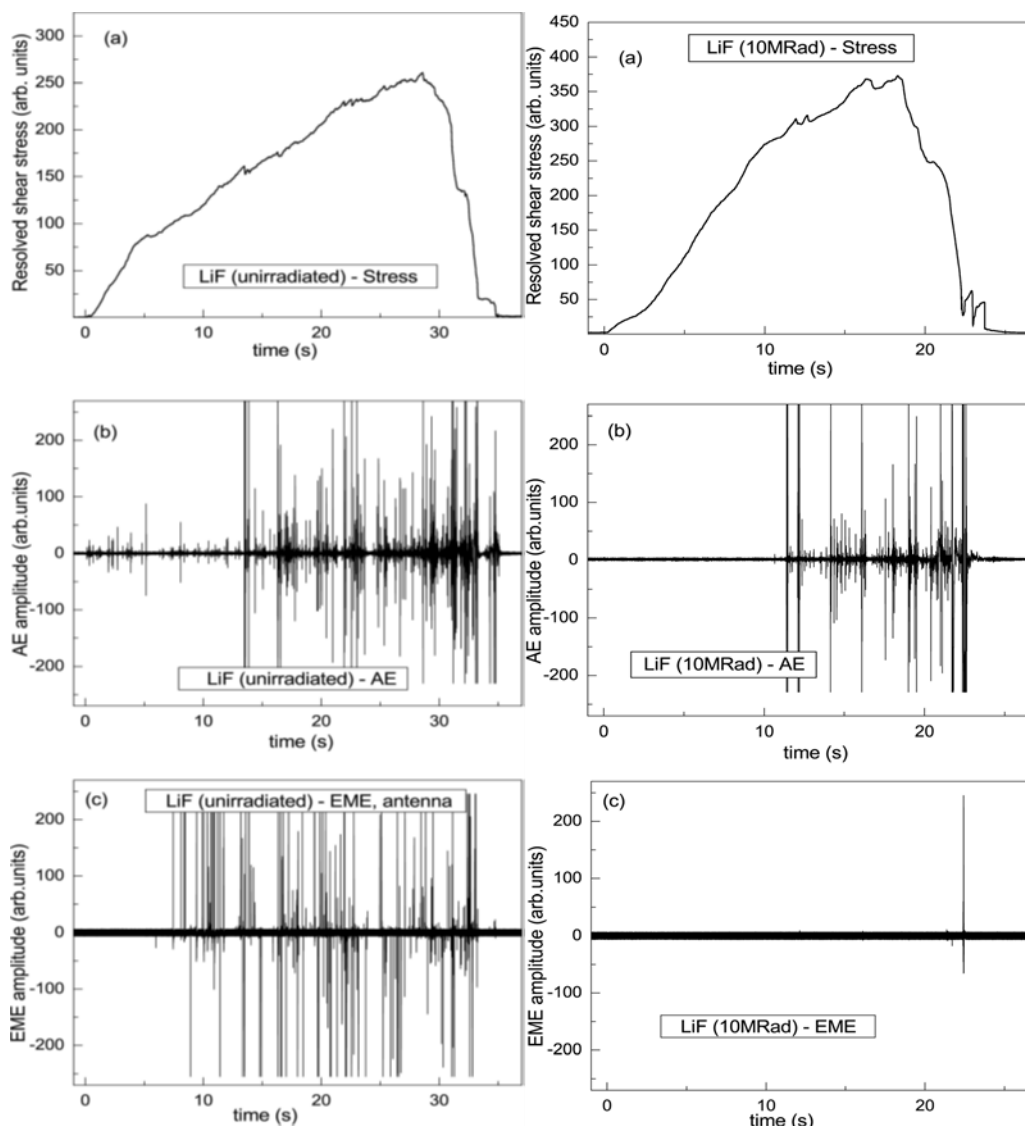


Σχήμα 52: Στο μη ακτινοβολημένο δείγμα ο λόγος της μηχανικής τάσης στο yield point ως προς τον μέγιστο φόρτο που επιτυγχάνεται πριν την τελική κατάρρευση είναι περίπου στο 8%.



Σχήμα 53: Στο ακτινοβολημένο δείγμα ο λόγος της μηχανικής τάσης στο yield point ως προς τον μέγιστο φόρτο που επιτυγχάνεται πριν την τελική κατάρρευση είναι περίπου στο 82%.

Στο Σχήμα 54 φαίνεται η μεγαλύτερη τιμή της μηχανικής τάσης που απαιτείται για την ολική κατάρρευση του δείγματος. Ο συντελεστής strain-hardening $k_h = \frac{\dot{\sigma}}{\dot{\epsilon}}$ για τις περιπτώσεις αυτές έχει υπολογισθεί στον Πίνακα 1:



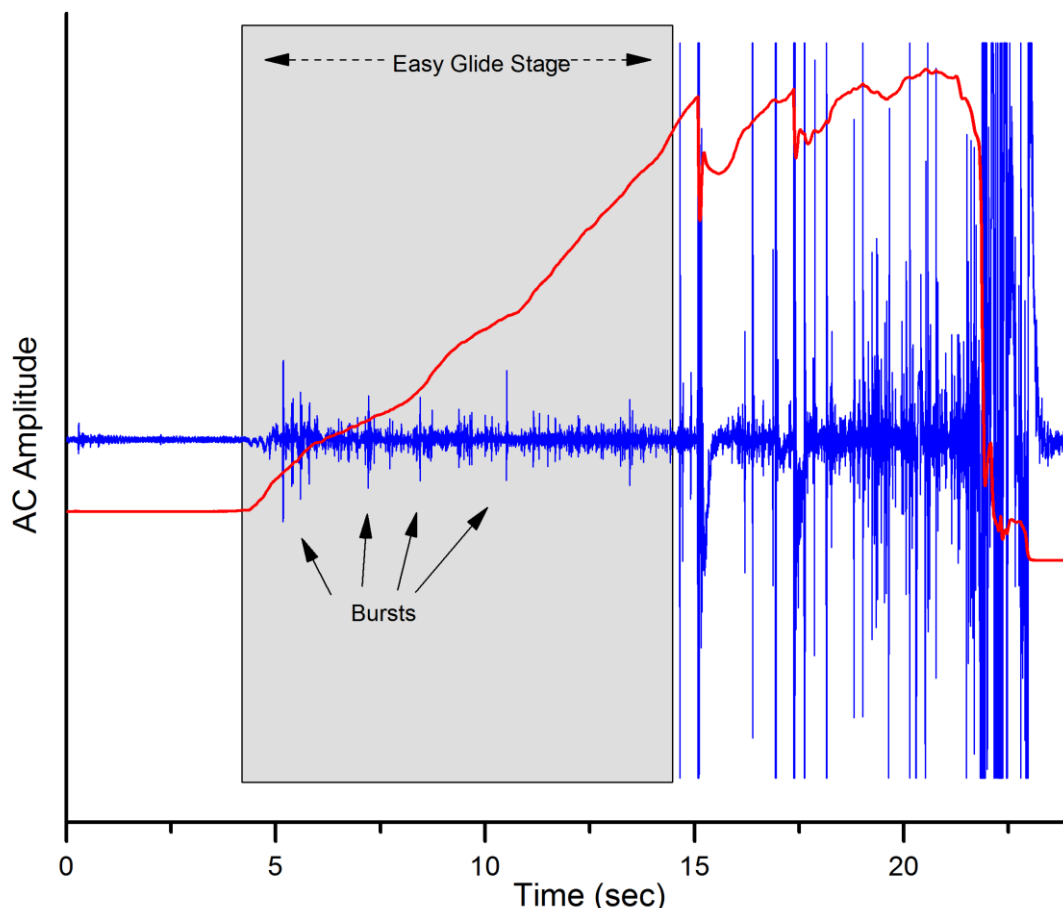
Σχήμα 54: Διαφορές στην τιμή του μέγιστου φόρτου ανάμεσα στο μη ακτινοβολημένο (αριστερά) και ακτινοβολημένο (δεξιά) δείγμα.

Δόση (Mrad)	0	10
k_h	17,5	60

Πίνακας 1: Τιμές του συντελεστή k_h

Η ακουστική εκπομπή στο διάστημα της ομαλής ολίσθησης (μετά το yield point) σε μη ακτινοβολημένα δείγματα αποτελείται από καλά καθορισμένους μεμονωμένους παλμούς με

μεσαίο πλάτος. Οι μεγάλοι πλάτους ακουστικοί παλμοί σε αυτό το στάδιο είναι μεμονωμένα γεγονότα (Σχήμα 55).

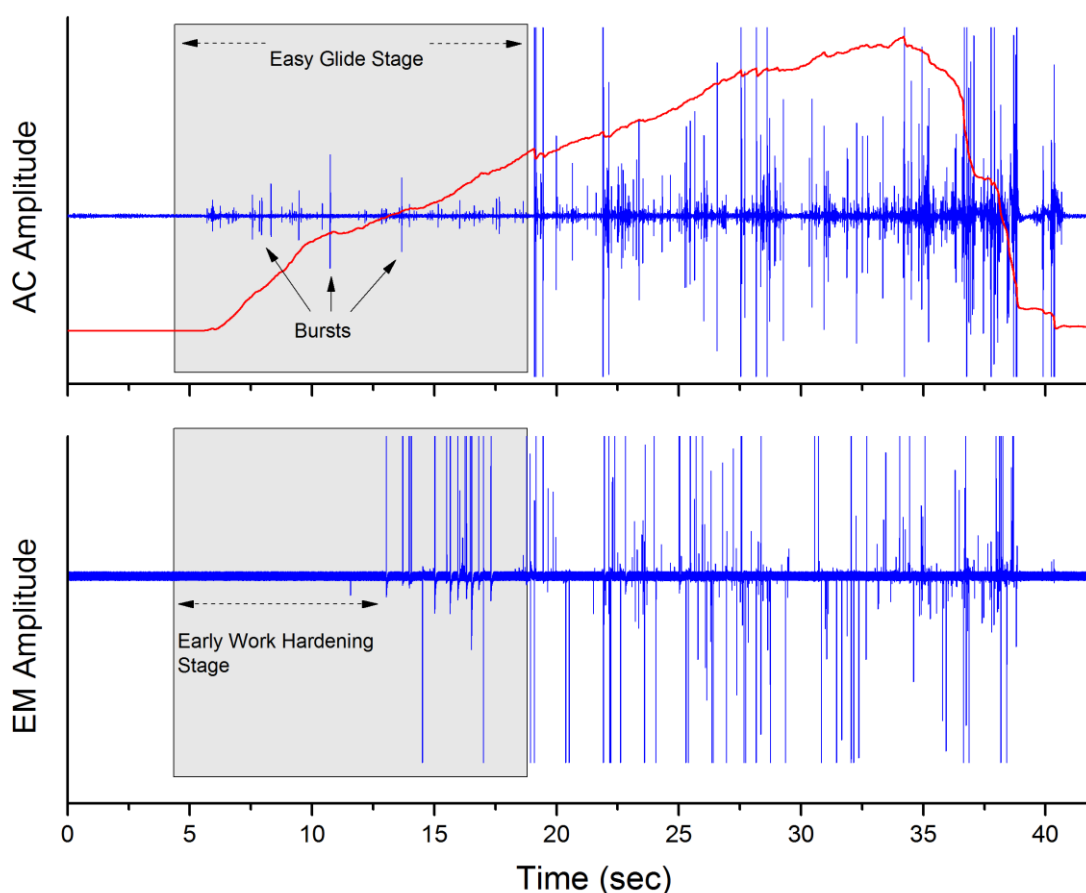


Σχήμα 55: Ακουστική εκπομπή στο στάδιο ομαλής ολίσθησης (easy glide stage) σε μη ακτινοβολημένο δείγμα.

Σε αυτή τη φάση της καταπόνησης δεν έχουν δημιουργηθεί ακόμα πολλές ασυνέχειες στο κρυσταλλικό πλέγμα και επομένως οι όποιες γραμμικές μετατοπίσεις έχουν δημιουργηθεί, διεγερθεί και κινητοποιηθεί βρίσκουν ως εμπόδια στην κίνησή τους τα μικρής γωνίας κοκκώδη όρια (low angle grain boundaries) και τις προσμίξεις (impurities) του κρυστάλλου, οι οποίες αποτελούν κέντρα διαστολής του πλέγματος. Η αλληλεπίδραση μεταξύ των δυναμικών μετατοπίσεων και των κέντρων διαστολής οδηγεί στην ταλάντωση των γραμμών μετατόπισης σε συχνότητα που είναι της τάξης $\sim V/\langle 110 \rangle$, με $\langle 110 \rangle$ να αποτελεί την μέση απόσταση μεταξύ των σημειακών εμποδίων (point stoppers) κατά μήκος ενός επιπέδου ολίσθησης, ενώ ως V ορίζεται η μέση ταχύτητα ολίσθησης της μετατόπισης ($\sim 1 \text{ cm/s}$). Η διασταύρωση διαφορετικών επιπέδων ολίσθησης οδηγεί στη δημιουργία στοιβαγμένων γραμμικών ατελειών (pile-ups) και μαζικές συγκεντρώσεις μετατοπίσεων (dislocation ensemble). Με

αυξανόμενο μηχανικό φόρτο, η τάση στην κορυφή του στοιβάγματος φτάνει σε κάποιο οριακό σημείο που το οδηγεί στην προσπέραση του εμποδίου μέσω μιας επιταχυνόμενης κίνησης που παράγει τις ριπές ακουστικής εκπομπής που καταγράφουμε.

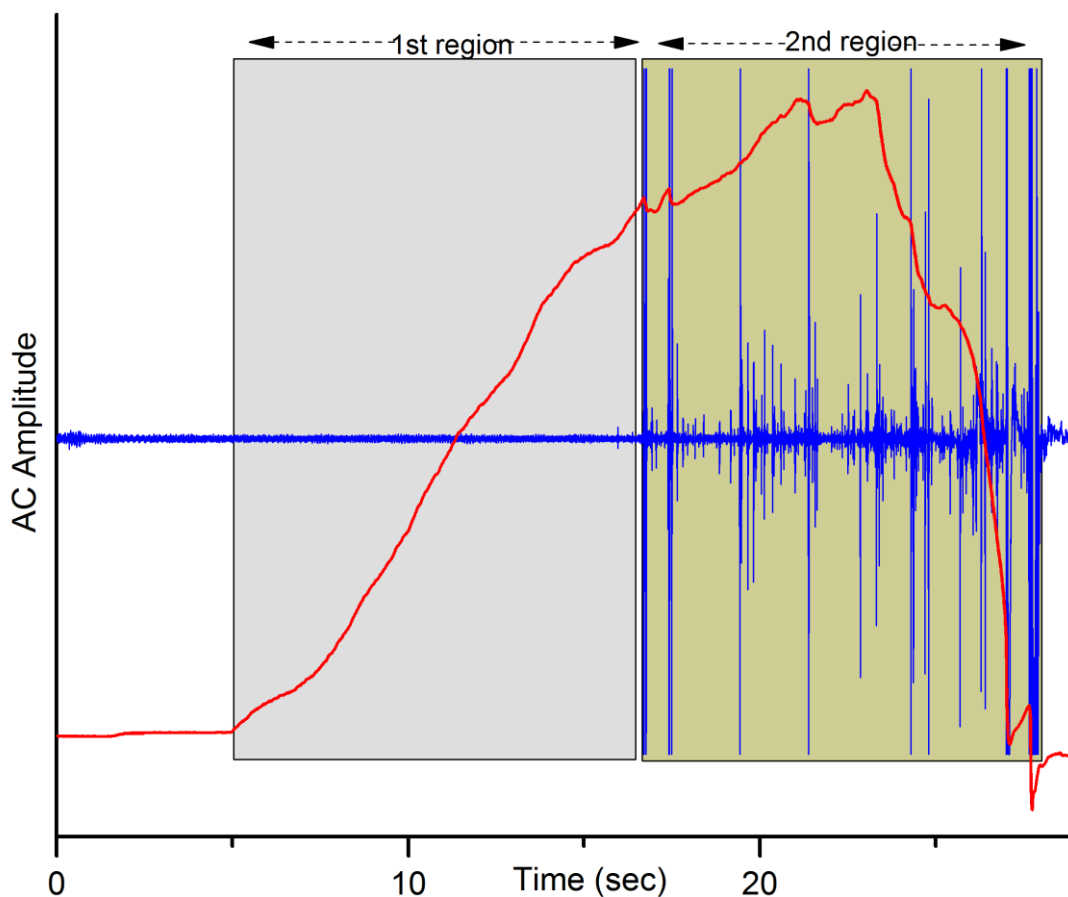
Καθώς συνεχίζεται η διαδικασία διασταυρώνονται συνεχώς μετατοπίσεις διαφορετικών συστημάτων ολίσθησης. Αυξάνεται, επομένως, η ασυνέχεια της ολίσθησης των μετατοπίσεων, εμφανίζονται υψηλής έντασης ακουστικοί παλμοί και παρουσιάζεται η εικόνα των πιο σύνθετων παλμών στο δεύτερο στάδιο της διαδικασίας (μετά το «easy glide»), όπως φαίνεται στο Σχήμα 55.



Σχήμα 56: Ακουστική και ηλεκτρομαγνητική εκπομπή από μη ακτινοβολημένο δείγμα. Παρουσιάζεται το στάδιο ομαλής ολίσθησης (easy glide) και επισημαίνεται το αρχικό στάδιο σκλήρυνσης (early work hardening).

Το όριο μεταξύ των δύο παραπάνω περιοχών εξαρτάται από τη δΟΣολογία ακτινοβολίας γ στην περίπτωση των ακτινοβολημένων δειγμάτων (Σχήμα 57). Σε μικρές δόσεις ακτινοβολίας το όριο βρίσκεται λίγο πάνω από το σημείο υποχώρησης (yield point), ενώ για μεγαλύτερες δόσεις ακτινοβολίας (μέχρι 2 Mrad) αυξάνεται. Για μεγαλύτερες δόσεις παραμένει πρακτικά

αμετάβλητο. Στην πρώτη περιοχή υπάρχει φτωχή ακουστική δραστηριότητα που για αυξανόμενη δόση ακτινοβολίας πέφτει σε επίπεδα κάτω του θορύβου του προενισχυτή. Αυτό συμβαίνει γιατί η αύξηση του αριθμού των ατελειών ανά μονάδα όγκου, λόγω της ακτινοβόλησης από ακτίνες γ, συμβάλλει στη μείωση της ελεύθερης απόστασης που διανύουν οι γραμμικές μετατοπίσεις και, επομένως, δεν ταλαντώνονται σε τέτοιο βαθμό που να παράγουν ήχο ικανό να καταγραφεί από τα συστήματά μας. Στη δεύτερη περιοχή παρατηρούνται ριπές μεγάλου πλάτους ακουστικών παλμών, που η συχνότητα εμφάνισής τους αυξάνεται όσο το δείγμα πλησιάζει στο σημείο κατάρρευσης και προέρχονται από την εκτόνωση του κρυστάλλου γύρω από τις περιοχές που ανοίγουν οι ρωγμές (crack opening). Παρατηρούμε, επίσης, ότι για μεγαλύτερες δόσεις ακτινοβολίας η σχετική ένταση των ακουστικών παλμών μειώνεται.



Σχήμα 57: Οι δύο περιοχές που παρουσιάζονται στο διάγραμμα ακουστικής εκπομπής από ακτινοβολημένο δείγμα υπό μηχανική καταπόνηση.

Η ηλεκτρομαγνητική εκπομπή δεν εμφανίζεται στο αρχικό στάδιο σκλήρυνσης (Σχήμα 56) παρά μόνο όταν οι μετατοπίσεις που βρίσκονται στην κεφαλή ενός «pile-up» αποκτούν σημαντικό φορτίο σαρώνοντας τα φορτισμένα κενά από τα επίπεδα ολίσθησης. Κατά τη διάνοιξη μίας ρωγμής παρατηρούνται οι ριπές από ηλεκτρομαγνητικούς παλμούς, των οποίων ο μηχανισμός παραγωγής θα προταθεί στο επόμενο κεφάλαιο. Τελικά η περαιτέρω αύξηση του μηχανικού φόρτου οδηγεί στην καταστροφή του κρυσταλλικού πλέγματος μέσω της συγχώνευσης και διάδοσης των ρηγματώσεων. Στο στάδιο αυτό εμφανίζονται μεγάλες ριπές από ηλεκτρομαγνητικούς παλμούς.

Όπως έχουμε δει στα αποτελέσματα από πειράματα με ακτινοβολημένα δείγματα, η ηλεκτρομαγνητική εκπομπή καταστέλλεται και, συγκεκριμένα, όσο μεγαλύτερη δόση ακτινοβολίας γ έχει δεχθεί ένα δείγμα, τόσο λιγότερη είναι η ηλεκτρομαγνητική εκπομπή που ανιχνεύεται. Οι καταγραφές ηλεκτρομαγνητικών παλμών που πραγματοποιούνται συνοδεύονται από αντίστοιχες «πτώσεις» της καμπύλης της μηχανικής τάσης που ασκείται.

Η «έλλειψη» της ηλεκτρομαγνητικής εκπομπής στους ακτινοβολημένους κρυστάλλους υπονοεί ότι η ακτινοβολία γ έχει ως επίδραση την παραβίαση των συνθηκών που επιτρέπουν την μακροσκοπική μεταφορά του ενδογενούς φορτίου μέσα σε ένα ιοντικό κρύσταλλο. Η ακτινοβολία γ επηρεάζει αυτή την αλληλεπίδραση με δύο τρόπους ή πτυχές που θα εξετάσουμε παρακάτω.

Η πρώτη πτυχή είναι η δημιουργία F κέντρων με την ακτινοβόληση που προκαλεί την αλλαγή του φορτίου των κενών αλογόνου που υπάρχουν μέσα στον κρύσταλλο. Ένα τέτοιο κέντρο αποτελείται από ένα θετικά φορτισμένο κενό αλογόνου (halogen vacancy) σε σύζευξη με ένα ηλεκτρόνιο. Το κενό είναι μία ανωμαλία της κατανομής του ηλεκτρικού φορτίου του κρυστάλλου, η οποία αποκαθίσταται μετά τη σύλληψη του ηλεκτρονίου. Ενώ η μετανάστευση της κενής θέσης σχετίζεται με την μεταφορά φορτίου, αντίθετως η μετακίνηση ενός F κέντρου, που συμπεριφέρεται σαν μία κανονική θέση αλογόνου, δεν συνεπάγεται μεταφορά φορτίου γιατί είναι ηλεκτρικά ουδέτερο. Ένα F κέντρο μπορεί να δημιουργηθεί απευθείας πάνω στην γραμμή μετατόπισης και να είναι δεσμευμένο μαζί της, γεγονός που δε συνεπάγεται μεταφορά ηλεκτρικού φορτίου. Σε μικρές σχετικά δόσεις ακτινοβόλησης μόνο μέρος των πλεγματικών κενών και των δεσμευμένων από τις μετατοπίσεις κενών μπορούν να μετατραπούν σε F κέντρα και, επομένως, μπορεί να παρατηρηθεί κάποια μικρή ηλεκτρομαγνητική δραστηριότητα από τα εναπομείναντα φορτισμένα κενά που μετακινούνται

συγχρονισμένα με την κίνηση της γραμμής μετατόπισης. Άρα η απαλοιφή της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας υπό την επίδραση της γ ακτινοβολίας διέπεται πιθανότατα από ένα κατώφλι, που καθορίζεται από την πυκνότητα των φορτισμένων κενών σε ένα μη ακτινοβολημένο κρύσταλλο.

Η δεύτερη πτυχή που επηρεάζει την ελάττωση της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας είναι ο πολλαπλασιασμός των ατελειών του κρυστάλλου από την γ ακτινοβολία που δημιουργεί ένα πλαίσιο διαφορετικών εμποδίων της ολίσθησης των μετατοπίσεων, πιο ισχυρών από τα υπάρχοντα δεσμευμένα κενά και τα F κέντρα. Το λεγόμενο «αργού τύπου» στάδιο χρωματισμού του κρυστάλλου αποδίδεται στη δημιουργία ατελειών τύπου Frenkel [128] που περιλαμβάνουν ενδογενή ή αλογονούχα μοριακά συμπλέγματα στις κανονικές πλεγματικές θέσεις που είναι σε σύζευξη με F κέντρα [129]. Οι ατέλειες αυτές είναι πιο ισχυρά εμπόδια για την ολίσθηση των μετατοπίσεων σε σύγκριση με τα απλά πλεγματικά κενά και τα «σύννεφα» κενών (vacancy clouds). Σαν αποτέλεσμα έχουμε σε ένα ακτινοβολημένο κρύσταλλο μία εναλλασσόμενη κίνηση των μετατοπίσεων μεταξύ ισχυρών και ασθενών εμποδίων, όπου η αναλογία ισχυρών/ασθενών εμποδίων είναι άμεση συνάρτηση της δόσης ακτινοβολίας. Η παρουσία των εμποδίων στο επίπεδο ολίσθησης έχει σαν άμεσο αποτέλεσμα την αύξηση του σημείου υποχώρησης (yield point) του κρυστάλλου, γεγονός που οδηγεί στην «σκλήρυνσή» του. Ποιοτικά η διαμητική τάση σ_g που είναι απαραίτητη για να ξεκινήσει η ολίσθηση είναι της τάξης

$$\sigma_g \sim \frac{Gb^2}{\langle L \rangle^2}$$

όπου G είναι ο συντελεστής διάτμησης (shear modulus), b είναι το μέτρο του ανύσματος Burgers και $\langle L \rangle$ είναι το μέσο μήκος του τμήματος μίας μετακίνησης εγκλωβισμένης μεταξύ δύο εμποδίων. Τυπικά $\langle L \rangle \sim \rho_{imp}^{-1/3}$, όπου ρ_{imp} είναι η συγκέντρωση των εμποδίων. Είναι φανερό, επομένως, πως η αύξηση της πυκνότητας των εμποδίων που δημιουργούνται από την ακτινοβολία οδηγεί στη σκλήρυνση του κρυστάλλου.

Τα F κέντρα είναι ο συνηθέστερος τύπος ατέλειας που δημιουργείται με την ακτινοβολία, ιδιαίτερα στα αρχικά στάδια της διαδικασίας. Τα κέντρα αυτά σε συνδυασμό με νεοδημιουργηθέντα κενά μπορούν να σχηματίσουν «νέφη» γύρω από τις μετατοπίσεις, περιορίζοντας σημαντικά την ευκινησία τους. Σε μεγαλύτερες δόσεις ακτινοβολίας παράγεται μία ποικιλία από σημειακές ατέλειες, τόσο ουδέτερες όσο και φορτισμένες. Από

αυτές μόνο τα F' κέντρα (σε αντίθεση με τα F τα F' έχουν δύο ηλεκτρόνια αντί για ένα σε σύζευξη με την κενή θέση-οπή) είναι κατάλληλα για σύλληψη και μεταφορά από την μετατόπιση.

Η αύξηση, επομένως, της χωρικής πυκνότητας των εμποδίων μέσα στο πλέγμα έχει ως αποτελέσματα α) την αύξηση της συχνότητας ταλάντωσης των γραμμών μετατόπισης και β) την μετατροπή της κίνησής τους σε μία ανομοιογενή, ασυνεχή κίνηση των διαφόρων τμημάτων της μετατόπισης. Άρα η διαδικασία της σάρωσης των φορτισμένων κενών γίνεται δυσκολότερη ενώ η απώλεια των φορτίων ευκολότερη.

Η ακτινοβολία του κρυστάλλου οδηγεί στη μείωση της πλαστικότητας και στην αύξηση της ευθραυστότητας λόγω της αύξησης των ατελειών, όπως είδαμε, χωρίς, όμως, αυτός να είναι ο μοναδικός παράγοντας που ευθύνεται για την αλλαγή αυτή. Κάτι ακόμα που ευθύνεται για την σκλήρυνση του κρυστάλλου είναι η διασταύρωση διαφορετικών επιπέδων ολίσθησης που σε ένα ακτινοβολημένο κρύσταλλο αυξάνονται. Σε ένα μη ακτινοβολημένο κρυσταλλικό πλέγμα διεγείρεται αρχικά μόνο ένα κύριο σύστημα ολίσθησης στην αρχή του σταδίου ολίσθησης και ένα δεύτερο τίθεται σε ολίσθηση καθώς αυξάνεται η μηχανική τάση. Με τη σκλήρυνση λόγω ακτινοβολίας είναι εφικτή μία αυθόρμητη διάσπαση/διχοτόμηση του αρχικού και προτιμητέου συστήματος ολίσθησης, η οποία ευθύνεται για τις περιορισμένες πλαστικές ιδιότητες του ακτινοβολημένου δείγματος. Αυτό συνεπάγεται μία συγκεκριμένη ασυμμετρία στην ολίσθηση και, επομένως, το επίπεδο ολίσθησης να «κλειδώνει» νωρίτερα σε σύγκριση με την περίπτωση του μη ακτινοβολημένου πλέγματος [123].

Σαν συμπέρασμα βλέπουμε ότι η ακτινοβολία γ μεταβάλλει το υποσύστημα των θετικά και αρνητικά φορτισμένων κενών που είναι δεσμευμένα με μία γραμμή μετατόπισης και παράγει μία μεγάλη ποικιλία από ατέλειες ακτινοβολίας, που αποτελούν ένα δίκτυο εμποδίων στην κίνηση μιας γραμμικής μετατόπισης. Σαν αποτέλεσμα η αλληλεπίδραση μετατόπισης-κενού δεν οδηγεί στη μεταφορά φορτίου στους ακτινοβολημένους κρυστάλλους και στο στάδιο πριν την καταστροφή η ηλεκτρομαγνητική δραστηριότητα είναι μηδαμινή. Μόνο στο τελικό στάδιο της παραμόρφωσης, λίγο πριν την ολική κατάρρευση, παρατηρούνται ηλεκτρομαγνητικά σήματα. Όσον αφορά τη συμπεριφορά της ακουστικής εκπομπής είναι σχετικά αναμενόμενη. Για μικρή μηχανική τάση η κίνηση των μετατοπίσεων μεταξύ των φραγμάτων των σημειακών ατελειών περιορίζεται σε σπασμωδικές μη συσχετιζόμενες μετακινήσεις μικρών τμημάτων της γραμμής μετατόπισης. Υπό αυτές τις συνθήκες, οι μετατοπίσεις μετακινούνται με

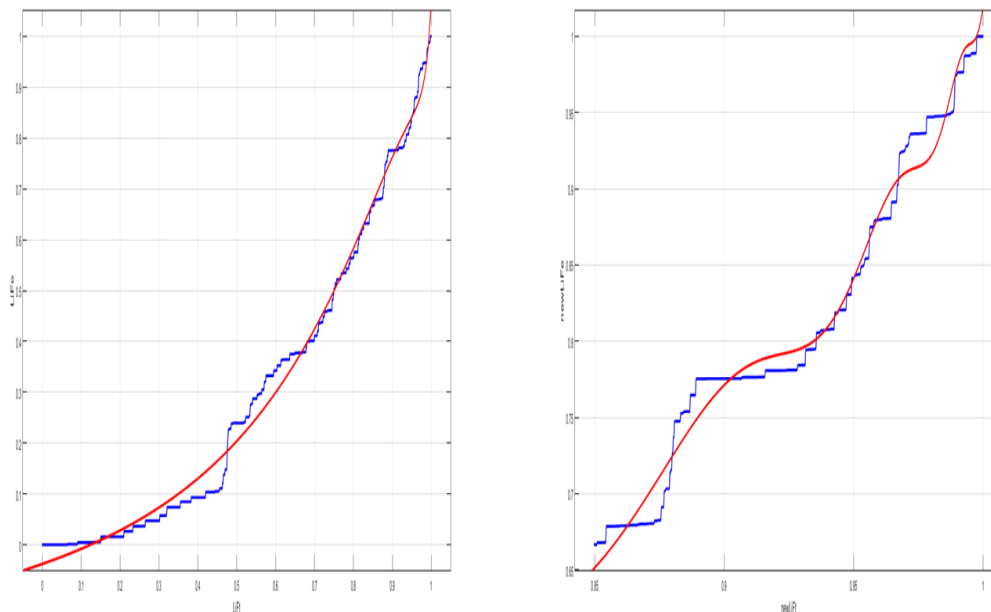
αμελητέα επιτάχυνση, παράγοντας χαμηλού πλάτους και υψηλής συχνότητας σήματα. Σε μεγαλύτερες τιμές της μηχανικής τάσης, όταν η κινητική ενέργεια μίας μετατόπισης υπερβαίνει την ενέργεια αλληλεπίδρασης της γραμμής μετατόπισης με τα περιφερειακά σημειακά εμπόδια, το σύνολο της μετατόπισης μετατρέπεται σε μία δυναμική περιοχή ακανόνιστης κίνησης, που είναι ένας παράγοντας δημιουργίας ισχυρών, ακουστικών σημάτων.

5.3 Μελέτη της δυναμικής εξέλιξης του φαινομένου της θραύσης μέχρι την κατάρρευση

Η διαδικασία της θραύσης μπορεί να προσεγγιστεί σαν ένα μοντέλο καταστροφικών μικρογεγονότων, το οποίο έχει μορφή μιας διακριτής (discrete) διαδικασίας με μορφοκλασματική δομή (fractal) που είναι ανεξάρτητη της κλίμακας παρατήρησης (scale invariance). Όπως είδαμε στη θεωρία, μία σχέση της μορφής

$$E \sim (t_c - t)^{-a} \left\{ 1 + C \cos \left[2\pi \frac{\log(t_c - t)}{\log \lambda} \right] \right\}$$

όπως εκφράστηκε από τον D.Sornette [47], μπορεί να περιγράψει ένα τέτοιο φαινόμενο. Η δυσκολία απαντάται στο γεγονός πως η σχέση αυτή μπορεί να περιγράψει ένα τέτοιο φαινόμενο μόνο κοντά στην περιοχή πριν την τελική κατάρρευση, όπως περιγράφεται στην βιβλιογραφία [46]. Αυτό είχαμε την ευκαιρία να το διαπιστώσουμε και στα δικά μας πειράματα. Σε δείγματα LiF και γρανίτη που καταπονήθηκαν, υπολογίσαμε την ακουστική και ηλεκτρομαγνητική ενέργεια που απελευθερώνεται δια μέσου των αντίστοιχων φαινομένων εκπομπής και εφαρμόσαμε την παραπάνω σχέση. Παρατηρήσαμε ότι η εφαρμογή της σχέσης στο σύνολο των δεδομένων δεν αναδεικνυε την log-periodic συμπεριφορά του. Αντιθέτως, η εφαρμογή της για το τμήμα από το 85% του σήματος έως το τέλος (που ουσιαστικά αποτελεί την περιοχή κοντά στην τελική κατάρρευση) μπορούσε να προσεγγίσει την log-periodic συμπεριφορά του φαινομένου (Σχήμα 58).



Σχήμα 58: Εφαρμογή της σχέσης του Sornette στην αθροισόμενη ηλεκτρομαγνητική εκπομπή από LiF. Αριστερά η εφαρμογή γίνεται στο σύνολο της καταγραφής και δεξιά για το τελευταίο 15%. Βλέπουμε ότι στο σύνολο της καταγραφής δεν γίνεται σύγκλιση της θεωρητικής με την πειραματική καμπύλη και η θεωρητική μοιάζει περισσότερο με ένα απλό νόμο δύναμης. Στο δεξί διάγραμμα αποτυπώνεται η log-periodic συμπεριφορά του φαινομένου και στην θεωρητική καμπύλη.

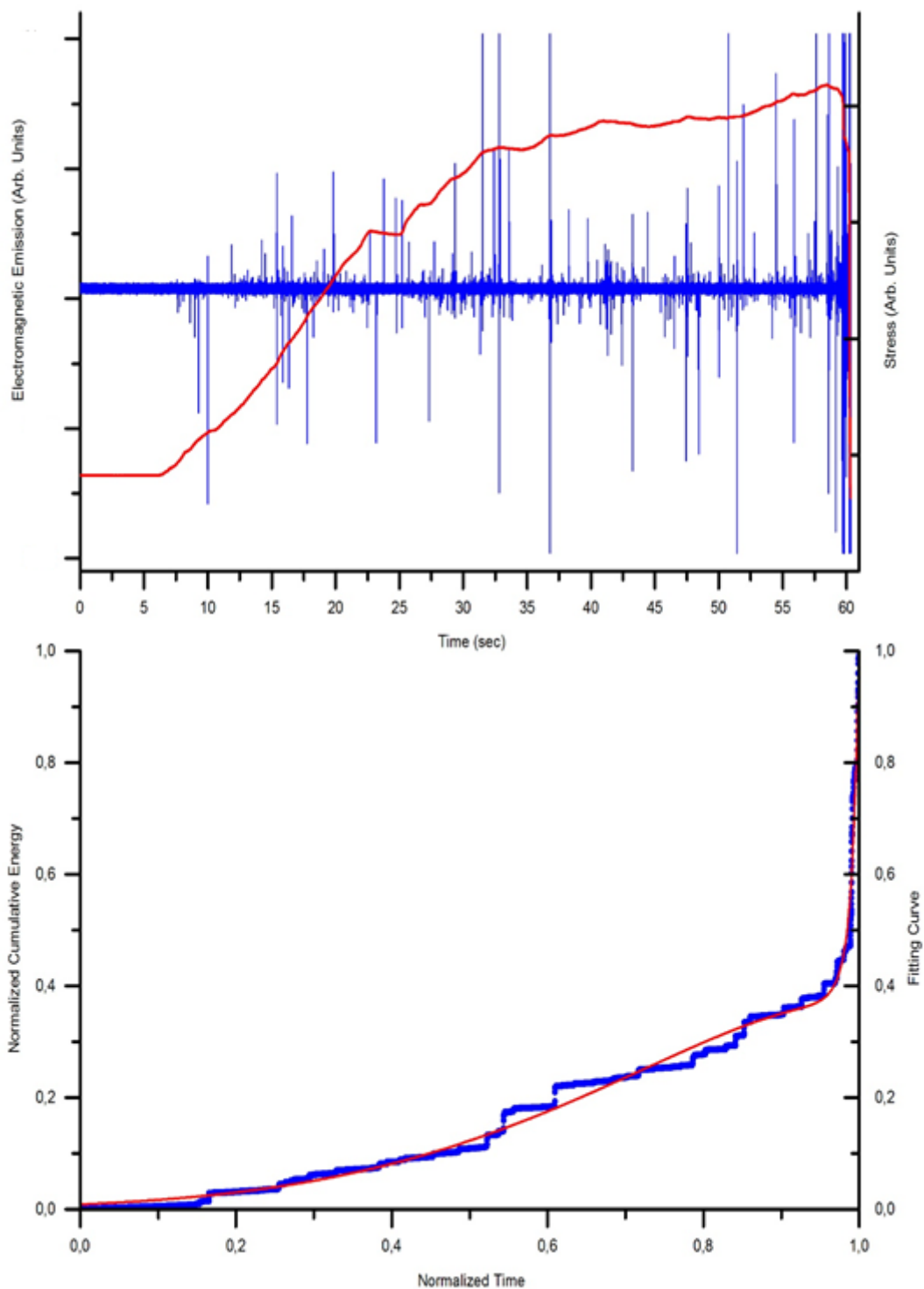
Δεδομένου ότι η θραύση είναι μία διεργασία που συνοδεύεται από ανιχνεύσιμα ακουστικά γεγονότα, έχουν υπάρξει επιστημονικές ομάδες [100] [110] [113] [130] που έχουν προσπαθήσει με επιτυχία να εφαρμόσουν άλλα αντίστοιχα μαθηματικά μοντέλα στο σύνολο των καταγραφών της ακουστικής εκπομπής, καθώς ένα υλικό οδεύει προς την τελική κατάρρευση. Τα πειραματικά δεδομένα και η επεξεργασία τους ήταν επιτυχή και αποδείχθηκε ότι η αθροισόμενη ενέργεια που απελευθερώνεται μέσω της ακουστικής εκπομπής είναι ένα μετρήσιμο μέγεθος το οποίο παρουσιάζει όλα τα χαρακτηριστικά που το καθιστούν ως φαινόμενο με μορφοκλασματική μορφή, η οποία μπορεί να περιγραφεί με τον παρακάτω εκθετικό νόμο, που έχει παρουσιαστεί στο θεωρητικό τμήμα:

$$(6) \quad f^*(x) = \cos[c x^\alpha \sin g(x)e^{h(x)}] e^{c x^\alpha \cos g(x)e^{h(x)}}$$

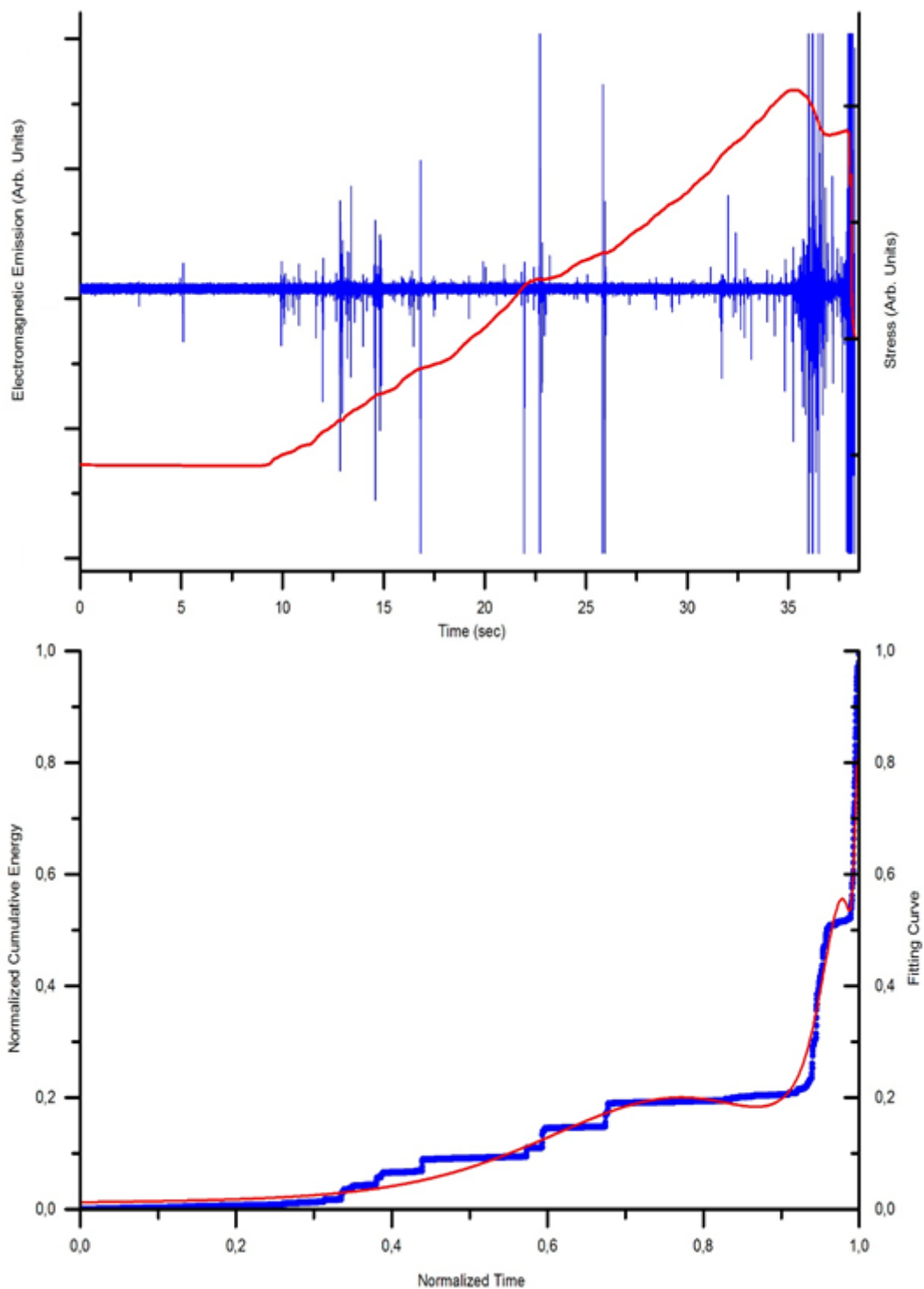
Οι πειραματικές μετρήσεις που διεξήχθησαν κατά την εκπόνηση της παρούσας διατριβής είχαν ως σκοπό τη μελέτη και την εφαρμογή της παραπάνω σχέσης σε δεδομένα ηλεκτρομαγνητικής εκπομπής [131], κατά τον ίδιο τρόπο που έγινε για την ακουστική εκπομπή από τις άλλες ερευνητικές ομάδες [100] [110] [113] [130]. Το ερώτημα αυτό είναι

καίριο, γιατί, όπως διαπιστώθηκε και από τα πειράματα σε ακτινοβολημένα δείγματα, η ακουστική και η ηλεκτρομαγνητική εκπομπή είναι δύο φαινόμενα που εμφανίζουν διαφορετική συμπεριφορά. Ένα ακόμα στοιχείο είναι πως οι προαναφερθείσες ερευνητικές ομάδες έχουν εφαρμόσει τη μέθοδο μόνο σε δείγματα γρανίτη και όχι σε δείγματα ιοντικών, μη πιεζοηλεκτρικών κρυστάλλων, όπως το LiF και, επομένως, έχει μεγάλο ενδιαφέρον να δούμε τα αποτελέσματα μίας τέτοιας εφαρμογής. Απώτερος σκοπός, επομένως, είναι να διαπιστωθεί αν και η αθροιζόμενη ηλεκτρομαγνητική ενέργεια που απελευθερώνεται από το υλικό μέσω της ηλεκτρομαγνητικής εκπομπής αποτελεί ένα διακριτό φαινόμενο με μορφοκλασματική δομή, που παρουσιάζει ανεξαρτησία από την κλίμακα μελέτης της.

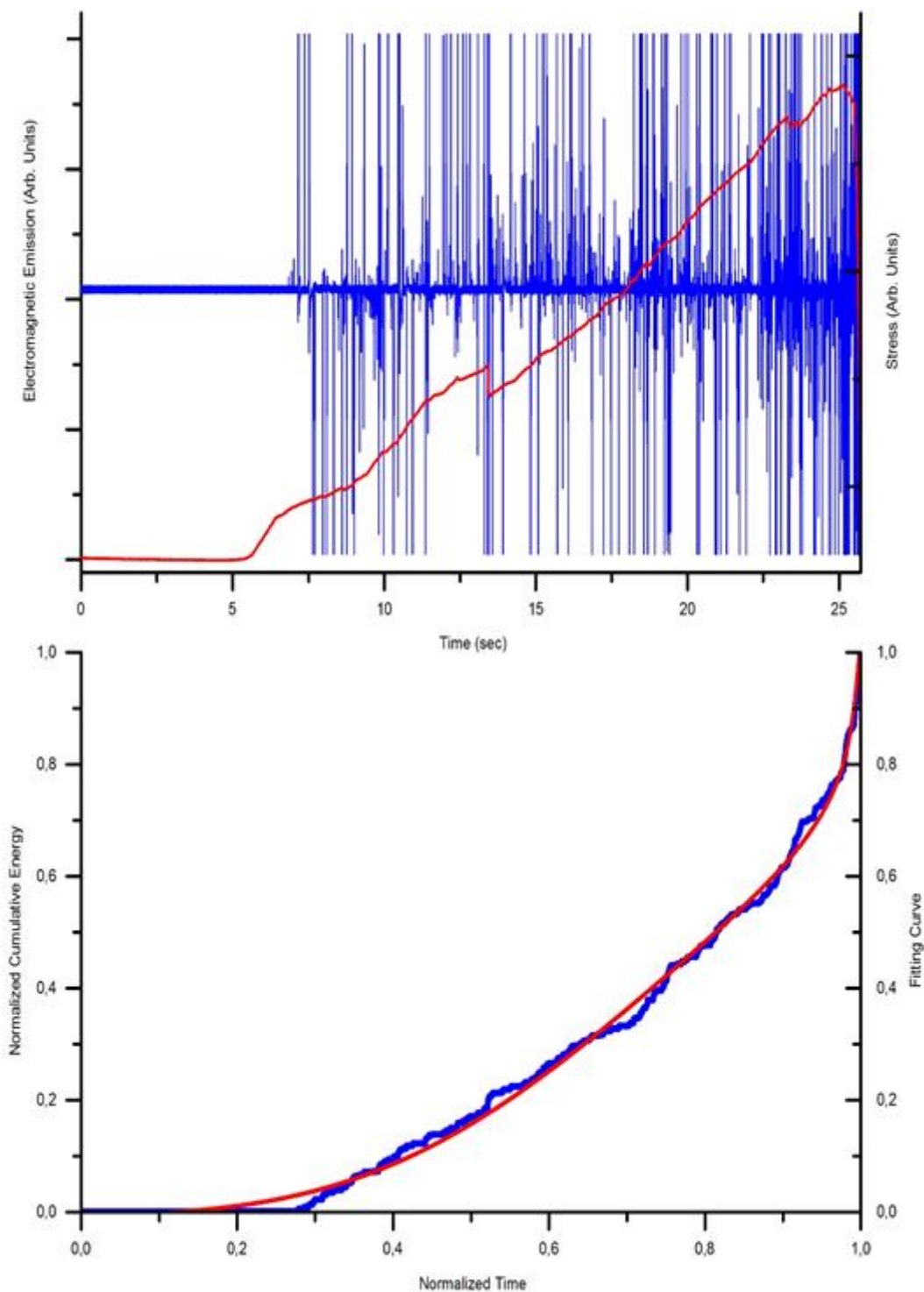
Έχοντας θέσει τους παραπάνω στόχους, διεξήχθησαν αναλύσεις και επεξεργασία στα δεδομένα καταγραφής των πειραμάτων και καταγραφών που πραγματοποιήθηκαν κατά τη διάρκεια της διατριβής. Από καταγραφές χρονοσειρών πλατών της ακουστικής και ηλεκτρομαγνητικής εκπομπής, υπολογίζεται η ενέργεια που απελευθερώνεται κατά την εξέλιξη του φαινομένου, βάσει του τετραγώνου των πλατών του σήματος. Έχοντας τα δεδομένα αυτά, υπολογίζεται η αθροιζόμενη απελευθερωμένη ενέργεια, προσθέτοντας σε κάθε διαδοχική τιμή ενέργειας σε κάποιο χρονικό σημείο t_i το σύνολο της ενέργειας που έχει απελευθερωθεί στο διάστημα $(0, t_{i-1}]$. Στην ακολουθία των τιμών της απελευθερωμένης ενέργειας υπολογίζουμε την καμπύλη που την προσεγγίζει βάσει της σχέσης (5), όπως έχει αναπτυχθεί από τους A.Moura et al. [113], και βάσει της οποίας υπολογίζουμε τις παραμέτρους α και ω που μας ενδιαφέρουν.



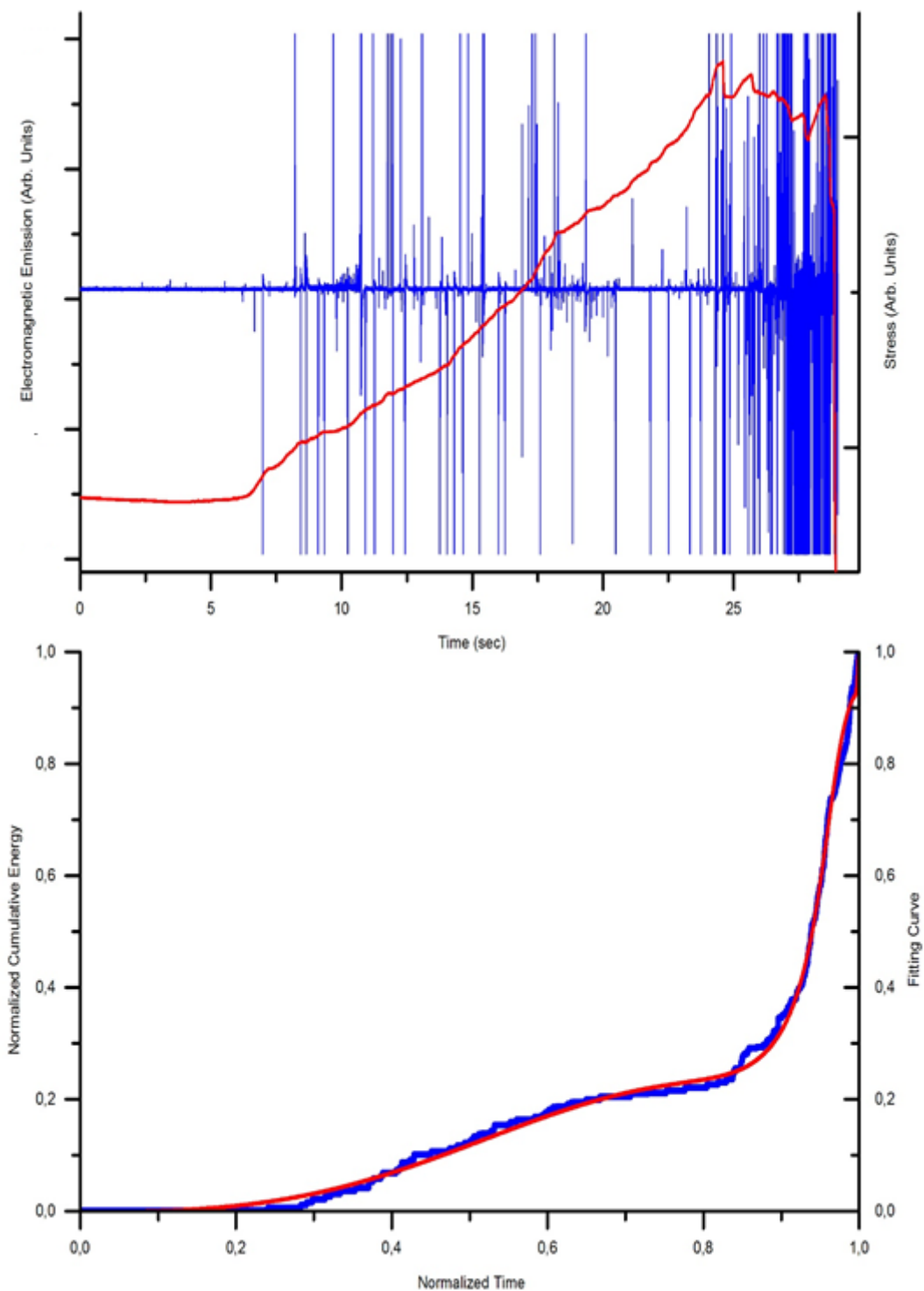
Σχήμα 59: Εκπεμπόμενη ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία (μπλε διάγραμμα - πάνω) από δείγμα γρανίτη υπό μηχανική τάση (κόκκινο διάγραμμα – πάνω). Κάτω η κανονικοποιημένη, αθροισόμενη, ηλεκτρομαγνητική ενέργεια (μπλε διάγραμμα) και η αντίστοιχη προσέγγισή της (κόκκινο διάγραμμα).



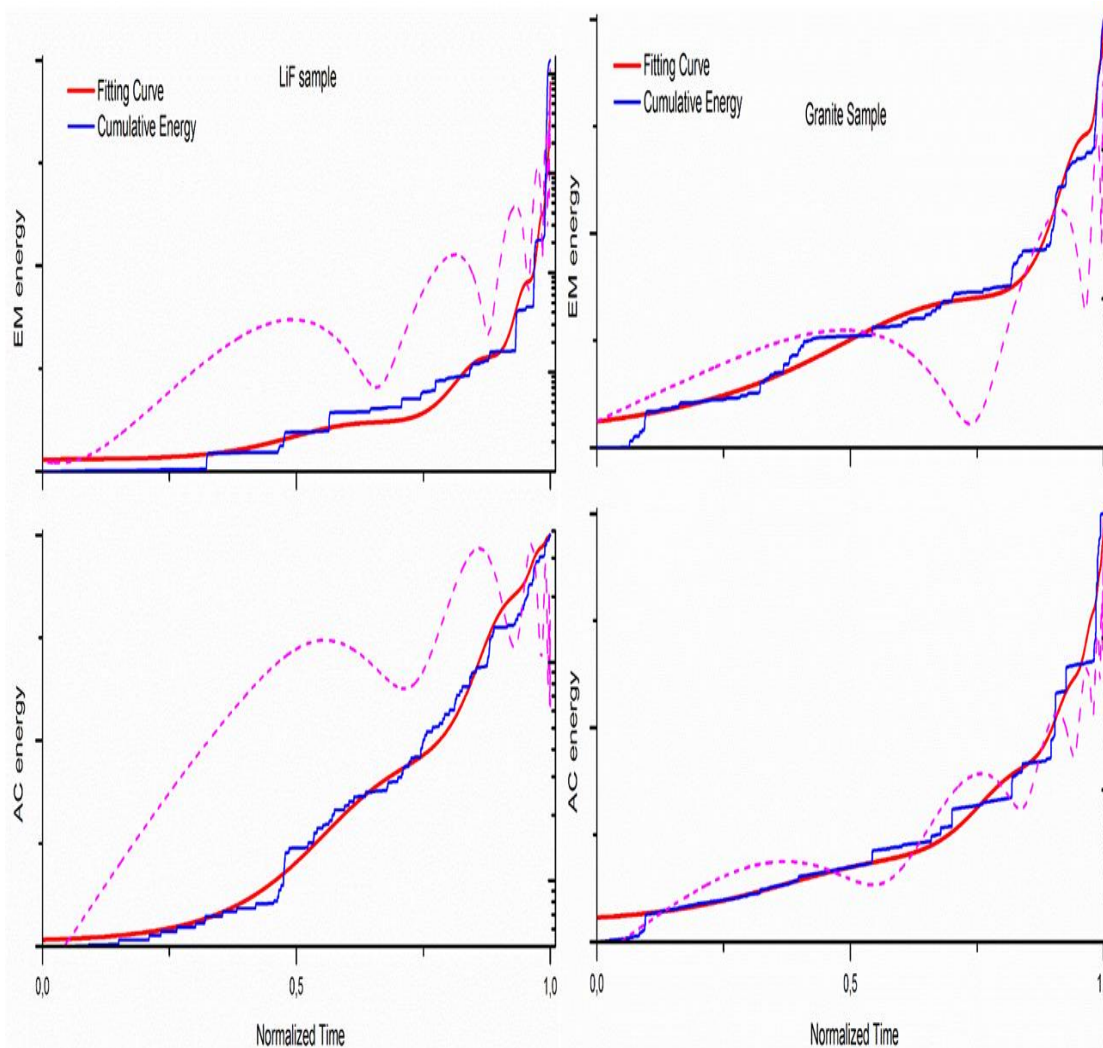
Σχήμα 60: Εκπεμπόμενη ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία (μπλε διάγραμμα - πάνω) από δείγμα γρανίτη υπό μηχανική τάση (κόκκινο διάγραμμα – πάνω). Κάτω η κανονικοποιημένη, αθροισόμενη, ηλεκτρομαγνητική ενέργεια (μπλε διάγραμμα) και η αντίστοιχη προσέγγισή της (κόκκινο διάγραμμα).



Σχήμα 61: Εκπεμπόμενη ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία (μπλε διάγραμμα - πάνω) από δείγμα LiF υπό μηχανική τάση (κόκκινο διάγραμμα - πάνω). Κάτω η κανονικοποιημένη, αθροισόμενη, ηλεκτρομαγνητική ενέργεια (μπλε διάγραμμα) και η αντίστοιχη προσέγγισή της (κόκκινο διάγραμμα).



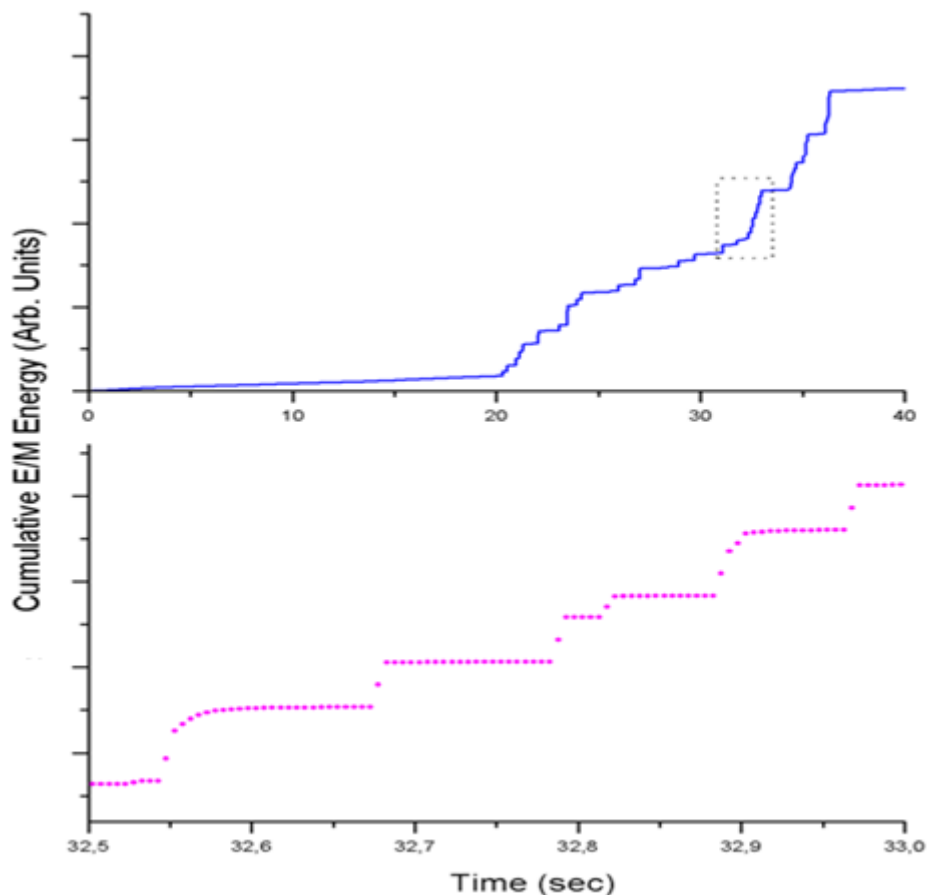
Σχήμα 62: Εκπεμπόμενη ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία (μπλε διάγραμμα - πάνω) από δείγμα LiF υπό μηχανική τάση (κόκκινο διάγραμμα - πάνω). Κάτω η κανονικοποιημένη, αθροισόμενη, ηλεκτρομαγνητική ενέργεια (μπλε διάγραμμα) και η αντίστοιχη προσέγγισή της (κόκκινο διάγραμμα).



Σχήμα 63: Η αθροισόμενη ενέργεια από ακουστική (κάτω διαγράμματα) και ηλεκτρομαγνητική (άνω διαγράμματα) από LiF (αριστερά) και γρανίτη (δεξιά). Οι μπλε καμπύλες εκφράζουν την αθροισόμενη ενέργεια όπως υπολογίζεται από τα πειραματικά δεδομένα, οι κόκκινες καμπύλες αποτελούν την μαθηματική προσέγγιση και οι διάστικτες καμπύλες αποτελούν την πρώτη παράγωγο των μαθηματικών προσεγγίσεων. Με αυτό τον τρόπο γίνονται πιο εύκολα ορατές οι log-periodic διορθώσεις.

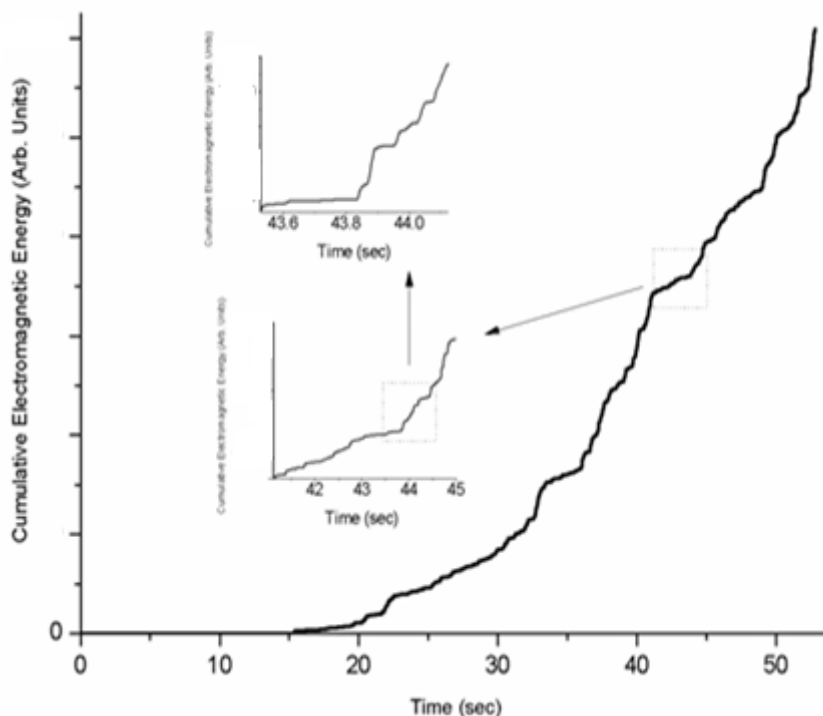
Η μελέτη των διαφόρων διαγραμμάτων της αθροιστικής, εκλυόμενης ενέργειας - τόσο της ακουστικής όσο και της ηλεκτρομαγνητικής εκπομπής - μας επιτρέπει να εξάγουμε δύο

σημαντικά συμπεράσματα, τα οποία είναι ορατά και στα δύο σχήματα που ακολουθούν. Πρώτον η διαδικασία της



Σχήμα 64: Η διακριτή φύση της αθροιστικής ενέργειας που απελευθερώνεται μέσω ακουστικής/ηλεκτρομαγνητικής εκπομπής. Στο κάτω διάγραμμα έχουμε μια μεγέθυνση του μέρους του άνω διαγράμματος που βρίσκεται μέσα σε διάστικτο πλαίσιο. Είναι φανερό ότι κάθε μεταβολή γίνεται από διακριτά βήματα που ακολουθούνται από διαστήματα χωρίς μεταβολή, μέχρι την έλευση του επόμενου βήματος.

απελευθέρωσης ενέργειας είναι μια διακριτή και όχι συνεχής διαδικασία, που πραγματοποιείται ανά σπασμωδικά (intermittent) βήματα και δεύτερον είναι μία διαδικασία που χαρακτηρίζεται από την έννοια της αυτο-ομοιότητας, διέπεται, δηλαδή, από το ιδιότυπο χαρακτηριστικό να παραμένει αμετάβλητη η μορφή του φαινομένου που παρατηρούμε από την κλίμακα παρατήρησης.



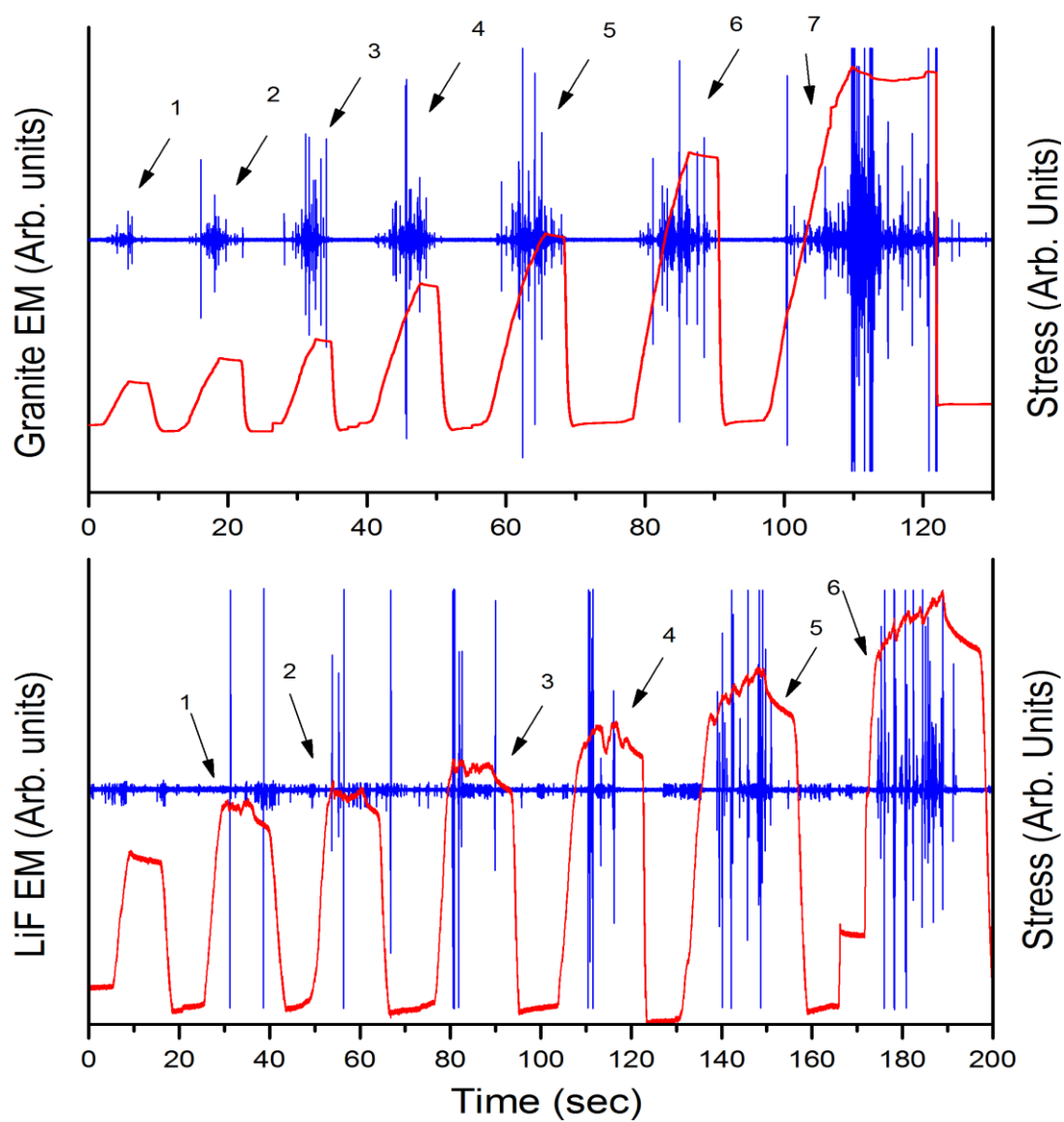
Σχήμα 65: Στο παραπάνω διάγραμμα παρουσιάζεται η αυτο-ομοιότητα που φαίνεται να διέπει την καμπύλη της αθροιστικής ενέργειας. Κάθε μικρό διάγραμμα είναι μία μεγέθυνση του αντίστοιχου διάστικτου πλαισίου στο προηγούμενο διάγραμμα.

Στο Σχήμα 64 φαίνεται η σπασμωδική διαδικασία κατά την οποία αυξάνεται η αθροιστικά απελευθερούμενη ενέργεια. Είναι φανερό πως το φαινόμενο εξελίσσεται με όχι συνεχή τρόπο αλλά με διακριτά και καλώς ορισμένα βήματα. Παράλληλα, στο Σχήμα 65, φαίνεται η αυτοομοιότητα του φαινομένου, αφού καθώς κάνουμε μεγέθυνση στην καμπύλη της αθροιζόμενης ενέργειας, η μορφή της παραμένει η ίδια. Από τα δύο αυτά σχήματα δικαιολογείται ο χαρακτηρισμός του φαινομένου ως DSI (Discrete Scale Invariant), δηλαδή ως διακριτού φαινομένου χωρίς εξάρτηση από την κλίμακα παρατήρησης.

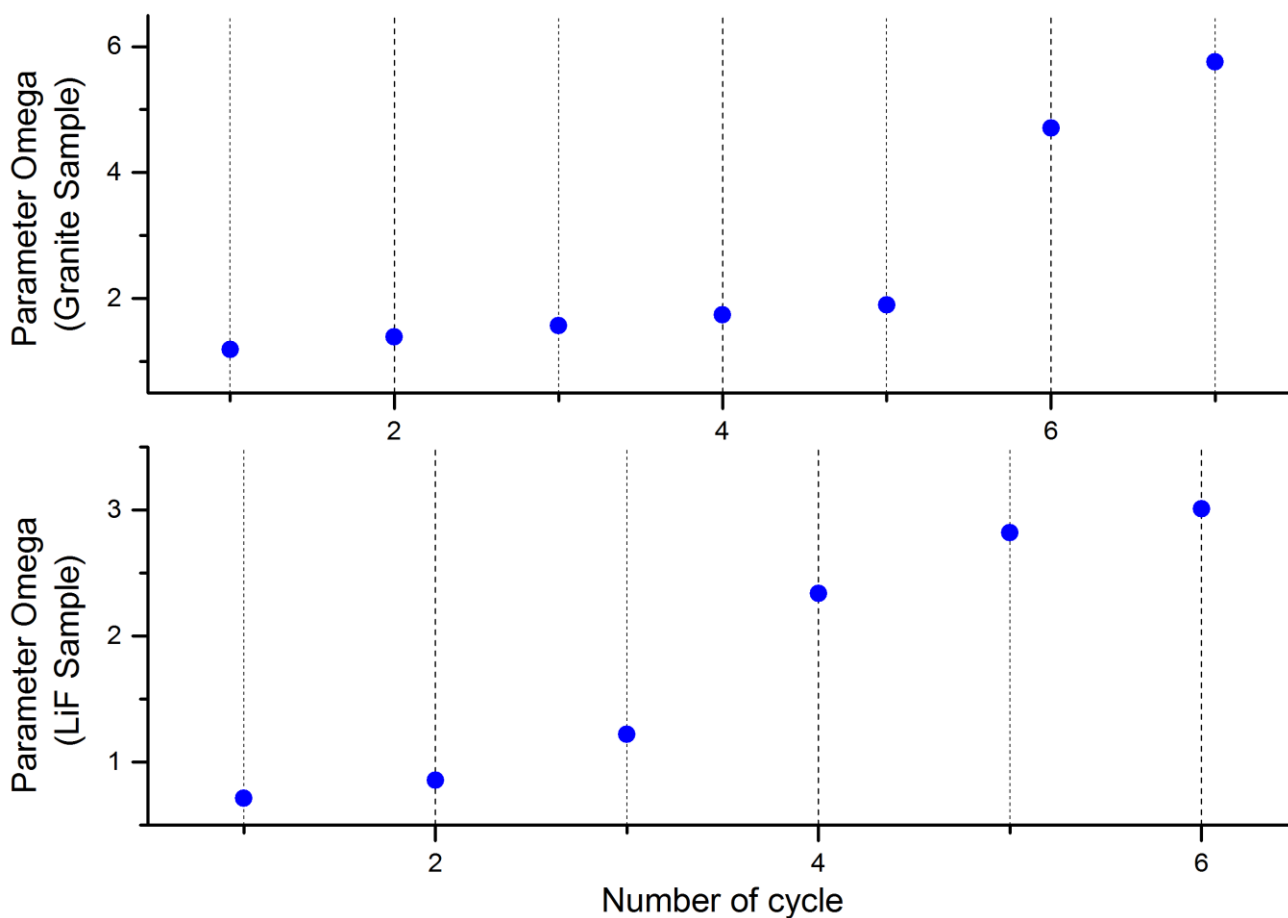
5.3.1 Οι παράμετροι α , ω και το φαινόμενο Kaiser

Η εξίσωση που χρησιμοποιήθηκε για την θεωρητική προσέγγιση των πειραματικών παραμέτρων χαρακτηρίζεται από τις παραμέτρους α και ω . Σκοπός της εργασίας αυτής ήταν να ερευνηθεί η ικανότητα των παραμέτρων αυτών να αντιστοιχηθούν με ιδιότητες του υλικού ή με φυσικά μεγέθη που χαρακτηρίζουν τη διαδικασία της καταπόνησης ενός υλικού μέχρι το σημείο της μακροσκοπικής θραύσης. Ένας τρόπος για να μελετηθεί διεξοδικότερα η σημασία των παραμέτρων ήταν η εφαρμογή του μαθηματικού μοντέλου σε δείγματα που έχουν καταπονηθεί σε διαδοχικούς κύκλους συμπίεσης-αποσυμπίεσης (φαινόμενο Kaiser). Με αυτή τη διαδικασία αναμένουμε να δούμε αλλαγές στις τιμές τους καθώς οδεύουμε προς την τελική κατάρρευση.

Στη συνέχεια της ενότητας παρουσιάζονται οι τιμές της παραμέτρου ω που έχουν υπολογιστεί κατά την εφαρμογή που έγιναν σε δείγματα LiF και γρανίτη, τα οποία υποβλήθηκαν σε καταπόνηση ανά κύκλους, εφαρμόζοντας το φαινόμενο Kaiser (Σχήμα 66). Σε κάθε κύκλο υποθέσαμε ότι γίνεται μια ξεχωριστή κατάρρευση και την επεξεργαστήκαμε μεμονωμένα, αναμένοντας να δούμε αν εμφανίζονται αξιοσημείωτες διαφορές και διακυμάνσεις στις τιμές που λαμβάνει η παράμετρος ω . Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται παρακάτω.

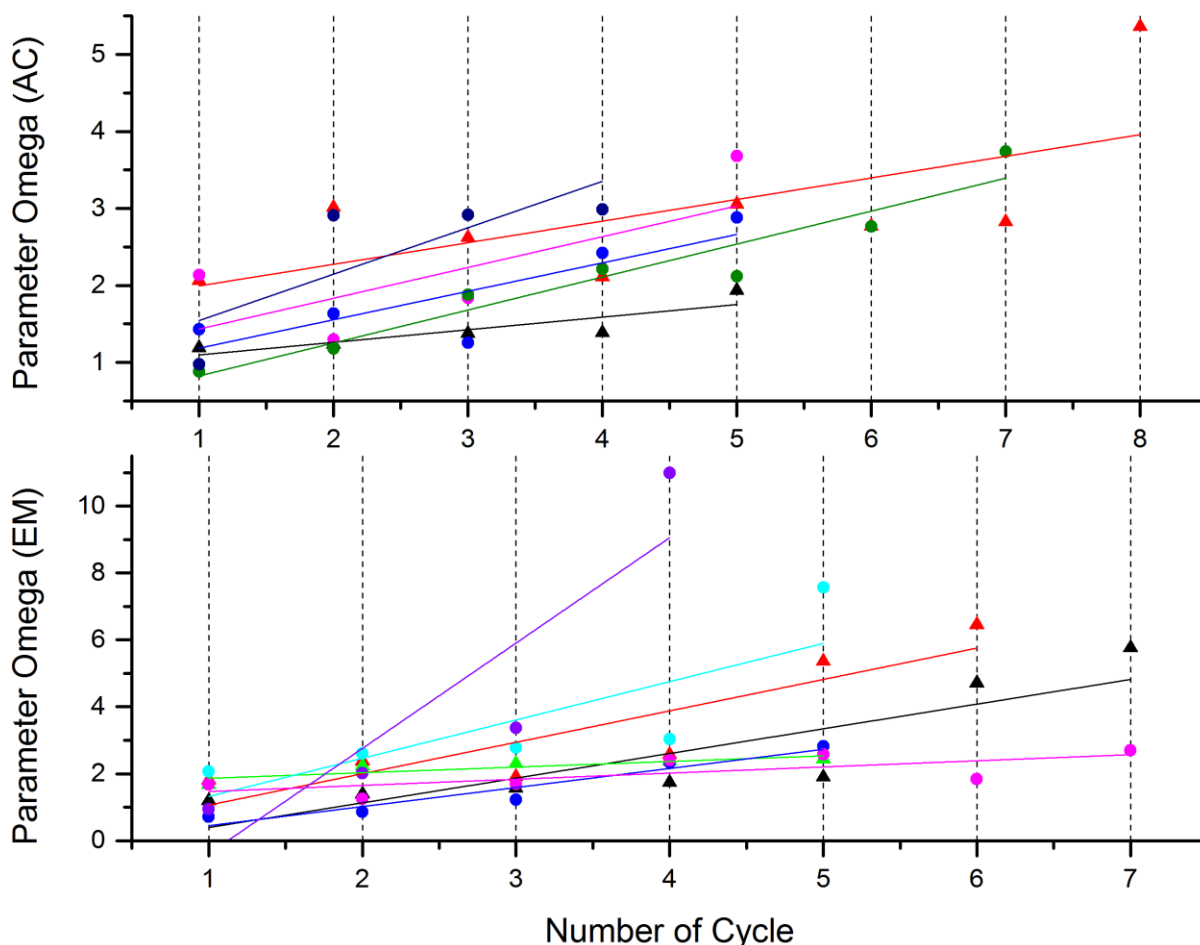


Σχήμα 66: Παράδειγμα καταγραφής ηλεκτρομαγνητικής εκπομπής από γρανίτη (πάνω) και LiF (κάτω), εφαρμόζοντας το φαινόμενο Kaiser.



Σχήμα 67: Η παράμετρος ω (κάθετος άξονας) όπως έχει υπολογιστεί ανά κύκλο για το σήμα από γρανίτη (άνω) από το Σχήμα 66 και για το LiF (κάτω) από το ίδιο σχήμα. Στον οριζόντιο άξονα αποτυπώνεται ο αύξων αριθμός του κύκλου πίεσης-αποσυμπίεσης.

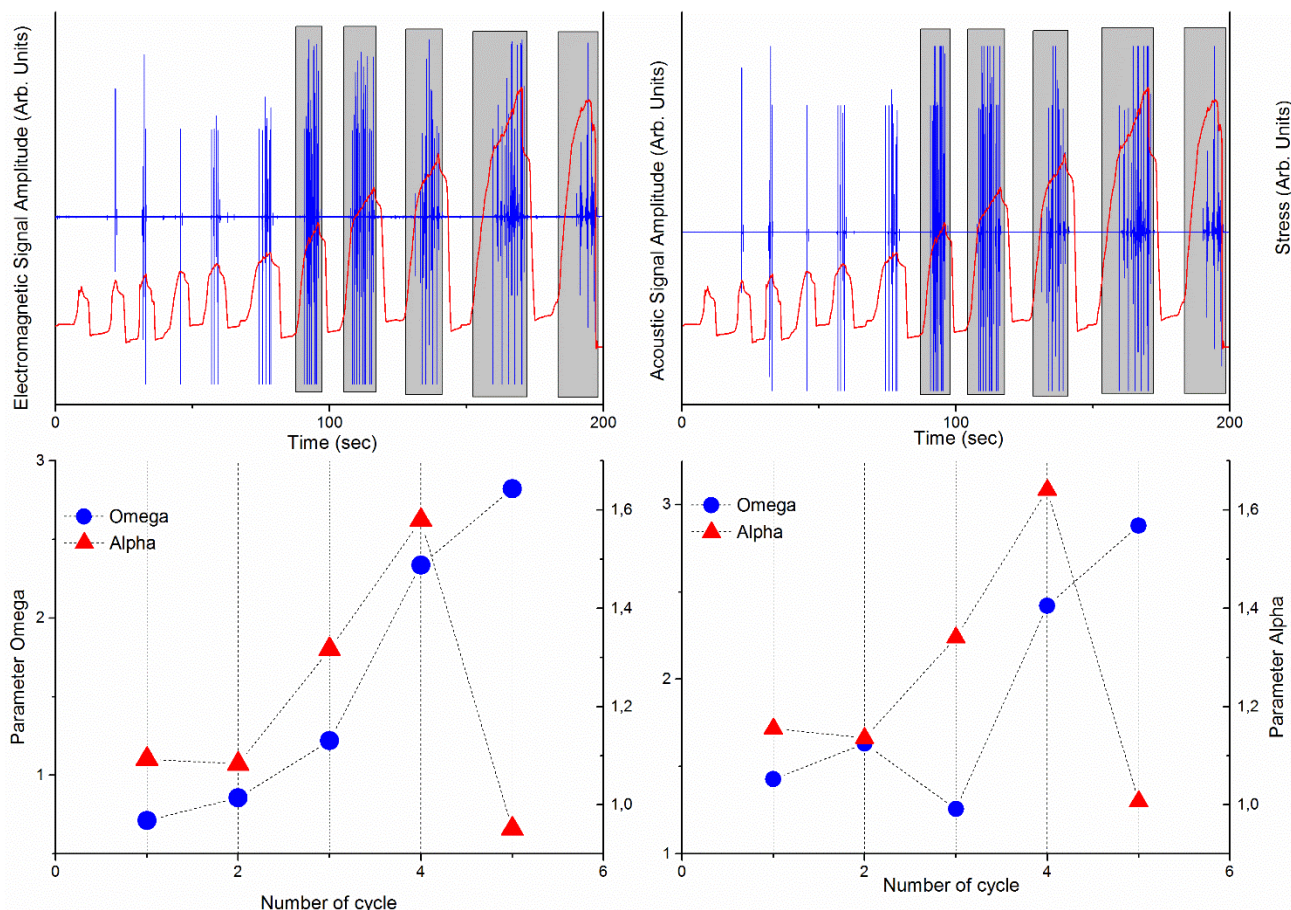
Οι τιμές που υπολογίσαμε και τα αντίστοιχα διαγράμματα παρουσιάζονται στο Σχήμα 68 που ακολουθεί, όπου έχουν συγκεντρωθεί τα αποτελέσματα για μερικά διαφορετικά δείγματα.



Σχήμα 68: Οι παράμετροι ω όπως έχουν υπολογιστεί για κάθε διαφορετικό κύκλο σε διάφορα δείγματα, τόσο γρανίτη (συμβολίζονται με τρίγωνο σχήμα) όσο και LiF (συμβολίζονται με κυκλικό σχήμα). Πάνω είναι οι τιμές για την ηχητική εκπομπή (AC) και κάτω για την ηλεκτρομαγνητική. Κάθε περίπτωση συνοδεύεται από μία γραμμική προσέγγιση ώστε να φαίνεται αν έχουν τάση φθίνουσα ή αύξουσα.

Την παραπάνω διαδικασία ακολουθήσαμε και για την μελέτη της παραμέτρου α , όπου ανά κύκλους υπολογίζαμε την παράμετρο περιμένοντας να δούμε μία κοινή συμπεριφορά από πείραμα σε πείραμα. Όπως είδαμε για την περίπτωση της παραμέτρου ω , η αυξητική τάση που εμφάνιζε καθώς οδεύουμε στο τελικό σημείο θραύσης ήταν φανερή στο σύνολο των καταγραφών. Στην περίπτωση της παραμέτρου α παρατηρήθηκε μία διαφορετική συμπεριφορά. Παρακάτω παραθέτουμε ένα χαρακτηριστικό παράδειγμα από LiF (Σχήμα 69), όπου μελετάμε τόσο την ηλεκτρομαγνητική όσο και την ακουστική εκπομπή. Στα γραφήματα κάτω από τις καταγραφές, παρουσιάζονται οι τιμές του α (μπλε) και του ω (κόκκινο) ανά κύκλο συμπίεσης-αποσυμπίεσης (γραμμοσκιασμένες περιοχές). Βλέπουμε ότι η παράμετρος

ω όντως αυξάνεται, κάτι που κάνει και η παράμετρος α με εξαίρεση τον τελευταίο κύκλο συμπίεσης-αποσυμπίεσης που παρουσιάζει μία καθίζηση, γεγονός που θα εξηγηθεί στο επόμενο κεφάλαιο της συζήτησης.



Σχήμα 69: Ηλεκτρομαγνητική και Ακουστική εκπομπή από δείγμα LiF. Στα κάτω διαγράμματα η παράμετρος α (κόκκινο) και ω (μπλε) για κάθε κύκλο συμπίεσης-αποσυμπίεσης.

Για την πληρέστερη εικόνα του φαινομένου υπολογίσαμε για κάθε κύκλο τις εντροπίες Tsallis και Fuzzy, οι οποίες είναι δύο αρκετά δημοφιλή μέτρα πολυπλοκότητας και θα μας βοηθήσουν να συμπεράνουμε τι συμβαίνει σε κάθε μεταγενέστερο κύκλο του πειράματος.

Για την περίπτωση της Tsallis εντροπίας θεωρούμε πως $s_k = s(t_k)$ είναι μία διακριτή μετρήσιμη μεταβλητή, με $t_k = kT$, $k = 1, 2, \dots, K$, όπου T είναι η περίοδος δειγματοληψίας. Ορίζουμε ως N ένα σύνολο διπλανών αλλά μη επικαλυπτόμενων πινάκων τιμών, που εκτείνονται στο σύνολο των τιμών $\{s_k\}$, και συμβολίζονται ως $\{x_n\}$, $n = 1, 2, \dots, N$.

Αν $P = \{p(x_1), p(x_2), \dots, p(x_N)\}$ είναι μία διακριτή και πεπερασμένη κατανομή πιθανοτήτων, με $\sum_{n=1}^N p(x_n) = 1$, που περιγράφει τις πιθανότητες των τιμών της χρονοσειράς να ανήκουν σε ένα από τα σύνολα N , τότε η πιθανότητα για μία τιμή της χρονοσειράς να ανήκει στο n -οστό σύνολο είναι $p(x_n)$. Η εντροπία Tsallis S_q είναι μία γενίκευση της στατιστικής Boltzmann-Gibbs, που καλύπτει μη εργοδικά συστήματα, συστήματα που οι «δομικοί τους λίθοι» δεν μπορούν να θεωρηθούν ασυσχέτιστοι και χαρακτηρίζονται από μη-επεκτατική στατιστική. Η εντροπία αυτή υπολογίζεται από τη σχέση [132]:

$$S_q = k \frac{1}{q-1} \left\{ 1 - \sum_{n=1}^N [p(x_n)]^q \right\}$$

όπου q είναι ένας πραγματικός αριθμός και k είναι η σταθερά Boltzmann. Η τιμή της παραμέτρου q αποτελεί ένα μέτρο της μη-επεκτασιμότητας του συστήματος. Στο όριο $q \rightarrow 1$ η μη-επεκτατική στατιστική συγκλίνει με την κλασσική Boltzmann-Gibbs [133]. Οι διακυμάνσεις της εντροπίας S_q χαρακτηρίζουν την πολυπλοκότητα ενός συστήματος. Για μικρές τιμές της το σύστημα εμφανίζει μικρή πολυπλοκότητα, άρα είναι πιο ανοργάνωτο και τυχαίο.

Η εντροπία Fuzzy είναι μια «στατιστική κανονικότητα» που ποσοτικοποιεί την προβλεψιμότητα των διακυμάνσεων σε μια χρονική σειρά. Για τον υπολογισμό της, η ομοιότητα μεταξύ ορισμένων διανυσμάτων/πινάκων τιμών ορίζεται με βάση την fuzzy (ασαφή) συμπεριφορά των συνόλων τιμών. Μπορεί να θεωρηθεί ως μια αναβαθμισμένη εναλλακτική για την αξιολόγηση της πολυπλοκότητας, ιδιαίτερα για τις βραχείες χρονικές σειρές που έχουν επηρεαστεί από θόρυβο.

Για την περίπτωση που $s_k = s(t_k)$ είναι μία διακριτή μετρήσιμη μεταβλητή, με $t_k = kT$, $k = 1, 2, \dots, K$, μπορεί κάποιος να ορίσει $N-m+1$ πίνακες, που ο καθένας αποτελείται από m διαδοχικές τιμές της χρονοσειράς με $\mathbf{X}_i^m = \{s_i, s_{i+1}, \dots, s_{i+m-1}\} - \bar{s}_i$, όπου $i = 1, 2, \dots, N - m + 1$ και

$$\bar{s}_i = m^{-1} \sum_{j=0}^{m-1} s_{i+j}.$$

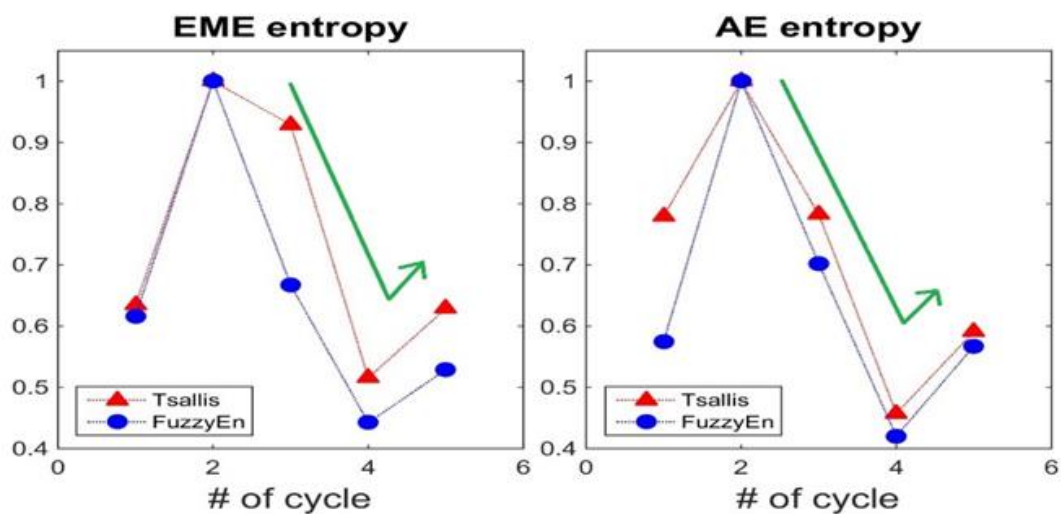
Για τον υπολογισμό της $FuzzyEn$, οι πρώτοι $N - m$ πίνακες χρησιμοποιούνται, όπου D_{ij}^m είναι ο βαθμός ομοιότητας \mathbf{X}_i^m και κάθε ένας από τους \mathbf{X}_j^m βρίσκεται σε απόσταση r από τον πίνακα \mathbf{X}_i^m , όπως καθορίζεται από την οικογένεια συναρτήσεων $Fuzzy D_{ij}^m = \mu(d_{ij}^m, r)$, όπου d_{ij}^m είναι η απόλυτη, μέγιστη διαφορά των αντίστοιχων \mathbf{X}_i^m και \mathbf{X}_j^m .

Για κάθε πίνακα \mathbf{X}_i^m η μέση τιμή των βαθμών ομοιότητας ως προς τους γειτονικούς πίνακες \mathbf{X}_j^m , $j|_{j \neq i} = 1, 2, \dots, N - m + 1$, καθορίζεται ως $\phi_i^m(r) = (N - m - 1)^{-1} \sum_{i=1, j \neq i}^{N-m} D_{ij}^m$, όπου το $\phi^m(r) = (N - m)^{-1} \sum_{i=1}^{N-m} \phi_i^m(r)$ και το $\phi^{m+1}(r) = (N - m)^{-1} \sum_{i=1}^{N-m} \phi_i^{m+1}(r)$, μας οδηγούν στον ορισμό της $FuzzyEn(m, r)$ που ορίζεται ως $FuzzyEn(m, r) = \lim_{N \rightarrow \infty} [\ln \phi^m(r) - \ln \phi^{m+1}(r)]$, η οποία για μία πεπερασμένη χρονοσειρά μπορεί να προσεγγιστεί ως:

$$FuzzyEn(m, r, N) = \ln \phi^m(r) - \ln \phi^{m+1}(r)$$

Οι μικρότερες τιμές της $FuzzyEn(m, r)$ δείχνουν μια μεγαλύτερη πιθανότητα ότι ένα σύνολο δεδομένων που θα πρέπει χαρακτηρίζεται από παρόμοια δεδομένα (κανονικότητα). Έτσι, μεγαλύτερες τιμές της $FuzzyEn(m, r)$ υποδεικνύουν μεγαλύτερη κανονικότητα και άρα μικρότερη πιθανότητα να συναντήσουμε δεδομένα με επαναλαμβανόμενες τιμές (irregularity - ανωμαλία). Ως εκ τούτου, οι μεγαλύτερες τιμές μεταφέρουν μια διαταραχή και τυχαιότητα, δηλαδή το σύστημα εμφανίζει πολυπλοκότητα. Κατά συνέπεια, μια χαμηλή/υψηλή τιμή της $FuzzyEn(m, r)$ αντιπροσωπεύει ένα υψηλό/χαμηλό βαθμό κανονικότητας αντίστοιχα.

Έχοντας υπόψη τα παραπάνω, υπολογίσαμε την εντροπία Tsallis και την εντροπία Fuzzy για κάθε κύκλο στην περίπτωση του φαινομένου Kaiser, όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα.



Σχήμα 70: Η εντροπία Tsallis (κόκκινη γραμμή) και Fuzzy (μπλε γραμμή) για την ηλεκτρομαγνητική (αριστερά) και ακουστική (δεξιά) εκπομπή.

Βλέπουμε ότι και οι δύο εντροπίες παρουσιάζουν όμοια συμπεριφορά, όπου μειώνεται η τιμή τους στους 3 κύκλους πριν την κατάρρευση και αυξάνεται στον τελευταίο κύκλο. Το γεγονός αυτό μας οδηγεί σε συμπεράσματα που θα μας βοηθήσουν στην ερμηνεία των αποτελεσμάτων μας σχετικά με την παράμετρο α και θα παρουσιαστούν στο επόμενο κεφάλαιο.

5.4 Παρατηρήσεις

Τα πειράματα που κάναμε βασίστηκαν στην ομοαξονική συμπίεση και παραμόρφωση ιοντικών, μη πιεζοηλεκτρικών κρυστάλλων αλλά και πιεζοηλεκτρικών δειγμάτων γρανίτη, όπως είδαμε στο προηγούμενο κεφάλαιο των αποτελεσμάτων. Από τα πειράματα αυτά παρατηρήσαμε, καταγράψαμε και επεξεργαστήκαμε τα ακουστικά και ηλεκτρομαγνητικά σήματα που εκπέμπονται κατά την διαδικασία αυτή.

Με τη μελέτη των αποτελεσμάτων του συνόλου των πειραμάτων που έχουν διεξαχθεί, κάποια πρώτα συμπεράσματα που μπορούμε να εξάγουμε σχετικά με την ηλεκτρομαγνητική και ακουστική εκπομπή είναι τα ακόλουθα:

- Η ένταση της ηλεκτρομαγνητικής εκπομπής αυξάνεται καθώς οδεύουμε προς το σημείο θραύσης του υλικού.
- Κοντά στο χρονικό σημείο της τελικής κατάρρευσης, η μηχανική τάση σταθεροποιείται (εμφανίζεται ένα πλάτωμα όπου δεν αυξάνεται η τιμή της) και τότε είναι που το δείγμα εισέρχεται σε μία ασταθή κατάσταση αλυσιδωτής αύξησης τόσο των ηλεκτρομαγνητικών σημάτων όσο και των ακουστικών.
- Το άνοιγμα μίας μικρορωγμής συνοδεύεται από ηλεκτρομαγνητική και ακουστική εκπομπή και στα δύο είδη υλικών (Σχήμα 48 και Σχήμα 49). Η εκπομπή αυτή αποτελεί την «υπογραφή» της δημιουργίας μιας μικρορωγμής. Τα πειράματα, όμως, σε ακτινοβολημένα δείγματα έδειξαν πως η ταυτόχρονη εκπομπή ηλεκτρομαγνητικών και ακουστικών σημάτων δεν είναι αναγκαία υπόθεση. Υπάρχουν περιπτώσεις που τα δύο φαινόμενα είναι ανεξάρτητα και αυτό αποτελεί ένα σημαντικό σημείο για την ανάπτυξη ενός ολοκληρωμένου μοντέλου του μηχανισμού εκπομπής των ηλεκτρομαγνητικών σημάτων.
- Συγκρίνοντας το Σχήμα 48 με το Σχήμα 49 παρατηρήσαμε σημαντικές διαφορές μεταξύ των ηλεκτρομαγνητικών παλμών από LiF και γρανίτη, γεγονός που υποδηλώνει τη διαφοροποίηση του μηχανισμού παραγωγής τους ανάλογα με το υλικό.
- Η εφαρμογή των μαθηματικών μοντέλων περιγραφής της απελευθερούμενης ενέργειας από τα φαινόμενα εκπομπής, που συνοδεύουν την θραύση, πραγματοποιήθηκε με επιτυχία και στην περίπτωση των ηλεκτρομαγνητικών σημάτων, ενώ μέχρι τώρα στη βιβλιογραφία υπήρχαν εφαρμογές μόνο στην ακουστική εκπομπή. Παράλληλα εφαρμόστηκε και σε ιοντικούς, μη πιεζοηλεκτρικούς

κρυστάλλους και όχι μόνο σε γρανιτικά πετρώματα, όπως είχε γίνει μέχρι τώρα. Η διαδικασία βοηθάει στην εξαγωγή συμπερασμάτων σχετικά με την εγκυρότητα του μοντέλου και στην πιστοποίηση των ισχυρισμών μας.

6. ΔΙΑΤΥΠΩΣΗ ΚΑΙ ΥΠΟΣΤΗΡΙΞΗ ΑΠΟ ΤΑ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΜΑΣ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΤΟΥ ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΥ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΗΣ ΕΚΠΟΜΠΗΣ

6.1 Υπάρχοντα μοντέλα μηχανισμού ηλεκτρομαγνητικής εκπομπής

Όπως έχουμε αναφέρει πρωτίτερα, έχουν αναπτυχθεί διάφορα μοντέλα στην προσπάθεια της επιστημονικής κοινότητας να εξηγήσουν τον μηχανισμό παραγωγής της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας κατά την παραμόρφωση των κρυσταλλικών υλικών. Ένα από τα πρώτα μοντέλα που έχουν προταθεί είναι των Mishra (1978) [13] και Ghosh (1980) [134], οι οποίοι εστίασαν στα πειράματα με μέταλλα. Οι παραπάνω ισχυρίζονται ότι κατά τα μεταβατικά στάδια της καταπόνησης του υλικού όπου υπάρχει ανομοιόμορφη κατανομή των γραμμικών μετατοπίσεων, οι κινούμενες μετατοπίσεις κατανέμονται σε τέτοιες θέσεις ώστε να είναι μηχανικά σταθερές. Αν στα σημεία φρεναρίσματος των μετατοπίσεων η ενέργειά τους μειωθεί, τότε αυτοπαγιδεύονται εκεί και τα αγωγή ηλεκτρόνια (Conduction Electrons) που σχετίζονται με τις μετατοπίσεις αυτές και εγκλωβίζονται ως προς τα θετικά ιόντα του πλέγματος αλουμινίου, όπως μελέτησαν στα πειράματά τους οι Mishra και Ghosh. Το φρενάρισμα των ηλεκτρονίων αυτών είναι ο μηχανισμός που παράγει τους παρατηρούμενους ηλεκτρομαγνητικούς παλμούς (φαινόμενο Bremsstrahlung). Ειδικότερα ο Mishra [13] θεώρησε πως στα διάφορα μεταβατικά στάδια, όπως το «yield point» ή τη θραύση, η ανακατανομή των αγωγιμων ηλεκτρονίων οδηγεί στη δημιουργία ταλαντωμένων Hertzian δίπολων, που ευθύνονται για την ανάπτυξη των ηλεκτρομαγνητικών παλμών. Τα Hertzian δίπολα είναι μια διάταξη δύο αγωγών σε σταθερή απόσταση, μεταξύ των οποίων ταλαντώνεται κάποιο ηλεκτρικό φορτίο και εκπέμπεται ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία. Όταν η απόσταση των δύο αγωγών είναι μικρή σε σύγκριση με το μήκος κύματος της εκπεμπόμενης ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας, τότε το ρεύμα που ρέει στη διάταξη έχει την ίδια φάση σε όλο το μήκος της απόστασης των δύο αγωγών.

Στον αντίποδα του μοντέλου αυτού, ο Molotskii (1980) [53] ισχυρίσθηκε ότι οι ηλεκτρομαγνητικοί παλμοί οφείλονται στην αύξηση του ολικού μήκους και ταχύτητας των γραμμικών μετατοπίσεων που πραγματοποιούνται κατά τα μεταβατικά στάδια. Από τη στιγμή που οι γραμμικές μετατοπίσεις λειτουργούν ως ηλεκτρικά δίπολα, ο μηχανισμός αυτός οδηγεί στη συνεχή αύξηση της ορμής των δίπολων με συνοδευόμενη ηλεκτρομαγνητική εκπομπή. Βλέπουμε ότι και οι δύο προτάσεις βασίζουν την ερμηνεία των ηλεκτρομαγνητικών παλμών καθαρά στη συμπεριφορά των γραμμικών μετατοπίσεων, γεγονός που δεν αφήνει περιθώρια

για εξήγηση του φαινομένου στις περιπτώσεις των εύθραυστων (brittle) υλικών, όπου η δημιουργία, πολλαπλασιασμός και διάδοση των γραμμικών μετατοπίσεων είναι αρκετά περιορισμένη.

Την ίδια εποχή οι Finkel et al. (1975) [50] πραγματοποιώντας πειράματα θραύσης αλκαλικών γαιών υποστήριξαν ότι η διαδικασία αυτή δημιουργεί ένα μωσαϊκό από θετικά και αρνητικά ιόντα. Θεώρησαν ότι οι ηλεκτρομαγνητικοί παλμοί που παρατηρούνται είναι απόρροια των εκφορτίσεων (discharges) των παραπάνω φορτίων. Η εξήγηση των ηλεκτρομαγνητικών παλμών, αποκλειστικά με την έννοια των εκφορτίσεων, μοιάζει αληθοφανής. Η αδυναμία του μοντέλου έγκειται στο γεγονός ότι το φάσμα των συχνοτήτων μίας εκφόρτισης μοιάζει με αυτό του «λευκού θορύβου», γεγονός, όμως, που δεν ισχύει για την περίπτωση των ηλεκτρομαγνητικών παλμών κατά τη θραύση, όπως έδειξαν μεταγενέστερες εργαστηριακές μελέτες [135] [30].

Οι Gershenzon et al. (1986) [51] [136], ύστερα από πειράματα με δείγματα LiF, υποστήριξαν ότι αρνητικό ηλεκτρικό φορτίο κινείται ταυτόχρονα με την άκρη μίας ρωγμής (crack tip) καθώς θετικό φορτίο συσσωρεύεται στην υπόλοιπη περιβάλλουσα περιοχή. Λόγω του φαινομένου αυτού, ακτινοβολία διπόλου πρέπει να εκπέμπεται από τα αντίθετα αυτά φορτία, καθώς διαχωρίζονται κατά μήκος της ρωγμής κατά την επιβράδυνσή της.

Αργότερα οι O'Keefe και Thiel (1995) [16] ανέπτυξαν το μοντέλο του πυκνωτή, όπου θεώρησαν πως οι επιφάνειες μίας αναπτυσσόμενης ρωγμής μπορούν να αντιστοιχηθούν με τις φορτισμένες επιφάνειες ενός πυκνωτή. Καθώς αυτές απομακρύνονται, δεδομένου ότι το αρχικό φορτίο σε αυτές παραμένει σταθερό, τότε η χωρητικότητα της διάταξης μειώνεται και, επομένως, η ηλεκτρική τάση στον χώρο αυτό αυξάνεται. Η ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία που πρέπει να παρατηρείται από το μοντέλο αυτό υπονοεί την άμεση σύνδεσή της με την ακουστική εκπομπή, καθώς η απομάκρυνση των επιφανειών μίας μικρορωγμής, συνεπάγεται την εκτόνωση και παραμόρφωση του κρυστάλλου και κατ' επέκταση την παραγωγή ακουστικών παλμών. Η άμεση σύνδεση των δύο φαινομένων είναι, όμως, κάτι που δεν αποτελεί τον κανόνα στη διαδικασία της καταπόνησης και της θραύσης.

Ο Laptukhov (1995) [52] υποστήριξε ότι όταν ένα σώμα επιταχύνεται, τα ηλεκτρονικά νέφη των ατόμων του παραμορφώνονται με τέτοιο τρόπο που ένα ηλεκτρικό πεδίο δημιουργείται στον χώρο του πυρήνα του ατόμου. Αν η επιταχυνόμενη κίνηση του ηλεκτρονικού κελυφους αλλάξει, τότε αλλάζει και η διάταξη του ηλεκτρικού νέφους ως προς τον πυρήνα, κάτι που

σημαίνει ότι ένα μη μηδενικό ηλεκτρικό ρεύμα δημιουργείται σε κάθε άτομο το οποίο είναι υπεύθυνο για τη δημιουργία των ηλεκτρικών παλμών κατά τη διάδοση των ελαστικών διαταραχών μέσα σε ένα στερεό.

Τέλος, οι Rabinovitch et al. (2007) [53] υποστήριξαν ότι κατά την ανάπτυξη μίας μικρορωγμής συντελείται σπάσιμο ατομικών δεσμών. Τα άτομα στις επιφάνειες της ρωγμής οδηγούνται σε θέσεις μη ισορροπίας και ταλαντώνονται γύρω από την θέση ισορροπίας τους. Κατά τη διαδικασία αυτή, θετικά φορτία κινούνται μαζί με αντίστοιχα αρνητικά, έχοντας αντίθετη φάση, και η κίνηση αυτή φθίνει με την πάροδο του χρόνου. Η ταλάντωση των ηλεκτρικών διπόλων που δημιουργούνται αποτελεί την πηγή των ηλεκτρομαγνητικών παλμών που παρατηρούνται. Το μοντέλο αυτό δίνει μία αληθοφανή εξήγηση για τους ηλεκτρομαγνητικούς παλμούς που παρατηρούνται στις περιπτώσεις πιεζοηλεκτρικών υλικών αλλά αδυνατεί να εξηγήσει την μορφή ηλεκτρομαγνητικών παλμών από περιπτώσεις ιοντικών, μη πιεζοηλεκτρικών κρυστάλλων (Σχήμα 48 και Σχήμα 49).

Συνοπτικά, αυτά είναι τα κυριότερα μοντέλα που έχουν προταθεί μέχρι σήμερα για την ερμηνεία του μηχανισμού παραγωγής των ηλεκτρομαγνητικών παλμών κατά τη θραύση των υλικών. Στις παραγράφους που ακολουθούν θα προταθεί μοντέλο μηχανισμού παραγωγής των ηλεκτρομαγνητικών σημάτων βασισμένο σε δικές μας πειραματικές μετρήσεις και θα ισχυροποιήσουμε την πρόταση αυτή για τον μηχανισμό και τον τρόπο λειτουργίας του φαινομένου δίνοντας βάση στις καταγραφές σε πιεζοηλεκτρικά και μη πιεζοηλεκτρικά υλικά, στα πειράματα στα ακτινοβολημένα δείγματα LiF, καθώς και στα αποτελέσματα από την εφαρμογή του μαθηματικού μοντέλου εξέλιξης της θραύσης στις πειραματικές μας καταγραφές.

6.2 Πειραματικά υποστηριζόμενος μηχανισμός ηλεκτρομαγνητικής εκπομπής

Στηριζόμενοι στα πειραματικά μας αποτελέσματα οδηγούμαστε στο συμπέρασμα πως η ηλεκτρομαγνητική εκπομπή κατά την παραμόρφωση των υλικών πρέπει να οφείλεται στο φορτίο που φέρουν οι φορτισμένες γραμμικές μετατοπίσεις. Το είδος του φορτίου που φέρουν και ο τρόπος που φορτίζονται έχει παρουσιαστεί στη βιβλιογραφία από τον L.Slifkin [137]. Ο συνωστισμός των φορτισμένων μετατοπίσεων στα σημεία «φρεναρίσματος» (stoppers) έχει ως συνέπεια την τοπική συγκέντρωση ισχυρού φορτίου στις περιοχές όπου δημιουργούνται μικρορωγμές με τη σταδιακή αύξηση της μηχανικής τάσης. Όπως θα δούμε παρακάτω, η απότομη διαταραχή του συνωστισμένου φορτίου κατά τη δημιουργία των μικρορωγμών παράγει την παρατηρούμενη ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία.

Τα πειράματά μας περιλάμβαναν μετρήσεις από ιοντικούς, μη πιεζοηλεκτρικούς κρυστάλλους και πιεζοηλεκτρικά υλικά και μας οδήγησαν στο συμπέρασμα ότι υπάρχουν διαφορές στη μορφή των παλμών από τα δύο είδη υλικών. Γι' αυτό το λόγο θα εστιάσουμε αρχικά στην περίπτωση του LiF, που είναι μη πιεζοηλεκτρικός κρύσταλλος, και θα επεκτείνουμε την ανάλυσή μας και στον γρανίτη, ένα καθαρά πιεζοηλεκτρικό υλικό.

Ξεκινώντας, λοιπόν, από τους μη πιεζοηλεκτρικούς κρυστάλλους παρατηρήσαμε ότι:

- i. Μετά το «yield point», όπου ξεκινά η πλαστική παραμόρφωση, έχουμε κίνηση και πολλαπλασιασμό των γραμμικών μετατοπίσεων.
- ii. Στη συνέχεια γίνεται συνωστισμός (pile up) των γραμμικών μετατοπίσεων και άνοιγμα μικρορωγμών. Εδώ παρατηρούνται μεμονωμένες ριπές ηλεκτρομαγνητικών παλμών.
- iii. Στο τέλος η ηλεκτρομαγνητική εκπομπή προέρχεται από τη συμβολή μικρορωγμών που αλληλεπιδρούν μέχρι το σημείο που το σύστημα εισέρχεται στην τελική φάση και οδηγείται στη μακροσκοπική κατάρρευση.

Αναλύοντας περισσότερο το μοντέλο μπορούμε να πούμε πως στην πρώτη φάση το όλο φαινόμενο της μετακίνησης των μετατοπίσεων αποτελείται από δύο διακριτά στάδια, την ομαλή διέλευση (**easy glide**) και τη σκλήρυνση (**work hardening**). Το πρώτο στάδιο είναι εκεί όπου γίνεται η σπασμωδική διέλευση των μεμονωμένων γραμμικών μετατοπίσεων μέσα από το κρυσταλλικό πλέγμα και των σημειακών ατελειών που αυτό περιέχει [124]. Στο στάδιο αυτό μεμονωμένες μετατοπίσεις σαρώνουν και συγκεντρώνουν σημαντικό φορτίο γύρω τους καθώς μετακινούνται μέσα στο υλικό. Κατά την εξέλιξη του σταδίου αυτού αναπτύσσονται τα

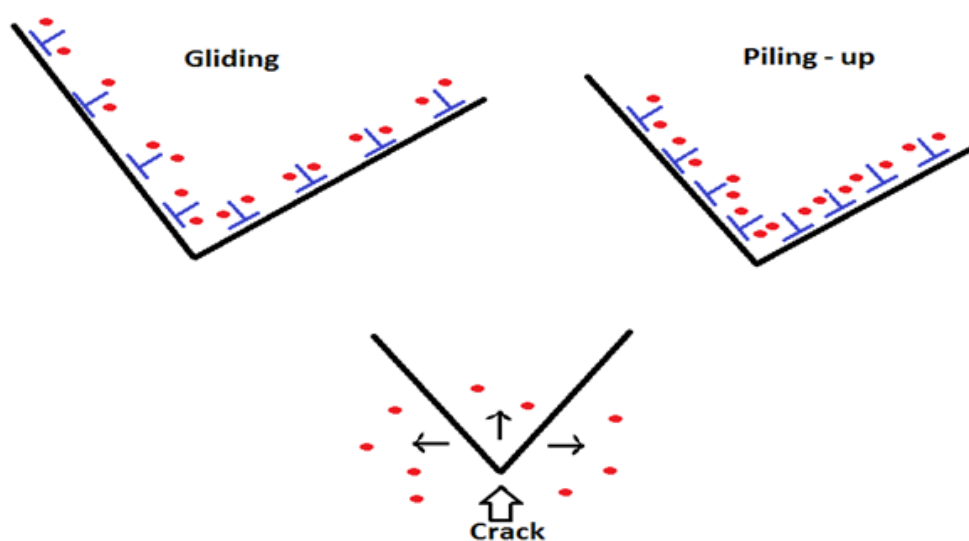
επίπεδα ολίσθησης των μετατοπίσεων (**slip systems**) και γίνεται πολλαπλασιασμός των μετατοπίσεων από διάφορες διεργασίες, όπως οι πηγές Frank-Read.

Η πορεία των μετατοπίσεων μέσα στον κρύσταλλο συνοδεύεται και από το φαινόμενο της σάρωσης (**sweep-up**) φορτίων από το κρυσταλλικό πλέγμα. Συγκεκριμένα, οι μετατοπίσεις ακμής καθώς κινούνται μέσα στο πλέγμα απορροφούν και συμπαρασύρουν τα φορτισμένα κενά (**charged vacancies**), συγκεντρώνοντας το φορτίο στον πυρήνα τους και μεταφέροντάς το κατά μήκος της γραμμής μετατόπισης. Τα φορτισμένα κενά είναι συνήθως ζεύγη κενών - προσμίξεων (VIP-Vacancy Impurity Pair), τα οποία αποτελούν εμπόδια για τις μετατοπίσεις (**pinning points**), καθώς η ιοντική ακτίνα των προσμίξεων είναι διαφορετική από την αντίστοιχη του κατιόντος του κρυστάλλου και επομένως διαταράσσουν τη συνέχεια του πλέγματος και προβάλλουν αντίσταση στην ομαλή πορεία της μετατόπισης. Όταν η μετατόπιση «ξεκλειδώσει» από ένα τέτοιο ζεύγος και μετακινηθεί μέχρι να «κλειδώσει» πάλι στο επόμενο, μπορεί να απαγάγει το κενό από το ζεύγος VIP και να το μεταφέρει στον πυρήνα της.

Η ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία που εξαφανίζεται στην περίπτωση των ακτινοβολημένων δειγμάτων LiF από ακτίνες γ, οφείλεται στο ότι οι γραμμικές μετατοπίσεις είτε δεν βρίσκουν φορτίο να σαρώσουν κατά τη μετακίνησή τους είτε το υλικό είναι πολύ εύθραυστο και, επομένως, το yield point πολύ υψηλό, με αποτέλεσμα να μην υπόκειται σε πλαστική παραμόρφωση αλλά να οδηγείται κατευθείαν σε θραύση. Παρατηρούμενη ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία από τον ιοντικό κρύσταλλο παράγεται μόνο εάν η μετατόπιση καλύπτει αρκετή απόσταση μέσα στο πλέγμα ώστε να συλλέξει αρκετή ποσότητα φορτισμένων κενών. Η συνθήκη αυτή ικανοποιείται επαρκώς μόνο σε μη ακτινοβολημένους κρυστάλλους με μη διαταραγμένο φορτίο των κενών και σε καλά καθορισμένο στάδιο ομαλής ολίσθησης. Σε ακτινοβολημένους κρυστάλλους με μειωμένο πλήθος φορτισμένων κενών και μεγάλο αριθμό ατελειών που προκύπτουν από την ακτινοβολή με ακτίνες γ, η παραπάνω συνθήκη δεν ισχύει. Ο ασυνεχής χαρακτήρας της κίνησης των μετατοπίσεων υπό την παρουσία του αναπτυγμένου δικτύου των εμποδίων, που δημιουργήθηκε από τις ατέλειες λόγω της ακτινοβολήσης, επηρεάζει άμεσα την κατανομή φορτίου κατά την πλαστική παραμόρφωση. Για παράδειγμα, αν αναλογιστούμε ότι οι ατέλειες έχουν αυξηθεί και η συγκέντρωσή τους είναι της τάξης $\sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, τότε η μέση ελεύθερη απόσταση που μπορεί να διανύσει μία μετατόπιση πριν «κλειδώσει» σε κάποιο εμπόδιο είναι περίπου 100α (α είναι η πλεγματική σταθερά). Συμπεραίνουμε ότι η απόσταση αυτή δεν είναι επαρκής ώστε η μετατόπιση να

σαρώσει αρκετό φορτίο για να δώσει μακροσκοπικά παρατηρήσιμο ηλεκτρομαγνητικό παλμό όταν το φορτίο αυτό απολεστεί. Παράλληλα, η ασκούμενη μηχανική τάση είναι αρκετά μεγάλη ($\langle L \rangle \downarrow \Rightarrow \sigma_g \uparrow$) και ωθεί τη γραμμή μετατόπισης να κινηθεί επιταχυνόμενα χωρίς να επιτρέπεται τα πλεγματικά κενά να «κρατηθούν» από αυτή. Τα πειράματά μας στα ακτινοβολημένα δείγματα υποστηρίζουν τη θεώρηση αυτή.

Με την ενίσχυση της καταπόνησης τα επίπεδα ολίσθησης διασταυρώνονται και οι κινούμενες μετατοπίσεις φρενάρουν και κλειδώνουν. Αυτό είναι το χαρακτηριστικό του σταδίου της σκλήρυνσης, όπου διαμορφώνονται οι συνωστισμοί των μετατοπίσεων (**dislocation pileup**). Καθώς η τάση που ασκείται εξωτερικά στο υλικό αυξάνεται, σε κάποια κρίσιμη τιμή δημιουργείται μία μικρορωγμή και γίνεται μία απότομη μεταβολή στην χωρική κατανομή του φορτίου που έχει συσσωρευτεί στην περιοχή (Σχήμα 71). Η διαδικασία αυτή συνοδεύεται με ισχυρή εκπομπή σημάτων και με μία πτώση της μηχανικής τάσης που ασκείται στο υλικό. Οι ηλεκτρομαγνητικοί παλμοί που καταγράφονται προέρχονται από την ανακατανομή του ελεύθερου φορτίου που εμφανίζεται στα σκέλη των ανοιγόμενων ρωγμών (Σχήμα 71).

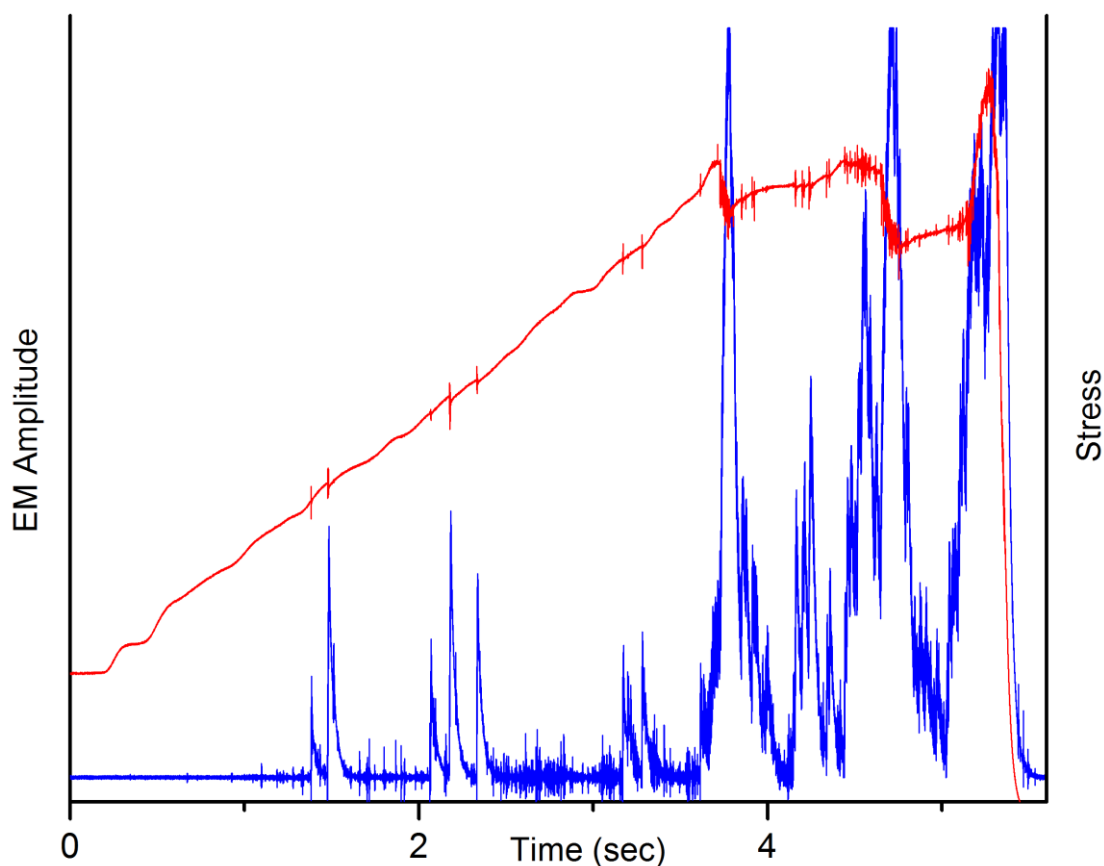


Σχήμα 71: Δημιουργία pile-up, η συσσώρευση φορτίου και η δημιουργία μικρορωγμής που συνεπάγεται την ανακατανομή του φορτίου.

Η μορφή των μεμονωμένων παλμών του LiF (Σχήμα 48) υποστηρίζουν τη θεώρηση αυτή, όπου έχουμε την ύπαρξη ενός παλμού που συνοδεύεται από ένα χρόνο αποκατάστασης και δεν παρουσιάζει αποσβενόμενες ταλαντώσεις γύρω από το σημείο ισορροπίας.

Στην τελευταία φάση της διαδικασίας βρισκόμαστε σε προχωρημένο στάδιο της καταπόνησης, όπου σχεδόν όλες οι γραμμικές μετατοπίσεις παραμένουν ισχυρά εγκλωβισμένες και δεν μπορούν να αναδυθούν στην επιφάνεια του κρυστάλλου, με αποτέλεσμα να πραγματοποιούνται συγχωνεύσεις των μικρορωγμών καταπόνησης (**nucleation of fatigue cracks**). Έχουν αρχίσει και αναπτύσσονται αλληλεπιδράσεις μακράς εμβέλειας (**long range correlations**) μεταξύ των μικρορωγμών, οι οποίες συνενώνονται και δημιουργούν ολοένα και μεγαλύτερες ρηγματώσεις, μέχρι το σημείο που το σύστημα φθάνει στο τελικό στάδιο και καταρρέει. Η ηλεκτρομαγνητική εκπομπή στο στάδιο αυτό παρουσιάζει μεγάλου πλάτους παλμούς σε σύντομο χρονικό διάστημα, οι οποίοι προέρχονται από την ταυτόχρονη εκπομπή από επιμέρους μικρορηγματώσεις.

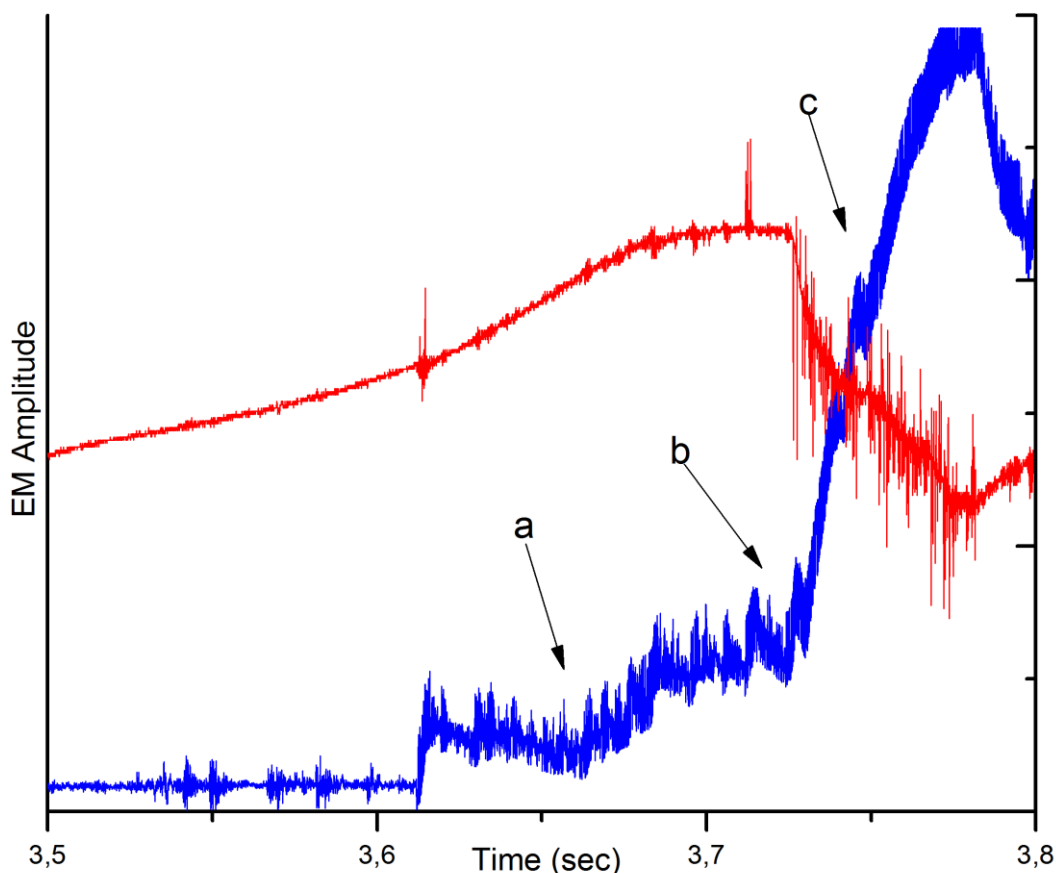
Συνοψίζοντας, λοιπόν, ισχυριζόμαστε πως η όλη διαδικασία της θραύσης είναι ένα φαινόμενο που ακολουθεί την παρακάτω πορεία. Στα αρχικά στάδια γίνονται οι ολισθήσεις και σπασμωδικές (intermittent) μετακινήσεις των γραμμικών μετατοπίσεων. Σε πολλές περιπτώσεις οι γραμμικές μετατοπίσεις «κλειδώνονται» από κάποιες ατέλειες του πλέγματος που αποτελούν «φρένα» στην πορεία τους. Στα τελικά στάδια τα διαφορετικά επίπεδα ολίσθησης των γραμμικών μετατοπίσεων διασταυρώνονται και οι περιοχές εκεί αποτελούν τα «ισχυρά φρένα» στην πορεία τους. Όταν το τοπικό όριο αντοχής ξεπεραστεί στα σημεία αυτά, δημιουργείται μια μικρορωγή στην περιοχή κλειδώματος και παράγονται ισχυρές ριπές ηλεκτρομαγνητικής εκπομπής, οι οποίες αυξάνονται σε πλήθος και ένταση καθώς το υλικό οδεύει προς την τελική κατάρρευση.



Σχήμα 72: Καταγραφή με υψηλή δειγματοληψία της ηλεκτρομαγνητικής εκπομπής από την καταπόνηση δείγματος LiF και της μηχανικής τάσης που του ασκείται. Η μπλε καμπύλη αποτελεί την ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία που καταγράφεται και η κόκκινη καμπύλη είναι ο μηχανικός φόρτος που ασκείται.

Όπως φαίνεται στο Σχήμα 72 οι «βυθίσεις» της καμπύλης της μηχανικής τάσης, που μαρτυρούν τον «απεγκλωβισμό» κλειδωμένων συναθροίσεων γραμμικών μετατοπίσεων (pile-ups), συνοδεύονται από ισχυρές ριπές ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας.

Αυτό μπορεί να παρατηρηθεί σε μία μεγεθυμένη εικόνα του παραπάνω σχήματος, όπως φαίνεται στο Σχήμα 73. Αρχικά, φαίνεται η διαδικασία της μετακίνησης των φορτισμένων γραμμικών μετατοπίσεων όπου παρατηρούνται μικρές αυξομειώσεις της μηχανικής τάσης (περιοχή a). Η σταδιακή σκλήρυνση του δείγματός μας συνοδεύεται (περιοχή b) από ηλεκτρομαγνητικούς παλμούς που προέρχονται από τη διάνοιξη μικρορωγμών. Η διαδικασία αυτή προκαλεί μικρές αυξομειώσεις στην μηχανική τάση, όπως φαίνεται και από την καμπύλη της μηχανικής τάσης στο διάγραμμα. Τέλος, όταν οι μικρορωγμές αρχίζουν και συνενώνονται, παρατηρείται ραγδαία αύξηση της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας που συνοδεύεται από αντίστοιχη πτώση της μηχανικής τάσης (περιοχή c).



Σχήμα 73: Στιγμιότυπο της καταγραφής από το Σχήμα 72, μεταξύ των χρονικών στιγμών 3,50s και 3.80s. Στις περιοχές a και b φαίνεται η περιοχή που καταγράφεται ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία από τις σπασμωδικές μετακινήσεις των γραμμικών μετατοπίσεων. Το φαινόμενο φαίνεται και από τις μικρές μεταβολές που παρατηρούνται στην καταγραφή της μηχανικής τάσης. Στην περιοχή c παρατηρείται μία ριπή ηλεκτρομαγνητικής εκπομπής, που λογικά συνδέεται με τη συνένωση μικρορωγμών και συνοδεύεται από μεγάλη καθίζηση της μηχανικής τάσης. Η μπλε καμπύλη αποτελεί την ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία που καταγράφεται και η κόκκινη καμπύλη είναι ο μηχανικός φόρτος που ασκείται.

Στην περίπτωση του γρανίτη, η κίνηση των γραμμικών μετατοπίσεων και των φαινομένων που τη συνοδεύουν λαμβάνει χώρα στο συνδετικό υλικό και στα κοκκώδη όρια (grain boundaries). Η διαδικασία παραγωγής των ηλεκτρομαγνητικών παλμών παραμένει όμοια με το LiF αλλά με μία ουσιώδη διαφορά. Υφίσταται και δευτερογενής διέγερση του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου λόγω της ταλάντωσης που τίθεται το υλικό από την ακουστική εκπομπή. Οι ταλαντώσεις, επομένως, των ηλεκτρομαγνητικών παλμών που παρατηρούνται, οφείλονται στη διέγερση του πιεζοηλεκτρικού υλικού.

Η ακολουθία των ηλεκτρομαγνητικών παλμών που συνοδεύουν την καταπόνηση και θραύση ενός πιεζοηλεκτρικού υλικού είναι, επομένως, πολύπλοκότερη. Καταρχήν έχουμε ένα καλά καθορισμένο παλμό, όπως στην περίπτωση των ιοντικών, μη πιεζοηλεκτρικών κρυστάλλων, ενώ ταυτόχρονα παράγεται ένα «δευτερογενές» ηλεκτρομαγνητικό σήμα που οφείλεται στις ταλαντώσεις του κρυστάλλου και εμφανίζεται ως μία φθίνουσα ταλάντωση του πλάτους του παλμού.

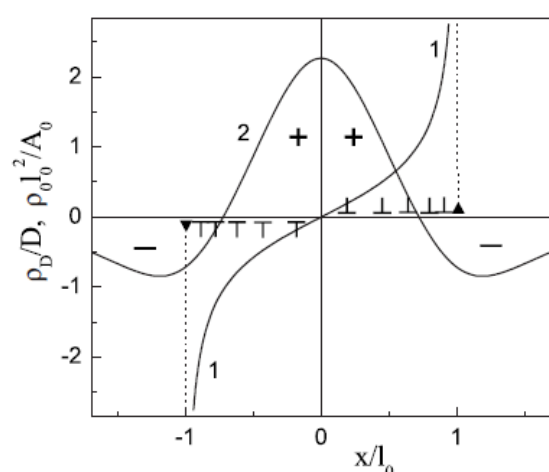
Η παραγωγή των ηλεκτρομαγνητικών παλμών στα μη πιεζοηλεκτρικά υλικά βασίζεται κυρίως στην απότομη μετακίνηση του ηλεκτρικού φορτίου που έχει συσσωρευτεί στα σημεία κλειδώματος των γραμμικών μετατοπίσεων, το οποίο έχει μεταφερθεί εκεί από κινούμενες μετατοπίσεις (mobile dislocations) [121] [123]. Στα πιεζοηλεκτρικά υλικά έχουμε ένα επιπρόσθετο μηχανισμό που αποτελεί μία άμεση ακουστικό-ηλεκτρομαγνητική μετατροπή (acousto-electromagnetic transformation) και γι' αυτό η εξήγηση της ηλεκτρομαγνητικής δραστηριότητας πρέπει να γίνεται παράλληλα με την ανάπτυξη του μηχανισμού παραγωγής ακουστικών σημάτων. Τα πιεζοηλεκτρικά υλικά που μελετάμε (γρανίτης) αποτελούν μία τυπική αντιστοιχία του φυσικού φλοιού, ο οποίος είναι ένα σύμπλεγμα κρυσταλλικών υλικών που εμπεριέχουν προσμίξεις πιεζοηλεκτρικών κόκκων (piezoelectric grains). Τα υλικά αυτά δεν εσωκλείουν τον κατάλληλο αριθμό κινούμενων μετατοπίσεων για να υποστηρίξουν μία μακροσκοπική, πλαστική ροή (macroscopic plastic flow) και, επομένως, η παραμόρφωση πραγματοποιείται κατά τόπους στις περιοχές των ορίων των κόκκων (grain boundaries). Η συνένωση και διάδοση των μικρορηγματώσεων συνοδεύεται τόσο από ακουστική όσο και από ηλεκτρομαγνητική εκπομπή που είναι πιο έντονη λόγω της ισχυρής ζεύξης των δύο φαινομένων.

6.3 Ανάπτυξη μαθηματικού μοντέλου περιγραφής των ηλεκτρομαγνητικών παλμών σε πιεζοηλεκτρικά και μη πιεζοηλεκτρικά υλικά

6.3.1 Η περίπτωση των ιοντικών κρυστάλλων

Σε αντίθεση με την ακουστική εκπομπή, η ηλεκτρομαγνητική εκπομπή δεν οφείλεται μόνο στην κατανομή των μετατοπίσεων μέσα στο υλικό αλλά και στους μηχανισμούς αλληλεπίδρασης των μετατοπίσεων με τους φορείς φορτίου μέσα στο υλικό. Τόσο η φύση των αλληλεπιδράσεων όσο και ο τύπος των μηχανισμών αποκατάστασης φορτίου είναι διαφορετικοί ανάλογα την περίπτωση των ιοντικών μονωτών ή αγωγών. Πρέπει, επομένως, το πρόβλημα της αναδιανομής φορτίου που δεσμεύεται και μεταφέρεται λόγω των κινούμενων μετατοπίσεων να ορισθεί και να επιλυθεί.

Μελετώντας την εξέλιξη του φαινομένου, ένα συμπέρασμα που εξάγεται και για την ακουστική αλλά και την ηλεκτρομαγνητική εκπομπή είναι ότι ο ρυθμός παραγωγής τους είναι πιο έντονος



Σχήμα 74: Η αρχική κατανομή φορτίου (καμπύλη 2) δεσμευμένη από τη συγκέντρωση μετατοπίσεων. Η πυκνότητα των μετατοπίσεων στις δύο πλευρές της συγκέντρωσης παρουσιάζεται στην καμπύλη 1. Αναπαραγωγή από [125].

και παρουσιάζονται μεγαλύτερες τιμές μεγίστου κατά την τελική φάση της κατάρρευσης. Αυτό σημαίνει ότι οι δυναμικές διαδικασίες μετατοπίσεων (η ανομοιόμορφη κίνηση, ο πολλαπλασιασμός ή η έλλειψη των μετατοπίσεων, η καταστροφή λόγω κόπωσης της δομής στα τελευταία στάδια της παραμόρφωσης κτλ.) επηρεάζουν άμεσα την εκπομπή των σημάτων και ότι η έντασή τους έχει άμεση εξάρτηση και αναλογία με τη συμπεριφορά των γραμμικών μετατοπίσεων που συνοδεύει την πλαστική παραμόρφωση μίας κρυσταλλικής δομής.

Στο μαθηματικό μοντέλο που αναπτύσσουμε στη συνέχεια θεωρούμε ότι κατά το στάδιο της ομαλής διέλευσης (easy glide) οι μετατοπίσεις συγκεντρώνουν φορτισμένες ατέλειες και μέχρι το

τέλος του σταδίου αυτού το φορτίο βρίσκεται κυρίως στην κορυφή της μετατόπισης. Κατά το στάδιο της σκλήρυνσης υπάρχουν πολλές κλειδωμένες μετατοπίσεις με συγκεντρωμένο σημαντικό φορτίο, με αποτέλεσμα η εξωτερική τάση που ασκείται μηχανικά να έχει οδηγήσει ουσιαστικά σε μία διαταραχή της ηλεκτρικής ισορροπίας στο εσωτερικό του κρυστάλλου. Το

φαινόμενο μπορεί να παραλληλιστεί με την ανάπτυξη ηλεκτρομηχανικής δύναμης (electromotive force) η οποία διεγείρεται από μία εξωτερική πηγή. Το αποτέλεσμα είναι η ανάπτυξη ενός ηλεκτρικού πεδίου στο εσωτερικό του κρυστάλλου και τη δημιουργία σύννεφων από δεσμευμένα φορτισμένα κενά και ατέλειες (cloud of bonded vacancies) που αποτελούν σημεία κλειδώματος των μετατοπίσεων.

Η εξίσωση κίνησης των φορτισμένων κενών θέσεων μπορεί να γραφεί ως

$$\mu(\mathbf{r}, t) \frac{d\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)}{dt} + B\mathbf{v}(\mathbf{r}, t) = f(\mathbf{r}, t)$$

όπου $\mu(\mathbf{r}, t) = m[n^{(+)}(\mathbf{r}, t) + n^{(-)}(\mathbf{r}, t)]$ είναι η πυκνότητα μάζας της ολικής ροής των κενών, $n^{(\pm)}(\mathbf{r}, t)$ είναι ο αριθμός θετικών και αρνητικών φορέων φορτίου ανά μονάδα όγκου και m είναι η ενεργός μάζα τους. Ως $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ ορίζεται η ταχύτητα της ροής των φορέων, $f(\mathbf{r}, t)$ είναι η πυκνότητα δύναμης και B είναι ο συντελεστής τριβής τους κατά την μετακίνησή τους, η οποία θεωρούμε ότι είναι μία ισοθερμική διαδικασία αλληλεπίδρασης των κενών φορτισμένων θέσεων με τα φωνόνια του κρυστάλλου.

Η πυκνότητα των ηλεκτροστατικών δυνάμεων υπολογίζεται ως

$$f(\mathbf{r}, t) = \rho(\mathbf{r}, t) \int dV' \rho(\mathbf{r}', t) \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3}$$

όπου $\rho(\mathbf{r}, t) = q[n^{(+)}(\mathbf{r}, t) - n^{(-)}(\mathbf{r}, t)]$ είναι η ολική πυκνότητα φορτίου και q είναι η απόλυτη τιμή του φορτίου μίας κενής θέσης. Βάσει της πυκνότητας, η εξίσωση κίνησης παράγεται από την εξίσωση συνέχειας:

$$(7) \quad \frac{\partial \rho(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \nabla(\rho(\mathbf{r}, t)\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)) = \mathbf{0}$$

Εφαρμόζουμε τις παραπάνω σκέψεις σε ένα ισοτροπικό συνεχές υλικό με συντελεστή Poisson ν και συντελεστή διάτμησης G . Θεωρούμε ότι το επίπεδο ολίσθησης είναι το $z=0$ και δημιουργείται από μία μετατόπιση στο $x=0$. Η πηγή παράγει μετατοπίσεις ακμής παράλληλες στο επίπεδο $y=0$ με διάνυσμα Burgers $\mathbf{b}=(b,0,0)$. Στο στάδιο της σκλήρυνσης, οι μετατοπίσεις επιβραδύνονται και στοιβάζονται σε ένα χώρο μήκους $2l_0$ στην περιοχή $x = \pm l_0$. Στην περιοχή αυτή η πυκνότητα των μετατοπίσεων ρ_D θα είναι:

$$\rho_D = D \frac{x}{\sqrt{l_0^2 - x^2}} \delta(z)$$

όπου $\delta(z)$ είναι η συνάρτηση Dirac, $D = \frac{2(1-\nu)\sigma}{Gb}$ και σ είναι η εξωτερική διαμήκης (διατμητική) τάση. Η συγκέντρωση των μετατοπίσεων παρουσιάζεται στο Σχήμα 74.

Για απλοποίηση του μοντέλου θεωρούμε ότι κατά την πλαστική παραμόρφωση έχουμε μόνο αρνητικά φορτισμένες κενές θέσεις και άρα η τιμή του πλήθους $n^{(+)}(\mathbf{r}, t)$ παραμένει σταθερή κατά την πλήρη διάρκεια παραμόρφωσης και αποκατάστασης.

Οι προσμίξεις μέσα στο πλέγμα του κρυστάλλου του LiF είναι ταυτόχρονα σημεία κλειδώματος για τις μεμονωμένες μετατοπίσεις και παράλληλα «κέντρα συμπύκνωσης» των φορτισμένων κενών θέσεων που περιβάλλουν τις εμφυτεύσεις αυτές και αντισταθμίζουν το φορτίο τους. Έτσι, το πλήθος από φορτισμένα κενά που περισσεύει εντοπίζεται στις προσμίξεις και έχει αντίθετο φορτίο από αυτές. Όταν μία κινούμενη μετατόπιση περάσει από την περιοχή αυτή και σαρώσει τις φορτισμένες κενές θέσεις, οι προσμίξεις θα παραμείνουν πίσω με εκτεθειμένο το φορτίο τους. Η διαδικασία αυτή είναι παρόμοια με την φόρτιση πυκνωτή μέσω ηλεκτρομηχανικών δυνάμεων.

Στο μοντέλο που αναπτύσσεται εδώ θεωρούμε ότι το φορτίο κατανέμεται ομοιόμορφα κατά μήκος του άξονα y ($-L < y < L, L \rightarrow \infty$) και συγκεντρωμένο στην περιοχή του επιπέδου xy ($|z| \leq \delta_0 \rightarrow 0$, (Σχήμα 74, [121]):

$$\rho(x, z, t) = \rho(x, t)\delta(z)$$

όπου

$$\rho(x, t) = A \left[\frac{2}{x^2 + a^2} - \frac{1}{(x+l)^2 + a^2} - \frac{1}{(x-l)^2 + a^2} \right]$$

όπου το l αναφέρεται στο μισό μήκος της περιοχής συγκέντρωσης των μετατοπίσεων (dislocation pile up), A είναι το πλάτος της κατανομής φορτίου των κενών θέσεων και a είναι μία ουσιώδης παράμετρος που καθορίζει την οξύτητα (sharpness) της κατανομής $\rho(x, t)$. Και οι τρεις αυτοί παράμετροι είναι χρονοεξαρτώμενες. Η κατανομή αυτή ικανοποιεί τη συνθήκη ηλεκτροουδετερότητας $\int_{-\infty}^{\infty} dx \rho(x, t) = 0$, δηλαδή ουσιαστικά το νόμο διατήρησης του ολικού φορτίου κατά την πλαστική παραμόρφωση.

Η εξίσωση της κίνησης (7) με την αρχική συνθήκη $\rho(x, t) = \rho_0(x)$ μπορεί να γραφεί ως:

$$(8) \quad \boldsymbol{\mu}(x, t) \frac{d\mathbf{v}(x, t)}{dt} + \mathbf{B}\mathbf{v}(x, t) = \mathbf{f}(x, t)$$

όπου $v(x, t)$ είναι η παράμετρος x του πεδίου ταχυτήτων και $f(x, t)$ του πεδίου δυνάμεων αντίστοιχα

$$f(x, t) = 2\rho(x, t) \int_{-L}^L dx' \frac{\rho(x', t)}{x - x'}$$

και $2L$ είναι το μέγεθος του κρυστάλλου κατά την κατεύθυνση x ($L \rightarrow \infty$).

Πρέπει να λάβουμε υπόψη ότι σε θερμοκρασία δωματίου η κινητικότητα των φορέων υπό εξωτερικό ηλεκτρικό πεδίο είναι σχετικά μικρή και έχει μορφή τυρβώδους κίνησης σε «αέριο» πλεγματικών διεγέρσεων (φωνόνια). Αυτό σημαίνει ότι ο αδρανειακός όρος της εξίσωσης (8) είναι μικρός σε σύγκριση με τη δύναμη τριβής, $\mu \ll Bt_R$, όπου t_R είναι ο χαρακτηριστικός χρόνος αποκατάστασης. Επομένως ο όρος που σχετίζεται με την αδράνεια μπορεί να απαλειφτεί:

$$u(x, \tau) - \rho(x, \tau) \int_{-L}^L dx' \frac{\rho(x', \tau)}{x - x'} = 0$$

με

$$u(x, \tau) = \frac{B}{2}v(x, \tau), \quad \tau = \frac{2t}{B}$$

όπου τ είναι ο κανονικοποιημένος χρόνος.

Με τις νέες μεταβλητές η εξίσωση συνέχειας παίρνει την τιμή:

$$(9) \quad \frac{\partial \rho(x, \tau)}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial x} [\rho(x, \tau)v(x, \tau)] = 0$$

Η αρχικά διαταραγμένη κατανομή φορτίου ($\tau = 0$) αρχίζει να αποκαθίσταται ($\tau > 0$) μέχρι τη στιγμή που θα αποκατασταθεί η ισορροπία στην κατανομή $\rho(x, \tau) = 0$ στο χρονικό σημείο $\tau \rightarrow \infty$. Σε μία τυχαία χρονική στιγμή η τιμή της $\rho(x, \tau)$ μπορεί να περιγραφεί από τη σχέση:

$$(10) \quad \rho(x, \tau) = A(\tau) \left[\frac{2}{x^2 + \alpha^2(\tau)} - \frac{1}{(x+l(\tau))^2 + \alpha^2(\tau)} - \frac{1}{(x-l(\tau))^2 + \alpha^2(\tau)} \right]$$

με αρχικές τιμές $A(0) = A_0$, $\alpha(0) = \alpha_0$ και $l(0) = l_0$. Η προσωρινή κατανομή της πυκνότητας φορτίου $\rho(x, \tau)$ σε μία χρονική περίοδο $\Delta\tau$, αν θεωρηθεί ότι είναι πολύ στοιχειώδης η μεταβολή της, μπορεί να περιγραφεί στην χρονική στιγμή $\tau + \Delta\tau$ ως:

$$\rho(x, \tau + \Delta\tau) = \rho(x, \tau) + \rho'(x, \tau; \Delta\tau)$$

όπου η $\rho'(x, \tau; \Delta\tau)$ θεωρείται συνάρτηση τόσο του $\Delta\tau$ όσο και του x , όπου για δεδομένες τιμές του $\Delta\tau$ μπορεί να ισχύει $\rho(x, \tau) \gg \rho'(x, \tau; \Delta\tau)$. Υπολογίζοντας το ολοκλήρωμα,

$$\int_{-L}^L \frac{dx'}{x-x'} [\rho(x', \tau) + \rho'(x', \tau; \Delta\tau)] \simeq \Phi(x, \tau) + \rho'(x, \tau; \Delta\tau) \ln \frac{L+x}{L-x}$$

όπου

$$\Phi(x, \tau) = \frac{\pi A(\tau)}{\alpha(\tau)} \left\{ \frac{2x}{x^2 + \alpha^2(\tau)} - \frac{x+l(\tau)}{(x+l(\tau))^2 + \alpha^2(\tau)} - \frac{x-l(\tau)}{(x-l(\tau))^2 + \alpha^2(\tau)} \right\}$$

ο δεύτερος όρος μπορεί να παραληφθεί στο $L \rightarrow \infty$. Η ταχύτητα της ροής παίρνει την μορφή

$$u(x, \tau + \Delta\tau) = [\rho(x, \tau) + \rho'(x, \tau; \Delta\tau)]\Phi(x, \tau)$$

Αντικαθιστώντας την εξίσωση αυτή στην (9) μπορούμε να υπολογίσουμε μία ψευδο-γραμμική εξίσωση:

$$\frac{\partial \rho'(x, \tau; \Delta\tau)}{\partial (\Delta\tau)} + 2\rho(x, \tau)\Phi(x, \tau) \frac{\partial \rho'(x, \tau; \Delta\tau)}{\partial x} + 2\rho'(x, \tau; \Delta\tau) \frac{\partial}{\partial x} [\rho^2(x, \tau)\Phi(x, \tau)] = 0$$

η οποία είναι ισοδύναμη με δύο διαφορικές εξισώσεις [138]:

$$d(\Delta\tau) = \frac{dx}{2u(x, \tau)} = - \frac{d\rho'(x, \tau; \Delta\tau)}{\frac{\partial}{\partial x} [\rho(x, \tau)u(x, \tau)] + 2 \frac{\partial u(x, \tau)}{\partial x} \rho'(x, \tau; \Delta\tau)}$$

Έτσι καταλήγουμε:

$$\rho'(x, \tau; \Delta\tau) = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u(x, \tau)}{\partial x} \right)^{-1} \left[\exp \left(2\Delta\tau \frac{\partial u(x, \tau)}{\partial x} \right) - 1 \right] \frac{\partial}{\partial x} [\rho(x, \tau)u(x, \tau)]$$

και τελικά η τιμή της ρ' μπορεί να οριστεί στο $x+\Delta x$ όπου

$$\Delta x \simeq 2u(x, \tau)\Delta\tau$$

όπως προκύπτει από την πρώτη διαφορική εξίσωση.

Με την παραπάνω εξίσωση υπολογίζουμε την κατανομή φορτίου στη στιγμή $\tau+\Delta\tau$ και μετά την προσεγγίζουμε με αλγόριθμο ελαχίστων τετραγώνων και λαμβάνουμε νέες τιμές για τις ποσότητες $A(\tau + \Delta\tau)$, $\alpha(\tau + \Delta\tau)$ και $l(\tau + \Delta\tau)$. Η διαδικασία επαναλαμβάνεται για βήματα $\Delta\tau$ στις χρονικές στιγμές $\tau+2\Delta\tau$, $\tau+3\Delta\tau$ κτλ. Τα μεγέθη $A(\tau)$, $\alpha(\tau)$ και $l(\tau)$ είναι συναρτήσεις συνεχείς για τον κανονικοποιημένο χρόνο τ , όπου για $0 < \tau < \infty$, και συμφωνούν με τις

αρχικές συνθήκες, αρκεί να ικανοποιούνται οι περιορισμοί $\alpha(\tau) \rightarrow 0$ για $\tau \rightarrow \infty$ και $A(\tau) \ll A_0$ για $0 < \tau < \infty$.

Υπολογίζουμε στη συνέχεια τον εφησυχασμό της κατανομής όταν η l_0 είναι σταθερή και ίση με μονάδα, η A_0 λαμβάνει τιμή με εύρος $0,5 < A_0 < 5,0$ και μόνο η παράμετρος $\alpha(\tau)$ είναι χρονοεξαρτώμενη. Η επιλογή $l_0 = 1$ σημαίνει ότι όλοι οι παράμετροι μετριοούνται σε μονάδες l_0 , ενώ η τιμή α_0 επιλέγεται από το διάστημα $0,5 < \alpha_0 < 1,0$. Το Σχήμα 75 δίνει ενδεικτικά αποτελέσματα που λαμβάνουμε για συγκεκριμένες τιμές. Οι αναλύσεις των εξαρτήσεων μεταξύ των παραμέτρων δείχνει ότι για τα διαστήματα $0,5 < \alpha_0 < 1,0$ και $0,5 < A_0 < 5,0$, η συνάρτηση $\alpha(\tau)$ μπορεί να προσεγγιστεί από την σχέση [121]:

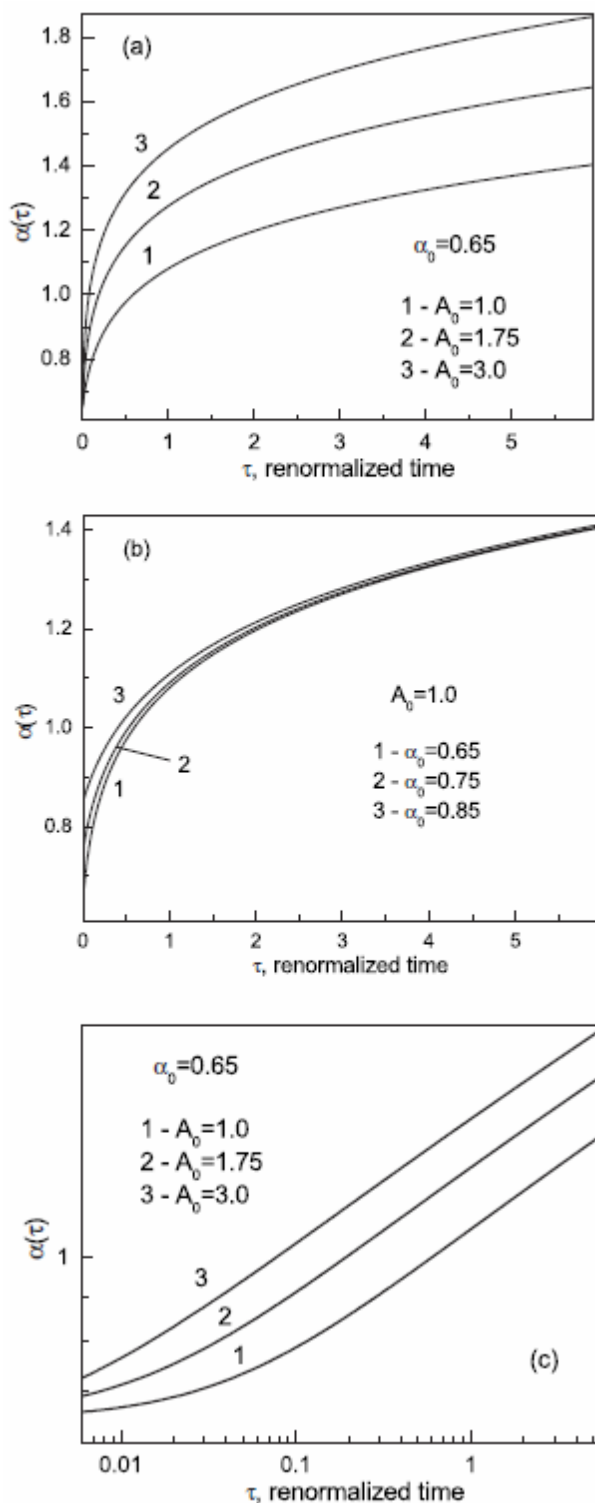
$$\alpha(\tau) = \left(\alpha_0^7 + \frac{9}{5} A_0^\beta \tau \right)^{1/7}, \beta = \left(\frac{7}{5} \right)^2$$

Όπως φαίνεται από τα διαγράμματα όλες οι εξαρτήσεις της παραμέτρου $\alpha(\tau)$, ασχέτως της τιμής α_0 της αρχικής συνθήκης, εμφανίζουν μία ασυμπτωτική συμπεριφορά νόμου δύναμης (universal powerlike asymptotic behavior).

Με τα αποτελέσματα αυτά δίνεται η δυνατότητα να υπολογιστεί η μορφή του ηλεκτρομαγνητικού παλμού που παράγεται λόγω του εφησυχασμού (relaxation) του φορτίου που σαρώνεται και συγκεντρώνεται με την μετακίνηση των μετατοπίσεων. Ο εφησυχασμός του φορτίου ξεκινά όταν μία κλειδωμένη συγκέντρωση από μετατοπίσεις διεγείρεται από αυξανόμενη εξωτερική μηχανική τάση, με αποτέλεσμα οι μετατοπίσεις να ξεσπούν και να απελευθερώνονται. Οι μετατοπίσεις με αυτό τον τρόπο επιταχύνονται και αναδύονται στην επιφάνεια του κρυστάλλου. Οι κενές θέσεις που είχαν δεσμευθεί από τις μετατοπίσεις αυτές αποδεσμεύονται και αυτό συμβαίνει σε ένα μικρό αλλά πεπερασμένο χρονικό διάστημα. Το γεγονός αυτό μπορεί να συμπεριληφθεί στο μοντέλο που αναπτύχθηκε παραπάνω εάν υποθέσουμε ότι το φορτίο που εμπλέκεται στην χαλάρωση-εφησυχασμό, $\rho_0(x, \tau)$, αυξάνεται από μηδέν τη στιγμή $\tau=0$ που ξεκινά η επιτάχυνση των μετατοπίσεων στην τιμή

$$\rho_0(x) = A_0 \left[\frac{2}{x^2 + a_0^2} - \frac{1}{(x + l_0)^2 + a_0^2} - \frac{1}{(x - l_0)^2 + a_0^2} \right]$$

σε μία χρονική περίοδο που είναι αρκετά μικρή ούτως ώστε οι παράμετροι $\alpha(\tau) \approx \alpha_0$ και $l(\tau) \approx l_0$ μπορούν να θεωρηθούν ουσιαστικά αμετάβλητες. Η αντίστοιχη διαδικασία μπορεί



Σχήμα 75: Η παράμετρος $\alpha(\tau)$ για (a) διαφορετικές τιμές A_0 και σταθερό α_0 , (b) διαφορετικές τιμές α_0 και σταθερό A_0 και (c) σε log-log διάγραμμα. Αναπαραγωγή από [125].

να περιγραφεί από την χρονομεταβαλλόμενη τιμή πλάτους $A(\tau)$ στο $\rho_0(x, \tau)$ με σταθερές τιμές α_0 και l_0 .

Για να γίνει εφικτή η περιγραφή της κατάστασης σε ένα απλό ποσοτικό επίπεδο εκμεταλλευόμαστε τις παρακάτω λογικές παραδοχές. Έστω ότι $\rho_t(x, \tau)$ είναι το φορτίο που έχει εγκλωβιστεί στη συγκέντρωση μετατοπίσεων (dislocation pileup):

$$\rho_t(x, \tau) = A(\tau) \left[\frac{2}{x^2 + a_0^2} - \frac{1}{(x + l_0)^2 + a_0^2} - \frac{1}{(x - l_0)^2 + a_0^2} \right]$$

και $\rho_t(x, 0) = \rho_0(x)$. Υποθέτουμε ότι το σχετικό τμήμα του εγκλωβισμένου φορτίου κενών θέσεων που αποβάλλεται από τις επιταχυνόμενες μετατοπίσεις ανά μονάδα χρόνου είναι ανάλογο της ταχύτητας των μετατοπίσεων. Έτσι η απώλεια φορτίου καθορίζεται από τη σχέση:

$$\frac{1}{\rho_t(x, \tau)} \frac{\partial \rho_t(x, \tau)}{\partial \tau} = \frac{1}{A(\tau)} \frac{dA(\tau)}{d\tau} = -2\gamma\tau$$

Το μέγεθος γ είναι μία σταθερά ανάλογη με την επιτάχυνση των μετατοπίσεων, η οποία θεωρείται ότι είναι σταθερή και όχι μεταβαλλόμενη. Η τιμή του γ καθορίζεται επίσης από την ενέργεια σύνδεσης μεταξύ των

μετατοπίσεων και φορτισμένων κενών θέσεων. Το δεσμευμένο φορτίο μειώνεται με το χρόνο βάσει της χρονικής εξάρτησης του $A(\tau)$:

$$A(\tau) = A_0 e^{-\gamma \tau^2}$$

Εν τέλει, το φορτίο που εμπλέκεται στη διαδικασία της αποκατάστασης είναι:

$$(11) \quad \rho_0(x, \tau) = \rho_0(x) - \rho_t(x, \tau) = A_0(1 - e^{-\gamma \tau^2}) \left[\frac{2}{x^2 + \alpha^2(\tau)} - \frac{1}{(x+l_0)^2 + \alpha^2(\tau)} - \frac{1}{(x-l_0)^2 + \alpha^2(\tau)} \right]$$

Το πλάτος της κατανομής τείνει στην τιμή A_0 σε ένα χρονικό διάστημα $\sim 1/\sqrt{\gamma}$. Βάσει της υπόθεσης $\alpha(\tau) \approx \alpha_0$ και $l(\tau) \approx l_0$ για δεδομένο διάστημα τ που αναφέρθηκε παραπάνω, η παράμετρος γ πρέπει να ικανοποιεί τον περιορισμό:

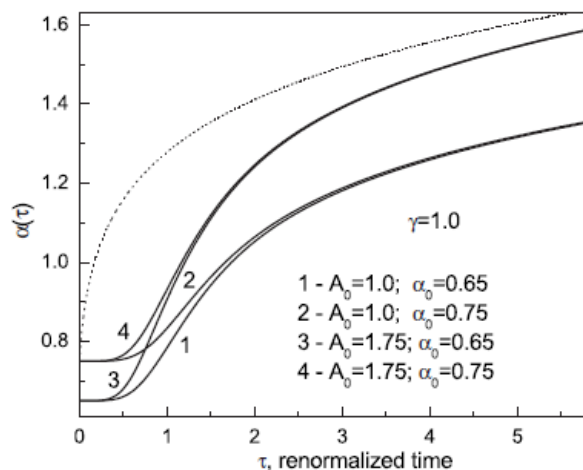
$$\frac{d\alpha(\tau)}{d\tau} \ll \sqrt{\gamma} \alpha(\tau)$$

Υπολογίζοντας την παράμετρο $\alpha(\tau)$ σαν συνάρτηση του τ χρησιμοποιώντας τη σχέση (11) για διαφορετικές τιμές A_0 και α_0 έχουμε τα αποτελέσματα που φαίνονται στο Σχήμα 76.

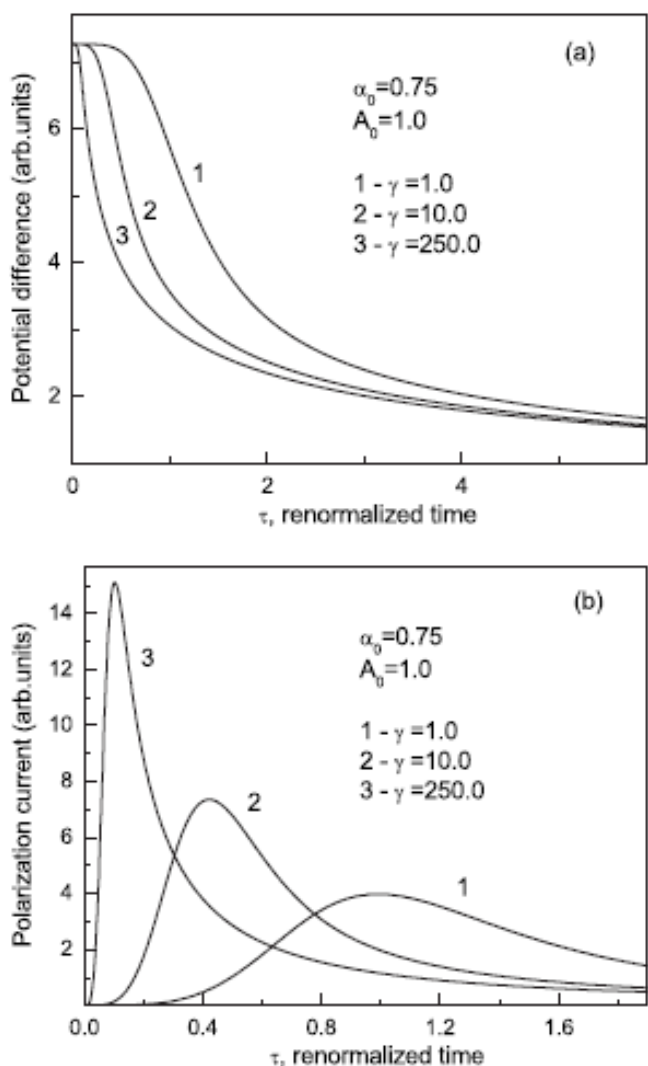
Αν η συνάρτηση $\alpha(\tau)$ υπολογιστεί και στη συνέχεια καθοριστεί η $\rho(x, \tau)$, μπορούμε στη συνέχεια να υπολογίσουμε την κατανομή δυναμικού $\varphi(x, z, \tau)$

$$\varphi(x, z, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} dx' \frac{\rho(x', \tau)}{[(x - x')^2 + z^2]^2}$$

όπου $\rho(x, \tau)$ είναι η κατανομή (10) υπολογισμένη για $A(\tau)=A_0$ σταθερή και για $\alpha(\tau)$ που υπολογίζεται από τη σχέση (11).



Σχήμα 76: Εξάρτηση του $\alpha(\tau)$ από τ για διαφορετικές τιμές A_0 και α_0 . Η διακεκομμένη είναι η αντίστοιχη καμπύλη από το Σχήμα 11. Αναπαραγωγή από [125].



Σχήμα 77: Υπολογισμένη μορφή ενός ηλεκτρομαγνητικού παλμού. Η διαφορά δυναμικού (a) καθορίζεται ανάμεσα σε 2 χωρικά σημεία ($x=2l_0$, $z=2l_0$) και ($x=0$, $z=0$) και (b) είναι η πρώτη παράγωγος $\frac{\partial \varphi}{\partial \tau}$. Αναπαραγωγή από [125].

Το Σχήμα 77a απεικονίζει τη διαφορά δυναμικού $\Delta\varphi(\tau)$ ανάμεσα σε δύο χωρικά σημεία με συντεταγμένες ($x=2l_0$, $z=2l_0$) και ($x=0$, $z=0$) για $A_0=1,0$ και $\alpha_0=0,75$ για διαφορετικές τιμές της παραμέτρου γ .

Πειραματικά η τιμή που μετρείται μέσω μια ηλεκτρικής κεραίας δεν είναι το δυναμικό $\varphi(x,z,t)$ αλλά το ρεύμα μετατόπισης που είναι ανάλογο της χρονικής παραγώγου $\frac{\partial \varphi}{\partial \tau}$.

Το Σχήμα 77b παρουσιάζει ένα σύνολο τιμών της χρονικής παραγώγου της $\varphi(\tau)$ που υπολογίζονται βάσει των γραφημάτων στο Σχήμα 77a.

Φαίνεται, επομένως, ότι ο σχηματισμός στους ιοντικούς κρυστάλλους των ηλεκτρομαγνητικών σημάτων κατά τη διάρκεια της πλαστικής παραμόρφωσης οφείλεται στην απελευθέρωση του φορτίου που έχουν σαρώσει οι γραμμικές μετατοπίσεις κατά την πορεία τους μέσα στο υλικό, όταν αυτές απελευθερωθούν από τα σημεία κλειδώματος κατά τη δημιουργία μικρορωγμών. Το μοντέλο αυτό υποστηρίζεται και από τα αποτελέσματα

που είχαμε από τις μετρήσεις που έγιναν σε δείγματα LiF που είχαν ακτινοβοληθεί με ακτίνες γ .

6.3.2 Η περίπτωση των πιεζοηλεκτρικών υλικών

Στην προηγούμενη ενότητα είδαμε την μαθηματική τεκμηρίωση και προσομοίωση της δημιουργίας των ηλεκτρομαγνητικών παλμών που καταγράφονται κατά την καταπόνηση των ιοντικών κρυστάλλων. Στην παρούσα ενότητα θα ασχοληθούμε με το ίδιο θέμα αλλά για την

περίπτωση των πολυκρυσταλλικών, πιεζοηλεκτρικών υλικών και θα προσπαθήσουμε να εξηγήσουμε και επιβεβαιώσουμε θεωρητικά τις διαφορές με τα ιοντικά υλικά που παρατηρούμε πειραματικά.

Το κύριο στοιχείο της πειραματικής διαδικασίας που καθορίζει το είδος των σημάτων που καταγράφονται είναι το πεπερασμένο μέγεθος των δειγμάτων. Τα ακουστικά πεδία, τα οποία υπάρχουν μόνο στο εσωτερικό του πιεζοηλεκτρικού στερεού, ανακλώνται και συμβάλλουν μέσα στο υλικό κατά την διατμητική παραμόρφωση που υφίσταται. Τα ηλεκτρομαγνητικά πεδία που διαμορφώνονται λόγω των ακουστικών κυμάτων που διαδίδονται μέσα στο χώρο του υλικού αποτελούν άμεση συνάρτηση των γεωμετρικών στοιχείων του. Τα ηλεκτρομαγνητικά πεδία, όμως, διαδίδονται και στον εξωτερικό χώρο που περιβάλλει το δείγμα τα οποία και ανιχνεύουμε.

Στην περίπτωσή μας δεχόμαστε ότι έχουμε την περίπτωση ενός πιεζοηλεκτρικού δείγματος πάχους $2h$ κατά μήκος του x άξονα στο Καρτεσιανό επίπεδο, τέτοιο ώστε τα όρια των επιφανειών του βρίσκονται στα σημεία $x = \pm h$. Η περίπτωση είναι αρκετά απλοποιημένη για να έχουμε απόλυτη και ποσοτική συμφωνία μεταξύ των πειραματικών και θεωρητικών αποτελεσμάτων αλλά για να μας παρέχει μία εικόνα του ρόλου που διαδραματίζουν οι επιφάνειες (όρια) του δείγματος στην διαμόρφωση των ακουστικών και ηλεκτρομαγνητικών παλμών που καταγράφονται. Παράλληλα με τα διαμήκη και εγκάρσια κύματα που διαδίδονται εντός του υλικού, δημιουργούνται διατμητικά κύματα και κύματα Rayleigh-Lamb, που είναι ενδογενείς ελαστικές διεγέρσεις των επιφανειών, ως συνέπεια της ύπαρξης των επιπέδων ορίων (plate boundaries). Από αυτά μόνο η περίπτωση των Rayleigh κυμάτων ικανοποιεί την οριακή συνθήκη $\omega(0)=0$ για το φάσμα $\omega(k)$, όπου ω είναι η συχνότητα και $\mathbf{k}=(0, k_y, k_z)$ είναι ο δισδιάστατος κυματάριθμος στο επίπεδο yz [139].

Η εξίσωση της κίνησης των μετατοπίσεων σε ένα συνεχές πικνότητας ρ είναι:

$$\rho \frac{\partial^2 u_i(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{ik}(\mathbf{r}, t)}{\partial x_k}$$

δεδομένου ότι το πεδίο των μετατοπίσεων $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$ είναι το άθροισμα των ελαστικών και μη ελαστικών όρων, όπου οι μη ελαστικοί όροι οφείλονται στην κίνηση των κρυσταλλικών ατελειών. Ο τανυστής της τάσης σ_{ik} εκφράζει τη πικνότητα του ρεύματος των μετατοπίσεων $\mathbf{j}_{ik}(\mathbf{r}, t)$ (density of dislocation current):

$$\sigma_{ik}(\mathbf{r}, t) = \lambda_{iklm} \left[\frac{\partial u_l(\mathbf{r}, t)}{\partial x_m} + \int_{-\infty}^t dt' j_{lm}(\mathbf{r}, t') \right]$$

Σε πιεζοηλεκτρικούς κρυστάλλους ο τανυστής τάσης, λόγω του ανάστροφου πιεζοηλεκτρικού φαινομένου [140], αντικαθίσταται από τη σχέση:

$$\sigma_{ik}(\mathbf{r}, t) \rightarrow \sigma_{ik}(\mathbf{r}, t) - \lambda_{iklm} d_{jlm} E_j$$

Ως λ_{iklm} αναφέρεται ο τανυστής Hooke, d_{jlm} είναι ο τανυστής των πιεζοηλεκτρικών συντελεστών (tensor of piezoelectric moduli) και \mathbf{E} είναι το ηλεκτρικό πεδίο. Η άσκηση εξωτερικής μηχανικής τάσης σε πιεζοηλεκτρικό υλικό οδηγεί στη δημιουργία ηλεκτρικής πόλωσης του υλικού:

$$P_i(\mathbf{r}, t) = d_{ijk} \sigma_{jk}(\mathbf{r}, t)$$

Αναλογιζόμενοι την μικρή τιμή του λόγου $s/c \sim 10^{-5} \ll 1$ (s θεωρείται η ταχύτητα του ήχου και c η ταχύτητα του φωτός), το πρόβλημα μπορεί να επιλυθεί χρησιμοποιώντας ψευδο-στατικές προσεγγίσεις (quasi-static approximation) [141] [142]. Δεδομένου ότι ασχολούμαστε με μονωτές και δεν υπάρχει ελεύθερο φορτίο, βάσει των νόμων του Maxwell έχουμε:

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0 \text{ και } \nabla \cdot \mathbf{D} = 0$$

όπου

$$\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P}$$

είναι η ηλεκτρική μετατόπιση και \mathbf{P} είναι η συνισταμένη πόλωση τόσο της ηλεκτρικής πολωσιμότητας $\mathbf{P} = \chi\mathbf{E}$ των δίπολων όσο και η πόλωση $P_i(\mathbf{r}, t)$ που προκαλείται από την μηχανική τάση στο εσωτερικό του πιεζοηλεκτρικού κρυστάλλου. Άρα καταλήγουμε:

$$D_i(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_{ik} E_k(\mathbf{r}, t) + 4\pi d_{ijk} \sigma_{jk}(\mathbf{r}, t)$$

όπου $\varepsilon = 1 + 4\pi\chi$ είναι η ηλεκτρική διαπερατότητα. Δεδομένων των παραπάνω εξισώσεων η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου μπορεί να εξισωθεί με ένα βαθμωτό δυναμικό $\varphi(\mathbf{r}, t)$:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\nabla\varphi(\mathbf{r}, t)$$

Με τη βοήθεια των παραπάνω εξισώσεων μπορεί να υπολογιστεί το ηλεκτρικό πεδίο από την εξίσωση Poisson για το δυναμικό:

$$\Delta \varphi(\mathbf{r}, t) = d_{ijk} \frac{\partial}{\partial x_i} \sigma_{jk}(\mathbf{r}, t)$$

Χρησιμοποιώντας τη συνάρτηση Green για την ηλεκτροστατική, η λύση της εξίσωσης Poisson παίρνει τη μορφή:

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = \int \frac{d^3 \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d_{ijk} \frac{\partial}{\partial x_i'} \sigma_{jk}(\mathbf{r}', t)$$

Η ολοκλήρωση πραγματοποιείται σε όλο τον όγκο του δείγματος όπου ισχύει $\sigma_{ik} \neq 0$. Η παραπάνω σχέση μας αποκαλύπτει ότι, παρόλο που ο τανυστής τάσης σ_{jk} και η πόλωση \mathbf{P} καθορίζονται μόνο στον εσωτερικό χώρο του δείγματος, το ηλεκτρικό πεδίο εκτείνεται και εκτός του πιεζοηλεκτρικού κρυστάλλου στον περιβάλλοντα χώρο - κάτι που παρατηρούμε πειραματικά - και αποσβένει για $r \rightarrow \infty$. Η πιο σημαντική παρατήρηση, όμως, είναι πως υπάρχει ζεύξη μεταξύ των παραπάνω μεγεθών με αποτέλεσμα η διάδοση του ηλεκτρομαγνητικού σήματος μέσα στον όγκο του υλικού να εξαρτάται άμεσα από τα παραπάνω χαρακτηριστικά.

Για ένα πεδίο ταχυτήτων $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ των ελαστικών μετατοπίσεων και, παράλληλα, ένα πεδίο μηχανικών τάσεων $\sigma_{ik}(\mathbf{r}, t)$ που παράγεται από τη δεδομένη κατανομή δυναμικών ρευμάτων μετατοπίσεων με γνωστό τανυστή πυκνότητας ρεύματος μετατοπίσεων $\mathbf{j}_{ik}(\mathbf{r}, t)$, η δυναμική εξίσωση κίνησης δίνεται από τη σχέση:

$$(12) \quad \rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{v}_i(\mathbf{r}, t) - \lambda_{iklm} \nabla_k \nabla_l \mathbf{v}_m(\mathbf{r}, t) = \lambda_{iklm} \nabla_k \mathbf{j}_{lm}(\mathbf{r}, t)$$

Η παράμετρος λ_{iklm} αποτελεί τον τανυστή Hooke για ισοτροπικό μέσο και μπορεί να γραφεί ως:

$$\lambda_{iklm} = \rho(c_l^2 - 2c_t^2) \delta_{ik} \delta_{lm} + \rho c_t^2 (\delta_{il} \delta_{km} + \delta_{im} \delta_{kl})$$

όπου δ_{ik} είναι η συνάρτηση δέλτα, ενώ c_l και c_t είναι η διαμήκης και εγκάρσια ταχύτητα του ήχου. Η ελαστική μηχανική τάση ισούται με:

$$\sigma_{ik}(\mathbf{r}, t) = \lambda_{iklm} \left[\nabla_l \int_{-\infty}^t dt' v_m(\mathbf{r}, t') + \int_{-\infty}^t dt' j_{lm}(\mathbf{r}, t') \right]$$

Στόχος μας είναι ο υπολογισμός της κατανομής του ελαστικού πεδίου μέσα στα όρια $x = \pm h$, επομένως πρέπει να ληφθούν υπόψη οι οριακές συνθήκες:

$$\sigma_{xk}(\mathbf{r}, t)|_{x=\pm h} = 0$$

Το σύνολο των παραπάνω εξισώσεων καθορίζουν τη δήλωση του προβλήματος δεδομένου ότι είναι γνωστή η εξίσωση που δίνει την πυκνότητα ρεύματος $j_{lm}(\mathbf{r}, t)$. Στην περίπτωση μας θεωρούμε μία περιοχή ακτίνας $R_o(t) \ll 2h$ γύρω από μία ρωγμή με κέντρο στο σημείο $\mathbf{r}=0$ και η οποία εκτείνεται στο επίπεδο $x=0$. Το μοντέλο των μετατοπίσεων για ρωγμή τέτοιου είδους παρουσιάζεται στις αναφορές [116] [143] και εισάγει την μετάδοση των ακουστικών σημάτων κατά την ρηγμάτωση ενός μέσου απείρου διαστάσεων. Η κυκλική ρωγμή μπορεί να αντικατασταθεί από μία αντίστοιχη συγκέντρωση κυκλικών επαναλήψεων μετατοπίσεων (circular dislocation loops) στο επίπεδο $x=0$, με τον τανυστή της πυκνότητας των μετατοπίσεων να έχει μόνο ένα μη μηδενικό συντελεστή:

$$\alpha_{\varphi x}(x, R, t) = -\frac{2\alpha}{\pi} \frac{R\delta(x)\theta(t)}{\sqrt{R_o^2(t) - \rho^2}}$$

όπου R, φ είναι πολικές συντεταγμένες στο επίπεδο $x=0$, $\theta(t)$ είναι η συνάρτηση Heaviside, $R_o(0)=R_{cr}$ είναι η κρίσιμη τιμή της περιοχής γύρω από τη ρωγμή [144] για την οποία ξεκινά η διάδοση των μετατοπίσεων και

$$\alpha = (1 - \sigma) \frac{p_o}{\mu}$$

όπου $\mu = \rho c_t^2$ είναι ο συντελεστής διάτμησης (shear modulus), σ είναι ο λόγος Poisson και $p_o = \sigma_{xx}$ είναι η εξωτερική, μηχανική τάση που ασκείται στις επιφάνειες της ρωγμής. Για να υπολογιστεί η απαραίτητη τιμή του τανυστή της πυκνότητας ρεύματος χρησιμοποιούμε την εξίσωση συνέχειας:

$$\frac{\partial}{\partial t} \alpha_{\varphi x}(x, R, t) - \frac{\partial}{\partial R} j_{xx}(x, R, t) = 0$$

Έχει αναφερθεί προηγουμένως ότι εκτός από τα διατμητικά ελαστικά κύματα συμπίεσης μέσα στον όγκο του υλικού διεγείρονται και κύματα Rayleigh-Lamb, εκ των οποίων οι μικροί τρόποι (lowest mode) του φάσματος των διατμητικών κυμάτων και οι τρόποι Rayleigh των Rayleigh-Lamb κυμάτων ικανοποιούν τις οριακές συνθήκες $\omega(\mathbf{k})=0$ και, επομένως, εκπροσωπούν το κύριο μέρος των επιφανειακών διεγέρσεων που οδηγούν στην ακουστική εκπομπή. Χρησιμοποιώντας τις λύσεις της εξίσωσης Green για ισοτροπικές ελαστικές επιφάνειες που αναφέρονται στη βιβλιογραφία [145] [146] για την προσέγγιση των δυναμικών ελαστικών πεδίων που προέρχονται από την χαμηλότερη αρμονική κατά τη δημιουργία μίας

μικρορωγμής, καταλήγουμε σε μία χωροχρονική κατανομή των ταχυτήτων των ελαστικών μετατοπίσεων:

$$v_i(x, R, \varphi, t) = \frac{3(c_t^2 - 2c_l^2)}{8\pi h \sqrt{c_t^3 R}} V_{i\alpha}(\varphi) \cos \frac{\pi x}{h} \int_{-\infty}^{\infty} dt' \frac{\theta\left(t - t' - \frac{R}{c_t}\right)}{\sqrt{t - t' - \frac{R}{c_t}}} \\ \times \cos \left[\frac{3}{h} \sqrt{\pi^2 c_t^2 R (1 - \gamma^2)} \left(t - t' - \frac{R}{c_t}\right)^{2/3} \right] \int_{-h}^h dx' \cos \frac{\pi x'}{h} \int d\mathbf{R} \frac{\partial}{\partial x'_\alpha} j_{xx}(x', \mathbf{R}, t')$$

Ο τανυστής $V_{i\alpha}(\varphi)$ με στοιχεία μοναδιαίας τάξης καθορίζει τη γωνιακή κατανομή των ακουστικών πεδίων στο επίπεδο yz, ο συντελεστής $\gamma = c_t/c_l$ αποτελεί το λόγο των ταχυτήτων των εγκάρσιων και διαμήκων κυμάτων και $\alpha=y,z$, όπου λαμβάνεται υπόψη ότι η παράγωγος $\frac{\partial}{\partial x} j_{xx}$ αποτελεί μία ασύμμετρη συνάρτηση της μεταβλητής x που δεν συμβάλλει στους συμμετρικούς επιφανειακούς τρόπους ταλάντωσης και γι' αυτό λογίζονται μόνο οι παράγωγοι ως προς y και z.

Η παραπάνω εξίσωση παρουσιάζει το διεγερμένο ακουστικό πεδίο από τα ελαστικά πεδία γύρω από την ρωγμή για τα οποία ισχύει $R/\lambda_0 \ll 1$ (λ_0 θεωρείται ένα χαρακτηριστικό μήκος κύματος των ελαστικών πεδίων). Η γενική αυτή εξίσωση της κατανομής των v_i είναι δύσχρηστη, γι' αυτό κάνουμε την παραδοχή να ληφθούν υπόψη μόνο τα πεδία Lamb που είναι χωρικά κοντά στην κανονική διατμητική διέγερση. Τα πεδία αυτά παρέχουν την κύρια συνεισφορά στον παράγοντα Lamb της ακουστικής εκπομπής, με αποτέλεσμα ο τανυστής τάσης να μπορεί να προσεγγιστεί ως:

$$\sigma_{ik}(x, R, \varphi, t) \sim \rho c_t s_{ik}(\varphi) v_k(x, R, \varphi, t)$$

όπου ως $s_{ik}(\varphi)$ θεωρείται ένας τανυστής με μοναδιαία στοιχεία.

Από την εξίσωση συνέχειας έχουμε

$$\frac{\partial}{\partial R} j_{xx}(x, R, t) = N_\alpha(\varphi) \frac{\partial}{\partial t} \alpha_{\varphi x}(x, R, t)$$

με $N = \frac{R}{R} = \{0, \cos \varphi, \sin \varphi\}$. Θεωρώντας ότι η μικρορωγμή «ανοίγει» ξαφνικά τη χρονική στιγμή $t=0$, έχουμε:

$$\frac{\partial}{\partial t} \alpha_{\varphi x}(x, R, t) \cong -\frac{2\alpha R \delta(x) \delta(t)}{\pi \sqrt{R_{cr}^2 - R^2}}$$

Αντικαθιστώντας αυτή την τιμή της χρονικής παραγώγου $\frac{\partial}{\partial t} \alpha_{\varphi x}$ στη σχέση της κατανομής των $v_i(x, R, \varphi, t)$ καταλήγουμε:

$$v_i(x, R, \varphi, t) = -\frac{3\alpha R_{cr}^2 (c_l^2 - 2c_t^2)}{8\pi h \sqrt{c_t^3 R}} V_{i\alpha}(\varphi) N_\alpha(\varphi) \frac{\theta\left(t - \frac{R}{c_t}\right)}{\sqrt{t - \frac{R}{c_t}}} \times \cos \frac{\pi x}{h} \cos \left[\frac{3}{h} \sqrt{\pi^2 c_t^2 R (1 - \gamma^2)} \left(t - \frac{R}{c_t}\right)^{2/3} \right]$$

Βασιζόμενοι, επομένως, στην παραπάνω σχέση μπορούμε να πούμε ότι η σχέση που ακολουθεί είναι ικανή να εκφράσει την κατανομή του πεδίου μηχανικών τάσεων, λαμβάνοντας έτσι και μία τελική εικόνα της μηχανοηλεκτρικής μεταμόρφωσης και της ζεύξης ηλεκτρομαγνητικών και ακουστικών κυμάτων:

$$(13) \quad \sigma(x = \pm h, r_h, \tau) \sim \mu \left(\frac{R_{cr}}{h}\right)^2 \frac{1}{r_h} \frac{\left(\frac{\tau-1}{r_h}\right)}{\sqrt{\frac{\tau}{r_h}-1}} \cos \left\{ 3[\pi^2(1-\gamma^2)]^{1/3} \left(\frac{\tau}{r_h}-1\right)^{2/3} r_h \right\}$$

όπου ως r_h και τ λαμβάνονται οι αδιάστατες μεταβλητές:

$$r_h = \frac{R}{h} \quad \tau = \frac{c_t t}{h}$$

παρέχοντας έτσι τη δυνατότητα να σχεδιάσουμε τη χρονική εξάρτηση των ακουστικών πεδίων διέγερσης στα σημεία των επιφανειών του δείγματος και κατ' επέκταση των ηλεκτρομαγνητικών πεδίων στην περιοχή της πιεζοηλεκτρικής επιφάνειας. Για την παραπάνω περίπτωση ισχύει:

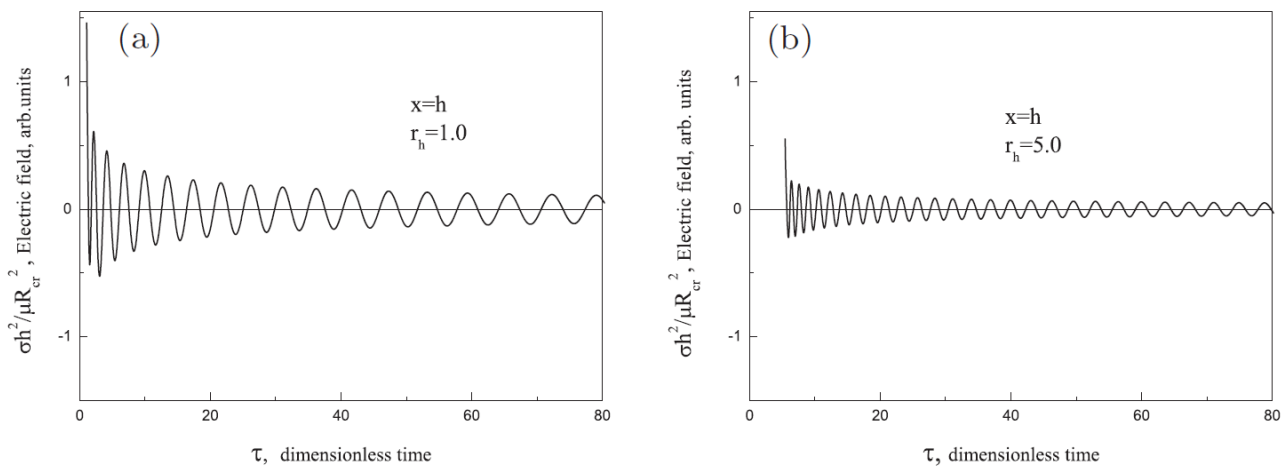
$$P_i(\mathbf{r}, t) = d_o \varepsilon_{ijk} \sigma_{jk}(\mathbf{r}, t)$$

όπου έχουμε ένα μόνο μη μηδενικό συντελεστή συμπίεστικότητας (piezomodulus) d_o και θεωρώντας τον τανυστή ε_{ijk} με τιμές $\varepsilon_{ijk} = +1$ για $i \neq j \neq k$ και $\varepsilon_{ijk} = 0$. Για τις υπόλοιπες περιπτώσεις δεχόμαστε ότι έχουμε λύσεις της ηλεκτροακουστικής μετατροπής μόνο για τις διαμηκικές (shear) συνιστώσες των ελαστικών πεδίων. Έχουμε θεωρήσει ότι ανιχνεύουμε τις ηλεκτρικές διαταραχές μέσω μίας μονοπολικής κεραίας κάθετα τοποθετημένης ως προς

τις ελεύθερες επιφάνειες $x = \pm h$ και η οποία ανταποκρίνεται στις αλλαγές E_x του ηλεκτρικού πεδίου:

$$E_x = -\frac{1}{\xi - 1} P_x^{piezo}(\pm h, \mathbf{R}, t) = -\frac{d_o}{\xi - 1} \varepsilon_{zjk} u_{jk}(\pm h, \mathbf{R}, t)$$

Τα αποτελέσματα της παραπάνω ανάλυσης (Εξίσωση (13)) φαίνονται στο Σχήμα 78, όπου έχει σχεδιαστεί η μορφή του ηλεκτρομαγνητικού παλμού, αν ληφθεί υπόψη η παραπάνω θεωρητική ανάλυση και η παραδοχή πως οι μεταβολές της μηχανικής τάσης στον όγκο του πιεζοηλεκτρικού υλικού οδηγούν σε ελαστικές ταλαντώσεις που συνοδεύονται από ακουστική εκπομπή συζευγμένη με ηλεκτρομαγνητική εκπομπή. Η εξίσωση που χρησιμοποιείται είναι μια αρκετά περίπλοκη συνάρτηση τόσο του αδιάστατου χρόνου « τ » όσο και της απόστασης « r_h ». Έτσι, αν έχουμε επιλέξει κάποιο σταθερό σημείο για την παρατήρηση των πεδίων, η περίοδος του σήματος θα είναι μικρότερη αν η απόσταση « r_h » γίνεται μεγαλύτερη. Η προέλευση του φαινομένου αυτού είναι το γεγονός ότι το σήμα δεν είναι απλή αρμονική συνάρτηση, αλλά μια πολύπλοκη υπέρθεση απείρων μεγάλου αριθμού αρμονικών με απειροελάχιστα μικρά πλάτη, και κάθε μία από τις αρμονικές διαδίδεται με τη δική της ταχύτητα (διασπορά - Rayleigh Lamb dispersion).



Σχήμα 78: Η θεωρητική μορφή του ηλεκτρομαγνητικού παλμού από μία ρωγή, όπως αυτή υπολογίζεται σε διαφορετικές αποστάσεις $r_h=R/h$ έξω από την επιφάνεια του υλικού. Αριστερά έχουμε την εξάρτηση του $\frac{\sigma h^2}{\mu R_{cr}^2}$ ως προς τον αδιάστατο χρόνο τ για απόσταση $r_h=1$ και δεξιά για $r_h=5$. Αναπαραγωγή από [147].

Από το σχήμα φαίνεται πως η θεωρητική μορφή της ηλεκτρομαγνητικής εκπομπής συμφωνεί με την αντίστοιχη πειραματική που λαμβάνουμε από δείγματα γρανίτη, όπως φαίνεται στο Σχήμα 78 και παρουσιάζεται στην εργασία [147].

Αναλογιζόμενοι τις θεωρητικές αναλύσεις που κάναμε για την παραγωγή των ηλεκτρομαγνητικών παλμών στους ιοντικούς κρυστάλλους και τη θεωρητική μελέτη της ηλεκτρομαγνητικής εκπομπής στα πιεζοηλεκτρικά υλικά λόγω του μηχανισμού της ελαστοηλεκτρικής μετατροπής της ενέργειας, καταλήγουμε ότι οι ηλεκτρομαγνητικοί παλμοί/συρμοί που καταγράφονται κατά την συμπίεση δειγμάτων γρανίτη (όπως φαίνονται Σχήμα 32) αποτελούν μία σύνθεση των δύο αναφερόμενων διεργασιών. Επομένως, η ολική ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία που ανιχνεύεται κατά την συμπίεση ενός υλικού έχει ομοιότητες αλλά και ουσιώδεις διαφορές, ανάλογα με το αν το υπό καταπόνηση υλικό είναι πιεζοηλεκτρικό ή μη.

6.4 Μηχανισμός εξάπλωσης και η δυναμική του φαινομένου θραύσης

Η μελέτη του τρόπου ανάπτυξης και εξάπλωσης των μικροθραύσεων στη σειρά των πειραμάτων που διεξήχθησαν και ο υπολογισμός των αντίστοιχων παραμέτρων παρήγαγαν αρκετά ενδιαφέροντα αποτελέσματα. Κατά την επεξεργασία των δεδομένων εστίασαμε στον υπολογισμό δύο παραμέτρων (α και ω), οι οποίες αποτελούν το πραγματικό και φανταστικό μέρος του εκθέτη του νόμου δύναμης που προσπαθεί να εκφράσει την εξέλιξη της αθροισμένης ενέργειας που απελευθερώνεται μέσω της ακουστικής και ηλεκτρομαγνητικής εκπομπής.

Η μέθοδος αυτή αναπτύχθηκε και βασίστηκε στη μελέτη ετερογενών υλικών - όπως ο γρανίτης - και μέχρι τώρα τα αποτελέσματα προέρχονταν από εν γένει ετερογενή υλικά. Η εφαρμογή της σε ομοιογενή κρυσταλλικά υλικά όπως το LiF έγινε πειραματικά για πρώτη φορά από εμάς, προκειμένου να δούμε κατά πόσο ευσταθεί η εγκυρότητα εφαρμογής της μεθόδου και σε αυτά τα υλικά. Παρόλο που θεωρητικά το LiF είναι ομογενές υλικό, στην πραγματικότητα υπάρχει ένας βαθμός ετερογένειας στο εσωτερικό του, τόσο για λόγους θερμοδυναμικούς όσο και λόγω των προσμίξεων που περιέχει. Πρέπει, επίσης, να ληφθεί υπόψη πως ο γρανίτης είναι πιεζοηλεκτρικό υλικό και το LiF μη πιεζοηλεκτρικό. Άρα, τα ηλεκτρομαγνητικά σήματα που καταγράφονται προέρχονται από διαφορετικούς μηχανισμούς, όπως είδαμε προηγουμένως και αναλύσαμε εκτενώς στις προηγούμενες παραγράφους. Γι' αυτό είχε σημασία να δούμε αν μπορούσε η μαθηματική σχέση προσέγγισης της αθροισμένης ενέργειας ήταν ικανή να περιγράψει το φαινόμενο και στις δύο περιπτώσεις. Απ' ότι είδαμε και για τα δύο υλικά η εφαρμογή του μοντέλου αυτού, τόσο στην ακουστική όσο και στην ηλεκτρομαγνητική εκπομπή, ήταν επιτυχής.

Βασιζόμενοι και στην επεξεργασία των πειραμάτων Kaiser και υπολογίζοντας την παράμετρο ω ανά κύκλο συμπίεσης - αποσυμπίεσης, είδαμε πως οι τιμές του ω αυξάνονται ανά μεταγενέστερο κύκλο. Κατά την επεξεργασία και την εφαρμογή του μοντέλου σε αυτά τα δείγματα, η τάση της αύξησης της τιμής του ω για κάθε κύκλο συμπίεσης-αποσυμπίεσης, που είναι εγγύτερα στο σημείο κατάρρευσης, είναι εμφανής στο Σχήμα 68. Αυτό συμβαίνει για την ακουστική αλλά και ηλεκτρομαγνητική εκπομπή, τόσο του LiF όσο και του γρανίτη. Δεδομένου ότι σε κάθε μεταγενέστερο κύκλο έχουμε περισσότερες ατέλειες και μικρορωγμές από τους προηγούμενους η αύξηση της τιμής του ω συνάδει με τον ισχυρισμό πως αποτελεί μία «παράμετρο ζημιάς» του υλικού (damage variable) αφού οι ζώνες επιρροής των ατελειών

και μικρορωγμών έχουν διευρυνθεί και, επομένως, οι «κατεστραμμένες» περιοχές έχουν αυξηθεί τόσο σε πλήθος όσο και σε εύρος. Παρόλα αυτά δεν μπορούμε να ισχυρισθούμε ότι η παράμετρος ω αποτελεί ένα δείκτη της εμβέλειας αλληλεπίδρασης (range correlation) γιατί σε αυτή την περίπτωση θα περιμέναμε στα τελευταία στάδια να πέφτει η τιμή της, καθότι εκεί το υλικό αρχίζει να γίνεται σαθρό και παρατηρείται ολίσθηση, άρα δεν υπάρχουν αλληλεπιδράσεις μεταξύ των «δομικών μονάδων» του υπό μελέτη συστήματος.

Για την απόδοση φυσικού νοήματος στην παράμετρο α θα εκμεταλλευτούμε τα αποτελέσματα από τον υπολογισμό της εντροπίας Tsallis και Fuzzy. Παρατηρώντας το Σχήμα 70 βλέπουμε πως και οι δύο περιπτώσεις εντροπίας μειώνονται για κάθε μεταγενέστερο κύκλο, εκτός από τον τελευταίο όπου παρατηρείται απότομη αύξηση. Στον πρώτο κύκλο βλέπουμε ότι οι τιμές της εντροπίας είναι ελαφρά υψηλότερες από τον δεύτερο αλλά αυτό οφείλεται στο ότι έχουμε λιγότερα καταγεγραμμένα «γεγονότα» (και άρα μικρότερη ενέργεια που μπορεί να επιφέρει σφάλματα) αλλά και στο ότι είμαστε σε αρχικό στάδιο όπου το πλήθος των καταστροφικών γεγονότων μπορεί να μην είναι αρκετό.

Το σημαντικό είναι πως η σχέση της παραμέτρου α ως προς τις εντροπίες είναι αντιστρόφως ανάλογη σε όλες τις περιπτώσεις, δηλαδή εκεί που αυξάνεται η παράμετρος α μειώνεται η εντροπία και αντίστροφα. Γνωρίζουμε ότι μικρές τιμές της εντροπίας αναφέρονται σε μικρότερη πολυπλοκότητα και μεγαλύτερη κανονικότητα του συστήματος. Έχοντας αυτό υπόψη, η συμπεριφορά της παραμέτρου α φαίνεται να μην εκφράζει την εγγενή ανομοιογένεια του υλικού αλλά τη διάταξη και δομή του «δικτύου» εμφάνισης των μικρορωγμών, οι οποίες είναι η ουσιαστική αιτία του φαινομένου της ηλεκτρομαγνητικής και ακουστικής εκπομπής στα στερεά υπό μηχανικό φόρτο. Στα πρώτα στάδια, οι μεμονωμένες μικρορωγμές αναπτύσσονται κατά τυχαίο τρόπο στο μεγαλύτερο μέρος του υλικού. Η δομή φαίνεται γενικά «ομοιογενής», εκτός από αυτές τις απομονωμένες μικρορωγμές, που μοιάζουν με «φορείς ετερογένειας». Δεδομένου ότι η διαδικασία παραμόρφωσης συνεχίζεται, σε κάθε επόμενο κύκλο, όλο και περισσότερες μικρορωγμές εμφανίζονται, αλληλοεπιδρούν και συγχωνεύονται, έτσι ώστε να σχηματίσουν μεγαλύτερες ρωγμές. Αυτές οι «ετερογένειες» απλώνονται στο εύρος του υλικού και παρουσιάζουν μια μεγαλύτερη ποικιλία από «μεγέθη», καθιστώντας τη δομή του συστήματος που μελετάται σχετικά πιο «ετερογενή» σε σύγκριση με τον προηγούμενο κύκλο. Έτσι, η χωρική κατανομή των μικρορωγμών στο εσωτερικό του όγκου του υλικού φαίνεται να συμφωνεί με την αύξηση της αξίας της παραμέτρου. Στην τελευταία φάση η τιμή της παραμέτρου πέφτει δραστικά, υποδεικνύοντας ένα ξαφνικό

εντοπισμό της προαναφερθείσας κατανομής, ο οποίος είναι λογικός, δεδομένου ότι η μακροσκοπική θραύση λαμβάνει χώρα σε μια προτιμότερη διεύθυνση. Αυτό σημαίνει ότι η πλειοψηφία των ρωγμών στον όγκο του υλικού ευθυγραμμίζεται προς την προτιμητέα κατεύθυνση της μακροσκοπικής ρήξης [148] και «εντοπίζεται» η περιοχή της τελικής κατάρρευσης.

7. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Μέσα από την εκπόνηση και ολοκλήρωση της παρούσας διδακτορικής διατριβής οδηγηθήκαμε στην εξαγωγή διαφόρων χρήσιμων συμπερασμάτων, που βοήθησαν στην καλύτερη κατανόηση της διαδικασίας της θραύσης και των φαινομένων που την συνοδεύουν. Τα κυριότερα συμπεράσματα συνοψίζονται στα παρακάτω:

- 1. Ο μηχανισμός εκπομπής ηλεκτρομαγνητικών σημάτων από ιοντικά, μη πιεζοηλεκτρικά υλικά (LiF) διαφέρει σημαντικά από εκείνον των πιεζοηλεκτρικών υλικών. Αυτό αποδεικνύεται από το γεγονός ότι τα ηλεκτρομαγνητικά σήματα που προέρχονται από μη πιεζοηλεκτρικά υλικά αποτελούνται από καλά εντοπισμένους μικρής διάρκειας απότομους παλμούς. Αντίθετα, στα πιεζοηλεκτρικά υλικά οι ηλεκτρομαγνητικοί παλμοί αποτελούν ένα αποσβενόμενο κυματοσυρμό της ηλεκτρομαγνητικής έντασης. Τα ηχητικά σήματα είναι παρόμοια και στις δύο περιπτώσεις.*
- 2. Οι ιοντικοί κρύσταλλοι που έχουν υποβληθεί σε έκθεση ακτινοβολίας γ, παρουσιάζουν καταστολή της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας που εκπέμπεται κατά την μηχανική καταπόνηση σε σχέση με κρυστάλλους που δεν έχουν ακτινοβοληθεί. Αντιθέτως, η ακουστική εκπομπή στα ακτινοβολημένα υλικά δεν επηρεάζεται σημαντικά.*
- 3. Με βάση τα παραπάνω συμπεράσματα προτάθηκε μηχανισμός εκπομπής των ηλεκτρομαγνητικών σημάτων κατά τη διαδικασία της θραύσης, σε συμφωνία με τα πειράματά μας. Το κύριο χαρακτηριστικό αυτού του μηχανισμού είναι το γεγονός ότι οι μεγάλες εκτινάξεις του ηλεκτρικού πεδίου (bursts) του σήματος οφείλονται στην απότομη διάνοιξη μικρορωγμών και στην αναμενόμενη επιτάχυνση των ηλεκτρικών φορτίων που μεταφέρουν οι φορτισμένες γραμμικές μετατοπίσεις που συνωστίζονται.*

Επιπρόσθετα, μετά την απότομη εκτίναξη του ηλεκτρικού πεδίου ακολουθεί, ως αναμένεται, περίοδος αποκατάστασης (εφησυχασμός των φορτίων), όπως δείχνει η μορφή των παλμών. Όσον αφορά δε τα πιεζοηλεκτρικά υλικά, στους ηλεκτρομαγνητικούς παλμούς παρατηρείται, επίσης, τμήμα ταλαντώσεως του ηλεκτρικού πεδίου, όπως αναμένεται από την πιεζοηλεκτρική φύση του υλικού.

4. Η επεξεργασία πλήρων χρονοσειρών ηλεκτρομαγνητικής εκπομπής έδειξε ότι το μοντέλο προσέγγισης της αθροιζόμενης απελευθερούμενης ενέργειας ακουστικής εκπομπής που συνοδεύει τη θραύση, μπορεί να εφαρμοστεί με επιτυχία και στην περίπτωση της ηλεκτρομαγνητικής εκπομπής, τόσο για τους μη πιεζοηλεκτρικούς κρυστάλλους όσο και στους πιεζοηλεκτρικούς. Μέχρι τώρα στην βιβλιογραφία υπήρξαν περιπτώσεις εφαρμογής του μοντέλου αυτού σε ακουστικά σήματα προερχόμενα από την καταπόνηση δειγμάτων γρανίτη (πιεζοηλεκτρικό υλικό). Εμείς εφαρμόσαμε με επιτυχία το μοντέλο αυτό και σε περιπτώσεις ιοντικών κρυστάλλων, καθώς και στην ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία που συνοδεύει τη διαδικασία της καταπόνησης.
5. Δείξαμε ότι τόσο στα μη πιεζοηλεκτρικά όσο και στα πιεζοηλεκτρικά υλικά το φαινόμενο της ηλεκτρομαγνητικής εκπομπής και της ενέργειας που απελευθερώνεται μέσω αυτής είναι ένα φαινόμενο με μορφοκλασματική (fractal) δομή, με διακριτή φύση που παραμένει αναλλοίωτο από την κλίμακα που παρατηρείται (Discrete Scale Invariance).
6. Υπολογίστηκαν οι παράμετροι α και ω του μοντέλου που σχετίζονται με τη δομή ενός συστήματος και τις αλληλεπιδράσεις που λαμβάνουν χώρα μεταξύ των ατελειών του

συστήματος. Όσον αφορά στο φυσικό περιεχόμενο των παραμέτρων αυτών, τα πειράματά μας υποδεικνύουν πως η παράμετρος «ω» συνδέεται με τον βαθμό ζημιάς που έχει υποστεί το υλικό και η παράμετρος «α» φαίνεται να σχετίζεται με τον βαθμό ομοιογένειας του υπό μελέτη πολύπλοκου συστήματος.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- 1 Z.Gyulai, D.Hartly. Elektrische Leitfähigkeit verformter Steinsalzkristalle. *Z. Physik*, 51 (1928), 378-387, <http://dx.doi.org/10.1007/BF01338320>.
- 2 A.W.Stepanov. Uber den Mechanismus der plastischen Deformation. *Z. Physik*, 81, 7 (1933), 560-564, <http://dx.doi.org/10.1007/BF01342303>.
- 3 D.B.Fischbach, A.S.Nowick. Deformation-Induced Charge Flow in NaCl Crystals. *Physical Review*, 99, 4 (1955), 1333-1334, <http://doi.org/10.1103/PhysRev.99.1333>.
- 4 D.B.Fischbach, A.S.Nowick. Some transient electrical effects of plastic deformation in NaCl crystals. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 5 (1958), 302-315, [http://doi.org/10.1016/0022-3697\(58\)90034-9](http://doi.org/10.1016/0022-3697(58)90034-9).
- 5 W.G.Johnston. Effect of Plastic Deformation on the Electrical Conductivity of Silver Bromide. *Physical Review*, 98, 6 (1955), 1777-1786, <http://doi.org/10.1103/PhysRev.98.1777>.
- 6 M.C.Shine, R.K.McCrone. Dielectric Investigations of the Gyulai-Hartly Effect: Enhanced Conductivity in Alkali Halides following Plastic Deformation. *Physical Review*, 176, 3 (1968), 1076-1088, <http://doi.org/10.1103/PhysRev.176.1076>.
- 7 J.D.Eshelby, C.W.A.Newey, P.L.Pratt, A.B.Lidiard. Charged dislocations and the strength of ionic crystals. *Philosophical Magazine*, 3, 25 (1958), 75-89, <http://dx.doi.org/10.1080/14786435808243228>.
- 8 A.A.Urusovskaya. Electric effects associated with plastic deformation of ionic crystals. *Soviet Physics Uspekhi*, 11, 5 (1969), 631-643, <http://dx.doi.org/10.1070/PU1969v011n05ABEH003738>.
- 9 S.Brissenden, J.W.Gardner, J.Illingworth, I.Kovacevic, R.W.Whitworth. The Influence of an Electric Field on the Flow Stress of Crystals of NaCl. *Physica Status Solidi (a)*, 51, 2 (1979), 521-526, <http://dx.doi.org/10.1002/pssa.2210510225>.

- 10 U.Nitsan. Electromagnetic Emission Accompanying Fracture of quartz-bearing rocks. *Geophysical Research Letters*, 4, 8 (1977), 333-336, <http://dx.doi.org/10.1029/GL004i008p00333>.
- 11 J.W.Warwick, C.Stoker, T.R.Meyer. Radio Emission Associated With Rock Fracture: Possible Application to the Great Chilean Earthquake of May 22, 1960. *Journal of Geophysical Research*, 87, B4 (1982), 2851-2859, <http://dx.doi.org/10.1029/JB087iB04p02851>.
- 12 G.O.Cress, B.T.Brady, G.A.Rowell. Sources of electromagnetic radiation from fracture of rock samples in the laboratory. *Physical Research Letters*, 14, 4 (1987), 331-334, <http://dx.doi.org/10.1029/GL014i004p00331>.
- 13 A.Misra. A Physical Model for the Stress-Induced Electromagnetic Effect in Metals. *Applied Physics*, 16 (1978), 195-199. <http://dx.doi.org/10.1007/BF00930387>.
- 14 D.R.James, S.H.Carpenter. Relationship between Acoustic Emission and Dislocation Kinetics in Crystalline Solids. *Journal of Applied Physics*, 42, 12 (1971), 4685-4697, <http://dx.doi.org/10.1063/1.1659840>.
- 15 N.I.Gershenzon, M.B.Gokhberg, A.V.Karakin, N.V.Petviashvili, A.L.Rykunov. Modelling the connection between earthquake preparation processes and crustal electromagnetic emission. *Physics of the Earth and Planetary Sciences*, 57, 1-2 (1989), 129-138, [http://dx.doi.org/10.1016/0031-9201\(89\)90222-7](http://dx.doi.org/10.1016/0031-9201(89)90222-7).
- 16 S.G.O'Keefe, D.V.Thiel. A mechanism for the production of electromagnetic radiation. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 89 (1995), 127-135, [http://dx.doi.org/10.1016/0031-9201\(94\)02994-M](http://dx.doi.org/10.1016/0031-9201(94)02994-M).
- 17 A.Misra, R.C.Prasad, V.S.Chauhan, B.Srilakshmi. A theoretical model for the electromagnetic radiation emission during plastic deformation and crack propagation in metallic materials. *International Journal of Fracture*, 145 (2007), 99-121, <http://dx.doi.org/10.1007/s10704-007-9107-0>.

- 18 P.Varotsos, N.Sarlis, M.Lazaridou. Interconnection of defect parameters and stress-induced electric signals in ionic crystals. *Physical Review B*, 59 (1999), 24, <http://doi.org/10.1103/PhysRevB.59.24>.
- 19 I.Yamada, K.Masuda, H.Mizutani. Electromagnetic and acoustic emission associated with rock fracture. *Physics of the Earth and Planetary Sciences*, 57, 1-2 (1989), 157-168, [http://dx.doi.org/10.1016/0031-9201\(89\)90225-2](http://dx.doi.org/10.1016/0031-9201(89)90225-2).
- 20 K.Fukui, S.Okubo,T.Terashima. Electromagnetic Radiation from Rock During Uniaxial Compression Testing: The Effects of Rock Characteristics and Test Conditions. *Rock Mechanics and Rock Engineering*, 38, 5 (2005), 411-423, <http://dx.doi.org/10.1007/s00603-005-0046-7>.
- 21 A.A.Shibkov, A.A.Kazakov. Electromagnetic Emission under Uniaxial Compression of Ice: III. Dynamics and Statistics of Dislocation Avalanches and Cracks. *Crystallography Reports*, 54, 2 (2009), 299-305, <http://dx.doi.org/10.1134/S1063774509020205>.
- 22 J.T.Dickinson, D.B.Snyder, E.E.Donaldson. Acoustic emission and electron emission during deformation of anodized aluminum. *Journal of Vacuum Science & Technology*, 17, 1 (1980), 429, <http://dx.doi.org/10.1116/1.570474>.
- 23 V.Frid. Electromagnetic radiation associated with induced triaxial fracture in granite. *Philosophical Magazine Letters*, 79, 2 (1999), 79-86, <http://dx.doi.org/10.1080/095008399177570>.
- 24 J.C.M.Li. Charged dislocations and plasto-electric effect in ionic crystals. *Materials Science and Engineering*, A287 (2000), 265-271, [http://dx.doi.org/10.1016/S0921-5093\(00\)00784-X](http://dx.doi.org/10.1016/S0921-5093(00)00784-X).
- 25 D.Ninos, G.S.Tombras, C.Mavromatou, V.Hadjicontis. On the detection of acoustic and electromagnetic signals before fracture of dielectric crystallin materials. *IEEE Geoscience and remote sensing letters*, 1, 3 (2004), 162-165, <http://dx.doi.org/10.1109/LGRS.2004.828912>.

- 26 P.Koktavy, J.Pavelka, J.Sikula. Characterization of acoustic and electromagnetic emission sources. *Meas. Scien. Technol.*, 15 (2004), 973-977, <http://dx.doi.org/10.1088/0957-0233/15/5/028>.
- 27 V.Lyakhovskiy, Y.Podladchikov, P.Alexei. A rheological model of a fractured solid. *Tectonophysics*, 226, 1-4 (1993), 187-198, [http://dx.doi.org/10.1016/0040-1951\(93\)90117-3](http://dx.doi.org/10.1016/0040-1951(93)90117-3).
- 28 P.Koktavy. Experimental study of electromagnetic emission signals generated by crack generation in composite materials. *Measurement Science and Technology*, 20 (2009), 015704, <http://dx.doi.org/10.1088/0957-0233/20/1/015704>.
- 29 V.Hadjicontis, C.Mavromatou, D.Ninos. Stress induced polarization currents and electromagnetic emission. *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 4 (2004), 633-639, <http://dx.doi.org/10.5194/nhess-4-633-2004>.
- 30 A.Rabinovitch, A.Shay, R.Liraz, V.Frid, D.Bahat. Electromagnetic radiation emitted during friction process. *International Journal of Fracture*, 131 (2005), L21-L27, <http://dx.doi.org/10.1007/s10704-005-2596-9>.
- 31 A.C.Fraser-Smith, A. Bernardi, P.R.McGill, M.E.Ladd, R.A.Helliwell, O.G.Villard Jr. Low frequency magnetic field measurements near the epicenter of the Ms 7.1 Loma Prieta Earthquake. *Geophysical Research Letters*, 17, 9 (1990), 1465-1468, <http://dx.doi.org/10.1029/GL017i009p01465>.
- 32 P.Varotsos, K.Alexopoulos. Physical properties of the variations of the electric field of the earth preceding earthquakes, I. *Tectonophysics*, 110, 1-2 (1984), 73-98, [http://dx.doi.org/10.1016/0040-1951\(84\)90059-3](http://dx.doi.org/10.1016/0040-1951(84)90059-3).
- 33 F.Vallianatos, K.Eftaxias. A model for the influence of local inhomogeneities on the magnetotelluric variations at two VAN stations in Greece. *Tectonophysics*, 224, 1-3 (1993), 125-130, [http://dx.doi.org/10.1016/0040-1951\(93\)90063-P](http://dx.doi.org/10.1016/0040-1951(93)90063-P).

- 34 P.Varotsos, M.Lazaridou. Latest aspects of earthquake prediction in Greece based on seismic electric signals. *Tectonophysics*, 188, 3-4 (1991), 321-247, [http://dx.doi.org/10.1016/0040-1951\(91\)90462-2](http://dx.doi.org/10.1016/0040-1951(91)90462-2).
- 35 P.Varotsos, K.Alexopoulos. Physical properties of the variations of the electric field of the earth preceding earthquakes II. Determination of epicenter and magnitude. *Tectonophysics*, 110, 1-2 (1984), 99-125, [http://dx.doi.org/10.1016/0040-1951\(84\)90060-X](http://dx.doi.org/10.1016/0040-1951(84)90060-X).
- 36 Y.Fujinawa, K.Takahashi. Emission of electromagnetic radiation preceding the Ito seismic swarm of 1989. *Nature*, 347, 6291 (1990), 336-378, <http://dx.doi.org/10.1038/347376a0>.
- 37 K.Oike, T.Ogawa. Electromagnetic radiation from shallow earthquakes observed in the LF range. *Journal of Geomagnetism and Geoelectricity*, 38, 10 (1986), 1031-1040, <http://doi.org/10.5636/jgg.38.1031>.
- 38 J.Tate, W.Daily. Evidence of electroseismic phenomena. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 57, 1-2 (1989), 1-10, [http://dx.doi.org/10.1016/0031-9201\(89\)90207-0](http://dx.doi.org/10.1016/0031-9201(89)90207-0).
- 39 P.A.Varotsos, N.V.Sarlis, E.S.Skordas. Detrended fluctuation analysis of the magnetic and electric field variations that precede rupture. *Chaos*, 19 (2009), 023114, <http://dx.doi.org/10.1063/1.3130931>.
- 40 S.M.Potirakis, G.Minadakis, K.Eftaxias. Analysis of electromagnetic pre-seismic emissions using Fisher information and Tsallis entropy. *Physica A*, 391, 1-2 (2012), 300-306, <http://dx.doi.org/10.1016/j.physa.2011.08.003>.
- 41 P.Varotsos, N.Sarlis, E.Skordas. Long-range correlations in the electric signals that precede rupture. *Physical Review E*, 66 (2002), 011902, <http://doi.org/10.1103/PhysRevE.66.011902>.

- 42 P.Varotsos, K.Alexopoulos, K.Nomicos, M.Lazaridou. Official earthquake prediction procedure in Greece. *Tectonophysics*, 152, 3-4 (1988), 193-196, [http://dx.doi.org/10.1016/0040-1951\(88\)90045-5](http://dx.doi.org/10.1016/0040-1951(88)90045-5).
- 43 A.Rabinovitch, V.Frid, D.Bahat. Gutenberg-Richter-type relation for laboratory fracture-induced electromagnetic radiation. *Physical Review E*, 65 (2001), 011401, <https://dx.doi.org/10.1103/PhysRevE.65.011401>.
- 44 I.G.Main. A damage mechanics model for power-law creep and earthquake aftershock and foreshock sequences. *Geophysical Journal International*, 142 (2000), 151-161, <http://dx.doi.org/10.1046/j.1365-246x.2000.00136.x>.
- 45 P.Kapiris, K.Eftaxias, D.Nomikos, J.Polygiannakis, E.Dologlou, G.Balasis, N.Bogris, A.Peratzakis, V.Hadjicontis. Evolving towards a critical point: A plausible electromagnetic way in which the critical regime is reached as the rupture approaches. *Nonlinear Processes in Geophysics*, 10, 6 (2003), 511-524, <http://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00302258>.
- 46 D.Sornette, C.G.Sammis. Complex Critical Exponents from Renormalization Group Theory of Earthquakes: Implications for Earthquake Predictions. *Journal Physique (France)*, 5, 5 (1995), 607-619, <http://dx.doi.org/10.1051/jp1:1995154>.
- 47 D.Sornette. Predictability of catastrophic events: Material rupture, earthquakes, financial crashes and human birth. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 99, 1 (2002), 2522-2529, <http://dx.doi.org/10.1073/pnas.022581999>.
- 48 V.I.Yukalov, A.Moura, H.Nechad. Self-Similar Law of Energy Release before Material Fracture. *Journal of Mechanics and Physics of Solids*, 52, 2 (2004), 453-465, [http://dx.doi.org/10.1016/S0022-5096\(03\)00088-7](http://dx.doi.org/10.1016/S0022-5096(03)00088-7).
- 49 M.Molotskii. *Sov. Tekh. Phys. Lett.*, 6 (1980), 22-23.

- 50 V.M.Finkel, Y.I.Golovin, V.E.Sereda. Electrical effects accompanying fracture of LiF crystals and problem of rock control. *Sov. Phys. - Solid State*, 17 (1975), 492-495.
- 51 N.Gershenson, D.Zilpimiani, P.V.Mandzhgaladze, O.A.Pokhotelov. Effect of a magnetic field on the fracture of LiF single crystals. *Soviet Physics, Solid State*, 28, 3 (1986), 394.
- 52 A.I.Laptukhov. Generation of an electromagnetic field during rupture of a dielectric. *Russian Physics Journal*, 38, 1 (1995), 15-19, <http://dx.doi.org/10.1007/BF00559507>.
- 53 A.Rabinovitch, V.Frid, D.Bahat. Surface oscillations - A plausible source of fracture induced electromagnetic radiation. *Tectonophysics*, 431 (2007), 15-21, <http://dx.doi.org/10.1016/j.tecto.2006.05.027>.
- 54 J.S.Nadeau. Color centers and the flow stress of LiF single crystals. *Journal of Applied Physics*, 33, 12 (1962), 3480-3486, <http://dx.doi.org/10.1063/1.1702432>.
- 55 J.S.Nadeau. Radiation Hardening in Alkali-Halide Crystals. *Journal of Applied Physics*, 35, 4 (1964), 1248-1255, <http://dx.doi.org/10.1063/1.1713603>.
- 56 P. Varotsos, K. Alexopoulos. *Thermodynamics of Point Defects and their relation with the bulk properties*. S. Amelinckx, R. Gevers and J. Nihoul, North Holland, 1986.
- 57 Π.Βαρώτσος, Κ.Αλεξόπουλος. *Φυσική Στερεάς Κατάστασης*. Σαββάλας, Αθήνα, 1995.
- 58 F.R.N.Nabarro, J.P.Hirth. *Dislocations in Solids*. Elsevier, 2004.
- 59 G.Lu, N.Kioussis, V.V.Bulatov, E.Kaxiras. The Peierls-Nabarro model revisited. *Philosophical Magazine Letters*, 80, 10 (2000), 675-682, <http://dx.doi.org/10.1080/09500830050143778>.
- 60 MÜHENDISHANE DERSLERİ. Frank-Read Mechanism. <http://muhendishane.org/kutuphane/malzemelerin-mekanik-davranisi/dislokasyon-kaynaklari/>.

- 61 J.Weertman, J.R.Weertman. *Elementary Dislocation Theory*. Oxford University Press, 1992.
- 62 WIKIWAND. Burgers vector. http://www.wikiwand.com/en/Burgers_vector.
- 63 A.Granato, K.Lücke. Theory of Mechanical Damping Due to Dislocations. *Journal of Applied Physics*, 27, 6 (1956), 583-593, <http://dx.doi.org/10.1063/1.1722436>.
- 64 A.N.Stroh. The Formation of Cracks as a Result of Plastic Flow. *Proceedings of Royal Society of London*, A223 (1954), 404-414, <http://dx.doi.org/10.1098/rspa.1954.0124>.
- 65 A.Huddart, R.W.Whitworth. Measurements of the charge acquired by dislocations in NaCl crystals of known purity. *Philosophical Magazine*, 27:1 (1973), 107-119, <http://dx.doi.org/10.1080/14786437308228918>.
- 66 R.W.Whitworth. Atomic mechanisms for the transport of charge by dislocations in the NaCl type crystals. *Philosophical Magazine*, 11, 109 (1965), 83-90, <http://dx.doi.org/10.1080/14786436508211926>.
- 67 J.S.Koehler, D.Langreth, B.von Turkovitch. Charged Dislocations in Ionic Crystals. *Physical Review*, 128, 2 (1962), 573-580, <http://doi.org/10.1103/PhysRev.128.573>.
- 68 R.W.Whitworth. The sweep-up model of charged dislocations in ionic crystals. *Philosophical Magazine A*, 51, 6 (1985), 857-863, <http://dx.doi.org/10.1080/01418618508237593>.
- 69 R.M.Latanision, J.T.Fourie. Space Charge Layers. In No17, Series E: Applied Science -, ed., *Surface Effects in Crystal Plasticity*. Nato Advanced Study Institutes Series, 1977.
- 70 S.G.Davison, J.D.Levine. Surface States. *Solid State Physics*, 25 (1970), 1-149, [http://dx.doi.org/10.1016/S0081-1947\(08\)60008-9](http://dx.doi.org/10.1016/S0081-1947(08)60008-9).
- 71 D.R.Frankl. Critical reviews in Solid State Physics. *CRL Cleveland*, 4 (1974), 455.

- 72 V.Heine. Proc. Tenth Conf. on the Physics of Semiconductors. (Cambridge 1970), 228.
- 73 H.F.Matare. Defect Electronics in Semiconductors. Wiley-Interscience, New York, 1971.
- 74 A.Many, Y.Goldstein, N.B.Grover. Semiconductor Surfaces. North Holland, Amsterdam, 1965.
- 75 A.Many, J.Shappir, U.Shaked. Molecular Procedures in Solid Surfaces. New York, 1969.
- 76 C.B.Duke, T.J.Fabish. Charge-induced relaxation in polymers. *Phys. Rev. Lett.*, 37 (1976), 1075-1078, <http://doi.org/10.1103/PhysRevLett.37.1075>.
- 77 J.S.Nadeau, W.G.Johnston. Hardening of Lithium Crystals by Irradiation. *Journal of Applied Physics*, 32, 12 (1961), 2563-2565, <http://dx.doi.org/10.1063/1.1728354>.
- 78 R.B.Gordon, A.S.Nowick. The pinning of dislocations by X-irradiation of alkali halide crystals. *Acta Metallurgica*, 4, 5 (1956), 514-527, [http://dx.doi.org/10.1016/0001-6160\(56\)90048-7](http://dx.doi.org/10.1016/0001-6160(56)90048-7).
- 79 C.L.Bauer, R.B.Gordon. Mechanism for dislocation pinning in the alkali halides. *Journal of Applied Physics*, 33, 2 (1962), 672-682, <http://dx.doi.org/10.1063/1.1702486>.
- 80 J.J.Gilman, W.G.Johnston. Dislocations, Point-Defect Clusters, and Cavities in Neutron Irradiated LiF Crystals. *Journal of Applied Physics*, 29, 6 (1958), 877-888, <http://dx.doi.org/10.1063/1.1723322>.
- 81 E.Aerts, S.Amelinckx, W.Dekeyser. The surface hardening of X-irradiated NaCl. *Acta Metallurgica*, 7, 1 (1960), 29-42, [http://dx.doi.org/10.1016/0001-6160\(59\)90165-8](http://dx.doi.org/10.1016/0001-6160(59)90165-8).
- 82 A.D.Whapham, M.J.Makin. The hardening of lithium fluoride by electron irradiation. *Philosophical Magazine*, 51, 5 (1960), 237-250, <http://dx.doi.org/10.1080/14786436008235839>.

- 83 W.L.McLaughlin, A.C.Lucas, B.M.Kapsar, A.Miller. Electron and gamma-ray dosimetry using radiation-induced color centers in LiF. *Radiation Physics and Chemistry*, 14, 3-6 (1979), 467-480, [http://dx.doi.org/10.1016/0146-5724\(79\)90083-9](http://dx.doi.org/10.1016/0146-5724(79)90083-9).
- 84 P.V.Mitchell, D.A.Wiegand, R.Smoluchowski. Formation of F Centers in KCl by X Rays. *Physical Review*, 121, 2 (1961), 484-498, <http://doi.org/10.1103/PhysRev.121.484>.
- 85 J.Arends, H.W.den Hartog, A.J.Dekker. F-Center formation in mixed crystals of alkali halide. *Physica Status Solidi*, 10, 1 (1965), 105-112, <http://dx.doi.org/10.1002/pssb.19650100111>.
- 86 K.Mogi. Rock Fracture and Earthquake Prediction. *Journal of the Society of Materials Science (Japan)*, 23, 248 (1974), 320-331, <http://doi.org/10.2472/jsms.23.320>.
- 87 K.Mogi. Earthquake Prediction Research in Japan. *Journal of Physics of the Earth*, 43, 5 (1995), 533-561, <http://doi.org/10.4294/jpe1952.43.533>.
- 88 A.Gabrielov, V.Keilis-Borok, I.Zaliapin, W.I.Newman. Critical transitions in colliding cascades. *Physical Review E*, 62, 1 (2000), 237-249, <http://doi.org/10.1103/PhysRevE.62.237>.
- 89 C.Lu, D.Vere-Jones, H.Takayasu. Avalanche behaviour and statistical properties in a microcrack coalescence process. *Physical Review Letter*, 82, 2 (1999), 347-350, <http://doi.org/10.1103/PhysRevLett.82.347>.
- 90 S.Zapperi, A.Vespignani, H.E.Stanley. Plasticity and avalanche behaviour in microfracturing phenomena. *Nature*, 388 (1997), 658-660, <http://dx.doi.org/10.1038/41737>.
- 91 C.Zheng, J.M.A.Cesar De Sa, F.M. Andrade Pires. A comparison of models for ductile fracture prediction in forging processes. *Informatyka w Technologii Materiałów*, 7, 4 (2007), 389-396, <https://www.infona.pl/resource/bwmeta1.element.baztech-article-BUJ7-0001-0003/tab/summary>.

- 92 Y.Kawada, H.Nagahama. Cumulative Benioff strain-release, modified Omori's law and transient behaviour of rocks. *Tectonophysics*, 424, 3-4 (2006), 157-166, <http://dx.doi.org/10.1016/j.tecto.2006.03.032>.
- 93 P.Hahner, K.Bay, M.Zaiser. Fractal dislocation patterning during plastic deformation. *Physical Review Letters*, 81 (1998), 2470-2476, <http://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.2470>.
- 94 M.Zaiser, K.Bay, P.Hahner. Fractal analysis of deformation-induced dislocation patterns. *Acta Material*, 47, 8 (1999), 2463-2476, [http://dx.doi.org/10.1016/S1359-6454\(99\)00096-8](http://dx.doi.org/10.1016/S1359-6454(99)00096-8).
- 95 D.Sornette, C.Vanneste, L.Knopoff. Statistical model of earthquake foreshocks. *Physical Review A*, 45, 12 (1992), 8351-8358, <http://doi.org/10.1103/PhysRevA.45.8351>.
- 96 A.Gabrielov, W.I.Newman, L.Knopoff. Lattice models of failure: Sensitivity to the local dynamics. *Physical Review E*, 50, 1 (1994), 188-197, <http://doi.org/10.1103/PhysRevE.50.188>.
- 97 G.Caldarelli, F.D. Di Tolla, A.Petri. Self-Organization and Annealed Disorder in a Fracturing Process. *Physical Review Letters*, 77, 12-16 (1996), 2503-2506, <http://doi.org/10.1103/PhysRevLett.77.2503>.
- 98 S.P.Obukhov. Self-Organized Criticality: Goldstone Modes and Their Interactions. *Physical Review Letters*, 65, 12 (1990), 1395-1398, <http://doi.org/10.1103/PhysRevLett.65.1395>.
- 99 J.M.Carlson, J.S.Langer. Properties of Earthquakes Generated by Fault Dynamics. *Physical Review Letters*, 62, 22 (1989), 2632-2635, <http://doi.org/10.1103/PhysRevLett.62.2632>.

- 100 P.Diodati, F.Marchesoni, S.Piazza. Acoustic Emission from Volcanic Rocks: An Example of Self-Organized Criticality. *Physical Review Letters*, 67, 17 (1991), 2239-2243, <http://doi.org/10.1103/PhysRevLett.67.2239>.
- 101 A.Garcimartin, A.Guarino, L.Bellon, S.Ciliberto. Statistical properties of fracture precursors. *Physical Review Letters*, 79, 17 (1997), 3202-3205, <http://doi.org/10.1103/PhysRevLett.79.3202>.
- 102 P.A.Houle, J.P.Sethna. Acoustic emission from crumpling paper. *Physical Review E*, 54 (1996), 278-283, <http://doi.org/10.1103/PhysRevE.54.278>.
- 103 D.Sornette. Discrete-Scale Invariance and Complex Dimensions. *Physics Reports*, 297 (1998), 239-270, [http://dx.doi.org/10.1016/S0370-1573\(97\)00076-8](http://dx.doi.org/10.1016/S0370-1573(97)00076-8).
- 104 B.B.Mandelbrot. *The Fractal Geometry of Nature*. W.H.Freeman, San Francisco, 1982.
- 105 A.Johansen, D.Sornette. Evidence of discrete scale invariance in DLA and time-to-failure by canonical averaging. *International Journal of Modern Physics C*, C9 (1998), 433-447, <http://dx.doi.org/10.1142/S0129183198000339>.
- 106 D.P.Hill, P.A.Reasenber, A.Michael, W.J.Arabaz, G.Beroza, D.Brumbaugh, J.N.Brune, R.Castro, S.Davis, D.dePolo, W.L.Ellsworth, J.Gomberg, S.Harmsen, L.House, S.M.Jackson, M.J.S.Johnston, L.Jones, R.Keller, S.Malone, L.Munguia, S.Nava, J.C.Pechmann. Seismicity Remotely Triggered by the Magnitude 7.3 Landers, California, Earthquake. *Science*, 260 (1993), 1617-1623, <http://dx.doi.org/10.1126/science.260.5114.1617>.
- 107 D.J.Varnes. Predicting earthquakes by analyzing accelerating precursory seismic activity. *Pure and Applied Geophysics*, 130, 4 (1989), 661-686, <http://dx.doi.org/10.1007/BF00881603>.

- 108 C.G.Bufe, D.J.Varnes. Predictive modeling of the seismic cycle of the Greater San Francisco Bay Region. *Journal of Geophysical Research*, 98, B6 (1993), 9871-9883, <http://dx.doi.org/10.1029/93JB00357>.
- 109 C.G.Bufe, S.P.Nishenko, D.J.Varnes. Seismicity trends and potential for large earthquakes in the Alaska-Aleutian region. *Pure and Applied Geophysics*, 142, 1 (1994), 83-99, <http://dx.doi.org/10.1007/BF00875969>.
- 110 W.I.Newman, D.L.Turcotte, A.M.Gabrielov. Log-periodic behavior of a hierarchical failure model with applications to precursory seismic activation. *Physical Review E*, 52, 5 (1995), 4827-4835, <http://doi.org/10.1103/PhysRevE.52.4827>.
- 111 D.L.Turcotte, B.D.Malamud, G.Morein, W.I.Newman. An inverse-cascade model for self-organized critical behavior. *Physica A*, 268 (1999), 629-643, [http://dx.doi.org/10.1016/S0378-4371\(99\)00092-8](http://dx.doi.org/10.1016/S0378-4371(99)00092-8).
- 112 M.Sahimi, S.Arbabi. Scaling Laws for Fracture of Heterogeneous Materials and Rock. *Physical Review Letters*, 77, 17 (1996), 3689-3692, <http://doi.org/10.1103/PhysRevLett.77.3689>.
- 113 A.Moura, X.Lei, O.Nishisawa. Self-similarity in rock cracking and related complex critical exponents. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 54 (2006), 2544-2533, <http://dx.doi.org/10.1016/j.jmps.2006.06.010>.
- 114 V.I.Yukalov. Method of self-similar approximation. *Journal of Mathematical Physics*, 32, 5 (1991), 1235-1239, <http://dx.doi.org/10.1063/1.529320>.
- 115 A.Moura, V.I.Yukalov. Self-similar extrapolation for the law of acoustic emission before failure of heterogeneous materials. *International Journal of Fracture*, 118 (2002), L63-L68, <http://dx.doi.org/10.1023/A:1022908821917>.
- 116 K.A.Chishko. Dislocation mechanism of the emission of sound during growth of a crack in a crystal. *Sov. Phys.: Solid State*, 34 (1992), 462-465.

- 117 V.Hadjicontis, G.S.Tombras, D.Ninos, C.Mavromatou. Memory Effects in EM Emission During Uniaxial Deformation of Dielectric Crystalline Materials. *IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters*, 2, 2 (2005), 118-120, <http://dx.doi.org/10.1109/LGRS.2004.842472>.
- 118 C.A.Tang, Z.H.Chen, X.H.Xu, C.Li. A Theoretical Model for Kaiser Effect in Rock. *Pure and Applied Geophysics*, 150 (1997), 203-215, <http://dx.doi.org/10.1007/s000240050073>.
- 119 D.J.Holcomb. General theory of the Kaiser effect. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 30, 7 (1993), 929-935, [http://dx.doi.org/10.1016/0148-9062\(93\)90047-H](http://dx.doi.org/10.1016/0148-9062(93)90047-H).
- 120 V.Hadjicontis, C.Mavromatou. Electric signals recorded during uniaxial compression of rock samples: their possible correlation with preseismic electric signals. *Acta Geophysica Polonica*, 43, 1 (1995), 49-61, [http://dx.doi.org/10.1016/0148-9062\(96\)83462-0](http://dx.doi.org/10.1016/0148-9062(96)83462-0).
- 121 V.Hadjicontis, C.Mavromatou, T. N.Antsygina, K. A.Chishko. Mechanism of electromagnetic emission in plastically deformed ionic crystals. *Physical Review B*, 76 (2007), 0241106, <http://doi.org/10.1103/PhysRevB.76.024106>.
- 122 A.Takeuchi, H.Nagahama. Electric dipoles perpendicular to a stick-slip plane. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 155 (2006), 208-218, <http://dx.doi.org/10.1016/j.pepi.2005.12.010>.
- 123 V.Hadjicontis, C.Mavromatou, D.Mastrogiannis, T.N.Antsygina, K.A.Chishko. Relationship between electromagnetic and acoustic emissions during plastic deformation of gamma-irradiated LiF monocrystals. *Journal of Applied Physics*, 110 (2011), 024907, <http://dx.doi.org/10.1063/1.3608247>.

- 124 M.-C.Miguel, A.Vespignani, S.Zapperi, J.Weiss, J.-R.Grasso. Intermittent dislocation flow in visoplastic deformation. *Nature*, 410 (2001), 667-671, <http://dx.doi.org/10.1038/35070524>.
- 125 J.P.Sethna, K.A.Dahmen, C.R.Myers. Crackling noise. *Nature*, 410 (2001), 242-250, <http://dx.doi.org/10.1038/35065675>.
- 126 A.N.Stroh. A theory of the fracture of metals. *Advances in Physics*, 6, 24 (1957), 418-465, <http://dx.doi.org/10.1080/00018735700101406>.
- 127 V.Z.Bengus, S.N.Komnik, O.B.Shtitelman. Dislocation multiplication as a controlling factor of work hardening. *Physica Status Solidi*, 14, 1 (1966), 215-222, <http://dx.doi.org/10.1002/pssb.19660140121>.
- 128 C.D.Clark, J.H.Crawford. The interaction of colour centres and dislocations. *Advances in Physics*, 22, 2 (1968), 117-205, <http://dx.doi.org/10.1080/00018737300101279>.
- 129 J.H.Crawford, C.M.Nelson. Defect Interactions in Irradiated Calcium-Doped Potassium Chloride. *Physical Review Letters*, 5 (1960), 314, <http://doi.org/10.1103/PhysRevLett.5.314>.
- 130 J.-C.Anifrani, C.Le Floch, D.Sornette, B.Souillard. Universal Log-Periodic Correction to Renormalization Group Scaling for Rupture Stress Prediction From Acoustic Emissions. *J. Phys. I France*, 5, 6 (1995), 631-638, <http://dx.doi.org/10.1051/jp1:1995156>.
- 131 D.Mastrogiannis, V.Hadjicontis, C.Mavromatou. Experimental evidence of the compatibility of the cumulative electromagnetic energy release data, with the hierarchical models for the catastrophic fracturing process. *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 11 (2011), 1605-1608, <http://dx.doi.org/10.5194/nhess-11-1605-2011>.

- 132 C.Tsallis. Nonadditive entropy S_q and nonextensive statistical mechanics: Applications in geophysics and elsewhere. *Acta Geophysica*, 60, 3 (2012), 502-525, <http://dx.doi.org/10.2478/s11600-012-0005-0>.
- 133 S.Abe, Y.Okamoto. *Nonextensive statistical mechanics and its applications*. Springer-Verlag, Heidelberg, 2001.
- 134 A.Misra, S.Ghosh. Electromagnetic radiation characteristics during fatigue crack propagation and failure. *Applied Physics*, 23, 4 (1980), 387-390, <https://www.dx.doi.org/10.1007/BF00903221>.
- 135 C.Mavromatou, V.Hadjicontis, D.Ninos, D.Mastrogiannis, E.Hadjicontis, K.Eftaxias. Understanding the fracture phenomena in inhomogeneous rock samples and ionic crystals, by monitoring the electromagnetic emission during their deformation. *Physics and Chemistry of the Earth*, 29, 4-9 (2004), 353-357, <http://dx.doi.org/10.1016/j.pce.2003.11.011>.
- 136 N.Gershenzon, D.O.Zilpimiani, P.V.Mandzhgaladze, O.A.Pokhotelov, Z.T.Chelidze. Electromagnetic emission of the crack top during rupture of ionic crystals. *Doklady Akademii Nauk SSSR*, 288, 1 (1986), 75-78, <http://www.worldcat.org/oclc/1478791>.
- 137 L.Slifkin. Seismic electric signals from displacement of charged dislocations. *Tectonophysics*, 224, 1-3 (1993), 149-152, [http://dx.doi.org/10.1016/0040-1951\(93\)90066-S](http://dx.doi.org/10.1016/0040-1951(93)90066-S).
- 138 L.E.Elsholts. *Differential Equations*. Hindustan, Delhi, 1957.
- 139 V.T.Grinenko, V.V.Meleshko. *Harmonic oscillations and waves in elastic solids*. Naukova Dumka, Kiev, 1984.
- 140 J.F.Nye. *Physical properties of crystals*. Clarendon Press, 1957.
- 141 M.K.Balakirev, I.A.Gilinsky. *Waves in piezocrystals*. Nauka, Novosibirsk, 1982.

- 142 V.A.Krasilnikov, V.V.Krylov. *Introduction to physical acoustics*. Nauka, Moscow, 1984.
- 143 K.A.Chishko. Acoustic emission images of cracks in solids. *Acoustical Imaging*, 21 (1995), 649-660, http://dx.doi.org/10.1007/978-1-4615-1943-0_72.
- 144 G.I.Barenblatt. Equilibrium cracks formed during brittle fracture rectilinear cracks in plane plates. *Journal of Applied Mathematics and Mechanics*, 23, 4 (1959), 1009-1029, [http://dx.doi.org/10.1016/0021-8928\(59\)90036-X](http://dx.doi.org/10.1016/0021-8928(59)90036-X).
- 145 K.A.Chishko. Dynamical Green tensor and elastic fields of moving dislocation loops in isotropic plate. *Akusticheskii Zhurnal*, 35, 3 (1989), 527-532.
- 146 K.A.Chishko. About the spectrum of Rayleigh-Lamb waves in an isotropic elastic plate. *Akusticheskii Zhurnal*, 36, 1 (1990), 153-159.
- 147 D.Mastrogiannis, T.N.Antsygina, K.A.Chishko, C.Mavromatou, V.Hadjicontis. Relationship between electromagnetic and acoustic emissions in deformed piezoelectric media: Microcracking signals. *International Journal of Solid and Structures*, 56-57 (2015), 118–125, <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijsolstr.2014.11.027>.
- 148 V.S.Kuksenko, Kh.F.Makhmudov, B.Ts.Manzhikov. Damage accumulation model for solids and the catastrophe. *Journal of Mining Science*, 46, 4 (2010), 384-393, <http://www.dx.doi.org/10.1007/s10913-010-0048-z>.
- 149 Nondestructive Testing Resource Center, (NDT). Linear Defects - Dislocations, https://www.nde-ed.org/EducationResources/CommunityCollege/Materials/Structure/linear_defects.htm.
- 150 Encyclopedia, The Free Dictionary -. Color Centers. <http://encyclopedia2.thefreedictionary.com/Color+centers>.