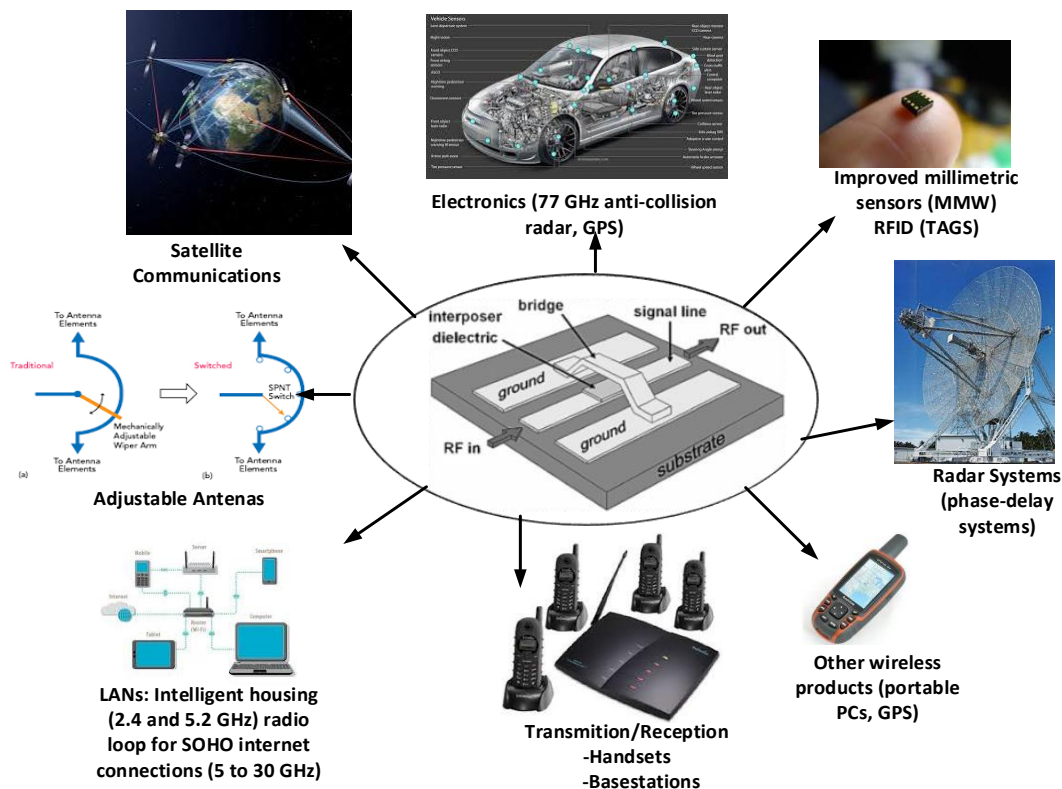


## ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

«Μελέτη ηλεκτρικών ιδιοτήτων διηλεκτρικών υμενίων  
για εφαρμογές σε MEMS και δομές μικροηλεκτρονικής»

ΔΗΜΗΤΡΙΟΣ Α. ΜΠΙΡΜΠΙΛΙΩΤΗΣ







ΕΛΛΗΝΙΚΗ ΔΗΜΟΚΡΑΤΙΑ  
Εθνικόν και Καποδιστριακόν  
Πανεπιστήμιον Αθηνών  
— ΙΔΡΥΘΕΝ ΤΟ 1837 —

ΕΘΝΙΚΟ ΚΑΙ ΚΑΠΟΔΙΣΤΡΙΑΚΟ  
ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΑΘΗΝΩΝ  
ΣΧΟΛΗ ΘΕΤΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ  
ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ

## ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

ΜΕΛΕΤΗ ΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ ΙΔΙΟΤΗΤΩΝ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ ΥΜΕΝΙΩΝ  
ΓΙΑ ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ ΣΕ MEMS ΚΑΙ ΔΟΜΕΣ ΜΙΚΡΟΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΗΣ

ΔΗΜΗΤΡΙΟΣ Α. ΜΠΙΡΜΠΙΛΙΩΤΗΣ

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



Ευρωπαϊκή Ένωση  
Ευρωπαϊκό Κοινωνικό Ταμείο

Επιχειρησιακό Πρόγραμμα  
Ανάπτυξη Ανθρώπινου Δυναμικού,  
Εκπαίδευση και Διά Βίου Μάθηση

Με τη συγχρηματοδότηση της Ελλάδας και της Ευρωπαϊκής Ένωσης



ανάπτυξη - εργασία - αλληλεγγύη





## **ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ**

«Μελέτη ηλεκτρικών ιδιοτήτων διηλεκτρικών υμενίων  
για εφαρμογές σε MEMS και δομές μικροηλεκτρονικής»

Δημήτριος Α. Μπιρμπιλιώτης

## **ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ**

Παπαϊωάννου Γεώργιος, Αφυπηρετήσας Καθηγητής Τμήματος Φυσικής ΕΚΠΑ

## **ΤΡΙΜΕΛΗΣ ΣΥΜΒΟΥΛΕΥΤΙΚΗ ΕΠΙΤΡΟΠΗ**

1. Παπαϊωάννου Γεώργιος, Αφυπηρετήσας Καθηγητής Τμήματος Φυσικής ΕΚΠΑ.
2. Γαρδέλης Σπυρίδων, Αναπληρωτής Καθηγητής Τμήματος Φυσικής ΕΚΠΑ.
3. Κυρίτσης Απόστολος, Αναπληρωτής Καθηγητής Σχολής Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών (ΣΕΜΦΕ) Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου (ΕΜΠ).

## **ΕΠΤΑΜΕΛΗΣ ΕΞΕΤΑΣΤΙΚΗ ΕΠΙΤΡΟΠΗ**

1. Παπαϊωάννου Γεώργιος, Αφυπηρετήσας Καθηγητής Τμήματος Φυσικής ΕΚΠΑ.
2. Γαρδέλης Σπυρίδων, Αναπληρωτής Καθηγητής Τμήματος Φυσικής ΕΚΠΑ.
3. Κυρίτσης Απόστολος, Αναπληρωτής Καθηγητής Σχολής Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών (ΣΕΜΦΕ) Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου (ΕΜΠ).
4. Κωνσταντινίδης Γεώργιος, Ερευνητής Α', Ινστιτούτο Ηλεκτρονικών Διατάξεων και Λείζερ (ΙΗΔΛ), Ίδρυμα Τεχνολογίας και Έρευνας (ΙΤΕ).
5. Κονοφάος Νικόλαος, Καθηγητής Τμήματος Πληροφορικής ΑΠΘ
6. Σταμόπουλος Δημοσθένης, Αναπληρωτής Καθηγητής Τμήματος Φυσικής ΕΚΠΑ
7. Σιμσερίδης Κωνσταντίνος, Αναπληρωτής Καθηγητής Τμήματος Φυσικής ΕΚΠΑ



# ΠΙΝΑΚΑΣ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ

ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΠΙΝΑΚΩΝ .....	I
ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΣΧΗΜΑΤΩΝ.....	II
ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΣΥΝΤΟΜΟΓΡΑΦΙΩΝ .....	IX
ΛΕΞΙΚΟ ΟΡΟΛΟΓΙΑΣ .....	XI
ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΣΥΜΒΟΛΩΝ .....	XII
ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ .....	XV
ΠΕΡΙΛΗΨΗ .....	XVII
ABSTRACT .....	XIX
ΕΙΣΑΓΩΓΗ .....	1
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: ΔΙΑΚΟΠΤΕΣ RF-MEMS .....</b>	<b>5</b>
1.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ .....	5
1.2 ΔΟΜΗ ΧΩΡΗΤΙΚΟΥ ΔΙΑΚΟΠΤΗ RF-MEMS .....	5
1.3 ΜΟΝΤΕΛΟ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑΣ ΙΔΑΝΙΚΟΥ ΔΙΑΚΟΠΤΗ RF-MEMS .....	6
1.3.1 Η χαρακτηριστική C-V του διακόπτη RF-MEMS.....	8
1.4 ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΑ ΑΞΙΟΠΙΣΤΙΑΣ ΧΩΡΗΤΙΚΩΝ ΔΙΑΚΟΠΤΩΝ RF-MEMS .....	10
1.5 Η ΕΞΕΛΙΞΗ ΤΗΣ ΜΕΛΕΤΗΣ ΤΟΥ ΦΑΙΝΟΜΕΝΟΥ ΤΗΣ ΦΟΡΤΙΣΗΣ ΤΩΝ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ ΥΜΕΝΙΩΝ ...	12
1.6 Η ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΦΟΡΤΙΣΗΣ ΤΟΥ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ ΣΤΗΝ ΜΕΤΑΒΑΣΗ PULL-IN/OUT .....	15
1.6.1 Παράλληλοι σπλισμοί και ομοιόμορφη κατανομή επιφανειακού φορτίου .....	17
1.6.2 Παράλληλοι σπλισμοί και ανομοιομορφία επιφανειακού φορτίου .....	18
1.6.3 Μη – παράλληλοι σπλισμοί και ομοιόμορφη κατανομή επιφανειακού φορτίου .....	20
1.7 Η ΕΛΑΧΙΣΤΗ ΤΙΜΗ ΤΗΣ ΗΛΕΚΤΡΟΣΤΑΤΙΚΗΣ ΔΥΝΑΜΗΣ ΣΤΟΥΣ ΧΩΡΗΤΙΚΟΥΣ ΔΙΑΚΟΠΤΕΣ MEMS... 20	
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: ΗΛΕΚΤΡΙΚΕΣ ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΛΕΠΤΩΝ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ ΥΜΕΝΙΩΝ .....</b>	<b>23</b>
2.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ .....	23
2.2 ΠΟΛΩΣΗ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ .....	23
2.3 ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΙ ΠΟΛΩΣΗΣ .....	26
2.3.1 Αυθόρμητη πόλωση.....	26
2.3.2 Διπολική πόλωση.....	27
2.3.3 Πόλωση φορτίων χώρου .....	28
2.3.4 Πόλωση διεπιφάνειας .....	28
2.4 ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΙ ΕΓΧΥΣΗΣ ΚΑΙ ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ ΦΟΡΤΙΟΥ .....	29
2.4.1 Διαδικασία TAT (Trap Assisted Tunneling) .....	30
2.4.2 Θερμιονική εκπομπή (Εκπομπή Schottky) .....	32
2.4.3 Μηχανισμός Fowler – Nordheim (Field Emission) .....	33
2.4.4 Μηχανισμός Poole – Frenkel .....	34
2.4.5 Μηχανισμός Hopping .....	36
2.4.6 Μηχανισμός αγωγιμότητας παρουσία φορτίων χώρου (Space Charge Limited Conduction – SCLC).....	38
2.4.7 Ιοντική αγωγιμότητα.....	40
2.5 ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΑ ΥΛΙΚΑ ΔΙΑΚΟΠΤΩΝ RF-MEMS.....	41
2.6 ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΥΜΕΝΙΩΝ ΝΙΤΡΙΔΙΟΥ ΤΟΥ ΠΥΡΙΤΙΟΥ .....	44
2.6.1 Η Εναπόθεση .....	44
2.6.2 Η δομή .....	46
2.6.3 Ελεύθεροι δεσμοί και ατέλειες .....	50
2.6.4 Ηλεκτρικές ιδιότητες .....	52
2.6.5 Η κατανομή του ηλεκτρικού φορτίου.....	54

<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΕΣ ΤΕΧΝΙΚΕΣ ΚΑΙ ΔΕΙΓΜΑΤΑ .....</b>	<b>57</b>
3.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ .....	57
3.2 ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΕΣ ΤΕΧΝΙΚΕΣ ΣΕ ΔΙΑΤΑΞΕΙΣ RF - MEMS .....	57
3.2.1 Μέθοδος προσδιορισμού των μεταβατικών ρευμάτων φόρτισης – εκφόρτισης σε διακόπτες RF – MEMS.....	59
3.3 ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΕΣ ΤΕΧΝΙΚΕΣ ΣΕ ΠΥΚΝΩΤΕΣ ΜΙΜ .....	63
3.3.1 Χαρακτηριστικές ρεύματος – τάσης ( $I - V$ ).....	64
3.3.2 Η μέθοδος των θερμικά διεγερόμενων ρευμάτων αποπόλωσης (TSDC).....	67
3.3.3 Εκφόρτιση με τη διάταξη Kelvin Probe (KP).....	75
3.4 ΚΑΤΑΣΚΕΥΗ ΚΑΙ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΤΩΝ ΔΕΙΓΜΑΤΩΝ .....	82
3.4.1 Ομάδα δειγμάτων Α .....	82
3.4.2 Ομάδα δειγμάτων Β.....	83
3.4.3 Ομάδα δειγμάτων Γ .....	83
3.4.4 Ομάδα δειγμάτων Δ .....	85
3.4.5 Ομάδα δειγμάτων Ε.....	87
3.4.6 Ομάδα δειγμάτων ΣΤ.....	88
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: ΜΕΛΕΤΗ ΗΛΕΚΤΡΟΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΙΔΙΟΤΗΤΩΝ MEMS &amp; ΜΗΧΑΝΙΣΜΩΝ ΕΚΦΟΡΤΙΣΗΣ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ ΥΜΕΝΙΟΥ: ΔΗΜΙΟΥΡΓΙΑ ΜΟΝΤΕΛΩΝ &amp; ΑΝΑΛΥΣΗ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΩΝ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ .....</b>	<b>89</b>
4.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ .....	89
4.2 ΗΛΕΚΤΡΟΜΗΧΑΝΙΚΑ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΑ ΧΩΡΗΤΙΚΩΝ ΔΙΑΚΟΠΤΩΝ MEMS .....	91
4.2.1 Η επίδραση της παρασιτικής χωρητικότητας του υποστρώματος .....	91
4.2.2 Διακόπτες MEMS με μη – παραβολική $C - V$ χαρακτηριστική .....	97
4.2.3 Μακροσκοπική μελέτη ηλεκτρικών ιδιοτήτων διακοπών MEMS .....	99
4.3 ΕΥΡΟΣ ΠΕΡΙΟΧΗΣ ΑΣΦΑΛΟΥΣ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑΣ ΔΙΑΚΟΠΤΩΝ MEMS .....	102
4.4 ΤΟ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΚΟ ΦΟΡΤΙΟ ΔΙΑΚΟΠΤΩΝ MEMS .....	105
4.5 ΜΕΤΑΦΟΡΑ ΦΟΡΤΙΟΥ ΜΕΣΩ ΤΟΥ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ ΥΜΕΝΙΟΥ .....	106
4.6 ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΑΝΟΜΟΙΟΜΟΡΦΙΑΣ ΣΕ ΕΠΙΠΕΔΟ ΨΗΦΙΔΑΣ (DIE) .....	108
4.6.1 Συνοπτικά αποτελέσματα παραγράφων 4.5 – 4.6 .....	109
4.7 ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΣΤΟΙΧΕΙΟΜΕΤΡΙΑΣ ΣΤΟ ΜΗΧΑΝΙΣΜΟ ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ ΦΟΡΤΙΟΥ .....	110
4.7.1 Μελέτη εκφόρτισης «γυμνών» υμενίων $SiN_x$ με διάταξη KPFM.....	110
4.7.2 Μελέτη εκφόρτισης πυκνωτών ΜΙΜ με διάταξη ΚΡ .....	116
4.7.3 Μελέτη ατελειών με TSDC.....	118
4.8 ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΩΝ ΣΥΝΘΗΚΩΝ ΦΟΡΤΙΣΗΣ ΣΤΟΝ ΜΗΧΑΝΙΣΜΟ ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ ΦΟΡΤΙΟΥ .....	122
4.8.1 Επίδραση της έντασης του πεδίου φόρτισης .....	122
4.8.2 Επίδραση της θερμοκρασίας .....	125
4.8.3 Εφαρμογή στους διακόπτες MEMS .....	127
4.9 ΒΕΛΤΙΣΤΟΠΟΙΗΣΗ ΤΗΣ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑΣ ΕΚΦΟΡΤΙΣΗΣ ΥΜΕΝΙΩΝ $SiN_x$ ΜΕ ΤΗΝ ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΝΑΝΟΔΟΜΩΝ.....	128
4.9.1 Υμένια με νανοράβδους χρυσού .....	130
4.9.2 Υμένια με θυσάνους CNTs κάθετου προσανατολισμού .....	131
4.9.3 Υμένια με CNTs τυχαίων προσανατολισμών .....	133
4.10 ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΕΝΣΩΜΑΤΩΣΗΣ CNTs ΤΥΧΑΙΩΝ ΠΡΟΣΑΝΑΤΟΛΙΣΜΩΝ ΣΤΑ ΥΜΕΝΙΑ $SiN_x$ .....	134
4.10.1 Μελέτη πυκνωτών ΜΙΜ .....	136
4.10.2 Μελέτη φόρτισης/εκφόρτισης των διακοπών MEMS.....	146
4.11 ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΣΧΕΤΙΚΗΣ ΥΓΡΑΣΙΑΣ ΤΟΥ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΟΣ.....	150
4.12 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΔΙΑΚΥΜΑΝΣΗΣ ΤΟΥ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΚΟΥ ΦΟΡΤΙΟΥ ΣΕ ΔΙΑΚΟΠΤΕΣ MEMS.....	153
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5: ΤΕΛΙΚΑ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΠΡΟΟΠΤΙΚΕΣ .....</b>	<b>159</b>
<b>ΠΙΝΑΚΑΣ ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑΣ .....</b>	<b>163</b>
<b>ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΔΗΜΟΣΙΕΥΣΕΩΝ/ΠΑΡΟΥΣΙΑΣΕΩΝ .....</b>	<b>185</b>

## ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΠΙΝΑΚΩΝ

Πίνακας 1: Συγκριτικά χαρακτηριστικά των κυριότερων ημιαγωγικών διακοπών για τηλεπικοινωνιακές εφαρμογές .....	2
Πίνακας 2: Η μείωση του φραγμού δυναμικού Poole – Frenkel $\Phi_B$ με την αύξηση της περιεκτικότητας σε Si στα υμένια $SiN_x$ [146] .....	53
Πίνακας 3: Πειραματικός προσδιορισμός της γραμμικής σχέσης (υπογραφής) των συνηθέστερων μηχανισμών αγωγιμότητας στα υμένια $SiN_x$ .....	66
Πίνακας 4: Συνθήκες εναπόθεσης και γεωμετρικά χαρακτηριστικά των πυκνωτών MIM της ομάδας Γ .....	84
Πίνακας 5: Συνθήκες εναπόθεσης των υμενίων $SiN_x$ της ομάδας Δ .....	86
Πίνακας 6: Σύγκριση της προτεινόμενης μεθόδου με δημοσιευμένα αποτελέσματα ..	96
Πίνακας 7: Συνηθέστεροι μηχανισμοί μεταφοράς φορτίου υμενίων $SiN_x$ και εύρος τιμών ηλεκτρικού πεδίου εμφάνισης τους. ....	104
Πίνακας 8: Συγκριτικά αποτελέσματα της εκφόρτισης διατάξεων MIM και MEMS μέσω Hopping .....	109
Πίνακας 9: Συγκριτικά αποτελέσματα της επίδρασης της στοιχειομετρίας των υμενίων $SiN_x$ κατά τη διαδικασία εκφόρτισης τους. ....	112
Πίνακας 10: Ενέργειες ενεργοποίησης ( $E_A$ ), χαρακτηριστικοί χρόνοι στους 300K ( $\tau_{300K}$ ) και η πόλωση ισορροπίας ( $PS$ ) των εμπλεκόμενων μηχανισμών αποπόλωσης των φασμάτων TSDC. ....	119
Πίνακας 11: Υπολογισμένες τιμές των μεγεθών $\beta$ και $\alpha$ από τις περιοχές εμφάνισης του μηχανισμού F-N. ....	134
Πίνακας 12: Χαρακτηριστικά των ταυτοποιημένων μηχανισμών εκφόρτισης με την διάταξη KP και TSDC στα δείγματα υπό μελέτη. ....	145

## ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΣΧΗΜΑΤΩΝ

Σχήμα 1.1: Δομή ενός χωρητικού διακόπτη RF-MEMS .....	5
Σχήμα 1.2: Διατομή ενός διακόπτη RF-MEMS στην κατάσταση a) OFF και b) ON ...	6
Σχήμα 1.3: Διακόπτης RF-MEMS με σταθερά άκρα .....	6
Σχήμα 1.4: Γράφημα του ύψους της γέφυρας από τον κάτω οπλισμό συναρτήσει της εφαρμοζόμενης τάσης. ....	8
Σχήμα 1.5: Τυπική C-V χαρακτηριστική ενός ιδανικού διακόπτη RF-MEMS .....	9
Σχήμα 1.6: Η τραχύτητα των επιφανειών που έρχονται σε επαφή έχει ως αποτέλεσμα την δημιουργία στρώματος αέρα μεταξύ τους που μειώνει την χωρητικότητα Cdown.....	10
Σχήμα 1.7: Η αύξηση της τάσης ενεργοποίησης οδηγεί σε εκθετική πτώση του χρόνου ζωής, μετρημένης σε κύκλους ON/OFF, των διατάξεων RF-MEMS [27] .....	12
Σχήμα 1.8: Το μοντέλο του van Sprengen [32] προβλέπει την αστοχία του διακόπτη ακόμη και στην περίπτωση μονοπολικής μέτρησης C-V χωρίς ενδείξεις παραμόρφωσης, διότι το αρνητικό $V_{p0}$ ξεπερνά το 0V.....	13
Σχήμα 1.9: Μέτρηση της ολίσθησης της C-V χαρακτηριστικής μέσω της τάσης που αντιστοιχεί στην ελάχιστη χωρητικότητα $V_{min}$ [35].....	14
Σχήμα 1.10: Ισοδύναμο μοντέλο ηλεκτροστατικού διακόπτη RF-MEMS με μη παράλληλους οπλισμούς.....	15
Σχήμα 1.11: Ολίσθηση C-V χαρακτηριστικής διακόπτη MEMS λόγω φόρτισης του διηλεκτρικού υμενίου .....	18
Σχήμα 1.12: Η κατακόρυφη ολίσθηση της C-V χαρακτηριστικής με την εφαρμογή διπολικής τάσης ενεργοποίησης [37].....	19
Σχήμα 2.1: Η χρονική εξάρτηση της πόλωσης μετά την εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου [53].....	24
Σχήμα 2.2: Οι βασικότεροι μηχανισμοί πόλωσης των διηλεκτρικών λόγω της εφαρμογής εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου .....	27
Σχήμα 2.3: Εμφάνιση πόλωσης διεπιφάνειας με την εφαρμογή εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου σε υλικό με ανομοιογενή δομή. ....	29
Σχήμα 2.4: Οι κυριότεροι μηχανισμοί έγχυσης και μεταφοράς φορτίου που εμφανίζονται στα διηλεκτρικά υμένια .....	30
Σχήμα 2.5: Μετάβαση ηλεκτρονίων από το ηλεκτρόδιο έγχυσης σε παγίδες του διηλεκτρικού που βρίσκονται κοντά στη διεπιφάνεια μετάλλου-διηλεκτρικού μέσω της διαδικασίας TAT.....	31
Σχήμα 2.6: Διάγραμμα ζωνών διάταξης μετάλλου – διηλεκτρικού – μετάλλου (MIM) όπου λαμβάνει χώρα η εκπομπή Schottky .....	33
Σχήμα 2.7: Διάγραμμα ενεργειακών ζωνών του μηχανισμού F-N σε δομή MIM.....	34
Σχήμα 2.8: Υπερπήδηση του φραγμού δυναμικού ενός ηλεκτρονίου από βαθιά ενεργειακή στάθμη υπό την επίδραση εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου για α) φορτισμένη ατέλεια και b) για ηλεκτρικά ουδέτερη ατέλεια .....	35
Σχήμα 2.9: Μετάβαση φορέων στην ζώνη αγωγιμότητας μέσω του μηχανισμού hopping .....	36
Σχήμα 2.10: Μετάβαση ενός ηλεκτρονίου σε υψηλότερη ενεργειακή στάθμη λόγω της παρουσίας εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου .....	37

Σχήμα 2.11: Τυπική χαρακτηριστική ρεύματος-τάσης για τον μηχανισμό SCLC .....	39
Σχήμα 2.12: (a) Εξάλειψη του φορτίου του ιόντος (screening) λόγω της πόλωσης των παράπλευρων ατόμων/μορίων, (b) Διάγραμμα ζωνών για την ιοντική αγωγιμότητα με απουσία και (c) παρουσία εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου .....	40
Σχήμα 2.13: Τιμές της διηλεκτρικής σταθεράς των συνηθέστερων υλικών που χρησιμοποιούνται στις διατάξεις RF-MEMS [84].....	42
Σχήμα 2.14: Η αλληλουχία της μεταφοράς αερίων και επιφανειακών αντιδράσεων που συντελούν στην ανάπτυξη υμενίου με τη μέθοδο CVD [99] .....	45
Σχήμα 2.15: Ενεργειακό διάγραμμα α) κρυσταλλικού και β) άμορφου διηλεκτρικού [103]. Στην περίπτωση (α) οι ζώνες σθένους, αγωγιμότητας και το ενεργειακό χάσμα είναι σαφώς ορισμένα. Στην περίπτωση (β) οι περιοχές αυτές δεν είναι σαφώς ορισμένες με τα κέντρα παγίδευσης στα όρια των ζωνών να αποτελούν ιδιότητα των άμορφων διηλεκτρικών υλικών.....	47
Σχήμα 2.16: (α) Ύπαρξη νανοσυμπλεγμάτων πυριτίου σε άμορφο υμένιο SiN <sub>x</sub> που εναποτέθηκε με τη μέθοδο PECVD και (β) η εξάρτηση του οπτικού ενεργειακού χάσματος από τη στοιχειομετρία $x = N/Si$ , όπου η διακεκομμένη μαύρη γραμμή αναφέρεται στο στοιχειομετρικό νιτρίδιο του πυριτίου.....	48
Σχήμα 2.17: Σχηματικό διάγραμμα της δομής του άμορφου SiN <sub>x</sub> (κάτω) και το ενεργειακό διάγραμμα της δομής (πάνω) για τη διεύθυνση A-A της κάτω εικόνας [114].....	49
Σχήμα 2.18: Ατομικό μοντέλο του αμφοτερικού κέντρου παγίδευσης Si – Si (Κέντρα K) [130].....	51
Σχήμα 2.19: Οι ατέλειες που σχετίζονται με τον ελεύθερο δεσμό N στο άμορφο Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> .....	51
Σχήμα 2.20: Θεωρητικές και πειραματικές τιμές των ενεργειακών σταθμών των κέντρων παγίδευσης στα υμένια SiN <sub>x</sub> [142] .....	52
Σχήμα 2.21: Σχηματικό ενεργειακών ζωνών ατελειών (Defect band) όπου οι σπές που εγχέονται από την άνοδο μπορούν να μετακινηθούν στην κάθοδο λόγω εκπομπής τους από ουδέτερες καταστάσεις [147].....	54
Σχήμα 2.22: Οι κύριοι μηχανισμοί φόρτισης του διηλεκτρικού σε έναν πυκνωτή MIM όταν εφαρμοστεί εξωτερικό ηλεκτρικό πεδίο και οι πολικότητες των μηχανισμών αυτών.....	55
Σχήμα 2.23: Κατανομή του παγιδευμένου φορτίου για εκθετική [152] και ομοιόμορφη κατανομή ατελειών [154] [153]......	56
Σχήμα 3.1: Γράφημα της μεταβολής της χωρητικότητας C <sub>down</sub> σαν συνάρτηση του χρόνου, η οποία είναι ανάλογη της πόλωσης ΔP των υμενίων σύμφωνα με τη σχέση (3.1).....	58
Σχήμα 3.2: α) Έγχυση φορέων κατά την ενεργοποίηση του διακόπτη (κατάσταση ON) και β) ανακατανομή και συλλογή του φορτίου από τον κάτω οπλισμό στην κατάσταση OFF .....	59
Σχήμα 3.3: α) Η ολίσθηση της χαρακτηριστικής C – V μετά από κάθε κύκλο φόρτισης, όπου με το κόκκινο βέλος επισημαίνεται η ολίσθηση της τάσης V <sub>min</sub> . Στο ένθετο διάγραμμα φαίνεται η ολίσθηση της V <sub>min</sub> σε συνάρτηση με το χρόνο φόρτισης και β) η συμπεριφορά του υπολογισμένου ρεύματος φόρτισης.....	62
Σχήμα 3.4: α) Καταγραφή της ολίσθησης των χαρακτηριστικών C – V κατά τη διάρκεια της εκφόρτισης του διακόπτη RF – MEMS. Στο ένθετο διάγραμμα	

φαίνεται η ολίσθηση της τάσης $V_{min}$ και b) η συμπεριφορά του ρεύματος εκφόρτισης που υπολογίστηκε με την σχέση (3.3).....	63
Σχήμα 3.5: α) Εικόνα του κρουστάτη που χρησιμοποιήθηκε για τις μετρήσεις ρεύματος και b) Τυπικό κύκλωμα για την καταγραφή των χαρακτηριστικών I-V. ....	64
Σχήμα 3.6: α) Τυπικές χαρακτηριστικές ρεύματος τάσης για διάφορες τιμές της παραμέτρου delay για υμένιο $SiN_x$ πάχους 140nm , b) Υπογραφή του μηχανισμού Poole-Frenkel στο ίδιο διηλεκτρικό για υψηλά ηλεκτρικά πεδία. (Αποτέλεσμα στα πλαίσια της παρούσας διατριβής).....	65
Σχήμα 3.7: Σχηματικό της μεθόδου TSDC. Στο ένθετο διάγραμμα παρουσιάζεται η τυπική μορφή ενός φάσματος TSDC [161] .....	68
Σχήμα 3.8: Φάσμα TSDC σε δείγμα $SiN_x$ πάχους 140nm, όπου η προσαρμογή των πειραματικών σημείων (fit) πραγματοποιήθηκε με την σχέση (3.14). (Αποτέλεσμα της παρούσας διατριβής) .....	71
Σχήμα 3.9: Φάσμα TSDC διηλεκτρικού που εμφανίζει fractal δομή των χρόνων αποκατάστασης. Οι μικρές κορυφές αντιστοιχούν στις διαδικασίες αποπόλωσης 12 όμοιων μηχανισμών Debye. Η έντονη μαύρη γραμμή αντιστοιχεί στο άθροισμα των ρευμάτων αποπόλωσης των 12 μηχανισμών και η διακεκομμένη γραμμή αντιστοιχεί στο ρεύμα αποπόλωσης που θα εμφανιζόταν αν υπήρχαν άπειροι Debye μηχανισμοί.....	74
Σχήμα 3.10: α) Ενεργειακό διάγραμμα δύο αγώγιμων αλλά απομονωμένων μετάλλων, b) Εξίσωση των επιπέδων Fermi των σπλισμών, δημιουργία βαθμίδας δυναμικού $V_{CPD}$ μεταξύ τους και παρουσία φορτίου, (c) η προσθήκη του δυναμικού $V_b$ επιτρέπει την πόλωση του ενός ηλεκτροδίου σε σχέση με το άλλο. Όταν $V_b = -V_{CPD}$ , το ηλεκτρικό πεδίο μεταξύ των πλακών εξαφανίζεται παράγοντας μηδενικό σήμα εξόδου.....	76
Σχήμα 3.11: α) Φυσική μορφή του συστήματος Kelvin Probe, b) Σχηματικό διάγραμμα της απόστασης της ακίδας κατά τη διάρκεια της ταλάντωσης της και c) οι μεταβολές του μετρούμενου επιφανειακού δυναμικού σχετίζονται με τις διαδικασίες μετακίνησης φορτίου εντός του διηλεκτρικού (bulk). ....	77
Σχήμα 3.12: α) Το σήμα τάσης $V_{ptp}$ σαν συνάρτηση του χρόνου. Οι ακραίες τιμές του αντιστοιχούν στην εγγύτερη απόσταση μεταξύ ακίδας και δείγματος, b) Η γραμμική εξάρτηση των $V_{ptp}$ , $V_b$ οδηγεί στον υπολογισμό του $V_{CPD}$ κάθε χρονική στιγμή.....	78
Σχήμα 3.13: Τυπικό διάγραμμα εκφόρτισης με τη μέθοδο Kelvin Probe δείγματος $SiN_x$ πάχους 140nm, όπου προηγήθηκε η φόρτιση του υπό την επίδραση ηλεκτρικού πεδίου έντασης 250kV/cm για 20min. (Αποτέλεσμα της παρούσας διατριβής).....	79
Σχήμα 3.14: Αρχή λειτουργίας της μεθόδου KPFM. α) Ευθυγράμμιση των επιπέδων $E_{vac}$ , b) Ηλεκτρική επαφή και ροή φορτίου με κάμψη του επιπέδου $E_{vac}$ κατά $V_{CPD}$ , c) με κατάλληλη ρύθμιση του $V_{DC}$ , η ηλεκτροστατική δύναμη $F_\omega$ μηδενίζεται έτσι ώστε να ισχύει $V_{DC} = V_{CPD}$ . ....	81
Σχήμα 3.15: Κάτοψη των διακοπών MEMS της ομάδας δειγμάτων A .....	82
Σχήμα 3.16: Κάτοψη των διακοπών MEMS της ομάδας δειγμάτων B .....	83
Σχήμα 3.17: Σχηματικό της δομής των πυκνωτών MIM της ομάδας Γ .....	84
Σχήμα 3.18: Κάτοψη των διακοπών RF- MEMS της ομάδας Γ .....	85



Σχήμα 3.19: α) Σχηματικό του πυκνωτή MIM με νανοδομημένο διηλεκτρικό SiN <sub>x</sub> /CNTs, β) Εικόνα των πυκνωτών MIM της ομάδας Δ και γ) κάτοψη των αντίστοιχων διατάξεων χωρητικότητας MEMS. ....	86
Σχήμα 3.20: α) Εικόνα SEM των θυσάνων CNTs κάθετου προσανατολισμού των δειγμάτων E1 και β) Σχηματικό του πυκνωτή MIM και εικόνα SEM των δειγμάτων E2. ....	88
Σχήμα 3.21: Κάτοψη των διακοπών MEMS της ομάδας δειγμάτων ΣΤ .....	88
Σχήμα 4.1: α) Ηλεκτρικό ισοδύναμο διακόπτη MEMS με το δίκτυο του υποστρώματος και β) Τυπική C-V χαρακτηριστική του διακόπτη με την επίδραση του υποστρώματος Si.....	92
Σχήμα 4.2: α) Γραφικός υπολογισμός του $V_{min}$ από την διαφορά $\frac{dC_m}{dV} - \frac{dC_{MOS}}{dV}$ , β) η ολίσθηση της παραγωγού των επιμέρους συνεισφορών στην μετρούμενη χωρητικότητα και c,d) η ολίσθηση του $V_{min}$ και ο υπολογισμός της αντίστοιχης πυκνότητας φορτίου μέσω της (1.14) συναρτήσει του χρόνου φόρτισης και εκφόρτισης. ....	95
Σχήμα 4.3: α) Ασύμμετρη και μη παραβολική χαρακτηριστική C – V, β) Η χαρακτηριστική C – V παραμένει ασύμμετρη αμέσως μετά τη φόρτιση ενώ γίνεται παραβολική μετά από 1 ώρα εκφόρτισης, c) η εξέλιξη της παραγωγού των χαρακτηριστικών C – V κατά την εκφόρτιση και d) ο υπολογισμός του $\mu_B$ για την περίπτωση αυτή. ....	98
Σχήμα 4.4: α) Παραβολική μορφή της χαρακτηριστικής C – V κατά τη φόρτιση του διακόπτη, β) η ολίσθηση του ελαχίστου $V_{min}$ κατά τη φόρτιση και οι υπολογισμένες τιμές της επιφανειακής πυκνότητας φορτίου. ....	100
Σχήμα 4.5: Τυπική παράγωγος της χωρητικότητας πριν και μετά την εφαρμογή δύο βημάτων stress. ....	101
Σχήμα 4.6: α) η ολίσθηση της παραβολικής C – V χαρακτηριστικής κατά την εκφόρτιση διακόπτη MEMS, β) η ολίσθηση του $V_{min}$ που αντιστοιχεί στην ελάττωση της πυκνότητας φορτίου $\mu_B$ και προσαρμογή με την εξ. (4.10).....	101
Σχήμα 4.7: Η ολίσθηση της C – V χαρακτηριστικής (α) οδηγεί στην αστοχία του διακόπτη λόγω β) αδυναμίας απενεργοποίησης του παραμένοντα διαρκώς στην κατάσταση ON και c) αδυναμίας ενεργοποίησης και παραμονή στην κατάσταση OFF. ....	103
Σχήμα 4.8: α) Επιλεγμένες σαρώσεις του επιφανειακού δυναμικού $U_s$ μέσω της μεθόδου KPFM (Σχ. 4 της [175]) και β) η ελάττωση της μέσης τιμής και της διακύμανσης του επιφανειακού φορτίου. ....	106
Σχήμα 4.9: α) η ολίσθηση των χαρακτηριστικών C-V και β) η ολίσθηση του $V_{min}$ . ....	107
Σχήμα 4.10: Υπογραφή του μηχανισμού hopping κατά την διαδικασία εκφόρτισης διακόπτη MEMS της ομάδας Γ (MEMS1). ....	107
Σχήμα 4.11: Προσαρμογή (Fit) της μεταφοράς φορτίου μέσω hopping κατά την εκφόρτιση διατάξεων MIM και MEMS της ομάδας Δ1 (MIM2 & MEMS2)...	108
Σχήμα 4.12: Η επίδραση του λόγου $R = \frac{SiH_4}{NH_3}$ στην α) εξασθένηση του δυναμικού $U_n$ β) και c) στον ρυθμό πτώσης του $U_n$ και d) ανάλυση του μηχανισμού αγωγιμότητας. ....	111

Σχήμα 4.13: Σύγκριση των μοντέλων εκφόρτισης μέσω Hopping. a) Γραμμική προσαρμογή σύμφωνα με την (4.13) και b) εφαρμογή της σχέσης (4.16) για σταθερή θερμοκρασία και με την εισαγωγή της $T_{eff}$ .	113
Σχήμα 4.14: a) η ελάττωση του $U_s$ και b) η μεταβολή του $U_{s,0}$ για τα δείγματα διαφόρων στοιχειομετριών της ομάδας Γ.	116
Σχήμα 4.15: a) η εξάρτηση του μέσου μήκους των αλμάτων και της συγκέντρωσης των ατελειών από την στοιχειομετρία και b) η εξάρτηση της αγωγιμότητας μηδενικού ηλεκτρικού πεδίου hopping $\sigma_0^*$ κατά την εκφόρτιση υμενίων $SiN_x$ .	117
Σχήμα 4.16: Η επίδραση της στοιχειομετρίας των υμενίων $SiN_x$ στην σταθερά του χρόνου αποκατάστασης του υλικού.	118
Σχήμα 4.17: Φάσματα TSDC των δειγμάτων διάφορων στοιχειομετριών της ομάδας Γ.	119
Σχήμα 4.18: Προσαρμογή του φάσματος TSDC με την εξίσωση (3.14) του δείγματος με $x = 0.47$ .	120
Σχήμα 4.19: Φάσμα TSDC υμενίων $SiN_x$ πάχους 140nm από διαφορετική πηγή. ...	121
Σχήμα 4.20: Η ελάττωση του επιφανειακού δυναμικού $U_s$ σε κάθε θερμοκρασία μετά από ισόχρονη φόρτιση του υμενίου έντασης 1MV/cm.	122
Σχήμα 4.21: Γράφημα της εξάρτησης του $U_{s,0}$ σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας φόρτισης για όλα τα εφαρμοζόμενα πεδία και η υπολογισμένη πυκνότητα επιφανειακού φορτίου.	123
Σχήμα 4.22: Σχηματικό διάγραμμα της επίδρασης του ηλεκτρικού πεδίου κατά την εκφόρτιση υπό σταθερό $F_{stress}$ και $T$ .	124
Σχήμα 4.23: Η εξάρτηση του μέσου μήκους hopping $r_{ij}$ από την ένταση του πεδίου φόρτισης $F_{stress}$ .	125
Σχήμα 4.24: Η εξάρτηση του μέσου μήκους των αλμάτων $r_{ij}$ του μηχανισμού αγωγιμότητας μέσω hopping από τη θερμοκρασία του δείγματος για κάθε τιμή του εφαρμοζόμενου πεδίου $F_{stress}$ .	125
Σχήμα 4.25: Η μετακίνηση του επιπέδου $\epsilon_T$ με την αύξηση της $T$ σε περιοχές αυξημένης συγκέντρωσης ατελειών προκαλεί την μείωση του μέσου μήκους $r_{ij}$ .	126
Σχήμα 4.26: Διάγραμμα Arrhenius της αγωγιμότητας μηδενικού ηλεκτρικού πεδίου ( $\sigma_0^*$ ) για κάθε τιμή του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου $F_{stress}$ .	126
Σχήμα 4.27: Η εξάρτηση του μέσου μήκους hopping $r_{ij}$ από τη θερμοκρασία, όπως υπολογίστηκε από την (4.16) στους διακόπτες MEMS. Στο ένθετο παρουσιάζεται το διάγραμμα Arrhenius της παραμέτρου $\sigma_0^*$ .	128
Σχήμα 4.28: Χαρακτηριστική $J - F$ σε πυκνωτές MIM με νανοράβδους Au. Η προσαρμογή των δεδομένων έγινε με το άθροισμα των ρευμάτων hopping και Poole – Frenkel.	131
Σχήμα 4.29: Χαρακτηριστικές ρεύματος – τάσης σε πυκνωτές MIM με CNTs κάθετου προσανατολισμού για διάφορες θερμοκρασίες. Στο ένθετο σχήμα φαίνονται οι μεταβολές της κατανομής του ηλεκτρικού πεδίου με την εγγύτητα των γειτονικών CNTs [220].	132
Σχήμα 4.30: a) Χαρακτηριστική ρεύματος τάσης $J - F$ , b) Υπογραφή του μηχανισμού Poole – Frenkel για πεδία έως 250kV/cm και c) υπογραφές του μηχανισμού $F -$	

N για το εύρος πεδίων 0.35 – 1.5MV/cm στα υμένια SiN <sub>x</sub> με CNTs τυχαίων προσανατολισμών.....	133
Σχήμα 4.31: (α) Εξάρτηση χαρακτηριστικών I-V από την κλίση των CNTs [224] και (b) «υπογραφές» του μηχανισμού F-N με τα αντίστοιχα β.....	135
Σχήμα 4.32: Χαρακτηριστικές I – V υμενίων SiN <sub>x</sub> αναφοράς (REF) και νανοδομημένου με CNTs.....	137
Σχήμα 4.33: Υπογραφή του μηχανισμού F – N στα υμένια SiN <sub>x</sub> /CNTs με προσαρμογή των πειραματικών σημείων στην εξίσωση (4.19). .....	137
Σχήμα 4.34: Κανονικοποιημένες τιμές της πτώσης του επιφανειακού δυναμικού κατά την εκφόρτιση των υμενίων REF SiN <sub>x</sub> και SiN <sub>x</sub> /CNTs, σε θερμοκρασία 300K. Η προσαρμογή των πειραματικών σημείων έγινε με την εξίσωση (3.32). .....	139
Σχήμα 4.35: Κανονικοποιημένες τιμές του επιφανειακού δυναμικού κατά την εκφόρτιση των υμενίων SiN <sub>x</sub> /CNTs, για διάφορες θερμοκρασίας με προσαρμογή στην εξίσωση (3.32). Στο ένθετο φαίνεται το διάγραμμα Arrhenius του χαρακτηριστικού χρόνου εκφόρτισης. ....	140
Σχήμα 4.36: Φάσματα TSDC των υμενίων αναφοράς (REF) και εμπλουτισμένων με CNTs, όπου διακρίνεται σαφώς η μείωση της συνεισφοράς συνιστωσών στην περίπτωση του νανοδομημένου υμενίου.....	142
Σχήμα 4.37: Η αφαίρεση των φασμάτων TSDC μεταξύ των δειγμάτων SiN <sub>x</sub> /CNTs και REF και ανάλυση του αποτελέσματος στις περιοχές υψηλών και χαμηλών θερμοκρασιών. Στο ένθετο διάγραμμα φαίνονται τα αρχικά φάσματα TSDC των δύο υλικών υπό μελέτη. ....	143
Σχήμα 4.38: Φάσμα TSDC των υμενίων SiN <sub>x</sub> με CNTs και ανάλυση του υπό την υπόθεση παρουσίας δύο κυρίαρχων μηχανισμών εκφόρτισης. Στο ένθετο διάγραμμα φαίνεται η αντίστοιχη ανάλυση του φάσματος TSDC για τα δείγματα αναφοράς.....	144
Σχήμα 4.39: Ολίσθηση της χαρακτηριστικής C – V διακόπτη MEMS με νανοδομημένο διηλεκτρικό υμένιο μετά από κάθε στάδιο φόρτισης και αντίστοιχη ολίσθηση του V <sub>min</sub> για T=300K.....	147
Σχήμα 4.40: Η αύξηση του φορτίου μ <sub>β</sub> κατά τη διαδικασία φόρτισης διακοπών MEMS στα υλικά υπό μελέτη σε θερμοκρασία 300K και προσαρμογή με την εξίσωση (4.24). .....	148
Σχήμα 4.41: Η ολίσθηση των χαρακτηριστικών C – V κατά την εκφόρτιση διακόπτη MEMS με νανοδομημένο διηλεκτρικό υμένιο και σε θερμοκρασία 300K. ....	149
Σχήμα 4.42: Η ολίσθηση του V <sub>min</sub> κατά την εκφόρτιση των διακοπών MEMS με τα διηλεκτρικά υμένια υπό μελέτη σε θερμοκρασία 300K. ....	149
Σχήμα 4.43: Σχηματικό των διατάξεων interdigitated combs και b) συνδεσμολογία μέτρησης των επιφανειακών ρευμάτων .....	151
Σχήμα 4.44: a) Εξάρτηση του επιφανειακού ρεύματος από τις περιβαλλοντικές συνθήκες και b) η εξάρτηση του ρεύματος που αντιστοιχεί σε τάση 60V από τη θερμοκρασία σε κάθε περιβάλλον .....	152
Σχήμα 4.45: α) Παραμόρφωση της χαρακτηριστικής C-V διακόπτη MEMS λόγω της διακύμανσης του επιφανειακού φορτίου και b) η μείωση του W <sub>PO</sub> με την αύξηση του σ <sub>β</sub> <sup>2</sup> .....	153
Σχήμα 4.46: α) Ολίσθηση και μετάθεση της χαρακτηριστικής C – V και b) επιλεγμένες παράγωγοι της κατά τη διαδικασία φόρτισης διακοπών MEMS. ....	155

Σχήμα 4.47: a) Η αύξηση και b) η ελάττωση της μέσης τιμής και της διακύμανσης της επιφανειακής πυκνότητας φορτίου κατά τις διαδικασίες φόρτισης και εκφόρτισης διακοπών MEMS. ....	156
Σχήμα 4.48: Επιλεγμένες σαρώσεις του επιφανειακού δυναμικού $U_s$ μέσω της διάταξης KPFM. Τα πειραματικά δεδομένα εξήχθησαν από τα a) Σχ. 4 της [175] και b) Σχ. 6 της [43] .....	157
Σχήμα 4.49: Σύγκριση των κανονικοποιημένων στο πρώτο σημείο τιμών της α) μέσης τιμής και b) της διακύμανσης της κατανομής του επιφανειακής πυκνότητας φορτίου με τα αποτελέσματα των αναφορών [43], [175].....	158

## ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΣΥΝΤΟΜΟΓΡΑΦΙΩΝ

AC	Alternating Current	Εναλλασσόμενο ρεύμα
AES	Auger Electron Spectroscopy	Φασματοσκοπία ηλεκτρονίων Auger
APCVD	Atmospheric Pressure Chemical Vapor Deposition	Μέθοδος χημικής εναπόθεσης ατμών σε ατμοσφαιρική πίεση
CCT	Charge Current Transients	Μεταβατικό ρεύμα φόρτισης πυκνωτή
CNTs	Carbon NanoTubes	Νανοσωλήνες άνθρακα
CPD	Contact Potential Difference	Διαφορά δυναμικού λόγω επαφής
CPW	CoPlanar Waveguide	Γραμμή μεταφοράς σήματος RF
CVD	Chemical Vapor Deposition	Χημική εναπόθεση ατμών
DC	Direct Current	Συνεχές ρεύμα
DCT	Discharge Current Transients	Μεταβατικό ρεύμα εκφόρτισης πυκνωτή
DOS	Density of States	Πυκνότητα καταστάσεων
DUT	Device Under Test	Διάταξη υπό μελέτη
EELS	Electron Energy Loss Spectroscopy	Φασματοσκοπία ενεργειακών απωλειών ηλεκτρονίων λόγω ανελαστικών αλληλεπιδράσεων
EPR	Electron Paramagnetic Resonance	Φασματοσκοπία παραμαγνητικού συντονισμού
ESD	ElectroStatic Discharge	Ηλεκτροστατική εκκένωση
FE	Field Emission	Εκπομπή πεδίου
FN	Fowler - Nordheim	Εξίσωση που περιγράφει τον μηχανισμό εκπομπής πεδίου
FORTH	Foundation Of Research and Technology Hellas	Ίδρυμα Τεχνολογίας και Έρευνας
HF plasma	High Frequency plasma	Υψηλή συχνότητα πλάσματος (13.56MHz)
HR-Si	High Resistivity Silicon	Υπόστρωμα πυριτίου υψηλής ειδικής αντίστασης
IESL	Institute of Electronic Structures and Lasers	Ινστιτούτο Ηλεκτρονικών Διατάξεων και Λείζερ
IMEC	Interuniversity Microelectronics Centre	Διαπανεπιστημιακό κέντρο Μικροηλεκτρονικής
KP	Kelvin Probe	Μέθοδος για την ανίχνευση μεταβολών του επιφανειακού δυναμικού
KPFM	Kelvin Probe Force Microscopy	Παραλλαγή της μεθόδου KP
LAAS-CNRS	Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systemes – Centre National de la Recherche Scientifique	Εργαστήριο Ανάλυσης και Αρχιτεκτονικής Συστημάτων - Εθνικό κέντρο επιστημονικής Έρευνας
LECVD	Laser Enhanced Chemical Vapor Deposition	Χημική εναπόθεση ατμών υποβοηθούμενη από λέιζερ

LPCVD	Low Pressure Chemical Vapor Deposition	Μέθοδος χημικής εναπόθεσης ατμών σε χαμηλή πίεση
MBE	Molecular Beam Epitaxy	Μοριακή επιταξία δέσμης
MEMS	Micro - Electrical - Mechanical - System	Μικρο - ηλεκτρο - μηχανικό σύστημα
MIM	Metal - Insulator - Metal	Δομές πυκνωτών μετάλλου - διηλεκτρικού - μετάλλου
MIS	Metal - Insulator - Semiconductor	Δομές πυκνωτών μετάλλου - διηλεκτρικού - ημιαγωγού
MOS	Metal - Oxide - Semiconductor	Πυκνωτής μετάλλου - οξειδίου - ημιαγωγού
MOSFET	Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor	Τρανζίστορ επίδρασης πεδίου με δομή μετάλλου - οξειδίου - ημιαγωγού
MWS	Maxwel - Wagner - Sillars	Πόλωση διεπιφάνειας, που πολλές φορές εμφανίζεται σε συστήματα με ετερογενή δομή
PECVD	Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition	Χημική εναπόθεση ατμών υποβοηθούμενη από πλάσμα
RB	Random Bonding	Μοντέλο τυχαίων δεσμών σε άμορφα υμένια SiN <sub>x</sub>
REF	Reference	Δείγματα αναφοράς
RF	Radio Frequency	Υψύσυχνα σήματα εφαρμογής των διακοπών MEMS
RIE	Reactive Ion Etching	Εγχάραξη ενεργών ιόντων
RM	Random Mixture	Μοντέλο τυχαίας δομής σε άμορφα υμένια SiN <sub>x</sub>
RSS	Residual Sum of Squares	Υπολοιπόμενο άθροισμα των τετραγώνων
SCLC	Space Charge Limited Conduction	Μηχανισμός αγωγιμότητας λόγω παρουσίας φορτίων χώρου
SEM	Scanning Electron Microscopy	Μικροσκοπία ηλεκτρονικής σάρωσης
SRAV	Shift Rate of Actuation Voltage	Μέθοδος χαρακτηρισμού όπου παρακολουθείται ο ρυθμός ολίσθησης της τάσης ενεργοποίησης
TAT	Trap Assisted Tunneling	Μηχανισμός έγχυσης φορτίου μέσω διατήρησης του φραγμού δυναμικού
TSDC	Thermally Stimulated Depolarization Currents	Μέθοδος θερμικά διεγερόμενων ρευμάτων αποπόλωσης
TSPC	Thermally Stimulated Polarization Currents	Μέθοδος θερμικά διεγερόμενων ρευμάτων πόλωσης
TSS	Total Sum of Squares	Ολικό άθροισμα τετραγώνων
UV	Ultra - Violet	Υπεριώδες Φάσμα
VRH	Variable Range Hopping	Μοντέλο περιγραφής της μεταφοράς φορτίου σε άμορφα υμένια μέσω διαδοχικών αλμάτων
XPS	X-ray Photoelectron Spectroscopy	Φασματοσκοπία φωτοηλεκτρονίων ακτίνων X

## ΛΕΞΙΚΟ ΟΡΟΛΟΓΙΑΣ

Airgap	Πάχος του στρώματος αέρα μεταξύ γέφυρας και επάνω επιφάνειας του διηλεκτρικού σε διακόπτες MEMS
Annealing	Διαδικασία ανόπτωσης σε υψηλές θερμοκρασίες
Asperities	Μεταλλικές προεξοχές τυπικού μήκους 1nm στην κάτω επιφάνεια της γέφυρας
Band gap	Ενεργειακό χάσμα του υλικού
Band tail	Προεξοχές των ζωνών αγωγιμότητας και σθένους, χαρακτηριστικό των άμορφων υλικών
Bulk	Με τον όρο αυτό αναφέρεται το σώμα του υλικού
Creep	Χρονικά εξαρτώμενη πλαστική παραμόρφωση της γέφυρας υπό συνθήκες καταπόνησης
Die	Ψηφίδα
E - Beam	Λιθογραφία ηλεκτρονικής δέσμης
Fatigue	Μηχανική καταπόνηση, η οποία αναφέρεται στην δημιουργία και διάδοση ρωγμών στο υλικό λόγω επαναλαμβανόμενης καταπόνησης του
Fractal	ή μορφοκλασματικό σύνολο αποτελεί ένα γεωμετρικό σχήμα που επαναλαμβάνεται αυτούσιο σε άπειρο βαθμό μεγέθυνσης
Hermetic packaging	Ερμητικές δομές εγκλεισμού των διακοπών MEMS, για την εξάλειψη επιδράσεων από τις περιβαλλοντικές συνθήκες
Hopping	Μηχανισμός μεταφοράς φορτίου μέσω διαδοχικών αλμάτων σε άμορφα διηλεκτρικά υμένα
Mobility gap	Χάσμα ευκινησίας, όρος που ταυτίζεται με το ενεργειακό χάσμα των ημιαγωγών
Nanorods	Νανοράβδοι
Percolation	Το φαινόμενο σχηματισμού συνεχούς μέσου σε τυχαία συστήματα.
Random walk	Τυχαία κίνηση φορέα σε στατική κατανομή ατελειών
Range order	Περιοδικότητα δομικών λίθων του υλικού. Τα άμορφα υλικά χαρακτηρίζονται από περιοδικότητα μικρής κλίμακας
Sacrificial layer	Προσωρινό στρώμα υλικού για την κατασκευή της επιθυμητής δομής, το οποίο στη συνέχεια αφαιρείται
Screening effect	Το φαινόμενο της ηλεκτροστατικής θωράκισης, το οποίο αναφέρεται στην εξασθένηση του ηλεκτρικού πεδίου λόγω ύπαρξης ευκίνητου φορτίου
Silicon - Rich SiNx	Υμένα νιτριδίου του πυριτίου πλούσια σε πυρίτιο
Smoothing	Εξομάλυνση θορύβου πειραματικών σημείων
Stiction	Το φαινόμενο της κόλλησης του οπλισμού της γέφυρας στην επάνω επιφάνεια του διηλεκτρικού λόγω α) φόρτισης του β) εμφάνισης ισχυρών επιφανειακών δυνάμεων
Stress	Ηλεκτρική καταπόνηση των διατάξεων
Stretched exponential	Εμπειρικός νόμος ανηγμένου εκθετικού, ο οποίος εφαρμόζεται σε πληθώρα φαινομένων χαλάρωσης στα πλαίσια της Φυσικής Συμπυκνωμένης Ύλης
Transport energy	Ενεργειακό επίπεδο μεγιστοποίησης της διαδικασίας Hopping με εξάρτηση από την θερμοκρασία του δείγματος
Up/down state	Κατάσταση απενεργοποίησης (OFF)/ενεργοποίησης (ON) χωρητικού διακόπτη MEMS

## ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΣΥΜΒΟΛΩΝ

Σύμβολο	Ορισμός	Παράγραφοι
$C$	Χωρητικότητα	
$C_{down}$	Μέγιστη χωρητικότητα διακόπτη MEMS (Κατάσταση ON)	
$C_m$	Ολική μετρούμενη χωρητικότητα	
$C_{MEMS}$	Χωρητικότητα διακόπτη MEMS	
$C_{min}$	Ελάχιστη χωρητικότητα διακόπτη MEMS (Κατάσταση OFF)	4.12
$C_{MOS}$	Χωρητικότητα δικτύου υποστρώματος	
$COD$	Δείκτης συσχέτισης	
$COV_{(\alpha,\beta)}$	Συνδιακύμανση των μεγεθών $\alpha, \beta$	
$C_{par}$	Παρασιτική χωρητικότητα	
$C_{up}$	Ελάχιστη χωρητικότητα διακόπτη MEMS (Κατάσταση OFF)	1.4
$d$	Πλεγματική σταθερά	
$d_0$	Αρχικό ύψος γέφυρας	1.6, 4.2-4.12
$d_\epsilon$	Πάχος διηλεκτρικού υμενίου	1.6, 4.2-4.12
$E_g$	Ενεργειακό χάσμα	
$F$	Ένταση του ηλεκτρικού πεδίου	
$F_{el}$	Ηλεκτροστατική δύναμη	
$F_{sp}$	Δύναμη επαναφοράς	
$F_{stress}$	Ηλεκτρικό πεδίο φόρτισης	
$g$	Μετατόπιση γέφυρας	1.3
$g_0$	Αρχικό ύψος γέφυρας	1.3
$h$	Σταθερά του Plank	
$J_{ch}$	Πυκνότητα ρεύματος φόρτισης	
$J_{disc}$	Πυκνότητα ρεύματος εκφόρτισης	
$J_{KP}$	Ρεύμα εκφόρτισης με την μέθοδο KP	
$J_{PF}$	Ρεύμα αγωγιμότητας Poole - Frenkel	
$J_H$	Ρεύμα αγωγιμότητας Hopping	
$k$	Σταθερά ελατηρίου	
$k_B$	Σταθερά Boltzmann	
$m^*$	Ενεργός μάζα ηλεκτρονίου	
$m_0$	Μάζα ηρεμίας ηλεκτρονίου	
$m_T^*$	Ενεργός μάζα διάτρησης ηλεκτρονίου	
$n$	Δείκτης διάθλασης υλικού	
$N(x, E)$	Πυκνότητα της κατανομής παγίδων ανά μονάδα όγκου και ενέργειας	
$n(x, E, t)$	Χρονικά εξαρτώμενη πυκνότητα της κατανομής των παγιδευμένων ηλεκτρονίων	
$N_{eff}$	Συγκέντρωση φορέων που συμμετέχουν στην διαδικασία Hopping	
$P$	Πόλωση	



$P_r$	Πιθανότητα μετάβασης στην διαδικασία TAT	
$P_s$	Πόλωση ισορροπίας	
$q$	Ρυθμός θέρμανσης μεθόδου TSDC	3.3.2
$q$	Φορτίο ηλεκτρονίου	
$Q_0$	Ολικό αρχικό φορτίο	
$R$	Λόγος ροών πρόδρομων αερίων ( $\text{SiH}_4/\text{NH}_3$ )	
$r_{ij}$	Μέσο μήκος αλμάτων διαδικασίας Hopping	
$t_c$	Χρόνος φόρτισης	
$t_d$	Πάχος διηλεκτρικού υμενίου	1.3
$U_s$	Επιφανειακό δυναμικό	
$U_{s,0}$	Επιφανειακό δυναμικό εκκίνησης εκφόρτισης	
$V$	Διαφορά δυναμικού	
$V_{CPD}$	Βαθμίδα δυναμικού επαφής στην μέθοδο KP	
$V_{min}$	Τάση που αντιστοιχεί στην ελάχιστη χωρητικότητα	
$V_{pi}$	Τάση ενεργοποίησης	
$V_{po}$	Τάση απενεργοποίησης	
$W$	Μήκος διηλεκτρικού υμενίου	
$w$	Πλάτος διηλεκτρικού υμενίου	
$w_f$	Έργο εξαγωγής	
$W_{pi/out}$	Έυρος παραθύρων pull-in/out	4.12
$x$	Στοιχειομετρία υμενίου $\text{SiN}_x$ (N/Si)	
$x_c$	Κρίσιμη τιμή στοιχειομετρίας (1.1)	
$\alpha$	Ενεργός επιφάνεια εκπομπής	4.9
$A$	Επιφάνεια διηλεκτρικού υμενίου	
$\alpha$	Κατανομή χωρητικότητας ανά μονάδα επιφάνειας διακόπτη MEMS	1.6, 4.2
$\alpha$	Μήκος εντοπισμού ηλεκτρονίου	2.4.5, 4.5-4.8
$A^*$	Σταθερά Richardson	
$\beta$	Κατανομή πυκνότητας φορτίου ανά μονάδα επιφάνειας	1.6, 4.2
$\beta$	Συντελεστής ενίσχυσης	4.9-4.10
$\gamma$	σταθερά (0.67)	
$\Delta$	Μετατόπιση γέφυρας	1.6, 4.2
$\Delta V_{pi}$	Εύρος παραθύρου Pull-In	1.3.1
$\Delta V_{po}$	Εύρος παραθύρου Pull-Out	1.3.1
$\Delta E$	Μέση ενεργειακή διαφορά των σταθμών εντός των οποίων πραγματοποιείται η μετάβαση φορέων μέσω hopping	
$\epsilon_0$	Διηλεκτρική σταθερά του κενού	
$\epsilon_0$	Εύρος εκθετικής κατανομής των φορέων στα band tails	2.4.5, 4.7.1.1
$\epsilon_F$	Ενεργειακό επίπεδο μεγιστοποίησης διαδικασίας Hopping ως συνάρτηση του ηλεκτρικού πεδίου	
$\epsilon_r$	Σχετική διηλεκτρική σταθερά υλικού	

$E_a$	Ενέργεια ενεργοποίησης	
$\varepsilon_T$	Ενεργειακό επίπεδο μεγιστοποίησης διαδικασίας Hopping ως συνάρτηση της θερμοκρασίας	
$\mu$	Ευκινησία φορέων	
$\mu_a$	Μέση τιμή χωρητικότητας διακόπτη MEMS	
$\mu_\beta$	Μέση τιμή φορτίου του διηλεκτρικού υμενίου	
$\nu_{ij}$	Ρυθμός μετάβασης φορέων στο μηχανισμό Hopping	
$\rho$	Συγκέντρωση φορέων	
$\sigma_0^*$	Αγωγιμότητα μηδενικού ηλεκτρικού πεδίου	
$\sigma_a^2$	Διακύμανση χωρητικότητας	
$\sigma_\beta^2$	Διακύμανση φορτίου του διηλεκτρικού υμενίου	
$T$	Θερμοκρασία	
$\tau$	Σταθερά χρόνου	
$\tau_0$	Σταθερά χρόνου σε άπειρη θερμοκρασία	
$\tau_{300K}$	Σταθερά χρόνου σε θερμοκρασία δωματίου	
$T_{eff}$	Ενεργός Θερμοκρασία	
$\Phi_{PF}$	Ύψος φραγμού δυναμικού μηχανισμού Poole - Frenkel	
$\Phi_B$	Ύψος φραγμού δυναμικού μηχανισμού FN	2.4.3
$\Phi_B$	Ύψος φραγμού δυναμικού μηχανισμού Shottky	2.4.2
$\Phi_B$	Ύψος φραγμού δυναμικού μηχανισμού TAT	2.4.1
$\psi$	Χωρική πυκνότητα φορτίου	
$\omega$	Γωνιακή συχνότητα ταλάντωσης ακίδας KP	

## ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Με την παρούσα διδακτορική διατριβή ολοκληρώνεται τυπικά και ουσιαστικά ο Β΄ Κύκλος των Μεταπτυχιακών σπουδών μου, που έλαβε χώρα στο εργαστήριο Ημιαγωγών και Ημιαγωγικών Διατάξεων του Τμήματος Φυσικής του Πανεπιστημίου Αθηνών, από τον Απρίλιο του 2016 έως τον Φεβρουάριο του 2022.

Καταρχήν, θα ήθελα να εκφράσω τις ιδιαίτερες ευχαριστίες μου προς τον κύριο επιβλέποντα της διατριβής, αφυπηρετήσαντα πλέον Καθηγητή κ. Γεώργιο Παπαϊωάννου, που είχα την τύχη να με καθοδηγεί σε όλη τη διάρκεια αυτής της τόσο επίμονης και επίπονης διαδρομής. Θα ήθελα να τον ευχαριστήσω προπαντός για την δυνατότητα που μου έδωσε να πραγματοποιήσω την παρούσα διατριβή, τις συμβουλές του τόσο σε επιστημονικό όσο και σε ανθρώπινο επίπεδο καθώς και για την εμπιστοσύνη στον χειρισμό του τεχνικού εξοπλισμού και των πρωτότυπων δειγμάτων.

Θα ήθελα επίσης να ευχαριστήσω τα υπόλοιπα μέλη της τριμελούς συμβουλευτικής επιτροπής, Αν. Καθηγητή κ. Σπύρο Γαρδέλη και Αν. Καθηγητή κ. Απόστολο Κυρίτση για τις συμβουλές και την συνεχή στήριξη της προσπάθειας αυτής. Ευχαριστώ, επίσης και τα μέλη της επταμελούς εξεταστικής επιτροπής για τις παρατηρήσεις τους επί του τελικού κειμένου της διατριβής.

Καταλυτικό ρόλο στην απρόσκοπτη αφοσίωση στις υποχρεώσεις της παρούσας διατριβής αποτέλεσε η οικονομική ενίσχυση που έλαβα από το Ίδρυμα Κρατικών Υποτροφιών (ΙΚΥ), μέσω του Επιχειρησιακού Προγράμματος «Ανάπτυξη Ανθρώπινου Δυναμικού, Εκπαίδευση και Διά Βίου Μάθηση», στο πλαίσιο της Πράξης «Ενίσχυση του ανθρώπινου ερευνητικού δυναμικού μέσω της υλοποίησης διδακτορικής έρευνας» (MIS-5000432).

Θα ήθελα ακόμη να ευχαριστήσω τον Καθηγητή κ. Ιωάννη Παπαπολυμέρου από το Georgia Institute of Technology στην Ατλάντα των ΗΠΑ, τον Δρ. Afshin Ziaei της Thales Research and Technology στη Γαλλία, τον Δρ. Γεώργιο Κωνσταντινίδη διευθυντή ερευνών στο Ίδρυμα Τεχνολογίας και Έρευνας (ΙΤΕ) στο Ηράκλειο Κρήτης, την Δρ. Ingrid de Wolf από το IMEC στο Βέλγιο και τον Καθηγητή Robert Plana του ινστιτούτου LAAS-CNRS στη Γαλλία για την κατασκευή και διάθεση των πρωτότυπων δειγμάτων και διατάξεων που χρησιμοποιήθηκαν στην παρούσα μελέτη.

Ευχαριστώ επίσης τους συναδέλφους μου στον εργαστηριακό χώρο και ιδιαίτερα τη Δρ. Ματρώνη Κουτσουρέλη και τον Ιωάννη Θεοχάρη για την καλή συνεργασία όλο αυτό το διάστημα.

Τέλος, θα ήθελα να ευχαριστήσω την οικογένεια μου για την διαρκή υποστήριξη και την κατανόηση τους, ειδικά στις χρονικές περιόδους μεγάλης έντασης και πίεσης.



## ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Οι χωρητικοί διακόπτες RF – MEMS αποτελούν ιδιαίτερα υποσχόμενες ηλεκτρονικές διατάξεις με εφαρμογές κυρίως στον τομέα των τηλεπικοινωνιών. Εμφανίζουν αρκετά πλεονεκτήματα σε σχέση με τις υφιστάμενες υλοποιήσεις διακοπών στερεάς κατάστασης (δίοδοι PIN, τρανζίστορ FET) όπως μικρό κόστος και μέγεθος, χαμηλή κατανάλωση ισχύος, υψηλή γραμμικότητα και ικανότητα διαχείρισης υψίσυχνων σημάτων τάξης GHz έως και THz. Παρόλα τα πλεονεκτήματά τους, η εμπορευματοποίηση τους μέχρι σήμερα δεν είναι εφικτή κυρίως λόγω των προβλημάτων αξιοπιστίας που εμφανίζουν, με το κυρίαρχο να αποτελεί το ζήτημα της πόλωσης/φόρτισης των διηλεκτρικών υμενίων.

Κατά τη διάρκεια της ενεργοποίησης των διακοπών, όπου ο κινούμενος μεταλλικός οπλισμός έρχεται σε επαφή με την επάνω επιφάνεια του διηλεκτρικού, φορτία εγχέονται εντός του υμενίου και παγιδεύονται από τις ατέλειες του υλικού. Η απαγωγή του φορτίου αυτού λαμβάνει χώρα κατά την απενεργοποίηση του διακόπτη και μόνο διαμέσου του διηλεκτρικού προς το κάτω ηλεκτρόδιο. Επομένως, οι ρυθμοί έγχυσης και μεταφοράς φορτίου αναμένεται να καθορίσουν την αξιοπιστία και τον χρόνο ενεργού ζωής της διάταξης.

Ο ρυθμός έγχυσης θα καθοριστεί από τις συνθήκες ενεργοποίησης και τους εμπλεκόμενους μηχανισμούς έγχυσης/ανακατανομής φορτίου και δεδομένου ότι τα πεδία που αναπτύσσονται είναι υψηλά ( $> 1\text{MV/cm}$ ) η διαδικασία φόρτισης είναι ιδιαίτερα ταχεία. Αντίθετα, η εκφόρτιση των υμενίων πραγματοποιείται υπό το καθεστώς χαμηλών ηλεκτρικών πεδίων, καθορίζεται από τον κυρίαρχο μηχανισμό αγωγιμότητας και αποτελεί μία αργή διαδικασία με διάρκεια ωρών έως και μηνών εξαρτώμενη από τις ηλεκτρικές ιδιότητες του διηλεκτρικού υμενίου.

Κύριος στόχος της παρούσας διατριβής είναι η μελέτη της διαδικασίας εκφόρτισης των διηλεκτρικών υμενίων και η κατανόηση των εμπλεκόμενων μηχανισμών μεταφοράς φορτίου με απώτερο σκοπό τη βελτιστοποίηση τους για αύξηση της αξιοπιστίας των διατάξεων. Για να καταστεί αυτό εφικτό, επιλύθηκαν βασικά ηλεκτρομηχανικά προβλήματα που δυσχεραίνουν τον ηλεκτρικό χαρακτηρισμό, με την ανάπτυξη μοντέλου που επιτρέπει την μελέτη του διηλεκτρικού υμενίου. Για την μελέτη της ηλεκτρικής συμπεριφοράς των διηλεκτρικών υλικών χρησιμοποιήθηκαν διατάξεις πυκνωτών Μετάλλου – Διηλεκτρικού – Μετάλλου (MIM) και διακόπτες χωρητικότητας MEMS, με το νιτρίδιο του πυριτίου ( $\text{SiN}_x$ ) να αποτελεί υλικό αναφοράς.

Στα υμένια  $\text{SiN}_x$ , βρέθηκε ότι ο μηχανισμός hopping κυριαρχεί κατά την εκφόρτιση διατάξεων MIM και MEMS και μελετήθηκε η επίδραση της στοιχειομετρίας του υμενίου, των συνθηκών πόλωσης και της θερμοκρασίας στα φυσικά μεγέθη του μηχανισμού. Επιπλέον, μελετάται η δυνατότητα περαιτέρω βελτίωσης της εκφόρτισης υμενίων  $\text{SiN}_x$  με την εισαγωγή νανοσωματίων. Σε νανοδομημένα υμένια ταυτοποιήθηκε η παρουσία του μηχανισμού field emission και δύο νέων μηχανισμών εκφόρτισης που μπορούν να δικαιολογήσουν τις βελτιωμένες ιδιότητες τους. Τέλος, μελετήθηκε και η επίδραση της υγρασίας του περιβάλλοντος στην «διασπορά» του επιφανειακού φορτίου και προτείνεται μοντέλο υπολογισμού του μέτρου της, απευθείας σε διακόπτες MEMS.



## ABSTRACT

RF – MEMS capacitive switches are promising devices for several applications, especially in the field of wireless communications. They show many advantages compared to the conventional semiconductor based switches (PIN diodes, FETs) such as low cost, low power consumption, high linearity and their ability to manage signals in the order of hundreds of GHz, even in THz. In spite of these attractive benefits, their commercialization is still hindered by reliability issues among them the most severe is dielectric charging.

During the device activation charges are injected from the movable electrode and trapped inside the dielectric due to the presence of defects, acting as trapping centers. The trapped charge can only be drained through the dielectric and towards the bottom electrode. Thus, the charge/discharge ratios will determine the device reliability and effective lifetime.

The charging ratio will be determined by the activation conditions and the contributing mechanisms of charge injection/redistribution. Taking into account that activation takes place in the presence of high electric fields ( $> 1\text{MV/cm}$ ), charging procedure is a very fast process. On the other hand, discharging occurs in the presence of low electric fields, is determined from the dominant conduction mechanism and is a very slow process, where the time required for the charge draining may be in the order of weeks and/or months.

The main objective of the present work is to study the discharging process of the dielectric films used and to understand the conduction mechanisms involved, with the ultimate goal of optimizing them to increase the devices reliability. To make this possible, basic electromechanical problems that make electrical characterization difficult were solved, with the development of a model that allows the study of the dielectric film. Metal-Insulator-Metal (MIM) capacitors and MEMS capacitive switches were used to study the electrical behavior of dielectric materials, with silicon nitride ( $\text{SiN}_x$ ) as the reference material.

In  $\text{SiN}_x$  films, the hopping mechanism was found to dominate during MIM and MEMS devices discharging process and the effect of film stoichiometry, polarization conditions and temperature on the physical quantities of the involved mechanism was studied. In addition, the possibility of further improving the discharging process of  $\text{SiN}_x$  films by introducing nanoparticles is being studied. The presence of the field emission mechanism and two new discharge mechanisms were identified in nanostructured films that can justify their improved electrical properties. Finally, the effect of ambient humidity on the "dispersion" of the surface charge was studied and a model for calculating its magnitude, directly on MEMS switches, is proposed.





## ΕΙΣΑΓΩΓΗ

«Η βιομηχανία γεννά τεχνολογική πρόοδο και η τεχνολογική πρόοδος νέους τομείς βιομηχανίας».

Η παραπάνω πρόταση δίνει σε πολύ συμπυκνωμένη μορφή τη σχέση μεταξύ της βιομηχανικής ανάπτυξης και της τεχνολογικής εξέλιξης. Ίσως το πιο κλασικό και πρόσφατο παράδειγμα εφαρμογής της πρότασης αυτής αποτελεί η Μικροηλεκτρονική.

Η Μικροηλεκτρονική γεννήθηκε μαζί με το τρανζίστορ σημειακής επαφής (point contact transistor) το 1948 από τους Bardeen, Brattain και Shockley και το πρώτο ολοκληρωμένο κύκλωμα από τον J. Kilby (1958), από την ανάγκη της βιομηχανίας τηλεπικοινωνιών για καλύτερους και φθηνότερους ενισχυτές από αυτούς που κατασκευάζονταν με το μέχρι τότε κυρίαρχο ηλεκτρονικό στοιχείο, την τρίοδο λυχνία. Ιδέες για ένα νέο στοιχείο με δυνατότητες που θα έκανε χρήση ημιαγωγίων υλικών υπήρχαν ήδη. Μάλιστα είχαν εγκριθεί και οι πρώτες πατέντες που αφορούσαν ένα τρανζίστορ επίδρασης πεδίου (Field Effect Transistor – FET) [1], [2], ενώ και η ομάδα που τελικά εφηύρε το τρανζίστορ σημειακής επαφής ήταν προσανατολισμένη στην παραγωγή FET [3]. Η εξέλιξη, αρχικά, δεν ήταν ραγδαία. Ενώ την επόμενη κιόλας χρονιά δημοσιεύεται το ιστορικό άρθρο του Shockley για τα διπολικά τρανζίστορ, η επόμενη σημαντική πρόοδος στον τομέα γίνεται μόλις το 1958, με την κατασκευή του πρώτου ολοκληρωμένου κυκλώματος [4], [5]. Δυο χρόνια αργότερα παράγεται επιτέλους το πρώτο FET, το FET μετάλλου – οξειδίου – ημιαγωγού (Metal Oxide Semiconductor FET – MOSFET) [6], [7]. Οι εξελίξεις επιταχύνονται και το 1965 ο πρόεδρος και συνιδρυτής της Intel, Gordon Moore, πραγματοποιεί μια πρόβλεψη – σταθμό, γνωστή ως ο «νόμος του Moore» (1965): «Η πυκνότητα στοιχείων σε ένα ολοκληρωμένο κύκλωμα θα συνεχίζει να διπλασιάζεται κάθε 1 με 1.5 έτη». Η Μικροηλεκτρονική με αυτή τη δήλωση έχει ήδη γίνει βιομηχανία.

Στα πλαίσια αυτής της ολοένα αυξανόμενης προσπάθειας για μικρότερα και αξιόπιστα ηλεκτρονικά κυκλώματα αναπτύχθηκε από την δεκαετία του '70 και η τεχνολογία των Μικρο – Ηλεκτρο – Μηχανικών Συστημάτων (Micro-Electro-Mechanical Systems, MEMS). Μια διάταξη MEMS αποτελείται από ένα πλήθος μηχανικών δομών που αλληλεπιδρούν με το περιβάλλον τους σαν μικροαισθητήρες (microsensors) ή διατάξεις ενεργοποίησης (actuating devices), όπου αξιοποιούνται φυσικά φαινόμενα από διάφορους τομείς όπως από το χώρο της ηλεκτροστατικής, της μαγνητοστατικής, του ηλεκτρομαγνητισμού και του πιεζοηλεκτρισμού. Οι δομές αυτές επεκτάθηκαν γρήγορα σε ένα ευρύ φάσμα εφαρμογών, που περιλαμβάνουν αισθητήρες πίεσης και θερμοκρασίας, επιταχυνσιόμετρα, χημικούς αισθητήρες, χρωματογράφους αερίων, μικρο-κάτοπτρα κ.α.

Οι εφαρμογές των διατάξεων MEMS δεν άργησαν να επεκταθούν και στον τομέα των τηλεπικοινωνιών. Τα συστήματα αυτά, γνωστά πλέον με τον όρο RF-MEMS (Radio Frequency MEMS), αποτελούνται από διατάξεις αντηχείων (FBAR) και φίλτρων ή και από διακοπτικά, ωμικά, χωρητικά και επαγωγικά στοιχεία με σταθερά ή ρυθμιζόμενα χαρακτηριστικά. Στις αρχές του 1980 παρουσιάστηκαν οι πρώτοι διακόπτες MEMS για εφαρμογές χαμηλών συχνοτήτων οι οποίοι, αν και παρέμειναν κάτω από εργαστηριακή

μελέτη για πολύ καιρό, μπορούσαν μέσω μιας μηχανικής τάσης να επιτρέψουν ή να αποκόψουν την διέλευση ενός σήματος RF (Radio Frequency) σε μια γραμμή μεταφοράς. Η πρώτη στοχευμένη προσπάθεια υλοποίησης διακοπών RF-MEMS για μικροκυματικές εφαρμογές, πραγματοποιήθηκε την περίοδο 1990-1991 από τον Larry Larson [8] με την υποστήριξη της DARPA (Defense Advanced Research Projects Agency). Βέβαια, όπως συμβαίνει σε κάθε τεχνολογικό άλμα, η διάταξη αυτή είχε φτωχή απόδοση και πρακτικά καμία αξιοπιστία. Παρόλα αυτά παρουσίαζε εξαιρετικές επιδόσεις μέχρι τα 50GHz, πολύ καλύτερα από τις υφιστάμενες διατάξεις GaAs.

Τα αρχικά αποτελέσματα του Larson είχαν τόση απήχηση, ώστε αμέσως κίνησαν το ενδιαφέρον της αμερικανικής κυβέρνησης χρηματοδοτώντας αρκετά ερευνητικά ιδρύματα. Το 1995 το κέντρο ερευνών Rockwell σε συνεργασία με την Texas Instruments κατόρθωσαν να υλοποιήσουν τα δύο βασικά είδη διακοπών που ερευνώνται έως σήμερα. Ο διακόπτης του Rockwell στηρίζονταν στην επαφή μετάλλου - μέταλλου που τον καθιστούσε ιδανικό για εφαρμογές μέχρι τα 60GHz, ενώ ο διακόπτης της Texas Instruments στηρίζονταν στην χωρητική επαφή με εφαρμογές στο εύρος συχνοτήτων 10 - 120GHz. Μέχρι το 2001, περισσότερες από 30 εταιρίες εργάζονταν σε αυτόν τον τομέα, συμπεριλαμβανομένων των γιγάντων των εμπορικών ηλεκτρονικών όπως η Motorola, Analog Devices, Samsung, Omron, Nec και ST-Electronics.

Πίνακας 1: Συγκριτικά χαρακτηριστικά των κυριότερων ημιαγωγικών διακοπών για τηλεπικοινωνιακές εφαρμογές

Parameter	RF-MEMS	PIN DIODE	FET
<b>Voltage(V)</b>	20-80	±3-5	3-5
<b>Current(mA)</b>	0	3-20	0.01-0.1
<b>Power Consumption(mW)</b>	0.05-0.1	5-100	0.05-0.1
<b>Switching time</b>	1-300μs	1-100ns	1-100ns
<b>C<sub>up</sub>(series)(fF)</b>	1-6	40-80	70-140
<b>R<sub>s</sub>(series)(Ω)</b>	0.5-2	2-4	4-6
<b>Capacitance ratio</b>	40-500	10	n/a
<b>Cut-off frequency (THz)</b>	20-80	1-4	0.5-2
<b>Isolation (1-10 GHz)</b>	Very High	High	Medium
<b>Isolation (10-40 GHz)</b>	Very High	Medium	Low
<b>Isolation (60-100 GHz)</b>	High	Medium	None
<b>Loss (1-100GHz) (dB)</b>	0.05-2	0.3-1.2	0.4-2.5
<b>Power handling (W)</b>	<1	<10	<10
<b>Third-order intercept point (dBm)</b>	+66-80	+27-45	+27-45

Τα τελευταία 20 χρόνια, οι διατάξεις RF-MEMS έχουν σημειώσει τεράστια πρόοδο τόσο σε εμπορικές όσο και σε αμυντικές εφαρμογές. Ο λόγος είναι ότι, ενώ υπήρχε πρόοδος στις διατάξεις GaAs HEMT (High Electron Mobility Transistor) και CMOS τρανζίστορ, παρουσιάστηκε έλλειμμα αντίστοιχης ανάπτυξης των διατάξεων ημιαγωγικών διακοπών στην περίοδο 1985-2000. Για παράδειγμα, το 1980 η συχνότητα αποκοπής (Cut-Off Frequency) ενός CMOS τρανζίστορ ήταν περίπου 500MHz και σήμερα βρίσκεται στην περιοχή των 100GHz. Επίσης, το 1980 η

αντίστοιχη συχνότητα αποκοπής ενός GaAs HEMT τρανζίστορ ήταν 10-20 GHz ενώ σήμερα βρίσκεται πάνω από τα 800GHz. Αντίθετα, η συχνότητα αποκοπής μιας διόδου p-i-n GaAs ή InP βελτιώθηκε από 500GHz το 1985 σε μόλις 2000GHz το 2001. Φαίνεται ξεκάθαρα ότι υπήρχε η ανάγκη να αναπτυχθεί μια νέα τεχνολογία, ώστε να αυξηθεί η συχνότητα αποκοπής των διακοπών στην περιοχή των 40THz για εφαρμογές χαμηλών απωλειών (Low-Loss Applications). Αυτό το τεχνολογικό κενό, καλύφθηκε με τις διατάξεις RF-MEMS. Σήμερα πλέον οι δομές RF-MEMS αποτελούν από τις πλέον υποσχόμενες διατάξεις για τηλεπικοινωνιακές εφαρμογές με κυριότερα πλεονεκτήματά τους να αποτελούν το μικρό τους μέγεθος, μικρό κόστος κατασκευής, μικρή κατανάλωση ισχύος, υψηλή απόδοση σε μεγάλο εύρος συχνοτήτων (εκατοντάδες GHz ή και THz) και δυνατότητα ολοκλήρωσης (Πίνακας 1). Οι βασικότερες εφαρμογές των διατάξεων αυτών βρίσκονται στον τομέα της διαστημικής καθώς και στον τομέα της κινητής τηλεφωνίας, όπου αναμένεται να αντικαταστήσουν τους διακόπτες στερεάς κατάστασης που χρησιμοποιούνται σήμερα.

Ωστόσο, παρά την έντονη ερευνητική προσπάθεια για την εμπορική κυρίως αξιοποίησή τους, υπάρχουν και προβλήματα που σχετίζονται με την λειτουργία τους τα οποία χρήζουν επίλυσης. Οι δομές αυτές έχουν σχετικά μειωμένη ικανότητα διαχείρισης ισχύος (power handling) (μικρότερη από 1-10W), ενώ επιτρέπεται ισχύς μεγαλύτερη από 20W για την λειτουργία των χωρητικών διακοπών. Επίσης, η τάση που απαιτείται για την ενεργοποίησή τους παραμένει αρκετά υψηλή (20-80V), ενώ απαιτείται να πραγματοποιηθεί η συσκευασία τους σε ερμητικά κλειστές δομές (hermetic packaging), παρουσία αδρανούς αερίου (ξηρό άζωτο ή αργό), όπως σε διακριτές διατάξεις ημιαγωγού και ολοκληρωμένα κυκλώματα.

Το βασικότερο όμως πρόβλημα των διατάξεων αυτών σχετίζεται με ζητήματα αξιοπιστίας. Οι μηχανικές παραμορφώσεις του κινούμενου μέρους των διατάξεων αλλά και κυρίως η φόρτιση των διηλεκτρικών υμενίων που χρησιμοποιούνται αλλοιώνουν τα χαρακτηριστικά λειτουργίας και μειώνουν το χρόνο ζωής τους. Όσον αφορά τις μηχανικές παραμορφώσεις, υπάρχουν επαρκείς γνώσεις από τον τομέα της μεταλλουργίας που σε βάθος χρόνου το πρόβλημα αυτό θα επιλυθεί. Στο κομμάτι όμως της φόρτισης των διηλεκτρικών, η γνώση είναι περιορισμένη με αποτέλεσμα να αποτελεί τομέα έντονης ερευνητικής δραστηριότητας. Αν και η κατασκευή των διακοπών είναι απλή, συχνά εμφανίζονται προβλήματα ηλεκτρομηχανικής φύσης, τα οποία δεν άπτονται άμεσα των ηλεκτρικών ιδιοτήτων του διηλεκτρικού υμενίου και δυσχεραίνουν ή αποκλείουν την μελέτη του. Για τον λόγο αυτό κρίθηκε σκόπιμο να αναζητηθούν λύσεις για να αποφευχθεί η πολυέξοδη επανάληψη κατασκευής τους.

Το πρόβλημα της φόρτισης των διηλεκτρικών υμενίων κατά την ηλεκτρομηχανική λειτουργία των διακοπών MEMS καθορίζει σε μεγάλο βαθμό τον χρόνο ενεργού ζωής της διάταξης. Συνεπώς, το πρόβλημα αυτό ανάγεται στον καθορισμό του βέλτιστου ισοζυγίου μεταξύ των ρυθμών έγχυσης/παγίδευσης (φόρτιση) και μεταφοράς φορτίου (εκφόρτιση). Η φόρτιση του διηλεκτρικού αποτελεί μία εξαιρετικά ταχεία διαδικασία που συντελείται παρουσία υψηλού ηλεκτρικού πεδίου ( $\sim 10^6 \text{V/cm}$ ), όπου ο έλεγχος του εγχόμενου φορτίου είναι πρακτικά αδύνατος. Αντίθετα, η εκφόρτιση τους αποτελεί μία αργή διαδικασία καθώς το εγχόμενο φορτίο μπορεί να απομακρυνθεί μόνο από το κάτω ηλεκτρόδιο και διαμέσου του διηλεκτρικού. Για το λόγο αυτό, κρίσιμος παράγοντας για

την επίτευξη του ισοζυγίου θα αποτελέσει η ταχεία απομάκρυνση του εγγεόμενου φορτίου. Συνεπώς, η σε βάθος γνώση των μηχανισμών αγωγιμότητας, που παρέχει πληροφορίες για τα μικροσκοπικά μεγέθη που σχετίζονται με τις ιδιότητες του υλικού, μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την περαιτέρω βελτιστοποίηση των ηλεκτρικών ιδιοτήτων του υμενίου.

Το μεγαλύτερο μέρος της παρούσας διατριβής εστιάζεται στην μελέτη των ηλεκτρικών ιδιοτήτων των διηλεκτρικών υμενίων που χρησιμοποιούνται στους χωρητικούς διακόπτες RF-MEMS με στόχο την καλύτερη κατανόηση των μηχανισμών μεταφοράς φορτίου κατά τη διαδικασία εκφόρτισης. Τα υμένια που μελετώνται έχουν ως βάση το νιτρίδιο του πυριτίου ( $\text{SiN}_x$ ), που είναι αποδεκτό ως διηλεκτρικό αναφοράς. Η μελέτη αυτή επεκτείνεται και σε νανοδομημένα υλικά προκειμένου να γίνει κατανοητός ο μηχανισμός που βελτιώνει τις ιδιότητές τους στη συγκεκριμένη εφαρμογή με στόχο την αξιοποίηση τους για τη δημιουργία αξιόπιστων διατάξεων RF-MEMS. Στόχος της διατριβής είναι η ανάπτυξη νέων μεθόδων χαρακτηρισμού των διηλεκτρικών υμενίων και διατάξεων για την καλύτερη κατανόηση της φυσικής της αστοχίας των διατάξεων και τη χάραξη μεθόδων σχεδιασμού, κατασκευής και ελέγχου της αξιοπιστίας τους.

Το κείμενο της διατριβής δομείται σε πέντε κεφάλαια.

Στο πρώτο κεφάλαιο περιγράφονται τα χαρακτηριστικά και η λειτουργία των χωρητικών διακοπών RF – MEMS. Επίσης, παρουσιάζονται τα προβλήματα αξιοπιστίας των διατάξεων, όπου δίνεται ιδιαίτερη έμφαση στο ζήτημα της φόρτισης των διηλεκτρικών υμενίων.

Στο δεύτερο κεφάλαιο αναφέρονται οι ηλεκτρικές ιδιότητες των λεπτών διηλεκτρικών υμενίων για εφαρμογές στις διατάξεις χωρητικότητας MEMS. Παρουσιάζονται οι βασικοί μηχανισμοί πόλωσης και αγωγιμότητας και στη συνέχεια γίνεται μια εκτενής αναφορά στις ιδιότητες των υμενίων νιτρίδιου του πυριτίου, που αποτελεί το βασικό υλικό μελέτης της παρούσας διατριβής.

Στο τρίτο κεφάλαιο παρουσιάζονται οι πειραματικές τεχνικές που έλαβαν χώρα, προκειμένου να οδηγήσουν στον προσδιορισμό των φυσικών μεγεθών και παραμέτρων που διέπουν τις διαδικασίες μεταφοράς φορτίου. Στο τέλος του κεφαλαίου, παρουσιάζονται τα χαρακτηριστικά και οι συνθήκες κατασκευής των δειγμάτων που μελετήθηκαν.

Στο τέταρτο κεφάλαιο αναλύεται το έργο που εκτελέστηκε στη διάρκεια υλοποίησης της παρούσας διατριβής. Αρχικά αναλύονται τα ηλεκτρομηχανικά προβλήματα που δυσχεραίνουν την μελέτη του διηλεκτρικού υμενίου και προτείνονται λύσεις. Στη συνέχεια μελετάται εκτενώς η διαδικασία εκφόρτισης υμενίων  $\text{SiN}_x$  μέσω των μεταβολών της στοιχειομετρίας του υλικού και των συνθηκών φόρτισης με την εφαρμογή μοντέλου για την ακριβέστερη μελέτη του κυρίαρχου μηχανισμού αγωγιμότητας. Έπειτα μελετάται η περαιτέρω βελτιστοποίηση των υμενίων  $\text{SiN}_x$  με την εισαγωγή νανοσωματίων και τέλος εξετάζεται η επίδραση της υγρασίας του περιβάλλοντος στην λειτουργία των διακοπών.

Στο πέμπτο και τελευταίο κεφάλαιο παρουσιάζονται τα βασικότερα συμπεράσματα της παρούσας διατριβής.

# ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: ΔΙΑΚΟΠΤΕΣ RF-MEMS

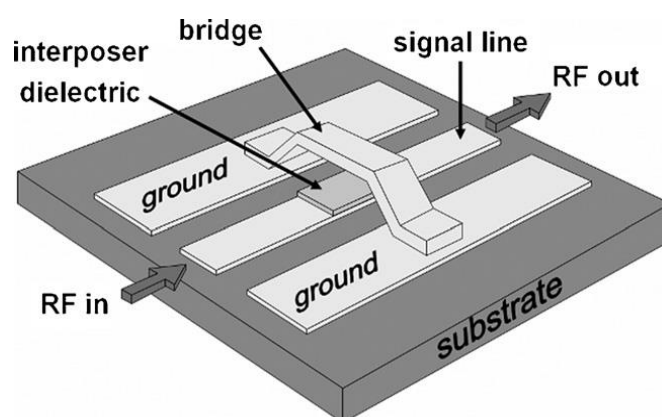
## 1.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η λειτουργία των διακοπών RF-MEMS στηρίζεται στην μηχανική μετατόπιση ενός κινούμενου μέρους, του οποίου ο μηχανισμός ενεργοποίησης μπορεί να είναι ηλεκτροστατικός, μαγνητοστατικός, πιεζοηλεκτρικός ή θερμικός. Το κινούμενο μέρος ή πιο απλά γέφυρα (Bridge) μπορεί να κινηθεί κάθετα ή οριζόντια ανάλογα με την επιδιωκόμενη χρήση που τίθεται. Ανάλογα με την εφαρμογή, οι διακόπτες RF-MEMS διαχωρίζονται σε ωμικούς και χωρητικούς.

Στους ωμικούς διακόπτες υπάρχει επαφή μετάλλου-μέταλλου κατά την ενεργοποίησή τους και μπορούν να λειτουργούν με DC σήματα, ενώ οι χωρητικοί διακόπτες στηρίζονται στην αλλαγή της χωρητικότητάς τους και βρίσκουν εφαρμογή σε υψηλές συχνότητες όπου η εμπέδηση τους είναι πολύ μικρή. Οι χωρητικοί διακόπτες παρουσιάζουν ενδιαφέρον, διότι λειτουργούν αποκλειστικά με AC σήματα έως την κλίμακα των THz και μπορούν να χρησιμοποιηθούν σε διαχείριση σημάτων ισχύος.

## 1.2 ΔΟΜΗ ΧΩΡΗΤΙΚΟΥ ΔΙΑΚΟΠΤΗ RF-MEMS

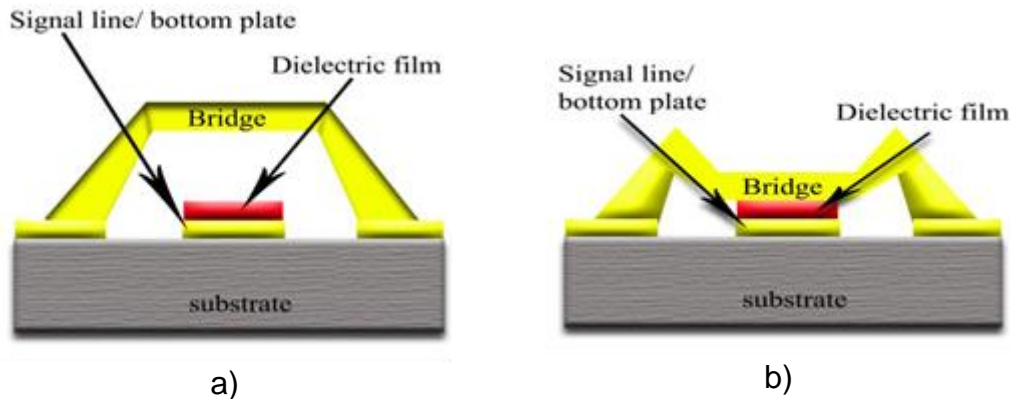
Γενικά, ένας χωρητικός διακόπτης RF-MEMS αποτελεί μία διάταξη καθοδήγησης RF σημάτων μέσα από μια γραμμή μεταφοράς (Coplanar Waveguide – CPW) (Σχήμα 1.1). Η μεταλλική γέφυρα είναι αναρτημένη πάνω από την γραμμή μεταφοράς, όπου διέρχεται το σήμα RF, ενώ οι πλευρικές γραμμές εξασφαλίζουν την γείωση σε σχέση με το σήμα. Μεταξύ της γέφυρας και της γραμμής μεταφοράς υπάρχει διηλεκτρικό υμένιο πάχους μερικών εκατοντάδων νανομέτρων, ενώ όλη η διάταξη είναι κατασκευασμένη πάνω από λεπτό στρώμα οξειδίου του πυριτίου. Το οξείδιο εξασφαλίζει την ηλεκτρική απομόνωση της διάταξης με το υπόστρωμα πυριτίου που χρησιμοποιείται.



Σχήμα 1.1: Δομή ενός χωρητικού διακόπτη RF-MEMS

Με την εφαρμογή διαφοράς δυναμικού μεταξύ της γραμμής του σήματος και της γείωσης, εμφανίζεται ηλεκτροστατική δύναμη στον οπλισμό της γέφυρας που έχει ως αποτέλεσμα την μετακίνησή της. Αυτή η μετακίνηση μεταφράζεται ως μεταβολή της χωρητικότητας του συστήματος και παίρνει την ελάχιστη τιμή της στην ανώτερη θέση

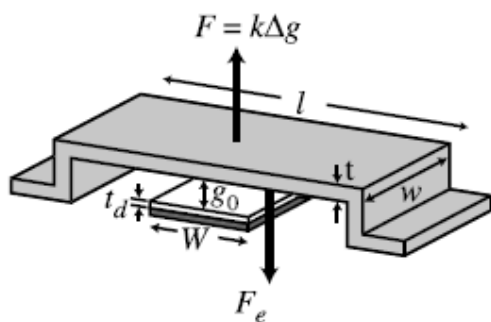
της γέφυρας (Κατάσταση OFF). Βαθμιαία αύξηση της εφαρμοζόμενης διαφοράς δυναμικού, οδηγεί σε περαιτέρω αύξηση της ηλεκτροστατικής δύναμης και για κάποια χαρακτηριστική τιμή της τάσης, η γέφυρα έρχεται σε επαφή με το διηλεκτρικό (Pull-In Voltage- $V_{PI}$ ). Στην θέση όπου η γέφυρα έχει έρθει σε επαφή με το διηλεκτρικό, η χωρητικότητα του συστήματος παίρνει την μέγιστη τιμή της (Κατάσταση ON). Όταν το σύστημα βρίσκεται στην κατάσταση OFF, η εμπέδηση του μεταβλητού πυκνωτή είναι μεγάλη και τα σήματα υψηλής συχνότητας μπορούν να μεταδοθούν, σε αντίθεση με την κατάσταση ON όπου λόγω βραχυκυκλώματος στο ac τα σήματα ανακλώνται (Σχήμα 1.2)



Σχήμα 1.2: Διατομή ενός διακόπτη RF-MEMS στην κατάσταση a) OFF και b) ON

Το λεπτό στρώμα του διηλεκτρικού που εναποτίθεται στη γραμμή μεταφοράς προστατεύει την διάταξη από το βραχυκύκλωμα στην κατάσταση ON, καθορίζει την μέγιστη χωρητικότητα της και κατά συνέπεια τις RF επιδόσεις του διακόπτη.

### 1.3 ΜΟΝΤΕΛΟ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑΣ ΙΔΑΝΙΚΟΥ ΔΙΑΚΟΠΤΗ RF-MEMS



Σχήμα 1.3: Διακόπτης RF-MEMS με σταθερά άκρα  
 παραδοχές, η χωρητικότητα του πυκνωτή θα είναι [9]:

$$C = \frac{\epsilon_0 A}{g} = \frac{\epsilon_0 W w}{g + \frac{t_d}{\epsilon_r}} \quad (1.1)$$

όπου  $A = W \cdot w$  η επιφάνεια επαφής γέφυρας – διηλεκτρικού,  $g$  το ύψος της γέφυρας από τον κάτω οπλισμό,  $t_d$  και  $\epsilon_r$  το πάχος και η διηλεκτρική σταθερά του υμενίου. Η ηλεκτροστατική δύναμη  $F_{el}$  που αναπτύσσεται μεταξύ των οπλισμών, όταν εφαρμόζεται διαφορά δυναμικού  $V$  θα είναι:

$$F_{el} = \frac{1}{2} V^2 \frac{dC(g)}{dg} = -\frac{1}{2} \frac{\epsilon_0 W w V^2}{\left(g + \frac{t_d}{\epsilon_r}\right)^2} \quad (1.2)$$

Επιπλέον, εκτός από την ηλεκτροστατική δύναμη, στην γέφυρα ασκείται και δύναμη επαναφοράς  $F_{sp}$  που τείνει να την επιστρέψει στην αρχική της θέση. Θεωρώντας ότι η μετακίνηση της γέφυρας προσιδιάζει στην κίνηση ενός ιδανικού ελατηρίου σταθεράς  $k$ , η δύναμη επαναφοράς θα δίνεται από τη σχέση:

$$F_{sp} = k(g_0 - g) \quad (1.3)$$

όπου  $g_0$  το αρχικό ύψος της γέφυρας για μηδενική εξωτερική τάση. Έτσι λοιπόν, η αύξηση της εφαρμοζόμενης διαφοράς δυναμικού οδηγεί σε αύξηση της ηλεκτροστατικής δύναμης και σε αντίστοιχη αύξηση της δύναμης επαναφοράς ώστε σε κάθε θέση οι δυνάμεις αυτές να ισορροπούν. Εξισώνοντας τις σχέσεις (1.2) και (1.3) και επιλύοντας ως προς  $V$  βρίσκουμε:

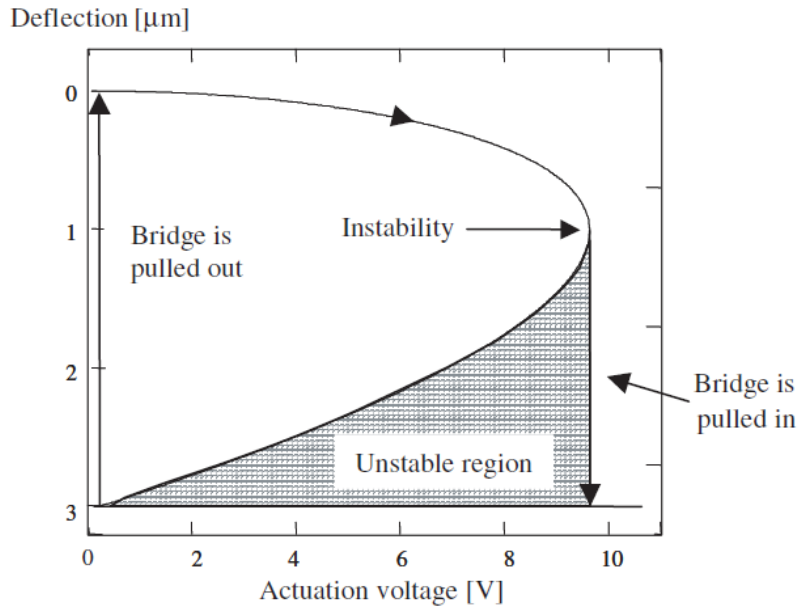
$$V = \sqrt{\frac{2k}{\epsilon_0 W w} \left(g + \frac{t_d}{\epsilon_r}\right)^2 (g_0 - g)} \quad (1.4)$$

που δίνει την μετατόπιση της γέφυρας συναρτήσει της διαφοράς δυναμικού.

Στο Σχήμα 1.4 φαίνεται η γραφική παράσταση της μετατόπισης της γέφυρας σε σχέση με την επιβαλλόμενη τάση μέσω της σχέσης (1.4). Όσο η τάση αυξάνεται, αυξάνεται και η ηλεκτροστατική δύναμη μεταξύ των οπλισμών λόγω της αύξησης του φορτίου. Η αύξηση της δύναμης  $F_{el}$  συνεπάγεται μείωση του ύψους της γέφυρας και συνεπώς αύξηση της χωρητικότητας, του φορτίου και του ηλεκτρικού πεδίου. Όταν η γέφυρα έχει μετατοπιστεί κατά  $2/3g_0$ , η αύξηση της ηλεκτροστατικής δύναμης είναι μεγαλύτερη από την αύξηση της δύναμης επαναφοράς και αυτό έχει ως αποτέλεσμα η γέφυρα να κατεβαίνει απότομα και να έρχεται σε επαφή με το διηλεκτρικό.

Το σημείο αστάθειας μπορεί να βρεθεί μέσω της παραγώγου της (1.4) ως προς το ύψος  $g$  και θέτοντας να ισούται με το μηδέν. Αντικαθιστώντας, την τιμή του σημείου αστάθειας  $2/3g_0$  εκ νέου στην (1.4) βρίσκουμε την ελάχιστη τιμή της διαφοράς δυναμικού που απαιτείται για την ενεργοποίηση του διακόπτη (Pull-In Voltage,  $V_{PI}$ ):

$$V_{pi} = \sqrt{\frac{8k}{27\epsilon_0 W w} \left(g_0 + \frac{t_d}{\epsilon_r}\right)^3} \quad (1.5)$$



Σχήμα 1.4: Γράφημα του ύψους της γέφυρας από τον κάτω οπλισμό συναρτήσει της εφαρμοζόμενης τάσης.

Ο διακόπτης θα παραμείνει ενεργοποιημένος μέχρι η εφαρμοζόμενη διαφορά δυναμικού γίνει αρκετά μικρή, ώστε η ηλεκτροστατική δύναμη να γίνει μικρότερη της δύναμης επαναφοράς. Όταν η τάση γίνει μικρότερη από την τάση απενεργοποίησης (Pull-Out Voltage,  $V_{po}$ ), η γέφυρα επιστρέφει στην αρχική της θέση  $g_0$ . Η τάση απενεργοποίησης δίνεται από την σχέση:

$$V_{po} = \sqrt{\frac{2kg_0t_d^2}{\epsilon_0\epsilon_r^2Ww}} \quad (1.6)$$

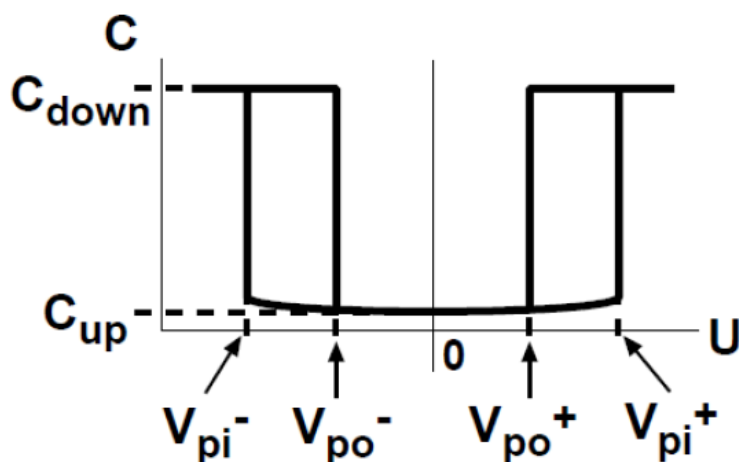
Οι τιμές των τάσεων ενεργοποίησης ( $V_{pi}$ ) και απενεργοποίησης ( $V_{po}$ ) αποτελούν κρίσιμες παραμέτρους για τον σχεδιασμό των διατάξεων RF-MEMS αφού καθορίζουν το παράθυρο λειτουργίας του διακόπτη από την κατάσταση OFF στην κατάσταση ON και αντίστροφα.

### 1.3.1 Η χαρακτηριστική C-V του διακόπτη RF-MEMS

Η χαρακτηριστική χωρητικότητας – τάσης αποτελεί ένα από τα πιο σημαντικά εργαλεία λειτουργίας, χαρακτηρισμού και βελτιστοποίησης των διατάξεων αυτών διότι αντικατοπτρίζει την μεταβολή της χωρητικότητας του συστήματος λόγω της μετακίνησης της γέφυρας συναρτήσει της εφαρμοζόμενης τάσης. Στο Σχήμα 1.5 φαίνεται μία τυπική χαρακτηριστική C-V ενός ιδανικού διακόπτη RF-MEMS, όπου για



μηδενική τάση η γέφυρα βρίσκεται στο ανώτατο σημείο της και η χωρητικότητα της διάταξης είναι ελάχιστη ( $C_{up}$ ).



Σχήμα 1.5: Τοπική C-V χαρακτηριστική ενός ιδανικού διακόπτη RF-MEMS

Με την αύξηση της εφαρμοζόμενης τάσης αναπτύσσεται βαθμιαία ηλεκτροστατική δύναμη, η οποία αντισταθμίζεται από την ελαστική δύναμη επαναφοράς με την χωρητικότητα της διάταξης να αυξάνεται. Περαιτέρω αύξηση της τάσης θα οδηγήσει στο σημείο αστάθειας, όπου ο ρυθμός αύξησης της ηλεκτροστατικής δύναμης δεν θα μπορεί πλέον να αντισταθμιστεί από τον αντίστοιχο ρυθμό αύξησης της δύναμης επαναφοράς με αποτέλεσμα η γέφυρα να μετακινηθεί απότομα και να έρθει σε επαφή με το διηλεκτρικό υμένιο. Στο σημείο αυτό, όταν δηλαδή η εφαρμοζόμενη τάση είναι ίση με την τάση ενεργοποίησης  $V_{PI}$  η χωρητικότητα της διάταξης είναι μέγιστη και ισούται πρακτικά με την χωρητικότητα του αντίστοιχου επίπεδου πυκνωτή με παράλληλους οπλισμούς.

Λόγω της τέλει επαφής στον ιδανικό διακόπτη περαιτέρω αύξηση της τάσης δεν οδηγεί σε μεταβολές της μετρούμενης χωρητικότητας. Αντίθετα, όταν η εφαρμοζόμενη τάση ελαττώνεται, η γέφυρα παραμένει σε επαφή με το διηλεκτρικό μέχρις ότου ο ρυθμός αύξησης της ελαστικής δύναμης επαναφοράς γίνει αυτή τη φορά μεγαλύτερος από τον αντίστοιχο ρυθμό μείωσης της ηλεκτροστατικής δύναμης. Στο σημείο αυτό ( $V_{PO}$ ) ο διακόπτης απενεργοποιείται και η γέφυρα επιστρέφει στην αρχική της θέση.

Αξίζει εδώ να σημειωθεί ότι επειδή η ηλεκτροστατική δύναμη είναι ανεξάρτητη της φοράς του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου, διότι είναι ανάλογη του τετραγώνου της εφαρμοζόμενης τάσης, αναμένεται η C-V χαρακτηριστική να εμφανίζει συμμετρία ως προς τον άξονα της χωρητικότητας. Επομένως, η ενεργοποίηση του διακόπτη μπορεί να πραγματοποιηθεί για δύο τιμές τάσεων ( $V_{PI+}$  και  $V_{PI-}$ ) όπως και η απενεργοποίηση του ( $V_{PO+}$  και  $V_{PO-}$ ). Τέλος, οι διαφορές  $\Delta V_{PI} = V_{PI+} - V_{PI-}$  και  $\Delta V_{PO} = V_{PO+} - V_{PO-}$  είναι γνωστές με την ονομασία παράθυρο pull-in/out αντίστοιχα και παίζουν σημαντικό ρόλο στην αξιοπιστία της διάταξης όπως θα δούμε σε επόμενη ενότητα. Για έναν ιδανικό διακόπτη προφανώς ισχύει  $V_{PI+} = |V_{PI-}|$  και  $V_{PO+} = |V_{PO-}|$ .

## 1.4 ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΑ ΑΞΙΟΠΙΣΤΙΑΣ ΧΩΡΗΤΙΚΩΝ ΔΙΑΚΟΠΤΩΝ RF-MEMS

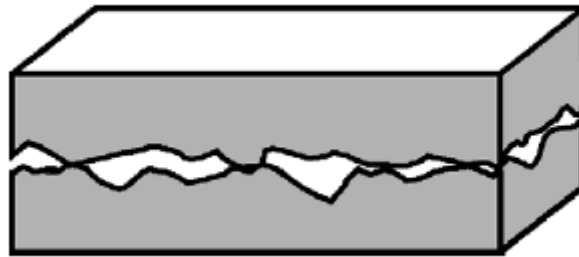
Με τον όρο αξιοπιστία εννοούμε την ικανότητα της απρόσκοπτης εναλλαγής του διακόπτη από την κατάσταση OFF στην κατάσταση ON και αντίστροφα όπου η μορφή της χαρακτηριστικής C-V αλλά και οι κρίσιμες παράμετροι λειτουργίας  $V_{PI}$ ,  $V_{PO}$ ,  $C_{up}$  και  $C_{down}$  δεν θα μεταβάλλονται κατά τη λειτουργία του διακόπτη. Τα κυριότερα ζητήματα αξιοπιστίας χωρίζονται σε αυτά που οφείλονται στις αλλοιώσεις των μηχανικών χαρακτηριστικών της γέφυρας και σε αυτά που οφείλονται στις ηλεκτρικές ιδιότητες του διηλεκτρικού υμενίου που χρησιμοποιείται.

Προκειμένου ο διακόπτης να λειτουργεί αξιόπιστα θα πρέπει στην κατάσταση OFF να επιτρέπει απρόσκοπτα την διέλευση του σήματος RF, δηλαδή να εμφανίζει μικρές τιμές απωλειών παρεμβολής (insertion loss) ενώ στην κατάσταση ON θα πρέπει το μεγαλύτερο μέρος του σήματος να ανακλάται, δηλαδή να εμφανίζει μεγάλες τιμές απομόνωσης (isolation). Οι τιμές των παραμέτρων αυτών καθορίζουν και την ικανότητα διαχείρισης των σημάτων RF, δεδομένου ότι οι σύγχρονες απαιτήσεις εύρους ζώνης (bandwidth) των ασύρματων δικτύων επιβάλλουν την διαχείριση σημάτων συχνότητας 10GHz με προοπτική τα 100GHz. Με άλλα λόγια, θα πρέπει ο λόγος των χωρητικότητων:

$$\frac{C_{down}}{C_{up}} = \frac{\epsilon_r g_0 + t_d}{t_d} \quad (1.7)$$

να είναι όσο το δυνατόν μεγαλύτερος.

Η τραχύτητα (roughness) των επιφανειών του κινούμενου μέρους και του διηλεκτρικού, μέσω της δημιουργίας τοπικών προεξοχών (asperities) κατά τη διάρκεια της κατασκευής, έχει ως αποτέλεσμα την μη τέλεια επαφή κατά την ενεργοποίηση του διακόπτη, όπου η δημιουργία στρώματος αέρα συμβάλλει στην μείωση της χωρητικότητας  $C_{down}$  [10].



Σχήμα 1.6: Η τραχύτητα των επιφανειών που έρχονται σε επαφή έχει ως αποτέλεσμα την δημιουργία στρώματος αέρα μεταξύ τους που μειώνει την χωρητικότητα  $C_{down}$

Θεωρητικές μελέτες [11], [12] έχουν δείξει ότι η τραχύτητα εμφανίζει Gaussian κατανομή, όπου η αύξηση της οδηγεί σε δημιουργία διάκενων και συνεπώς σε μείωση της χωρητικότητας  $C_{down}$  με την χωρητικότητα  $C_{up}$  να μένει πρακτικά αναλλοίωτη κυρίως λόγω της μεγάλης απόστασης των δύο οπλισμών σε σχέση με το ύψος των προεξοχών που η μέγιστη τιμή τους υπολογίζεται σε μερικές δεκάδες νανόμετρα.

Επίσης, ένα άλλο σοβαρό πρόβλημα αξιοπιστίας αποτελούν η μηχανική καταπόνηση (fatigue), όταν ο διακόπτης εναλλάσει συνεχώς μεταξύ των καταστάσεων ON/OFF και η παραμόρφωση λόγω ολίσθησης (creep) λόγω εφελκυσμού της γέφυρας όταν παραμένει συνεχώς σε κατάσταση ON. Η μηχανική καταπόνηση αναδύεται μέσω της προοδευτικής αύξησης των αρχικών ατελειών της γέφυρας (μικρορωγμές), οι οποίες εισάγονται από την διαδικασία κατασκευής. Κατά τη λειτουργία του διακόπτη και ιδιαίτερα για συχνότητες κοντά στη συχνότητα συντονισμού, η συσσώρευση των ατελειών είναι εντονότερη και όταν ξεπεραστεί μια κρίσιμη τιμή επέρχεται η αστοχία του υλικού [13]. Η παραμόρφωση λόγω ολίσθησης σχετίζεται με την ύπαρξη μηχανικών τάσεων που σε συνδυασμό με την τοπική θέρμανση της γέφυρας, μπορεί να οδηγήσει στην μόνιμη παραμόρφωση της και κατά συνέπεια στον περιορισμό της λειτουργικότητας του διακόπτη. Θα πρέπει εδώ να σημειωθεί, ότι η θερμοκρασία που αναπτύσσεται στη γέφυρα, στη διάρκεια λειτουργίας του διακόπτη, μπορεί να ξεπεράσει τους 250°C και εξαρτάται κυρίως από την ισχύ και την συχνότητα του σήματος RF [14].

Ένα άλλο σοβαρό και αναπόφευκτο πρόβλημα αξιοπιστίας αποτελεί και η κόλληση (stiction) μεταξύ της γέφυρας και της επιφάνειας του διηλεκτρικού υμενίου, φαινόμενο που οφείλεται στην επίδραση των περιβαλλοντικών ή και των συνθηκών λειτουργίας. Λόγω των πολύ μικρών διαστάσεων των μικροδομών, οι επιφανειακές δυνάμεις που μπορούν να αναπτυχθούν είναι ιδιαίτερα ισχυρές και μπορεί να οδηγήσουν στην κόλληση των επιφανειών. Οι σημαντικότερες από αυτές είναι οι δυνάμεις van der Waals, η ηλεκτροστατική δύναμη καθώς και οι δυνάμεις που σχετίζονται με τους δεσμούς υδρογόνου. Η υγρασία της ατμόσφαιρας προκαλεί σημαντικά προβλήματα στην λειτουργία των διατάξεων καθώς έχει βρεθεί ότι η αύξηση της σχετικής υγρασίας έχει ως αποτέλεσμα την γρήγορη αύξηση του επιφανειακού φορτίου, που συνεισφέρει σημαντικά στην συνολική φόρτιση του διηλεκτρικού [15]. Η συμπίκνωση του νερού επιδρά σημαντικά στον καθορισμό του χρόνου ζωής των διατάξεων καθώς έχει βρεθεί ότι ο χρόνος ζωής μπορεί να αυξηθεί περίπου 100 φορές σε ατμόσφαιρα αζώτου από ότι στον αέρα [16]. Για το λόγο αυτό, είναι επιβεβλημένη η απομόνωση της διάταξης από τον περιβάλλοντα χώρο με την χρήση κατάλληλων ερμητικών συσκευασιών (hermetic packaging). Επίσης, έχει προταθεί η κάλυψη των επιφανειών των διατάξεων με κατάλληλες οργανικές επιστρώσεις προκειμένου να δημιουργηθεί ένα υδρόφοβο στρώμα που θα ελαχιστοποιήσει την επίδραση των δυνάμεων δεσμού υδρογόνου [17]. Όμως, η μικρή αντοχή τους με την αύξηση της θερμοκρασίας και προβλήματα αξιοπιστίας αποτελούν ιδιαίτερα σοβαρά θέματα που διερευνώνται έως σήμερα.

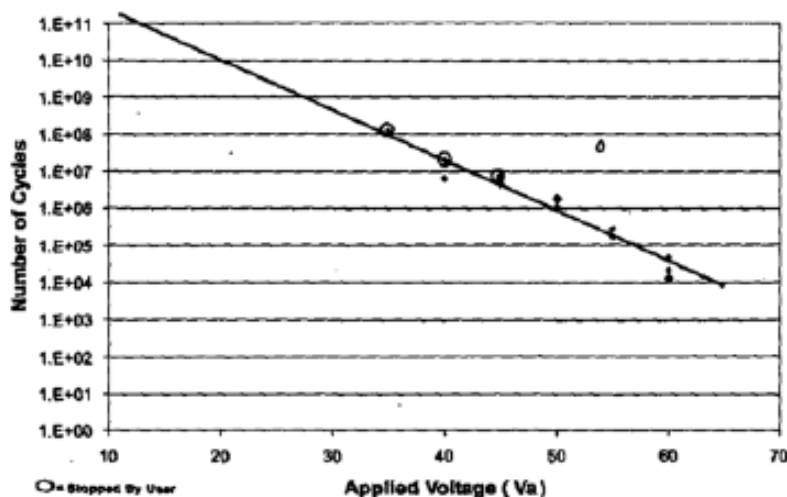
Τέλος, το σημαντικότερο πρόβλημα αξιοπιστίας αποτελεί η φόρτιση των διηλεκτρικών υμενίων που μεταβάλλει τις κρίσιμες παραμέτρους που καθορίζουν τις επιδόσεις των διακοπών κατά τη διάρκεια της λειτουργίας τους. Το φαινόμενο αυτό μπορεί επίσης να οδηγήσει στην κόλληση των οπλισμών και τελικά στην καταστροφή της διάταξης [9], [18], [19], [20]. Λόγω των πολύ ισχυρών ηλεκτρικών πεδίων που αναπτύσσονται κατά την ενεργοποίησή τους ( $\sim 10^6$  V/cm), εμφανίζεται συσσώρευση ηλεκτρικού φορτίου εντός του διηλεκτρικού υμενίου μέσω της έγχυσης από τα μεταλλικά ηλεκτρόδια αλλά και μέσω του προσανατολισμού των διπόλων του. Το φορτίο αυτό επηρεάζεται από τις εξωγενείς συνθήκες (πχ. υγρασία) αλλά και από τις ηλεκτρικές ιδιότητες του διηλεκτρικού [21], [22], [23], [24] (πχ. είδος και κατανομή

ατελειών). Επίσης, η ύπαρξη ισχυρών ηλεκτρικών πεδίων μπορεί να οδηγήσει σε ηλεκτροστατική εκκένωση (ESD) αυξάνοντας περεταίρω την φόρτιση του διηλεκτρικού και μπορεί να οδηγήσει στην διάτρηση του υμενίου και στην καταστροφή των μεταλλικών οπλισμών της διάταξης [25], [26].

## 1.5 Η ΕΞΕΛΙΞΗ ΤΗΣ ΜΕΛΕΤΗΣ ΤΟΥ ΦΑΙΝΟΜΕΝΟΥ ΤΗΣ ΦΟΡΤΙΣΗΣ ΤΩΝ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ ΥΜΕΝΙΩΝ

Το πρόβλημα της φόρτισης των διηλεκτρικών υμενίων αποτελεί το σημαντικότερο πρόβλημα αξιοπιστίας των διατάξεων RF-MEMS. Αποτελεί λοιπόν, ζήτημα καίριας σημασίας η πειραματική εκτίμηση του χρόνου ζωής των διατάξεων καθώς και η κατανόηση των εμπλεκόμενων φυσικών διεργασιών που οδηγούν στην αστοχία τους.

Από την εμφάνιση των πρώτων διακοπών RF-MEMS, μέχρι το 2000 περίπου δεν δόθηκε η απαραίτητη έμφαση στο πρόβλημα της φόρτισης του διηλεκτρικού. Μεταγενέστερα, έγινε γρήγορα αντιληπτό ότι πρόκειται για το κυρίαρχο πρόβλημα που χρήζει άμεσης επίλυσης. Η πρώτη εμπειριστατωμένη μελέτη του φαινομένου πραγματοποιήθηκε από τον Goldsmith [27] όπου βρέθηκε ότι το παγιδευμένο φορτίο είναι τελικά αυτό που οδηγεί στην κόλληση των οπλισμών και επίσης ότι η αύξηση της τάσης ενεργοποίησης οδηγεί σε εκθετική μείωση του χρόνου ζωής της διάταξης (Σχήμα 1.7). Στην ίδια εργασία για τον περιορισμό του φαινομένου προτάθηκε η χρήση παλμικών τάσεων ενεργοποίησης δύο επιπέδων, ώστε ο παλμός υψηλής τάσης να παρέχει την ενεργοποίηση και ακολούθως ένας παλμός χαμηλότερης τάσης να κρατά τη γέφυρα σε επαφή με το διηλεκτρικό.



Σχήμα 1.7: Η αύξηση της τάσης ενεργοποίησης οδηγεί σε εκθετική πτώση του χρόνου ζωής, μετρημένης σε κύκλους ON/OFF, των διατάξεων RF-MEMS [27]

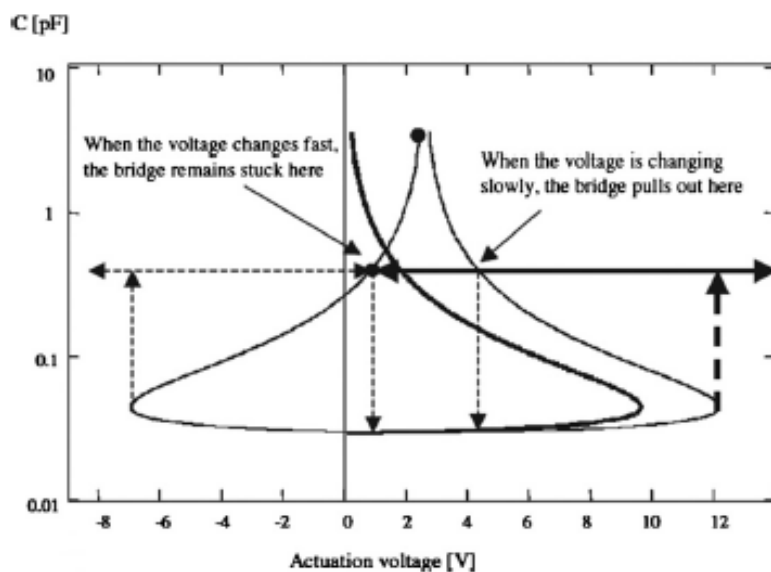
Παράλληλα, άρχισαν να παρουσιάζονται και οι πρώτες θεωρητικές αναλύσεις της επίδρασης του φαινομένου της συσσώρευσης του φορτίου στην ηλεκτρική συμπεριφορά των διατάξεων. Στην εργασία του Reid [28], παρουσιάστηκε ένα αριθμητικό μοντέλο που επέτρεπε τον υπολογισμό του φορτίου που ευθύνεται για την ολίσθηση της

χαρακτηριστικής C-V και προέβλεπε ότι αν η θετική ή αρνητική τάση απενεργοποίησης ξεπεράσει το 0 στον άξονα των τάσεων, η γέφυρα δεν θα απελευθερωθεί οδηγώντας στην κόλληση των οπλισμών.

Η χρονική εξέλιξη της ολίσθησης των τάσεων  $V_{pi}$  και  $V_{po}$  μελετήθηκαν αρχικά από τον van Sprengen [29]. Μέχρι τότε, δείκτης αξιοπιστίας των διατάξεων αποτελούσε ο μέγιστος αριθμός των κύκλων λειτουργίας μέχρι την αστοχία του διακόπτη όμοια με τα μακροσκοπικά ρελέ (relays) και τα MEMS επαφής μετάλλου-μέταλλου. Στην εργασία αυτή βρέθηκε ότι η φόρτιση του διηλεκτρικού πραγματοποιείται διαρκώς όταν η γέφυρα βρίσκεται στην κατώτατη θέση της, ενώ δεν υπάρχει φόρτιση όταν η γέφυρα δεν βρίσκεται σε επαφή με το διηλεκτρικό. Ο χρόνος φόρτισης για το διάστημα που η γέφυρα είναι σε επαφή με το διηλεκτρικό παίζει τον κυρίαρχο ρόλο, οδηγώντας στον ορισμό ενός εμπειρικού δείκτη αξιοπιστίας, του ολικού χρόνου ενεργοποίησης έως την αστοχία, σε αντίθεση με τον ολικό αριθμό των κύκλων λειτουργίας.

Στις εργασίες του Melle [30], [31] ειπώθηκε ότι αν αναπτυχθεί ένα ικανοποιητικό μοντέλο που να περιγράφει την συσσώρευση του παγιδευμένου φορτίου κατά την διάρκεια λειτουργίας, τότε δεν χρειάζονται εκτεταμένες μετρήσεις μέχρι την αστοχία της διάταξης προκειμένου να εκτιμηθεί ο χρόνος ζωής τους. Ο ρυθμός ολίσθησης της χαρακτηριστικής C-V μπορεί να διαρκεί λίγο χρόνο ώστε ο ολικός χρόνος ζωής να προκύπτει με παρέκταση (extrapolation) των πειραματικών δεδομένων. Ορίστηκε λοιπόν ένας νέος δείκτης αξιοπιστίας, όπου πλέον παρατηρείται ο ρυθμός ολίσθησης της τάσης ενεργοποίησης σαν συνάρτηση του χρόνου (Shift Rate of Actuation Voltage – SRAV).

Το 2004, επίσης σε εργασία του van Sprengen [32], το αρχικό μοντέλο του Reid επεκτάθηκε σε ένα αναλυτικό μοντέλο πρόβλεψης του χρόνου μέχρι την αστοχία του διακόπτη. Στο μοντέλο αυτό υιοθετήθηκε η θεωρητική εργασία του Wibbeler [19] που περιγράφει τα φαινόμενα φόρτισης σε πακτωμένες μεμβράνες λαμβάνοντας υπόψη και τις αστάθειες που εμφανίζονται κατά την ενεργοποίηση/απενεργοποίηση.

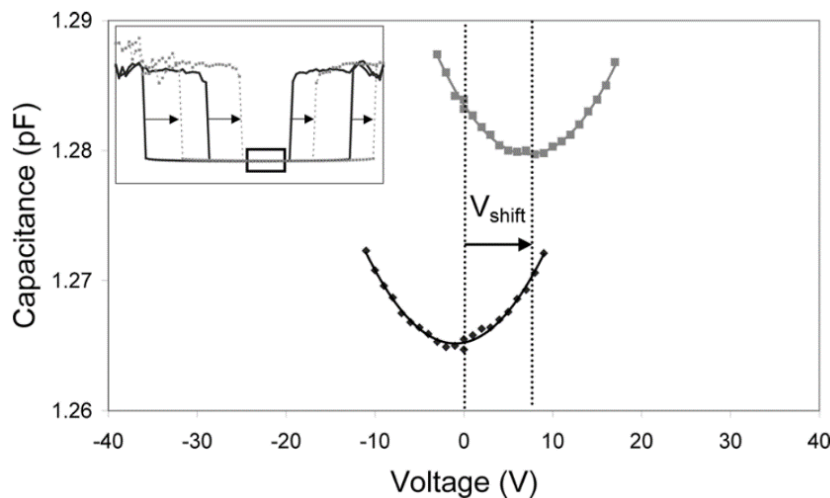


Σχήμα 1.8: Το μοντέλο του van Sprengen [32] προβλέπει την αστοχία του διακόπτη ακόμη και στην περίπτωση μονοπολικής μέτρησης C-V χωρίς ενδείξεις παραμόρφωσης, διότι το αρνητικό  $V_{po}$  ξεπερνά το 0V

Επίσης, υπολογίστηκε η τιμή του κρίσιμου φορτίου, η οποία θα προκαλέσει την ολίσθηση του θετικού ή αρνητικού  $V_{pi}$  πάνω από το 0V, προκαλώντας έτσι την κόλληση των οπλισμών, όπως περιγράφηκε αρχικά από τον Reid [28] (Σχήμα 1.8). Ο χρόνος που απαιτείται για να επιτευχθεί η τιμή του κρίσιμου φορτίου εξαρτάται από τις φυσικές διεργασίες κινητικής των φορέων εντός του διηλεκτρικού, δηλαδή από τους εμπλεκόμενους μηχανισμούς πόλωσης, όπου για πρώτη φορά εισήχθη ο νόμος του ανηγμένου εκθετικού (stretched exponential function) για να περιγράψει την διαδικασία φόρτισης [32]. Η εισαγωγή του νόμου αυτού βασίστηκε σε αντίστοιχα μοντέλα πόλωσης που εφαρμόζονται στα MOSFET και σύντομα επαληθεύτηκε πειραματικά [33]. Επίσης, βρέθηκε ότι η μερική επαφή ή η μερική κόλληση της γέφυρας θα οδηγήσει σε μη ομοιόμορφη κατανομή του ηλεκτρικού φορτίου με αποτέλεσμα την αλλοίωση της C-V χαρακτηριστικής.

Η παρακολούθηση της ολίσθησης των τάσεων ενεργοποίησης με τη μέθοδο SRAV, παρόλα αυτά εμφανίζει το μειονέκτημα ότι το μέγεθος της φόρτισης που μετρείται επηρεάζεται ισχυρά από τα φαινόμενα creep και παραμόρφωσης της γέφυρας. Επίσης, μια επιπλοκή που εμφανίζεται κατά τη μέτρηση της ολίσθησης ολόκληρης της C-V χαρακτηριστικής είναι η φόρτιση του διηλεκτρικού κατά την ίδια την μέτρηση, που εισάγει σημαντικά σφάλματα.

Ο Herfst [34], [35] έδειξε ότι η προσεκτική μέτρηση της C-V χαρακτηριστικής γύρω από το ελάχιστο της μπορεί να δώσει πιο αξιόπιστα αποτελέσματα, χωρίς να χρειάζεται η ενεργοποίηση του διακόπτη και η επαφή της γέφυρας με το διηλεκτρικό. Με αυτό τον τρόπο αρκεί η παρακολούθηση της ολίσθησης της τάσης που αντιστοιχεί στην ελάχιστη χωρητικότητα ( $V_{min}$ ), με παραβολική προσαρμογή (fit) που απορρέει από την τετραγωνική εξάρτηση της μετρούμενης χωρητικότητας από την εφαρμοζόμενη τάση για μικρές μετατοπίσεις της γέφυρας (Σχήμα 1.9). Κύριο πλεονέκτημα της μεθόδου αυτής αποτελεί ότι η τιμή του  $V_{min}$  δεν επηρεάζεται από τις μηχανικές παραμορφώσεις (creep) της γέφυρας, φαινόμενο που μειώνει την τάση  $V_{pi}$  έτσι ώστε να μην είναι ακριβής ο υπολογισμός του παγιδευμένου φορτίου από την ολίσθηση των τάσεων ενεργοποίησης – απενεργοποίησης.



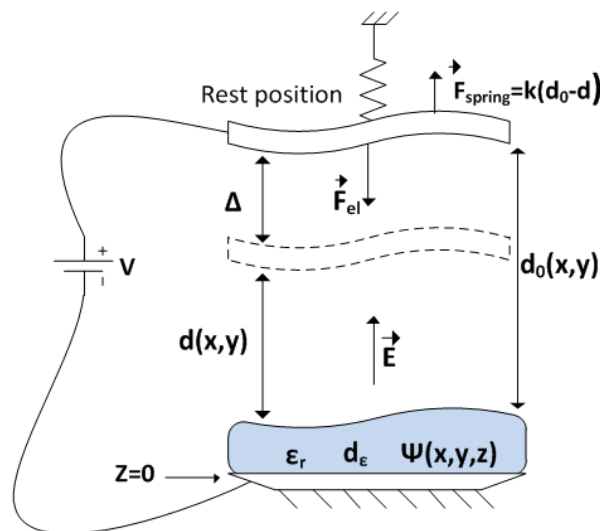
Σχήμα 1.9: Μέτρηση της ολίσθησης της C-V χαρακτηριστικής μέσω της τάσης που αντιστοιχεί στην ελάχιστη χωρητικότητα  $V_{min}$  [35]

Στις εργασίες του Rottenberg [36], [20] παρουσιάστηκε ένα μοντέλο που εξηγεί την επίδραση της μη ομοιόμορφης κατανομής φορτίου. Αυτή η ανομοιομορφία φορτίου περιγράφεται από την στατιστική διακύμανση του παγιδευμένου φορτίου, που χρησιμοποιείται για να περιγράψει την παρατηρούμενη μείωση του εύρους της C-V χαρακτηριστικής. Η μείωση αυτή αποδίδεται στο γεγονός ότι διάφορες χωρικά διαχωρισμένες περιοχές θα ασκήσουν διαφορετικές ελκτικές δυνάμεις στη γέφυρα, δηλαδή για κάθε περιοχή θα αντιστοιχεί διαφορετική τάση ενεργοποίησης. Στην περίπτωση που η διακύμανση του φορτίου είναι αρκετά μεγάλη, η τάση  $V_{po}$  πρακτικά εξαφανίζεται.

Από αυτό το σημείο και μετά η έρευνα για την αξιοπιστία των χωρητικών διακοπών RF-MEMS προκειμένου να επιλυθεί το πρόβλημα της φόρτισης των διηλεκτρικών υμενίων στρέφεται στις εξής κατευθύνσεις: Α) Στην κατανόηση της επίδρασης του κατανεμημένου φορτίου στην συμπεριφορά της διάταξης, Β) στην ανάπτυξη, κατασκευή και χαρακτηρισμό των κατάλληλων διηλεκτρικών που ενδέχεται να περιορίσουν το πρόβλημα, Γ) στην μελέτη αποδοτικότερων κυματομορφών ενεργοποίησης και Δ) στην περαιτέρω βελτιστοποίηση των μηχανικών ιδιοτήτων καθώς και της γεωμετρίας της διάταξης.

## 1.6 Η ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΦΟΡΤΙΣΗΣ ΤΟΥ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ ΣΤΗΝ ΜΕΤΑΒΑΣΗ PULL-IN/OUT

Σύμφωνα με τα προηγούμενα, το σοβαρότερο πρόβλημα αξιοπιστίας των διατάξεων RF-MEMS αποτελεί η φόρτιση των διηλεκτρικών υμενίων, όπου το παγιδευμένο φορτίο εντός αυτού προκαλεί σημαντικές μεταβολές των κρίσιμων παραμέτρων λειτουργίας (πχ.  $V_{PI}$ ,  $V_{PO}$ ), όπου η απουσία ελέγχου της συσσώρευσης του μπορεί να οδηγήσει στην κόλληση των οπλισμών και τελικά στην καταστροφή του διακόπτη. Για την προσπάθεια της κατανόησης της επίδρασης του παγιδευμένου φορτίου, διάφορα θεωρητικά μοντέλα έχουν προταθεί [32], [19], [20], με πληρέστερο να θεωρείται το μοντέλο του Rottenberg [20].



Σχήμα 1.10: Ισοδύναμο μοντέλο ηλεκτροστατικού διακόπτη RF-MEMS με μη παράλληλους οπλισμούς

Σύμφωνα με το μοντέλο αυτό, θεωρούμε έναν μη επίπεδο μεταλλικό οπλισμό επιφάνειας  $A$ , ο οποίος είναι καλυμμένος με διηλεκτρικό υμένιο ομοιόμορφου πάχους  $d_\varepsilon$ , διηλεκτρικής σταθεράς  $\varepsilon_r$  και χωρικής πυκνότητας φορτίου  $\psi(x, y, z)$ . Πάνω από το διηλεκτρικό στη θέση  $d_0(x, y)$  είναι τοποθετημένος δεύτερος μεταλλικός οπλισμός ο οποίος μπορεί να κινηθεί, αναρτημένος από ελατήριο σταθεράς  $k$  (Σχήμα 1.10).

Εφαρμόζοντας σταθερή τάση στους δυο οπλισμούς και χρησιμοποιώντας τον νόμο του Gauss, υποθέτοντας ότι το ηλεκτρικό πεδίο είναι παντού ευθυγραμμισμένο με τον άξονα  $z$ , το ηλεκτρικό πεδίο εντός του διηλεκτρικού θα είναι:

$$0 < \tau < d_\varepsilon : E_\varepsilon(x, y, \tau) = \frac{E_{gap}(x, y)}{\varepsilon_r} - \int_\tau^{d_\varepsilon} \frac{\psi(x, y, z)}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} dz \quad (1.8)$$

$$V = - \int_0^{d_\varepsilon} E_\varepsilon(x, y, \tau) d\tau - (d_0(x, y) - \Delta) \cdot E_{gap}(x, y) \quad (1.9)$$

όπου  $E_{gap}(x, y)$  είναι το ηλεκτρικό πεδίο στην περιοχή που περικλείεται αέρας και  $\Delta$  η μετατόπιση του κινούμενου οπλισμού από την αρχική του θέση  $d_0(x, y)$ . Τότε από τις σχέσεις (1.8), (1.9) και επιλύοντας ως προς την ποσότητα  $E_{gap}(x, y)$ , η ηλεκτροστατική δύναμη που αναπτύσσεται μεταξύ των οπλισμών θα είναι:

$$F_{el}(\Delta) = \frac{1}{2\varepsilon_0} \int \alpha(x, y, \Delta)^2 \left[ V - \frac{\psi_{eq}(x, y)d_\varepsilon}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \right]^2 dx dy \quad (1.10)$$

όπου

$$\alpha(x, y, \Delta) = \frac{\varepsilon_0}{(d_0(x, y) - \Delta) + \frac{d_\varepsilon}{\varepsilon_r}} \quad (1.11)$$

η χωρητικότητα ανά μονάδα επιφάνειας της διάταξης του Σχήματος 1.10 και

$$\psi_{eq}(x, y) = \int_0^{d_\varepsilon} \int_x^{d_\varepsilon} \frac{\psi(x, y, z)}{d_\varepsilon} dz dx \quad (1.12)$$

η κατανομή του ισοδύναμου επιφανειακού φορτίου. Η ηλεκτροστατική δύναμη που περιγράφεται στην (1.10) μπορεί να γραφεί στην ακόλουθη, πιο κομψή μορφή:

$$F_{el}(\Delta) = \frac{A}{2\varepsilon_0} \left[ (V\mu_\alpha - \mu_\beta)^2 + V^2\sigma_\alpha^2 + \sigma_\beta^2 - 2Vcov_{(\alpha,\beta)} \right] \quad (1.13)$$

όπου

$$\beta(x, y, \Delta) = \frac{d_\varepsilon}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \psi_{eq}(x, y) \alpha(x, y) \quad (1.14)$$



είναι η κατανομή του φορτίου στον κινούμενο οπλισμό λόγω των φορτίων που παγιδεύονται στο διηλεκτρικό. Επίσης, οι ποσότητες  $\mu, \sigma$  και  $cov$  δηλώνουν την μέση τιμή, την διακύμανση και την συνδιακύμανση αντίστοιχα των κατανομών  $\alpha(x, y, \Delta)$  και  $\beta(x, y, \Delta)$ . Στην προσέγγιση του ιδανικού ελατηρίου σταθεράς  $k$ , στο οποίο έχει στερεωθεί ο κινούμενος οπλισμός, η δύναμη επαναφοράς που ασκείται είναι ανάλογη της μετακίνησης της γέφυρας από το ανώτερο σημείο της και δίνεται από την σχέση:

$$F_{spring}(\Delta) = k[d_0(x, y) - d(x, y)] = k\Delta \quad (1.15)$$

Έτσι, στις θέσεις ισοροπίας του συστήματος θα πρέπει οι δύο δυνάμεις που περιγράφονται στις (1.13) και (1.15) να είναι ίσες, δηλαδή:

$$\frac{2\varepsilon_0 k \Delta}{A} = (V\mu_\alpha - \mu_\beta)^2 + V^2\sigma_\alpha^2 + \sigma_\beta^2 - 2Vcov_{(\alpha,\beta)} \quad (1.16)$$

Η γενική σχέση (1.16) περιγράφει την εξάρτηση της μετακίνησης  $\Delta$  της γέφυρας από την επιβαλλόμενη τάση, λαμβάνοντας υπόψη την επίδραση των παραμέτρων που αναδύονται από τις μηχανικές ( $\mu_\alpha, \sigma_\alpha^2$ ) και ηλεκτρικές ( $\mu_\beta, \sigma_\beta^2$ ) ιδιότητες του διακόπτη. Επισημαίνεται ότι η προσέγγιση της (1.16) δεν επιτρέπει τον αναλυτικό προσδιορισμό των τάσεων  $V_{pi}, V_{po}$ , επομένως απαιτείται η διερεύνηση της κατά περιπτώσεις.

### 1.6.1 Παράλληλοι οπλισμοί και ομοιόμορφη κατανομή επιφανειακού φορτίου

Στην πιο απλή περίπτωση, θεωρούμε ότι οι οπλισμοί είναι παράλληλοι ( $\sigma_\alpha^2 \approx 0, cov_{(\alpha,\beta)} \approx 0$ ) και ότι στο υμένιο υπάρχει ομοιόμορφη κατανομή φορτίου ώστε να ισχύει  $d_0(x, y) = d_0$  και  $\psi_{eq}(x, y) = \psi_{eq}$  αντίστοιχα. Τότε η εξίσωση που περιγράφει την ηλεκτροστατική δύναμη μεταξύ των οπλισμών (1.13) απλοποιείται στην:

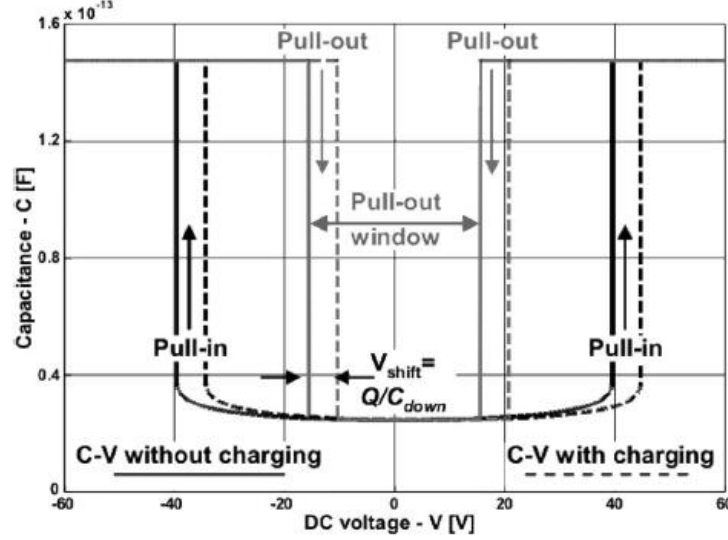
$$F_{el} = \frac{A}{2\varepsilon_0} (V\mu_\alpha - \mu_\beta)^2 = \frac{\varepsilon_0 A}{2} \left[ \frac{1}{d_0 - \Delta + \frac{d_\varepsilon}{\varepsilon_r}} \right]^2 \left( V - \frac{\psi_{eq} d_\varepsilon}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \right)^2 \quad (1.17)$$

Εξισώνοντας την (1.17) με την δύναμη επαναφοράς (1.15) βρίσκουμε τις τάσεις ενεργοποίησης - απενεργοποίησης για την περίπτωση που περιγράψαμε:

$$V_{po} = \frac{\psi_{eq} d_\varepsilon}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \pm \sqrt{\frac{2k d_0 d_\varepsilon^2}{\varepsilon_0 \varepsilon_r^2 A}} \quad (1.18)$$

$$V_{pi} = \frac{\psi_{eq} d_\varepsilon}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \pm \sqrt{\frac{8k}{27\varepsilon_0 A} \left( d_0 + \frac{d_\varepsilon}{\varepsilon_r} \right)^3} \quad (1.19)$$

Παρατηρείται ότι η παρουσία ομοιόμορφης κατανομής φορτίου εντός του διηλεκτρικού θα προκαλέσει την ολίσθηση της χαρακτηριστικής C-V κατά μία σταθερή ποσότητα  $\frac{\psi_{eq}d_\epsilon}{\epsilon_0\epsilon_r}$  που εξαρτάται μονοσήμαντα από το μέγεθος του φορτίου αυτού, όπως φαίνεται χαρακτηριστικά στο Σχήμα 1.11.



Σχήμα 1.11: Ολίσθηση C-V χαρακτηριστικής διακόπτη MEMS λόγω φόρτισης του διηλεκτρικού υμενίου

## 1.6.2 Παράλληλοι οπλισμοί και ανομοιομορφία επιφανειακού φορτίου

Στην περίπτωση που οι οπλισμοί του διακόπτη MEMS είναι παράλληλοι ( $\sigma_\alpha^2 \approx 0$ ,  $cov_{(\alpha,\beta)} \approx 0$ ) και η κατανομή του επιφανειακού φορτίου δεν είναι ομοιόμορφη στην (1.13) θα πρέπει να συμπεριληφθεί ο όρος της διακύμανσης του φορτίου  $\sigma_\beta$ , ώστε:

$$F_{el} = \frac{A}{2\epsilon_0} (V\mu_\alpha - \mu_\beta)^2 + \sigma_\beta^2$$

$$= \frac{\epsilon_0 A}{2} \left[ \frac{1}{d_0 - \Delta + \frac{d_\epsilon}{\epsilon_r}} \right]^2 \left( V - \frac{\psi_{eq}d_\epsilon}{\epsilon_0\epsilon_r} \right)^2 + \left( \frac{d_\epsilon}{\epsilon_0\epsilon_r} \right)^2 \sigma^2(\psi_{eq}) \quad (1.20)$$

Έτσι λοιπόν οι σχέσεις που δίνουν τις νέες τιμές των τάσεων ενεργοποίησης – απενεργοποίησης θα είναι:

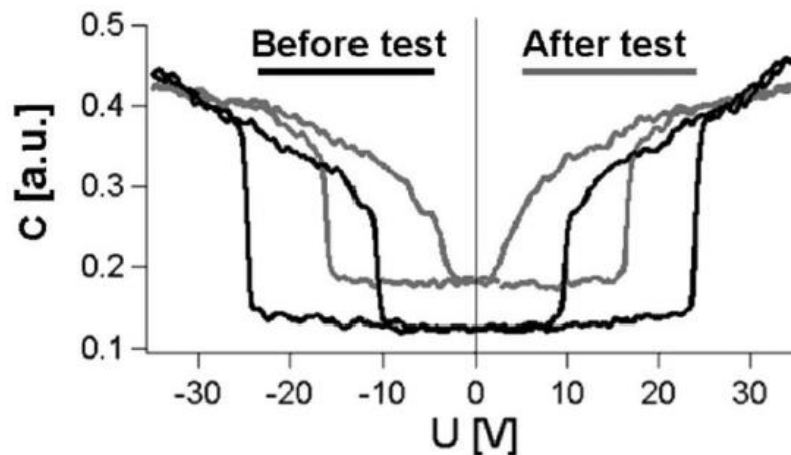
$$V_{po} = \frac{\overline{\psi_{eq}d_\epsilon}}{\epsilon_0\epsilon_r} \pm \sqrt{\frac{2kd_0d_\epsilon^2}{\epsilon_0\epsilon_r^2A} - \left( \frac{d_\epsilon}{\epsilon_0\epsilon_r} \right)^2 \sigma^2(\psi_{eq})} \quad (1.21)$$

$$V_{pi} = \frac{\overline{\psi_{eq}d_\epsilon}}{\epsilon_0\epsilon_r} \pm \sqrt{\frac{8k}{27\epsilon_0A} \left( d_0 + \frac{d_\epsilon}{\epsilon_r} \right)^3 - \left( \frac{d_\epsilon}{\epsilon_0\epsilon_r} \right)^2 \sigma^2(\psi_{eq})} \quad (1.22)$$

Σε αυτή τη περίπτωση, ενώ προηγουμένως είδαμε ότι η μέση τιμή του φορτίου προκαλεί την σταθερή μετακίνηση των τάσεων  $V_{pi}$ ,  $V_{po}$  επιπλέον η διακύμανση του φορτίου αυτού προκαλεί μεταβολές και στην μορφή της χαρακτηριστικής. Η μη μηδενική τιμή της διακύμανσης έχει ως αποτέλεσμα την παρουσία παραμένουσας δύναμης (force offset) που εξαρτάται από το ύψος της γέφυρας αλλά όχι από την πολικότητα της τάσης ενεργοποίησης ή το πρόσημο του παγιδευμένου φορτίου. Όταν η διακύμανση του φορτίου αυξηθεί παρατηρείται μετακίνηση των δύο συμμετρικών  $V_{pi}$  και  $V_{po}$  με αποτέλεσμα την μείωση του εύρους των παραθύρων pull – in/out. Περαιτέρω αύξηση της διακύμανσης είναι δυνατό να οδηγήσει στην εξαφάνιση του παραθύρου pull-out όπως έχει αναφερθεί [30], [37] με την τιμή της κρίσιμης διακύμανσης να είναι:

$$\sigma_{no\_PO}^2 = \frac{2kd_0\varepsilon_0}{A} \quad (1.23)$$

Από τη στιγμή που το κινούμενο μέρος δεν μπορεί πλέον να ελευθερωθεί, η διάταξη αστοχεί λόγω κόλλησης (stiction) υπό την επίδραση μόνο της διακύμανσης του παγιδευμένου φορτίου. Επίσης, από τις (1.21) και (1.22) φαίνεται ότι η διακύμανση  $\sigma^2(\psi_{eq})$  προκαλεί και την κατακόρυφη ολίσθηση της χαρακτηριστικής C-V σε μεγαλύτερες τιμές. Πράγματι, ακόμη και με την εφαρμογή διπολικής τάσης ενεργοποίησης, όπου αναμένεται η επίδραση του εγχεόμενου φορτίου να υποβαθμίζεται από την έγχυση φορτίου αντίθετης πολικότητας, παρατηρείται η μετακίνηση της χαρακτηριστικής σε ολοένα και μεγαλύτερες τιμές χωρητικότητας (Σχήμα 1.12).



Σχήμα 1.12: Η κατακόρυφη ολίσθηση της C-V χαρακτηριστικής με την εφαρμογή διπολικής τάσης ενεργοποίησης [37]

Συνοψίζοντας λοιπόν, η μέση τιμή του παγιδευμένου φορτίου  $\overline{\psi_{eq}}$  προκαλεί την οριζόντια ολίσθηση της χαρακτηριστικής C-V κατά μήκος του άξονα των τάσεων, ενώ η διακύμανση του  $\sigma^2(\psi_{eq})$  προκαλεί την μείωση του εύρους των παραθύρων  $\Delta V_{PI}$  και  $\Delta V_{PO}$  καθώς επίσης και την κατακόρυφη μετάθεση της χαρακτηριστικής σε μεγαλύτερες τιμές χωρητικότητας.

### 1.6.3 Μη – παράλληλοι οπλισμοί και ομοιόμορφη κατανομή επιφανειακού φορτίου

Στην περίπτωση αυτή η διακύμανση της χωρητικότητας δεν είναι πλέον αμελητέα  $\sigma_\alpha^2 \neq 0$ , ενώ η κατανομή του επιφανειακού φορτίου θεωρείται ομοιόμορφη ( $\sigma_\beta^2 \approx 0, \text{cov}(\alpha, \beta) \approx 0$ ). Τότε, η ηλεκτροστατική δύναμη που περιγράφεται στην γενική περίπτωση από την (1.13), θα μετασχηματιστεί ως:

$$F_{el} = \frac{A}{2\varepsilon_0} \left( V - \frac{\overline{\psi_{eq} d_\varepsilon}}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \right)^2 \cdot [\mu_\alpha^2 + \sigma_\alpha^2] \quad (1.24)$$

Από την (1.24) παρατηρείται ότι εκτός από την σταθερή ολίσθηση στον άξονα των τάσεων λόγω της παρουσίας ομοιόμορφης κατανομής φορτίου, εμφανίζεται μετάθεση (offset) της ηλεκτροστατικής δύναμης που εισάγεται από την διακύμανση  $\sigma_\alpha^2$  λόγω της ανομοιόμορφης κατανομής του χώρου στο διάκενο του διακόπτη (airgap). Κύρια αιτία της ανομοιομορφίας αυτής, αποτελεί η επιπεδότητα της επιφάνειας του «θυσιαζόμενου» στρώματος (sacrificial layer) φωτοευαίσθητης ρητίνης σε συνδυασμό με την επίδραση της βαθμίδας stress που υπεισέρχεται κατά την απελευθέρωση της γέφυρας. Στην περίπτωση αυτή και αναφορικά με το στάδιο ενεργοποίησης, ο διακόπτης με χωρητικότητα  $A\mu_\alpha$  συμπεριφέρεται ως μία νέα διάταξη με μεγαλύτερη ενεργό χωρητικότητα που είναι ίση με  $A\sqrt{\mu_\alpha^2 + \sigma_\alpha^2}$ . Στο Σχήμα 1.12 η επίδραση του  $\sigma_\alpha^2$  είναι εντονότερη κατά την ενεργοποίηση του διακόπτη και συγκεκριμένα στην τιμή της χωρητικότητας κατά την κατάσταση ON (down state). Λόγω της επαφής γέφυρας – διηλεκτρικού η χωρητικότητα ανά μονάδα επιφάνειας θα πρέπει να παραμένει σταθερή. Όμως, η εμφάνιση της διακύμανσης  $\sigma_\alpha^2$  που αποδίδεται στον εφελκυσμό του κινούμενου μέρους αυξάνει την τιμή της χωρητικότητας στην κατάσταση ON. Συγκριτικά, λοιπόν με έναν διακόπτη παράλληλων οπλισμών αναμένεται μεγαλύτερη ευκολία στην ενεργοποίηση του, με την τάση απενεργοποίησης του να δίνεται από την:

$$V_{po} = \frac{\overline{\psi_{eq} d_\varepsilon}}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \pm \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 k \Delta / A}{\mu_\alpha^2 + \sigma_\alpha^2}} \quad (1.25)$$

## 1.7 Η ΕΛΑΧΙΣΤΗ ΤΙΜΗ ΤΗΣ ΗΛΕΚΤΡΟΣΤΑΤΙΚΗΣ ΔΥΝΑΜΗΣ ΣΤΟΥΣ ΧΩΡΗΤΙΚΟΥΣ ΔΙΑΚΟΠΤΕΣ MEMS

Σύμφωνα με το μοντέλο που παρουσιάστηκε στην προηγούμενη ενότητα, η επιφανειακή πυκνότητα φορτίου στο διηλεκτρικό υμένιο του διακόπτη MEMS αποτελεί κρίσιμο παράγοντα αξιοπιστίας της διάταξης καθώς προκαλεί την μετακίνηση της C – V χαρακτηριστικής στον άξονα των τάσεων με συνέπεια την μεταβολή των τιμών των τάσεων ενεργοποίησης/απενεργοποίησης. Ο προσδιορισμός του μεγέθους και συνεπώς της χρονικής εξέλιξης του φορτίου αυτού μπορεί να καταστεί δυνατός μέσω

των μεταβολών της τάσης που αντιστοιχεί στην ελάχιστη χωρητικότητα  $V_{min}$ , η οποία ελαχιστοποιεί την ηλεκτροστατική δύναμη ( $F_{el}$ ).

Λαμβάνοντας υπόψη την σχέση (1.13), η δύναμη ( $F_{el}$ ) ελαχιστοποιείται όταν η γέφυρα βρίσκεται στην ανώτερη θέση της και η χωρητικότητα της διάταξης αποκτά την ελάχιστη τιμή της ( $C_{min}$ ). Επομένως, η ελάχιστη τιμή της χωρητικότητας ( $C_{min}$ ) θα εμφανιστεί όταν μεταξύ των οπλισμών εφαρμοστεί μια διαφορά δυναμικού  $V_{min}$ , τέτοια ώστε να ελαχιστοποιήσει την επίδραση της  $F_{el}$ . Δηλαδή θα πρέπει να ισχύει:

$$\left(\frac{dF_{el}}{dV}\right)_{V=V_{min}} = 0 \quad (1.26)$$

Θεωρώντας την γενική περίπτωση ενός διακόπτη MEMS όπου οι οπλισμοί είναι μη παράλληλοι και το φορτίο στην επιφάνεια του διηλεκτρικού υμενίου δεν είναι ομοιόμορφα κατανομημένο, από τις σχέσεις (1.13) και (1.26) η ελάχιστη τάση προκύπτει:

$$V_{min} = \frac{\mu_\alpha \mu_\beta + cov_{(\alpha,\beta)}}{\mu_\alpha^2 + \sigma_\alpha^2} \quad (1.27)$$

Η ελάχιστη τιμή της ηλεκτροστατικής δύναμης προκύπτει με αντικατάσταση της (1.27) στην (1.13) και είναι:

$$F_{el,min} = \frac{A}{2\varepsilon_0} \left[ \mu_\beta^2 + \sigma_\beta^2 - \frac{(\mu_\alpha \mu_\beta + cov_{(\alpha,\beta)})^2}{\mu_\alpha^2 + \sigma_\alpha^2} \right] \quad (1.28)$$

Στην περίπτωση παράλληλων οπλισμών ( $\sigma_\alpha^2 \approx 0, cov_{(\alpha,\beta)} \approx 0$ ) και δεδομένου ότι  $\mu_\beta = \frac{\overline{\psi_{eq} d_\varepsilon}}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \cdot \mu_\alpha$  η (1.27) μπορεί να γραφεί ως:

$$V_{min} = \frac{\mu_\beta}{\mu_\alpha} = \frac{\overline{\psi_{eq} d_\varepsilon}}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \quad (1.29)$$

Βασικό πλεονέκτημα του προσδιορισμού του μέσου επιφανειακού φορτίου με τη σχέση (1.29) αποτελεί το γεγονός ότι η τιμή του  $V_{min}$  δεν εξαρτάται από τις μηχανικές ιδιότητες της γέφυρας, ενώ μπορεί να καταστεί εφικτός και ο προσδιορισμός του μεταβατικού ρεύματος φορτισης και εκφόρτισης μέσω του διηλεκτρικού από την χρονική παράγωγο της μέσης τιμής του επιφανειακού φορτίου:

$$J_{ch}(t) = J_{disch}(t) = -\frac{d\overline{\psi_{eq}(t)}}{dt} = -\frac{\varepsilon_r \varepsilon_0}{d_\varepsilon} \cdot \frac{dV_{min}}{dt} \quad (1.30)$$

Τέλος, η σχέση (1.30) έχει ιδιαίτερη σημασία διότι παρέχει την δυνατότητα υπολογισμού του ρεύματος: (α) μέσω τουλάχιστον ενός ηλεκτροδίου που δεν βρίσκεται σε επαφή με το διηλεκτρικό υμένιο και (β) μπορεί να λάβει χαμηλές τιμές της τάξεως των  $10^{-17}$  A. Για τους λόγους αυτούς οι σχέσεις (1.29) και (1.30) θα αποτελέσουν βάση εξαγωγής τόσο συμπερασμάτων όσο και σύνθεσης νέων μοντέλων για την μελέτη της διηλεκτρικής φόρτισης του υμενίου των διατάξεων MEMS στην παρούσα διατριβή.



**2.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ**

Όπως αναφέρθηκε στην ενότητα 1.5, η έρευνα για την αξιοπιστία των χωρητικών διακοπών RF-MEMS προκειμένου να επιλυθεί το πρόβλημα της φόρτισης των διηλεκτρικών υμενίων στρέφεται κυρίως σε δύο κατευθύνσεις. Αφενός στην μελέτη και κατανόηση των μηχανισμών πόλωσης – αποπόλωσης μέσω των εμπλεκόμενων μηχανισμών μεταφοράς φορτίου εντός του υμενίου και αφετέρου στην μελέτη νέων υλικών ή/και στην βελτιστοποίηση των ηλεκτρικών ιδιοτήτων των υμενίων που ήδη χρησιμοποιούνται. Η μελέτη των ηλεκτρικών ιδιοτήτων μπορεί να πραγματοποιηθεί είτε απευθείας στους διακόπτες RF-MEMS είτε σε διατάξεις πυκνωτών MIM (Metal-Insulator-Metal) όπου το διηλεκτρικό τους έχει αναπτυχθεί με τις ίδιες συνθήκες με το αντίστοιχο διηλεκτρικό των διακοπών RF-MEMS. Πολλά διηλεκτρικά έχουν χρησιμοποιηθεί και μελετηθεί προκειμένου να βελτιωθεί η αξιοπιστία των διατάξεων όπως το  $\text{SiO}_2$  [38], [39],  $\text{SiN}_x$  [40], [41], [42], [33], [43], [44],  $\text{AlN}$  [45], [46],  $\text{Al}_2\text{O}_3$  [47],  $\text{Y}_2\text{O}_3$  [48],  $\text{Ta}_2\text{O}_3$  [49], [50] και  $\text{HfO}_2$  [51], όπου ιδιαίτερη έμφαση δίνεται στα  $\text{SiO}_2$  και  $\text{SiN}_x$  διότι αποτελούν τα πλέον διαδεδομένα υλικά στον τομέα της Μικροηλεκτρονικής. Σε όλες τις περιπτώσεις υλικών, η γνώση των μηχανισμών πόλωσης – αποπόλωσης, καθώς και των μηχανισμών έγχυσης και μεταφοράς φορτίου κρίνεται αναγκαία, γεγονός που οδηγεί στην πρόβλεψη της ηλεκτρικής του συμπεριφοράς και στον καθορισμό των παραμέτρων λειτουργίας του διακόπτη RF-MEMS.

**2.2 ΠΟΛΩΣΗ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ**

Η ηλεκτρική πόλωση ( $P$ ) ενός διηλεκτρικού, αναφέρεται στο φυσικό φαινόμενο όπου λόγω εφαρμογής ηλεκτρικού πεδίου ( $F$ ) εμφανίζεται σχετική μετατόπιση μεταξύ του θετικού και αρνητικού φορτίου σε άτομα ή μόρια, ή προσανατολισμός των διπόλων του υλικού κατά τη διεύθυνση του ηλεκτρικού πεδίου ή ακόμη και μετακίνηση των ελεύθερων φορτίων που πιθανόν να υπάρχουν στο διηλεκτρικό. Έτσι λοιπόν τα ηλεκτρικά πεδία παραμορφώνουν την κατανομή του φορτίου σε ένα άτομο ή μόριο του διηλεκτρικού με δύο τρόπους: επιμηκύνοντας ή και περιστρέφοντας το.

Γενικά, η ηλεκτρική πόλωση μπορεί να χωριστεί σε δύο μέρη ανάλογα με την σταθερά χρόνου αποκατάστασης (relaxation time constant) [52]: i) στην αυθόρμητη πόλωση που αναδύεται από την σχετική μετακίνηση του ηλεκτρονιακού νέφους σε σχέση με τον πυρήνα, και ii) στην χρονικά εξαρτώμενη πόλωση  $\Delta P(t)$  που αναδύεται από τους διάφορους μηχανισμούς όπως ο προσανατολισμός των διπόλων, η δημιουργία φορτίων χώρου λόγω της παρουσίας του ηλεκτρικού πεδίου κλπ, που θα εκτεθούν παρακάτω.

Οι πρώτοι μηχανισμοί είναι υπεύθυνοι για την εμφάνιση της αυθόρμητης πόλωσης  $P_\infty$  στο διηλεκτρικό, από όπου ορίζεται η διηλεκτρική σταθερά υψηλής συχνότητας  $\epsilon_\infty$  που σχετίζεται με το δείκτη διάθλασης του υλικού.

$$\epsilon_\infty - 1 = \frac{P_\infty}{F\epsilon_0} \quad (2.1)$$

Οι δεύτεροι μηχανισμοί είναι υπεύθυνοι για την εμφάνιση χρονικής εξάρτησης στην ηλεκτρική πόλωση, με τον όρο  $\Delta P(t)$  να έχει πρόσημο και μέγεθος που εξαρτάται κάθε φορά από το είδος και το μέγεθος της συνεισφοράς των μηχανισμών που εμπλέκονται στην ηλεκτρική πόλωση του διηλεκτρικού. Για πολύ μεγάλους χρόνους, όταν πρακτικά η πόλωση παραμένει σταθερή, η ολική πόλωση  $P_s$  θα δίνεται από το άθροισμα:

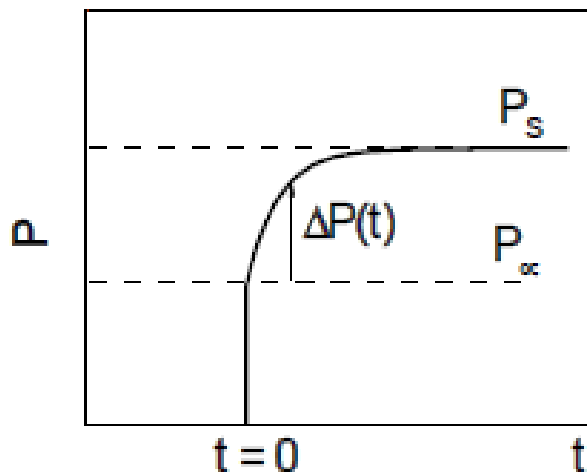
$$P_s = P_\infty + \Delta P(t) \quad (2.2)$$

από όπου μπορεί να εξαχθεί η στατική διηλεκτρική σταθερά  $\epsilon_s$ :

$$\epsilon_s - 1 = \frac{P_s}{F\epsilon_0} \quad (2.3)$$

Στην πιο απλή περίπτωση, όπου ο όρος  $\Delta P(t)$  περιγράφεται έναν μόνο χρόνο αποκατάστασης  $\tau$ , η ηλεκτρική πόλωση για κάθε χρονική στιγμή  $t$  θα δίνεται από τη σχέση:

$$P(t) = (P_s - P_\infty) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] \quad (2.4)$$



Σχήμα 2.1: Η χρονική εξάρτηση της πόλωσης μετά την εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου [53]

Με την αφαίρεση του ηλεκτρικού πεδίου η διαδικασία αποπόλωσης δεν πραγματοποιείται βέβαια ακαριαία αλλά εξαρτάται από τον χρόνο αποκατάστασης των επιμέρους μηχανισμών αποπόλωσης. Αν δεχθούμε ότι οι χρόνοι αποκατάστασης για τις



διαδικασίες πόλωσης – αποπόλωσης είναι ίδιοι, τότε η εξασθένηση της πόλωσης λόγω της αφαίρεσης του ηλεκτρικού πεδίου θα είναι:

$$P(t) = (P_s - P_\infty) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (2.5)$$

Συνεπώς, στην περίπτωση αυτή η διαδρομή από την αρχική κατάσταση στην ισορροπία (πόλωση) και η διαδρομή από την ισορροπία στην αρχική κατάσταση (αποπόλωση) πραγματοποιούνται υπό την επίδραση του ίδιου μηχανισμού που χαρακτηρίζεται από έναν χρόνο αποκατάστασης.

Για τα περισσότερα υπό μελέτη συστήματα, τα πειραματικά αποτελέσματα δεν μπορούν να περιγραφούν μονοσήμαντα από τη σχέση (2.5). Για αυτό το λόγο κρίνεται αναγκαία η χρήση εμπειρικών σχέσεων που λαμβάνουν υπόψη και την κατανομή των επιμέρους χρόνων αποκατάστασης. Μία τέτοια σχέση που προσεγγίζει τις περιπτώσεις αυτές, αποτελεί η συνάρτηση Kohlrausch – Williams – Watts (KWW) [54]:

$$P(t) = (P_s - P_\infty) \exp\left[-\left(\frac{t}{\tau}\right)^\beta\right] \quad (2.6)$$

όπου  $\tau$  η χαρακτηριστική σταθερά χρόνου και  $\beta$  σταθερά που παίρνει τιμές  $0 < \beta < 1$  και χαρακτηρίζει την πολυπλοκότητα της διαδικασίας. Η χρήση της συνάρτησης αυτής προϋποθέτει την ύπαρξη παράλληλων διαδρομών, η οποία αναδύεται από την τυχαία κατανομή των ενεργών κέντρων παγίδευσης και των αντίστοιχων αλληλεπιδράσεων τους που εξαρτώνται από την μεταξύ τους απόσταση. Παραδείγματα μικροσκοπικών μοντέλων που μπορούν να ερμηνευθούν μέσω της συνάρτησης KWW περιλαμβάνουν την εκτίμηση της πιθανότητας επιβίωσης (survival probability) τυχαία κινούμενου φορέα (random walk) σε στατική κατανομή ατελειών [55], την ιεραρχία των μηχανισμών αποκατάστασης (hierarchically constrained dynamics) [56], όπου οι ταχύτεροι μηχανισμοί αναδύονται πρώτοι περιορίζοντας προοδευτικά τους αργότερους μηχανισμούς, προσφέροντας μία φυσική ερμηνεία της ευρείας κατανομής των χρόνων αποκατάστασης και την υπόθεση δυναμικής κλίμακας (dynamic scaling), όπου η γεωμετρία του πλέγματος δεν είναι Ευκλείδεια αλλά εμφανίζει δομή fractal [57], με την τιμή του εκθέτη  $\beta$  να χαρακτηρίζει στην περίπτωση αυτή, την διάσταση του.

Σύμφωνα με την εξ. (2.6), όταν το  $\beta$  ισούται με τη μονάδα τότε η διαδικασία αποπόλωσης ακολουθεί το μοντέλο Debye που χαρακτηρίζεται από έναν μόνο χρόνο αποκατάστασης (Εξ. (2.5)). Όμως στα περισσότερα συστήματα μπορεί να συμμετέχουν διάφοροι μηχανισμοί χαλάρωσης με διαφορετικούς χρόνους αποκατάστασης με συνέπεια η σταθερά χρόνου ( $\tau$ ) να εκφράζει την υπέρθεση των συνεισφορών όλων των εμπλεκόμενων μηχανισμών. Επειδή το εύρος της κατανομής των χρόνων αποκατάστασης μπορεί να είναι μεγαλύτερο από 11-12 τάξεις μεγέθους, το φυσικό μέγεθος που ευθύνεται για τις επιμέρους αποκαταστάσεις των εμπλεκόμενων μηχανισμών θα πρέπει να επεκτείνεται επίσης σε ένα μεγάλο εύρος. Στο συγκεκριμένο πρόβλημα δόθηκε λύση από τον Fröhlich [58], όπου η μεγάλου εύρους κατανομή των

χρόνων αποκατάστασης  $\tau$  μπορεί να αντικατασταθεί από μια μικρού εύρους κατανομή θερμικά ενεργοποιούμενων διαδικασιών με ενέργειες  $E_\alpha$  που συνδέονται με τη σχέση:

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{E_\alpha}{k_B T}\right) \quad (2.7)$$

όπου  $\tau_0$  ο χρόνος αποκατάστασης για άπειρη θερμοκρασία  $T$  και  $k_B$  η σταθερά του Boltzmann. Αξίζει να σημειωθεί εδώ, ότι σε θερμοκρασία δωματίου ( $kT = 0.026\text{eV}$ ) οι ενέργειες ενεργοποίησης των μηχανισμών παίρνουν τιμές  $0.2\text{eV} \leq E_\alpha \leq 1\text{eV}$  ενώ η κατανομή των χρόνων  $\tau$  μπορεί να εκτείνεται περισσότερο από 12 τάξεις μεγέθους. Τέλος, θα πρέπει να επισημανθεί ότι η χρήση της Εξ. (2.6) προσφέρει μία μακροσκοπική προσέγγιση της διαδικασίας αποπόλωσης του διηλεκτρικού χωρίς να είναι δυνατή η ταυτοποίηση των μικροσκοπικών μηχανισμών που οδηγούν στην χαλάρωση του.

## 2.3 ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΙ ΠΟΛΩΣΗΣ

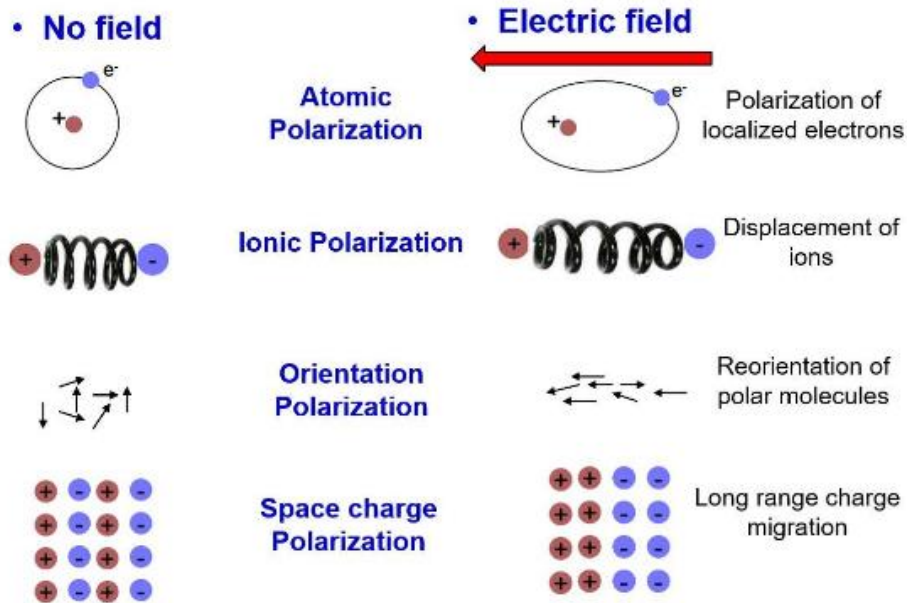
Η πόλωση ενός διηλεκτρικού λόγω της εφαρμογής εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου πραγματοποιείται μέσω μιας σειράς μηχανισμών που προκαλούν την μετακίνηση φορτίου σε μικροσκοπικό ή μακροσκοπικό επίπεδο. Όπως έχει ήδη αναφερθεί, οι μηχανισμοί πόλωσης μπορούν να διακριθούν σε δύο κατηγορίες ανάλογα με την χρονική κλίμακα της διαδικασίας, δηλαδή στους μηχανισμούς αυθόρμητης πόλωσης (instantaneous polarization) και τους αργούς μηχανισμούς πόλωσης (delayed time dependent polarization), όπου και στη συνέχεια αναφέρονται αναλυτικότερα.

### 2.3.1 Αυθόρμητη πόλωση

Οι μηχανισμοί αυθόρμητης πόλωσης αποτελούνται από:

- Την ηλεκτρονική πόλωση, η οποία είναι η ταχύτερη διαδικασία πόλωσης (απαιτεί  $10^{-15}$  s) και οφείλεται στην παραμόρφωση του ηλεκτρονιακού νέφους γύρω από τον πυρήνα του ατόμου, παρουσία εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου.
- Την ατομική πόλωση (με χρόνους της τάξης  $10^{-14} - 10^{-12}$  s) που οφείλεται στην μετακίνηση των ατόμων σε μόρια με ετεροπολικούς δεσμούς.

Η ηλεκτρονική πόλωση εμφανίζεται σε άτομα και μόρια κάθε υλικού, ενώ η ατομική πόλωση εμφανίζεται μόνο σε υλικά τα άτομα των οποίων συνδέονται με ετεροπολικούς δεσμούς. Στην περίπτωση πολυατομικών μορίων εμφανίζεται και ηλεκτρονική και ατομική πόλωση, που είναι αποτέλεσμα της εφαρμογής εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου λόγω της παραμόρφωσης (ή μετακίνησης) του ηλεκτρονιακού νέφους. Τέλος, και οι δύο αυτοί μηχανισμοί έχουν μικρή εξάρτηση από τη θερμοκρασία.



Σχήμα 2.2: Οι βασικότεροι μηχανισμοί πόλωσης των διηλεκτρικών λόγω της εφαρμογής εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου

### 2.3.2 Διπολική πόλωση

Η διπολική πόλωση εμφανίζεται σε υλικά που περιέχουν μόνιμα ή ιοντικά δίπολα και οφείλεται στον προσανατολισμό τους με την κατεύθυνση του εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου. Οι χρόνοι πόλωσης που αντιστοιχούν στον μηχανισμό αυτό συσχετίζονται άμεσα με την τριβοειδή αντίσταση (frictional resistance) των διπόλων του υλικού και ποικίλουν από picoseconds μέχρι χρόνια. Στην περίπτωση ανόργανων κρυστάλλων η παρουσία διπόλων αναδύεται από τις δομικές ιδιότητες του κρυσταλλικού πλέγματος όπως η παρουσία ατελειών και η νόθευση (doping). Σε πολλά υλικά που περιέχουν πολικά μόρια, η μελέτη της διαδικασίας πόλωσης πραγματοποιείται με την υπόθεση ότι τα δίπολα μπορούν να εκτελέσουν εξασθενημένες κινήσεις ή ακόμη και περιορισμένα άλματα. Για παράδειγμα, στα μοριακά συστήματα η διηλεκτρική χαλάρωση προκύπτει από περιστροφική κίνηση ολόκληρων μορίων ή τμημάτων αυτών κατά μήκος των δεσμών τους με την κεντρική αλυσίδα της ένωσης, ενώ στους ιοντικούς κρυστάλλους μπορούμε να θεωρήσουμε ότι έχουμε άλματα των ιόντων σε γειτονικές θέσεις.

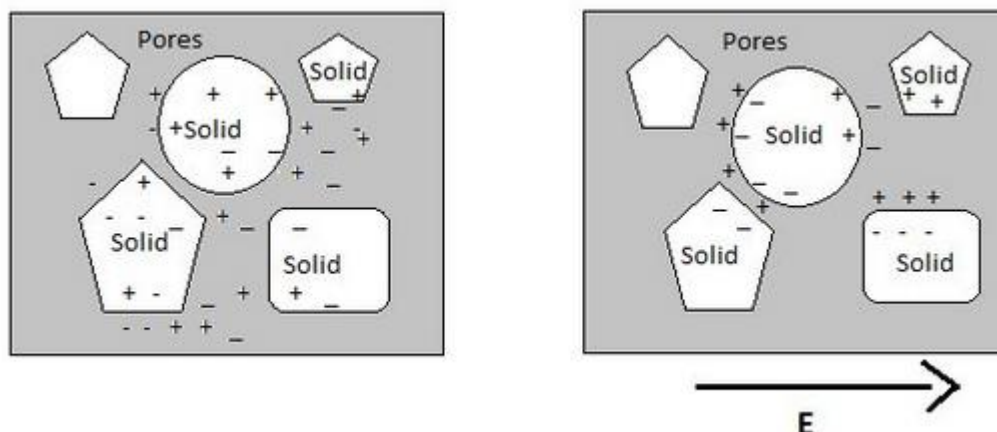
Επίσης, σε κάθε περίπτωση για την περιστροφή ενός διπόλου στο εσωτερικό του υλικού απαιτείται κάποια ενέργεια προκειμένου να υπερνικηθεί η αντίσταση των γειτονικών μορίων στην μεταβολή αυτή. Για το λόγο αυτό, η διπολική πόλωση εμφανίζει ισχυρή εξάρτηση από τη θερμοκρασία και καθορίζεται από τον ανταγωνισμό του προσανατολισμού των διπόλων από το ηλεκτρικό πεδίο και από τις τυχαίες θερμικές κινήσεις.

### 2.3.3 Πόλωση φορτίων χώρου

Η πόλωση φορτίων χώρου παρατηρείται σε άμορφα ή πολυκρυσταλλικά υλικά και οφείλεται στην παρουσία ελεύθερων και παγιδευμένων φορέων στο εσωτερικό του υλικού. Οι φορείς αυτοί, που μπορεί να είναι ηλεκτρόνια, οπές και ιόντα, εγχέονται μέσω των ηλεκτροδίων που είναι σε επαφή με το διηλεκτρικό και είναι δυνατό να παγιδευτούν στο εσωτερικό ή στις διεπιφάνειες του υλικού. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την δημιουργία φορτίων χώρου τα οποία διαταράσσουν την κατανομή του ηλεκτρικού πεδίου εντός του υλικού, επηρεάζοντας και την μέση τιμή της διηλεκτρικής σταθεράς του [59]. Στην περίπτωση που τα φορτία χώρου εμφανίζουν το ίδιο πρόσημο με το ηλεκτρόδιο που είναι σε επαφή με το διηλεκτρικό, ονομάζονται ομο-φορτία (homocharges) ενώ στην αντίθετη περίπτωση ονομάζονται ετερο-φορτία (heterocharges). Τα ομο-φορτία προέρχονται συνήθως από την έγχυση φορέων στο εσωτερικό του διηλεκτρικού μέσω των ηλεκτροδίων και την σύλληψη τους από τις παγίδες, ενώ τα ετερο-φορτία από την μακροσκοπική μετατόπιση των ήδη υπάρχοντων ελεύθερων φορέων (ηλεκτρόνια ή ιόντα) ή και στην παρουσία ιονισμένων προσμίξεων. Έτσι λοιπόν, παρουσία εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου δύναται να εμφανιστεί και πόλωση φορτίων χώρου εξωγενούς ή ενδογενούς προέλευσης, όπου το υλικό παραμένει σε κατάσταση πόλωσης, με χρόνους αποκατάστασης να κυμαίνονται από milliseconds έως χρόνια. Η πόλωση φορτίων χώρου έχει ως αποτέλεσμα η κατανομή του φορτίου και αντίστοιχα η κατανομή του ηλεκτρικού πεδίου εντός του υλικού να μην είναι ομοιόμορφη, γεγονός που αυξάνει την πολυπλοκότητα του φαινομένου σε σχέση με την διπολική πόλωση.

### 2.3.4 Πόλωση διεπιφάνειας

Η πόλωση διεπιφάνειας, που πολλές φορές αναφέρεται και ως πόλωση Maxwell – Wagner – Sillars (MWS), εμφανίζεται κυρίως σε συστήματα με ετερογενή δομή, όπου λόγω της διαφορετικής αγωγιμότητας των διαφόρων στρωμάτων είναι δυνατό φορτία να εγκλωβιστούν στις διεπιφάνειες τους συνεισφέροντας στην ολική πόλωση του διηλεκτρικού με την εφαρμογή εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου (Σχήμα 2.3). Η δράση του ηλεκτρικού πεδίου μπορεί να προκαλέσει την μετανάστευση (migration) φορτίου μέσω i) μεταφοράς του από το εσωτερικό (bulk) του υλικού στην φάση υψηλής αγωγιμότητας και ii) από την μετανάστευση των φορέων στην επιφάνεια. Συνέπεια αυτών είναι ότι κάθε είδους διεπιφάνειες και κοκκώδη όρια (grain boundaries) μπορούν να πολωθούν ώστε να συνεισφέρουν στην ολική πόλωση του διηλεκτρικού. Αξίζει εδώ να σημειωθεί ότι για την μελέτη τέτοιων σύνθετων συστημάτων η αναλυτική περιγραφή τους είναι πρακτικά αδύνατη και σχεδόν πάντα η μελέτη τους πραγματοποιείται με τη χρήση προσεγγιστικών μοντέλων.



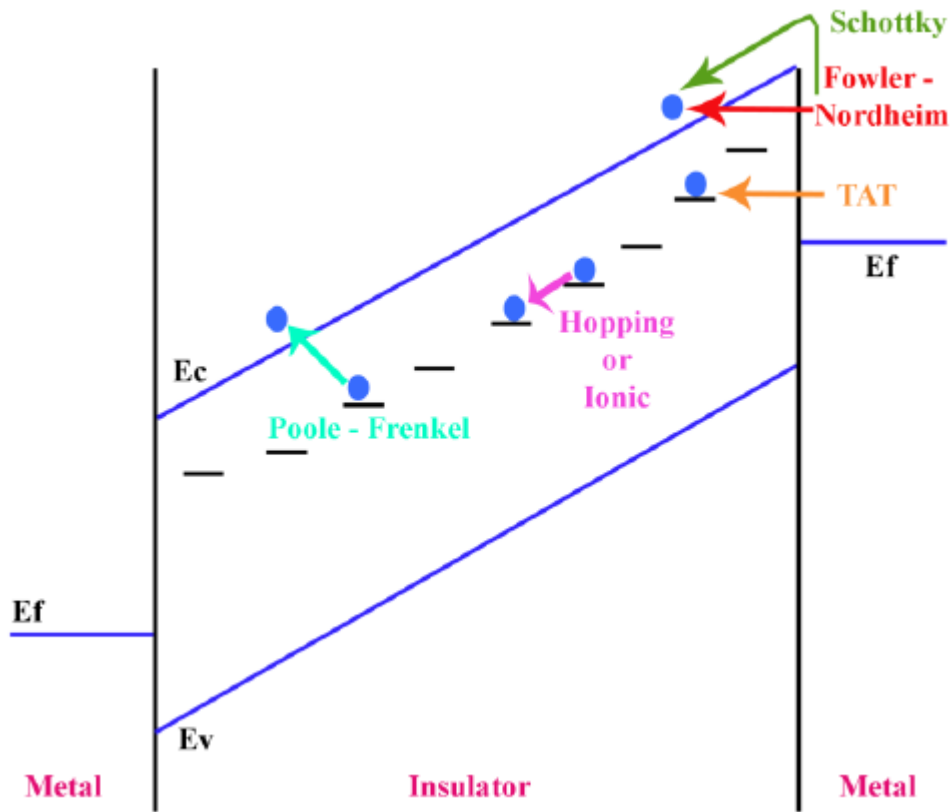
Σχήμα 2.3: Εμφάνιση πόλωσης διεπιφάνειας με την εφαρμογή εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου σε υλικό με ανομοιογενή δομή.

## 2.4 ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΙ ΕΓΧΥΣΗΣ ΚΑΙ ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ ΦΟΡΤΙΟΥ

Η ηλεκτρική αγωγιμότητα των διηλεκτρικών σε συνήθη ηλεκτρικά πεδία είναι ιδιαίτερος χαμηλή, της τάξης  $10^{-20} - 10^{-8} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ . Όμως, όταν το ηλεκτρικό πεδίο αυξάνεται παρατηρείται αξιοπρόσεκτη αύξηση του ρεύματος που αποτελεί κρίσιμο παράγοντα αξιοπιστίας σε πολλές εφαρμογές των διηλεκτρικών, όπως στα διηλεκτρικά πύλης των MOSFET, στο διηλεκτρικό του πυκνωτή των δυναμικών μνημών (dynamic random access memories) και στο διηλεκτρικό των μνημών flash. Στις περιπτώσεις αυτές, το ρεύμα αγωγιμότητας θα πρέπει να είναι χαμηλό ώστε να καλύπτει τα κριτήρια αξιοπιστίας για την κανονική λειτουργία των διατάξεων στα ολοκληρωμένα κυκλώματα. Συνέπεια αυτών είναι ότι η μελέτη των διάφορων μηχανισμών αγωγιμότητας που συνεισφέρουν στο συνολικό μετρούμενο ρεύμα αποτελεί ένα από τα σημαντικότερα εργαλεία για την βελτιστοποίηση των διατάξεων αυτών. Για τη μελέτη των μηχανισμών αγωγιμότητας συνήθως χρησιμοποιούνται πυκνωτές MIM, όπου η ηλεκτρική αγωγιμότητα του διηλεκτρικού εξαρτάται αφενός από την αλληλεπίδραση του διηλεκτρικού με τα ηλεκτρόδια (Electrode – limited conduction) και αφετέρου από τις ιδιότητες του υμενίου (Bulk – limited conduction) [60] (Σχήμα 2.4).

Στην πρώτη περίπτωση περιλαμβάνονται η έγχυση φορέων από τα ηλεκτρόδια μέσω φαινομένου σήραγγος (Trap – Assisted – Tunneling, TAT), η εκπομπή Fowler – Nordheim και οι διαδικασίες Shottky. Στην δεύτερη περίπτωση, κυρίαρχο ρόλο παίζουν οι μηχανισμοί Poole – Frenkel, Hopping, ο μηχανισμός αγωγιμότητας λόγω δημιουργίας φορτίων χώρου (Space – Charge – Limited Conduction, SCLC) και η ιοντική αγωγιμότητα. Αυτοί είναι οι βασικότεροι μηχανισμοί που καθορίζουν την τιμή του μετρούμενου ρεύματος διαμέσου του διηλεκτρικού υπό την επίδραση εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου. Επίσης, δεν θα πρέπει να λησμονηθεί και η ύπαρξη επιπλέον μηχανισμών όπως η μεταφορά φορτίου απευθείας από ηλεκτρόδιο σε ηλεκτρόδιο (trap – to – trap tunneling, TTT), το φαινόμενο ενίσχυσης του ηλεκτρικού πεδίου λόγω της τραχύτητας των ηλεκτροδίων με την εμφάνιση εξογκωμάτων (asperities) και οι μηχανισμοί μετανάστευσης και δημιουργίας παγίδων παρουσία ηλεκτρικού πεδίου. Στα

πλαίσια της παρούσας διατριβής θα εστιάσουμε στους βασικότερους μηχανισμούς αγωγιμότητας, οι οποίοι αναλύονται παρακάτω.



Σχήμα 2.4: Οι κυριότεροι μηχανισμοί έγχυσης και μεταφοράς φορτίου που εμφανίζονται στα διηλεκτρικά υμένια

## 2.4.1 Διαδικασία TAT (Trap Assisted Tunneling)

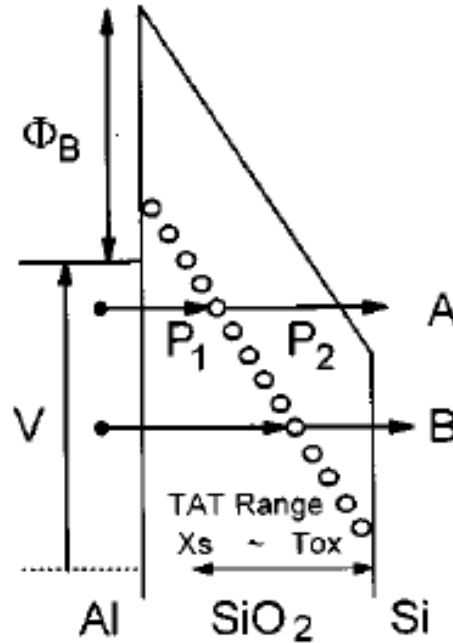
Η διαδικασία TAT αναφέρεται στην απευθείας μετάβαση ηλεκτρονίων μέσω του φαινομένου σήραγγος από το ηλεκτρόδιο έγχυσης σε μη-κατειλημμένες καταστάσεις ή παγίδες εντός του διηλεκτρικού που βρίσκονται κοντά στη διεπιφάνεια μετάλλου – διηλεκτρικού. Ο μηχανισμός αυτός έχει άμεση συσχέτιση με την πιθανότητα μετάβασης  $P_T$  μέσω διάτρησης του φραγμού δυναμικού στη διεπιφάνεια μετάλλου – διηλεκτρικού, όπου με τη χρήση της προσέγγισης Wentzel – Kramers – Brillouin (WKB) υπολογίζεται ως [61]:

$$P_T = \exp\left(-2 \int |k(x)| dx\right) \quad (2.8)$$

όπου

$$k(x) = \left[ \frac{2qm^*}{\hbar^2} (\Phi_B - Fx - E_0) \right]^{1/2} \quad (2.9)$$

Στην σχέση (2.9) με  $m^*$  συμβολίζεται η ενεργός μάζα του ηλεκτρονίου εντός του διηλεκτρικού,  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ , όπου  $h$  η σταθερά του Planck,  $F$  η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου,  $E_0$  η ολική ενέργεια των ηλεκτρονίων στο μέταλλο,  $\Phi_B$  είναι το ύψος του φραγμού δυναμικού της μετάβασης και με  $x$  συμβολίζεται η απόσταση των παγίδων από το ηλεκτρόδιο έγχυσης (Σχήμα 2.5).



Σχήμα 2.5: Μετάβαση ηλεκτρονίων από το ηλεκτρόδιο έγχυσης σε παγίδες του διηλεκτρικού που βρίσκονται κοντά στη διεπιφάνεια μετάλλου-διηλεκτρικού μέσω της διαδικασίας TAT

Θεωρώντας ότι η διαδικασία TAT είναι ο μόνος μηχανισμός έγχυσης φορτίου, ο ρυθμός μεταβολής των παγιδευμένων ηλεκτρονίων για κάθε εντοπισμένη κατάσταση θα δίνεται από την διαφορά των αντίστοιχων ρυθμών παγίδευσης - αποπαγίδευσης εντός του διηλεκτρικού [62], δηλαδή:

$$\frac{\partial n(x, E, t)}{\partial t} = \left( \frac{\partial n(x, E, t)}{\partial t} \right)_{metal \rightarrow dielectric} - \left( \frac{\partial n(x, E, t)}{\partial t} \right)_{dielectric \rightarrow metal} \quad (2.10)$$

$$= A \cdot [N(x, E) - n(x, E, t)] - B \cdot n(x, E, t)$$

όπου  $A, B$  σταθερές,  $n(x, E, t)$  είναι η χρονικά εξαρτώμενη πυκνότητα της κατανομής των παγιδευμένων ηλεκτρονίων και  $N(x, E)$  η πυκνότητα της κατανομής των παγίδων εκφρασμένες ανά μονάδα όγκου και ενέργειας με κοινή ενέργεια αναφοράς το ελάχιστο της ζώνης αγωγιμότητας του διηλεκτρικού. Οι κατανομές  $n(x, E, t)$  και  $N(x, E)$  μπορούν να εκφραστούν συναρτήσει των συναρτήσεων κατανομής χωρίς την επίδραση ηλεκτρικού πεδίου  $n^{ff}$  και  $N^{ff}$  ως:

$$\begin{aligned} n(x, E, t) &= n^{ff}(x, E + qFx, t) \\ N(x, E) &= N^{ff}(x, E + qFx) \end{aligned} \quad (2.11)$$

Θα πρέπει να επισημανθεί εδώ ότι το  $E$  συμβολίζει την ενεργειακή στάθμη των παγίδων μετρούμενη από το ελάχιστο της ζώνης αγωγιμότητας ενώ με  $F$  συμβολίζεται η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου, όπως αναφέρθηκε προηγουμένως. Τότε, η πυκνότητα ρεύματος λόγω φαινομένου σήραγγος μέσω ατελειών θα δίνεται από τη σχέση [62]:

$$\begin{aligned} J_{TAT}^{only} &= q \int_{x=0}^{\infty} \int_{E=-\infty}^{-qFx} \frac{\partial n(x, E, t)}{\partial t} \cdot \frac{x}{d_\varepsilon} \cdot dE \cdot dx \\ &= q \int_{x=0}^{\infty} \int_{E=-\infty}^{-qFx} N(x, E) \cdot (f_\infty - f_0) \cdot \frac{e^{-t/\tau}}{\tau} \cdot \frac{x}{d_\varepsilon} \cdot dE \cdot dx \end{aligned} \quad (2.12)$$

Λαμβάνοντας υπόψη τη σχέση (2.11), η έκφραση που θα δώσει το ολικό ρεύμα όταν συμμετέχει μόνο η διαδικασία TAT θα είναι:

$$J_{TAT}^{only} = q \int_{x=0}^{\infty} \int_{E=-\infty}^{-qFx} N^{ff}(x, E + qFx) \cdot (f_\infty - f_0) \cdot \frac{e^{-t/\tau}}{\tau} \cdot \frac{x}{d_\varepsilon} \cdot dE \cdot dx \quad (2.13)$$

όπου  $d_\varepsilon$  το πάχος του διηλεκτρικού και  $f_0, f_\infty$  είναι οι συναρτήσεις Fermi-Dirac:

$$f_0(x, E) = \left\{ 1 + \exp\left(\frac{E + qFx - E_F}{k_B T}\right) \right\}^{-1} \quad (2.14)$$

και

$$f_\infty(E) = \left\{ 1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right) \right\}^{-1} \quad (2.15)$$

## 2.4.2 Θερμιοτική εκπομπή (Εκπομπή Schottky)

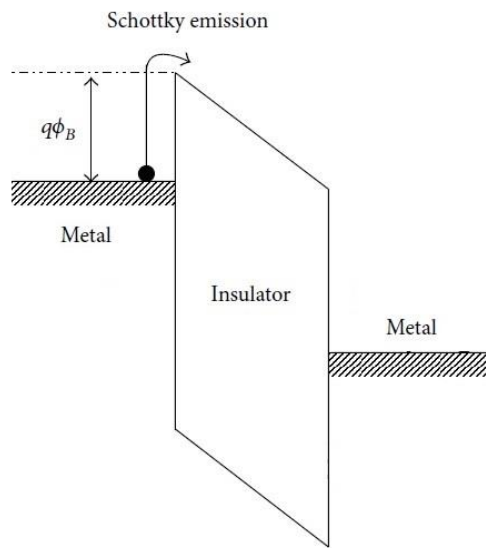
Η θερμιοτική εκπομπή ή εκπομπή Schottky αποτελεί την συνηθέστερη διαδικασία έγχυσης φορέων από το μέταλλο στο εσωτερικό του διηλεκτρικού, ειδικά στις υψηλές θερμοκρασίες. Όταν οι φορείς αποκτούν αρκετή ενέργεια μέσω θερμικής ενεργοποίησης, τα ηλεκτρόνια του μετάλλου μπορούν να υπερπηδήσουν τον φραγμό δυναμικού που αναπτύσσεται στη διεπιφάνεια μετάλλου – διηλεκτρικού, όπου η παρουσία ηλεκτρικού πεδίου υποβοηθά την διαδικασία υπερπήδησης χαμηλώνοντας τον φραγμό δυναμικού μέσω της κάμψης των ενεργειακών ζωνών. Η έκφραση της πυκνότητας ρεύματος  $J$  που οφείλεται στην παρουσία του μηχανισμού αυτού δίνεται από τη σχέση:



$$J = A^* T^2 \exp \left[ \frac{-q \left( \phi_B - \sqrt{\frac{qF}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0}} \right)}{k_B T} \right] \quad (2.16)$$

$$A^* = \frac{4\pi q k^2 m^*}{h^3} = \frac{120 m^*}{m_0}$$

όπου  $A^*$  είναι η ενεργός σταθερά του Richardson,  $m_0$  και  $m^*$  η μάζα ηρεμίας και ενεργός μάζα του ηλεκτρονίου στο διηλεκτρικό,  $T$  η θερμοκρασία,  $q\phi_B$  το ύψος του φραγμού δυναμικού,  $F$  η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου και  $\epsilon_r$ ,  $\epsilon_0$  η οπτική διηλεκτρική σταθερά του διηλεκτρικού και του κενού αντίστοιχα.



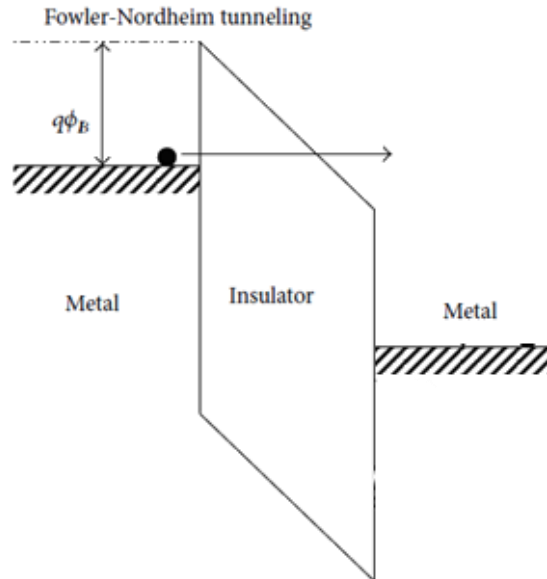
Σχήμα 2.6: Διάγραμμα ζωνών διάταξης μετάλλου – διηλεκτρικού – μετάλλου (MIM) όπου λαμβάνει χώρα η εκπομπή Schottky

Αξίζει να σημειωθεί εδώ, ότι η οπτική διηλεκτρική σταθερά (ή δυναμική διηλεκτρική σταθερά) συνδέεται με τον οπτικό δείκτη διάθλασης μέσω της σχέσης  $\epsilon_r \approx n^2$  [63]. Ο λόγος που χρησιμοποιείται στην σχέση (2.16) η δυναμική διηλεκτρική σταθερά είναι ότι κατά τη διάρκεια της εκπομπής Schottky, αν ο χρόνος διέλευσης του ηλεκτρονίου από τη διεπιφάνεια μετάλλου - διηλεκτρικού στη θέση του μέγιστου ύψους του φραγμού δυναμικού είναι μικρότερος από το χρόνο αποκατάστασης του διηλεκτρικού, το διηλεκτρικό δεν έχει αρκετό χρόνο για να πολωθεί και συνεπώς θα πρέπει να επιλεγεί η διηλεκτρική σταθερά σε υψηλές συχνότητες ή η οπτική διηλεκτρική σταθερά.

### 2.4.3 Μηχανισμός Fowler – Nordheim (Field Emission)

Ο μηχανισμός Fowler – Nordheim (F – N) αναφέρεται στην εκπομπή φορέων από το μέταλλο σε ένα διηλεκτρικό υλικό παρουσία ισχυρού ηλεκτρικού πεδίου [64]. Σύμφωνα με την κλασική φυσική, όταν η ενέργεια των προσπιπτόντων φορέων είναι μικρότερη

από το ύψος του φραγμού δυναμικού οι φορείς αυτοί ανακλώνται. Παρόλα αυτά, η κβαντική μηχανική προβλέπει ότι η κυματοσυνάρτηση του φορέα (ηλεκτρόνια) μπορεί να διεισδύσει μέσω του φραγμού δυναμικού, όταν το πλάτος του είναι σχετικά μικρό ( $< 100 \text{ \AA}$ ) (Σχήμα 2.7). Έτσι η πιθανότητα να βρεθούν ηλεκτρόνια στην απέναντι πλευρά του φραγμού είναι μη μηδενική λόγω του φαινομένου διάτρησης (tunneling), το οποίο ενισχύεται με την παρουσία εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου λόγω της κάμψης των ενεργειακών ζωνών.



Σχήμα 2.7: Διάγραμμα ενεργειακών ζωνών του μηχανισμού F-N σε δομή MIM

Ο μηχανισμός F – N εμφανίζει ισχυρή εξάρτηση από την ένταση του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου ενώ είναι ανεξάρτητος από τη θερμοκρασία [65] και εκφράζεται από τη σχέση [66] :

$$J = \frac{q^3 F^2}{8\pi h q \phi_B} \exp \left[ \frac{-8\pi(2q m_T^*)^{1/2}}{3hF} \phi_B^{3/2} \right] \quad (2.17)$$

όπου  $m_T^*$  η ενεργός μάζα διάτρησης του ηλεκτρονίου,  $\phi_B$  το ύψος του φραγμού δυναμικού και  $F$  η ένταση του εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου.

#### 2.4.4 Μηχανισμός Poole – Frenkel

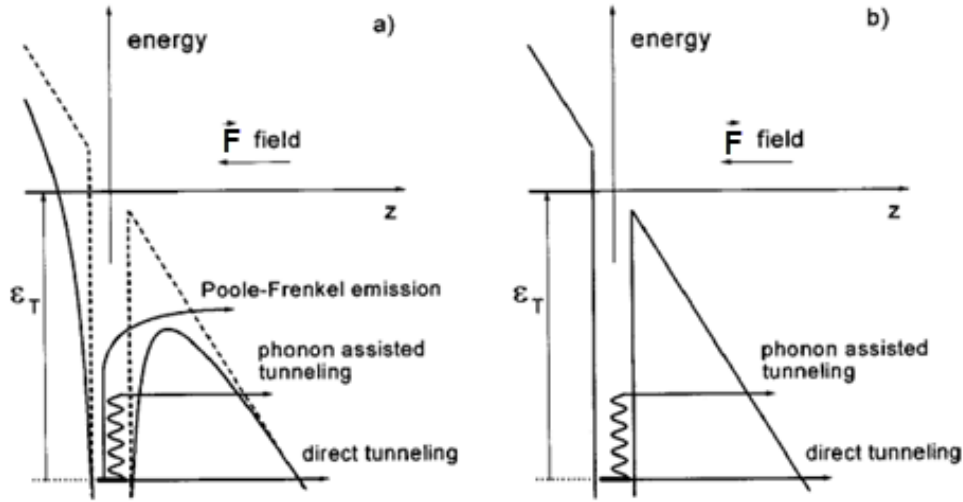
Ο μηχανισμός Poole – Frenkel (P – F) αναφέρεται στην εκπομπή ηλεκτρονίων από την ενεργειακή στάθμη μίας παγίδας στην ζώνη αγωγιμότητας του διηλεκτρικού, λόγω της ελάττωσης του φραγμού δυναμικού της παγίδας μέσω της κάμψης των ενεργειακών ζωνών που οφείλεται στην εφαρμογή εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου [67], [68].

Αν υποθέσουμε ότι ένα μέρος των παγιδευμένων φορέων αποπαγιδεύονται με εκπομπή P – F, τότε η πυκνότητα ρεύματος θα δίνεται από μία απλή εξίσωση ολίσθησης:

$J_{PF} = q\mu F\rho$ , όπου  $\mu$  η ευκινησία των φορέων και  $\rho$  η συγκέντρωση τους που δίνεται από τη σχέση [62]:

$$\rho = \rho_0 \exp \left[ -\frac{q(\phi_{PF} - \sqrt{qF/\pi\epsilon_0\epsilon_r})}{k_B T} \right] \quad (2.18)$$

όπου  $\rho_0$  είναι η ολική συγκέντρωση των φορέων και  $q\phi_{PF}$  η ενεργειακή διαφορά μεταξύ της ζώνης αγωγιμότητας του διηλεκτρικού και της ενεργειακής στάθμης των παγίδων.



Σχήμα 2.8: Υπερπήδηση του φραγμού δυναμικού ενός ηλεκτρονίου από βαθιά ενεργειακή στάθμη υπό την επίδραση εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου για α) φορτισμένη ατέλεια και β) για ηλεκτρικά ουδέτερη ατέλεια

Αν υποθέσουμε ότι υπάρχει ένα μόνο είδος παγίδων ίδιας ενέργειας, τότε η πυκνότητα ρεύματος θα δίνεται από τη σχέση:

$$J_{PF} = q\mu F\rho_0 \exp \left[ -\frac{q(\phi_{PF} - \sqrt{qF/\pi\epsilon_0\epsilon_r})}{k_B T} \right] \quad (2.19)$$

Στην περίπτωση όμως που έχουμε ενεργειακή κατανομή των παγίδων  $n(x, E, t)$ , η σχέση (2.19) θα πρέπει να τροποποιηθεί ως [62]:

$$J_{PF} = q\mu F \int_{x=0}^{\infty} \int_{E=-\infty}^{-qFx} f_{MPF} \cdot n(x, E, t) dE dx \quad (2.20)$$

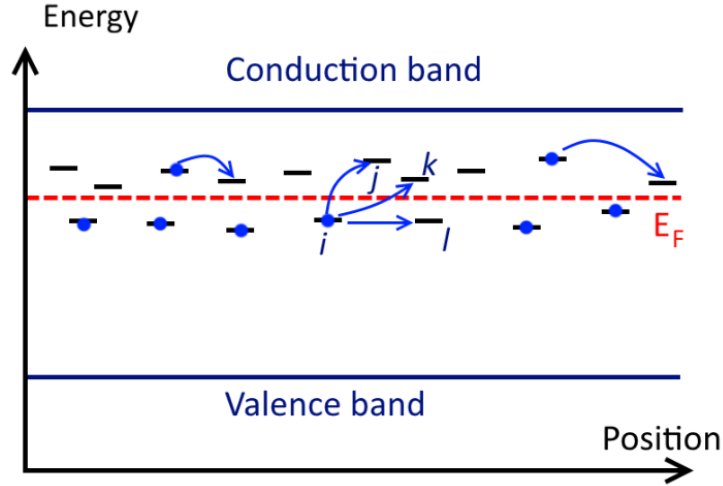
όπου  $f_{MPF}$  είναι ο συντελεστής Poole – Frenkel που ορίζεται ως:

$$f_{MPF} = \exp \left\{ -\frac{q}{k_B T} \left( -E - \sqrt{\frac{qF}{\pi\epsilon_0\epsilon_r}} \right) \right\} \quad (2.21)$$

Στην σχέση (2.21), το αρνητικό πρόσημο του  $E$  οφείλεται στη σύμβαση μέτρησης της ενέργειας με αναφορά στο ελάχιστο της ζώνης αγωγιμότητας του διηλεκτρικού.

## 2.4.5 Μηχανισμός Hopping

Ο μηχανισμός Hopping αναφέρεται στον μηχανισμό μεταφοράς φορτίου εντός του διηλεκτρικού, όταν η μετάβαση των φορέων από την ενεργειακή στάθμη των παγίδων στη ζώνη αγωγιμότητας του διηλεκτρικού πραγματοποιείται μέσω διαδοχικών αλμάτων (hops) (Σχήμα 2.9).



Σχήμα 2.9: Μετάβαση φορέων στην ζώνη αγωγιμότητας μέσω του μηχανισμού hopping

Διάφορες θεωρητικές μελέτες που διεξήχθησαν σε ανομοιογενή συστήματα [69], [70], [71], [72], [73] έδειξαν ότι η αγωγιμότητα Hopping σχετίζεται άμεσα με τον ρυθμό μετάβασης  $\nu_{ij}$  ενός φορέα από μία αρχική ενεργειακή στάθμη  $E_i$  σε μία άλλη  $E_j$  που απέχουν απόσταση  $r_{ij}$  και δίνεται από τη σχέση:

$$\nu_{ij} = \nu_{ij,0} \cdot \exp(-\mathcal{R}_{ij}) \quad (2.22)$$

όπου  $\mathcal{R}_{ij}$  η γενικευμένη χωρική και ενεργειακή απόσταση των δύο σταθμών:

$$\mathcal{R}_{ij}(E_i, E_j, r_{ij}) = 2\gamma r_{ij} + \begin{cases} 0, & \text{αν } E_j < E_i + qFr_{ij} \\ \frac{E_j - E_i - qFr_{ij}}{k_B T}, & \text{αν } E_j > E_i + qFr_{ij} \end{cases} \quad (2.23)$$

Στις σχέσεις (2.22) και (2.23) με  $\nu_{ij,0}$  συμβολίζεται η συχνότητα των επιχειρούμενων αλμάτων,  $T$  η θερμοκρασία,  $F$  η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου και  $\gamma$  είναι το αντίστροφο του μήκους εντοπισμού του ηλεκτρονίου (localization length) που εκφράζει την απόσταση εξασθένισης της κυματοσυνάρτησης του. Επίσης, από την (2.23) είναι φανερό ότι ο μηχανισμός Hopping εμφανίζει ισχυρή εξάρτηση τόσο από τη θερμοκρασία όσο και από το ηλεκτρικό πεδίο. Ακόμη, εξαρτάται και από την κατανομή των ατελειών στο ενεργειακό χάσμα του διηλεκτρικού.

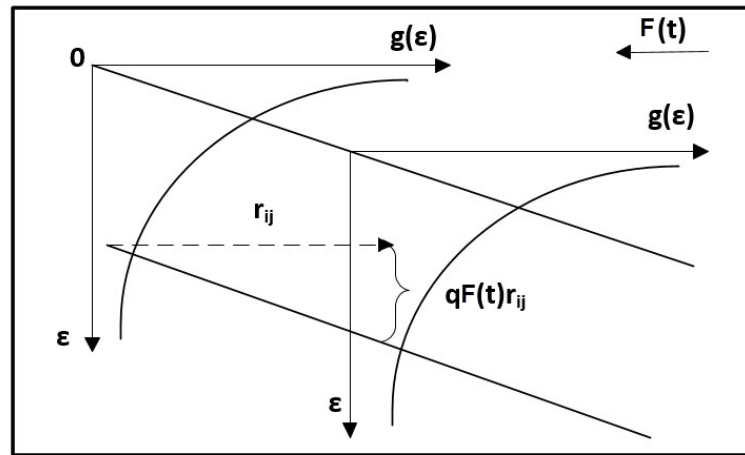
Όσον αφορά την εξάρτηση από τη θερμοκρασία ενός τέτοιου συστήματος, έχει βρεθεί ότι στην περιοχή των χαμηλών θερμοκρασιών, η αγωγιμότητα συνεχούς  $\sigma_{DC}$  υπακούει στη σχέση:

$$\sigma_{DC}(T) \propto \exp \left[ - \left( \frac{T_0}{T} \right)^{1/4} \right] \quad (2.24)$$

όπου  $T_0$  σταθερά που εξαρτάται από το υλικό. Η σχέση (2.24) είναι γνωστή ως νόμος του Mott [69] και έχει ισχύ σε θερμοκρασίες χαμηλότερες από τη θερμοκρασία δωματίου (πχ. για το άμορφο γερμάνιο  $60 \leq T \leq 300$  [72]). Σε μικροσκοπικό επίπεδο, η εξάρτηση της αγωγιμότητας Hopping με τη θερμοκρασία έχει συσχετιστεί με την ύπαρξη ενός ενεργειακού επιπέδου στο οποίο μεγιστοποιείται ο ρυθμός μετάβασης φορέων μέσω του μηχανισμού Hopping [74], [75]. Το ενεργειακό αυτό επίπεδο (transport energy) μετακινείται σταδιακά με την αύξηση της θερμοκρασίας προς τη ζώνη αγωγιμότητας του διηλεκτρικού και δίνεται από τη σχέση [76]:

$$\varepsilon_T = 3\varepsilon_0 \ln \left[ \frac{3\varepsilon_0 \left( \frac{4\pi N}{3} \right)^{\frac{1}{3}} \alpha}{2k_B T} \right] \quad (2.25)$$

όπου  $\varepsilon_0$  είναι το εύρος της εκθετικής κατανομής των φορέων (band tail),  $N_{eff} = 1/r_{ij}^3$  η συγκέντρωση των φορέων και  $\alpha = 1/\gamma$  το μήκος εντοπισμού του ηλεκτρονίου.



Σχήμα 2.10: Μετάβαση ενός ηλεκτρονίου σε υψηλότερη ενεργειακή στάθμη λόγω της παρουσίας εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου

Η επίδραση τώρα του ηλεκτρικού πεδίου βρέθηκε να σχετίζεται με την ύπαρξη ενός παρόμοιου ενεργειακού επιπέδου ( $\varepsilon_F$ ) που δίνεται από τη σχέση [77]:

$$\varepsilon_F = 3\varepsilon_0 \ln \left[ \frac{3\varepsilon_0 N^{\frac{1}{3}}}{2\gamma q F} \right] \quad (2.26)$$

όπου  $\gamma \approx 0.67$ , το οποίο μετακινείται με την αύξηση του ηλεκτρικού πεδίου σε περιοχές όπου η συγκέντρωση των ατελειών αυξάνεται. Η αύξηση της ενέργειας του ηλεκτρονίου κατά  $\varepsilon = qF r_{ij}$  λόγω της κάμψης των ζωνών μέσω του ηλεκτρικού πεδίου

θα επιτρέψει το άλμα σε στάθμη μικρότερης ενέργειας δεδομένου ότι ως αναφορά επιλέγεται το ελάχιστο της ζώνης αγωγιμότητας του διηλεκτρικού. Η επίδραση των δύο συνεισφορών, της θερμοκρασίας και της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου, βρέθηκε ότι μπορούν να συνδυαστούν με την εισαγωγή της έννοιας της ενεργού θερμοκρασίας που δίνεται από τη σχέση [78]:

$$T_{eff}^2(F, T) = T^2 + \left( \frac{\gamma \cdot q \cdot F \cdot a}{k_B} \right)^2 \quad (2.27)$$

Σύμφωνα με τη θεωρία διέλευσης (percolation theory) και λαμβάνοντας υπόψη την επίδραση του τοπικού χημικού δυναμικού βρέθηκε ότι για ηλεκτρικά πεδία μέσης έντασης όπου ισχύει  $qFr_{ij} > k_B T$ , η αγωγιμότητα Hopping δίνεται από τη σχέση [73]:

$$\sigma(F) = \sigma(0) \cdot \exp\left(\frac{qFr_{ij}}{k_B T}\right) \quad (2.28)$$

όπου  $\sigma(0)$  είναι η αγωγιμότητα για μηδενικό ηλεκτρικό πεδίο. Η έκφραση που δίνει την πυκνότητα ρεύματος ενός συστήματος όπου ο μηχανισμός Hopping κυριαρχεί βρέθηκε να είναι:

$$J_H = \sigma_0 \cdot F \cdot \exp\left(-\frac{r_{ij}}{a} - \frac{\Delta E}{k_B T}\right) \cdot \exp\left(\frac{q \cdot r_{ij} \cdot F}{k_B T}\right) \quad (2.29)$$

όπου  $\sigma_0$  σταθερά που εξαρτάται από το υλικό.

#### 2.4.6 Μηχανισμός αγωγιμότητας παρουσία φορτίων χώρου (Space Charge Limited Conduction – SCLC)

Ο μηχανισμός SCLC εμφανίζει ομοιότητα με τον μηχανισμό μεταφοράς ηλεκτρονίων σε μια δίοδο κενού, όπου η κάθοδος της μπορεί να εκπέμπει ηλεκτρόνια με τις αρχικές τους ταχύτητες ( $u$ ) να ακολουθούν την κατανομή Maxwell [79]. Η αντίστοιχη κατανομή φορτίου  $\rho(x)$  μπορεί να εκφραστεί μέσω της εξίσωσης Poisson:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_0} \quad (2.30)$$

Τότε χρησιμοποιώντας την εξίσωση συνέχειας, η πυκνότητα ρεύματος συναρτήσει της εφαρμοζόμενης τάσης  $V$  σε μια δίοδο κενού θα δίνεται από το νόμο του Child:

$$J = \frac{4\epsilon_0}{9} \left(\frac{2q}{m}\right)^{1/2} \frac{V^{3/2}}{d^2} \quad (2.31)$$

Στην περίπτωση τώρα ενός στερεού, στην εξίσωση συνέχειας θα πρέπει να συμπεριληφθεί και ο όρος της διάχυσης των φορέων διότι το ρεύμα που οφείλεται στο μηχανισμό SCLC προέρχεται από την έγχυση ηλεκτρονίων μέσω ωμικής επαφής. Τότε, το μετρούμενο ρεύμα του μηχανισμού SCLC αποτελείται από τρεις διακριτές περιοχές που περιλαμβάνει την ωμική περιοχή ( $J_{ohm}$ ), την περιοχή κατάληψης παγίδων (traps-

filled- limit, TFL) και το νόμο του Child ( $J_{child}$ ) (Σχήμα 2.11), με τα αντίστοιχα ρεύματα να δίνονται από τις σχέσεις:

$$J_{ohm} = qn_0\mu\frac{V}{d_\varepsilon} \quad (2.32)$$

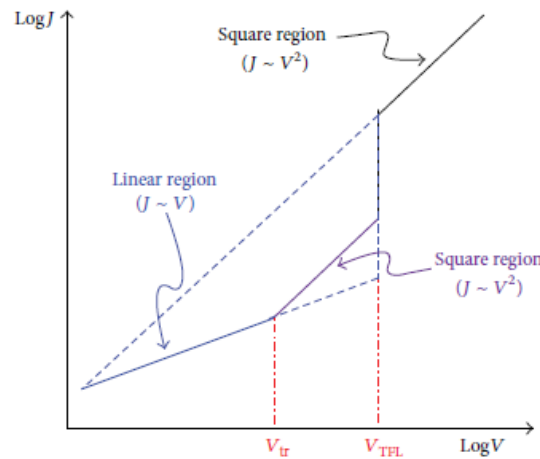
$$J_{TFL} = \frac{9}{8}\mu\varepsilon_r\theta\frac{V^2}{d_\varepsilon^3} \quad (2.33)$$

$$J_{child} = \frac{9}{8}\mu\varepsilon_r\frac{V^2}{d_\varepsilon^3} \quad (2.34)$$

όπου  $n_0$  είναι η συγκέντρωση των ελεύθερων φορέων στην κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας,  $\mu$  η ευκινησία των ηλεκτρονίων,  $d_\varepsilon$  το πάχος του διηλεκτρικού,  $\varepsilon_r$  η στατική διηλεκτρική σταθερά του υλικού και  $\theta$  το κλάσμα της πυκνότητας των ελεύθερων φορέων προς την ολική (ελεύθεροι και παγιδευμένοι φορείς) πυκνότητα φορέων που ισούται με:

$$\theta = \frac{N_C}{g_n N_t} \exp\left(\frac{E_t - E_C}{k_B T}\right) \quad (2.35)$$

όπου  $g_n$  είναι ο εκφυλισμός των καταστάσεων στη ζώνη αγωγιμότητας,  $E_t$  και  $N_t$  το ενεργειακό επίπεδο και η συγκέντρωση των παγίδων αντίστοιχα.



Σχήμα 2.11: Τυπική χαρακτηριστική ρεύματος-τάσης για τον μηχανισμό SCLC

Οι τιμές των τάσεων που αντιστοιχούν στα σημεία μετάβασης από μια περιοχή σε μία άλλη, δίνονται από τις σχέσεις:

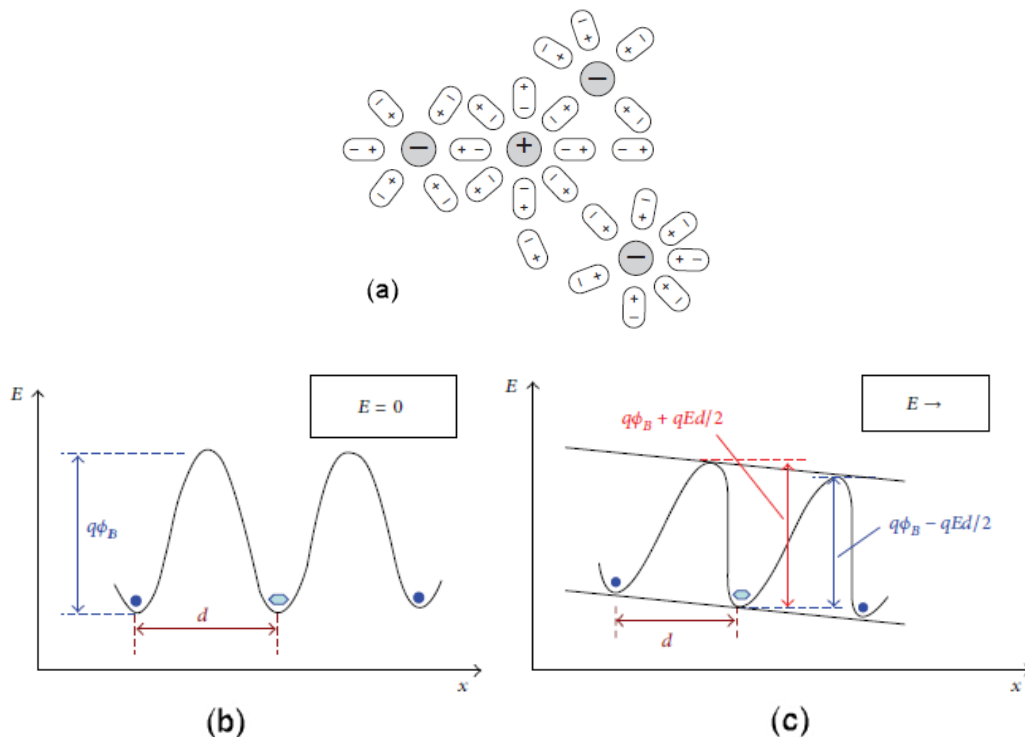
$$V_{tr} = \frac{8}{9} \frac{q n_0 d_\varepsilon^2}{\varepsilon_r \theta} \quad (2.36)$$

$$V_{TFL} = \frac{qN_t d_\varepsilon^2}{2\varepsilon_r} \quad (2.37)$$

Αξίζει να σημειωθεί εδώ ότι η (2.34) είναι γνωστή ως η σχέση Mott-Gurney, που περιγράφει το ρεύμα SCLC με την προϋπόθεση ότι η μετακίνηση φορτίου οφείλεται σε φορείς ίδιου τύπου και ότι στο διηλεκτρικό δεν υπάρχουν παγίδες. Στη περίπτωση που υπάρχουν παγίδες στο διηλεκτρικό, η αγωγιμότητα SCLC μπορεί να εκφραστεί από την (2.33) με την υπόθεση ότι η ενεργειακή κατανομή των παγίδων στο διηλεκτρικό είναι ομοιόμορφη.

## 2.4.7 Ιοντική αγωγιμότητα

Ο μηχανισμός της ιοντικής αγωγιμότητας περιγράφει την μετακίνηση ιόντων σε έναν κρύσταλλο, των οποίων η μάζα είναι περίπου ίση με τη μάζα των παράπλευρων μορίων ή ατόμων. Ένα ιόν με φορτίο  $q$  θα πολώσει τα παράπλευρα μόρια ή άτομα με αποτέλεσμα αυτά τα ανακαταναμηθούν με τέτοιο τρόπο ώστε να εξαλείψουν το ηλεκτρικό πεδίο του ιόντος (screening effect) (Σχήμα 2.12). Λόγω του φαινομένου αυτού, η ηλεκτροστατική ενέργεια του ιόντος μειώνεται έτσι ώστε το ιόν να λειτουργεί ως κέντρο παγίδευσης εμποδίζοντας την κίνηση του, γεγονός που ισοδυναμεί με την δημιουργία ενός φραγμού δυναμικού  $E_i = q\phi_B$ , το ύψος του οποίου αυξάνει λόγω της αλληλεπίδρασης και με τα γειτονικά ιόντα.



Σχήμα 2.12: (a) Εξάλειψη του φορτίου του ιόντος (screening) λόγω της πόλωσης των παράπλευρων ατόμων/μορίων, (b) Διάγραμμα ζωνών για την ιοντική αγωγιμότητα με απουσία και (c) παρουσία εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου



Η ιοντική αγωγιμότητα μπορεί να διακριθεί σε δύο κατηγορίες αναλόγως του είδους των ιόντων που συμμετέχουν στη διαδικασία, την ενδογενή (intrinsic) και εξωγενή (extrinsic). Στους ιοντικούς κρυστάλλους, η ιοντική αγωγιμότητα είναι κυρίως ενδογενής λόγω των ατελειών του πλέγματος και αποτελούν τις γνωστές ατέλειες Frenkel και Schottky. Η ατέλεια Frenkel σχηματίζεται όταν ένα ιόν μετακινείται σε μία ενδοπλεγματική θέση, έτσι ώστε να δημιουργηθεί πλεγματικό κενό και ενδοπλεγματικό ιόν, ενώ η ατέλεια Schottky σχηματίζεται από τη μετακίνηση του ιόντος προς την επιφάνεια λόγω διάχυσης δημιουργώντας ένα πλεγματικό κενό. Στα περισσότερα αλκαλοειδή έχει βρεθεί ότι η πιθανότητα σχηματισμού των ατελειών Schottky είναι πολύ μεγαλύτερη από την αντίστοιχη των ατελειών Frenkel [80]. Επειδή σε όλο τον όγκο του κρυστάλλου θα πρέπει να ισχύει η ουδετερότητα του ηλεκτρικού φορτίου, οι ατέλειες Schottky θα πρέπει να σχηματίζονται σε ζεύγη, όπου η δημιουργία πλεγματικού κενού που οφείλεται σε μετακίνηση ανιόντος θα πρέπει να αντισταθμίζεται από αντίστοιχη μετακίνηση κατιόντος. Στη πράξη βέβαια, το ένα από τα δύο είδη ιόντων είναι περισσότερο ευκίνητο επομένως η αγωγιμότητα θα οφείλεται κυρίως στη μετακίνηση των ιόντων αυτών. Η αγωγιμότητα στην περίπτωση αυτή, όπου κυριαρχούν οι ατέλειες Schottky και για χαμηλά ηλεκτρικά πεδία ( $qFd \ll kT$ ) θα δίνεται από τη σχέση [59]:

$$\sigma_{ion} = \frac{BN4d^2qv_0}{k_B T} \exp \left[ - \left( \frac{E_i + E_s/2}{k_B T} \right) \right] \quad (2.38)$$

όπου  $B$  σταθερά εξαρτώμενη από τη θερμοκρασία που σχετίζεται με τις πλεγματικές ταλαντώσεις,  $N$  είναι η συγκέντρωση των ευκίνητων ιόντων στον κρύσταλλο,  $d$  η πλεγματική σταθερά,  $v_0$  ο αριθμός των επιχειρούμενων αλμάτων διαφυγής και  $E_s$  η ελεύθερη ενέργεια Gibbs για το σχηματισμό ενός ζεύγους ατελειών Schottky.

Στην περίπτωση τώρα μη ιοντικών κρυστάλλων, η ιοντική αγωγιμότητα είναι κατά κύριο λόγο εξωγενής που εξαρτάται καθολικά από το είδος και τη συγκέντρωση των ιονισμένων προσμίξεων όπως πχ. στα μονωτικά πολυμερή υλικά όπου τα ιόντα εμφανίζονται από τις διαδικασίες πολυμερισμού, αποδόμησης και διάσπασης ή ακόμη και από την προσρόφηση νερού και άλλων προσμίξεων κατά τη διαδικασία κατασκευής. Στη περίπτωση αυτή λοιπόν, η αγωγιμότητα θα δίνεται από τη σχέση [59]:

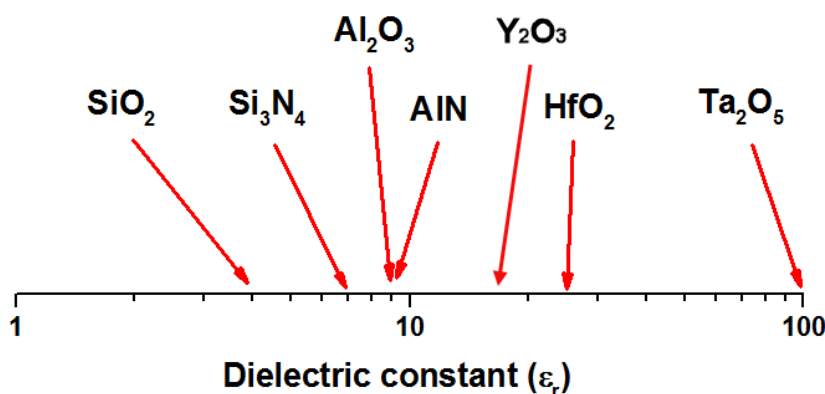
$$\sigma_{ion} = qbN_0(u_- + u_+) \quad (2.39)$$

όπου  $b$  είναι το κλάσμα των μορίων που διασπώνται για να δώσουν τα ιόντα,  $N_0$  η ολική συγκέντρωση των διασπώμενων μορίων και  $u_+$ ,  $u_-$  η συγκέντρωση των θετικών και αρνητικών ιόντων αντίστοιχα.

## 2.5 ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΑ ΥΛΙΚΑ ΔΙΑΚΟΠΤΩΝ RF-MEMS

Όπως αναφέρθηκε στην Ενότητα 1.4, για την απρόσκοπτη λειτουργία και τον καθορισμό των επιδόσεων ενός διακόπτη RF-MEMS, το διηλεκτρικό που θα χρησιμοποιηθεί θα πρέπει να καλύπτει συγκεκριμένες απαιτήσεις. Ο λόγος  $C_{down}/C_{up}$

θα πρέπει να είναι όσο το δυνατόν μεγαλύτερος, συνεπώς είναι επιθυμητή η επιλογή ενός υλικού που εμφανίζει υψηλή διηλεκτρική σταθερά. Ακόμη, βασική παράμετρος για την επιλογή του διηλεκτρικού υμενίου αποτελεί και η εμφάνιση όσο το δυνατόν μικρής πόλωσης του διηλεκτρικού, δεδομένου ότι κατά την λειτουργία των διακοπών τα ηλεκτρικά πεδία που αναπτύσσονται είναι ιδιαίτερος υψηλά. Για το σκοπό αυτό, πολλά υλικά έχουν χρησιμοποιηθεί και μελετηθεί [22], [81], [24], [46], [45], [82], [83] όμως η αναζήτηση του ιδανικού διηλεκτρικού για τους διακόπτες RF-MEMS συνεχίζεται ως σήμερα.



Σχήμα 2.13: Τιμές της διηλεκτρικής σταθεράς των συνηθέστερων υλικών που χρησιμοποιούνται στις διατάξεις RF-MEMS [84]

Το νιτρίδιο του πυριτίου (Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>) και το οξείδιο του πυριτίου (SiO<sub>2</sub>) αποτελούν τα πιο διαδεδομένα υλικά που χρησιμοποιούνται στις σύγχρονες διατάξεις της Μικροηλεκτρονικής. Παρόλο που έχουν μελετηθεί εκτενώς κυρίως για την χρήση τους ως διηλεκτρικά αδρανοποίησης (Passivation), τα ηλεκτρικά χαρακτηριστικά των υμενίων Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> και SiO<sub>2</sub> που χρησιμοποιούνται στους διακόπτες RF-MEMS δεν είναι τελείως γνωστά. Κύριος λόγος αυτής της ανεπαρκούς γνώσης αποτελεί το γεγονός ότι στην τεχνολογία των διακοπών RF-MEMS, τα διηλεκτρικά υμένια εναποτίθενται πάνω στις τραχιές μεταλλικές επιφάνειες του κυματοδηγού σε χαμηλές θερμοκρασίες (≤ 300°C). Αυτό έχει ως αποτέλεσμα, η επιφανειακή μορφολογία του υμενίου να επηρεάζεται από την μεταλλική επιφάνεια εναπόθεσης ενώ η χαμηλή θερμοκρασία εναπόθεσης οδηγεί σε σημαντικές αποκλίσεις από τη στοιχειομετρία. Ακόμη, η σύλληψη φορέων στις παγίδες των υμενίων οδηγούν στο σχηματισμό διπόλων παρόλο που τα υλικά αυτά χαρακτηρίζονται από ομοιοπολικούς δεσμούς [85].

Όσον αφορά τα υπόλοιπα διηλεκτρικά που χρησιμοποιούνται στις διατάξεις RF-MEMS, η γνώση μας σχετικά με τις ηλεκτρικές τους ιδιότητες καθώς και της επίδρασης τους στην αξιοπιστία των διακοπών είναι αρκετά περιορισμένη. Εκτός των Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> και SiO<sub>2</sub>, τα πιο διαδεδομένα υλικά αποτελούν το οξείδιο του αργιλίου (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>), το νιτρίδιο του αργιλίου (AlN), το οξείδιο του τανταλίου (Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>), το οξείδιο του χαφνίου (HfO<sub>2</sub>) και το οξείδιο του Υτρίου (Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>). Οι ηλεκτρικές ιδιότητες του κάθε υλικού εξαρτώνται άμεσα από την δομή τους και για αυτό το λόγο παρακάτω θα αναφερθούν ξεχωριστά.

Το άμορφο Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> αποτελεί ένα διηλεκτρικό υψηλού και άμεσου ενεργειακού χάσματος που έχει υπολογιστεί σε περίπου 8.3eV [86], ενώ έχει βρεθεί ότι οι δεσμοί O-Al παρουσιάζουν ισχυρά ιοντική φύση. Επίσης, μελέτες του μεταβατικού ρεύματος

πόλωσης [87] έδειξαν ότι αυτό αποτελείται από δύο μέρη, με το πρώτο να οφείλεται στην πόλωση των διπόλων που κυριαρχεί για μικρούς χρόνους, ενώ το δεύτερο μέρος αντιστοιχεί στον μηχανισμό μεταφοράς φορτίου, όπου στα υψηλά ηλεκτρικά πεδία βρέθηκε να ακολουθεί τον μηχανισμό μείωσης της αγωγιμότητας λόγω φορτίων χώρου (SCLC). Επιπρόσθετα, έχει βρεθεί ότι στις υψηλές θερμοκρασίες κυριαρχεί η μεταφορά φορτίου μέσω εκπομπής τους από βαθιές ατέλειες ενώ για χαμηλές θερμοκρασίες κυριαρχεί η εκπομπή φορέων από διακριτές ρηχές ατέλειες [88], [89]. Τέλος, θα πρέπει να σημειωθεί εδώ ότι οι ιδιότητες των κέντρων παγίδευσης που εισάγονται κατά την εναπόθεση των υμενίων έχουν ισχυρή εξάρτηση από τις συνθήκες της εναπόθεσης.

Τα υμένια AlN παρουσιάζουν πιεζοηλεκτρικές ιδιότητες και είναι ιδιαίτερα δημοφιλή σε διατάξεις αντηχειών και φίλτρων MEMS. Τα πλεονεκτήματα που εμφανίζουν οφείλονται στην υψηλή ειδική αντίσταση, στη μεγάλη πιεζοηλεκτρική σταθερά που είναι και η μεγαλύτερη στα νιτρίδια και στη δυνατότητα να εναποτίθενται σε χαμηλές θερμοκρασίες (500°C) χρησιμοποιώντας τις συνήθεις λιθογραφικές τεχνικές. Έχει βρεθεί ότι το υλικό αυτό εμφανίζει αυθόρμητη πόλωση που συνδέεται με την εξαγωνική του δομή και μπορεί να πάρει αρκετά μεγάλες τιμές (~0.1 C/m<sup>2</sup>). Έχει βρεθεί επίσης, ότι η πόλωση αυτή εμφανίζει ασθενή εξάρτηση από τη θερμοκρασία ενώ το πυροηλεκτρικό φαινόμενο που παρουσιάζεται κατά την πόλωση των υμενίων δεν επηρεάζει τη διαδικασία φόρτισης [46].

Το οξειδίο του Υτρίου αποτελεί ένα ιδιαίτερα υποσχόμενο υλικό για εφαρμογές στους διακόπτες χωρητικότητας MEMS καθώς εμφανίζει υψηλή διηλεκτρική σταθερά (13 – 18) [90], [91], μπορεί να εναποτεθεί σε χαμηλές θερμοκρασίες ενώ το ενεργειακό του χάσμα που κυμαίνεται μέχρι τα 5.5 eV μπορεί να καθοριστεί από τις συνθήκες εναπόθεσης [92], [93].

Τέλος, τα υμένια Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> και HfO<sub>2</sub> δεν έχουν μελετηθεί εκτενώς για τη χρήση τους στις διατάξεις RF-MEMS, αν και η υψηλή διηλεκτρική τους σταθερά τα καθιστά ιδιαίτερος υποσχόμενα. Η γνώση των διαδικασιών πόλωσης στα διηλεκτρικά αυτά είναι περιορισμένη και προέρχεται από τη μελέτη πυκνωτών MIM και MIS για εφαρμογές κυρίως ως διηλεκτρικά πύλης σε τρανζίστορ MOSFET. Και τα δύο υλικά παρουσιάζουν ιοντική αγωγιμότητα ενώ στην περίπτωση του Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> έχει βρεθεί ότι υπό την επίδραση ισχυρού ηλεκτρικού πεδίου, το φορτίο χώρου που δημιουργείται οφείλεται στο σχηματισμό ζεύγους ατελειών μεταξύ ανόδου – καθόδου από τον διαχωρισμό του ζεύγους Frenkel [94]. Ακόμη, η μελέτη ισόθερμων μεταβατικών ρευμάτων σε υμένια που κατασκευάστηκαν με τη μέθοδο CVD έδειξαν ότι το ρεύμα αυτό κυριαρχείται από μετακίνηση πρωτονίων [95]. Σε ότι αφορά τα υμένια HfO<sub>2</sub>, έχει βρεθεί ότι η πυκνότητα του παγιδευμένου φορτίου εμφανίζει ισχυρή εξάρτηση από τις συνθήκες εναπόθεσης καθώς και από τα έργα εξαγωγής των μεταλλικών ηλεκτροδίων [96], ενώ σε λεπτά υμένια (≤ 10nm) βρέθηκε ότι η παγίδευση φορτίου ακολουθεί λογαριθμική εξάρτηση με το χρόνο πόλωσης [97]. Επιπρόσθετα, ο ρυθμός αποπαγίδευσης εμφανίζει ισχυρή εξάρτηση από το πάχος του υμενίου, όπου και βρέθηκε να ακολουθείται νόμος δύναμης (power law) ως συνάρτηση του χρόνου κατά τη διαδικασία αποπόλωσης.

Εκτός από τα υλικά που εμφανίζουν υψηλή διηλεκτρική σταθερά, τα τελευταία χρόνια έχουν αρχίσει να χρησιμοποιούνται διάφορα πιεζοηλεκτρικά και σιδηροηλεκτρικά υλικά [83] καθώς και νανοδομημένα υλικά υψηλής αγωγιμότητας

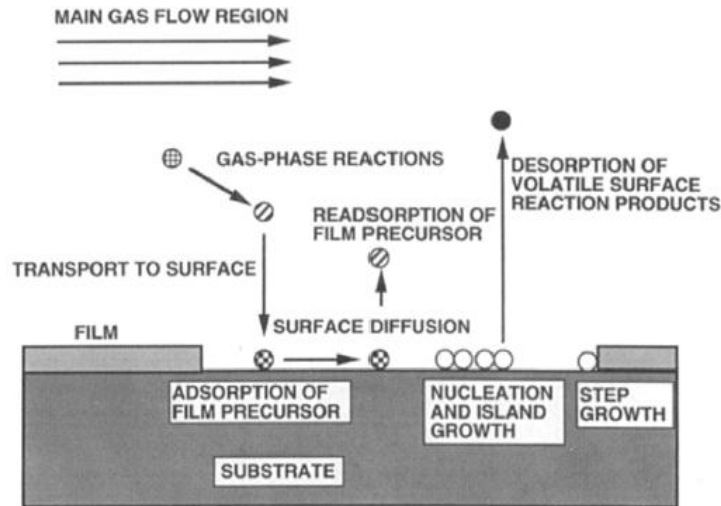
[98]. Τα υλικά αυτά είναι ιδιαίτερα υποσχόμενα καθώς η μορφολογία και το είδος της νανοδομής επηρεάζει τους μηχανισμούς παγίδευσης και μεταφοράς φορτίου, προσφέροντας περιθώρια βελτιστοποίησης των «παραδοσιακών» υλικών. Η μελέτη των ηλεκτρικών ιδιοτήτων των νανοδομημένων διηλεκτρικών αποτελεί μέρος της παρούσας διατριβής και θα παρουσιαστεί στο Κεφάλαιο 4. Ωστόσο, λόγω του ότι η νανοδόμηση πραγματοποιήθηκε στο νιτρίδιο του πυριτίου, κρίνεται σκόπιμο στο σημείο αυτό να γίνει αναφορά στις ηλεκτρικές ιδιότητες του υλικού αυτού.

## **2.6 ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΥΜΕΝΙΩΝ ΝΙΤΡΙΔΙΟΥ ΤΟΥ ΠΥΡΙΤΙΟΥ**

Το νιτρίδιο του πυριτίου αποτελεί ένα από τα πιο διαδεδομένα υλικά που χρησιμοποιούνται στις σύγχρονες διατάξεις της Μικροηλεκτρονικής όπως διατάξεις μόνιμων μνημών (nonvolatile memories), ηλιακών κυψελών (solar cells), αδρανοποίησης (passivation) καθώς και στους διακόπτες RF-MEMS. Αποτελώντας σημαντικό κομμάτι της έρευνας της παρούσας διατριβής, κρίνεται σκόπιμο να γίνει αναφορά στον τρόπο κατασκευής, στη δομή καθώς και στις ηλεκτρικές του ιδιότητες.

### **2.6.1 Η Εναπόθεση**

Η εναπόθεση λεπτών διηλεκτρικών υμενίων πραγματοποιείται κατά κόρον μέσω της μεθόδου της χημικής εναπόθεσης ατμών (Chemical Vapor Deposition – CVD) κυρίως λόγω της δυνατότητας παραγωγής ποικίλων υμενίων αδρανοποίησης (passivation) επιφανείας και επιστρώσεων (coatings) μεταλλικών, ημιαγώγιμων, ανόργανων καθώς και οργανικών χημικών ενώσεων με κρυσταλλική ή άμορφη δομή. Η δυνατότητα καθορισμού της στοιχειομετρίας της παραγόμενης χημικής ένωσης μέσω των παραμέτρων εναπόθεσης όπως η ροή των αντιδρώντων αερίων, η πίεση του θαλάμου και η θερμοκρασία του υποστρώματος σε συνδυασμό με το χαμηλό κόστος του εξοπλισμού και της συντήρησης την καθιστά ως την πλέον δημοφιλή μέθοδο εναπόθεσης. Η συνεχής ανάγκη βελτιστοποίησης της μεθόδου CVD έχει οδηγήσει στην έρευνα και ανάπτυξη διάφορων παραλλαγών που περιλαμβάνουν την εναπόθεση σε ατμοσφαιρική πίεση (Atmospheric Pressure – APCVD), την εναπόθεση σε χαμηλή πίεση (Low Pressure – LPCVD), εναπόθεση υποβοηθούμενη από πλάσμα (Plasma Enhanced – PECVD) και laser (Laser Enhanced – LECVD).

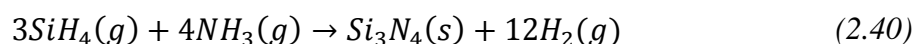


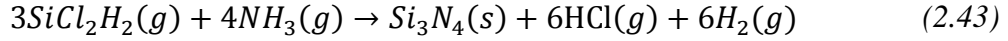
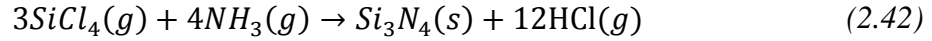
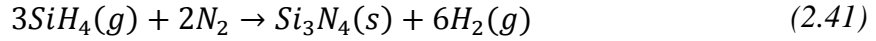
Σχήμα 2.14: Η αλληλουχία της μεταφοράς αερίων και επιφανειακών αντιδράσεων που συντελούν στην ανάπτυξη υμενίου με τη μέθοδο CVD [99]

Η θεμελιώδης ακολουθία βημάτων που λαμβάνουν χώρα σε κάθε σύστημα CVD και παρουσιάζεται στο Σχήμα 2.14 αποτελείται από:

1. Μεταφορά των αντιδρώντων μέσω αγωγής και διάχυσης από την είσοδο στην περιοχή αντίδρασης.
2. Χημικές αντιδράσεις στην αέρια φάση και παραγωγή νέων αντιδρώντων και υποπροϊόντων.
3. Μεταφορά των αρχικών αντιδρώντων και των προϊόντων τους στην επιφάνεια του υποστρώματος.
4. Ακολουθεί η προσρόφηση τους, που μπορεί να είναι χημική ή φυσική, από την επιφάνεια του υποστρώματος
5. Ανάπτυξη των επιταξιακών πυρήνων (nucleation) των οποίων η θερμοδυναμική ευστάθεια εξαρτάται από το μέγεθος τους και προσρόφηση αντιδρώντων από τους πυρήνες και τις νησίδες του εναποτιθέμενου υλικού.
6. Εκρόφηση (Desorption) των πτητικών υποπροϊόντων των επιφανειακών αντιδράσεων.
7. Απομάκρυνση των υποπροϊόντων από την περιοχή αντίδρασης μέσω αγωγής και διάχυσης.

Η εναπόθεση των διηλεκτρικών υμενίων νιτριδίου του πυριτίου πραγματοποιείται με σύγχρονες μεθόδους της Μικροηλεκτρονικής, με τις συνηθέστερες να είναι η μέθοδος CVD και PECVD σε αρκετά χαμηλές θερμοκρασίες ( $\leq 350^\circ\text{C}$ ). Αξίζει να σημειωθεί εδώ ότι οι συνθήκες εναπόθεσης (πχ. θερμοκρασία υποστρώματος, πίεση θαλάμου κ.α.) παίζουν καθοριστικό ρόλο στην κρυσταλλική δομή καθώς και στις ιδιότητες των παραγόμενων υμενίων [100]. Οι συνηθέστερες χημικές αντιδράσεις που λαμβάνουν χώρα εντός του θαλάμου εναπόθεσης CVD για τον σχηματισμό υμενίων  $\text{Si}_3\text{N}_4$  είναι:





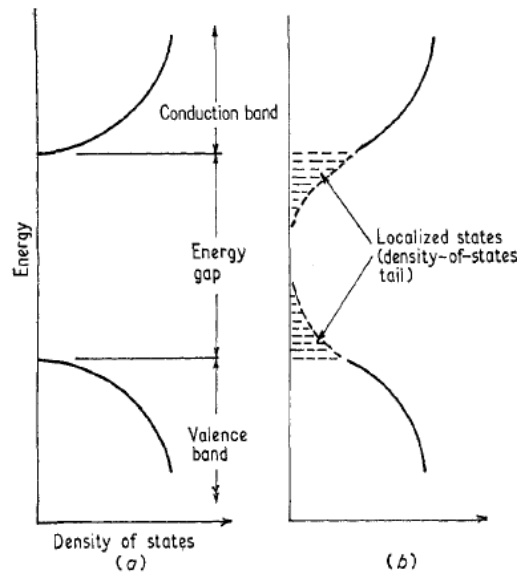
Τα υμένια νιτριδίου του πυριτίου που κατασκευάζονται με την μέθοδο PECVD για εφαρμογές σε MEMS έχει βρεθεί ότι είναι άμορφα λόγω της χαμηλής θερμοκρασίας εναπόθεσης που χρησιμοποιείται. Η χαμηλή θερμοκρασία εναπόθεσης είναι επιβεβλημένη διότι η ανάπτυξη των γραμμών μεταφοράς προηγείται της εναπόθεσης και τυχόν έκθεση τους σε υψηλές θερμοκρασίες μπορεί να οδηγήσει σε διάχυση του μετάλλου της CPW και στην αλλοίωση των RF χαρακτηριστικών του διακόπτη. Ακόμη, έχει βρεθεί ότι τα αρχικά στρώματα του νιτριδίου εμφανίζουν μεγάλη συγκέντρωση ατελειών και παγίδων ενώ τα ανώτερα στρώματα εμφανίζουν μεγαλύτερη ομοιομορφία και μικρότερη συγκέντρωση ατελειών [101]. Η συμπεριφορά αυτή, στην περίπτωση που τα αντιδρώντα είναι  $SiH_4$  και  $NH_3$  μπορεί να ερμηνευτεί ως εξής [101]: Στα αρχικά στάδια της εναπόθεσης τα μόρια  $SiH_4$  διασπώνται σχηματίζοντας μόρια  $SiH_x$ , όπου  $x = 0 - 3$ . Στη συνέχεια τα μόρια  $SiH_x$  προσροφώνται στην επιφάνεια του υποστρώματος δημιουργώντας ένα λεπτό στρώμα  $\alpha - Si_x:H$  (άμορφο υδρογονωμένο πυρίτιο) όπου το πλήθος των δεσμών  $Si - N$  είναι πολύ μικρό, διότι ευνοείται η προσρόφηση  $Si$  στο  $Si$  από ότι η προσρόφηση  $Si$  στο  $N$  επειδή η σταθερά συγκόλλησης (sticking coefficient) του  $Si$  είναι μεγαλύτερη. Στο επόμενο στάδιο, τα άτομα  $N$  μπορούν να σχηματίσουν δεσμούς  $Si - N$  με τα άτομα  $Si$  του προηγούμενου στρώματος δημιουργώντας έτσι τα ανώτερα στρώματα του εναποτιθέμενου υλικού. Από τη διαδικασία που περιγράφηκε, φαίνεται ότι τα υμένια  $SiN_x$  που εναποτίθενται σε υπόστρωμα πυριτίου εμφανίζουν υψηλή συγκέντρωση πυριτίου στα κατώτερα στρώματα τους [101], [102].

## 2.6.2 Η δομή

Όπως αναφέρθηκε στην προηγούμενη ενότητα, τα υμένια νιτριδίου του πυριτίου για εφαρμογές στους διακόπτες RF-MEMS που κατασκευάζονται με τη μέθοδο CVD δεν είναι κρυσταλλικά αλλά άμορφα, γεγονός που οφείλεται κυρίως στην χαμηλή θερμοκρασία εναπόθεσης τους. Ακόμη, τα υμένια που κατασκευάζονται με την τεχνική αυτή εμφανίζουν απόκλιση από τη στοιχειομετρία με συνήθως περίσσεια πυριτίου, έτσι στη συνέχεια το άμορφο νιτρίδιο του πυριτίου θα αναφέρεται ως  $SiN_x$ , όπου ο λόγος  $x = N/Si$  καθορίζει τη στοιχειομετρία του υλικού.

Κύρια διαφορά μεταξύ των άμορφων και κρυσταλλικών υλικών είναι η εμβέλεια της περιοδικότητας των δομικών λίθων τους. Έτσι λοιπόν, τα κρυσταλλικά υλικά χαρακτηρίζονται από περιοδικότητα μακράς εμβέλειας (long range order), ενώ τα άμορφα μπορούν να χαρακτηριστούν από περιοδικότητα μικρής κλίμακας (short range order) σε μεγάλο βαθμό. Τα βασικά χαρακτηριστικά του ενεργειακού διαγράμματος ενός υλικού προσδιορίζονται από την ύπαρξη περιοδικότητας μικρής κλίμακας [103].

Επειδή η κανονικότητα αυτή διατηρείται τόσο στα κρυσταλλικά όσο και στα άμορφα υλικά, τα κύρια χαρακτηριστικά του ενεργειακού διαγράμματος θα είναι παρόμοια. Στα κρυσταλλικά υλικά οι ζώνες σθένους και αγωγιμότητας είναι σαφώς ορισμένες και διαχωρίζονται μεταξύ τους από το ενεργειακό χάσμα (*energy gap*). Η απουσία περιοδικότητας μακράς εμβέλειας στα άμορφα υλικά συνεπάγεται την ύπαρξη εντοπισμένων καταστάσεων εντός του ενεργειακού χάσματος και κοντά στα όρια των ζωνών σθένους και αγωγιμότητας (*band tails*). Έτσι, στη περίπτωση αυτή το διάγραμμα της πυκνότητας των ενεργειακών καταστάσεων (DOS) θα αποτελείται από δύο ζώνες (σθένους και αγωγιμότητας) που θα περιέχουν μεγάλη πυκνότητα ενεργειακών καταστάσεων (*extended states*) οι οποίες θα διαχωρίζονται από μία περιοχή με χαμηλότερη πυκνότητα ενεργειακών καταστάσεων (*localized states*).



Σχήμα 2.15: Ενεργειακό διάγραμμα α) κρυσταλλικού και β) άμορφου διηλεκτρικού [103]. Στην περίπτωση (α) οι ζώνες σθένους, αγωγιμότητας και το ενεργειακό χάσμα είναι σαφώς ορισμένα. Στην περίπτωση (β) οι περιοχές αυτές δεν είναι σαφώς ορισμένες με τα κέντρα παράγδευσης στα όρια των ζωνών να αποτελούν ιδιότητα των άμορφων διηλεκτρικών υλικών

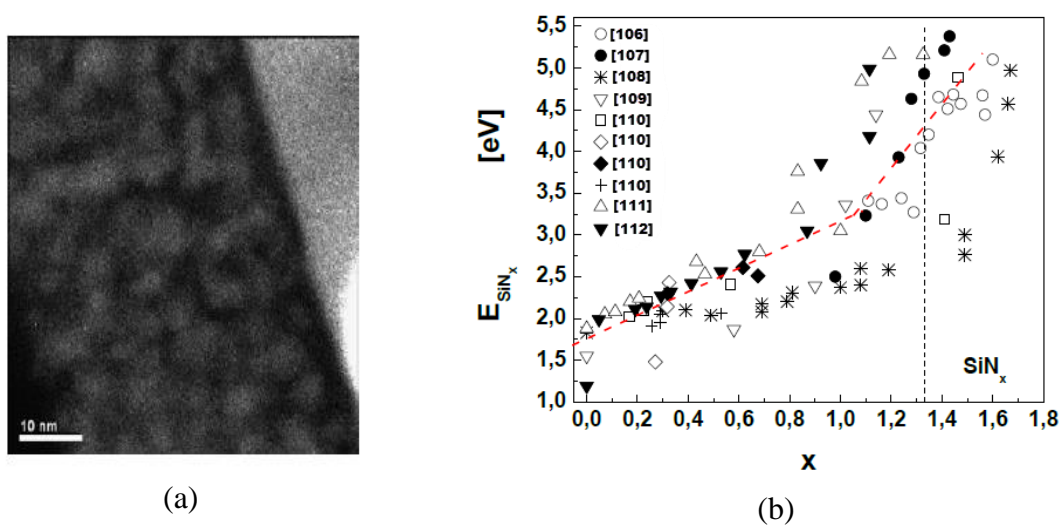
Η διαφορά των τιμών των ενεργειών  $E_C, E_V$  που διαχωρίζουν τις εκτεταμένες καταστάσεις των ζωνών από τις εντοπισμένες καταστάσεις του χάσματος, ορίζουν το χάσμα ευκινησίας (*mobility gap*), που σαν έννοια συμπίπτει με το ενεργειακό χάσμα των κρυσταλλικών υλικών. Η τιμή του ενεργειακού χάσματος μπορεί να υπολογιστεί με οπτικές μεθόδους, όπου η σταθερά απορρόφησης  $\alpha$  εξαρτάται από την ενέργεια των φωτονίων  $h\nu$ , σύμφωνα με τη σχέση:

$$(\alpha h\nu)^{1/2} \propto (h\nu - E_{opt}) \quad (2.44)$$

όπου  $n$  είναι ο δείκτης διάθλασης του υλικού. Η τιμή του ενεργειακού χάσματος που προκύπτει με τον τρόπο αυτό ονομάζεται οπτικό χάσμα (*optical bandgap*).

Τα άμορφα υμένα  $\text{SiN}_x$  έχει βρεθεί ότι εμφανίζουν νανοσυμπλέγματα πυριτίου (*Sinano-clusters*) [104] (Σχήμα 2.16a) καθώς και ελεύθερους δεσμούς Si και N στο πλέγμα τους. Ακόμη, λόγω της χαμηλής θερμοκρασίας εναπόθεσης περιέχουν σημαντικό ποσοστό υδρογόνου που προέρχεται από τα αντιδρώντα αέρια και μπορεί να φτάσει έως

40% στα υμένια που εναποτίθενται με τη μέθοδο PECVD [105]. Η εξάρτηση του οπτικού ενεργειακού χάσματος από τη στοιχειομετρία των υμενίων φαίνεται στο Σχήμα 2.16b, ([106], [107], [108], [109], [110], [111], [112]) όπου η περίσσεια αζώτου προκαλεί τη σταδιακή αύξηση των δεσμών Si – N εις βάρος των δεσμών Si – Si. Ο ανταγωνισμός αυτός συνδέεται άμεσα με την ύπαρξη μίας κρίσιμης τιμής της στοιχειομετρίας ( $x_c = 1.1$ ) όπου πάνω από την τιμή αυτή, η αύξηση του οπτικού ενεργειακού χάσματος είναι εντονότερη. Αυτή η κρίσιμη τιμή του λόγου  $N/Si$  αντιστοιχεί στο όριο πάνω από το οποίο το ποσοστό των δεσμών Si – Si γίνεται μικρότερο από 25% και έτσι δεν είναι δυνατό να σχηματιστούν διαδρομές διέλευσης (percolation paths) στο πλέγμα. Έτσι λοιπόν, στη περίπτωση όπου  $x_c < 1.1$  οι δεσμοί Si – Si μπορούν να σχηματίσουν αγωγίμα «μονοπάτια» στο πλέγμα του  $SiN_x$ , ενώ όταν  $x_c > 1.1$  οι δεσμοί Si – Si σχηματίζουν συμπλέγματα που δεν συνδέονται μεταξύ τους.

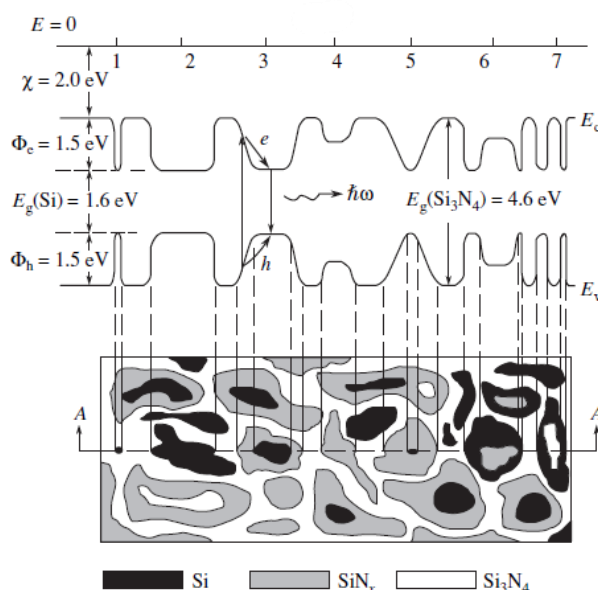


Σχήμα 2.16: (α) Ύπαρξη νανοσυμπλεγμάτων πυριτίου σε άμορφο υμένιο  $SiN_x$  που εναποτέθηκε με τη μέθοδο PECVD και (β) η εξάρτηση του οπτικού ενεργειακού χάσματος από τη στοιχειομετρία  $x = N/Si$ , όπου η διακεκομμένη μαύρη γραμμή αναφέρεται στο στοιχειομετρικό νιτρίδιο του πυριτίου

Σύμφωνα με τις εργασίες του Gritsenko [113], [114], η δομή των άμορφων στρωμάτων των μη-στοιχειομετρικών ενώσεων του πυριτίου ( $SiO_x$ ,  $SiO_xN_y$ ,  $SiN_x$ ) μπορούν να περιγραφούν με τη βοήθεια δύο μοντέλων, το μοντέλο τυχαίας μίξης (Random Mixture – RM) και το μοντέλο τυχαίων δεσμών (Random Bonding – RB). Το μοντέλο RM έχει ως βάση την υπόθεση ότι το  $SiN_x$  αποτελεί μίγμα δύο φάσεων, του άμορφου πυριτίου ( $\alpha-Si$ ) και του στοιχειομετρικού νιτρίδιου του πυριτίου ( $Si_3N_4$ ), που συγκροτείται από τα τετράεδρα  $SiSi_4$  και  $SiN_4$ . Από τη άλλη, το μοντέλο RB θεωρεί ότι η δομή του  $SiN_x$  αποτελείται από ένα δίκτυο τετράεδρων  $SiN_vSi_{4-v}$  πέντε συνολικά τύπων όπου ο αριθμός  $v$  παίρνει τιμές  $v=0-4$ . Η συμπεριφορά των φασμάτων XPS (X-ray Photoelectron Spectroscopy) για διάφορες στοιχειομετρίες οδήγησε στην υιοθέτηση ενός υβριδικού μοντέλου όπου θεωρείται ότι το άμορφο  $SiN_x$  αποτελεί ένα μίγμα αποτελούμενο από στοιχειομετρικό  $Si_3N_4$ , υπονιτρίδια του πυριτίου ( $SiN_xSi_y$ ) και άμορφο πυρίτιο ( $\alpha-Si$ ). Η ύπαρξη των δομών αυτών προκαλεί ισχυρές διακυμάνσεις των ηλεκτρικών δυναμικών σε μεγάλη κλίμακα μιας και ενεργειακό χάσμα του υλικού κυμαίνεται μεταξύ 1.6 eV (ενεργειακό χάσμα πυριτίου) μέχρι 4.6 eV (ενεργειακό χάσμα



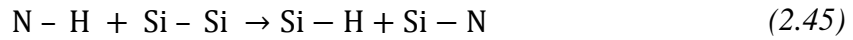
Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>) (Σχήμα 2.17). Απόρροια του γεγονότος αυτού, είναι το ηλεκτρικό πεδίο που αναπτύσσεται εξαιτίας των διακυμάνσεων να μεταβάλλει τη συγκέντρωση των φορέων ευνοώντας το διαχωρισμό ηλεκτρονίων – οπών.



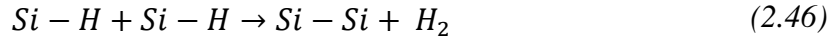
Σχήμα 2.17: Σχηματικό διάγραμμα της δομής του άμορφου SiN<sub>x</sub> (κάτω) και το ενεργειακό διάγραμμα της δομής (πάνω) για τη διεύθυνση A-A της κάτω εικόνας [114]

Το πλήθος των ελεύθερων δεσμών Si και N καθώς και η στοιχειομετρία του υλικού καθορίζονται από τις συνθήκες εναπόθεσης που περιλαμβάνουν τις ροές των αντιδρώντων αερίων [115], [116], την θερμοκρασία εναπόθεσης [117], [118] καθώς και από τη συχνότητα του πλάσματος [119] που χρησιμοποιείται στη μέθοδο PECVD. Ειδικότερα, η αύξηση του λόγου SiH<sub>4</sub>/NH<sub>3</sub> των αντιδρώντων αερίων προκαλεί τη μείωση της συγκέντρωσης  $x = N/Si$  [42], τη μείωση του οπτικού ενεργειακού χάσματος [115], την αύξηση των ελεύθερων δεσμών Si εις βάρος των δεσμών N [120] ενώ η αύξηση της θερμοκρασίας εναπόθεσης προκαλεί την μείωση της συγκέντρωσης  $x$  [117].

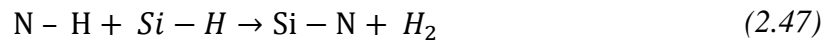
Το υδρογόνο που εισάγεται κατά τις χημικές αντιδράσεις των πρόδρομων αερίων SiH<sub>4</sub> και NH<sub>3</sub> παίζει ιδιαίτερα σημαντικό ρόλο στον καθορισμό των ηλεκτρικών και μηχανικών ιδιοτήτων των υμενίων SiN<sub>x</sub> [100], [121]. Λόγω της δραστηρότητας του, δεσμεύεται από τους ελεύθερους δεσμούς Si και N, και μάλιστα το ποσοστό του υδρογόνου που δεσμεύεται αυξάνεται όταν η θερμοκρασία εναπόθεσης μειώνεται [118], [122]. Στα υμένια που εμφανίζουν περίσσεια πυριτίου (Silicon – rich) έχει βρεθεί ότι οι δεσμοί Si – H κυριαρχούν έναντι των δεσμών Si – Si [123] ενώ στα υμένια πλούσια σε άζωτο (Nitrogen – rich) κυριαρχούν οι δεσμοί N – H εις βάρος των δεσμών Si – N ειδικά όταν N/Si > 0.8 [124]. Το περιεχόμενο υδρογόνου που έχει δεσμευτεί στο πλέγμα μπορεί να αφαιρεθεί θερμικά (annealing) σε θερμοκρασίες μεγαλύτερες από τη θερμοκρασία εναπόθεσης του υμενίου. Κατά τη διαδικασία αυτή, στα υμένια που εμφανίζουν περίσσεια πυριτίου το υδρογόνο αποδεσμεύεται μέσω διαδικασιών διάχυσης, όπου κατά τα αρχικά στάδια η αύξηση της θερμοκρασίας οδηγεί στη δημιουργία νέων δεσμών Si – H στο πλέγμα σύμφωνα με την αντίδραση [125]:



Στη συνέχεια, η περαιτέρω αύξηση της θερμοκρασίας θα οδηγήσει σε σπάσιμο των δεσμών  $\text{Si} - \text{H}$  και στην απελευθέρωση υδρογόνου:



Από τη άλλη μεριά, στα υμένια με περίσσεια αζώτου, η αύξηση της θερμοκρασίας θα οδηγήσει σε σπάσιμο των δεσμών  $\text{Si} - \text{H}$  και  $\text{N} - \text{H}$  και επίσης απελευθέρωση υδρογόνου σύμφωνα με την αντίδραση [125]:



Συνεπώς, η μέθοδος και οι συνθήκες εναπόθεσης παίζουν καθοριστικό ρόλο στη στοιχειομετρία των παραγόμενων υμενίων  $\text{SiN}_x$ , στην περιεκτικότητά τους σε υδρογόνο καθώς και στις μηχανικές και ηλεκτρικές τους ιδιότητες.

### 2.6.3 Ελεύθεροι δεσμοί και ατέλειες

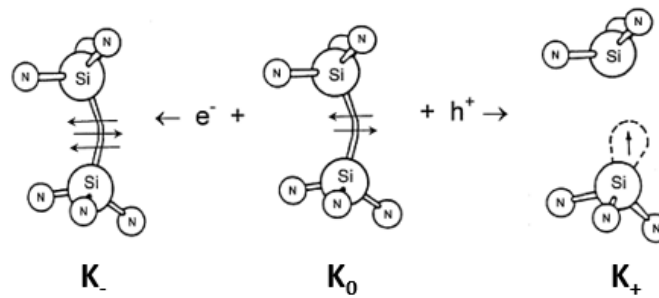
Οι κυριότερες ατέλειες που εμφανίζονται στα υμένια  $\text{SiN}_x$  σχετίζονται με τους ελεύθερους δεσμούς πυριτίου ( $\text{Si} - \text{Si}$ ) και αζώτου ( $\text{Si} - \text{N}$ ) στο πλέγμα καθώς επίσης και από την περιεκτικότητα των υμενίων σε υδρογόνο.

Η μέθοδος EPR (Electron Paramagnetic Resonance) αποτέλεσε ένα ιδιαίτερα χρήσιμο εργαλείο για την ταυτοποίηση της πλέον γνωστής ατέλειας στα υμένια  $\text{SiN}_x$ , αυτή του μη δέσμιου ηλεκτρονίου στο άτομο Si. Η μελέτη των φασμάτων EPR πριν και μετά την ακτινοβολήση υμενίων  $\text{SiN}_x$  με υπεριώδη (UV) ακτινοβολία ανέδειξε ένα ιδιαίτερα ισχυρό σήμα EPR, όπου μέσω της ανάλυσης του βρέθηκε να οφείλεται σε ένα μη δέσμιο ηλεκτρόνιο στο άτομο του πυριτίου που εμφανίζει υβριδισμό κατά 20.5%  $\text{Si } 3s$  και 55%  $\text{Si } 3p$  [126]. Το κέντρο K, όπως ονομάστηκε αυτό το κέντρο παγίδευσης, συμβολίζεται ως  $\equiv \text{N}_3\text{Si} \cdot$  και αποτελείται από ένα άτομο Si ενωμένο με 3 άτομα N και έναν ελεύθερο δεσμό Si. Εμφανίζει παρόμοια χαρακτηριστικά με την γνωστή ατέλεια E ( $\text{O}_3\text{Si} \cdot$ ) στο οξείδιο του πυριτίου [127] και μπορεί να λειτουργήσει ως κέντρο παγίδευσης οπών και ηλεκτρονίων. Στην ηλεκτρικά ουδέτερη κατάσταση του εμφανίζει παραμαγνητικές ιδιότητες ενώ με τη σύλληψη ηλεκτρονίου ή οπής αποκτά διαμαγνητικές ιδιότητες σύμφωνα με τις αντιδράσεις [128] (Σχήμα 2.18):



όπου το σύμβολο (-) ορίζει ένα απλό χημικό δεσμό που σχηματίζεται από δύο ηλεκτρόνια και το σύμβολο (·) ορίζει ένα μη δέσμιο ηλεκτρόνιο. Σύμφωνα με τον

Robertson το κέντρο K βρίσκεται περίπου 3.1eV πάνω από τη ζώνη σθένους στο στοιχειομετρικό νιτρίδιο του πυριτίου [129] ενώ έχει επίσης βρεθεί ότι εμφανίζει αρνητική ενέργεια συσχετισμού ( $U < 0$ ) [128].



Σχήμα 2.18: Ατομικό μοντέλο του αμφοτερικού κέντρου παγίδευσης Si – Si (Κέντρα K) [130].

CONFIGURATION	BONDING SCHEME
$N_4^+$	
$N_4^0$	
$N_4^-$	
$N_2^+$	
$N_2^0$	
$N_2^-$	

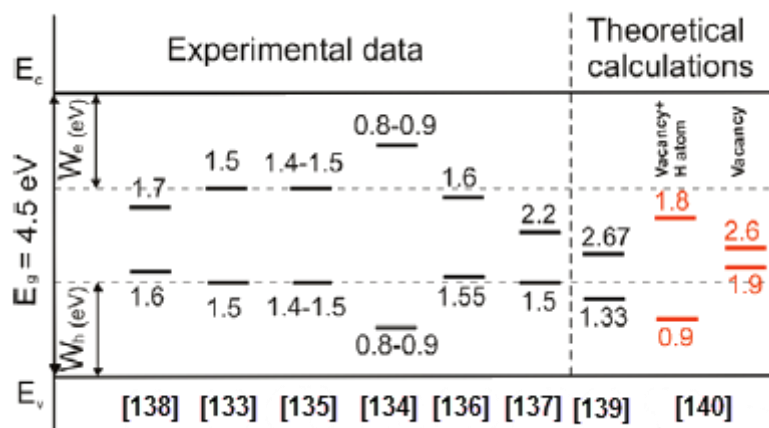
Σχήμα 2.19: Οι ατέλειες που σχετίζονται με τον ελεύθερο δεσμό N στο άμορφο  $Si_3N_4$

Σύμφωνα με το μοντέλο του Kirk [131], μπορούν να δημιουργηθούν επιπλέον κέντρα παγίδευσης ηλεκτρονίων που οφείλονται στους δεσμούς Si – N (Σχήμα 2.19). Στην περίπτωση που το άτομο N περιστοιχίζεται από 4 άτομα Si σχηματίζεται παγίδα ηλεκτρονίων που συμβολίζεται ως  $N_4$ , ενώ όταν περιστοιχίζεται από 2 άτομα N συμβολίζεται ως  $N_2$ . Και τα δύο κέντρα παγίδευσης μπορούν να βρεθούν σε τρεις διαφορετικές καταστάσεις το κάθε ένα, ώστε να είναι ουδέτερα ( $N_2^0, N_4^0$ ), θετικά ( $N_2^+, N_4^+$ ) ή αρνητικά ( $N_2^-, N_4^-$ ) φορτισμένα. Σύμφωνα με το μοντέλο αυτό για το στοιχειομετρικό νιτρίδιο του πυριτίου, οι ατέλειες  $N_4$  δίνουν ενεργειακές καταστάσεις που βρίσκονται κοντά στη ζώνη αγωγιμότητας ενώ οι ατέλειες  $N_2$  δίνουν αντίστοιχες καταστάσεις κοντά στο όριο της ζώνης σθένους [131].

Σε ότι αφορά το ρόλο του υδρογόνου, έχει βρεθεί ότι οι δεσμοί Si – H και N – H δεν δίνουν ενεργειακές καταστάσεις εντός του χάσματος ευκινησίας του στοιχειομετρικού νιτρίδιου του πυριτίου, με το υδρογόνο να παίζει το ρόλο «αδρανοποιητή» των ελεύθερων δεσμών Si και N. Ακόμη, σύμφωνα με το μοντέλο του Robertson [129], η υδρογόνωση των υμενίων τείνει να αντικαθιστά τους δεσμούς Si – Si με δεσμούς Si – H στα υμένια με περίσσεια πυριτίου, ενώ αντικαθιστά επίσης τους δεσμούς Si – N με δεσμούς N – H στα υμένια με περίσσεια αζώτου. Στα υμένια Si-rich η αντικατάσταση των δεσμών έχει ως αποτέλεσμα τη μείωση του μεγίστου της ζώνης σθένους  $E_v$  και την αύξηση του χάσματος ευκινησίας, αφήνοντας όμως ανεπηρέαστη τη τιμή του ελάχιστου της ζώνης αγωγιμότητας  $E_c$ . Αυτό συμβαίνει επειδή οι ενεργειακές καταστάσεις των δεσμών (bonding states) Si – H είναι βαθύτερες από τις αντίστοιχες καταστάσεις των δεσμών Si – Si που μειώνουν την ενέργεια  $E_v$ , ενώ οι αντι-δέσμιες καταστάσεις (antibonding states) των δεσμών Si – H και Si – Si έχουν παραπλήσια ενέργεια, αφήνοντας σχεδόν ανεπηρέαστη την τιμή της ενέργειας  $E_c$ . Από τη άλλη, στα υμένια N-rich ( $x = \frac{N}{Si} > 1$ ) το υδρογόνο επιδρά σε πολύ μικρότερο βαθμό και αυτό διότι η αντικατάσταση των

δεσμών Si – N από τους δεσμούς Si – H και N – H δεν προκαλεί μεταβολές στην τιμή του χάσματος ευκινησίας καθώς οι τιμές των ορίων των ζωνών  $E_v$ ,  $E_c$  δεν καθορίζονται από τη συγκέντρωση των δεσμών Si – N. Συνεπώς, η υδρογόνωση των υμενίων αναμένεται να αυξήσει την τιμή του χάσματος ευκινησίας μόνο στα υμένια Si-rich ( $x < 1$ ) αλλά όχι στα υμένια N-rich ( $x > 1$ ), γεγονός που έχει παρατηρηθεί και πειραματικά στην εργασία του Davis [132].

Οι ενεργειακές στάθμες των κέντρων παγίδευσης μπορούν να υπολογιστούν με διάφορες πειραματικές τεχνικές που περιλαμβάνουν ηλεκτρικές μετρήσεις [133], [134], [135], [136], [137], οπτικές μετρήσεις [138] καθώς και αριθμητικά μοντέλα που υποστηρίζονται από φασματοσκοπικές μεθόδους όπως οι EELS (Electron Energy Loss Spectroscopy), AES (Auger Electron Spectroscopy) και XPS [139], [140] (Σχήμα 2.20). Στην περίπτωση των ηλεκτρικών μετρήσεων οι ενέργειες των κέντρων παγίδευσης μπορούν να προσδιοριστούν μέσω μετρήσεων ρεύματος – τάσης (I – V) με προσαρμογή των πειραματικών σημείων στην εξίσωση Poole – Frenkel [133], από την μελέτη των μεταβατικών ρευμάτων αποπόλωσης [134] και την εξάρτησή τους από τη θερμοκρασία [136] καθώς και από τη μελέτη των ρευμάτων διαρροής σε τρανζίστορ MOSFET [137]. Στις οπτικές μετρήσεις, η έγχυση φορέων στο υμένιο  $\text{SiN}_x$  πραγματοποιείται συνήθως μέσω ακτινοβολίας UV και ακολουθεί η παγίδευση τους σε κάποιο ποσοστό. Η επακόλουθη αποπαγίδευση τους συνοδεύεται από την παρουσία φωτορεύματος, το οποίο μπορεί να μελετηθεί ως συνάρτηση της ενέργειας των φωτονίων παρέχοντας πληροφορίες για τα ενεργειακά βάρη στα οποία λαμβάνει χώρα η αποπαγίδευση των φορέων [141].



Σχήμα 2.20: Θεωρητικές και πειραματικές τιμές των ενεργειακών σταθμών των κέντρων παγίδευσης στα υμένια  $\text{SiN}_x$  [142]

Τέλος, σε ότι αφορά την συγκέντρωση των ατελειών έχει βρεθεί ότι αυξάνεται με την αύξηση του ποσοστού πυριτίου στο υμένιο και μπορεί να φτάσει σε ιδιαίτερα μεγάλες τιμές ( $\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) [143], [144].

## 2.6.4 Ηλεκτρικές ιδιότητες

Οι ηλεκτρικές ιδιότητες των υμενίων  $\text{SiN}_x$  καθορίζονται εξ' ολοκλήρου από τις συνθήκες εναπόθεσής τους, καθώς αυτές επηρεάζουν την στοιχειομετρία του υλικού,

την περιεκτικότητα σε υδρογόνο καθώς και τη συγκέντρωση των ελεύθερων δεσμών Si και N. Σε ότι αφορά την αγωγιμότητα των υμενίων, σύμφωνα με τον Sze [145], οι κυρίαρχοι μηχανισμοί που συναντώνται είναι τρεις: Hopping, Poole – Frenkel και Fowler – Nordheim. Για υψηλά ηλεκτρικά πεδία και υψηλές θερμοκρασίες κυριαρχεί ο μηχανισμός Poole – Frenkel, σε υψηλά ηλεκτρικά πεδία και χαμηλές θερμοκρασίες κυριαρχεί ο μηχανισμός Fowler – Nordheim ενώ για χαμηλά ηλεκτρικά πεδία κυριαρχεί ο μηχανισμός Hopping. Αξίζει να σημειωθεί εδώ ότι ο κυρίαρχος μηχανισμός αγωγιμότητας καθορίζεται και από άλλες παραμέτρους όπως πχ. το υλικό των μεταλλικών ηλεκτροδίων, εκτός από τις συνθήκες εναπόθεσης του SiN<sub>x</sub>.

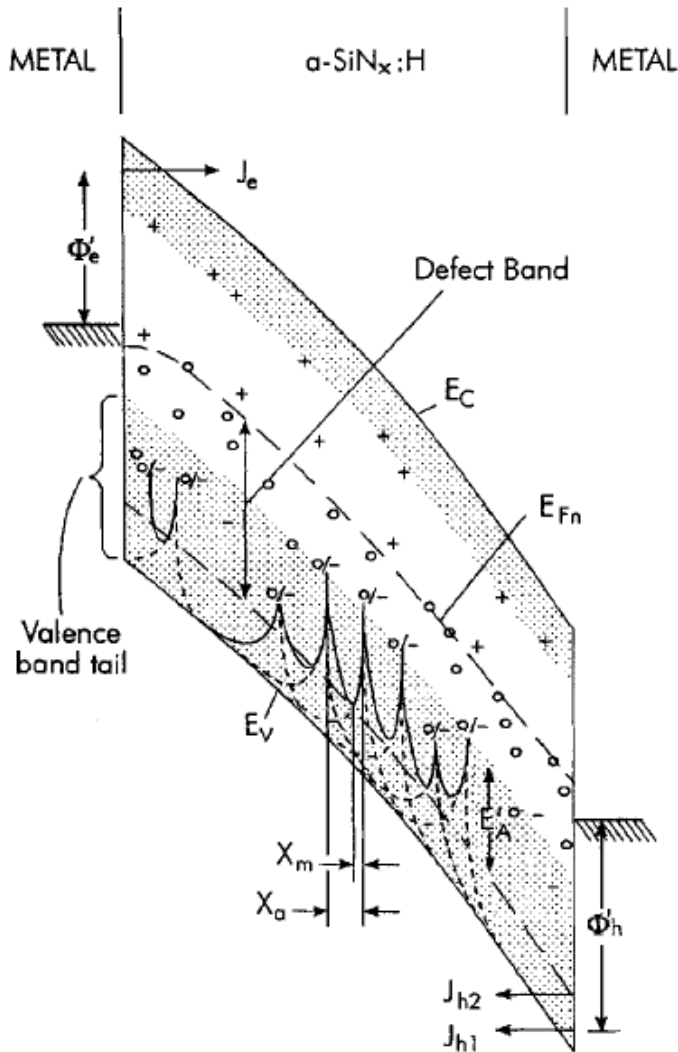
$x = N/Si$	$\Phi_{PF}(eV)$
<b>1.33</b>	1.08±0.05
<b>1.22</b>	0.91±0.01
<b>1.17</b>	0.69±0.05
<b>0.78</b>	0.44±0.01
<b>0.54</b>	0.55±0.02

*Πίνακας 2: Η μείωση του φραγμού δυναμικού Poole – Frenkel  $\Phi_B$  με την αύξηση της περιεκτικότητας σε Si στα υμένια SiN<sub>x</sub> [146]*

Η αύξηση της περιεκτικότητας σε πυρίτιο έχει βρεθεί ότι αυξάνει την αγωγιμότητα των υμενίων SiN<sub>x</sub> διότι αυξάνονται οι διαδρομές διέλευσης (percolation paths) και κατά συνέπεια η ευκινησία των φορέων, ενώ το ύψος του φραγμού δυναμικού Poole – Frenkel ( $\Phi_{PF}$ ) που αναπτύσσεται μεταξύ του κέντρου παγίδευσης και της ζώνης αγωγιμότητας μειώνεται σημαντικά [146]. Ακόμη, σύμφωνα με την εργασία των Shannon και Annis [147] στα άμορφα υμένια SiN<sub>x</sub> με περίσσεια πυριτίου έχει

βρεθεί ότι είναι δυνατή η δημιουργία ατελειών των οποίων η ενέργεια σχηματισμού προέρχεται από την επανασύνδεση των ηλεκτρονίων από το αρνητικό ηλεκτρόδιο με τον μικρό αριθμό των οπών που εγχέονται από το θετικό ηλεκτρόδιο (Σχήμα 2.21). Η αύξηση του μετρούμενου ρεύματος με την αύξηση ηλεκτρικής καταπόνησης (stress) των δειγμάτων που χρησιμοποιήθηκαν αποδόθηκε στην αύξηση του αριθμού των ατελειών που σχηματίζονται κοντά στη ζώνη σθένους και στην μετακίνηση οπών από ουδέτερες σε αρνητικά φορτισμένες καταστάσεις.

Τέλος, έχει βρεθεί ότι η ενεργειακή δομή των υμενίων SiN<sub>x</sub> με περίσσεια πυριτίου και παρουσία υδρογόνου ( $\alpha$ -SiN<sub>x</sub>:H) παρουσιάζει πολλές ομοιότητες με την αντίστοιχη ενεργειακή δομή του άμορφου υδρογονοποιημένου πυριτίου ( $\alpha$ -Si:H), επομένως αναμένεται να εμφανίζουν παραπλήσιες ηλεκτρικές ιδιότητες [148]. Το ποσοστό του υδρογόνου στο πλέγμα αναμένεται να επηρεάσει σε σημαντικό βαθμό τις ηλεκτρικές ιδιότητες των υμενίων, αφού όπως έχει αναφερθεί τείνει να αντικαταστήσει και να αδρανοποιήσει τους ελεύθερους δεσμούς Si – Si και Si – N και επιπλέον η διάχυση των μορίων του υδρογόνου στο πλέγμα θα καθορίσει και την κινητική των ατελειών [149].



Σχήμα 2.21: Σχηματικό ενεργειακών ζωνών ατελειών (Defect band) όπου οι σπές που εγγέονται από την άνοδο μπορούν να μετακινηθούν στην κάθοδο λόγω εκπομπής τους από ουδέτερες καταστάσεις [147]

## 2.6.5 Η κατανομή του ηλεκτρικού φορτίου

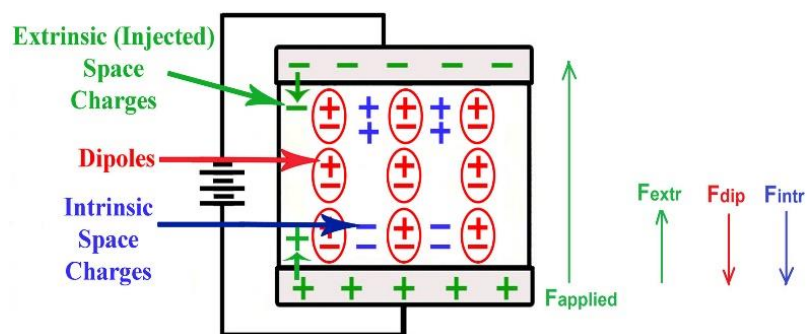
Η πόλωση ή φόρτιση του διηλεκτρικού υμενίου σε έναν πυκνωτή MIM λαμβάνει χώρα υπό την εφαρμογή εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου και πραγματοποιείται μέσω μηχανισμών που εμπλέκουν τη μικροσκοπική ή και τη μακροσκοπική μεταφορά φορτίου. Η πόλωση των διηλεκτρικών υμενίων  $\text{SiN}_x$  μπορεί να επιτευχθεί μέσω τριών διαδικασιών που περιλαμβάνουν την διπολική πόλωση, την πόλωση λόγω σχηματισμού φορτίου χώρου που οφείλεται στην μετακίνηση των ενδογενών (intrinsic) φορτίων και στην πόλωση λόγω σχηματισμού φορτίου χώρου που οφείλεται στην έγχυση εξωγενών (extrinsic) φορτίων. Οι δύο πρώτοι μηχανισμοί (με αντίστοιχα ηλεκτρικά πεδία  $F_{dip}$ ,  $F_{intr}$ ) προκαλούν ομόρροπα ηλεκτρικά πεδία που αντιτίθενται στην κατεύθυνση του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου ( $F_{appl}$ ), οδηγώντας στην θωράκιση (screening) του ηλεκτρικού πεδίου εντός του υλικού (Σχήμα 2.22). Υπενθυμίζεται ότι στην περίπτωση των υμενίων  $\text{SiN}_x$ , η συνεισφορά της διπολικής πόλωσης στην συνολική φόρτιση του

διηλεκτρικού οφείλεται κατά κύριο λόγο στην διπολική ροπή μεταξύ των κέντρων  $K (\equiv Si :)$  και  $(+Si \equiv)$  λόγω της αρνητικής ενέργειας συσχετισμού [128].

Η πόλωση και αντίστοιχα το ηλεκτρικό πεδίο που οφείλεται στο σχηματισμό φορτίων χώρου ( $F_{extr}$ ) είναι αποτέλεσμα της ταυτόχρονης συνεισφοράς του μηχανισμού TAT (Ενότητα 2.4.1) των ηλεκτρονίων από τη ζώνη αγωγιμότητας του μεταλλικού ηλεκτροδίου σε διαθέσιμες ατέλειες ή καταστάσεις παγίδων του διηλεκτρικού κοντά στη διεπιφάνεια μετάλλου – διηλεκτρικού και του μηχανισμού Poole – Frenkel (Ενότητα 2.4.4), όπου παγιδευμένα ηλεκτρόνια μπορούν να μεταπηδήσουν από το ενεργειακό επίπεδο των παγίδων στη ζώνη αγωγιμότητας του διηλεκτρικού. Ο μηχανισμός αυτός, δρα προσθετικά στη συνολική πόλωση, με το ηλεκτρικό πεδίο που δημιουργείται από το μηχανισμό αυτό ( $F_{extr}$ ) να έχει την ίδια πολικότητα με το εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο ( $F_{appl}$ ).

Λαμβάνοντας υπόψη τα προηγούμενα, η τιμή της έντασης του μακροσκοπικού ηλεκτρικού πεδίου ( $F_d$ ) που εμφανίζεται στο διηλεκτρικό μπορεί να γραφεί στη μορφή:

$$F_d = F_{appl} + F_{extr} - F_{dip} - F_{intr} \quad (2.50)$$



Σχήμα 2.22: Οι κύριοι μηχανισμοί φόρτισης του διηλεκτρικού σε έναν πυκνωτή MIM όταν εφαρμοστεί εξωτερικό ηλεκτρικό πεδίο και οι πολικότητες των μηχανισμών αυτών

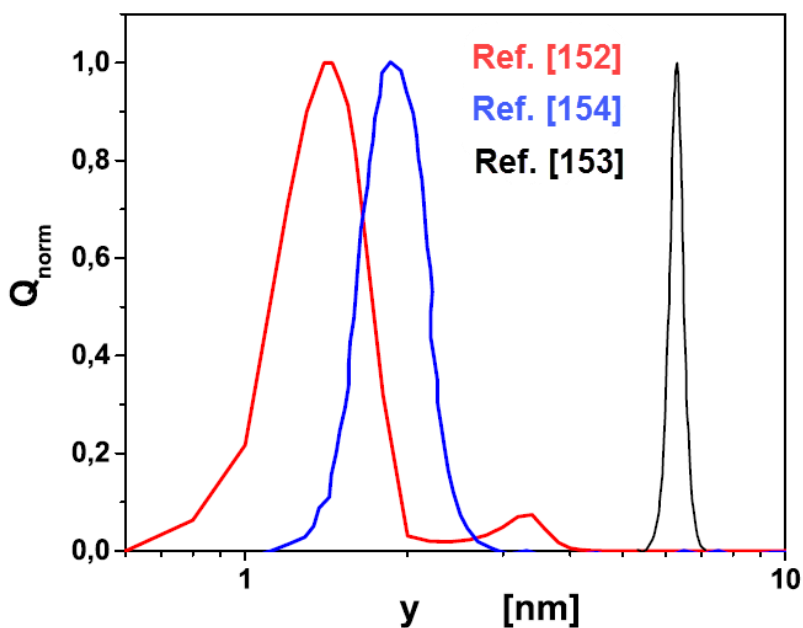
Έχει βρεθεί ότι για χαμηλά εφαρμοζόμενα ηλεκτρικά πεδία υπερισχύει η διπολική πόλωση ενώ η σταδιακή αύξηση του αυξάνει την συνεισφορά της πόλωσης λόγω έγχυσης φορέων και σχηματισμού φορτίου χώρου [150]. Ακόμη, η διπολική πόλωση έχει βρεθεί να υπερισχύει στις υψηλές θερμοκρασίες με αποτέλεσμα να χαρακτηρίζεται από μεγάλους χρόνους αποκατάστασης [22], [151]. Επομένως, σε θερμοκρασία δωματίου και υπό την επίρεια των υψηλών ηλεκτρικών πεδίων που αναπτύσσονται κατά την ενεργοποίηση ενός διακόπτη RF-MEMS αναμένεται να κυριαρχούν οι μηχανισμοί πόλωσης μέσω σχηματισμού φορτίων χώρου.

Η κατανομή και το μέγεθος του εγγεόμενου ηλεκτρικού φορτίου αποτελεί ιδιαίτερα κρίσιμο παράγοντα της αξιοπιστίας των διακοπών RF – MEMS διότι, όπως έχει ήδη αναφερθεί στην Ενότητα 1.6, το αποθηκευμένο φορτίο μεταβάλλει την ηλεκτροστατική δύναμη που ασκείται στον κινούμενο οπλισμό οδηγώντας στην ολίσθηση των τάσεων ενεργοποίησης/απενεργοποίησης με αποτέλεσμα τη μείωση του χρόνου ζωής και την

καταστροφή του. Διάφορα θεωρητικά μοντέλα και προσομοιώσεις έχουν αναπτυχθεί προκειμένου να οδηγήσουν στην χωρική και χρονική εξέλιξη της συσσώρευσης του παγιδευμένου φορτίου, μιας και ο πειραματικός προσδιορισμός τους δεν έχει γίνει εφικτός μέχρι σήμερα.

Στην εργασία των Papaioannou et al. [152] μελετήθηκε θεωρητικά η κατανομή του παγιδευμένου φορτίου συναρτήσει του χρόνου πόλωσης, με την προϋπόθεση ότι στη πόλωση του διηλεκτρικού συνεισφέρουν μόνο οι μηχανισμοί TAT και Poole – Frenkel. Στην συγκεκριμένη εργασία βρέθηκε ότι τόσο στην περίπτωση ομοιόμορφης όσο και εκθετικής πυκνότητας των κέντρων παγίδευσης (DOS), η αύξηση του χρόνου πόλωσης οδηγεί σε αύξηση του συνολικού παγιδευμένου φορτίου και στην μετακίνηση του βαθύτερα εντός του διηλεκτρικού (Σχήμα 2.23). Ακόμη, βρέθηκε ότι το μέγιστο της κατανομής φορτίου (κεντροειδές) και στις δύο περιπτώσεις εντοπίζεται σε απόσταση μόλις μερικά νανόμετρα (3-10nm) από τους μεταλλικούς σπλισμούς.

Τα αποτελέσματα αυτά προέκυψαν και από ανεξάρτητες εργασίες με την βοήθεια αριθμητικών μοντέλων από τους Amiaud et al. [153] και Jain et.al [154], στις οποίες θεωρείται ότι υπάρχει ομοιόμορφη κατανομή των κέντρων παγίδευσης.



Σχήμα 2.23: Κατανομή του παγιδευμένου φορτίου για εκθετική [152] και ομοιόμορφη κατανομή ατελειών [154] [153].

Τέλος, στο σημείο αυτό θα πρέπει να επισημανθεί ότι μέχρι στιγμής δεν υπάρχει πειραματική επαλήθευση των παραπάνω κατανομών και συνεπώς η κατανομή του παγιδευμένου φορτίου παραμένει ανοικτό ερώτημα.



## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΕΣ ΤΕΧΝΙΚΕΣ ΚΑΙ ΔΕΙΓΜΑΤΑ

### 3.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η μελέτη των ηλεκτρικών ιδιοτήτων των διηλεκτρικών υμενίων που χρησιμοποιούνται στους διακόπτες RF – MEMS επιβάλλει τη χρήση διάφορων πειραματικών τεχνικών που έχουν ως στόχο την κατανόηση των φυσικών διεργασιών της φόρτισης/εκφόρτισης τους καθώς και την εξαγωγή παραμέτρων που σχετίζονται με την εσωτερική τους δομή. Για το σκοπό αυτό οι ηλεκτρικές μετρήσεις πραγματοποιούνται είτε απευθείας σε διακόπτες RF – MEMS είτε σε πυκνωτές μετάλλου – διηλεκτρικού – μετάλλου (MIM) των οποίων τα υμένια έχουν εναποτεθεί με τις ίδιες συνθήκες ώστε το διηλεκτρικό υλικό να παραμένει το ίδιο.

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζονται οι συνηθέστερες πειραματικές τεχνικές που χρησιμοποιούνται για τον ηλεκτρικό χαρακτηρισμό των λεπτών διηλεκτρικών υμενίων σε διατάξεις MIM και διακόπτες RF - MEMS, όπου μέρος αυτών των τεχνικών αυτών πραγματοποιήθηκαν στα πλαίσια της παρούσας διατριβής. Ειδικότερα, όσον αφορά τις πυκνωτές MIM γίνεται αναφορά στις χαρακτηριστικές ρεύματος – τάσης ( $I - V$ ), στη μέθοδο των θερμικά αποδιεγερμένων ρευμάτων αποπόλωσης (Thermally Stimulated Depolarization Currents – TSDC) και στη μέθοδο Kelvin Probe. Σε ότι αφορά τους διακόπτες RF – MEMS γίνεται αναφορά στην αντίστοιχη μέθοδο Kelvin Probe, η οποία προσφέρει έναν έμμεσο τρόπο υπολογισμού των ρευμάτων φόρτισης και εκφόρτισης.

Στο τελευταίο μέρος του κεφαλαίου περιγράφονται οι συνθήκες κατασκευής και τα χαρακτηριστικά των δειγμάτων που χρησιμοποιήθηκαν. Τα διηλεκτρικά υμένια που μελετήθηκαν είναι υμένια νιτριδίου του πυριτίου ( $\text{SiN}_x$ ) που εναποτέθηκαν με την μέθοδο PECVD και νανοδομημένα υμένια  $\text{SiN}_x$  όπου η νανοδόμηση πραγματοποιήθηκε με νανοσωλήνες άνθρακα (Carbon NanoTubes – CNTs) και νανοράβδους χρυσού (gold nanorods).

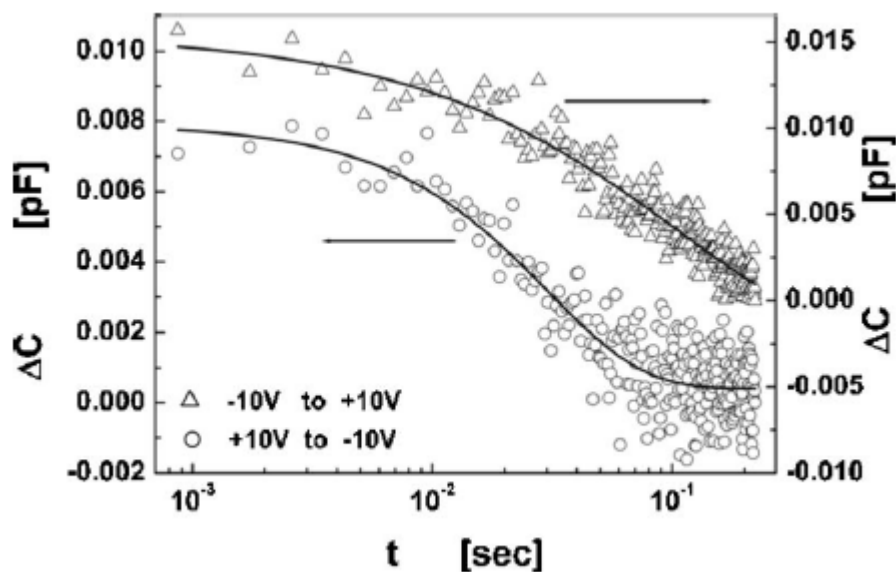
### 3.2 ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΕΣ ΤΕΧΝΙΚΕΣ ΣΕ ΔΙΑΤΑΞΕΙΣ RF - MEMS

Για τη μελέτη των ηλεκτρικών ιδιοτήτων των διηλεκτρικών υμενίων στους διακόπτες MEMS χρησιμοποιούνται διάφορες μέθοδοι που περιλαμβάνουν τον προσδιορισμό της ολίσθησης της τάσης που αντιστοιχεί στην ελάχιστη χωρητικότητα ( $V_{min}$ ) (1.27) καθώς και την ολίσθηση των τάσεων ενεργοποίησης ( $V_{PI}$ ) και απενεργοποίησης ( $V_{PO}$ ), μέσω της καταγραφής των χαρακτηριστικών χωρητικότητας – τάσης ( $C - V$ ) των διατάξεων. Η παρακολούθηση της ολίσθησης της τάσης  $V_{min}$  αποτελεί την πλέον δημοφιλή τεχνική και αυτό διότι η τιμή της δεν εξαρτάται από τις μηχανικές ιδιότητες των διατάξεων. Αντίθετα οι τάσεις  $V_{PI}$  και  $V_{PO}$  που περιγράφονται από τις σχέσεις (1.22) και (1.21) αντίστοιχα επηρεάζονται από τα μηχανικά χαρακτηριστικά και τα προβλήματα αξιοπιστίας των μεταλλικών οπλισμών (πχ. μηχανική καταπόνηση, παραμόρφωση) μεταβάλλοντας τις τιμές τους.

Μια ακόμη μέθοδος που χρησιμοποιείται για τη μελέτη της φόρτισης των διηλεκτρικών υμενίων σε διακόπτες MEMS είναι ο προσδιορισμός της μεταβατικής συμπεριφοράς της χωρητικότητας  $C_{down}$ , όταν ο κινούμενος οπλισμός βρίσκεται σε επαφή με το διηλεκτρικό υμένιο (Κατάσταση ON) της διάταξης. Σύμφωνα με τη μέθοδο αυτή, η τιμή της χωρητικότητας  $C_{down}$  της διάταξης είναι ανάλογη της πόλωσης  $\Delta P$  του διηλεκτρικού υμενίου, υπακούοντας στη σχέση [24]:

$$\Delta C_{down}(t) = \frac{\alpha A}{V} \Delta P(t) \quad (3.1)$$

όπου  $A$  είναι η επιφάνεια του διηλεκτρικού υμενίου,  $V$  η διαφορά δυναμικού που εφαρμόζεται στους μεταλλικούς οπλισμούς και ο συντελεστής  $\alpha$  αποτελεί έναν διορθωτικό παράγοντα δεδομένου ότι στην κατάσταση ON της διάταξης, ο κινούμενος οπλισμός δεν έρχεται σε τέλεια επαφή με το υμένιο. Η έγχυση φορέων από τα μεταλλικά ηλεκτρόδια εντός του διηλεκτρικού υμενίου στην κατάσταση ON αναμένεται να ελαττώσει τη μέση τιμή της πόλωσης με αποτέλεσμα την μείωση της ηλεκτροστατικής δύναμης, οδηγώντας στην μείωση της μετρούμενης χωρητικότητας (Σχήμα 3.1). Η καταγραφή λοιπόν, της ελάττωσης της χωρητικότητας με το χρόνο μπορεί να δώσει πληροφορίες για τις διαδικασίες φόρτισης των διηλεκτρικών υμενίων.



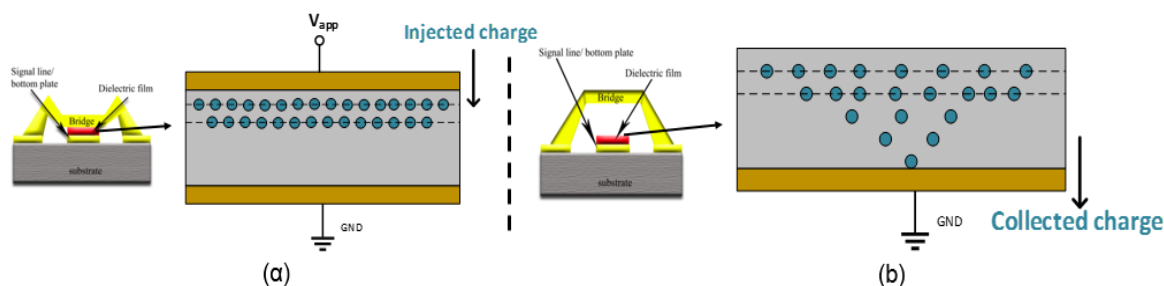
Σχήμα 3.1: Γράφημα της μεταβολής της χωρητικότητας  $C_{down}$  σαν συνάρτηση του χρόνου, η οποία είναι ανάλογη της πόλωσης  $\Delta P$  των υμενίων σύμφωνα με τη σχέση (3.1)

Τέλος, η καταγραφή των ρευμάτων φόρτισης και αποφόρτισης κατά τις καταστάσεις ON και OFF αντίστοιχα έχουν ιδιαίτερη σημασία καθώς η μελέτη της συμπεριφοράς των ρευμάτων αυτών μπορεί να δώσει χρήσιμες πληροφορίες για τους εμπλεκόμενους μηχανισμούς μεταφοράς φορτίου της εκάστοτε διαδικασίας και μέσω αυτών

πληροφορίες για την μικροσκοπική δομή του διηλεκτρικού όπως συγκέντρωση ατελειών, φραγμοί δυναμικού κ.α που επηρεάζουν τις ηλεκτρικές ιδιότητες τους. Στην επόμενη ενότητα θα αναπτυχθεί η μέθοδος υπολογισμού των ρευμάτων φόρτισης/εκφόρτισης σε διακόπτες MEMS, η οποία χρησιμοποιήθηκε στα πλαίσια της παρούσας διατριβής.

### 3.2.1 Μέθοδος προσδιορισμού των μεταβατικών ρευμάτων φόρτισης – εκφόρτισης σε διακόπτες RF – MEMS

Η φόρτιση των διηλεκτρικών υμενίων στους διακόπτες RF – MEMS λαμβάνει χώρα μέσω της έγχυσης ηλεκτρικού φορτίου από τους μεταλλικούς οπλισμούς, με τον συνηθέστερο μηχανισμό να αποτελεί η διαδικασία TAT κατά την διάρκεια στην οποία ο διακόπτης βρίσκεται στην κατάσταση ON και υπό τη επίδραση ισχυρών ηλεκτρικών πεδίων ( $> 1\text{MV/cm}$ ). Στη συνέχεια, το εγχεόμενο φορτίο παγιδεύεται και μεταφέρεται προς το εσωτερικό του διηλεκτρικού υμενίου, με κυρίαρχους μηχανισμούς να αποτελούν οι διαδικασίες Poole – Frenkel και Hopping. Η επακόλουθη διαδικασία της εκφόρτισης πραγματοποιείται υπό την επίδραση ασθενών ηλεκτρικών πεδίων, όταν ο διακόπτης βρίσκεται στην κατάσταση OFF, μέσω της συλλογής του εγχεόμενου φορτίου από τον κάτω μεταλλικό οπλισμό (CPW) (Σχήμα 3.2).



Σχήμα 3.2: α) Έγχυση φορέων κατά την ενεργοποίηση του διακόπτη (κατάσταση ON) και β) ανακατανομή και συλλογή του φορτίου από τον κάτω οπλισμό στην κατάσταση OFF

Το ισοζύγιο του ρυθμού έγχυσης φορτίου από τους μεταλλικούς οπλισμούς (φόρτιση) και του ρυθμού μεταφοράς και συλλογής των φορτίων (εκφόρτιση) μέσω των διηλεκτρικών υμενίων αναμένεται να καθορίσει το χρόνο ζωής των διακοπών RF – MEMS. Επομένως, ο προσδιορισμός του μεγέθους και της χρονικής εξάρτησης των αντίστοιχων ρευμάτων φόρτισης/εκφόρτισης αποτελούν ζητήματα καίριας σημασίας για τη μελέτη των διαδικασιών πόλωσης/αποπόλωσης των διηλεκτρικών υμενίων και για τον προσδιορισμό του χρόνου ζωής των διακοπών.

Οι κυριότερες συμβατικές τεχνικές που έχουν χρησιμοποιηθεί για τον προσδιορισμό των ρευμάτων φόρτισης και εκφόρτισης ήταν ο προσδιορισμός των αντίστοιχων μεταβατικών ρευμάτων φόρτισης/εκφόρτισης (CCT και DCT) παρεμβάλλοντας ένα ηλεκτρόμετρο στους οπλισμούς του διακόπτη [155], [156]. Τα αποτελέσματα όμως των εργασιών αυτών παραμένουν αμφισβητήσιμα καθώς ο χρόνος διεξαγωγής των μετρήσεων είναι περιορισμένος σε μερικές εκατοντάδες δευτερόλεπτα.

Έχοντας υπόψη ότι ο χρόνος λειτουργίας ενός αξιόπιστου διακόπτη RF – MEMS θα πρέπει να είναι τουλάχιστον ίσος με ένα έτος είναι προφανές ότι η συμπεριφορά των ρευμάτων φόρτισης/εκφόρτισης θα πρέπει να καταγραφεί και να μελετηθεί για μεγάλα χρονικά διαστήματα. Ειδικά όσον αφορά την καταγραφή του ρεύματος εκφόρτισης, οι συμβατικές μέθοδοι που χρησιμοποιούν ηλεκτρόμετρα για μεγάλο χρονικό διάστημα εμφανίζουν περιορισμούς που σχετίζονται με το επίπεδο θορύβου, λόγω των ασθενών ηλεκτρικών πεδίων που επικρατούν κατά τη διαδικασία εκφόρτισης των διακοπών RF – MEMS.

Λαμβάνοντας υπόψη τις παραπάνω διαδικασίες και τα προβλήματα που διέπουν τον προσδιορισμό των ρευμάτων φόρτισης/εκφόρτισης διαμέσου των διηλεκτρικών υμενίων των διακοπών RF – MEMS, στα πλαίσια της παρούσας διατριβής θα αναπτυχθεί η μέθοδος του προσδιορισμού των ρευμάτων αυτών μέσω της καταγραφής της ολίσθησης της τάσης που αντιστοιχεί στην ελάχιστη χωρητικότητα ( $V_{min}$ ) [157], [158], η οποία με έμμεσο τρόπο επιτρέπει τον υπολογισμό των ρευμάτων φόρτισης/εκφόρτισης για μεγάλους χρόνους.

Έχοντας ως βάση το μοντέλο του Rottenberg [20] που παρουσιάστηκε στην Ενότητα 1.6 και για την περίπτωση των παράλληλων και επίπεδων οπλισμών του διακόπτη RF – MEMS ( $\sigma_\alpha \rightarrow 0$ ), η μέση τιμή της ισοδύναμης επιφανειακής πυκνότητας φορτίου ( $\overline{\psi_{eq}}$ ) μπορεί να υπολογιστεί από τις σχέσεις (1.14) και (1.27):

$$\overline{\psi_{eq}} = \frac{\epsilon_r \epsilon_0}{d_\epsilon} \cdot V_{min} \quad (3.2)$$

όπου υπενθυμίζεται ότι στην σχέση (3.2) με  $d_\epsilon$  συμβολίζεται το πάχος του διηλεκτρικού υμενίου,  $\epsilon_r$  και  $\epsilon_0$  είναι η σχετική διηλεκτρική σταθερά του υλικού και η διηλεκτρική σταθερά του κενού αντίστοιχα. Η τιμή της ελάχιστης τάσης  $V_{min}$  υπολογίζεται από την καταγραφή της χαρακτηριστικής C – V του διακόπτη και εφόσον είναι ανάλογη με την μέση τιμή της ισοδύναμης επιφανειακής πυκνότητας φορτίου, μπορούν να υπολογιστούν οι πυκνότητες των ρευμάτων φόρτισης ( $J_{charg}$ ) και εκφόρτισης ( $J_{disch}$ ) από το ρυθμό μεταβολής της μέσης τιμής του φορτίου  $\overline{\psi_{eq}}$ , σύμφωνα με τη σχέση:

$$J_{charg}(t) = -J_{disch}(t) = \frac{d\overline{\psi_{eq}}(t)}{dt} = \frac{\epsilon_r \epsilon_0}{d_\epsilon} \cdot \frac{dV_{min}}{dt} \quad (3.3)$$

Αξίζει να σημειωθεί εδώ ότι ο προσδιορισμός της ολίσθησης της τάσης  $V_{min}$  λαμβάνει χώρα μέσω της καταγραφής των χαρακτηριστικών C – V του διακόπτη στην κατάσταση OFF με ταυτόχρονη μέτρηση και του χρόνου φόρτισης/εκφόρτισης. Με τον τρόπο αυτό μπορούν να καταγραφούν και οι μεταβολές της τιμής της ελάχιστης χωρητικότητας ( $C_{up}$ ) παρέχοντας πληροφορίες για τις μεταβολές της τιμής της ελάχιστης ηλεκτροστατικής δύναμης ( $F_{el,min}$ ) και συνεπώς της μεταβολής της

ομοιομορφίας της ισοδύναμης επιφανειακής πυκνότητας φορτίου ( $\sigma^2(\psi_{eq})$ ) σύμφωνα με τη σχέση (1.28). Η εξαγωγή συμπερασμάτων για τη συμπεριφορά της διακύμανσης του επιφανειακού φορτίου θα πρέπει να γίνεται με ιδιαίτερη προσοχή διότι η τιμή της χωρητικότητας  $C_{up}$  επηρεάζεται σε μεγάλο βαθμό από τις μηχανικές παραμορφώσεις του κινούμενου οπλισμού του διακόπτη.

Στη συνέχεια αναφέρεται η πειραματική διαδικασία και τα βήματα που ακολουθούνται για τον υπολογισμό των ρευμάτων φόρτισης/εκφόρτισης στους διακόπτες MEMS.

#### A. Προσδιορισμός του ρεύματος φόρτισης ( $J_{charg}$ )

Τα πειραματικά βήματα που ακολουθήθηκαν για τον προσδιορισμό του ρεύματος φόρτισης στους διακόπτες RF – MEMS είναι:

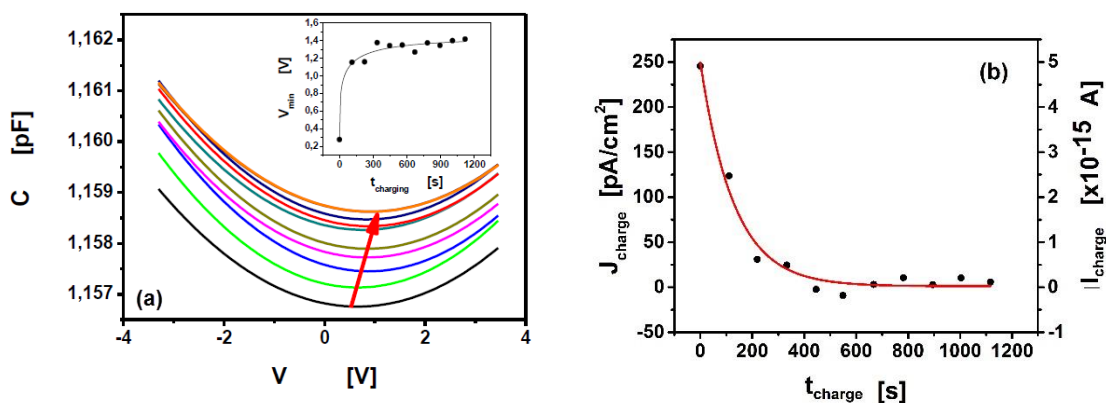
(1) Αρχικά εφαρμόζεται διαφορά δυναμικού  $V_{stress}$  ανάμεσα στους οπλισμούς του διακόπτη με τιμή μεγαλύτερη από την τάση ενεργοποίησης  $V_{PI}$  προκειμένου να διασφαλιστεί η φόρτιση λόγω επαφής γέφυρας – διηλεκτρικού και για ορισμένο χρόνο  $t_{stress}$ , ο οποίος διατηρείται σταθερός σε κάθε κύκλο φόρτισης.

(2) Μόλις ολοκληρωθεί ο εκάστοτε κύκλος φόρτισης, καταγράφεται η χαρακτηριστική  $C - V$  του διακόπτη με τιμές της εφαρμοζόμενης τάσης  $V$  μικρότερες της τάσης ενεργοποίησης  $V_{PI}$ , ώστε να διασφαλιστεί ότι ο διακόπτης βρίσκεται στην κατάσταση OFF.

(3) Τα βήματα (1) και (2) επαναλαμβάνονται διαδοχικά ώστε να ολοκληρωθεί ο συνολικός χρόνος φόρτισης που τέθηκε κατά το σχεδιασμό του πειράματος.

Για κάθε μέτρηση  $C - V$  του βήματος (2) προσδιορίζεται η τιμή της τάσης  $V_{min}$  εφαρμόζοντας παραβολική προσαρμογή (fit) των πειραματικών σημείων διότι η μορφή της  $C - V$  χαρακτηριστικής για μικρές μετατοπίσεις του κινούμενου οπλισμού θα πρέπει να είναι παραβολική. Στη συνέχεια μπορεί να προσδιοριστεί η ολίσθηση της τάσης  $V_{min}$  μετά από κάθε κύκλο φόρτισης, ενώ το ρεύμα φόρτισης υπολογίζεται από τη σχέση (3.3). Ενδεικτικά, στο Σχήμα 3.3 φαίνεται η ολίσθηση των χαρακτηριστικών  $C - V$  μετά από κάθε ισόχρονο στάδιο φόρτισης και η αντίστοιχη ολίσθηση της τάσης  $V_{min}$ , η οποία είναι ανάλογη με την ισοδύναμη επιφανειακή πυκνότητα φορτίου στο διηλεκτρικό υμένιο του διακόπτη RF – MEMS.

Στο σημείο αυτό θα πρέπει να επισημανθεί ότι το φορτίο που υπολογίζεται με την παραπάνω μέθοδο προκύπτει από την τιμή του  $V_{min}$  μετά την παρέλευση του χρόνου φόρτισης του διακόπτη  $t_{stress}$  και του χρόνου που απαιτείται για την καταγραφή της χαρακτηριστικής  $C - V$  στην κατάσταση up - state. Συνεπώς, η παρούσα μέθοδος ουσιαστικά παρέχει το ρυθμό μεταφοράς φορτίου και όχι την στιγμιαία τιμή του ρεύματος φόρτισης.



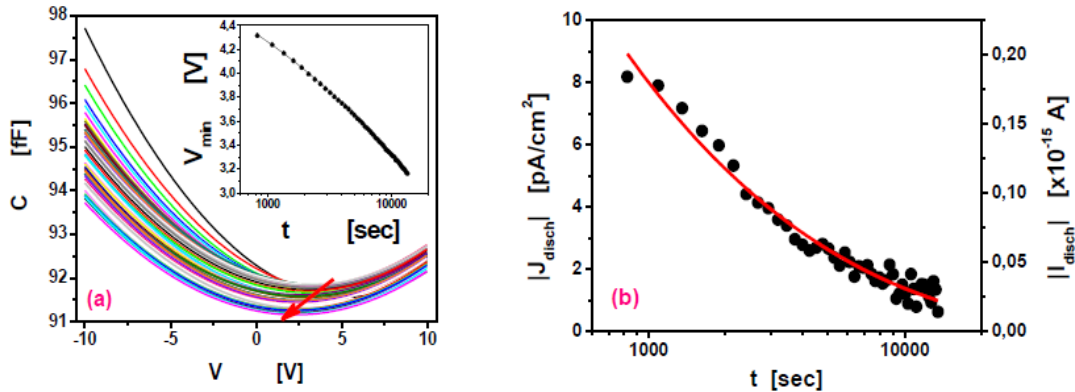
Σχήμα 3.3: α) Η ολίσθηση της χαρακτηριστικής  $C - V$  μετά από κάθε κύκλο φόρτισης, όπου με το κόκκινο βέλος επισημαίνεται η ολίσθηση της τάσης  $V_{min}$ . Στο ένθετο διάγραμμα φαίνεται η ολίσθηση της  $V_{min}$  σε συνάρτηση με το χρόνο φόρτισης και β) η συμπεριφορά του υπολογισμένου ρεύματος φόρτισης

## B. Προσδιορισμός του ρεύματος εκφόρτισης ( $J_{disch}$ )

Αφού ολοκληρωθούν όλοι οι προβλεπόμενοι από το σχεδιασμό του πειράματος κύκλοι φόρτισης ακολουθεί η καταγραφή πολλών χαρακτηριστικών  $C - V$ , όπου η διαφορά δυναμικού που εφαρμόζεται για τη λήψη τους είναι μικρότερη από την τάση ενεργοποίησης  $V_{PI}$ , ώστε ο διακόπτης να παραμένει στην κατάσταση OFF σε όλη τη διάρκεια της διαδικασίας. Παράλληλα, για κάθε τιμή της εφαρμοζόμενης τάσης, εκτός από την τιμή της χωρητικότητας καταγράφεται και ο χρόνος (χρόνος εκφόρτισης).

Από τις διαδοχικές καταγραφές των χαρακτηριστικών  $C - V$  προσδιορίζονται οι τιμές των τάσεων που αντιστοιχούν στην ελάχιστη χωρητικότητα ( $V_{min}$ ) μέσω παραβολικού fit των πειραματικών σημείων, ενώ η καταγραφή του χρόνου επιτρέπει τον προσδιορισμό της ολίσθησης της τάσης  $V_{min}$  με τον χρόνο εκφόρτισης. Τέλος, από το ρυθμό μεταβολής της ολίσθησης αυτής μπορεί να υπολογιστεί το ρεύμα εκφόρτισης διαμέσου των διηλεκτρικών υμενίων με τη βοήθεια της σχέσης (3.3) (Σχήμα 3.4).

Κύριο πλεονέκτημα της μεθόδου που περιγράφηκε παραπάνω αποτελεί το γεγονός ότι επιτρέπει τον υπολογισμό ρευμάτων για χρόνους μέτρησης που ξεπερνούν τα  $10^4$  sec και επίσης καθίσταται δυνατή η ανίχνευση των ρευμάτων εκφόρτισης με πυκνότητες μικρότερες από  $1 \text{ pA/cm}^2$ . Θα πρέπει να σημειωθεί εδώ, ότι η άμεση μέτρηση του ρεύματος αυτού με συμβατικές μεθόδους είναι ιδιαίτερος δύσκολη καθώς απαιτούνται ηλεκτρόμετρα με διακριτική ικανότητα της τάξης των  $10^{-16} - 10^{-17} \text{ A}$  και ιδιαίτερες συνθήκες για τον περιορισμό του θορύβου κατά την διάρκεια της μέτρησης. Ο θόρυβος που εισάγεται στην μέθοδο που περιγράφηκε προκύπτει κυρίως από την αριθμητική παραγωγή των πειραματικών σημείων και μπορεί εύκολα να περιοριστεί κατά την επεξεργασία των πειραματικών δεδομένων μέσω φίλτρων εξομάλυνσης (smoothing). Τέλος, καθίσταται δυνατή και η ταυτοποίηση του κυρίαρχου μηχανισμού αγωγιμότητας που διέπει την εκφόρτιση των υμενίων, με τα αποτελέσματα που προέκυψαν να παρουσιάζονται στο Κεφάλαιο 4.



Σχήμα 3.4: α) Καταγραφή της ολίσθησης των χαρακτηριστικών  $C - V$  κατά τη διάρκεια της εκφόρτισης του διακόπτη RF – MEMS. Στο ένθετο διάγραμμα φαίνεται η ολίσθηση της τάσης  $V_{min}$  και β) η συμπεριφορά του ρεύματος εκφόρτισης που υπολογίστηκε με την σχέση (3.3).

### 3.3 ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΕΣ ΤΕΧΝΙΚΕΣ ΣΕ ΠΥΚΝΩΤΕΣ MIM

Για την μελέτη της φόρτισης/εκφόρτισης των διηλεκτρικών υμενίων των διακοπών RF – MEMS μπορούν να χρησιμοποιηθούν και διατάξεις πυκνωτών MIM με τα διηλεκτρικά των οποίων να έχουν τα ίδια χαρακτηριστικά και συνθήκες κατασκευής με εκείνα των αντίστοιχων διακοπών. Βασικό πλεονέκτημα της χρήσης των πυκνωτών MIM αποτελεί το γεγονός ότι κατά την κατάσταση ON, η δομή του MEMS προσιδιάζει με την φόρτιση ενός πυκνωτή MIM (Σχήμα 3.2α) καθώς και το γεγονός ότι εξαλείφονται τα παρασιτικά φαινόμενα που οφείλονται στις μηχανικές ιδιότητες των μεταλλικών οπλισμών του διακόπτη. Θα πρέπει να σημειωθεί όμως ότι η δομή των πυκνωτών MIM δεν προσομοιώνει ακριβώς την δομή του διακόπτη RF – MEMS κατά την κατάσταση ON, διότι ο κινούμενος οπλισμός δεν έρχεται σε τέλεια επαφή με το διηλεκτρικό υμένιο λόγω της τραχύτητας των επιφανειών (Ενότητα 1.4). Η τραχύτητα των επιφανειών στους διακόπτες RF - MEMS έχει ως αποτέλεσμα την εμφάνιση διακυμάνσεων του εγγεόμενου φορτίου από περιοχές στις οποίες εμφανίζεται στρώμα αέρα μεταξύ μετάλλου – διηλεκτρικού. Αντίθετα, το ομοιόμορφο ηλεκτρικό πεδίο που αναπτύσσεται στο διηλεκτρικό των πυκνωτών MIM συμβάλλει στην αντίστοιχη ομοιομορφία του εγγεόμενου φορτίου, λόγω της τέλει επαφής μετάλλου – διηλεκτρικού.

Οι μηχανισμοί φόρτισης και εκφόρτισης των υμενίων μπορούν λοιπόν να μελετηθούν σε διατάξεις MIM με την καταγραφή των χαρακτηριστικών ρεύματος – τάσης ( $I - V$ ), με τη μέθοδο των θερμικά διεγερόμενων ρευμάτων αποπόλωσης (TSDC) και με τη μέθοδο Kelvin Probe (KP). Οι μέθοδοι  $I - V$  και KP αποσκοπούν στον προσδιορισμό του ρεύματος μεταφοράς/εκφόρτισης και των μηχανισμών αγωγιμότητας, ενώ η μέθοδος TSDC συμβάλλει στην ταυτοποίηση των μηχανισμών απελευθέρωσης φορτίου στο υλικό υπό μελέτη. Στις επόμενες ενότητες, θα ακολουθήσει η ανάπτυξη των παραπάνω μεθόδων ξεχωριστά και ο τρόπος εξαγωγής των αποτελεσμάτων που παρουσιάζονται στο Κεφάλαιο 4.

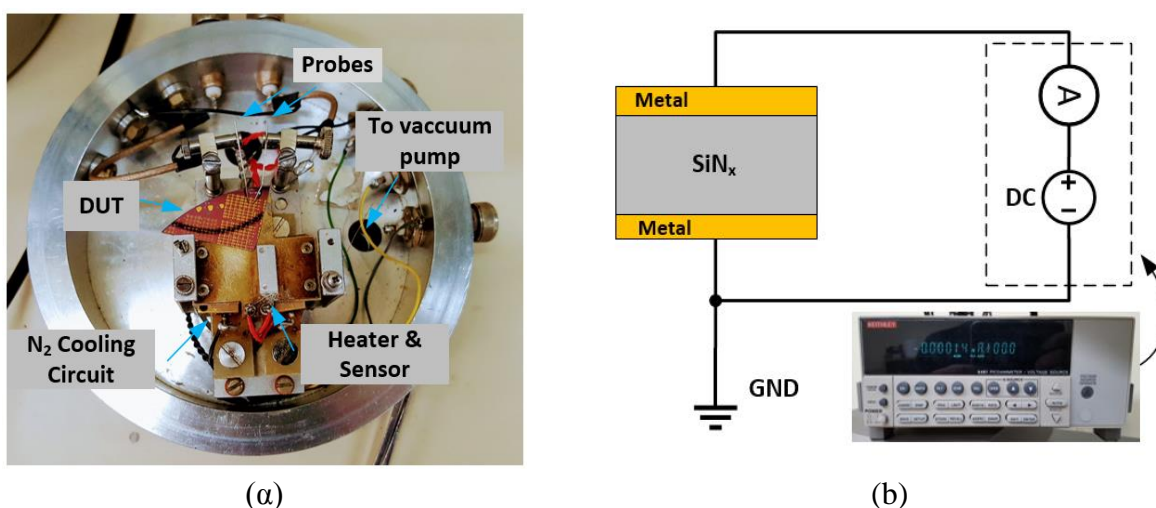


### 3.3.1 Χαρακτηριστικές ρεύματος – τάσης (I – V)

Οι χαρακτηριστικές I – V αποτελούν την πλέον απλή μέθοδο για την μελέτη της ηλεκτρικής συμπεριφοράς ενός διηλεκτρικού κατά την εφαρμογή εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου σε μία διάταξη MIM. Στο πείραμα αυτό, το δείγμα υπό μελέτη (Device Under Test – DUT) τοποθετείται στην κατάλληλη βάση εντός του κρουστάτη (Σχήμα 3.5α), όπου μέσω ακίδων (Probes) βολφραμίου επιτυγχάνονται οι ηλεκτρικές επαφές υλοποιώντας τη συνδεσμολογία που φαίνεται στο Σχήμα 3.5b. Η κατασκευή του κρουστάτη είναι τέτοια ώστε να επιτρέπει αλλαγές των περιβαλλοντικών συνθηκών όπως ατμόσφαιρα αζώτου, αέρα και κενό ( $\sim 10^{-3}$  Torr) καθώς και μεταβολές της θερμοκρασίας (100K-450K) μέσω αντίστασης (Heater) για θέρμανση και κυκλώματος ροής υγρού αζώτου για ψύξη. Η όλη διάταξη περιβάλλεται από συμπαγή μεταλλικά τοιχώματα πάχους 15mm διαμορφώνοντας έναν κλωβό Faraday, προκειμένου ελαχιστοποιηθεί ο θόρυβος που οφείλεται στις ηλεκτρομαγνητικές παρεμβολές.

Ο έλεγχος της εφαρμοζόμενης τάσης στο DUT και η μέτρηση του ρεύματος πραγματοποιούνται μέσω της συσκευής Keithley 6487, όπου οι παράμετροι της καταγραφής των χαρακτηριστικών I – V ελέγχονται από H/Y μέσω κώδικα LabVIEW. Στην μέτρηση I – V οι παράμετροι που εισάγονται αφορούν τα πάνω και κάτω όρια της εφαρμοζόμενης τάσης, το βήμα της μέτρησης, την τιμή της χρονικής καθυστέρησης (delay) μεταξύ της εφαρμοζόμενης τάσης και της μέτρησης του ρεύματος καθώς και την δυνατότητα καταγραφής βρόχου. Τέλος, σημειώνεται ότι το αμπερόμετρο της συσκευής Keithley 6487 που χρησιμοποιήθηκε εμφανίζει διακριτική ικανότητα 10fA και η αντίσταση εισόδου του είναι μικρότερη από 100Ω.

Σε κάθε βήμα μεταβολής της εφαρμοζόμενης τάσης, το μετρούμενο ρεύμα  $J_m$  θα είναι το άθροισμα δύο συνεισφορών: του μεταβατικού ρεύματος φόρτισης  $J_{tr}(t)$  και του συνεχούς (steady state) ρεύματος αγωγιμότητας  $J_{DC}$ .



Σχήμα 3.5: α) Εικόνα του κρουστάτη που χρησιμοποιήθηκε για τις μετρήσεις ρεύματος και β) Τυπικό κύκλωμα για την καταγραφή των χαρακτηριστικών I-V.



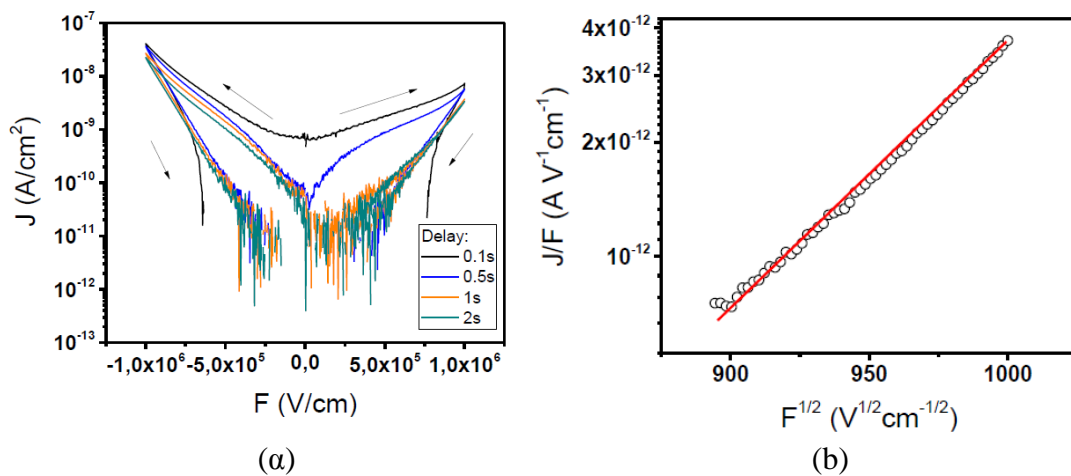
$$J_m(t) = J_{tr}(t) + J_{DC} \quad (3.4)$$

Στην περίπτωση ιδανικού πυκνωτή, όπου δεν υπάρχουν κέντρα παγίδευσης εντός του διηλεκτρικού, το μεταβατικό ρεύμα  $J_{tr}(t)$  εκφράζει την μετακίνηση φορτίου στους μεταλλικούς οπλισμούς του και εξαρτάται από τα γεωμετρικά του χαρακτηριστικά. Όταν όμως το διηλεκτρικό δεν είναι ιδανικό, πραγματοποιείται μετακίνηση φορτίου από τους οπλισμούς στις μη κατειλημμένες ενεργειακές στάθμες του υλικού με αποτέλεσμα την εμφάνιση πτώσης τάσης εντός του διηλεκτρικού. Επομένως, στην περίπτωση αυτή το ρεύμα  $J_{tr}(t)$  προέρχεται από τις διαδικασίες πόλωσης εντός του διηλεκτρικού υμενίου και είναι ανάλογο του ρυθμού αύξησης του συσσωρευμένου φορτίου ( $\frac{dQ_{acc}}{dt}$ ).

Καθώς εκτυλίσσεται η πόλωση του διηλεκτρικού, ο ρυθμός αύξησης του φορτίου θα βαίνει μειούμενος μέχρι την κατάσταση της πόλωσης ισορροπίας όπου πρακτικά το ρεύμα  $J_{tr}(t)$  θα μηδενιστεί. Τότε το μετρούμενο ρεύμα θα ισούται με το ρεύμα  $J_{DC}$ , το οποίο εκφράζει την μεταφορά φορτίου και θεωρείται εν γένει ανεξάρτητο του χρόνου αν και διάφορες διαδικασίες που σχετίζονται με τις ιδιότητες του υλικού μπορούν να το μετατρέψουν σε χρονοεξαρτώμενο [159].

Κατά τη διάρκεια της καταγραφής των χαρακτηριστικών  $I - V$ , η συνεισφορά του μεταβατικού ρεύματος  $J_{tr}(t)$  επηρεάζει σε σημαντικό βαθμό την τιμή του  $J_m$ , αλλοιώνοντας την μορφή της χαρακτηριστικής (Σχήμα 3.6a). Για τον περιορισμό της επίδρασης του μεταβατικού ρεύματος γίνεται κατάλληλη επιλογή της χρονικής καθυστέρησης (delay) μεταξύ της εφαρμοζόμενης τάσης και της μέτρησης του ρεύματος καθώς και του βήματος της εφαρμοζόμενης τάσης που θα οδηγήσει στην ελαχιστοποίηση της συνεισφοράς του ρεύματος  $J_{tr}(t)$ , με αποτέλεσμα το μετρούμενο ρεύμα να ισούται πρακτικά με το ρεύμα μεταφοράς:

$$J_m \cong J_{DC} \quad (3.5)$$



Σχήμα 3.6: α) Τυπικές χαρακτηριστικές ρεύματος τάσης για διάφορες τιμές της παραμέτρου delay για υμένιο  $SiN_x$  πάχους 140nm, β) Υπογραφή του μηχανισμού Poole-Frenkel στο ίδιο διηλεκτρικό για υψηλά ηλεκτρικά πεδία. (Αποτέλεσμα στα πλαίσια της παρούσας διατριβής).

Οι πληροφορίες που μπορούν να εξαχθούν από την καταγραφή των χαρακτηριστικών  $I - V$  περιλαμβάνουν τις μεταβολές και το είδος του βρόχου υστέρησης που σχηματίζεται ενώ το μετρούμενο ρεύμα μεταφοράς μπορεί να μελετηθεί ανά περιοχές παρέχοντας πληροφορίες για τον κυρίαρχο μηχανισμό αγωγιμότητας και κατ' επέκταση για τις ηλεκτρικές ιδιότητες του υλικού (Σχήμα 3.6b). Ειδικότερα, η περίπτωση δεξιόστροφου βρόχου αναφέρεται στην παγίδευση των εγχεόμενων φορέων κοντά στα ηλεκτρόδια έγχυσης μειώνοντας το μετρούμενο ρεύμα αγωγιμότητας για την ίδια τιμή της εφαρμοζόμενης τάσης κατά την άνοδο/κάθοδο της, ενώ ο αριστερόστροφος βρόχος αναφέρεται στην παρουσία διπόλων που σε συνδυασμό με τον μεγάλο χρόνο αποκατάστασης τους αυξάνει το εσωτερικό ηλεκτρικό πεδίο του υλικού, αυξάνοντας έτσι και το ρεύμα αγωγιμότητας  $J_{DC}$  για την ίδια τιμή της εφαρμοζόμενης τάσης. Επιπλέον, το εύρος του σχηματιζόμενου βρόχου μπορεί να δώσει μία γενική εικόνα για τα επίπεδα φόρτισης ενώ η ύπαρξη ασυμμετριών στην χαρακτηριστική μεταξύ θετικών και αρνητικών τάσεων μπορεί να συσχετιστεί με την ασυμμετρία των μεταλλικών επαφών, όταν από αυτούς πραγματοποιείται έγχυση ηλεκτρονίων ή οπών.

Τέλος, το σημαντικότερο αποτέλεσμα που μπορεί να εξαχθεί από τις χαρακτηριστικές  $I - V$  είναι η ταυτοποίηση του κυρίαρχου μηχανισμού αγωγιμότητας στις διάφορες περιοχές τάσεων, όπου η υπογραφή του κάθε εμπλεκόμενου μηχανισμού προκύπτει από την γραμμική του συμπεριφορά σε κατάλληλο σύστημα αξόνων, σύμφωνα με τον Πίνακα 3. Η μετέπειτα προσαρμογή των πειραματικών δεδομένων (fit) για καθένα από τους μηχανισμούς αυτούς, μπορεί να δώσει πληροφορίες για μικροσκοπικά μεγέθη που χαρακτηρίζουν το υπό μελέτη υλικό. Για παράδειγμα, στην περίπτωση που ο κυρίαρχος μηχανισμός μεταφοράς φορτίου είναι η διαδικασία Poole – Frenkel, μπορούν να εξαχθούν οι παράμετροι της διηλεκτρικής σταθεράς ( $\epsilon_r$ ) και του φραγμού δυναμικού μεταξύ της στάθμης των παγίδων και της ζώνης αγωγιμότητας ( $\phi_{PF}$ ).

Πίνακας 3: Πειραματικός προσδιορισμός της γραμμικής σχέσης (υπογραφής) των συνηθέστερων μηχανισμών αγωγιμότητας στα υμένια  $SiN_x$ .

Μηχανισμός αγωγιμότητας	Γραμμική σχέση	Ενότητα
<b>Fowler – Nordheim (F – N)</b>	$\ln\left(\frac{I}{V^2}\right) \sim \frac{1}{V}$	(2.4.3)
<b>Poole – Frenkel (P – F)</b>	$\ln\left(\frac{I}{V}\right) \sim \sqrt{V}$	(2.4.4)
<b>Hopping</b>	$\ln\left(\frac{I}{V}\right) \sim V$	(2.4.5)
<b>SCLC</b>	$\frac{I}{V} \sim V^2$	(2.4.6)

### 3.3.2 Η μέθοδος των θερμικά διεγερόμενων ρευμάτων αποπόλωσης (TSDC)

Η μέθοδος TSDC αποτελεί μία πειραματική τεχνική μέσω της οποίας, μπορεί κανείς να μελετήσει τους θεμελιώδεις μηχανισμούς αποθήκευσης και απελευθέρωσης φορτίου σε μη – μεταλλικά στερεά. Η κεντρική ιδέα του πειράματος αποσκοπεί στην μελέτη του ρεύματος εκφόρτισης ( $J_D$ ) σε ένα πυκνωτή MIM ως συνάρτηση της θερμοκρασίας ( $T$ ), δεδομένου ότι οι εμπλεκόμενοι μηχανισμοί αποπόλωσης εμφανίζουν εξάρτηση από τη θερμοκρασία του πειράματος. Τα κυριότερα πειραματικά βήματα που ακολουθούνται για την εξαγωγή του φάσματος, πλέον TSDC, περιγράφονται παρακάτω:

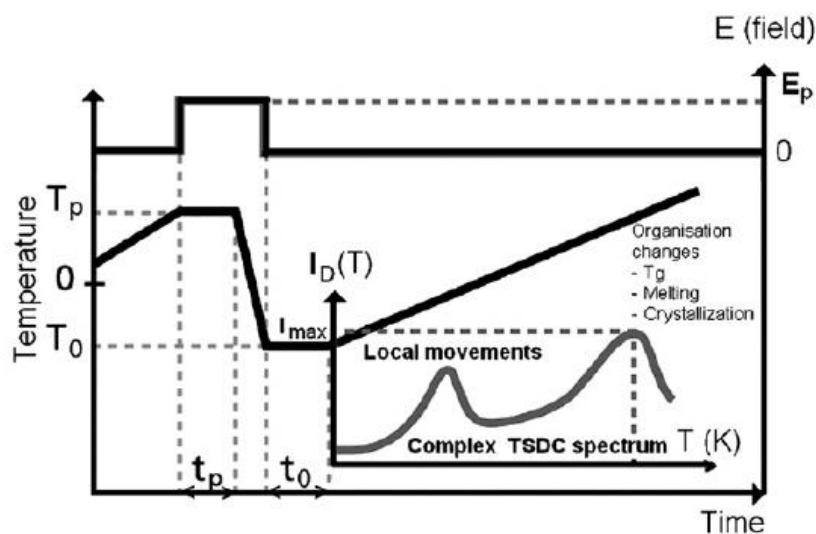
1. Αρχικά, το διηλεκτρικό υμένιο του πυκνωτή MIM πολώνεται με την εφαρμογή συνεχούς εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου ( $F_p$ ) σε θερμοκρασία  $T_p = 450\text{K}$  και για χρόνο  $t_p$  που επιλέγεται με τέτοιο τρόπο, ώστε ο χρόνος αυτός να είναι μεγαλύτερος από το χρόνο αποκατάστασης  $\tau(T_p)$  στη δεδομένη θερμοκρασία  $T_p$ . Ο χρόνος  $t_p$  που χρησιμοποιήθηκε στα πειράματα TSDC στα πλαίσια της παρούσας διατριβής ήταν της τάξης των 40min.
2. Στη συνέχεια και διατηρώντας το πεδίο πόλωσης σταθερό, το δείγμα ψύχεται μέχρι τη θερμοκρασία  $T_0 = 200\text{K}$ .
3. Στη θερμοκρασία  $T_0$ , το ηλεκτρικό πεδίο μηδενίζεται και ο πυκνωτής MIM συνδέεται με ένα ηλεκτρόμετρο.
4. Ακολούθως, μετά από μικρό διάστημα αναμονής (λίγων λεπτών) το δείγμα θερμαίνεται με σταθερό ρυθμό  $q = 2.5\text{K/min}$  και καταγράφεται το μεταβατικό ρεύμα αποπόλωσης ως συνάρτηση της θερμοκρασίας. Η μέτρηση ολοκληρώνεται συνήθως όταν η θερμοκρασία του δείγματος έχει τιμή ίση με  $T_p$ .

Το πρώτο στάδιο λοιπόν κατά τη διεξαγωγή του πειράματος TSDC αφορά την πόλωση του διηλεκτρικού μέχρι την κατάσταση ισορροπίας  $P_s$ . Οι κυριότεροι μηχανισμοί που συνεισφέρουν στην πόλωση του είναι αυτοί της διπολικής πόλωσης, της πόλωσης λόγω εμφάνισης φορτίων χώρου και η πόλωση διεπιφάνειας. Με την αύξηση της θερμοκρασίας πόλωσης υπό σταθερό ηλεκτρικό πεδίο, το υλικό φθάνει ταχύτερα στην κατάσταση πόλωσης ισορροπίας διότι οι χρόνοι απόκρισης των διπόλων και των ελεύθερων φορτίων μειώνονται σημαντικά με την αύξηση της θερμοκρασίας. Αφού το διηλεκτρικό έχει φθάσει στην πόλωση ισορροπίας, ακολουθεί η ψύξη του υλικού (πάντοτε υπό την εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου), γεγονός που οδηγεί στην σταδιακή αύξηση των χρόνων αποκατάστασης των διπόλων και των ελεύθερων φορτίων. Στην ελάχιστη θερμοκρασία  $T_0$  οι χρόνοι αποκατάστασης είναι τόσο μεγάλοι ώστε να θεωρείται ότι τα δίπολα και τα φορτία χώρου να είναι «παγωμένα» στις θέσεις τους. Όταν μηδενιστεί το ηλεκτρικό πεδίο στη θερμοκρασία  $T_0$ , αναδύονται σχεδόν ακαριαία οι μηχανισμοί της ατομικής και ηλεκτρονικής πόλωσης (Ενότητα 2.3.1) διότι

οι διαδικασίες αυτές οφείλονται σε ενδομοριακούς μηχανισμούς και έχουν ασθενή εξάρτηση από τη θερμοκρασία. Στη συνέχεια, ξεκινά το στάδιο της καταγραφής των θερμικά διεγερόμενων ρευμάτων αποπόλωσης με την σύνδεση ηλεκτρομέτρου στο κύκλωμα, έπειτα από ένα μικρό χρόνο αναμονής που διασφαλίζει την εξάλειψη του ρεύματος βραχυκύκλωσης του πυκνωτή από τους μεταλλικούς οπλισμούς του.

Με την αύξηση της θερμοκρασίας κατά τη διάρκεια του πειράματος TSDC, οι μεταβολές της πόλωσης του διηλεκτρικού υμενίου οδηγούν σε αντίστοιχες μεταβολές των κατοπτρικών φορτίων που εμφανίζονται στους μεταλλικούς οπλισμούς του πυκνωτή MIM, των οποίων η μετακίνηση καταγράφεται ως ρεύμα αποπόλωσης στο εξωτερικό κύκλωμα. Η θέρμανση του διηλεκτρικού υμενίου με σταθερό ρυθμό έχει ως αποτέλεσμα την μείωση του χρόνου αποκατάστασης των διπόλων και των ελεύθερων φορτίων, καθώς ευνοούνται οι θερμικές κινήσεις των διπόλων και αυξάνεται ο ρυθμός αποπαγίδευσης των ελεύθερων φορέων. Το μετρούμενο ρεύμα λοιπόν αναμένεται σταδιακά να αυξάνεται καθώς υπερισχύει η αποπαγίδευση των παγιδευμένων φορτίων και στη συνέχεια να ελαττώνεται όταν σταματά η παροχή τους. Με αυτό τον τρόπο αναμένεται να παρατηρηθούν κορυφές στο μετρούμενο ρεύμα αποπόλωσης, ειδικά στις θερμοκρασίες εκείνες που ενεργοποιούνται οι διαδικασίες απελευθέρωσης φορτίων από τις παγίδες στο εσωτερικό του υλικού, από τις διαδικασίες μετακίνησης ιόντων και αποπροσανατολισμού των διπόλων [160].

Αξίζει να σημειωθεί εδώ, ότι το ισοζύγιο των ρευμάτων πόλωσης/αποπόλωσης διαφέρει αναλόγως της ύπαρξης διπολικής πόλωσης ή πόλωσης λόγω φορτίων χώρου. Στην πρώτη περίπτωση το ισοζύγιο αυτό διατηρείται, δηλαδή το ρεύμα πόλωσης είναι ίσο με το ρεύμα αποπόλωσης. Στην δεύτερη περίπτωση όμως, η αντίστοιχη διαδικασία αποπόλωσης λόγω απελευθέρωσης φορτίου χαρακτηρίζεται από σημαντικά μικρότερο συλλεγόμενο φορτίο στο εξωτερικό κύκλωμα σε σύγκριση με το φορτίο έγχυσης. Η συμπεριφορά αυτή είναι απόρροια τριών φαινομένων που περιλαμβάνουν α) την μερική διάχυση φορτίων στο εξωτερικό κύκλωμα, β) την επανασύνδεση φορτίου κοντά στα ηλεκτρόδια και γ) στην εξάρτηση του ρεύματος διάχυσης από την φύση των επαφών (blocking contacts).



Σχήμα 3.7: Σχηματικό της μεθόδου TSDC. Στο ένθετο διάγραμμα παρουσιάζεται η τυπική μορφή ενός φάσματος TSDC [161]

Τα κύρια χαρακτηριστικά της διαδικασίας μέτρησης των θερμικά διεγερόμενων ρευμάτων αποπόλωσης περιγράφηκαν παραπάνω. Στη συνέχεια θα γίνει αναφορά στα θεωρητικά μοντέλα που έχουν αναπτυχθεί για την ερμηνεία των πειραματικών αποτελεσμάτων. Αναφέρθηκε προηγουμένως, ότι κύριο ρόλο στον καθορισμό του ρεύματος TSDC παίζουν οι διαδικασίες αποπαγίδευσης των φορέων και ο αποπροσανατολισμός των διπόλων. Για την μοντελοποίηση της συνεισφοράς του ρεύματος TSDC από την πόλωση φορτίων χώρου απαιτείται να ληφθούν υπόψη διαδικασίες όπως η διάχυση, η επανασύνδεση και η παγίδευση των φορέων καθώς και η ευκολία έγχυσης νέων φορέων στο διηλεκτρικό από τα ηλεκτρόδια. Παρόμοια φαινόμενα ισχύουν και κατά τη διάρκεια της αποπόλωσης, όπου εμφανίζονται και ρεύματα ολίσθησης λόγω των τοπικών ηλεκτρικών πεδίων στο εσωτερικό των υμενίων.

Είναι λοιπόν σαφές ότι μια πλήρης θεωρία για την επίδραση των φορτίων χώρου είναι αρκετά περίπλοκη με τις λύσεις που υιοθετούνται είναι κατά βάση προσεγγιστικές [162]. Ακόμη, οι προσεγγίσεις αυτές βασίζονται έναν τόσο μεγάλο αριθμό παραδοχών ώστε η τελική έκφραση του ρεύματος αποπόλωσης που προκύπτει να προσφέρει μόνο μια ποιοτική περιγραφή του φαινομένου. Ωστόσο, θα πρέπει να τονιστεί ότι η θεωρία TSDC για πόλωση λόγω φορτίων χώρου, όπως διατυπώθηκε από τους Nedetzka [162], Muller [163] και Agarwal [164], δίνει παρόμοια αποτελέσματα για το μετρούμενο ρεύμα TSDC με το αντίστοιχο ρεύμα που προκύπτει από την διπολική θεώρηση. Έτσι, προβλέπεται ότι οι κορυφές που αντιστοιχούν στα φορτία χώρου θα χαρακτηρίζονται από την ίδια ασύμμετρη μορφή με αυτή των διπολικών κορυφών, συνεπώς οι διαδικασίες αυτές θα είναι αναλυτικά μη διακριτές. Με βάση την ισοδυναμία αυτή, θα παρουσιαστούν τα θεωρητικά μοντέλα που έχουν αναπτυχθεί με την παραδοχή ότι κυριαρχεί η διπολική πόλωση τόσο όταν η διαδικασία αποπόλωσης χαρακτηρίζεται από τον ίδιο χρόνο αποκατάστασης για όλα τα δίπολα, όσο και για την περίπτωση κατανομής των χρόνων αποκατάστασης των διπόλων.

### **3.3.2.1 Φάσματα TSDC με παρουσία διπόλων που εμφανίζουν τον ίδιο χρόνο αποκατάστασης**

Συμβατικές πειραματικές μέθοδοι έχουν δείξει ότι τα διηλεκτρικά που ακολουθούν το κλασικό μοντέλο Debye, χαρακτηριζόμενα από έναν μόνο χρόνο αποκατάστασης, είναι αρκετά σπάνια [165]. Στο παρελθόν, ένας μεγάλος αριθμός πειραμάτων TSDC σε ιοντικούς κρυστάλλους επιβεβαίωσαν ότι ακολουθείται το μοντέλο Debye [166], [167], [168], [169] και στη βάση των αποτελεσμάτων αυτών, παρουσιάστηκε η πρώτη συνεπής θεωρία που διέπει την διαδικασία TSDC από τους Bucci και Fieschi [170]. Στο μοντέλο αυτό θεωρείται ότι τα διηλεκτρικά υλικά δεν περιέχουν ελεύθερους φορείς, η πόλωση είναι ομοιογενής και οφείλεται αποκλειστικά στον προσανατολισμό των διπόλων, τα οποία χαρακτηρίζονται από τον ίδιο χρόνο αποκατάστασης.

Η εξάρτηση της διπολικής πόλωσης από τον χρόνο και τη θερμοκρασία καθορίζεται από τον ανταγωνισμό μεταξύ της προσανατολιστικής δράσης του ηλεκτρικού πεδίου και της δράσης των θερμικών κινήσεων. Τότε η πόλωση ανά μονάδα όγκου  $P(t)$  κατά

τη διάρκεια του χρόνου  $t$  μετά την εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου έντασης  $F_p$  σε θερμοκρασία  $T_p$  περιγράφεται από την σχέση:

$$P(t) = P_S \cdot \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] \quad (3.6)$$

όπου  $\tau$  είναι ο χρόνος αποκατάστασης των διπόλων και  $P_S$  η πόλωση στην κατάσταση ισορροπίας, η οποία στις χαμηλές θερμοκρασίες και για πολύ υψηλά ηλεκτρικά πεδία εκφράζεται ως:

$$P_S = \frac{sN_d p_\mu^2 \kappa F_p}{k_B T_p} \quad (3.7)$$

Στην εξίσωση (3.7) η παράμετρος  $s$  είναι ένας γεωμετρικός συντελεστής που εξαρτάται από τους πιθανούς τρόπους προσανατολισμού του διπόλου (πχ. για ελεύθερη περιστροφή του,  $s = 1/3$ ),  $p_\mu$ ,  $N_d$  είναι η ηλεκτρική διπολική ροπή και συγκέντρωση των διπόλων αντίστοιχα,  $k_B$  η σταθερά του Boltzmann και  $\kappa F_p$  το τοπικό ηλεκτρικό πεδίο που ασκείται στα δίπολα [171].

Με την προϋπόθεση οι χρόνοι αποκατάστασης για την πόλωση και την αποπόλωση του διηλεκτρικού είναι πανομοιότυποι, η ελάττωση της πόλωσης μετά την απομάκρυνση του πεδίου  $F_p$ , θα είναι:

$$P(t) = P_S \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (3.8)$$

και η αντίστοιχη πυκνότητα του ρεύματος αποπόλωσης θα δίνεται από:

$$J_D(t) = -\frac{dP(t)}{dt} = \frac{P(t)}{\tau} \quad (3.9)$$

Κατά τη διάρκεια ενός πειράματος TSDC μεταβάλλονται ταυτόχρονα και ο χρόνος και η θερμοκρασία. Για την καταγραφή του μεταβατικού ρεύματος αποπόλωσης σε κάθε θερμοκρασία  $T$ , θεωρούμε γραμμική αύξηση της θερμοκρασίας με το χρόνο ώστε:

$$T = T_0 + qt \quad (3.10)$$

όπου  $q = 2.5\text{K/min}$  είναι ο ρυθμός θέρμανσης. Ξαναγράφοντας την σχέση (3.8) ως:

$$P(t) = P_S \cdot \exp\left(-\int_0^t \frac{dt}{\tau}\right) \quad (3.11)$$

και απαιτώντας α) ότι η σχέση (3.11) ισχύει όταν η θερμοκρασία μεταβάλλεται, β) ότι η πόλωση  $P(T_0)$  είναι ίση με την πόλωση  $P(T_p)$  στην κατάσταση ισορροπίας στη θερμοκρασία  $T_p$  και γ) ότι η θερμοκρασιακή εξάρτηση του χρόνου αποκατάστασης  $\tau$  δίνεται από μια εξίσωση τύπου Arrhenius:

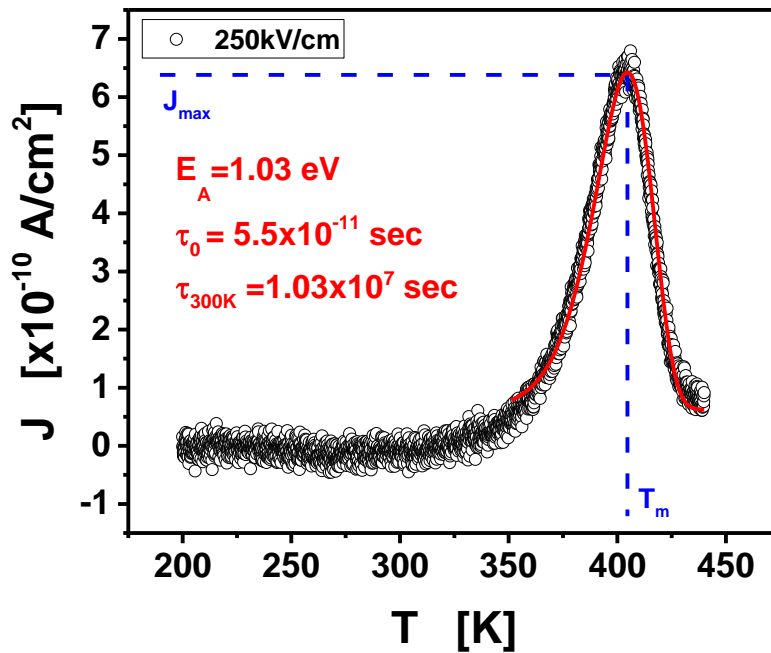
$$\tau(T) = \tau_0 \exp\left(\frac{E_{act}}{k_B T}\right) \quad (3.12)$$

όπου  $\tau_0$  είναι ο χρόνος αποκατάστασης σε άπειρη θερμοκρασία και  $E_{act}$  η ενέργεια ενεργοποίησης της διαδικασίας του διπολικού προσανατολισμού ή αποπροσανατολισμού, η πυκνότητα του ρεύματος αποπόλωσης σε μία μέτρηση TSDC θα είναι:

$$J_D(T) = \frac{P_s(T_p)}{\tau_0} \exp\left(-\frac{E_{act}}{k_B T}\right) \exp\left[-\frac{1}{q\tau_0} \int_{T_0}^T \exp\left(-\frac{E_{act}}{k_B T'}\right) dT'\right] \quad (3.13)$$

Λαμβάνοντας υπόψη την ασυμπτωτική ανάλυση για τον δεύτερο εκθετικό όρο που βρίσκεται εντός του ολοκληρώματος, η εξίσωση (3.13) παίρνει την μορφή:

$$J_D(T) \cong \frac{P_s(T_p)}{\tau_0} \exp\left(-\frac{E_{act}}{k_B T}\right) \exp\left[-\frac{1}{q\tau_0} \cdot \frac{kT^2}{E_{act}} \cdot \exp\left(-\frac{E_{act}}{k_B T}\right)\right] \quad (3.14)$$



Σχήμα 3.8: Φάσμα TSDC σε δείγμα  $SiN_x$  πάχους 140nm, όπου η προσαρμογή των πειραματικών σημείων (fit) πραγματοποιήθηκε με την σχέση (3.14). (Αποτέλεσμα της παρούσας διατριβής)

Η σχέση (3.14) αναπαριστά μία ασύμμετρη καμπύλη, το εύρος της οποίας είναι γραμμική συνάρτηση του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου (Σχήμα 3.8). Ο πρώτος εκθετικός όρος της (3.14) κυριαρχεί στην περιοχή των χαμηλών θερμοκρασιών και είναι υπεύθυνος για την αρχική αύξηση του ρεύματος με την θερμοκρασία λόγω της αύξησης της ευκινησίας των διπόλων. Ο δεύτερος όρος που κυριαρχεί στις υψηλές θερμοκρασίες, βαθμιαία ελαττώνει την αύξηση του ρεύματος οδηγώντας στη συνέχεια στην ραγδαία μείωση του, ειδικά για υψηλές ενέργειες ενεργοποίησης, λόγω της σταδιακής εξάντλησης της προκαλούμενης πόλωσης [160].

Είναι φανερό λοιπόν, ότι στη σχέση (3.14) οι μόνες παράμετροι που επηρεάζουν το σχήμα της καμπύλης είναι ο ρυθμός θέρμανσης  $q$ , η σταθερά χρόνου σε άπειρη θερμοκρασία  $\tau_0$  και η ενέργεια ενεργοποίησης  $E_{act}$ . Η αμοιβαία τους επίδραση μπορεί να εκτιμηθεί καλύτερα διαφορίζοντας τη σχέση (3.14), ώστε να προκύψει η θέση του μεγίστου  $T_m$  της κορυφής του φάσματος TSDC:

$$T_m = \left[ \frac{E_{act}}{k_B} q \tau_0 \exp\left(\frac{E_{act}}{k_B T_m}\right) \right]^{1/2} \quad (3.15)$$

Επομένως, για σταθερό ρυθμό θέρμανσης  $q$  η θέση της κορυφής του μετρούμενου ρεύματος αποπόλωσης θα εξαρτάται μόνο από τις παραμέτρους  $\tau_0$  και  $E_{act}$ . Η τιμή του ρυθμού θέρμανσης  $q$  θα πρέπει να επιλεγεί προσεκτικά και αυτό διότι η αύξηση του οδηγεί σε ταχύτερη μείωση της αρχικής πόλωσης και σε αργή απόκριση του διηλεκτρικού. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα, για μεγάλα  $q$ , το μέγιστο του ρεύματος ( $J_{max}$ ) να παίρνει υψηλότερες τιμές και ταυτόχρονα να μετατοπίζεται σε υψηλότερες θερμοκρασίες.

Τέλος, η χρήση σταθερού ρυθμού θέρμανσης στη μέθοδο TSDC επιτρέπει και τον υπολογισμό της συνολικής πυκνότητας φορτίου  $\sigma$  που μετράται στο εξωτερικό κύκλωμα σύμφωνα με τη σχέση:

$$\sigma = \frac{Q}{A} = \int J_D(t) dt = \frac{1}{q} \int_{T_0}^T J_D(T) dT \quad (3.16)$$

όπου  $Q$  είναι το συνολικό φορτίο και  $A$  η επιφάνεια του διηλεκτρικού.

### 3.3.2.2 Φάσματα TSDC με παρουσία μηχανισμών που εμφανίζουν κατανομή των χρόνων αποκατάστασης

Ένας μεγάλος αριθμός συμβατικών ηλεκτρικών μετρήσεων έχει δείξει ότι οι περισσότεροι μηχανισμοί αποκατάστασης που λαμβάνουν χώρα στα στερεά υλικά απέχουν αρκετά από το απλό μοντέλο Debye (3.6). Το γεγονός αυτό επιβεβαιώνεται από μετρήσεις της διηλεκτρικής σταθεράς και των απωλειών του διηλεκτρικού, όπου οι ποσότητες αυτές μπορούν να εκφραστούν ικανοποιητικά με εξισώσεις που περιέχουν συναρτήσεις κατανομής του χρόνου αποκατάστασης. Η ύπαρξη κατανομής των χρόνων αποκατάστασης μπορεί να εξηγηθεί από το γεγονός ότι υπάρχει συνεισφορά πολλών μηχανισμών, που περιλαμβάνουν τις αλληλεπιδράσεις μεταξύ των διπόλων, τις διακυμάνσεις του μεγέθους και του σχήματος του περιστρεφόμενου διπόλου και στην ανισοτροπία του εσωτερικού ηλεκτρικού πεδίου εντός του οποίου πραγματοποιείται ο αναπροσανατολισμός του διπόλου [160].

Έτσι λοιπόν, στην περίπτωση όπου το διηλεκτρικό χαρακτηρίζεται από συνεχή κατανομή των χρόνων αποκατάστασης και υποθέτοντας ότι μπορεί να χρησιμοποιηθεί η αρχή της υπέρθεσης στους χρόνους χαλάρωσης  $\tau_i$  όλων των ανεξάρτητων μηχανισμών αποκατάστασης, η ολική πόλωση μπορεί να βρεθεί αθροίζοντας όλες τις επιμέρους συνεισφορές:



$$P(t) = \int_0^{\infty} P_i(t, \tau_0) d\tau_0 \quad (3.17)$$

Λαμβάνοντας υπόψη τις συνθήκες σχηματισμού της πόλωσης και αγνοώντας τη θερμοκρασιακή εξάρτηση της πόλωσης ισορροπίας  $P_s$ , η πόλωση για κάθε τιμή της θερμοκρασίας κατά τη διάρκεια ενός πειράματος TSDC μπορεί να γραφεί ως [160]:

$$P(T) = P_s(T_p) \int_0^{\infty} H(\tau_0) f(\tau_0) \exp \left[ -\frac{1}{q\tau_0} \int_{T_0}^T \exp \left( -\frac{E_{act}}{k_B T'} \right) dT' \right] d\tau_0 \quad (3.18)$$

όπου  $H(\tau_0)$  είναι μια συνάρτηση που δίνει το ποσοστό της πόλωσης και  $f(\tau_0)$  είναι η συνάρτηση κανονικοποίησης:

$$\int_0^{\infty} f(\tau_0) d\tau_0 = 1 \quad (3.19)$$

Τότε, η έκφραση της πυκνότητας ρεύματος αποπόλωσης στο πείραμα TSDC μπορεί να βρεθεί διαφορίζοντας την σχέση (3.18):

$$J_D(T) = P_s(T_p) \exp \left( -\frac{E_{act}}{k_B T} \right) \cdot \int_0^{\infty} \tau_0^{-1} H(\tau_0) f(\tau_0) \exp \left[ -\frac{1}{q\tau_0} \int_{T_0}^T \exp \left( -\frac{E_{act}}{k_B T'} \right) dT' \right] d\tau_0 \quad (3.20)$$

Αν θεωρήσουμε ότι ο προεκθετικός όρος  $\tau_0$  είναι ο ίδιος για όλους τους χρόνους αποκατάστασης και ότι η κατανομή των ενεργειών ενεργοποίησης περιγράφεται από την συνάρτηση  $g(E_{act})$  που είναι ανεξάρτητη της θερμοκρασίας, η σχέση (3.20) μπορεί να γραφεί ως:

$$J_D(T) = P_s(t_p) \tau_0^{-1} \int_0^{\infty} g(E_{act}) H(E_{act}) \cdot \exp \left[ -\frac{E_{act}}{kT} - \frac{1}{q\tau_0} \int_{T_0}^T \exp \left( -\frac{E_{act}}{kT'} \right) dT' \right] dE_{act} \quad (3.21)$$

Από τις σχέσεις (3.13) και (3.20) είναι φανερό ότι σε οποιοδήποτε είδος κατανομής, η πυκνότητα του μετρούμενου ρεύματος αποπόλωσης παραμένει ανάλογο με την πόλωση στην κατάσταση ισορροπίας  $P_s(T_p)$  και κατά συνέπεια με την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου πόλωσης  $E_p$ . Αντίθετα, η μορφή των συναρτήσεων  $H(\tau_0)$  ή  $H(E_{act})$  που βρίσκονται εντός του ολοκληρώματος θα επηρεάσουν το εύρος, το σχήμα και τη μορφή των παρατηρούμενων κορυφών λόγω της ισχυρής εξάρτησης τους από τις συνθήκες σχηματισμού της πόλωσης [160].

### 3.3.2.3 Φάσματα TSDC με fractal κατανομή των χρόνων αποκατάστασης

Σε πολλά διηλεκτρικά υλικά με ανομοιογενή δομή έχει βρεθεί από μετρήσεις διηλεκτρικής φασματοσκοπίας εναλλασσόμενου πεδίου, ότι η κατανομή του χρόνου αποκατάστασης ακολουθεί νόμους power law στις υψηλές συχνότητες. Στα υλικά αυτά, έχει βρεθεί ότι το φάσμα TSDC εμφανίζει παρόμοια συμπεριφορά καθώς το μετρούμενο ρεύμα αποπόλωσης εξαρτάται από τον ρυθμό θέρμανσης  $q$  με νόμο power law, για θερμοκρασίες μικρότερες από την μέγιστη θερμοκρασία  $T_m$ .

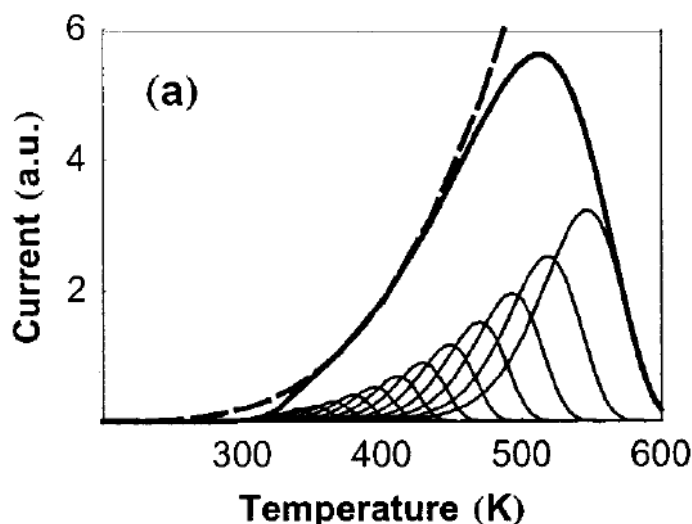
Σύμφωνα με το μοντέλο που προτάθηκε από τους Bisquert και Garcia - Belmonte [172], η συμπεριφορά αυτή μπορεί να ερμηνευτεί με την θεώρηση ότι οι διαδικασίες αποπόλωσης του διηλεκτρικού υμενίου παρουσιάζουν μία κατανομή στους χρόνους αποκατάστασης με χαρακτηριστικά δομών fractal. Ειδικότερα, θεωρείται ότι οι διαδικασίες αποπόλωσης του υλικού αποτελούνται από ένα άπειρο πλήθος όμοιων και ανεξάρτητων μηχανισμών αποκατάστασης Debye, όπου κάθε ένας από αυτούς έχει χαρακτηριστικό χρόνο  $\tau_n$ . Αν με  $\beta$  ( $\beta < 1$ ) συμβολίζεται η κλίμακα αυτής της fractal δομής, τότε ο χρόνος αποκατάστασης του μηχανισμού  $n$  θα είναι:

$$\tau_n = \beta^{-n} \tau_0 \quad (3.22)$$

Από τη στιγμή που οι επιμέρους μηχανισμοί είναι τύπου Debye, για κάθε χρόνο αποκατάστασης  $\tau_n$  θα πρέπει να ισχύει και η σχέση Arrhenius:

$$\tau_n(T) = \tau_{n,\infty} \exp\left(\frac{E_{act}}{k_B T}\right) \quad (3.23)$$

όπου  $\tau_{n,\infty}$  είναι ο χρόνος αποκατάστασης σε άπειρη θερμοκρασία του  $n$ -μηχανισμού.



Σχήμα 3.9: Φάσμα TSDC διηλεκτρικού που εμφανίζει fractal δομή των χρόνων αποκατάστασης. Οι μικρές κορυφές αντιστοιχούν στις διαδικασίες αποπόλωσης 12 όμοιων μηχανισμών Debye. Η έντονη μαύρη γραμμή αντιστοιχεί στο άθροισμα των ρευμάτων αποπόλωσης των 12 μηχανισμών και η διακεκομμένη γραμμή αντιστοιχεί στο ρεύμα αποπόλωσης που θα εμφανιζόταν αν υπήρχαν άπειροι Debye μηχανισμοί.

Το ρεύμα  $J_D(T)$  που θα προκύψει από τη συνεισφορά όλων των εμπλεκόμενων μηχανισμών αποκατάστασης θα έχει την μορφή:

$$J_D(T) \propto q^{1-\alpha} \cdot \tau_{0,\infty}^{-\alpha} \cdot \exp\left(-\frac{\alpha E_{act}}{k_B T}\right) \quad (3.24)$$

όπου  $\tau_{0,\infty}$  είναι ο χρόνος αποκατάστασης σε άπειρη θερμοκρασία του μηχανισμού με  $n = 0$  και ο παράγοντας  $\alpha$  είναι μια σταθερά που σχετίζεται με τη διάσταση  $D$  της fractal δομής των χρόνων αποκατάστασης  $\alpha = 2\left(1 - \frac{D}{3}\right)$ .

Στο μοντέλο αυτό, το ρεύμα αποπόλωσης καθορίζεται από τις κορυφές των όμοιων μηχανισμών Debye, όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.9. Κάθε μηχανισμός με χαρακτηριστικό χρόνο  $\tau_n$  θα εμφανίζει μέγιστο στο φάσμα TSDC στη θερμοκρασία  $T_{m,n}$ :

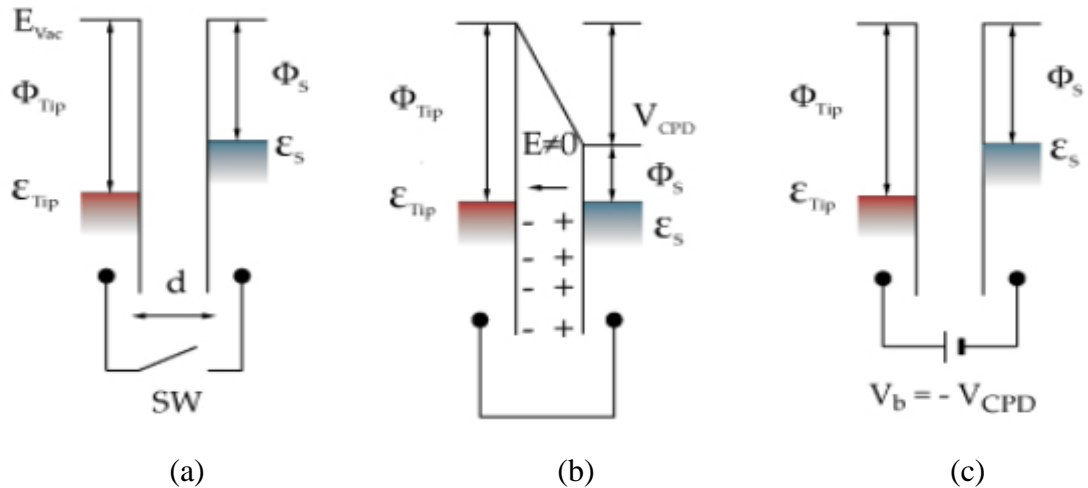
$$T_{m,n}^2 = \frac{q E_{act} \tau_n(T_{m,n})}{k_B} \quad (3.25)$$

Η αλλαγή του ρυθμού θέρμανσης  $q$  θα επηρεάσει τη θέση και την τιμή του μέγιστου ρεύματος αποπόλωσης κάθε μηχανισμού, οπότε θα μεταβάλλει και τη μορφή του τελικού φάσματος TSDC.

### 3.3.3 Εκφόρτιση με τη διάταξη Kelvin Probe (KP)

Τα τελευταία χρόνια, η χρήση της διάταξης KP αποτελεί μια ιδιαίτερα προσφιλή τεχνική στην μελέτη υλικών που χρησιμοποιούνται στις διατάξεις της Μικροηλεκτρονικής. Αποτελεί μία ανέπαφη, μη καταστρεπτική χωρητική διάταξη μέσω της οποίας μπορεί να προσδιοριστεί η διαφορά των έργων εξαγωγής μεταξύ μετάλλων, ενώ στην περίπτωση ημιαγωγών και διηλεκτρικών μπορεί να μετρηθεί το επιφανειακό δυναμικό μεταξύ του δείγματος και μίας δονούμενης ακίδας (Probe) (Σχήμα 3.11).

Ως γνωστόν, το έργο εξαγωγής ( $w_f$ ) ορίζεται ως η ελάχιστη ποσότητα ενέργειας που απαιτείται ώστε να απομακρυνθεί ένα ηλεκτρόνιο από την επιφάνεια ενός αγωγίμου υλικού. Καθώς το ηλεκτρόνιο κινείται προς την περιοχή της επιφάνειας του μετάλλου, η ενέργεια του επηρεάζεται από τις χημικές, οπτικές, ηλεκτρικές και μηχανικές ιδιότητες του υλικού. Έτσι, οι μεταβολές της τιμής του έργου εξαγωγής αποτελούν έναν πολύ ευαίσθητο δείκτη της κατάστασης της επιφάνειας και του εσωτερικού του υλικού (bulk) που μπορεί να επηρεαστεί από διάφορα φαινόμενα όπως ατέλειες των εναποτιθέμενων στρωμάτων, επιφανειακή φόρτιση, επιφανειακή και εσωτερική μόλυνση (contamination) του υλικού κτλ. Ωστόσο, στη διάταξη KP η μέτρηση του  $w_f$  πραγματοποιείται με έμμεσο τρόπο όπου, αντί της απευθείας εξαγωγής ηλεκτρονίων από την επιφάνεια του υλικού, δημιουργείται ένας πυκνωτής παράλληλων οπλισμών εκ των οποίων τον ένα οπλισμό αποτελεί η επιφάνεια αναφοράς της δονούμενης ακίδας (Probe) και ο δεύτερος οπλισμός είναι η επιφάνεια υπό μελέτη. Καθώς το Probe δονείται, τα ηλεκτρόνια παλινδρομούν στο εξωτερικό κύκλωμα και ο προσδιορισμός της διαφοράς των έργων εξαγωγής των μεταλλικών οπλισμών πραγματοποιείται με την πρόσθεση ενός εξωτερικού δυναμικού  $V_b$  (Σχήμα 3.10) [173].



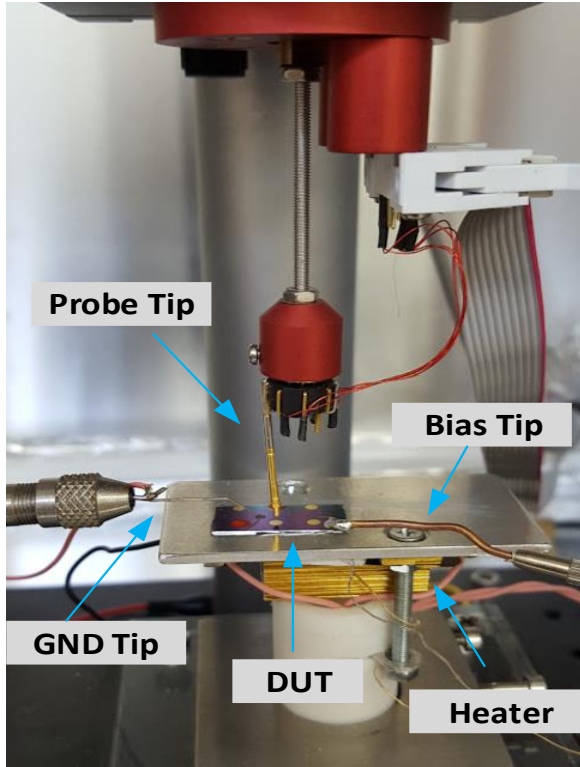
Σχήμα 3.10: *a)* Ενεργειακό διάγραμμα δύο αγώγιμων αλλά απομονωμένων μετάλλων, *b)* Εξίσωση των επιπέδων Fermi των οπλισμών, δημιουργία βαθμίδας δυναμικού  $V_{CPD}$  μεταξύ τους και παρουσία φορτίου, *c)* η προσθήκη του δυναμικού  $V_b$  επιτρέπει την πόλωση του ενός ηλεκτροδίου σε σχέση με το άλλο. Όταν  $V_b = -V_{CPD}$ , το ηλεκτρικό πεδίο μεταξύ των πλακών εξαφανίζεται παράγοντας μηδενικό σήμα εξόδου.

Το ενεργειακό διάγραμμα των μεταλλικών οπλισμών του πυκνωτή που σχηματίζεται από την επιφάνεια της ακίδας (Tip) και την επιφάνεια του δείγματος υπό μελέτη, με αντίστοιχα έργα εξαγωγής  $\phi_{tip}$  και  $\phi_s$ , φαίνονται στο Σχήμα 3.10α. Οι οπλισμοί απέχουν απόσταση  $d$  μεταξύ τους και αρχικά δεν υπάρχει σύνδεση μεταξύ τους. Όταν πραγματοποιηθεί εξωτερική ηλεκτρική σύνδεση των οπλισμών, τα επίπεδα Fermi των μετάλλων  $E_{tip}$  και  $E_s$  εξισώνονται με αποτέλεσμα την κάμψη του ενεργειακού επιπέδου του κενού  $E_{vac}$  κατά  $V_{CPD}$  (Contact Potential Difference) και την ροή φορτίου ώστε οι δύο επιφάνειες να είναι ίσα και αντίθετα φορτισμένες (Σχήμα 3.10b). Αν στο εξωτερικό κύκλωμα προστεθεί ρυθμιζόμενη πηγή τάσης  $V_b$ , τότε στην περίπτωση όπου ισχύει  $V_b = -V_{CPD}$  το ηλεκτρικό πεδίο μεταξύ των πλακών θα μηδενιστεί παράγοντας μηδενικό σήμα στην έξοδο του κυκλώματος, προσδιορίζοντας έτσι την τιμή της διαφοράς των έργων εξαγωγής  $qV_{CPD} = \phi_{tip} - \phi_s$  (Σχήμα 3.10c).

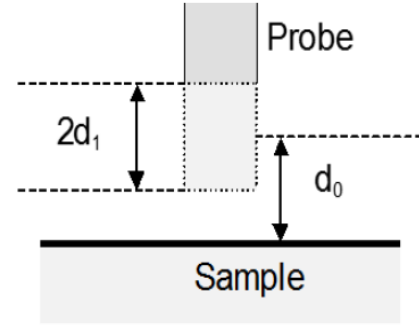
Η ταλάντωση της ακίδας θα έχει ως αποτέλεσμα την εμφάνιση μεταβλητής χωρητικότητας που μπορεί να εκφραστεί ως:

$$C_k(t) = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{A}{d(t)} \quad (3.26)$$

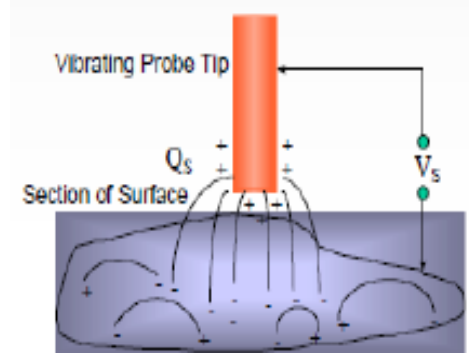
όπου  $A$  η επιφάνεια του μεταλλικού οπλισμού της ακίδας και  $d(t)$  η χρονικά μεταβαλλόμενη απόσταση των οπλισμών.



(a)



(b)



(c)

Σχήμα 3.11: α) Φυσική μορφή του συστήματος Kelvin Probe, β) Σχηματικό διάγραμμα της απόστασης της ακίδας κατά τη διάρκεια της ταλάντωσης της και γ) οι μεταβολές του μετρούμενου επιφανειακού δυναμικού σχετίζονται με τις διαδικασίες μετακίνησης φορτίου εντός του διηλεκτρικού (bulk).

Αν υποθέσουμε ότι η απόσταση μεταξύ της ακίδας και της επιφάνειας υπό μελέτη μπορεί να αναπαρασταθεί από μια αρμονική συνάρτηση της μορφής:

$$d(t) = d_0 + d_1 \sin(\omega t) \quad (3.27)$$

όπου  $d_0$ ,  $d_1$  η μέση και η μέγιστη τιμή των αποστάσεων αντίστοιχα (Σχήμα 3.11b) και  $\omega$  η γωνιακή συχνότητα της ταλάντωσης, η χωρητικότητα του συστήματος θα είναι:

$$C_k(t) = \frac{C_0}{1 + e \cdot \sin(\omega t)} \quad (3.28)$$

όπου  $C_0$  η μέση χωρητικότητα και  $e = d_1/d_0$  ο δείκτης διαμόρφωσης. Τότε το ολικό στιγμιαίο φορτίο στην επιφάνεια της ακίδας θα είναι:

$$Q_s = (V_{CPD} + V_b)C_k \quad (3.29)$$

και το ρεύμα εξόδου του κυκλώματος μπορεί να υπολογιστεί ως:

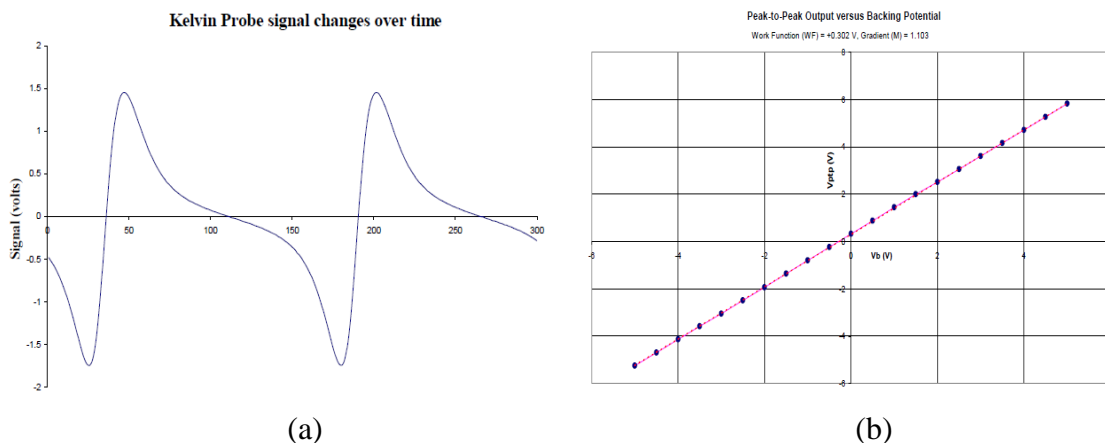
$$I_k(t) = \frac{dQ_s}{dt} = (V_{CPD} + V_b) \frac{dC_k}{dt} \quad (3.30)$$

Η επίλυση της σχέσης (3.30) θα επιτρέψει την εύρεση της τάσης εξόδου από κορυφή σε κορυφή (peak to peak)  $V_{ptp}$  σαν συνάρτηση του χρόνου (Σχήμα 3.12), που θα εμφανίζεται στην έξοδο του ενισχυτή τάσης του κυκλώματος, ως [173]:

$$V_{ptp} = (V_{CPD} + V_b)R_f G C_0 e \omega \sin(\omega t + \varphi) \quad (3.31)$$

Στην εξίσωση (3.31) με  $V_{CPD}$  συμβολίζεται η διαφορά δυναμικού μεταξύ της ακίδας και του δείγματος,  $V_b$  είναι το εξωτερικό δυναμικό για την ισορροπία του κυκλώματος (Σχήμα 3.10),  $R_f$  είναι η αντίσταση ανάδρασης του μετατροπέα I/V (I/V Converter),  $G$  είναι το κέρδος του προενισχυτή και  $\varphi$  γωνία φάσης.

Επειδή η σχέση μεταξύ του  $V_{ptp}$  και του δυναμικού  $V_b$  είναι γραμμική, το σημείο τομής της ευθείας με τον άξονα  $V_b$  αντιστοιχεί στο σημείο όπου ισχύει  $V_{CPD} + V_b = 0$  (Σχήμα 3.12b). Επομένως, κάθε χρονική στιγμή το σύστημα καταγράφει το ρεύμα  $I_k(t)$ , το οποίο στη συνέχεια μετασχηματίζεται σε σήμα τάσης που περιγράφεται από την (3.31). Η τιμή του  $V_b$  μεταβάλλεται γραμμικά εντός προκαθορισμένων ορίων και στην περίπτωση του μηδενισμού του  $V_{ptp}$  μπορεί να υπολογιστεί η διαφορά δυναμικού  $V_{CPD}$ .



Σχήμα 3.12: α) Το σήμα τάσης  $V_{ptp}$  σαν συνάρτηση του χρόνου. Οι ακραίες τιμές του αντιστοιχούν στην εγγύτερη απόσταση μεταξύ ακίδας και δείγματος, β) Η γραμμική εξάρτηση των  $V_{ptp}$ ,  $V_b$  οδηγεί στον υπολογισμό του  $V_{CPD}$  κάθε χρονική στιγμή

Με τη διάταξη Kelvin Probe λοιπόν, καθίσταται δυνατή η ανίχνευση μεταβολών του επιφανειακού δυναμικού  $U_s$  στο δείγμα υπό μελέτη που οφείλονται στην μετακίνηση φορέων στο εσωτερικό τους (Bulk). Ειδικά, στην περίπτωση πυκνωτών MIM μετά τη φόρτιση τους υπό σταθερό ηλεκτρικό πεδίο και για ορισμένο χρόνο μπορεί να μελετηθεί η εκφόρτιση των διηλεκτρικών υμενίων, που μεταφράζεται ως καταγραφή της πτώσης του  $U_s$  ως συνάρτηση του χρόνου λόγω της μετακίνησης του εγχεόμενου φορτίου προς τον κάτω οπλισμό και διαμέσου του διηλεκτρικού. Κύρια πλεονεκτήματα της μελέτης της εκφόρτισης με τον τρόπο αυτό αποτελεί η δραστική μείωση του θορύβου, η μεγάλη ευαισθησία της διάταξης (της τάξης των 10mV) καθώς και η ικανότητα καταγραφής της εκφόρτισης για μεγάλους χρόνους ( $\sim 10^6$ s).

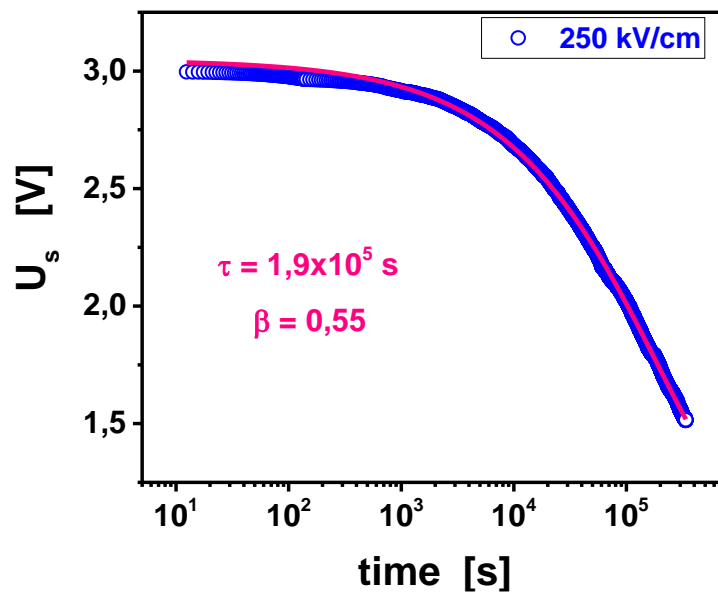
Η μελέτη της εκφόρτισης ενός διηλεκτρικού με τη διάταξη Kelvin Probe προσφέρει αρχικά μία μακροσκοπική εικόνα για την αγωγιμότητα του υλικού μέσω της σταθεράς χρόνου εκφόρτισης  $\tau$ , η οποία αποτελεί το άθροισμα των συνεισφορών όλων των εμπλεκόμενων μηχανισμών αγωγιμότητας (Σχήμα 3.13). Η εύρεση του  $\tau$  μπορεί να πραγματοποιηθεί με την προσαρμογή των πειραματικών σημείων στην συνάρτηση stretched exponential:

$$U_s(t) = U_{s,0} \cdot \exp \left[ - \left( \frac{t}{\tau} \right)^\beta \right] \quad (3.32)$$

όπου ο εκθέτης  $\beta$  παίρνει τιμές  $0 < \beta < 1$  και χαρακτηρίζει την πολυπλοκότητα της διαδικασίας, ενώ με  $U_{s,0}$  συμβολίζεται το επιφανειακό δυναμικό εκκίνησης, από το οποίο μπορεί να υπολογιστεί το ολικό αρχικό φορτίο  $Q_0$ , μέσω της σχέσης  $Q_0 = C \cdot U_{s,0}$ . Ακόμη, μπορούν να ληφθούν πληροφορίες για την ύπαρξη και ταυτοποίηση του μηχανισμού εκείνου που ενδεχομένως κυριαρχεί έναντι των υπολοίπων, μέσω της μελέτης του ρεύματος εκφόρτισης διαμέσου του διηλεκτρικού  $J_{KP}$ :

$$J_{KP} = C \cdot \frac{dU_s(t)}{dt} \quad (3.33)$$

όπου  $C$  η χωρητικότητα ανά μονάδα επιφάνειας του πυκνωτή MIM.



Σχήμα 3.13: Τυπικό διάγραμμα εκφόρτισης με τη μέθοδο Kelvin Probe δείγματος  $SiN_x$  πάχους 140nm, όπου προηγήθηκε η φόρτιση του υπό την επίδραση ηλεκτρικού πεδίου έντασης 250kV/cm για 20min. (Αποτέλεσμα της παρούσας διατριβής).

Ακολουθώς, η ταυτοποίηση του κυρίαρχου μηχανισμού μεταφοράς φορτίου μπορεί να πραγματοποιηθεί μέσω της αναζήτησης της υπογραφής του εκάστοτε μηχανισμού (Πίνακας 3). Αξίζει να σημειωθεί επιπλέον, ότι κύριο πλεονέκτημα του υπολογισμού του ρεύματος εκφόρτισης με τη διάταξη KP αποτελεί το γεγονός ότι καθώς η εκφόρτιση λαμβάνει χώρα μέσω του διηλεκτρικού, οι εγχεόμενοι φορείς μπορούν να συλλεγούν μόνο από το κάτω ηλεκτρόδιο. Στη διαδικασία αυτή συμμετέχουν φορείς που

αποπαγιδεύονται από ολόκληρο το σώμα του υλικού, σε αντίθεση με τη μέθοδο TSDC όπου η εκφόρτιση πραγματοποιείται από αποπαγίδευση φορέων από κέντρα που βρίσκονται κοντά στις μεταλλικές επαφές.

Μία εξέλιξη του συστήματος KP για τον προσδιορισμό, σε επίπεδο νανοκλίμακας, της πυκνότητας φορτίου στην επιφάνεια των διηλεκτρικών υμενίων και των μεταβολών της κατά τη διάρκεια της εκφόρτισης, αποτελεί η διάταξη KPFM (Kelvin Probe Force Microscopy). Η αναφορά σε αυτή τη διάταξη γίνεται επειδή χρησιμοποιήθηκαν πειραματικά αποτελέσματα από άλλες εργασίες για την υποστήριξη των μοντέλων και αποτελεσμάτων της παρούσας διατριβής. Πρέπει να επισημανθεί ότι η διάταξη KPFM έχει χρησιμοποιηθεί για τη μελέτη διάχυσης φορτίου που έχει εγχυθεί σε σημείο, τη χαρτογράφηση κατανομής επιφανειακού φορτίου και την απαγωγή επιφανειακού φορτίου κατά μήκος γραμμής μόνο λόγω βραδύτητας καταγραφής. Η διάταξη KPFM απαιτεί καταρχήν χαρτογράφηση της επιφάνειας και με βάση το αποθηκευμένο προφίλ της επιφάνειας γίνεται η μέτρηση του προφίλ του επιφανειακού δυναμικού. Κατά τη διάρκεια της μέτρησης KPFM εφαρμόζεται στην ακίδα ηλεκτρική τάση συνεχούς  $V_{DC}$  και εναλλασσόμενου ( $V_{AC} \cdot \sin(\omega t)$ ) ώστε [174]:

$$V = (V_{DC} - V_{CPD}) + V_{AC} \cdot \sin(\omega t) \quad (3.34)$$

όπου  $V_{CPD}$  είναι η διαφορά των έργων εξαγωγής κατ' αντιστοιχία με τη μέθοδο KP.

Η ύπαρξη ηλεκτρικού πεδίου μεταξύ της ακίδας και της επιφάνειας του δείγματος, θα έχει ως αποτέλεσμα την εμφάνιση μιας ηλεκτροστατικής δύναμης, η οποία δίνεται από τη σχέση:

$$F = \frac{1}{2} \cdot \frac{dC}{dz} \cdot V^2 \quad (3.35)$$

όπου  $C$  η χωρητικότητα του πυκνωτή που σχηματίζεται μεταξύ ακίδας – επιφάνειας και  $z$  η απόσταση μεταξύ τους. Λαμβάνοντας υπόψη τη σχέση (3.34), η ηλεκτροστατική δύναμη μπορεί να γραφεί στη μορφή [174]:

$$F = F_{DC} + F_{\omega} + F_{2\omega} \quad (3.36)$$

όπου

$$F_{DC} = \frac{dC}{dz} \cdot \left[ \frac{1}{2} \cdot (V_{DC} - V_{CPD})^2 + \frac{1}{4} \cdot V_{AC}^2 \right] \quad (3.37)$$

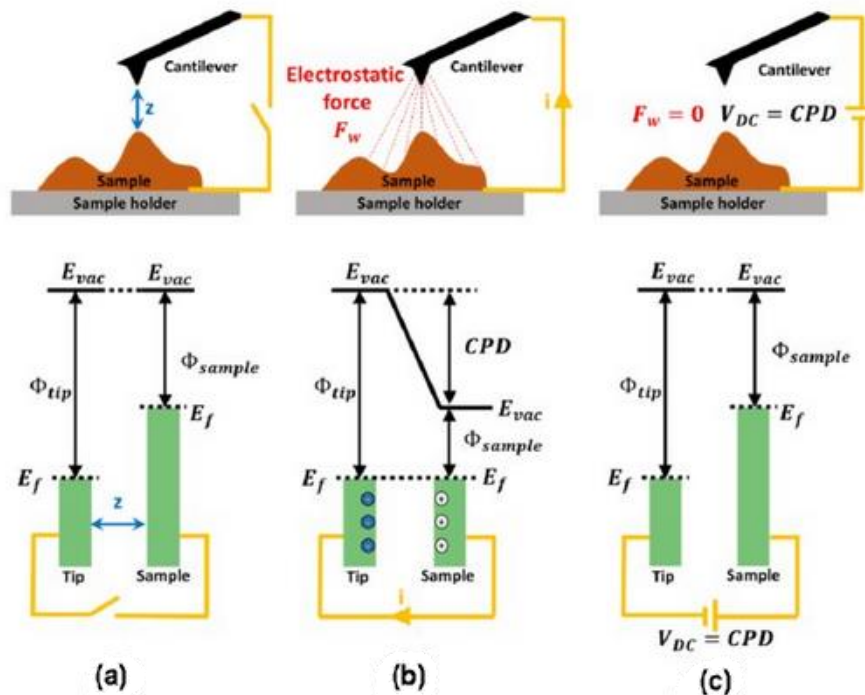
$$F_{\omega} = \frac{dC}{dz} \cdot (V_{DC} - V_{CPD}) \cdot V_{AC} \sin(\omega t) \quad (3.38)$$

$$F_{2\omega} = -\frac{1}{4} \cdot \frac{dC}{dz} \cdot V_{AC}^2 \cos(2\omega t) \quad (3.39)$$



Η ταλάντωση της ακίδας «ανταποκρίνεται» κυρίως στον όρο  $F_\omega$  της ηλεκτροστατικής δύναμης, ενώ η επίδραση των όρων  $F_{DC}$  και  $F_{2\omega}$  είναι μικρή. Επομένως λοιπόν, στόχος της μέτρησης με KPFM είναι η εύρεση της ηλεκτρικής τάσης  $V_{DC}$  που πρέπει να εφαρμοστεί στη διάταξη τέτοια ώστε να ισχύει  $V_{DC} = V_{CPD}$ , οπότε η ηλεκτροστατική δύναμη μεταξύ ακίδας - επιφάνειας θα ελαχιστοποιηθεί ( $F_\omega = 0$ ) (Σχήμα 3.14).

Με τον τρόπο αυτόν μπορεί να προσδιοριστεί το επιφανειακό δυναμικό  $U_s$  σε κάθε σημείο της επιφάνειας του διηλεκτρικού υμενίου καθώς οι διαστάσεις της ακίδας είναι πολύ μικρές (ακτίνα καμπυλότητας της τάξης των 5-10nm). Έτσι λοιπόν, μπορεί να γίνει «χαρτογράφηση» του δυναμικού επιφάνειας σε φορτισμένα υμένια και να μελετηθεί η διαδικασία εκφόρτισης τους. Η φόρτιση των υμενίων πραγματοποιείται φέρνοντας σε επαφή την ακίδα με την επιφάνεια του υμενίου, γεγονός που προσιδιάζει την αντίστοιχη φόρτιση του υμενίου στους διακόπτες RF – MEMS, λόγω της τραχύτητας των επιφανειών (Ενότητα 1.4). Η επακόλουθη διαδικασία της εκφόρτισης πραγματοποιείται με μετακίνηση φορτίων από την επιφάνεια και διαμέσου του όγκου του υμενίου (bulk), με το δυναμικό  $U_s$  να μετράται χωρίς να έρχεται σε επαφή το δείγμα με την μετρητική διάταξη. Η μέθοδος αυτή έχει χρησιμοποιηθεί σε διατάξεις MIM καθώς και σε «γυμνά» διηλεκτρικά υμένια διακοπών RF – MEMS [15], [42], [175], [176].



Σχήμα 3.14: Αρχή λειτουργίας της μεθόδου KPFM. a) Ευθυγράμμιση των επιπέδων  $E_{vac}$ , b) Ηλεκτρική επαφή και ροή φορτίου με κάμψη του επιπέδου  $E_{vac}$  κατά  $V_{CPD}$ , c) με κατάλληλη ρύθμιση του  $V_{DC}$ , η ηλεκτροστατική δύναμη  $F_\omega$  μηδενίζεται έτσι ώστε να ισχύει  $V_{DC} = V_{CPD}$ .

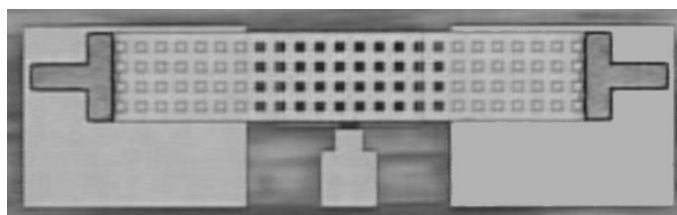
### 3.4 ΚΑΤΑΣΚΕΥΗ ΚΑΙ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΤΩΝ ΔΕΙΓΜΑΤΩΝ

Οι ηλεκτρικές ιδιότητες των διηλεκτρικών υμενίων που χρησιμοποιούνται στους διακόπτες RF - MEMS καθορίζονται σε μεγάλο βαθμό από τις συνθήκες εναπόθεσης τους, όπως οι ροές των πρόδρομων αερίων, η πίεση του θαλάμου, η θερμοκρασία του υποστρώματος και η συχνότητα του πλάσματος στη μέθοδο PECVD. Ακόμη, υμένια που έχουν παρασκευαστεί με τις ίδιες συνθήκες εναπόθεσης αλλά σε διαφορετικά εργαστήρια εμφανίζουν διαφορές ως προς τη σύσταση και τις ιδιότητες τους, γεγονός που αποδίδεται σε παράγοντες όπως το μέγεθος του θαλάμου εναπόθεσης και των πρωτογενών υλικών που χρησιμοποιούνται για την κατασκευή τους.

Για τους σκοπούς της παρούσας διατριβής, τα υπό μελέτη δείγματα ταξινομήθηκαν σε έξι ομάδες, αναλόγως του εργαστηρίου που παρασκευάστηκαν και περιγράφονται παρακάτω αναλυτικά. Κάθε ομάδα δειγμάτων περιλαμβάνει πυκνωτές MIM και διακόπτες χωρητικότητας MEMS, των οποίων τα διηλεκτρικά κατασκευάστηκαν με τις ίδιες συνθήκες. Τα διηλεκτρικά αυτά, εφόσον αναπτύχθηκαν στο ίδιο εργαστήριο θεωρείται ότι έχουν την ίδια σύσταση και θα εμφανίζουν τις ίδιες ηλεκτρικές ιδιότητες.

#### 3.4.1 Ομάδα δειγμάτων Α

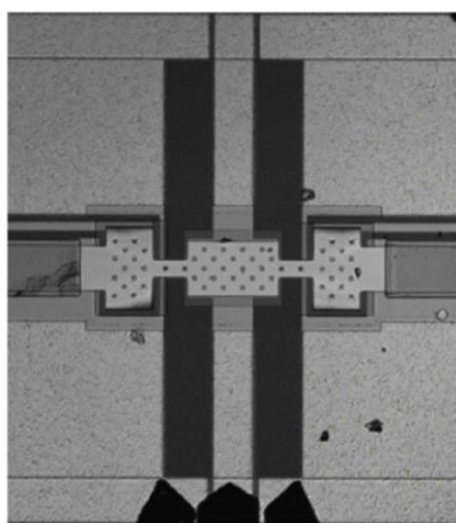
Η πρώτη ομάδα δειγμάτων αποτελούνταν από διατάξεις χωρητικότητας MEMS που είχαν κατασκευαστεί στον καθαρό χώρο του Interuniversity Microelectronics Centre (IMEC) στην Λουβέν (Leuven) του Βελγίου (Σχήμα 3.15). Οι διακόπτες αυτοί κατασκευάστηκαν σε υποστρώματα Si υψηλής ειδικής αντίστασης ( $\rho > 2 \times 10^3 \Omega \cdot \text{cm}$ ) πάνω από το οποίο αναπτύχθηκε λεπτό στρώμα απομόνωσης  $\text{SiO}_2$  πάχους 200nm. Το διηλεκτρικό του διακόπτη ήταν  $\text{AlN}$ , πάχους 200nm, το οποίο εναποτέθηκε με την μέθοδο magnetron sputtering και εμφανίζει ενδιαφέρον για τη δεδομένη εφαρμογή. Η τάση ενεργοποίησης των πυκνωτών ήταν  $V_{PI} \approx 20\text{V}$ , ενώ η επιφάνεια του πυκνωτή που σχηματίζεται κατά την επαφή γέφυρας διηλεκτρικού ήταν  $140\mu\text{m} \times 140\mu\text{m}$ .



Σχήμα 3.15: Κάτοψη των διακοπών MEMS της ομάδας δειγμάτων Α

### 3.4.2 Ομάδα δειγμάτων Β

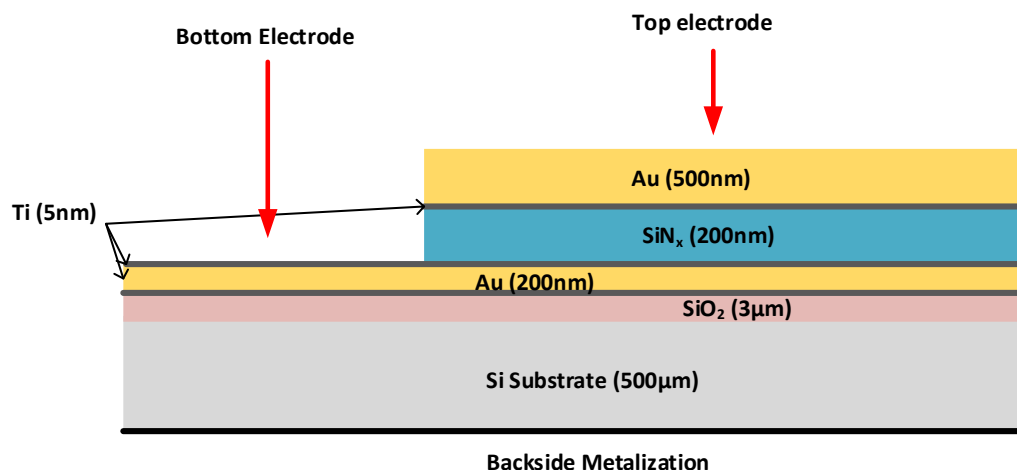
Η δεύτερη ομάδα δειγμάτων αποτελούνταν από διατάξεις χωρητικών διακοπών MEMS που κατασκευάστηκαν στον καθαρό χώρο του ινστιτούτου LAAS – CNRS (Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systemes – Centre National de la Recherche Scientifique) στην Τουλούζη της Γαλλίας (Σχήμα 3.16). Οι διακόπτες MEMS κατασκευάστηκαν με συνήθεις λιθογραφικές μεθόδους πάνω σε πυρίτιο υψηλής ειδικής αντίστασης (HR - Si). Ο κινούμενος οπλισμός κατασκευάστηκε από κράμα Ti/Au πάχους 2μm και στην κατάσταση ισορροπίας η απόσταση του από το διηλεκτρικό υμένιο ήταν 2.5μm. Το διηλεκτρικό υμένιο ήταν SiN<sub>x</sub>, πάχους 250nm και εναποτέθηκε με τη μέθοδο PECVD. Η τάση ενεργοποίησης των διακοπών ήταν  $V_{PI} \approx 20V$ .



Σχήμα 3.16: Κάτοψη των διακοπών MEMS της ομάδας δειγμάτων Β

### 3.4.3 Ομάδα δειγμάτων Γ

Η τρίτη ομάδα δειγμάτων κατασκευάστηκε στον καθαρό χώρο του Georgia Institute of Technology (GaTech) στην Ατλάντα των ΗΠΑ, η δομή των οποίων φαίνεται στο Σχήμα 3.17. Η εναπόθεση των υμενίων SiN<sub>x</sub> πραγματοποιήθηκε με τη μέθοδο PECVD υψηλών συχνοτήτων (13.56 MHz) σε θερμοκρασία υποστρώματος 250°C με τα παραγόμενα υμένια των πυκνωτών MIM και διακοπών MEMS να έχουν πάχος της τάξης των 200nm. Χρησιμοποιήθηκαν διαφορετικοί λόγοι των αντιδρώντων αερίων  $[NH_3]/[SiH_4]$  που ήταν ίσοι με 1.33% (δείγμα Γ1), 2% (δείγμα Γ2), 4% (δείγμα Γ3) και 8% (δείγμα Γ4). Η στοιχειομετρία των δειγμάτων μετρήθηκε στο GaTech με τη μέθοδο XPS και βρέθηκε ότι η αναλογία  $N/Si$  των δειγμάτων ήταν 0.47, 0.57, 0.8 και 1.04 αντίστοιχα.



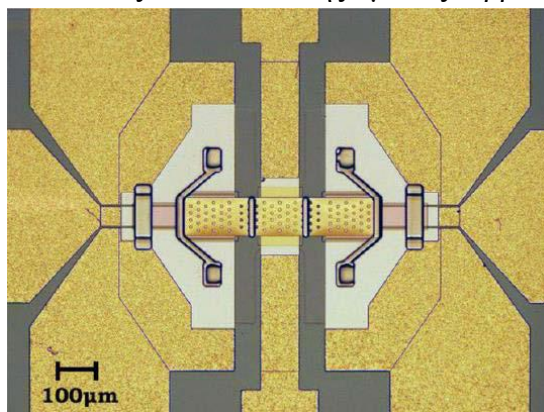
Σχήμα 3.17: Σχηματικό της δομής των πυκνωτών MIM της ομάδας Γ

Οι μεταλλικοί οπλισμοί των πυκνωτών MIM που κατασκευάστηκαν ήταν συμμετρικοί με τη χρήση λεπτού στρώματος τιτανίου (Ti) στις διεπιφάνειες Au - SiN<sub>x</sub> και κυκλικοί με διάμετρο 2mm σε όλες τις διατάξεις. Επισημαίνεται ότι δόθηκε ιδιαίτερη προσοχή στη συμμετρία των μεταλλικών επαφών ώστε η οποιαδήποτε παρατηρούμενη ασυμμετρία στα αποτελέσματα των ηλεκτρικών μετρήσεων λόγω αλλαγής διεύθυνσης του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου να αποδοθεί μόνο σε μεταβολές στοιχειομετρίας ή συγκέντρωσης ατελειών που εισάγονται στη διάρκεια της εναπόθεσης [101].

Πίνακας 4: Συνθήκες εναπόθεσης και γεωμετρικά χαρακτηριστικά των πυκνωτών MIM της ομάδας Γ

Γεωμετρικά χαρακτηριστικά					
Όνομασία δείγματος		Γ1	Γ2	Γ3	Γ4
Πάνω οπλισμός	Au	500nm	500nm	500nm	500nm
	Ti	5nm	5nm	5nm	5nm
Διηλεκτρικό	SiN <sub>x</sub>	213nm	200nm	178nm	192nm
Κάτω οπλισμός	Ti	5nm	5nm	5nm	5nm
	Au	200nm	200nm	200nm	200nm
	Ti	5nm	5nm	5nm	5nm
Υπόστρωμα	SiO <sub>2</sub>	3µm	3µm	3µm	3µm
	Si	500µm	500µm	500µm	500µm
Συνθήκες εναπόθεσης					
Ροή NH <sub>3</sub>		80ccm	80ccm	80ccm	80ccm
Ροή SiH <sub>4</sub>		600ccm	400ccm	200ccm	100ccm
Ροή N <sub>2</sub>		1200ccm	1200ccm	1200ccm	1200ccm
Λόγος ροών [NH <sub>3</sub> ]/[SiH <sub>4</sub> ]		1.33%	2%	4%	8%
$x = N/Si$		0.47	0.57	0.8	1.04
Θερμοκρασία υποστρώματος		250°C	250°C	250°C	250°C
Πίεση θαλάμου		1000mTorr	1000mTorr	1000mTorr	1000mTorr
Ισχύς RF		20W	20W	20W	20W

Οι διακόπτες MEMS της ομάδας αυτής κατασκευάστηκαν με συνήθεις λιθογραφικές τεχνικές, όπου ως υπόστρωμα χρησιμοποιήθηκε πυρίτιο υψηλής ηλεκτρικής αντίστασης ( $\rho > 10\text{k}\Omega \cdot \text{cm}$ ). Η εναπόθεση των διηλεκτρικών υμενίων στους διακόπτες έγινε με συνθήκες ίδιες με αυτές των διηλεκτρικών των πυκνωτών MIM. Ο μεταλλικός οπλισμός της γέφυρας κατασκευάστηκε από κράμα τιτανίου/χρυσού με πάχος  $2\mu\text{m}$  και στη θέση ισορροπίας της απέχει περίπου  $2\mu\text{m}$  από την επιφάνεια του διηλεκτρικού (Σχήμα 3.18). Η τάση ενεργοποίησης των διατάξεων MEMS της ομάδας Γ βρέθηκε  $V_{PI} \approx 20\text{V}$ .



Σχήμα 3.18: Κάτοψη των διακοπών RF- MEMS της ομάδας Γ

### 3.4.4 Ομάδα δειγμάτων Δ

Η τέταρτη ομάδα δειγμάτων κατασκευάστηκε στο Ινστιτούτο Ηλεκτρονικών Διατάξεων και Λείζερ του Ιδρύματος Τεχνολογίας και Έρευνας (IESL – FORTH) στο Ηράκλειο Κρήτης. Αποτελείται από δείγματα πυκνωτών MIM και διακοπών MEMS, των οποίων το διηλεκτρικό είναι  $\text{SiN}_x$  ( $\Delta 1$ ) και νανοδομημένο  $\text{SiN}_x$  με νανοσωληνές άνθρακα (CNTs) τυχαίου προσανατολισμού ( $\Delta 2$ ). Η εναπόθεση των υμενίων  $\text{SiN}_x$  πραγματοποιήθηκε με τη μέθοδο PECVD υψηλών συχνοτήτων (13.56 MHz) σε θερμοκρασία υποστρώματος  $300^\circ\text{C}$  με τα παραγόμενα υμένια να έχουν πάχος  $200\text{nm}$ .

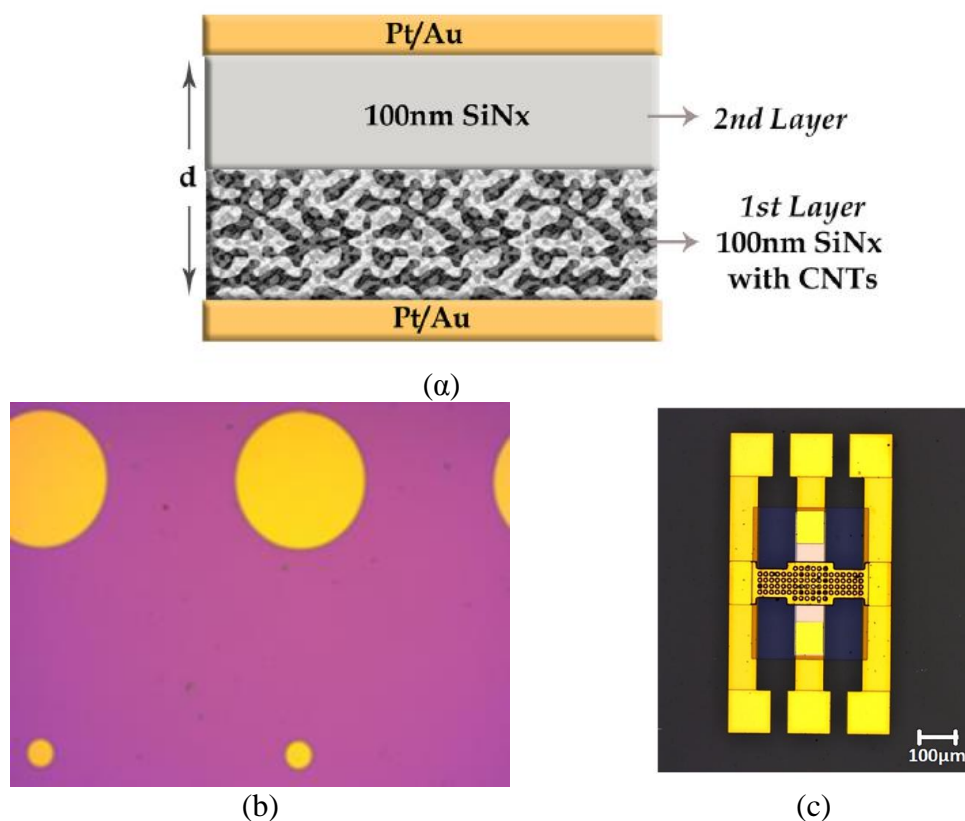
Η διαδικασία κατασκευής των νανοδομημένων υμενίων ( $\Delta 2$ ) έγινε με τα ακόλουθα βήματα:

- α) Αρχικά, στον κάτω μεταλλικό οπλισμό εναποτέθηκε το διάλυμα των CNTs σε προπανόλη, όπου στη συνέχεια μέσω φυγοκέντρησης (spin – coating) με συχνότητα  $1000\text{rpm}$  έγινε η διασπορά των CNTs σε όλη την επιφάνεια του μετάλλου.
- β) Ακολούθως, αναπτύχθηκε το πρώτο στρώμα  $\text{SiN}_x$  πάχους  $100\text{nm}$  με τη μέθοδο PECVD, ενσωματώνοντας έτσι τα CNTs στο στρώμα αυτό.
- γ) Κατόπιν, η διαδικασία εναπόθεσης σταμάτησε και ακολούθησε η εγχάραξη ενεργών ιόντων (Reactive Ion Etching – RIE) προκειμένου να απομακρυνθούν οι προεξοχές των CNTs και να διασφαλιστεί ότι όλα τα CNTs βρίσκονται εγκλωβισμένα εντός του πρώτου στρώματος  $\text{SiN}_x$ .
- δ) Τέλος, αναπτύχθηκε το δεύτερο στρώμα  $\text{SiN}_x$  πάχους  $100\text{nm}$  με την ίδια μέθοδο και τις ίδιες συνθήκες εναπόθεσης (Σχήμα 3.19α).

Τα CNTs που ενσωματώθηκαν στο πρώτο στρώμα  $\text{SiN}_x$  είχαν διάμετρο 1nm, μήκος 2-3 $\mu\text{m}$  και η επιφανειακή τους πυκνότητα προσδιορίστηκε σε 3 CNTs/10 $\mu\text{m}^2$ . Τα δείγματα αναφοράς ( $\Delta 1$ ) κατασκευάστηκαν με τα ίδια ακριβώς βήματα που αναφέρονται παραπάνω, εκτός την προσθήκη του διαλύματος των CNTs. Έτσι λοιπόν, η διαδικασία κατασκευής προετοιμάστηκε με τέτοιο τρόπο ώστε η μόνη διαφορά των δειγμάτων  $\Delta 1$  και  $\Delta 2$  να είναι η παρουσία των CNTs, με τις παρατηρούμενες μεταβολές των ηλεκτρικών τους ιδιοτήτων να αποδίδονται αποκλειστικά στην επίδραση της νανοδόμησης. Οι πυκνωτές MIM που κατασκευάστηκαν με τα διηλεκτρικά της ομάδας  $\Delta$  έχουν συμμετρικούς μεταλλικούς σπλισμούς από κράμα Pt/Au, με πάχος 1 $\mu\text{m}$  και διάμετρο 1mm (Σχήμα 3.19b).

Συνθήκες εναπόθεσης $\text{SiN}_x$	Ομάδα B
Ροή $\text{NH}_3$	7ccm
Ροή $\text{SiH}_4$	35ccm
Ροή $\text{N}_2$	150ccm
Θερμοκρασία υποστρώματος	300°C
Πίεση θαλάμου	300mTorr
Ισχύς RF	50W

Πίνακας 5: Συνθήκες εναπόθεσης των υμενίων  $\text{SiN}_x$  της ομάδας  $\Delta$



Σχήμα 3.19: α) Σχηματικό του πυκνωτή MIM με νανοδομημένο διηλεκτρικό  $\text{SiN}_x$ /CNTs, β) Εικόνα των πυκνωτών MIM της ομάδας  $\Delta$  και γ) κάτοψη των αντίστοιχων διατάξεων χωρητικότητας MEMS.

Σε ότι αφορά τους διακόπτες MEMS της ομάδας Δ (Σχήμα 3.19c), αυτοί κατασκευάστηκαν με συνήθεις λιθογραφικές μεθόδους, με το διηλεκτρικό υμένιο να εναποτίθεται στον μεταλλικό οπλισμό της κεντρικής γραμμής μεταφοράς (CPW). Οι μεταλλικοί οπλισμοί κατασκευάστηκαν από κράμα Cr/Au και η απόσταση της γέφυρας από το υμένιο στην ισορροπία, δηλαδή όταν υπάρχει μηδενικό ηλεκτρικό πεδίο μεταξύ τους, ήταν 1μm. Τέλος, η τάση ενεργοποίησης των διακοπών MEMS της ομάδας Δ βρέθηκε να είναι  $V_{PI} \approx 35V$ .

### 3.4.5 Ομάδα δειγμάτων E

Η πέμπτη ομάδα δειγμάτων κατασκευάστηκε στον καθαρό χώρο της Thales Research and Technology (TRT) στο Παρίσι της Γαλλίας. Αποτελείται από δείγματα πυκνωτών MIM, των οποίων το διηλεκτρικό είναι νανοδομημένο  $SiN_x$  με CNTs κάθετου προσανατολισμού (δείγματα E1) και νανοράβδους (nanorods) χρυσού (δείγματα E2). Οι πυκνωτές MIM της ομάδας αυτής κατασκευάστηκαν σε υποστρώματα υψηλής ειδικής αντίστασης (HR – Si) και η διαδικασία κατασκευής τους περιγράφεται ακολούθως.

Τα κατασκευαστικά βήματα για την ανάπτυξη των υμενίων E1 (Σχήμα 3.20α), έχουν ως εξής:

- α) Εναπόθεση του κάτω μεταλλικού οπλισμού (Au) μέσω PVD (sputtering).
- β) Εναπόθεση των βάσεων της περιοχής των νανοσωλήνων (Barrier pads) με TiN μέσω λιθογραφίας ηλεκτρονικής δέσμης (e-beam), προκειμένου να αποφευχθεί η διάχυση του Ni που ακολουθεί στο επόμενο βήμα.
- γ) Εναπόθεση Ni που δρά ως καταλύτης για την ανάπτυξη των CNTs.
- δ) Ανάπτυξη των CNTs μέσω της μεθόδου CVD, όπου τα πρόδρομα αέρια επιλέχθηκαν να είναι  $NH_3$  και  $C_2H_2$ , για 15min σε θερμοκρασία 650°C και τάση πλάσματος 650V.
- ε) Εναπόθεση του πρώτου στρώματος  $SiN_x$  πάχους 100nm μέσω PECVD
- στ) Απομάκρυνση των προεξοχών των CNTs μέσω πλάσματος (RIE) και ανάπτυξη του δεύτερου στρώματος  $SiN_x$  πάχους 100nm, όπου χρησιμοποιήθηκαν οι ίδιες συνθήκες με το πρώτο στρώμα.

Με τη διαδικασία αυτή κατασκευάστηκαν θύσανοι (Bunches) CNTs, ύψους 100nm, διαμέτρου 500nm και η απόσταση μεταξύ των γειτονικών θυσάνων ορίστηκε στα 5μm. Ακόμη, η πυκνότητα των CNTs κάθε θυσάνου προσδιορίστηκε σε 1300CNTs/10μm<sup>2</sup> και η επιφάνεια του πυκνωτή MIM ήταν 480x480μm<sup>2</sup>.

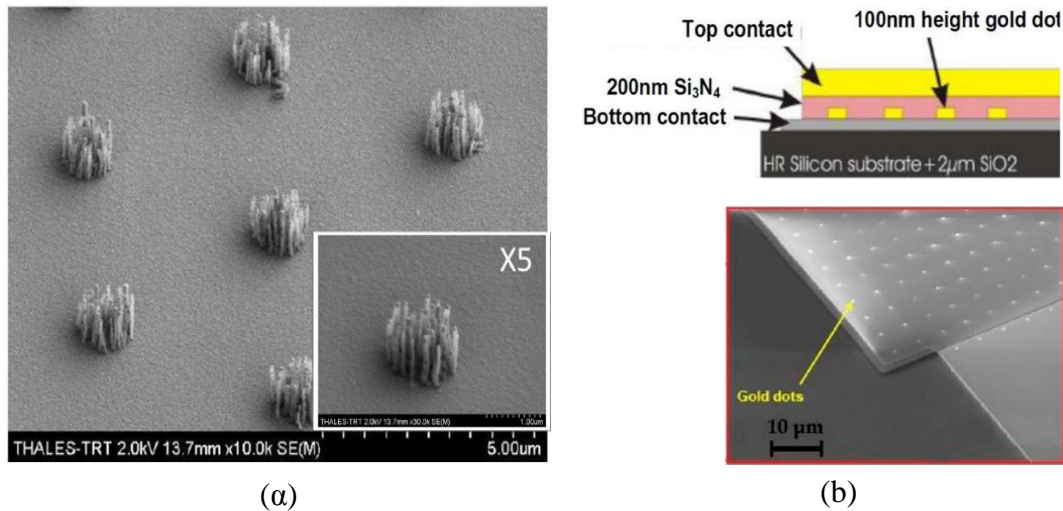
Τα δείγματα E2 (Σχήμα 3.20b) κατασκευάστηκαν σε τρία βήματα:

- α) Μετά την εναπόθεση του κάτω μεταλλικού οπλισμού, ακολούθησε η ανάπτυξη υμενίου  $SiN_x$  πάχους 100nm μέσω της μεθόδου HF (13.56MHz) PECVD σε θερμοκρασία 200°C.
- β) Στη συνέχεια ανοίχτηκαν στο υμένιο  $SiN_x$  οπές διαμέτρου 500nm και ακολούθως αναπτύχθηκαν οι νανοράβδοι απευθείας στον κάτω οπλισμό.
- γ) Τέλος, το νανοδομημένο διηλεκτρικό καλύφθηκε με το δεύτερο στρώμα  $SiN_x$  πάχους 100nm με συνθήκες ανάπτυξης ίδιες με αυτές του πρώτου υμενίου.

Τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της κάθε νανοδομής (E1&E2) παρέμειναν αμετάβλητα, ώστε οι θύσανοι CNTs και νανοράβδοι να έχουν ίδιο ύψος, διάμετρο και



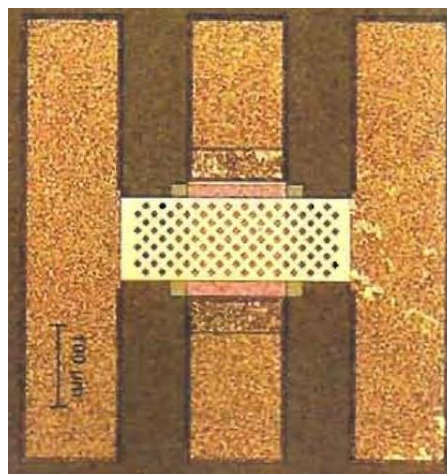
διάκενο μεταξύ τους. Έτσι λοιπόν, οι μεταβολές των ηλεκτρικών τους χαρακτηριστικών θα πρέπει να σχετίζονται με την μορφολογία, το είδος και τις ιδιότητες των νανοδομών.



Σχήμα 3.20: α) Εικόνα SEM των θυσάνων CNTs κάθετου προσανατολισμού των δειγμάτων E1 και β) Σχηματικό του πυκνωτή MIM και εικόνα SEM των δειγμάτων E2.

### 3.4.6 Ομάδα δειγμάτων ΣΤ

Η τελευταία ομάδα δειγμάτων αποτελούνταν από διακόπτες RF – MEMS, που κατασκευάστηκαν επίσης στον καθαρό χώρο της Thales Research and Technology (TRT). Το διηλεκτρικό τους υμένιο  $\text{SiN}_x$  εναποτέθηκε στους  $350^\circ\text{C}$  με την μέθοδο PECVD και το πάχος του ήταν 100nm. Ο κινούμενος σπλισμός ήταν κατασκευασμένος από χρυσό, τοποθετημένος σε απόσταση  $2\mu\text{m}$  από την επάνω επιφάνεια του διηλεκτρικού και η ενεργός επιφάνεια της διάταξης ήταν περίπου  $10^{-4}\text{ cm}^2$ . Η τάση ενεργοποίησης των διακοπών βρέθηκε να είναι  $V_{PI} \approx 12\text{V}$ .



Σχήμα 3.21: Κάτοψη των διακοπών MEMS της ομάδας δειγμάτων ΣΤ



## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: ΜΕΛΕΤΗ ΗΛΕΚΤΡΟΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΙΔΙΟΤΗΤΩΝ MEMS & ΜΗΧΑΝΙΣΜΩΝ ΕΚΦΟΡΤΙΣΗΣ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ ΥΜΕΝΙΟΥ: ΔΗΜΙΟΥΡΓΙΑ ΜΟΝΤΕΛΩΝ & ΑΝΑΛΥΣΗ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΩΝ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ

### 4.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Στο παρόν κεφάλαιο αναλύεται το έργο, τα μοντέλα και τα πειραματικά αποτελέσματα που παράχθηκαν στη διάρκεια υλοποίησης της παρούσας διατριβής. Όπως έχει ήδη αναφερθεί αντικείμενο της παρούσας διατριβής είναι η μελέτη των ηλεκτρικών ιδιοτήτων των διακοπών χωρητικότητας MEMS με στόχο την κατανόηση των μηχανισμών που συντελούν στη ταχεία υποβάθμιση τους και συνεπώς τη μείωση της αξιοπιστίας (reliability) τους λόγω φόρτισης/πόλωσης του διηλεκτρικού υμενίου. Για να γίνει αυτό εφικτό θα έπρεπε καταρχήν να κατανοηθούν και επιλυθούν προβλήματα και σφάλματα που εισάγονται στη διάρκεια κατασκευής τους, τα οποία επηρεάζουν την ηλεκτρομηχανική λειτουργία. Η αντιμετώπιση αυτών των προβλημάτων θα επέτρεπε τον επιτυχή χαρακτηρισμό σημαντικότερου αριθμού δειγμάτων, διακοπών MEMS, τη σύγκριση των πειραματικών αποτελεσμάτων με την πλησιέστερη δομή, τον πυκνωτή MIM, και την δημιουργία μοντέλων για την καλύτερη κατανόηση του μηχανισμού εκφόρτισης του διηλεκτρικού υμενίου. Η ροή υλοποίησης της διατριβής μπορεί να συνοψισθεί στα παρακάτω βήματα:

- Ανάλυση των ηλεκτρομηχανικών προβλημάτων που παρουσιάζονται συχνά στις διατάξεις MEMS δυσχεραίνοντας τον χαρακτηρισμό και συνεπώς τη μελέτη της φόρτισης και εκφόρτισης του διηλεκτρικού υμενίου τους. Η πρόταση μοντέλων για την αντιμετώπιση τους και η εφαρμογή τους στην επεξεργασία των πειραματικών αποτελεσμάτων αναδεικνύει τη δυνατότητα εξαγωγής ασφαλών συμπερασμάτων για τις διαδικασίες φόρτισης/εκφόρτισης (Ενότητα 4.2).
- Καθορισμός των περιορισμών για την αξιόπιστη λειτουργία των διατάξεων και ανάδειξη του κυρίαρχου μηχανισμού μεταφοράς φορτίου διαμέσου του διηλεκτρικού υμενίου (Ενότητα 4.3). Διαχωρισμός της επίδρασης του εγχεόμενου φορτίου σε δύο συνιστώσες i) την μέση τιμή του και ii) την διακύμανση (διασπορά) του, που οδηγούν με διαφορετικό τρόπο στην υποβάθμιση των επιδόσεων των διατάξεων (Ενότητα 4.4).
- Μελέτη της διαδικασίας εκφόρτισης διαμέσου του διηλεκτρικού υμενίου, που εκφράζει την ελάττωση της μέσης τιμής του φορτίου, και πρόταση κοινής μεθόδου χαρακτηρισμού πυκνωτών MIM και διατάξεων MEMS που οδηγεί σε ίδια αποτελέσματα (Ενότητες 4.5 – 4.6). Το πλεονέκτημα της μεθόδου είναι ο ταχύτερος χαρακτηρισμός των MIM, η εξοικονόμηση πόρων που απαιτούνται για την κατασκευή των MEMS και η υψηλή απόδοση λειτουργίας διατάξεων MIM (>98%).
- Εφαρμογή της μεθόδου στη μελέτη της επίδρασης της στοιχειομετρίας του υμενίου SiN<sub>x</sub>, αναβάθμιση του μοντέλου επεξεργασίας των πειραματικών αποτελεσμάτων για την ακριβέστερη μελέτη του κυρίαρχου μηχανισμού

αγωγιμότητας και μελέτη των ηλεκτρικά ενεργών ατελειών που καθορίζουν τις ηλεκτρικές ιδιότητες των υμενίων  $\text{SiN}_x$  (Ενότητα 4.7).

- Μελέτη της επίδρασης των συνθηκών φόρτισης στα χαρακτηριστικά του κυρίαρχου μηχανισμού μεταφοράς φορτίου με χρήση μοντέλου που λαμβάνει υπόψη του την συνδυασμένη επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου και της θερμοκρασίας του δείγματος (Ενότητα 4.8).
- Συγκριτική μελέτη νανοδομημένων υμενίων  $\text{SiN}_x$  με νανοράβδους Au και νανοσωλήνες άνθρακα (CNTs) για την περαιτέρω βελτιστοποίηση της διαδικασίας εκφόρτισης (Ενότητα 4.9).
- Μελέτη σε βάθος της επίδρασης των CNTs τυχαίων προσανατολισμών και σύγκριση με το μη νανοδομημένο υλικό για την ερμηνεία των βελτιωμένων ηλεκτρικών ιδιοτήτων των υμενίων με CNTs (Ενότητα 4.10).
- Μελέτη της επίδρασης της σχετικής υγρασίας του περιβάλλοντος στην διασπορά του εγγεόμενου φορτίου, που αποτελεί μέτρο της διακύμανσης του (Ενότητα 4.11). Ανάπτυξη μοντέλου για τον υπολογισμό της διακύμανσης του επιφανειακού φορτίου με τη βοήθεια απλών μετρήσεων σε διατάξεις MEMS (Ενότητα 4.12).

## 4.2 ΗΛΕΚΤΡΟΜΗΧΑΝΙΚΑ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΑ ΧΩΡΗΤΙΚΩΝ ΔΙΑΚΟΠΤΩΝ MEMS

Η παραβολική μορφή της  $C - V$  χαρακτηριστικής (Εξ. (1.13)) κατά την κατάσταση up-state του διακόπτη MEMS αποτελεί το σημαντικότερο εργαλείο εξαγωγής του μεγέθους της μέσης τιμής της πυκνότητας φορτίου ( $\mu_B$ ) στην επιφάνεια του διηλεκτρικού υμενίου, του οποίου το μέτρο και η χρονική του εξάρτηση παρέχουν πληροφορίες που καθορίζουν το χρόνο ζωής της διάταξης. Οι αλλοιώσεις της μορφής της, που απορρέουν από αντίστοιχα σφάλματα που εισάγονται από τη διαδικασία κατασκευής τους, εισάγουν σφάλματα στον προσδιορισμό του  $\mu_B$  αλλά και του  $\sigma_B$ , όπως θα δειχθεί στη συνέχεια. Θα πρέπει να τονιστεί ότι μέχρι τώρα αυτά τα προβλήματα δεν έλαβαν την απαραίτητη προσοχή και συνεπώς δεν αξιοποιήθηκαν για την εξαγωγή παραμέτρων που σχετίζονται με την υποβάθμιση της αξιοπιστίας των διατάξεων. Στα πλαίσια της παρούσας διατριβής και σε αρχικό στάδιο έγινε προσπάθεια αντιμετώπισης των προβλημάτων αυτών που περιλαμβάνουν:

A) Την μελέτη της φόρτισης του διηλεκτρικού υμενίου σε διακόπτες MEMS που εμφανίζουν ισχυρή χωρητική σύζευξη με το υπόστρωμα πυριτίου, όπου ο βαθμός διατάραξης της χαρακτηριστικής  $C - V$  δεν επιτρέπει τον απευθείας προσδιορισμό της ελάχιστης χωρητικότητας και συνεπώς του φορτίου  $\mu_B$ .

B) Την μελέτη των διακυμάνσεων της μορφής της up-state  $C - V$  χαρακτηριστικής, οι οποίες προέρχονται από τις αλλοιώσεις της επιφάνειας του «θυσιαζόμενου» στρώματος (sacrificial layer) φωτοευαίσθητης ρητίνης (photoresist) σε συνδυασμό με την επίδραση της βαθμίδας stress που υπεισέρχεται κατά την απελευθέρωση της γέφυρας. Οι κατασκευαστικές αυτές αστοχίες έχουν ως αποτέλεσμα την ανομοιομορφία του στρώματος αέρα μεταξύ της γέφυρας και του διηλεκτρικού (air gap) και την δημιουργία επιφανειών με μικρότερη ή μεγαλύτερη τραχύτητα. Συνεπώς, οι διαδικασίες της εναπόθεσης του διηλεκτρικού υμενίου, της γέφυρας καθώς και της τελικής απελευθέρωσης της έχουν άμεσο αντίκτυπο στην ομοιομορφία φόρτισης του διηλεκτρικού υμενίου.

Τα παραπάνω αναφερθέντα προβλήματα έχουν ως αποτέλεσμα την εμφάνιση αλλοιώσεων στις χαρακτηριστικές  $C - V$  που απέχουν αρκετά από την παραβολική μορφή, δυσχεραίνοντας τον ηλεκτρικό χαρακτηρισμό των διατάξεων και συνεπώς τη μελέτη της φόρτισης και εκφόρτισης του διηλεκτρικού υμενίου τους.

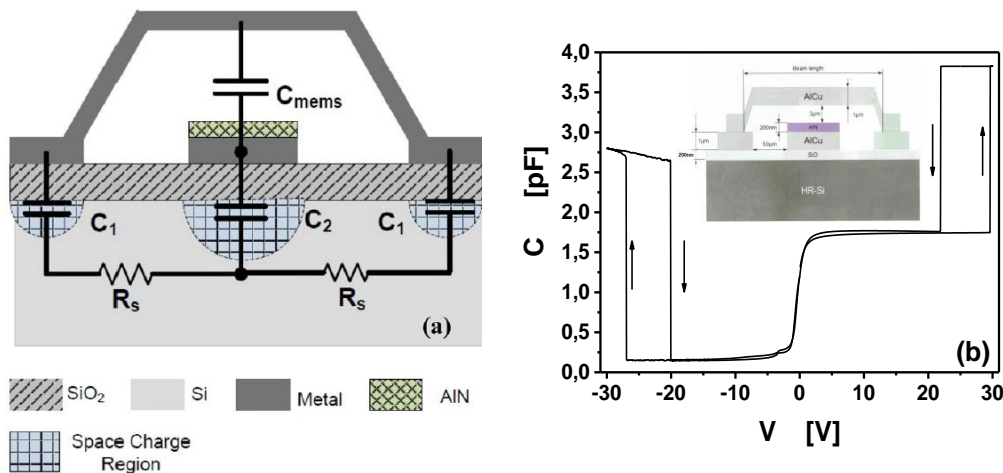
### 4.2.1 Η επίδραση της παρασιτικής χωρητικότητας του υποστρώματος

Οι διακόπτες MEMS κατασκευάζονται σε δισκία πυριτίου υψηλής αντίστασης στην επιφάνεια των οποίων έχει δομηθεί υμένιο διοξειδίου του πυριτίου ( $\text{SiO}_2$ ) (100nm-2 $\mu\text{m}$ ). Η δόμηση του διοξειδίου του πυριτίου επιτυγχάνεται σε υψηλές θερμοκρασίες με ξηρά ή υγρή μέθοδο και θα πρέπει να γίνεται με τέτοιο τρόπο ώστε να διασφαλίζεται η συνθήκη των επίπεδων ζωνών (flatband). Σε περίπτωση μη εξασφάλισης της συνθήκης

αυτής, μπορεί να δημιουργηθεί στη διεπιφάνεια Si-SiO<sub>2</sub> στρώμα συσσώρευσης ή αναστροφής και κατά συνέπεια την εμφάνιση δύο πυκνωτών MOS (Metal-Oxide-Semiconductor) αντίθετα συνδεδεμένων back-to-back (C<sub>1</sub>-C<sub>2</sub> στο Σχήμα 4.1α), όπου όταν ο ένας βρίσκεται σε συσσώρευση ο άλλος βρίσκεται σε αναστροφή (Σχήμα 4.1β).

Ακόμη, ο τρόπος ανάπτυξης του υποστρώματος Si μπορεί να ενισχύσει την διεπιφανειακή αγωγιμότητα Si-SiO<sub>2</sub> με την δημιουργία θερμικών ή νέων δοτών [177]. Στα υποστρώματα που κατασκευάζονται με τη μέθοδο Czochralski και λόγω των υψηλών θερμοκρασιών ανάπτυξης τους (1500°C) έχει βρεθεί ότι μπορούν να προσλάβουν οξυγόνο σε υψηλές συγκεντρώσεις (10<sup>17</sup> – 10<sup>18</sup> cm<sup>-3</sup>) γεγονός που μεταβάλλει την ειδική αντίστασή τους. Η παρουσία του οξυγόνου έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία καταστάσεων στο υπόστρωμα με τις θερμοκρασίες ενεργοποίησης να ανέρχονται στους 450°C για τους «θερμικούς» (thermal donors) και 750°C για τους «νέους» δότες (new donors).

Η παρασιτική συνεισφορά των πυκνωτών αυτών έχει ως συνέπεια την παραμόρφωση της μετρούμενης χαρακτηριστικής C-V ώστε να καθίσταται αδύνατος ο απευθείας προσδιορισμός της ελάχιστης τάσης V<sub>min</sub>, ενώ παρουσιάζονται και αυξημένες απώλειες σε εφαρμογές υψηλών συχνοτήτων. Με στόχο την αντιμετώπιση αυτού του προβλήματος, διότι η διαδικασία νέας κατασκευής είναι ιδιαίτερα δαπανηρή, προτάθηκε μέθοδος αντιμετώπισης του προβλήματος.



Σχήμα 4.1: α) Ηλεκτρικό ισοδύναμο διακόπτη MEMS με το δίκτυο του υποστρώματος και β) Τυπική C-V χαρακτηριστική του διακόπτη με την επίδραση του υποστρώματος Si

Προκειμένου να επιλυθεί το πρόβλημα αυτό, καθίσταται επιβεβλημένη η ανάλυση της χωρητικότητας C<sub>MEMS</sub> (Σχήμα 4.1α) με την πρόταση θεωρητικού μοντέλου, μέσω του οποίου καθίσταται δυνατός ο προσδιορισμός της μέσης τιμής του επιφανειακού φορτίου (μ<sub>β</sub>) και η εξαγωγή πληροφοριών που σχετίζονται με τις μηχανικές αλλοιώσεις του κινούμενου μέρους.

Σύμφωνα με το μοντέλο που αναφέρθηκε στην Ενότητα 1.6, για μικρές μετατοπίσεις του κινούμενου οπλισμού από τη θέση ηρεμίας του ( $d_0(x, y) \gg \Delta$ ) η (1.11) μπορεί να αναπτυχθεί σε σειρά Taylor όπου οι όροι τάξης πάνω από 2 μπορούν να αγνοηθούν. Έτσι, η χωρητικότητα ανά μονάδα επιφάνειας  $\alpha(x, y, \Delta)$  μπορεί να γραφεί ως:

$$\alpha(x, y, \Delta) = \frac{\varepsilon_0}{d_0(x, y) + \frac{d_\varepsilon}{\varepsilon_r}} \cdot \left[ 1 + \frac{\Delta}{d_0(x, y) + \frac{d_\varepsilon}{\varepsilon_r}} \right] \quad (4.1)$$

$$= \alpha(x, y, 0) + \alpha^2(x, y, 0) \cdot \frac{\Delta}{\varepsilon_0}$$

Η έκφραση που δίνει την συνολική χωρητικότητα του διακόπτη MEMS μπορεί να υπολογιστεί ολοκληρώνοντας την (4.1) σε όλη την επιφάνεια και αντικαθιστώντας το  $\Delta$  από την (1.16):

$$C_{MEMS}(V) = A\mu_\alpha + \frac{A^2}{2\varepsilon_0^2 k} \cdot (\mu_\alpha^2 + \sigma_\alpha^2) \cdot \left[ (V\mu_\alpha - \mu_\beta)^2 + V^2\sigma_\alpha^2 + \sigma_\beta^2 - 2Vcov_{(\alpha,\beta)} \right] \quad (4.2)$$

Η παράγωγος της (4.2) θα δώσει:

$$\frac{dC_{MEMS}(V)}{dV} = \frac{A^2}{\varepsilon_0^2 k} \cdot (\mu_\alpha^2 + \sigma_\alpha^2) \cdot [(\mu_\alpha^2 + \sigma_\alpha^2) \cdot V - \mu_\alpha\mu_\beta - cov_{(\alpha,\beta)}] \quad (4.3)$$

Από την (4.3) παρατηρείται ότι στην γενική περίπτωση μη-παράλληλων οπλισμών και παρουσία επιφανειακής πυκνότητας φορτίου ακολουθείται γραμμική συμπεριφορά με:

$$\text{κλίση} \equiv S = \frac{A^2}{\varepsilon_0^2 k} \cdot (\mu_\alpha^2 + \sigma_\alpha^2)^2 \quad (4.4)$$

και

$$\text{τετμημένη επί την αρχή} \equiv V_{min} = \frac{\mu_\alpha\mu_\beta + cov_{(\alpha,\beta)}}{\mu_\alpha^2 + \sigma_\alpha^2} \quad (4.5)$$

Στην πιο απλή περίπτωση, όπου η μετακίνηση της γέφυρας από το ανώτατο σημείο της είναι πολύ μικρή, με την μέτρηση της χαρακτηριστικής C-V να πραγματοποιείται σε ένα στενό εύρος τάσεων γύρω από το ελάχιστο  $V_{min}$ , στην (4.5) μπορεί να θεωρηθεί ότι  $\sigma_\alpha \approx 0$  με αποτέλεσμα να καθίσταται δυνατός ο προσδιορισμός της μέσης τιμής του επιφανειακού φορτίου  $\mu_\beta$ :

$$V_{min} = \frac{\mu_\beta}{\mu_\alpha} = \frac{\overline{\psi_{eq}d_\varepsilon}}{\varepsilon_0\varepsilon_r} \quad (4.6)$$

όπου θα πρέπει να τονιστεί ότι για την ασφαλή εκτίμηση και τον περιορισμό των σφαλμάτων του  $\mu_\beta$  μέσω της σχέσης (4.6), θα πρέπει να επιλεγεί με ιδιαίτερη προσοχή το εύρος τιμών της τάσης, όπου η παράγωγος της χαρακτηριστικής C – V να αποτελεί ευθεία εκατέρωθεν του σημείου τομής με τον άξονα των τάσεων.

Η προτεινόμενη μέθοδος εφαρμόστηκε σε διακόπτες MEMS της ομάδας δειγμάτων A (Ενότητα 3.4.1), που είχαν δομηθεί σε υμένα SiO<sub>2</sub> πάχους 200nm και όπου η μορφή της χαρακτηριστικής C-V είχε διαταραχθεί σε μεγάλο βαθμό λόγω της συνεισφοράς

της χωρητικής σύζευξης των πυκνωτών MOS που αναδύεται μεταξύ της γραμμής μεταφοράς CPW και των επαφών της γείωσης (Σχήμα 4.1α).

Στην περίπτωση αυτή λοιπόν, η ολική μετρούμενη χωρητικότητα ( $C_m$ ) θα είναι το άθροισμα:

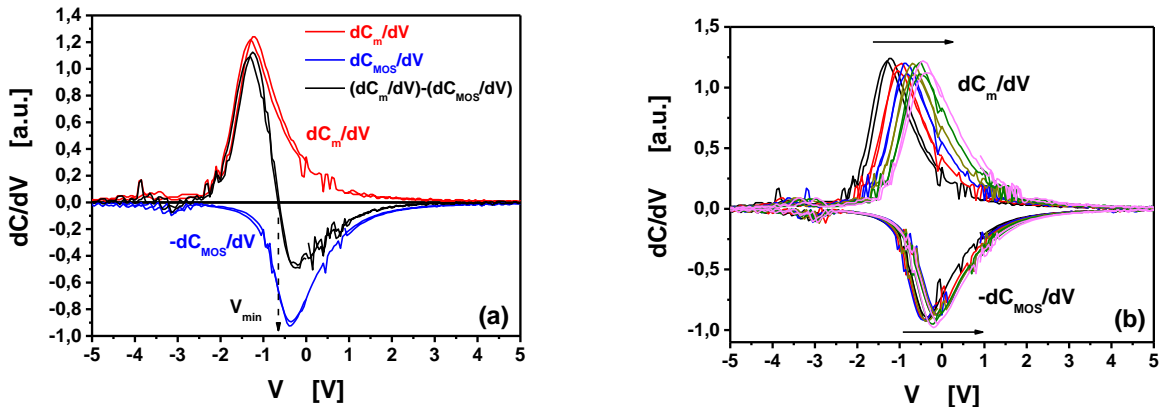
$$C_m = C_{MEMS} + C_{MOS} + C_{par} \quad (4.7)$$

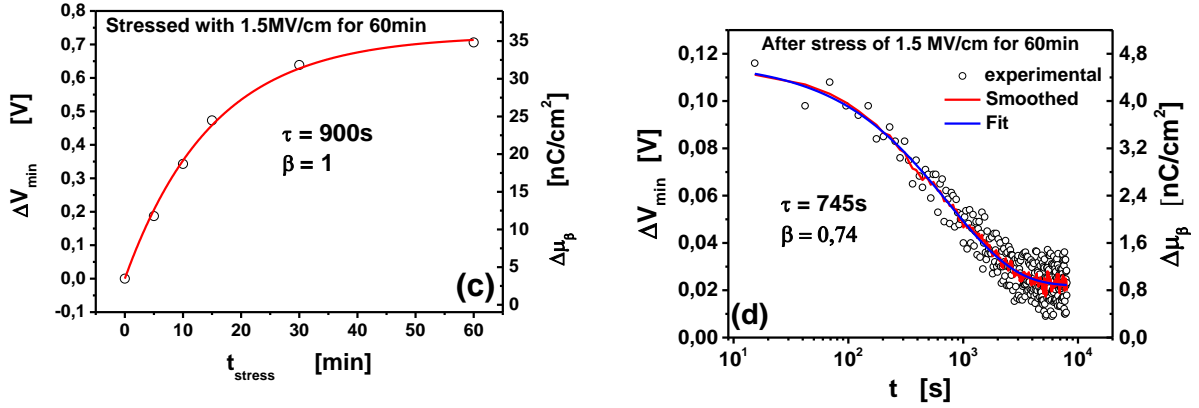
όπου  $C_{MEMS}$ ,  $C_{MOS}$  η χωρητικότητα του MEMS και του δικτύου του υποστρώματος αντίστοιχα και  $C_{par}$  η παρασιτική χωρητικότητα που αναδύεται κυρίως από την αφαίρεση της γέφυρας και είναι ανεξάρτητη της επιβαλλόμενης τάσης. Η παρουσία της  $C_{par}$  και η δυσκολία του καθορισμού της ακριβούς τιμής της εισάγουν σφάλματα που επηρεάζουν την ακρίβεια της μέτρησης της χωρητικότητας, έτσι ώστε η εξαγωγή της χαρακτηριστικής  $C_{MEMS} - V$  μέσω της (4.7) να μην είναι δυνατή. Για τον λόγο αυτό προτάθηκε η χρήση της παραγώγου των χωρητικοτήτων ώστε να ελαχιστοποιηθεί η συνεισφορά της  $C_{par}$  [178]:

$$\frac{dC_{MEMS}}{dV} = \frac{dC_m}{dV} - \frac{dC_{MOS}}{dV} \quad (4.8)$$

Με αυτό τον τρόπο οι συνεισφορές των χωρητικοτήτων  $C_{MOS}$  και  $C_{MEMS}$  στην μετρούμενη χωρητικότητα  $C_m$  μπορούν να διαχωριστούν, ώστε η τάση που αντιστοιχεί στην ελάχιστη χωρητικότητα ( $V_{min}$ ) να μπορεί να εξαχθεί γραφικά από το σημείο τομής της διαφοράς  $\frac{dC_m}{dV} - \frac{dC_{MOS}}{dV}$  με τον άξονα των τάσεων (Σχήμα 4.2α) και στη συνέχεια να υπολογιστεί η επιφανειακή πυκνότητα φορτίου με την βοήθεια της σχέσης (4.6).

Προκειμένου να εξαχθεί η συμπεριφορά του  $V_{min}$  στην περίπτωση αυτή, οι διατάξεις MEMS και δικτύου υποστρώματος επιδέχθηκαν ηλεκτρικού stress με τις ίδιες συνθήκες φόρτισης ( $F_{stress} = 1.5MV/cm$  για χρόνο  $t_{stress} = 60min$ ), όπου οι αντίστοιχες ολισθήσεις της παραγώγου των  $C - V$  χαρακτηριστικών παρουσιάζονται στο Σχήμα 4.2b. Αξίζει να σημειωθεί ότι η παράγωγος της διάταξης MEMS ολισθαίνει ταχύτερα από την αντίστοιχη του δικτύου των πυκνωτών MOS, που αποδίδεται αφενός στην γρήγορη φόρτιση του διηλεκτρικού των MEMS και αφετέρου στο γεγονός ότι το σύστημα των πυκνωτών MOS αποτελεί διαιρέτη τάσης με αποτέλεσμα η φόρτιση του διηλεκτρικού  $SiO_2$  σε κάθε πυκνωτή MOS να παραμένει σε χαμηλά επίπεδα.





Σχήμα 4.2: α) Γραφικός υπολογισμός του  $V_{min}$  από την διαφορά  $\frac{dC_m}{dV} - \frac{dC_{MOS}}{dV}$ , β) η ολίσθηση της παραγώγου των επιμέρους συνεισφορών στην μετρούμενη χωρητικότητα και c,d) η ολίσθηση του  $V_{min}$  και ο υπολογισμός της αντίστοιχης πυκνότητας φορτίου μέσω της (1.14) συναρτήσεως του χρόνου φόρτισης και εκφόρτισης.

Η ολίσθηση του  $V_{min}$  και οι υπολογισμένες τιμές της επιφανειακής πυκνότητας φορτίου κατά τις διαδικασίες φόρτισης/εκφόρτισης παρουσιάζονται στα Σχήματα 4.2c και 4.2d αντίστοιχα. Η διαδικασία φόρτισης, λόγω του ότι το διηλεκτρικό υμένιο είναι άμορφο ή πολυκρυσταλλικό με άμορφη φάση μεταξύ των κρυσταλλιτών (grains), περιλαμβάνει σύνθετες διαδικασίες όπως η έγχυση φορτίου μέσω φαινομένου σήραγγος και η μεταφορά του παρουσία υψηλού ηλεκτρικού πεδίου (συνήθως  $F \geq 5 \cdot 10^5$  V/cm) μέσω του μηχανισμού Poole – Frenkel, που επηρεάζεται άμεσα από τη συγκέντρωση, ενεργειακή κατανομή και ποσοστό κατάληψης των ατελειών που συμμετέχουν. Αντίστοιχα στην εκφόρτιση, όταν ο διακόπτης λειτουργεί ακόμη, η μεταφορά φορτίου γίνεται παρουσία χαμηλού ισοδύναμου ηλεκτρικού πεδίου με τον κυρίαρχο μηχανισμό να αποτελεί ο μηχανισμός Hopping, που επηρεάζεται επίσης από τους ίδιους παράγοντες, δηλ. συγκέντρωση, ενεργειακή κατανομή και ποσοστό κατάληψης των ατελειών που συμμετέχουν στη διαδικασία εκφόρτισης.

Λαμβάνοντας υπόψη τη χωρική διακύμανση της στοιχειομετρίας του Si – rich SiN<sub>x</sub> [114], αντίστοιχα στο SiO<sub>x</sub> [179] καθώς και του πολυκρυσταλλικού AlN [180], [181] η μεταφορά φορτίου γίνεται με διαδικασία «random walk» η οποία οδηγεί σε αποκατάσταση ανηγμένου εκθετικού (stretched exponential relaxation) [182]. Συνεπώς, για τα διηλεκτρικά υμένια που χρησιμοποιούνται στους διακόπτες MEMS, η σύνθετη διαδικασία προς την κατάσταση ισορροπίας στη διάρκεια της φόρτισης και εκφόρτισης τους μπορεί να περιγραφεί με τη συνάρτηση stretched exponential, η οποία κατά τη διάρκεια της φόρτισης έχει τη μορφή:

$$\mu_{\beta}(t) = \mu_{\beta}(\infty) \cdot \left\{ 1 - \exp \left[ - \left( \frac{t}{\tau_{char}} \right)^{\beta} \right] \right\} \quad (4.9)$$

όπου με  $\mu_{\beta}(\infty)$  συμβολίζεται το μέγεθος της ασυμπτωτικής πυκνότητας φορτίου, το οποίο περιορίζεται κάθε φορά από το χρονικό παράθυρο της μέτρησης,  $\tau_{char}$  είναι ο χαρακτηριστικός χρόνος της διαδικασίας φόρτισης και  $\beta$  είναι ένας συντελεστής που χαρακτηρίζει την πολυπλοκότητα της διαδικασίας και παίρνει τιμές  $0 < \beta < 1$ .

Αντίστοιχα, στην διαδικασία εκφόρτισης η εξίσωση stretched exponential έχει τη μορφή:

$$\mu_{\beta}(t) = \mu_{\beta}(0) \cdot \exp \left[ - \left( \frac{t}{\tau_{dis}} \right)^{\beta} \right] \quad (4.10)$$

όπου  $\mu_{\beta}(0)$  η αρχική πυκνότητα φορτίου ( $t = 0$ ) και  $\tau_{dis}$  ο χαρακτηριστικός χρόνος της διαδικασίας εκφόρτισης. Θα πρέπει να σημειωθεί εδώ ότι η εξίσωση του ανηγμένου εκθετικού ή εξίσωση Kohlrausch – Williams – Watts (KWW) που περιγράφεται από την Εξ. (4.10) έχει χρησιμοποιηθεί εκτενώς, προκειμένου να περιγράψει πληθώρα φαινομένων χαλάρωσης στα πλαίσια της Φυσικής Συμπυκνωμένης Ύλης [183], παρέχοντας μία μακροσκοπική περιγραφή της αποκατάστασης πολύπλοκων φυσικών συστημάτων. Ωστόσο, οι πληροφορίες που μπορούν να εξαχθούν περιορίζονται στην εξαγωγή των χαρακτηριστικού χρόνου  $\tau_{dis}$ , ο οποίος εκφράζει το άθροισμα των συνεισφορών όλων των εμπλεκόμενων μηχανισμών απελευθέρωσης φορτίου και του  $\beta$ , ο οποίος αποτελεί δείκτη του κατά πόσο η εκάστοτε διαδικασία αποκλίνει από το μοντέλο Debye ( $\beta = 1$ ), όπου το σύστημα χαρακτηρίζεται από έναν χρόνο αποκατάστασης. Επισημαίνεται ότι ο χρόνος  $\tau_{dis}$  έχει φυσική σημασία μόνο στην περίπτωση θερμικά ενεργοποιούμενων μηχανισμών, όπου μέσω της εξ. (2.7) μπορεί να εξαχθεί η ενέργεια ενεργοποίησης του μακροσκοπικού μηχανισμού εκφόρτισης.

Σε ότι αφορά τη διαδικασία φόρτισης βρέθηκε ότι το μέγιστο φορτίο  $\mu_{\beta}(\infty)$  που υπολογίστηκε με τη προτεινόμενη μέθοδο βρίσκεται στην ίδια περιοχή τιμών με αποτελέσματα διαφορετικών διηλεκτρικών υμενίων που έχουν υποστεί ηλεκτρική καταπόνηση με αντίστοιχα πεδία ( $1 - 3\text{MV/cm}$ ), βλ. Πίνακα 6. Σε ότι αφορά τις ηλεκτρικές ιδιότητες των υμενίων AlN για εφαρμογές στους διακόπτες RF – MEMS, έχει βρεθεί ότι αυτός ο ημιαγωγός μεγάλου ενεργειακού χάσματος ( $\sim 6\text{eV}$ ) εμφανίζει υψηλές τιμές πιεζοηλεκτρικής σταθεράς καθώς και μπορεί να εναποτεθεί σε χαμηλές θερμοκρασίες ( $500^{\circ}\text{C}$ ) χρησιμοποιώντας τεχνικές, όπως RF sputtering, DC (Direct Current) sputtering και MBE (Molecular Beam Epitaxy).

Πίνακας 6: Σύγκριση της προτεινόμενης μεθόδου με δημοσιευμένα αποτελέσματα

Διηλεκτρικό/ Διάταξη	Πάχος (nm)	Χρόνος stress (s)	Συνθήκες stress (MV/cm)	Πυκνότητα φορτίου ( $\times 10^{-9} \frac{\text{C}}{\text{cm}^2}$ )	Αναφορά
Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> /MEMS	250	-	0→0.8→0	15.0	[22]
Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> /MIM	100-500	1200	1	3-13	[184]
Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> /MEMS	200	-	0→1.5→0	360	[41]
Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> /MEMS	250	300	1.3	33.3	[158]
Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> /MEMS	250	600	1.2	10	[185]
Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> /MEMS	70	1020	2.1	29.8	[186]
NCD*/MEMS	450	300	1	31.2	[187]
Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> /MIM	200	100	-2	-88.0	[188]
AlN-MEMS	200	3600	1.5	35	Προτεινόμενη μέθοδος

\* NanoComposite Diamond

Με τη χρήση των τεχνικών αυτών παράγονται πολυκρυσταλλικά υμένια AlN, τα οποία παρουσιάζουν πιεζοηλεκτρικές και πυροηλεκτρικές ιδιότητες. Στα υμένια AlN, η



μακροσκοπική πόλωση αναδύεται από την υπέρθεση των συνεισφορών του πιεζοηλεκτρικού φαινομένου, όταν το υμένιο υφίσταται ηλεκτρική καταπόνηση (stress), και της αυθόρμητης πόλωσης του υλικού. Στην εργασία των Papandreou et al. [46] μελετήθηκε η πόλωση υμενίων AlN που εναποτέθηκαν με τη μέθοδο RF - sputtering μέσω της μελέτης φασμάτων TSPC (Thermally Stimulated Polarization Currents). Τα αποτελέσματα έδειξαν ότι η συνεισφορά του πυροηλεκτρικού φαινομένου και κατά συνέπεια της αυθόρμητης πόλωσης είναι αμελητέα στο εύρος 300K – 440K ενώ η παρατηρούμενη ασυμμετρία των φασμάτων κατά την εναλλαγή θετικής/αρνητικής εφαρμοζόμενης τάσης έδειξε την απουσία διπολικής πόλωσης και πόλωσης λόγω φορτίων χώρου. Συνέπεια αυτών είναι ότι η πόλωση των υμενίων AlN αποδίδεται σε ατέλειες που μπορεί να προέρχονται από εξαρθρώσεις (dislocations) ή άλλες δομικές και σημειακές ατέλειες του υλικού.

Στην εργασία των Koutsourelis et al. [189] πραγματοποιήθηκε συγκριτική μελέτη των ηλεκτρικών ιδιοτήτων υμενίων AlN που κατασκευάστηκαν με τις μεθόδους RF – sputtering και MBE σε πυκνωτές MIM, μέσω της ανάλυσης των χαρακτηριστικών I – V και των μεταβατικών ρευμάτων φόρτισης/εκφόρτισης συναρτήσεως της θερμοκρασίας. Από τις χαρακτηριστικές I – V η αγωγιμότητα βρέθηκε να ακολουθεί ωμική συμπεριφορά για χαμηλά ηλεκτρικά πεδία και στα δύο υλικά, ενώ στα υψηλά ηλεκτρικά πεδία ταυτοποιήθηκε η παρουσία του μηχανισμού Poole – Frenkel στα δείγματα που κατασκευάστηκαν με τη μέθοδο MBE και ο μηχανισμός SCLC στα δείγματα που κατασκευάστηκαν με τη μέθοδο sputtering. Οι διαδικασίες φόρτισης/εκφόρτισης στους πυκνωτές MIM βρέθηκαν να είναι θερμικά ενεργοποιούμενες με τις υπολογιζόμενες ενέργειες ενεργοποίησης (0.60 eV και 0.26 eV) να αντιστοιχούν στα ενεργειακά επίπεδα ατελειών αζώτου στο υμένιο AlN (0.50eV και 0.20eV), όπως αναφέρθηκε στην εργασία των Tansley et al. [190]. Ακόμη, βρέθηκε ότι για κάθε τιμή της θερμοκρασίας, η διαδικασία φόρτισης εμφανίζει μεγαλύτερη σταθερά χρόνου από την αντίστοιχη διαδικασία εκφόρτισης, γεγονός που επαληθεύεται και στους διακόπτες MEMS που χρησιμοποιήθηκαν στα πλαίσια της παρούσας διατριβής (Σχήματα 4.2c και 4.2d).

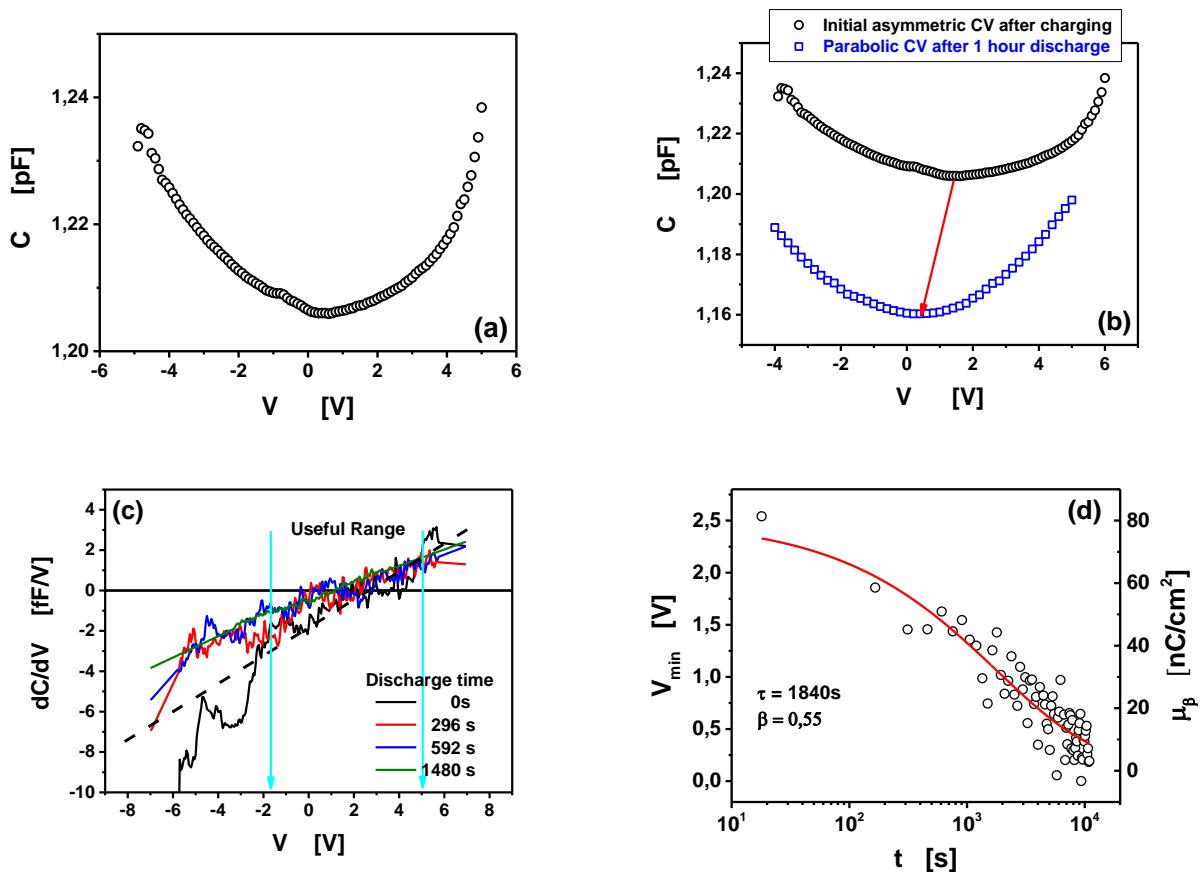
Συνεπώς, τα εξαγόμενα αποτελέσματα καθιστούν τα υμένια AlN ως ιδιαίτερα υποσχόμενα για εφαρμογές στους διακόπτες RF – MEMS, καθώς στις διατάξεις αυτές το διηλεκτρικό θα πρέπει να εμφανίζει χαμηλά επίπεδα φόρτισης και παράλληλα η διαδικασία εκφόρτισης θα πρέπει να είναι όσο το δυνατόν ταχύτερη.

#### 4.2.2 Διακόπτες MEMS με μη – παραβολική C – V χαρακτηριστική

Σε έναν μη αμελητέο αριθμό διακοπών MEMS παρατηρούνται ασύμμετρες και παραβολοειδείς χαρακτηριστικές C – V. Στο Σχήμα 4.3a παρουσιάζεται η περίπτωση ενός διακόπτη του οποίου η χαρακτηριστική C – V πριν το στάδιο της φόρτισης εμφανίζει ασυμμετρία από την παραβολική μορφή. Μετά την ολοκλήρωση της διαδικασίας φόρτισης, η χαρακτηριστική παραμένει ασύμμετρη (Σχήμα 4.3b) και η παράγωγος της δεν είναι γραμμική.

Η μη γραμμική συμπεριφορά μπορεί να αποδοθεί αφενός στην αρχική βαθμίδα stress κατά την κατασκευή του διακόπτη και στο στάδιο της απελευθέρωσης της γέφυρας και

αφετέρου στον σχηματισμό μη ομοιόμορφης κατανομής φορτίου στην επιφάνεια του διηλεκτρικού. Ωστόσο, κατά τη διαδικασία εκφόρτισης, η οποία ακολουθεί τη φόρτιση, είναι ιδιαίτερα ενδιαφέρον το γεγονός ότι η χαρακτηριστική καθίσταται σταδιακά γραμμική (Σχήμα 4.3c). Στο ίδιο σχήμα υποδεικνύεται η γραμμική περιοχή της παραγώγου και συνεπώς η ωφέλιμη περιοχή για να προσδιοριστεί η τάση για την οποία ελαχιστοποιείται το ηλεκτρικό πεδίο στο διάκενο και συνεπώς μετράται η ελάχιστη χωρητικότητα.



Σχήμα 4.3: α) Ασύμμετρη και μη παραβολική χαρακτηριστική  $C - V$ , b) Η χαρακτηριστική  $C - V$  παραμένει ασύμμετρη αμέσως μετά τη φόρτιση ενώ γίνεται παραβολική μετά από 1 ώρα εκφόρτισης, c) η εξέλιξη της παραγώγου των χαρακτηριστικών  $C - V$  κατά την εκφόρτιση και d) ο υπολογισμός του  $\mu_{\beta}$  για την περίπτωση αυτή.

Η αποκατάσταση αυτή μπορεί να αποδοθεί στο γεγονός ότι η ανομοιομορφία της κατανομής φορτίου ελαττώνεται κατά την εκφόρτιση, καθώς τα παγιδευμένα φορτία μετακινούνται στο εσωτερικό του διηλεκτρικού προς το κάτω ηλεκτρόδιο, αλλά και η βαθμίδα του μηχανικού stress αναμένεται να ελαττωθεί κατά την εκφόρτιση. Θα πρέπει να επισημανθεί ότι ακόμη και στην περίπτωση αυτή, το προτεινόμενο μοντέλο για τον υπολογισμό του  $\mu_{\beta}$  μπορεί να εφαρμοστεί, με την προϋπόθεση ότι θα πρέπει να επιλεγεί κατάλληλο εύρος τάσεων εντός του οποίου η παράγωγος να παραμένει γραμμική και να τέμνει τον άξονα των τάσεων. Επίσης, λόγω των υψηλών επιπέδων θορύβου λόγω της αριθμητικής διαφορίσης των πειραματικών σημείων, κρίθηκε αναγκαία η χρήση ψηφιακού φίλτρου εξομάλυνσης (smoothing) για την γραμμική προσαρμογή και τον ακριβή προσδιορισμό του  $V_{min}$ . Στο Σχήμα 4.3d φαίνονται τα

αποτελέσματα του προτεινόμενου μοντέλου για την διαδικασία εκφόρτισης του συγκεκριμένου διακόπτη με τον υπολογισμό της ολίσθησης της τάσης  $V_{min}$  και της αντίστοιχης πυκνότητας φορτίου, όπου βρέθηκε ότι ακολουθείται ο νόμος stretched exponential (Εξ. (4.10)).

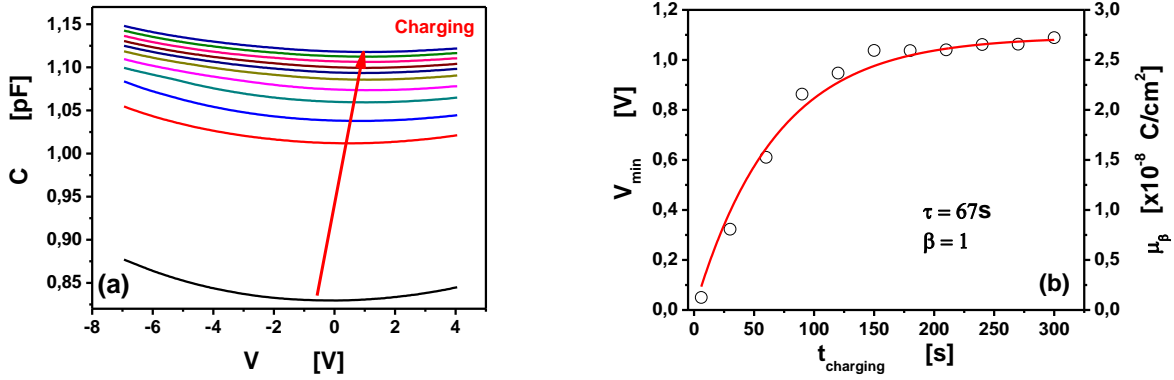
### 4.2.3 Μακροσκοπική μελέτη ηλεκτρικών ιδιοτήτων διακοπτών MEMS

Σύμφωνα με τη σχέση (4.2) του προτεινόμενου μοντέλου, η χαρακτηριστική C – V ενός χωρητικού διακόπτη MEMS θα πρέπει να παρουσιάζει παραβολική μορφή για μικρές απομακρύνσεις του κινούμενου μέρους από τη θέση ισορροπίας του, με τη μορφή της παραβολής να καθορίζεται από τις μηχανικές ιδιότητες της γέφυρας. Κατά το στάδιο της φόρτισης του διακόπτη αναμένεται η ολίσθηση της παραβολής κατά μήκος του άξονα των τάσεων, όπου το μέγεθος της ολίσθησης θα καθορίζεται από την τιμή της μέσης επιφανειακής πυκνότητας φορτίου  $\mu_\beta$  στο διηλεκτρικό υμένιο. Η τιμή της ελάχιστης χωρητικότητας ( $C_{min}$ ) μπορεί να αυξηθεί ή να μειωθεί σε σχέση με την τιμή της πριν την φόρτιση του διακόπτη και καθορίζεται από την διακύμανση της κατανομής του φορτίου  $\sigma_\beta^2$  στο υμένιο και την υποβάθμιση των μηχανικών ιδιοτήτων της γέφυρας.

Θα πρέπει να επισημανθεί ότι τυχόν παρατηρούμενη αρχική ολίσθηση της C – V χαρακτηριστικής θα πρέπει να αποδοθεί σε προγενέστερη φόρτιση λόγω electrostatic discharge από μεταφορά στατικών φορτίων κατά τον μη σωστό χειρισμό (handling, human body discharge) της διάταξης ή μη σωστή γείωση της πειραματικής διάταξης (machine electrostatic discharge) και γι' αυτό το λόγο καταβλήθηκε σημαντική προσπάθεια για να αποφευχθούν αυτά τα φαινόμενα.

Για τους σκοπούς της παρούσας μελέτης χρησιμοποιήθηκαν δείγματα διακοπτών MEMS της ομάδας δειγμάτων B (Ενότητα 3.4.2). Στους διακόπτες αυτούς, σε κάθε κύκλο φόρτισης εφαρμόστηκε διαφορά δυναμικού  $V_{stress} = 25V$  ( $V_{PI} \cong 20V$ ) για χρόνο 30 s, ενώ στο τέλος κάθε κύκλου καταγράφονταν η C – V χαρακτηριστική του διακόπτη κατά τη κατάσταση OFF ( $V_{appl} < V_{PI}$ ). Η διαδικασία φόρτισης επαναλαμβάνονταν έτσι ώστε ο συνολικός χρόνος φόρτισης να είναι 5min (300s = 10 κύκλοι φόρτισης), ακολουθώντας την πειραματική διαδικασία που αναφέρεται στην Ενότητα 3.2.1. Με την ολοκλήρωση του σταδίου της φόρτισης, ακολούθησε η καταγραφή της εκφόρτισης με την λήψη επαναλαμβανόμενων χαρακτηριστικών C – V για συνολικό χρόνο  $10^4$  s.

Στο Σχήμα 4.4a φαίνεται η παραβολική μορφή της χαρακτηριστικής C – V κατά τη φόρτιση διακόπτη MEMS, η οποία συμφωνεί με την θεωρητική πρόβλεψη από την σχέση (4.2). Η C – V χαρακτηριστική ολισθαίνει προς τις θετικές τιμές των τάσεων μετά από κάθε διαδοχικό βήμα stress με θετική τάση φόρτισης, ενώ η ολίσθηση της τάσης που αντιστοιχεί στην ελάχιστη χωρητικότητα  $V_{min}$  παρουσιάζεται στο Σχήμα 4.4b.



Σχήμα 4.4: a) Παραβολική μορφή της χαρακτηριστικής  $C - V$  κατά τη φόρτιση του διακόπτη, b) η ολίσθηση του ελαχίστου  $V_{min}$  κατά τη φόρτιση και οι υπολογισμένες τιμές της επιφανειακής πυκνότητας φορτίου.

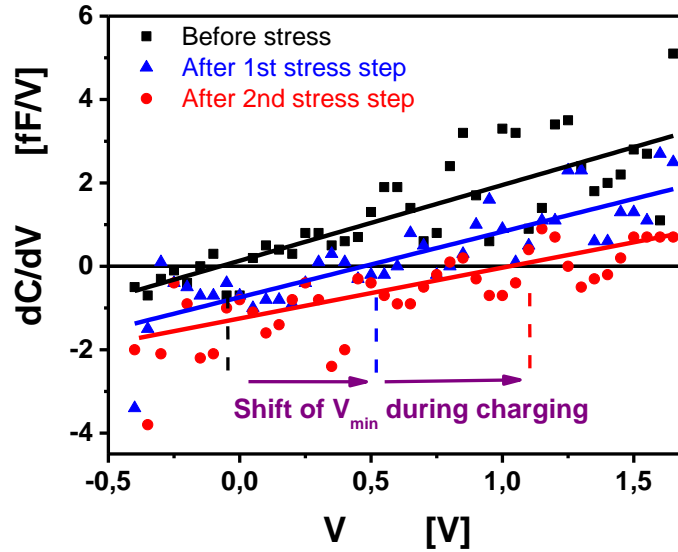
Με την υπόθεση ότι οι οπλισμοί του πυκνωτή σε κάθε στοιχειώδη μετακίνηση της γέφυρας παραμένουν παράλληλοι, δηλαδή η μετακίνηση της γέφυρας πραγματοποιείται κάθε φορά παράλληλα στον εαυτό της ( $\sigma_\alpha^2 \cong 0$ ), η συνδιακύμανση των μεγεθών  $\alpha$  και  $\beta$  είναι μηδέν ( $cov_{(\alpha,\beta)} \cong 0$ ), είναι δυνατός ο υπολογισμός της ισοδύναμης πυκνότητας φορτίου  $\mu_\beta$  από την σχέση (4.6) με τα αποτελέσματα να παρουσιάζονται στον δεξιό άξονα του Σχήματος 4.4b. Επισημαίνεται ότι κριτήριο για την εφαρμογή της σχέσης (4.6) αποτελεί το γεγονός ότι η παράγωγος της χωρητικότητας θα πρέπει να διατηρείται γραμμική για το δεδομένο εύρος τάσεων στο οποίο πραγματοποιείται η παραβολική προσαρμογή των πειραματικών σημείων.

Η τιμή της ελάχιστης χωρητικότητας ( $C_{min}$ ) βρέθηκε να αυξάνει σε κάθε διαδοχικό κύκλο stress (Σχήμα 4.4a), όπου η αύξηση αυτή είναι ιδιαίτερα απότομη μετά τον πρώτο κύκλο stress. Η συμπεριφορά αυτή μπορεί να αποδοθεί στην αύξηση του μηχανικού εφελκυσμού της γέφυρας κατά την πρώτη επαφή της με το διηλεκτρικό υμένιο με συνέπεια την μεταβολή της αρχικής θέσης ισορροπίας της, εγγύτερα στην επιφάνεια του υμενίου και την σταδιακή εξομάλυνση των στρεβλώσεων της [191]. Στους επόμενους κύκλους stress, καθώς ο μηχανικός εφελκυσμός φθάνει στην σταθερή κατάσταση (steady-state), η περαιτέρω αύξηση του  $C_{min}$  αποδίδεται στην αύξηση της διακύμανσης του επιφανειακού φορτίου [20], λόγω έγχυσης φορτίου στα σημεία επαφής και εκπομπής πεδίου στα μικροδιάκενα (Σχήμα 1.6). Θα πρέπει να σημειωθεί ότι λαμβάνοντας υπόψη την σχέση (4.5) του προτεινόμενου μοντέλου, η τιμή της χωρητικότητας στο ελάχιστο  $V_{min}$  θα δίνεται από την:

$$C_{min}(V_{min}) = A\mu_\alpha + \frac{A^2}{2\varepsilon_0^2 k} \cdot (\mu_\alpha^2 + \sigma_\alpha^2) \cdot (\mu_\beta^2 + \sigma_\beta^2) - \frac{A^2}{2\varepsilon_0^2 k} \cdot (\mu_\alpha\mu_\beta - cov_{(\alpha,\beta)})^2 \quad (4.11)$$

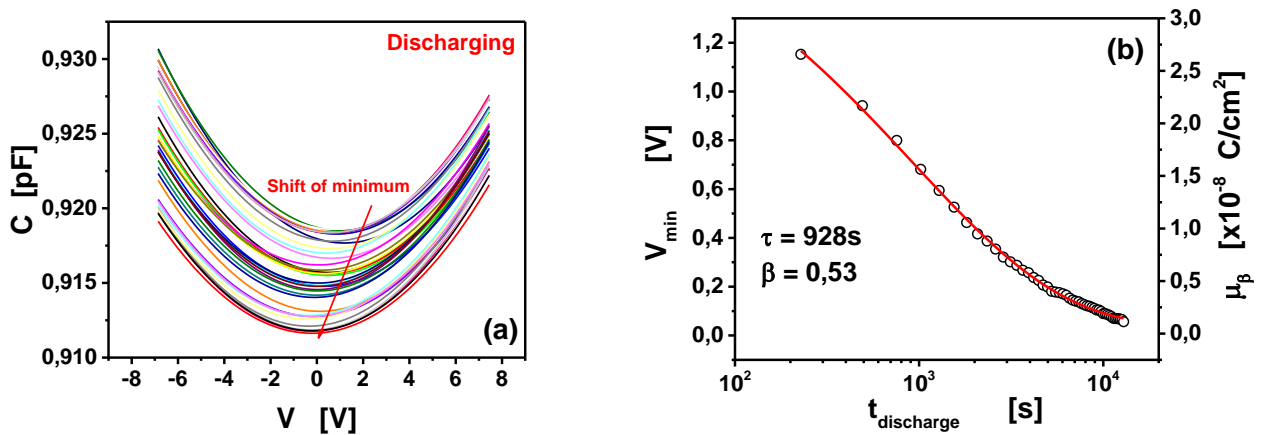
που δείχνει μια σύνθετη εξάρτηση από τις παραμέτρους που εισάγονται για να περιγράψουμε την απόκλιση από την ιδανική περίπτωση.

Η παράγωγος της  $C - V$  χαρακτηριστικής πριν και μετά από δύο κύκλους φόρτισης παρουσιάζεται στο Σχήμα 4.5, όπου παρά το υψηλό επίπεδο θορύβου λόγω μικρής τιμής της μεταβολής της χωρητικότητας ( $\sim 0.3$  pF) (Σχήμα 4.4a) ακολουθείται γραμμική συμπεριφορά.



Σχήμα 4.5: Τυπική παράγωγος της χωρητικότητας πριν και μετά την εφαρμογή δύο βημάτων stress.

Η διαδικασία εκφόρτισης, που ακολουθεί την φόρτιση, του ίδιου διακόπτη MEMS ερευνήθηκε με την παρακολούθηση της ολίσθησης της χαρακτηριστικής  $C - V$  και την εφαρμογή του προτεινόμενου θεωρητικού μοντέλου. Στο Σχήμα 4.6α φαίνεται ότι η  $C - V$  χαρακτηριστική παραμένει παραβολική, ενώ η ελάχιστη χωρητικότητα ( $C_{min}$ ) μειώνεται κατά την εκφόρτιση του διακόπτη.



Σχήμα 4.6: a) η ολίσθηση της παραβολικής  $C - V$  χαρακτηριστικής κατά την εκφόρτιση διακόπτη MEMS, b) η ολίσθηση του  $V_{min}$  που αντιστοιχεί στην ελάττωση της πυκνότητας φορτίου  $\mu_\beta$  και προσαρμογή με την εξ. (4.10)

Συνοψίζοντας, στα πλαίσια της παρούσας διατριβής επιλύθηκαν προβλήματα που αναδύονται τόσο από τα εγγενή χαρακτηριστικά των δομών όσο και από κατασκευαστικές αστοχίες με στόχο την αύξηση των διαθέσιμων δειγμάτων προς μελέτη. Για την επίλυση των προβλημάτων αυτών, παρουσιάστηκε θεωρητικό μοντέλο ανάλυσης της χαρακτηριστικής  $C - V$  κατά την κατάσταση OFF ενός πραγματικού διακόπτη MEMS, που χαρακτηρίζεται από μη ομοιόμορφη κατανομή φορτίου και χωρητικότητας. Βρέθηκε ότι η χρήση της παραγώγου της χαρακτηριστικής  $C - V$

επιτρέπει τον διαχωρισμό των παραμέτρων που σχετίζονται με τις μηχανικές και ηλεκτρικές ιδιότητες. Αναφορικά με τις ηλεκτρικές ιδιότητες, η διατήρηση της γραμμικής της μορφής αποτελεί κριτήριο για τον ακριβή προσδιορισμό της μέσης τιμής της επιφανειακής πυκνότητας φορτίου. Θα πρέπει να τονιστεί ότι ο προσεκτικός σχεδιασμός και η διαδικασία κατασκευής του διακόπτη, που περιλαμβάνει τις διεργασίες εναπόθεσης των επιλέξιμων υλικών (μετάλλων, διηλεκτρικών υμενίων) και επιλογής υποστρωμάτων θα παίξουν καθοριστικό ρόλο για την επιτυχή εφαρμογή των προτεινόμενων μοντέλων.

### 4.3 ΕΥΡΟΣ ΠΕΡΙΟΧΗΣ ΑΣΦΑΛΟΥΣ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑΣ ΔΙΑΚΟΠΤΩΝ MEMS

Στόχος της παρούσας διατριβής, όπως έχει ήδη επισημανθεί, είναι η κατανόηση των μηχανισμών φόρτισης και συγκεκριμένα των μηχανισμών εκφόρτισης των διηλεκτρικών υμενίων των διακοπών χωρητικότητας κατά τη διάρκεια της λειτουργίας του διακόπτη. Οι συνθήκες λειτουργίας αυτών των διακοπών επιβάλουν την ικανοποίηση συγκεκριμένων απαιτήσεων στις ηλεκτρικές ιδιότητες των χρησιμοποιούμενων διηλεκτρικών υλικών οι οποίες απορρέουν από τις συνθήκες λειτουργίας των διακοπών. Συγκεκριμένα:

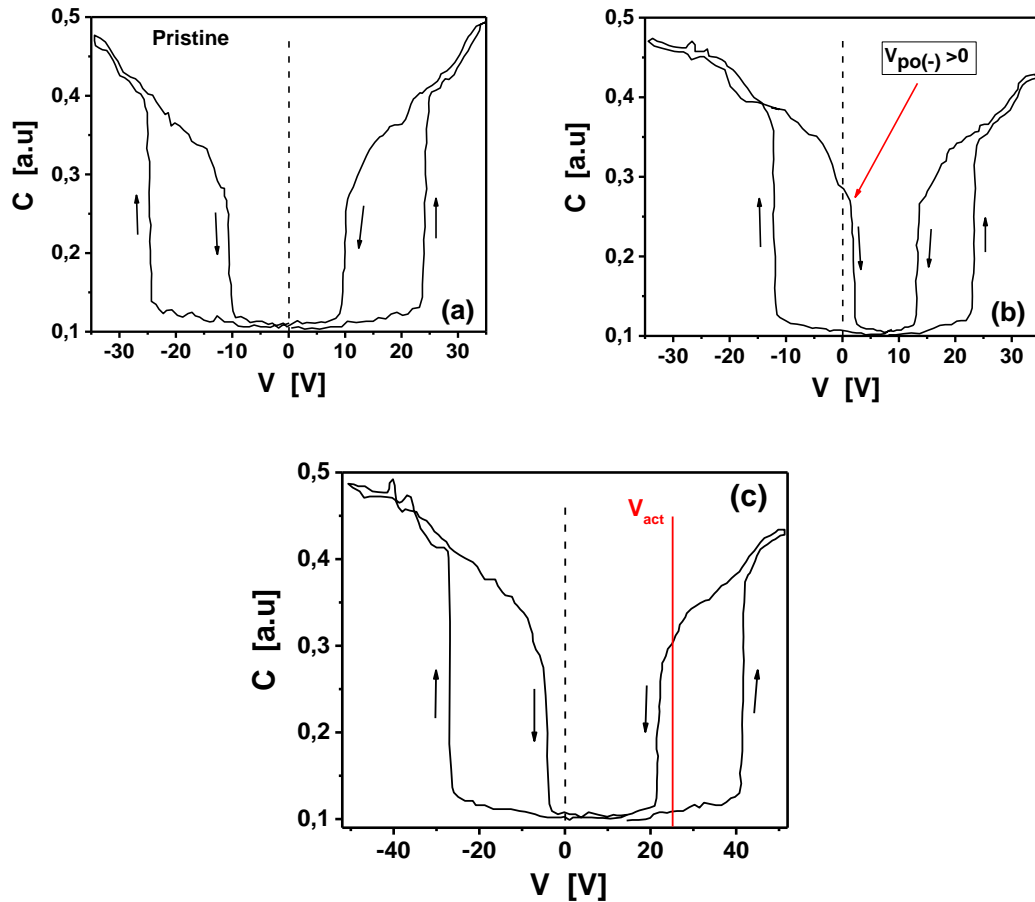
Α) Οι μηχανικές προδιαγραφές καθορίζουν την τάση “pull-in”, ( $V_{PI}$ ), που είναι η ελάχιστη τάση για ενεργοποίηση και μετάβαση στην κατάσταση ON, και την τάση “pull-out”, ( $V_{PO}$ ), που είναι η μέγιστη τάση για απενεργοποίηση και μετάβαση στην κατάσταση OFF.

Β) Στη διάρκεια του “pull-in”, όπου η γέφυρα βρίσκεται σε επαφή με το διηλεκτρικό υμένιο, η φόρτιση συντελείται παρουσία ισχυρού εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου ( $0.5 - 2 \cdot 10^6$  V/cm) ενώ στη διάρκεια του “pull-out” η εκφόρτιση συντελείται απουσία εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου και μέσω του διηλεκτρικού υμενίου.

Γ) Για να λειτουργεί ο διακόπτης για πεπερασμένο διάστημα έχει γίνει εμπειρικά αποδεκτό και με βάση το Σχήμα 1.7 [27], ότι η τάση ενεργοποίησης δε θα πρέπει να υπερβαίνει σημαντικά την τάση  $V_{PI}$ , γενικά  $V_{PI} < V_{act} \leq 1.25V_{PI}$ . Για υψηλότερες τάσεις ενεργοποίησης ελαττώνεται σημαντικά ο χρόνος ζωής των διακοπών.

Δ) Οι επιβαλλόμενες συνθήκες λειτουργίας του διακόπτη, δηλ. οι τάσεις ενεργοποίησης και απενεργοποίησης προκαλούν ολίσθηση της χαρακτηριστικής C-V με αποτέλεσμα η τάση “pull-out” ( $V_{PO}$ ) να υπερβεί τα 0 Volt (Σχήμα 4.7b) ή η τάση “pull-in” να υπερβεί την εφαρμοζόμενη τάση ενεργοποίησης ( $V_{act}$ ) (Σχήμα 4.7c). Στην πρώτη περίπτωση ο διακόπτης παραμένει συνεχώς στην κατάσταση ON ενώ στη δεύτερη ο διακόπτης δε μεταβαίνει στην κατάσταση OFF.

Ε) Η εξασφάλιση της μακράς διάρκειας λειτουργίας του διακόπτη επιβάλει μικρή ολίσθηση της χαρακτηριστικής C-V και συνεπώς η απόκλιση της ελάχιστης τιμής της χωρητικότητας να είναι μικρή. Για να ικανοποιηθεί αυτή η απαίτηση, θα πρέπει μετά από κάθε κύκλο ενεργοποίησης (ON-state) η εκφόρτιση στη διάρκεια της κατάστασης OFF να επιτρέπει τη μεταφορά του φορτίου που έχει εγχυθεί στην κατάσταση ON.



Σχήμα 4.7: Η ολίσθηση της  $C - V$  χαρακτηριστικής (a) οδηγεί στην αστοχία του διακόπτη λόγω b) αδυναμίας απενεργοποίησης του παραμένουσας διαρκώς στην κατάσταση ON και c) αδυναμίας ενεργοποίησης και παραμονή στην κατάσταση OFF.

Οι παραπάνω απαιτήσεις καθορίζουν τις ιδιαίτερες συνθήκες φόρτισης/εκφόρτισης και συνεπώς τη δυναμική ηλεκτρική συμπεριφορά του διηλεκτρικού υμενίου. Συνεπώς η βελτιστοποίηση των ηλεκτρικών ιδιοτήτων του θα πρέπει να ικανοποιούν μακρόχρονη λειτουργία των διακοπών (θεωρητικά της τάξεως της δεκαετίας). Αυτό για να είναι εφικτό θα πρέπει η φόρτιση να είναι όσο το δυνατόν χαμηλή και η εκφόρτιση ιδιαίτερα αποτελεσματική, που θα λαμβάνει χώρα υπό συνθήκες χαμηλού ισοδύναμου ηλεκτρικού πεδίου το οποίο δημιουργήθηκε στο στάδιο της φόρτισης. Αυτός ο περιορισμός επιβάλλει την κατανόηση του μηχανισμού μεταφοράς φορτίου υπό συνθήκες χαμηλού πεδίου.

Η παρούσα διατριβή επικεντρώνεται στη μελέτη του διηλεκτρικού Νιτριδίου του Πυριτίου που εναποτίθεται με τη μέθοδο PECVD (Plasma Enhance Chemical Vapor Deposition) σε χαμηλές θερμοκρασίες ( $50^{\circ}\text{C} - 350^{\circ}\text{C}$ ). Το διηλεκτρικό αυτό, που μπορεί να εναποτεθεί και με άλλες μεθόδους, χρησιμοποιείται ευρύτατα στην μικροηλεκτρονική με εφαρμογές στην αδρανοποίηση επιφάνειας ημιαγωγών, ως διηλεκτρικό πυκνωτών ενσωματωμένων σε ολοκληρωμένα κυκλώματα, σε δομές Oxide-Nitride-Oxide (ONO), σε flash memories, κλπ. Παρόλα αυτά και την σημαντική γνώση που έχει αποκτηθεί πάνω στις ηλεκτρικές ιδιότητες αυτού του μονωτή, η εφαρμογή του για μακράς διάρκειας λειτουργία των MEMS χωρητικότητας δεν έχει στεφθεί ακόμη με επιτυχία. Βασικά αίτια της μη πλήρους εφαρμογής του είναι η άμορφη φάση και οι αποκλίσεις από τη στοιχειομετρία  $\text{SiN}_x$ ,  $x < 4/3$  που προκύπτουν



από τη μέθοδο εναπόθεσης, την παρουσία των ατελειών στο ενεργειακό χάσμα και οι προαναφερθέντες περιορισμοί που επιβάλλονται από τον τρόπο λειτουργίας της διάταξης.

Οι κυριότεροι μηχανισμοί μεταφοράς φορτίου αναφέρθηκαν στο Κεφάλαιο 2 και περιλαμβάνουν τους μηχανισμούς Schottky, Field – Emission (F-N), ιοντική αγωγιμότητα, SCLC, Poole – Frenkel και hopping. Οι μηχανισμοί αυτοί μπορούν να διαχωριστούν ανάμεσα σε αυτούς που το μετρούμενο ρεύμα ελέγχεται από τις ιδιότητες του διηλεκτρικού υμενίου (bulk limited) και σε αυτούς που το μετρούμενο ρεύμα ελέγχεται από τις ιδιότητες των επαφών (electrode limited) (Πίνακας 7). Στην πρώτη κατηγορία εντάσσονται οι μηχανισμοί της ιοντικής αγωγιμότητας, SCLC, Poole – Frenkel και hopping ενώ στη δεύτερη κατηγορία εντάσσονται οι μηχανισμοί Schottky και field – emission (F - N). Στην εργασία του Sze [145], η μελέτη του ρεύματος αγωγιμότητας σε υμένα SiN<sub>x</sub> με διάφορα πάχη και διαφορετικές επιφάνειες των μεταλλικών επαφών έδειξε ότι ο μηχανισμός αγωγιμότητας δεν εξαρτάται από το πάχος του υμενίου, την επιφάνεια και το υλικό των μεταλλικών ηλεκτροδίων και από την πολικότητα της εφαρμοζόμενης τάσης. Συνέπεια αυτών είναι ότι στα υμένα SiN<sub>x</sub> ο κυρίαρχος μηχανισμός αγωγιμότητας αναδύεται από τις ιδιότητες του διηλεκτρικού υμενίου (bulk). Ο μηχανισμός της ιοντικής αγωγιμότητας στα υμένα SiN<sub>x</sub> μέχρι σήμερα δεν έχει αναφερθεί στη βιβλιογραφία, ενώ ο μηχανισμός SCLC εμφανίζεται στα υμένα που έχουν κατασκευαστεί με τη μέθοδο PVD και όχι μέσω της μεθόδου PECVD [192], [193].

Πίνακας 7: Συνηθέστεροι μηχανισμοί μεταφοράς φορτίου υμενίων SiN<sub>x</sub> και εύρος τιμών ηλεκτρικού πεδίου εμφάνισης τους.

Μηχανισμός Αγωγιμότητας	Έκφραση	Περιοχή πεδίων (MV/cm)
<b>Electrode limited</b>		
Schottky	$J_{sch} = A^*T^2 \exp \left[ \frac{-q \left( \phi_B - \sqrt{\frac{qF}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0}} \right)}{k_B T} \right]$	—
Field – Emission (F-N)	$J_{FN} = \frac{q^3 F^2}{8\pi h q \phi_B} \exp \left[ \frac{-8\pi(2qm_r^+)^{1/2}}{3hF} \phi_B^{3/2} \right]$	—
<b>Bulk limited</b>		
Ιοντική αγωγιμότητα	$J_{ion} = \frac{BN4d^2 q v_0}{k_B T} \cdot F \cdot \exp \left[ - \left( \frac{E_i + E_s/2}{k_B T} \right) \right]$	—
SCLC	$J_{child} = \frac{9}{8} \mu \epsilon_r \frac{V^2}{d^3}$	—
Poole - Frenkel	$J_{PF} = q\mu F \rho_0 \exp \left[ - \frac{q(\phi_{PF} - \sqrt{qF/\pi\epsilon_0\epsilon_r})}{k_B T} \right]$	1 – 4
Hopping	$J_H = \sigma_0 \cdot F \cdot \exp \left( - \frac{r_{ij}}{a} - \frac{\Delta E}{k_B T} \right) \cdot \exp \left( \frac{q r_{ij} F}{k_B T} \right)$	0.05 – 0.5

Συνεπώς, οι κυρίαρχοι μηχανισμοί μεταφοράς φορτίου σε υμένα SiN<sub>x</sub> που κατασκευάζονται με τη μέθοδο PECVD αποτελούν οι μηχανισμοί Poole – Frenkel και hopping. Ο μηχανισμός Poole – Frenkel εμφανίζεται στην περιοχή πεδίων 1 – 4MV/cm



[194], με εξάρτηση από την στοιχειομετρία και τις συνθήκες εναπόθεσης του υμενίου [65], όπου το πεδίο κατωφλίου του μηχανισμού ελαττώνεται με την αύξηση του περιεχομένου Si. Ο μηχανισμός hopping εμφανίζεται σε περιοχές χαμηλότερων ηλεκτρικών πεδίων (50 – 500kV/cm) [195], [40], [196] που αντιστοιχούν στις τυπικές τιμές του ηλεκτρικού πεδίου εκκίνησης κατά τη διαδικασία εκφόρτισης των διακοπών MEMS.

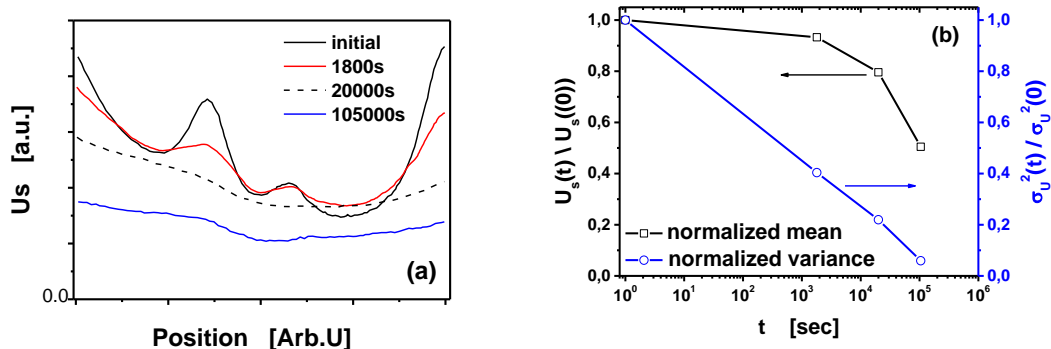
#### 4.4 ΤΟ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΚΟ ΦΟΡΤΙΟ ΔΙΑΚΟΠΤΩΝ MEMS

Η χωρική κατανομή του φορτίου στο διηλεκτρικό υμένιο των διακοπών χωρητικότητας MEMS παραμένει ακόμα απροσδιόριστη λόγω του μικρού πάχους του (150nm – 300nm). Για αυτό το λόγο έχει χρησιμοποιηθεί και ο όρος «ισοδύναμο επιφανειακό ηλεκτρικό φορτίο» [20]. Ανεξάρτητες προσομοιώσεις έγχυσης και ανακατανομής, που τα αποτελέσματά τους παρουσιάζονται στο Σχήμα 2.23, έχουν υποδείξει, χωρίς πειραματική επιβεβαίωση, ότι το εγχεόμενο φορτίο θα πρέπει να εντοπίζεται σε βάθος μικρότερο των 10nm. Με αυτά τα δεδομένα στην παρούσα διατριβή το εγχεόμενο φορτίο θα θεωρείται ως επιφανειακό.

Η τραχύτητα της κάτω επιφάνειας του κινούμενου οπλισμού του διακόπτη MEMS οδηγεί στην μη ομοιόμορφη επαφή με το διηλεκτρικό υμένιο και συνεπώς στην μη ομοιόμορφη κατανομή της ισοδύναμης επιφανειακής πυκνότητας φορτίου. Στα υμένια των διακοπών MEMS, η έγχυση φορτίου πραγματοποιείται μόνο από τα σημεία επαφής (Σχήμα 1.6) της γέφυρας με το υμένιο και στα κενά μέσω εκπομπής πεδίου, όταν ο διακόπτης βρίσκεται στην κατάσταση ON. Η απομάκρυνση των φορτίων λαμβάνει χώρα μέσω του κάτω οπλισμού στην κατάσταση OFF.

Η επιφανειακή ανομοιομορφία φορτίου και η εξέλιξη της συναρτήσεως του χρόνου εκφόρτισης, μελετήθηκε αρχικά στην εργασία των Herfst et al [175] με τη βοήθεια διάταξης KPFM σε υμένιο SiN<sub>x</sub> διακόπτη MEMS, μετά την αφαίρεση του κινούμενου οπλισμού. Μέρος των αποτελεσμάτων αυτών παρουσιάζονται στο Σχήμα 4.8α, όπου η περαιτέρω επεξεργασία τους έδειξε ότι η διακύμανση του επιφανειακού φορτίου ελαττώνεται ταχύτερα από την μέση τιμή του (Σχήμα 4.8b) [197].

Επειδή η διακύμανση του επιφανειακού φορτίου ευθύνεται άμεσα για το εύρος των παραθύρων “pull-in” και “pull-out” συμπεραίνεται ότι η ταχύτερη ελάττωση της διακύμανσης έχει ως αποτέλεσμα την ταχύτερη επαναφορά του εύρους του παραθύρου σε σχέση με την ολίσθηση της χαρακτηριστικής C-V η οποία αποκαθίσταται μόνο με την μεταφορά του φορτίου στο κάτω ηλεκτρόδιο. Συνεπώς, για να αντιμετωπισθεί το πρόβλημα της φόρτισης του διηλεκτρικού υμενίου προτρέπει η κατανόηση του μηχανισμού μεταφοράς φορτίου προς το κάτω ηλεκτρόδιο και ακολουθεί ο μηχανισμός ανακατανομής του, δηλαδή ελάττωσης της διακύμανσης του.

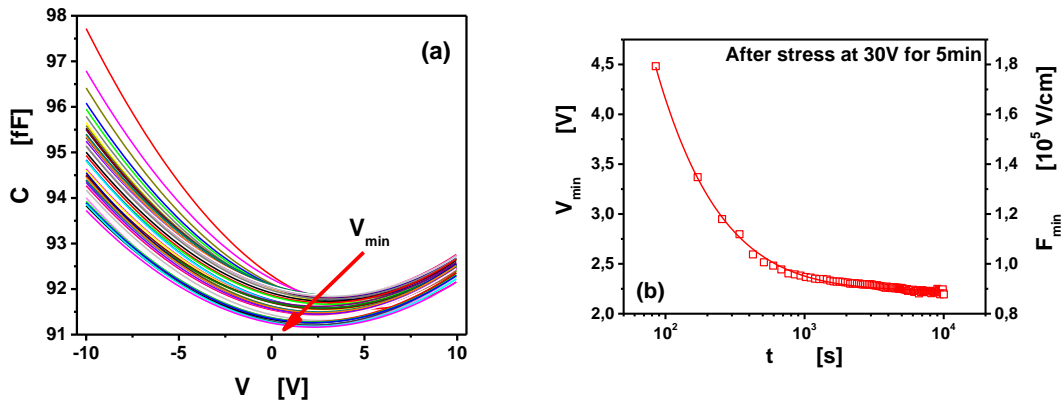


Σχήμα 4.8: α) Επιλεγμένες σαρώσεις του επιφανειακού δυναμικού  $U_s$  μέσω της μεθόδου KPFM (Σχ. 4 της [175]) και β) η ελάττωση της μέσης τιμής και της διακύμανσης του επιφανειακού φορτίου.

## 4.5 ΜΕΤΑΦΟΡΑ ΦΟΡΤΙΟΥ ΜΕΣΩ ΤΟΥ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ ΥΜΕΝΙΟΥ

Για την μελέτη της διαδικασίας εκφόρτισης στους διακόπτες MEMS χρησιμοποιήθηκαν δείγματα της ομάδας Γ (MEMS1) (Ενότητα 3.4.3). Η τάση ενεργοποίησης των διακοπών αυτών είναι  $V_{PI} = 20V$  και για τον προσδιορισμό του ρεύματος εκφόρτισης χρησιμοποιήθηκε η αντίστοιχη μέθοδος Kelvin Probe στα MEMS (Ενότητα 3.2.1). Στο στάδιο της φόρτισης εφαρμόστηκε διαφορά δυναμικού 30V (που αντιστοιχεί σε ηλεκτρικό πεδίο έντασης 1.5 MV/cm) για χρόνο  $t_{stress} = 5min$ , προκειμένου να δοθεί ιδιαίτερη έμφαση κατά το πρώιμο στάδιο φόρτισης και να αποφευχθεί η ισχυρή φόρτιση. Υπό τη συνθήκη αυτή, το ισοδύναμο εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο είναι χαμηλό και ο κυρίαρχος μηχανισμός αγωγιμότητας είναι Hopping. Η επακόλουθη διαδικασία εκφόρτισης καταγράφηκε με την λήψη πολλαπλών C – V χαρακτηριστικών, παρακολουθώντας την ολίσθηση του  $V_{min}$  συναρτήσει του χρόνου. Η πειραματική διαδικασία έλαβε χώρα σε συνθήκες κενού και θερμοκρασία 300K, ενώ προηγουμένως το δείγμα θερμάνθηκε στους 140°C προκειμένου να αποφευχθεί τυχόν επίδραση της υγρασίας. Η πυκνότητα του ρεύματος εκφόρτισης υπολογίστηκε μέσω της σχέσης (3.3):

$$J_{disch}(t) = -\frac{\epsilon_r \epsilon_0}{d_\epsilon} \cdot \frac{dV_{min}}{dt} \quad (4.12)$$

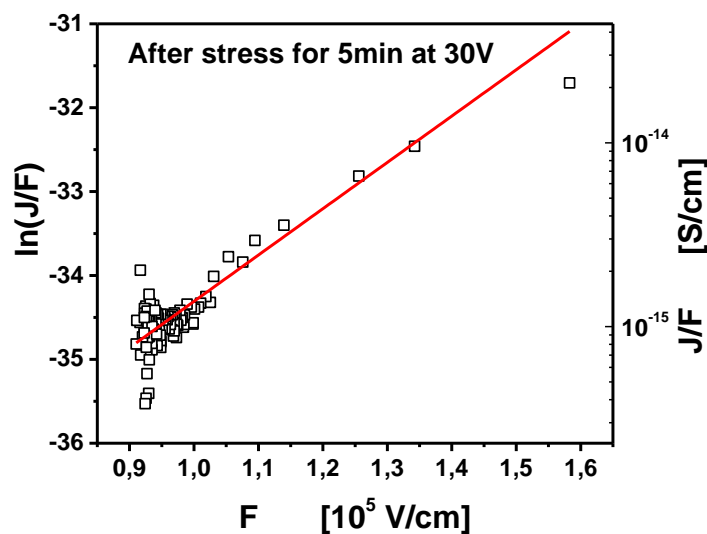


Σχήμα 4.9: α) η ολίσθηση των χαρακτηριστικών C-V και β) η ολίσθηση του  $V_{min}$

Η σταδιακή επαναφορά του συστήματος στην κατάσταση ισορροπίας φαίνεται στα Σχήματα 4.9a και 4.9b. Όπως μπορεί να παρατηρήσει κανείς, κατά τη διάρκεια του χρονικού παραθύρου της μέτρησης ( $10^4$  s), η τιμή του  $V_{min}$  δεν επιστρέφει στην τιμή ισορροπίας ( $V_{min} = 0$ ). Η συμπεριφορά αυτή έχει παρατηρηθεί σε αρκετές μελέτες [198], [187], [199] και αποδίδεται στην παρουσία βαθιών ατελειών που δρουν ως κέντρα παγίδευσης και χαρακτηρίζονται από μεγάλους χρόνους αποκατάστασης.

Η γραμμική εξάρτηση του λογαρίθμου της ανηγμένης προς το ηλεκτρικό πεδίο αγωγιμότητας ( $\ln(J/F)$ ) σαν συνάρτηση του εσωτερικού ηλεκτρικού πεδίου  $F$  (Σχήμα 4.10) αποτελεί σαφή υπογραφή του μηχανισμού hopping, που έχει αναφερθεί να κυριαρχεί κατά την διαδικασία συλλογής φορτίου [157], [198]. Επομένως, για δεδομένη θερμοκρασία μπορεί να προσδιοριστεί η παράμετρος του μέσου μήκους των αλμάτων ( $r_{ij}$ ), μέσω της σχέσης (2.29):

$$\frac{J_H}{F} = \sigma_0 \cdot \exp\left(-\frac{r_{ij}}{a} - \frac{\Delta E}{k_B T}\right) \cdot \exp\left(\frac{q \cdot r_{ij} \cdot F}{k_B T}\right) = \sigma_0^* \cdot \exp\left(\frac{q \cdot r_{ij} \cdot F}{k_B T}\right) \quad (4.13)$$



Σχήμα 4.10: Υπογραφή του μηχανισμού hopping κατά την διαδικασία εκφόρτισης διακόπτη MEMS της ομάδας Γ (MEMS1).

όπου η κλίση της ευθείας δίνεται από την:

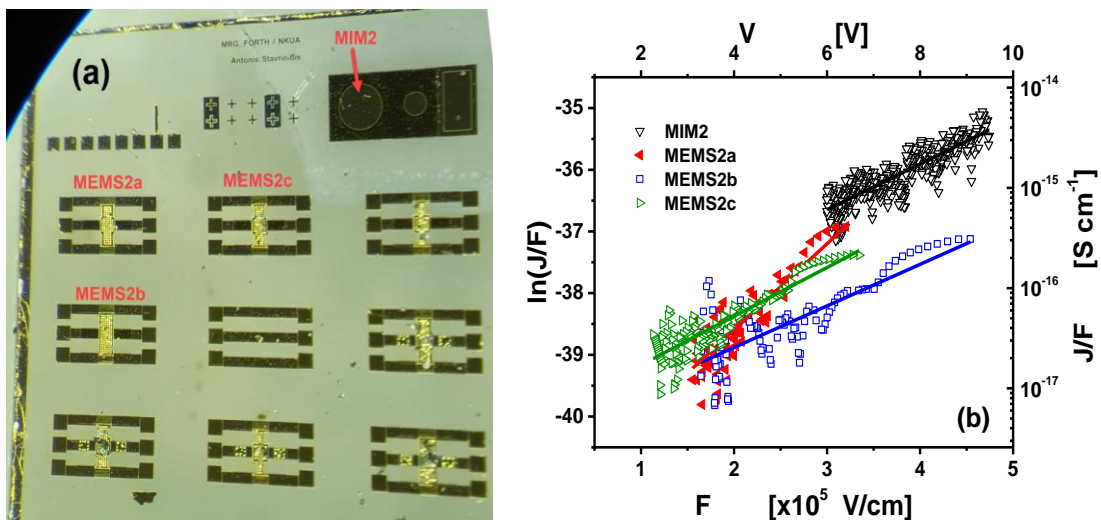
$$\text{κλίση} \equiv S = \frac{q \cdot r_{ij}}{k_B T} \quad (4.14)$$

ενώ η εύρεση της μέσης ενεργειακής διαφοράς μεταξύ των σταθμών που πραγματοποιείται το άλμα ( $\Delta E$ ) υπολογίζεται από την τεταγμένη επί την αρχή, για διάφορες θερμοκρασίες εκφόρτισης.

#### 4.6 ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΑΝΟΜΟΙΟΜΟΡΦΙΑΣ ΣΕ ΕΠΙΠΕΔΟ ΨΗΦΙΔΑΣ (DIE)

Για την μελέτη της επίδρασης της ανομοιογένειας του διηλεκτρικού υλικού κατά μήκος δισκίου και ειδικότερα σε επίπεδο die (Σχήμα 4.11α), χρησιμοποιήθηκαν πυκνωτές MIM και διακόπτες MEMS της ομάδας Δ (δείγματα Δ1) (Ενότητα 3.4.4), τα οποία για λόγους σύγκρισης με τα δείγματα της ομάδας Γ στη συνέχεια θα αναφέρονται ως MIM2 και MEMS2. Η διαδικασία φόρτισης στους πυκνωτές MIM2 πραγματοποιήθηκε εφαρμόζοντας διαφορά δυναμικού 40V (που αντιστοιχεί σε ένταση ηλεκτρικού πεδίου 2MV/cm για χρόνο  $t_{stress} = 20\text{min}$ ), ενώ η διαδικασία εκφόρτισης καταγράφηκε με τη διάταξη KP. Αντίστοιχα, στους διακόπτες MEMS2 εφαρμόστηκαν οι ίδιες συνθήκες φόρτισης με τους πυκνωτές MIM2 και η διαδικασία εκφόρτισης τους καταγράφηκε προσδιορίζοντας την ολίσθηση της τάσης που αντιστοιχεί στην ελάχιστη χωρητικότητα ( $V_{min}$ ).

Ακολούθως, υπολογίστηκε η πυκνότητα του ρεύματος εκφόρτισης μέσω των σχέσεων (3.33) και (4.12) για τα δείγματα MIM2 και MEMS2 αντίστοιχα. Στη συνέχεια έγινε προσαρμογή της εξίσωσης (4.13) (Σχήμα 4.11) στα πειραματικά αποτελέσματα.



Σχήμα 4.11: Προσαρμογή (Fit) της μεταφοράς φορτίου μέσω hopping κατά την εκφόρτιση διατάξεων MIM και MEMS της ομάδας Δ1 (MIM2 & MEMS2).

Τα γραφήματα της υπογραφής hopping του Σχήματος 4.11 αναδεικνύουν μία κλειστή ομάδα διατάξεων όπου τόσο στην περίπτωση ομοιόμορφης (Πυκνωτές MIM) όσο και στην περίπτωση ανομοιόμορφης (Διακόπτες MEMS) έγχυσης φορτίου (Ενότητα 4.4),

διατηρείται η κυριαρχία του μηχανισμού hopping. Παρόλο που οι ηλεκτρικές ιδιότητες της πλειοψηφίας των διηλεκτρικών που χρησιμοποιήθηκαν είναι παρόμοιες, εμφανίζονται διαφοροποιήσεις, οι οποίες αναδύονται α) από προγενέστερη φόρτιση των διατάξεων η οποία μπορεί να αυξήσει το επιφανειακό φορτίο και κατά συνέπεια το αρχικό ηλεκτρικό πεδίο κατά την εκφόρτιση, β) την παρουσία διεπιφανειακού φορτίου στους πυκνωτές MIM, γ) την επιφανειακή ρύπανση (surface contamination) του υμενίου των διακοπών MEMS και δ) στην παρουσία σφαλμάτων λόγω θορύβου από την αριθμητική διαφόριση των πειραματικών δεδομένων.

#### 4.6.1 Συνοπτικά αποτελέσματα παραγράφων 4.5 – 4.6

Οι υπολογισμένες τιμές της αγωγιμότητας hopping ( $\sigma_0^*$  - zero field conductivity), του μέσου χωρικού άλματος ( $r_{ij}$ ) και της συγκέντρωσης των ατελειών ( $N_{eff} = 1/r_{ij}^3$ ) που συμμετέχουν στη διαδικασία hopping σε όλες τις διατάξεις που χρησιμοποιήθηκαν παρουσιάζονται στον Πίνακα 8.

Πίνακας 8: Συγκριτικά αποτελέσματα της εκφόρτισης διατάξεων MIM και MEMS μέσω Hopping

Δείγμα	$\sigma_0^* (\cdot 10^{-18} \text{S/cm})$	$r_{ij}(\text{nm})$	$N_{eff} (\cdot 10^{20} \text{cm}^{-3})$
<b>MEMS1</b>	5.04	14.3	0.0034
<b>MIM2</b>	13.2	1.9	1.40
<b>MEMS2a</b>	1.06	3.6	0.21
<b>MEMS2b</b>	3.38	1.8	1.87
<b>MEMS2c</b>	4.42	2.1	1.15

Αξίζει να σημειωθεί εδώ η υπολογισμένη πυκνότητα των ατελειών ( $N_{eff}$ ) εμφανίζεται αυξημένη σε σχέση με τις τιμές που αναφέρονται στη βιβλιογραφία, όπως  $2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$  [125],  $10^{19} \text{cm}^{-3}$  [148],  $2.9 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$  [200],  $7 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$  [201], όμως από τη στιγμή που η συγκέντρωση των ατελειών σχετίζεται με την συγκέντρωση των ελεύθερων δεσμών πυριτίου (K - κέντρα) [202] και τα διηλεκτρικά υπό μελέτη είναι Si - rich, το αποτέλεσμα αυτό δεν μπορεί να αγνοηθεί.

Τα αποτελέσματα του Πίνακα 8 δείχνουν τις μικροσκοπικές διαφορές ανάμεσα σε διηλεκτρικά υμένα που κατασκευάστηκαν σε διαφορετικά εργαστήρια και διαφορετικούς θαλάμους εναπόθεσης (MEMS1 και MEMS2), διαφορές στην περίπτωση ομοιογενούς/ανομοιογενούς έγχυσης (MIM2 και MEMS2) και μεταβολές μεταξύ όμοιων διατάξεων που κατασκευάστηκαν στο ίδιο die. Συνεπώς, η μεθοδολογία που ακολουθήθηκε μπορεί να οδηγήσει στην προτυποποίηση (Standardization) του υμενίου σε μικροσκοπικό επίπεδο προκειμένου να οδηγήσει στην βελτιστοποίηση του. Ακόμη, το γεγονός ότι η διαδικασία εκφόρτισης του υμενίου μέσω του μηχανισμού hopping σε MIM και MEMS διατηρείται, για τη μελέτη του υλικού μπορούν να χρησιμοποιηθούν αποκλειστικά πυκνωτές MIM, αποφεύγοντας τα μηχανικά προβλήματα και το αυξημένο κόστος που συνεπάγονται από τη χρήση διακοπών MEMS.

## 4.7 ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΣΤΟΙΧΕΙΟΜΕΤΡΙΑΣ ΣΤΟ ΜΗΧΑΝΙΣΜΟ ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ ΦΟΡΤΙΟΥ

Τα υμένια  $\text{SiN}_x$  που κατασκευάζονται με τη μέθοδο PECVD για εφαρμογές στους διακόπτες RF – MEMS είναι άμορφα υλικά. Λόγω απόκλισης από τη στοιχειομετρία είναι δυνατόν να περιλαμβάνουν nanoclusters ή νανοκρυστάλλους Si που επιτρέπουν την μεταφορά φορτίου μέσω διαδρομών διέλευσης (percolation paths). Η εξάρτηση του οπτικού ενεργειακού χάσματος του  $\text{SiN}_x$  ως συνάρτηση της στοιχειομετρίας του δείχνει ότι υπάρχει μία οριακή τιμή της στοιχειομετρίας (percolation threshold -  $x_c = 1.1$ ) πάνω από την οποία οι δεσμοί Si – Si δεν μπορούν να σχηματίσουν συνεχές δίκτυο αγώγιμων μονοπατιών [203].

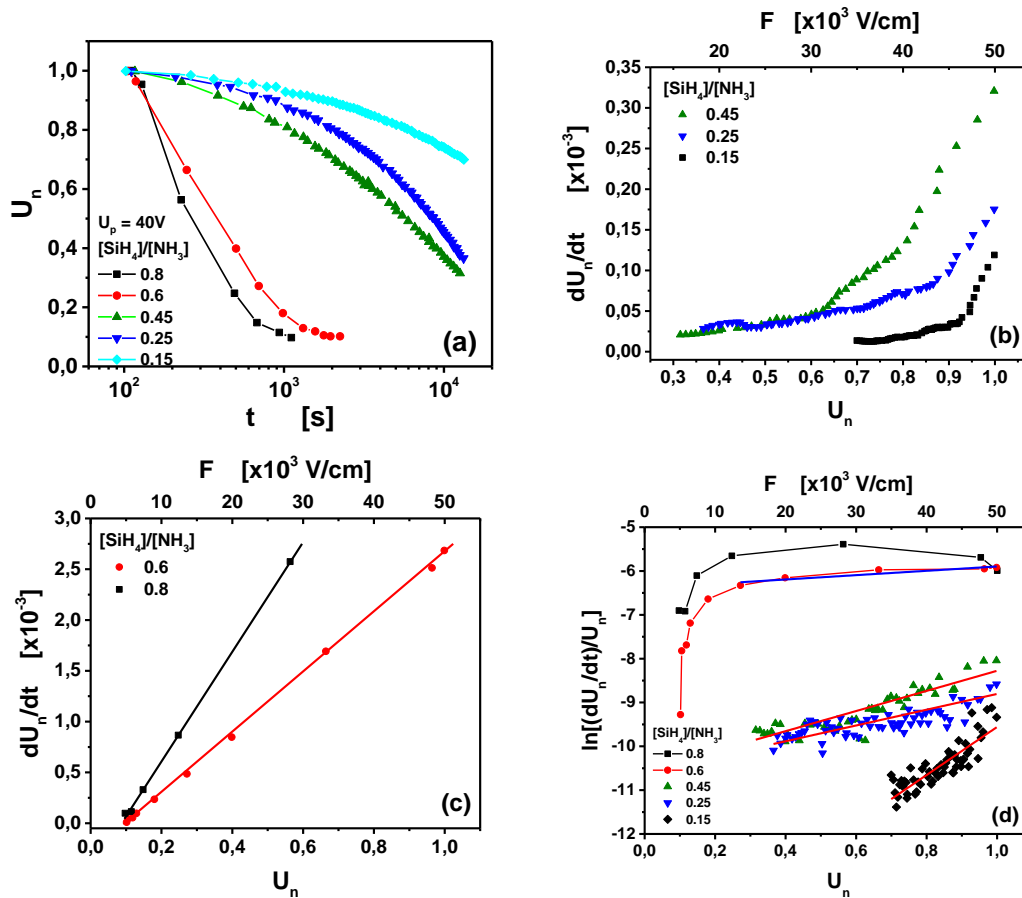
Επιπλέον, ο χαρακτηρισμός με τη βοήθεια της μεθόδου XPS, ανέδειξε ότι το  $\text{SiN}_x$  περιλαμβάνει περιοχές στοιχειομετρικού νιτριδίου του πυριτίου ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ,  $E_g \cong 4.6\text{eV}$ ), περιοχές μη στοιχειομετρικού νιτριδίου του πυριτίου ( $\text{SiN}_x$ ) με διάφορες τιμές του  $x$  ( $x < 4/3$ ,  $1.6\text{eV} < E_g < 4.6\text{eV}$ ) και περιοχές άμορφου Si ( $E_g = 1.6\text{eV}$ ). Οι διακυμάνσεις αυτές του ενεργειακού χάσματος μπορούν να φθάσουν σε τιμές της τάξης του 1.5eV [114].

Συνεπώς, η επίδραση της στοιχειομετρίας του  $\text{SiN}_x$  παίζει καθοριστικό ρόλο στην αξιοπιστία των διατάξεων MEMS αφού καθορίζει τη φύση και την πυκνότητα των κέντρων παγίδευσης [113], [202], [142] και συνεπώς τον μηχανισμό συλλογής φορτίου διαμέσου του διηλεκτρικού.

### 4.7.1 Μελέτη εκφόρτισης «γυμνών» υμενίων $\text{SiN}_x$ με διάταξη KPFM

Τα δεδομένα που χρησιμοποιήθηκαν για την μελέτη της επίδρασης της στοιχειομετρίας στον μηχανισμό μεταφοράς φορτίου προήλθαν από την εργασία των U. Zaghoul et al [42]. Στην εργασία αυτή χρησιμοποιήθηκαν δείγματα  $\text{SiN}_x$  (Si – rich) πάχους 200nm, των οποίων η εναπόθεση πραγματοποιήθηκε με τη μέθοδο PECVD υψηλής συχνότητας (13.56 MHz), θερμοκρασία υποστρώματος 200°C και RF ισχύ 20W. Με τις συνθήκες αυτές, παρασκευάστηκαν υμένια  $\text{SiN}_x$  για διάφορους λόγους των πρόδρομων αερίων  $R = \frac{[\text{SiH}_4]}{[\text{NH}_3]}$ , όπου στη συνέχεια καταγράφηκε η πτώση του επιφανειακού δυναμικού με τη μέθοδο KPFM αφού εφαρμόστηκε τάση φόρτισης  $U_p = 40\text{V}$ . Οι μετρήσεις αυτές πραγματοποιήθηκαν υπό σταθερή ροή ξηρού αέρα ώστε τα επίπεδα σχετικής υγρασίας να παραμείνουν ιδιαίτερα χαμηλά ( $RH \sim 0.02\%$ ) και σταθερή θερμοκρασία  $T = 300\text{K}$ . Θα πρέπει να επισημανθεί ότι επειδή το δυναμικό επιφάνειας ελαττώνεται σημαντικά με την αύξηση της περιεκτικότητας Si στο υμένιο  $\text{SiN}_x$  και η μελέτη έγινε με διάταξη KPFM όπου δεν είναι δυνατός ο προσδιορισμός της πυκνότητας ρεύματος εκφόρτισης, στα διαγράμματα που ακολουθούν παρουσιάζεται η χρονική μεταβολή του κανονικοποιημένου ως προς την αρχική τιμή ( $t = 0$ ) επιφανειακού δυναμικού ( $U_n$ ).

Στο Σχήμα 4.12a φαίνεται η εξασθένηση του κανονικοποιημένου επιφανειακού δυναμικού  $U_n$  σαν συνάρτηση του χρόνου για τους διάφορους λόγους  $R$ , ενώ ο ρυθμός πτώσης του  $U_n$  ( $\frac{dU_n}{dt}$ ) που είναι ανάλογος του ρεύματος εκφόρτισης (Εξ. (3.33)),  $J_n \propto \frac{dU_n}{dt}$  για τις διάφορες τιμές του  $R$  παρουσιάζονται στα Σχήματα 4.12b και 4.12c. Στη συνέχεια, προκειμένου να ελεγχθεί κατά πόσο ο μηχανισμός hopping διατηρείται με τις μεταβολές του λόγου  $R$  και κατά συνέπεια της στοιχειομετρίας του υλικού, σχεδιάστηκε το γράφημα του λογαρίθμου της αγωγιμότητας ( $\frac{J_n}{U_n}$ ) ως συνάρτηση του δυναμικού  $U_n$  (Σχήμα 4.12d).



Σχήμα 4.12: Η επίδραση του λόγου  $R = \frac{[SiH_4]}{[NH_3]}$  στην α) εξασθένηση του δυναμικού  $U_n$  β) και γ) στον ρυθμό πτώσης του  $U_n$  και δ) ανάλυση του μηχανισμού αγωγιμότητας.

Στο Σχήμα 4.12b, φαίνεται ότι για χαμηλές τιμές του λόγου  $R = \frac{[SiH_4]}{[NH_3]}$  ο ρυθμός ελάττωσης  $\frac{dU_n}{dt}$  σαν συνάρτηση του  $U_n$  είναι μη γραμμικός, ενώ στην περίπτωση υψηλών τιμών του  $R$  (0.6 και 0.8) η εξάρτηση του  $\frac{dU_n}{dt}$  με το  $U_n$  είναι γραμμική (Σχήμα 4.12c), υποδηλώνοντας ότι η αγωγιμότητα του υμενίου είναι ανεξάρτητη του ηλεκτρικού πεδίου. Έχοντας υπόψη ότι το άμορφο  $SiN_x$  είναι μη ομογενές υλικό (Σχήμα 2.17), η αύξηση της ποσοστιαίας περιεκτικότητας σε πυρίτιο αναμένεται να αυξήσει τον όγκο των nanoclusters Si, με συνέπεια την ελάττωση της μεταξύ τους απόστασης και την αύξηση των διαθέσιμων διαδρομών διέλευσης. Περαιτέρω αύξηση του

περιεχομένου πυριτίου θα οδηγήσει στην μεγιστοποίηση των διαθέσιμων διαδρομών (percolation threshold), όπου πλέον οι σχηματιζόμενες νησίδες Si θα αποτελούν συνεχές μέσο με συνέπεια την μεγιστοποίηση της αγωγιμότητας.

Ο έλεγχος του μηχανισμού hopping κατά τη διαδικασία εκφόρτισης πραγματοποιήθηκε με το διάγραμμα  $\ln\left(\frac{dU_n}{dt}\right) - U_n$  που παρουσιάζεται στο Σχήμα 4.12d. Από το σχήμα αυτό, φαίνεται ότι για μεγάλες τιμές του  $R$  η υπόθεση της αγωγιμότητας μέσω hopping δεν ισχύει καθώς δεν φαίνεται να υπάρχει εκθετική εξάρτηση της αγωγιμότητας από το ηλεκτρικό πεδίο κατά την εκφόρτιση του υμενίου ( $U_n$ ). Η σταδιακή ελάττωση του λόγου  $R$  έχει ως αποτέλεσμα την μετάβαση από την γραμμική συμπεριφορά στην αγωγιμότητα μέσω hopping με ταυτόχρονη αύξηση της κλίσης  $S$ , η τιμή της οποίας σχετίζεται άμεσα με το μέσο μήκος hopping ( $r_{ij}$ ) μέσω της σχέσης (4.14).

Η χρήση του κανονικοποιημένου επιφανειακού δυναμικού ( $U_n$ ) λόγω αδυναμίας του προσδιορισμού του ρεύματος εκφόρτισης έχει ως αποτέλεσμα τον μη υπολογισμό της παραμέτρου  $\sigma_0^*$  αλλά επιτρέπει τον υπολογισμό του ανηγμένου μέσου άλματος Hopping  $r_{ij}\left(\frac{r_{ij,R}}{r_{ij,R=0.15}}\right)$  ως προς το μήκος για  $R = 0.15$  των πρόδρομων αερίων, σύμφωνα με την:

$$\frac{r_{ij,R}}{r_{ij,R=0.15}} = \frac{\frac{q \cdot r_{ij}}{k_B T \cdot d_\varepsilon} \cdot U_{s,r} \cdot U_{s,0}}{\frac{q \cdot r_{ij,R=0.15}}{k_B T \cdot d_\varepsilon} \cdot U_{s,r} \cdot U_{s,0}} = \frac{S_R}{S_{R=0.15}} \quad (4.15)$$

με τα συνολικά αποτελέσματα για την επίδραση της στοιχειομετρίας να παρουσιάζονται στον Πίνακα 9.

Πίνακας 9: Συγκριτικά αποτελέσματα της επίδρασης της στοιχειομετρίας των υμενίων  $SiN_x$  κατά τη διαδικασία εκφόρτισης τους.

$R = [SiH_4]/[NH_3]$ gas ratio [42]	$N/Si$ [42]	Slope [a.u]	$\frac{r_{ij,R}}{r_{ij,R=0.15}}$	$U_s(0)$ [V]
<b>0.15</b>	0.845	5.48	1	4.34
<b>0.25</b>	0.813	2.23	0.41	3.86
<b>0.45</b>	0.694	2.29	0.42	1.89
<b>0.6</b>	0.653	≤0.49	≤0.089	0.15
<b>0.8</b>	0.635	<0.1	<0.02	0.04

Η ελάττωση της υπολογιζόμενης σχετικής απόστασης hopping όσο το υμένιο γίνεται περισσότερο πλούσιο σε πυρίτιο συμφωνεί με την αναμενόμενη ανάπτυξη νησίδων Si και την αύξηση της συγκέντρωσης των διαθέσιμων μεταβάσεων, που οδηγεί στην αύξηση των διαδρομών διέλευσης (percolation paths) και στην επακόλουθη αύξηση της αγωγιμότητας του υμενίου. Ακόμη, η αύξηση των δυνατών διαδρομών μεταφοράς φορτίου που συμβάλλουν στην ταχύτερη απομάκρυνση του παγιδευμένου φορτίου από το κάτω ηλεκτρόδιο, έχει ως αποτέλεσμα την ελάττωση του ρυθμού φόρτισης και την ελάττωση του μεγέθους του αρχικού επιφανειακού δυναμικού  $U_s(0)$ .

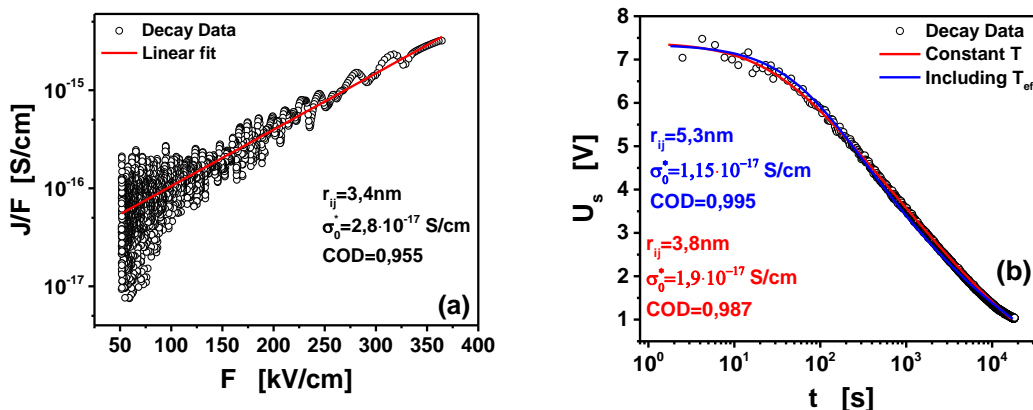


Συνεπώς, από την εξαγωγή και επεξεργασία πειραματικών δεδομένων της [42] βρέθηκε ότι ο μηχανισμός αγωγιμότητας μέσω hopping διατηρείται με την αύξηση του λόγου  $R$  των πρόδρομων αερίων και μάλιστα το μήκος του μέσου άλματος ελαττώνεται με την αύξηση του περιεχομένου σε πυρίτιο λόγω της αύξησης των δεσμών  $Si - Si$ . Η περαιτέρω αύξηση του λόγου  $R$  οδηγεί στην σταδιακή μετάβαση από τον μηχανισμό hopping σε μάλλον ωμική συμπεριφορά, που ενεργοποιείται για τιμές του κανονικοποιημένου επιφανειακού δυναμικού  $U_n \geq 0.3$ , η οποία χρήζει περαιτέρω μελέτης.

#### 4.7.1.1 Βελτίωση του μοντέλου επεξεργασίας των πειραματικών δεδομένων εκφόρτισης μέσω hopping

Ο πειστικότερος τρόπος πειραματικής επαλήθευσης του κυρίαρχου μηχανισμού μεταφοράς φορτίου αποτελεί το διάγραμμα υπογραφής του, όπου εξετάζεται η απόκλιση από την θεωρητικά προβλεπόμενη μορφή, προσαρμόζοντας το θεωρητικό μοντέλο στα πειραματικά αποτελέσματα (Πίνακας 3). Επειδή στα υμένα  $SiN_x$ , οι κυρίαρχοι μηχανισμοί αγωγιμότητας αναμένεται να είναι Poole – Frenkel ή hopping, η υπογραφή του εκάστοτε μηχανισμού θα καθοριστεί από την γραμμικότητα των σχέσεων  $\ln(\frac{J}{F}) \propto \sqrt{F}$  για τον μηχανισμό P – F και  $\ln(\frac{J}{F}) \propto F$  για τον μηχανισμό hopping. Δεδομένου ότι κατά τη διάρκεια της εκφόρτισης ο μηχανισμός hopping κυριαρχεί λόγω των απαιτούμενων συνθηκών λειτουργίας των διακοπών για την αύξηση της αξιοπιστίας τους, εξετάζεται πρωτίστως η απόκλιση από την γραμμική μορφή του διαγράμματος  $\ln(\frac{J}{F}) \propto F$ .

Παρόλα αυτά, ο υπολογισμός του ρεύματος αγωγιμότητας μέσω της (3.33) έχει ως συνέπεια την εμφάνιση αυξημένου επίπεδου θορύβου λόγω της αριθμητικής διαφόρισης των πειραματικών σημείων, ειδικά στην περιοχή των πολύ χαμηλών ηλεκτρικών πεδίων (50 – 150kV/cm) (Σχήμα 4.13α). Η αύξηση του θορύβου αναμένεται να οδηγήσει σε αύξηση του σφάλματος της κλίσης της ευθείας και κατά συνέπεια της παραμέτρου  $r_{ij}$ , που υπολογίζεται από την (4.14). Επίσης, η αύξηση των σφαλμάτων της κλίσης θα έχει ως συνέπεια την μεγάλη αύξηση των σφαλμάτων της παραμέτρου  $\sigma_0^*$  που υπολογίζεται από το σημείο τομής της ευθείας με τον άξονα  $\frac{J}{F}$ .



Σχήμα 4.13: Σύγκριση των μοντέλων εκφόρτισης μέσω Hopping. α) Γραμμική προσαρμογή σύμφωνα με την (4.13) και β) εφαρμογή της σχέσης (4.16) για σταθερή θερμοκρασία και με την εισαγωγή της  $T_{eff}$ .

Προκειμένου να μειωθούν τα σφάλματα που σχετίζονται με την αριθμητική παραγωγή των πειραματικών σημείων, υιοθετήθηκε μία εναλλακτική μέθοδος όπου θεωρείται ότι το ρεύμα αγωγιμότητας hopping που περιγράφεται από την σχέση (2.29) θα πρέπει να ισούται με το συνολικό μετρούμενο ρεύμα εκφόρτισης που περιγράφεται από τη σχέση (3.33) ( $J_H = J_{disch}$ ). Εξισώνοντας τις σχέσεις αυτές και εισάγοντας την ενεργό θερμοκρασία  $T_{eff}$  (Εξ. (2.27)), η οποία λαμβάνει υπόψη την συνδυασμένη επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου ( $F = \frac{U_s}{d_\varepsilon}$ ) και της θερμοκρασίας κατά την εκφόρτιση του δείγματος, η προσαρμογή των πειραματικών σημείων μπορεί να πραγματοποιηθεί μέσω της σχέσης:

$$t = -\frac{\varepsilon_r \varepsilon_0}{\sigma_0^*} \cdot \int_{U_{s,0}}^{U_s} \frac{dU_s}{U_s \cdot \exp\left[\frac{q \cdot r_{ij}}{k_B T_{eff} \cdot d_\varepsilon} \cdot U_s\right]} \quad (4.16)$$

Η έννοια της ενεργού θερμοκρασίας (Εξ. (2.27)) προτάθηκε για πρώτη φορά στην εργασία των Marianer et. all [78], προκειμένου να ερμηνευθούν τα φαινόμενα μεταφοράς φορτίου εντός των bandtails. Με αυτόν τον τρόπο, μπορούν να διακριθούν επιμέρους μηχανισμοί Hopping, οι οποίοι διαχωρίζονται με βάση την θερμοκρασία εμφάνισης τους. Στις υψηλές θερμοκρασίες, η αγωγιμότητα καθορίζεται από την θερμική ενεργοποίηση των φορέων από το επίπεδο Fermi μέχρι τη ζώνη αγωγιμότητας. Στις χαμηλές θερμοκρασίες, η αγωγιμότητα καθορίζεται από άλματα των φορέων μεταξύ καταστάσεων που εντοπίζονται σε μία στενή ζώνη κοντά στο επίπεδο Fermi (Variable Range Hopping - VRH) που περιγράφεται από τον νόμο του Mott (Εξ. (2.24)). Στις ενδιάμεσες θερμοκρασίες, η αγωγιμότητα καθορίζεται τόσο από το μηχανισμό VRH όσο και από την εκθετική αύξηση της πυκνότητας καταστάσεων ( $g_\varepsilon = (N_0/\varepsilon_0) \cdot \exp(-\varepsilon/\varepsilon_0)$ ), ώστε η μεταφορά φορτίου μέσω Hopping να μεγιστοποιείται σε καθορισμένο ενεργειακό επίπεδο (transport energy -  $\varepsilon_T$ ) (Εξ. (2.25)) (Ενότητα 2.4.5), το οποίο μετακινείται με την αύξηση της θερμοκρασίας προς τη ζώνη αγωγιμότητας.

Στην περίπτωση που χαρακτηρίζεται από παρουσία ηλεκτρικού πεδίου και  $T = 0$ , στην εργασία των Shklovskii et. all [77] αποδείχθηκε ότι η ελάττωση του φραγμού δυναμικού λόγω της κάμψης των ζωνών θα παρέχει την απαιτούμενη ενέργεια  $\varepsilon = qFr_{ij}$  ώστε στην περίπτωση αυτή ο ρυθμός μετάβασης φορέων που περιγράφεται από την (2.22) να μπορεί να εκφραστεί ως:

$$v_{ij} = v_{ij,0} \cdot \exp\left(-\frac{2r_{ij}}{\alpha}\right) = v_{ij,0} \cdot \exp\left(-\frac{\varepsilon}{qF\alpha}\right) = v_{ij,0} \cdot \exp\left(-\frac{\varepsilon}{k_B T_F}\right) \quad (4.17)$$

Είναι φανερό ότι η ο ρυθμός μετάβασης που περιγράφεται από την (4.17) περιγράφει κατανομή Boltzmann με τρόπο όμοιο με αυτόν στην περίπτωση πεπερασμένης θερμοκρασίας και  $F = 0$  ( $v_{ij} = v_{ij,0} \cdot \exp(-\varepsilon/k_B T)$ ), με «θερμοκρασιακό» όρο  $T_F = \frac{qF\alpha}{k_B}$ . Αντίστοιχα με την περίπτωση πεπερασμένης θερμοκρασίας και  $F = 0$ , αποδείχθηκε ότι η μεταφορά φορτίου μέσω Hopping μεγιστοποιείται σε καθορισμένο

ενεργειακό επίπεδο ( $\epsilon_F$ ) (Εξ. (2.26)), το οποίο μετακινείται με την αύξηση του ηλεκτρικού πεδίου προς την ζώνη αγωγιμότητας.

Το πρόβλημα της ταυτόχρονης επίδρασης του ηλεκτρικού πεδίου και της θερμοκρασίας επιλύθηκε αριθμητικά [78], με την λύση να συγκλίνει στην έκφραση που περιγράφεται από την (2.27) και έκτοτε η έννοια της ενεργού θερμοκρασίας ( $T_{eff}$ ) έχει χρησιμοποιηθεί εκτενώς για την περιγραφή της κινητικής των φορέων σε άμορφα υλικά που περιλαμβάνουν το άμορφο πυρίτιο ( $\alpha - Si$ ) [204], [205], [206], το άμορφο καρβίδιο ( $\alpha - CN$ ) [207] καθώς και άλλα οργανικά υλικά [208]. Επειδή στα πλαίσια της παρούσας διατριβής τόσο το ηλεκτρικό πεδίο όσο και η θερμοκρασία έχουν σημαντική επίδραση στην διαδικασία εκφόρτισης μέσω Hopping σε διατάξεις MIM και MEMS κρίνεται σκόπιμη η εισαγωγή της  $T_{eff}$  στο μοντέλο που περιγράφεται από τη σχέση (4.16).

Προκειμένου να διαπιστωθεί το κατά πόσο το προτεινόμενο μοντέλο μπορεί να βελτιώσει την προσαρμογή των πειραματικών δεδομένων και να παρέχει περισσότερο ακριβείς τιμές των υπολογιζόμενων παραμέτρων, πραγματοποιήθηκε σύγκριση των τριών διαθέσιμων μοντέλων σε πειραματικά δεδομένα μίας δεδομένης εκφόρτισης. Στο Σχήμα 4.13α φαίνονται τα αποτελέσματα της προσαρμογής μέσω της σχέσης (4.13) ενώ στο Σχήμα 4.13b μέσω της (4.16) τόσο για σταθερό θερμοκρασιακό όρο όσο και με την αντικατάσταση του από την ενεργό θερμοκρασία ( $T \rightarrow T_{eff}$ ). Από την σύγκριση των μοντέλων, οπτικά δεν παρουσιάζονται σημαντικές διαφοροποιήσεις μεταξύ τους, όμως όσον αφορά τις υπολογιζόμενες τιμές των μεγεθών  $r_{ij}$  και  $\sigma_0^*$  παρατηρούνται σημαντικές αποκλίσεις. Η βέλτιστη προσαρμογή των πειραματικών σημείων μπορεί να αναδειχθεί μέσω του δείκτη συσχέτισης ( $R^2 \equiv COD$ ) ο οποίος ορίζεται ως:

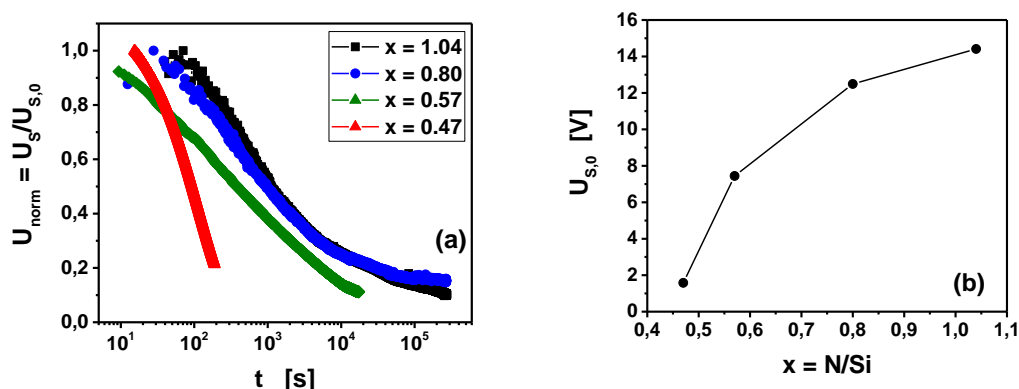
$$COD = 1 - \frac{RSS}{TSS} \quad (4.18)$$

όπου RSS (Residual Sum of Squares) και TSS (Total Sum of Squares) είναι τα άθροισμα των τετραγώνων της διαφοράς του κάθε πειραματικού σημείου από το αντίστοιχο της μέσης τιμής. Η παράμετρος TSS αναφέρεται στο συνολικό άθροισμα των τετραγώνων ενώ η παράμετρος RSS αναφέρεται στο άθροισμα των τετραγώνων των σημείων εκείνων που δεν μπορούν να συσχετιστούν με το επιβαλλόμενο μοντέλο. Συνεπώς, η αύξηση των ασυσχέτιστων σημείων που περιγράφεται από τον δείκτη RSS θα μειώσει τον δείκτη συσχέτισης  $COD$ , γεγονός που υποδηλώνει ελλιπή προσαρμογή. Προφανώς, για την βέλτιστη προσαρμογή των πειραματικών σημείων ο δείκτης  $COD$  θα πρέπει να πλησιάζει όσο το δυνατόν περισσότερο την μονάδα.

Από την σύγκριση των δεικτών συσχέτισης των τριών μοντέλων φαίνεται ότι η εισαγωγή της ενεργού θερμοκρασίας στην έκφραση της εκφόρτισης του διηλεκτρικού υμενίου μέσω του μηχανισμού Hopping παρέχει καλύτερα αποτελέσματα, συνεπώς στις επόμενες παραγράφους θα χρησιμοποιηθεί το μοντέλο που περιγράφεται από την σχέση (4.16) για την εξαγωγή των παραμέτρων  $r_{ij}$  και  $\sigma_0^*$ .

## 4.7.2 Μέλετη εκφόρτισης πυκνωτών MIM με διάταξη KP

Για την μελέτη της επίδρασης της στοιχειομετρίας κατά τη διαδικασία εκφόρτισης των υμενίων  $\text{SiN}_x$  χρησιμοποιήθηκε η διάταξη KP στους πυκνωτές MIM της ομάδας δειγμάτων Γ (Ενότητα 3.4.3). Στα δείγματα αυτά, η μεταβλητή ροή των πρόδρομων αερίων οδήγησε στην μεταβολή της στοιχειομετρίας ( $x = \frac{N}{Si}$ ) του υλικού με τιμές  $x = 0.47 - 1.04$ . Οι πυκνωτές MIM αρχικά φορτίστηκαν μέσω εφαρμογής ηλεκτρικού πεδίου έντασης  $1\text{MV/cm}$  για χρόνο  $15\text{ min}$ , ενώ η ελάττωση του επιφανειακού δυναμικού κατά την εκφόρτιση τους μετρήθηκε με το σύστημα KP010, υπό σταθερή θερμοκρασία ( $300\text{K}$ ).

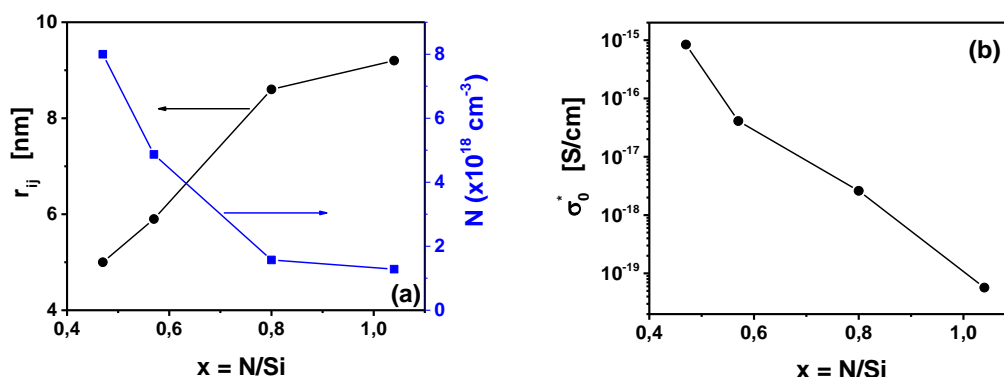


Σχήμα 4.14: α) η ελάττωση του  $U_s$  και β) η μεταβολή του  $U_{s,0}$  για τα δείγματα διαφόρων στοιχειομετριών της ομάδας Γ.

Η ελάττωση του επιφανειακού δυναμικού ( $U_s$ ) για τους πυκνωτές MIM των διαφόρων στοιχειομετριών φαίνεται στο Σχήμα 4.14a, ενώ οι μεταβολές του αρχικού επιφανειακού δυναμικού ( $U_{s,0}$ ) παρουσιάζονται στο Σχήμα 4.14b. Τα αποτελέσματα που εξήχθησαν με τη μέθοδο KP δείχνουν ότι το δυναμικό  $U_{s,0}$ , αμέσως μετά την ισόχρονη φόρτιση των πυκνωτών MIM, αυξάνεται με την αύξηση του λόγου  $[N/Si]$ . Η συμπεριφορά αυτή εξηγείται από το γεγονός ότι στα υμένια Si-rich και όταν  $x_c \leq 1$ , οι δεσμοί  $Si-Si$  μπορούν να δημιουργήσουν συνεχή αγωγή μονοπατία [129]. Η αύξηση του περιεχομένου σε πυρίτιο διευκολύνει τον σχηματισμό νανοσυμπλεγμάτων Si, αυξάνοντας έτσι την αγωγιμότητα του υλικού μέσω των μονοπατιών διέλευσης (percolation paths) [114], [129]. Η παρουσία των σχηματισμών αυτών οδηγεί σε ταχύτερη απομάκρυνση φορτίου και επομένως στην ελάττωση του δυναμικού  $U_{s,0}$ .

Με δεδομένο ότι η διαδικασία εκφόρτισης λαμβάνει χώρα υπό την επίδραση χαμηλών ηλεκτρικών πεδίων ( $F_{s,max} = 700\text{kV/cm}$ ) σε όλα τα δείγματα που χρησιμοποιήθηκαν, ο μηχανισμός αγωγιμότητας μέσω hopping αναμένεται να κυριαρχεί [71]. Ο μηχανισμός αυτός, ο οποίος βρέθηκε να κυριαρχεί για στοιχειομετρίες  $x > 0.65$  από την εξαγωγή δεδομένων της [42] (Πίνακας 9, Σχήμα 4.12), κυριαρχεί σε όλα τα υμένια της ομάδας Γ καθώς η παρουσία του καθορίζεται από τις ροές των πρόδρομων αερίων και τη διάταξη εναπόθεσης. Συνεπώς, υμένια  $\text{SiN}_x$  που εμφανίζουν την ίδια ονομαστική τιμή στοιχειομετρίας αλλά έχουν κατασκευαστεί σε διαφορετικά εργαστήρια αναμένεται να εμφανίζουν διαφορετικές ηλεκτρικές ιδιότητες. Προφανώς,

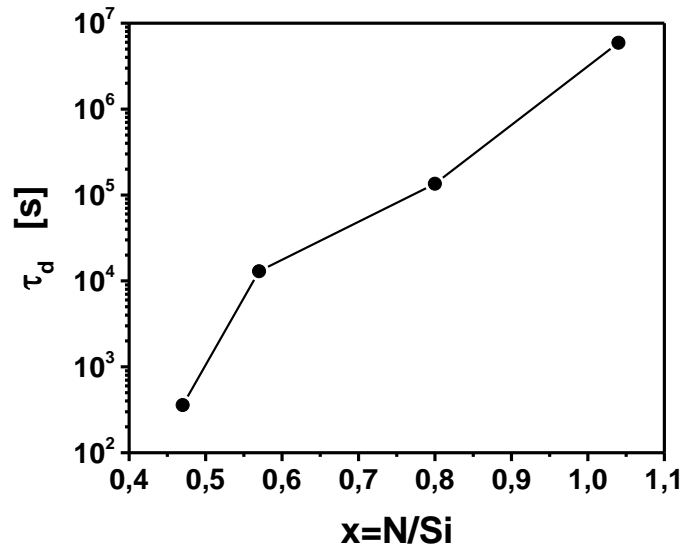
εάν πρόκειται για εναπόθεση με κανόνες βιομηχανικής παραγωγής θα πρέπει οι παράμετροι ανάπτυξης να τηρούνται με αυστηρότητα.



Σχήμα 4.15: α) η εξάρτηση του μέσου μήκους των αλμάτων και της συγκέντρωσης των ατελειών από την στοιχειομετρία και β) η εξάρτηση της αγωγιμότητας μηδενικού ηλεκτρικού πεδίου hopping  $\sigma_0^*$  κατά την εκφόρτιση υμενίων  $SiN_x$ .

Η εξάρτηση των υπολογισμένων μεγεθών  $r_{ij}$  και  $\sigma_0^*$  από τη στοιχειομετρία του  $SiN_x$  παρουσιάζονται στα Σχήματα 4.15a και 4.15b αντίστοιχα. Το μέσο μήκος των αλμάτων βρέθηκε να μειώνεται με την αύξηση του περιεχομένου σε πυρίτιο, γεγονός που αποδίδεται στην αύξηση των δεσμών  $Si - Si$  και την διευκόλυνση δημιουργίας επιπλέον αγωγίμων μονοπατιών (percolation paths) λόγω της αύξησης της συγκέντρωσης των ατελειών. Συνεπώς, η αγωγιμότητα  $\sigma_0^*$ , η οποία καθορίζει τον ρυθμό των μεταβάσεων (transition rate) [209] μέσω hopping, αναμένεται να αυξηθεί όσο το υλικό γίνεται περισσότερο πλούσιο σε πυρίτιο.

Επισημαίνεται ότι στη σχέση (4.16), το πηλίκο  $\frac{\epsilon_r \epsilon_0}{\sigma_0^*}$  αντιπροσωπεύει τη σταθερά χρόνου της διηλεκτρικής αποκατάστασης ( $\tau_d$ ) που σχετίζεται με την ηλεκτροστατική θωράκιση του φορτίου στο εσωτερικό (bulk) του υλικού μέσω του μηχανισμού hopping. Η εξάρτηση του  $\tau_d$  από τη στοιχειομετρία του υλικού παρουσιάζεται στο Σχήμα 4.16. Στο σχήμα αυτό, φαίνεται ότι η τιμή της παραμέτρου  $\tau_d$  αυξάνεται σημαντικά όσο το υλικό πλησιάζει το στοιχειομετρικό  $SiN_x$ , γεγονός που σημαίνει ότι η διαδικασία εκφόρτισης με μετακίνηση φορτίου μέσω του μηχανισμού hopping εξασθενεί όσο η στοιχειομετρία του υλικού πλησιάζει την τιμή  $x = 1.33$ . Το αποτέλεσμα αυτό έμμεσα υποστηρίζεται και από αποτελέσματα που παρουσιάζονται στην [42], όπου η σταθερά χρόνου εκφόρτισης προσεγγίστηκε με την συνάρτηση stretched exponential και βρέθηκε ότι αυξάνει όταν αυξάνεται το  $x$ .

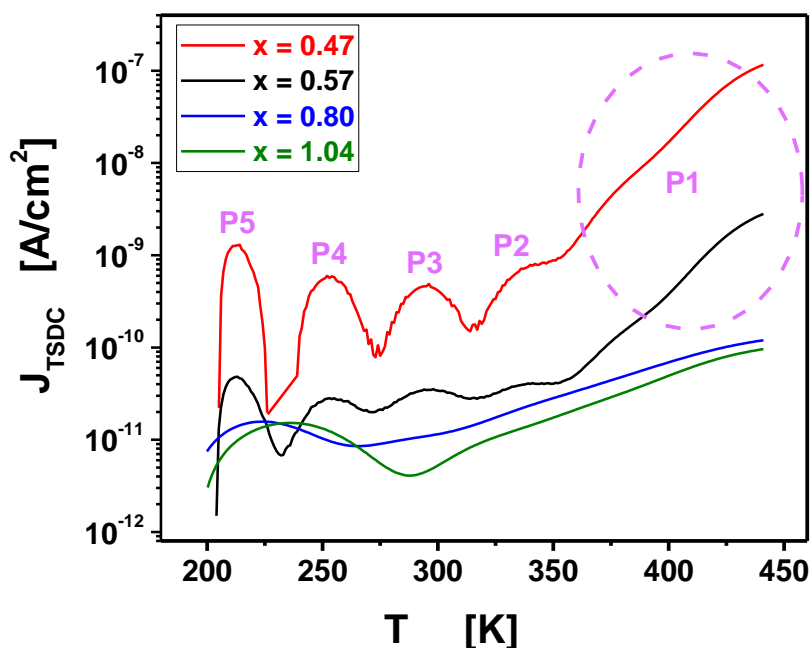


Σχήμα 4.16: Η επίδραση της στοιχειομετρίας των υμενίων  $\text{SiN}_x$  στην σταθερά του χρόνου αποκατάστασης του υλικού.

### 4.7.3 Μελέτη ατελειών με TSDC

Στους πυκνωτές MIM της ομάδας δειγμάτων Γ εφαρμόστηκε η μέθοδος TSDC προκειμένου να ανιχνευθεί η παρουσία σημειακών, σύνθετων ή εκτεταμένων ατελειών στο ενεργειακό χάσμα του  $\text{SiN}_x$  (Ενότητα 3.3.2). Στη μέθοδο TSDC το ρεύμα αποπόλωσης μετρήθηκε με τη μονάδα Keithley 6487, σε λειτουργία αμπερομέτρου – πηγής τάσης, στο θερμοκρασιακό εύρος 200K – 440K και με ρυθμό θέρμανσης 2.5K/min. Το εφαρμοζόμενο πεδίο και ο χρόνος φόρτισης παρέμεινε ο ίδιος όπως στην διάταξη KP (1MV/cm και 15min αντίστοιχα), ενώ η θερμοκρασία φόρτισης ήταν 440K.

Στο Σχήμα 4.17 παρουσιάζονται τα φάσματα TSDC για τα υμένια  $\text{SiN}_x$  με στοιχειομετρία  $x = 0.47, 0.57, 0.80$  και  $1.04$ . Η ανάλυση των φασμάτων έδειξε ότι τα υμένια με  $x = 0.80$  και  $x = 1.04$  εμφανίζουν παρόμοια συμπεριφορά, με το μετρούμενο ρεύμα TSDC να κυμαίνεται σε χαμηλά επίπεδα. Στα υμένια με  $x = 0.47$  και  $x = 0.57$  το ρεύμα TSDC αυξάνεται σημαντικά, ειδικά στην περιοχή των υψηλών θερμοκρασιών. Επιπλέον της αύξησης του μετρούμενου ρεύματος με την ελάττωση του  $x$ , εμφανίζονται διακριτές συνεισφορές στο φάσμα TSDC που επιτρέπουν την εξαγωγή της ενέργειας ενεργοποίησης ( $E_A$ ) των κέντρων παγίδευσης που εμπλέκονται στη διαδικασία εκφόρτισης καθώς και του χαρακτηριστικού χρόνου αποκατάστασης στη θερμοκρασία δωματίου ( $\tau_{300K}$ ) (Πίνακας 10). Με βάση τις παρατηρήσεις αυτές, μπορεί να εξαχθεί το συμπέρασμα ότι η αύξηση του περιεχομένου σε πυρίτιο εισάγει ατέλειες στο  $\text{SiN}_x$ , των οποίων η συνεισφορά είναι σημαντική στην περιοχή των υψηλών θερμοκρασιών του φάσματος TSDC. Οι καταστάσεις αυτές σχετίζονται με τους ελεύθερους δεσμούς Si, καθώς αποτελούν τα κυρίαρχα κέντρα παγίδευσης και επανασύνδεσης φορέων, όπως επισημάνθηκε στην εργασία του Robertson [125].

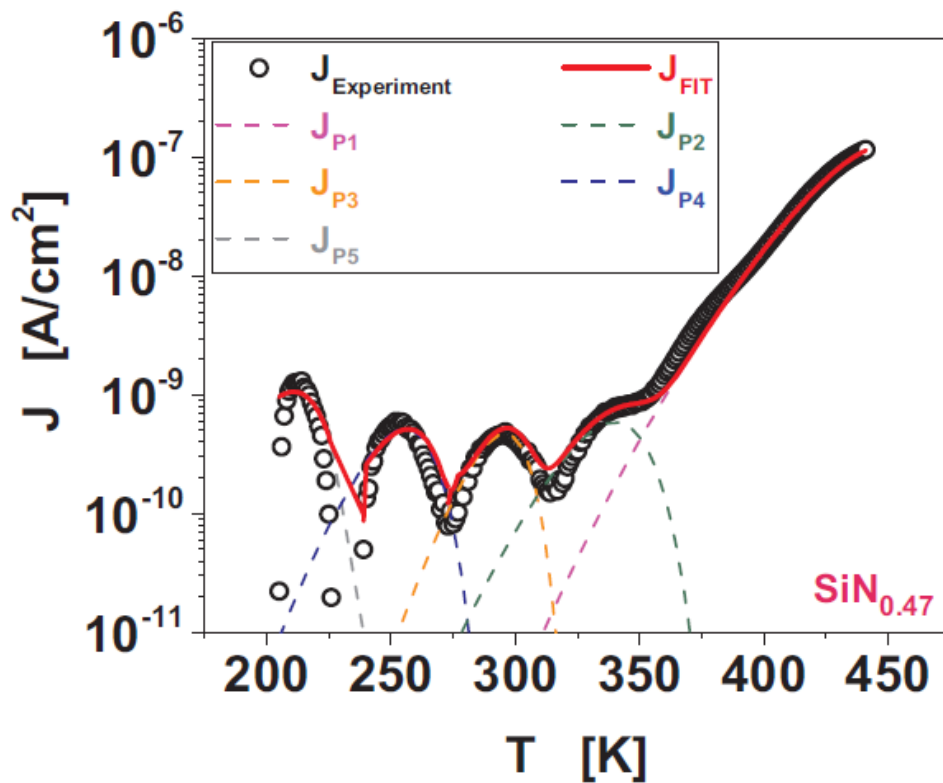


Σχήμα 4.17: Φάσματα TSDC των δειγμάτων διάφορων στοιχειομετριών της ομάδας Γ.

Τα δεδομένα που εξήχθησαν από την προσαρμογή των πειραματικών σημείων με την (3.14) παρουσιάζονται στον Πίνακα 10. Επισημαίνεται, ότι κάθε κορυφή αλλά και η περιβάλλουσα του φάσματος TSDC μπορούν να αναλυθούν με βάση την υπόθεση της συμμετοχής άπειρου πλήθους όμοιων και ανεξάρτητων μηχανισμών αποκατάστασης Debye, όπου κάθε ένας από αυτούς έχει χαρακτηριστικό χρόνο  $\tau_n$  (δομή fractal) [172]. Οι μηχανισμοί P3, P4 και P5 αναμένεται να έχουν αμελητέα συνεισφορά στην πόλωση των υμενίων σε θερμοκρασία δωματίου, λόγω της χαμηλής τιμής της σταθεράς χρόνου. Τα κέντρα παγίδευσης που σχετίζονται με τον μηχανισμό P1, όπως φαίνεται στο Σχήμα 4.17, συμμετέχουν στη διαμόρφωση του φάσματος TSDC για θερμοκρασίες πάνω από 380K, επομένως το παγιδευμένο φορτίο αναμένεται να είναι στατικό σε θερμοκρασία δωματίου. Η πόλωση ισορροπίας, η οποία είναι ανάλογη με τη συγκέντρωση των παγίδων/διπόλων σύμφωνα με την (3.7), βρέθηκε ότι αυξάνει όσο ελαττώνεται η τιμή του  $x$  για όλους τους εμπλεκόμενους μηχανισμούς. Επιπρόσθετα, η μεγαλύτερη πυκνότητα παγίδων/διπόλων σχετίζεται με την παρουσία του μηχανισμού P1 για τα υλικά με  $x = 0.47$  και  $x = 0.57$ , ενώ ο μηχανισμός P2 χαρακτηρίζεται από μικρότερη σταθερά χρόνου και πυκνότητα παγίδων, σε σύγκριση με τον P1.

Πίνακας 10: Ενέργειες ενεργοποίησης ( $E_A$ ), χαρακτηριστικοί χρόνοι στους 300K ( $\tau_{300K}$ ) και η πόλωση ισορροπίας ( $P_S$ ) των εμπλεκόμενων μηχανισμών αποπόλωσης των φασμάτων TSDC.

		P1	P2	P3	P4	P5
$x = 0.47$	$E_A$ (eV)	0.9	0.66	0.72	0.44	0.29
	$\tau_{300K}$ (s)	$5.7 \cdot 10^7$	8100	181	18	3
	$P_S$ (nC/cm <sup>2</sup> )	$1.6 \cdot 10^5$	581	323	432	922
$x = 0.57$	$E_A$ (eV)	0.89	0.65	0.72	0.45	0.30
	$\tau_{300K}$ (s)	$5.4 \cdot 10^7$	8300	236	16	3
	$P_S$ (nC/cm <sup>2</sup> )	$4.1 \cdot 10^3$	42	29	23	34

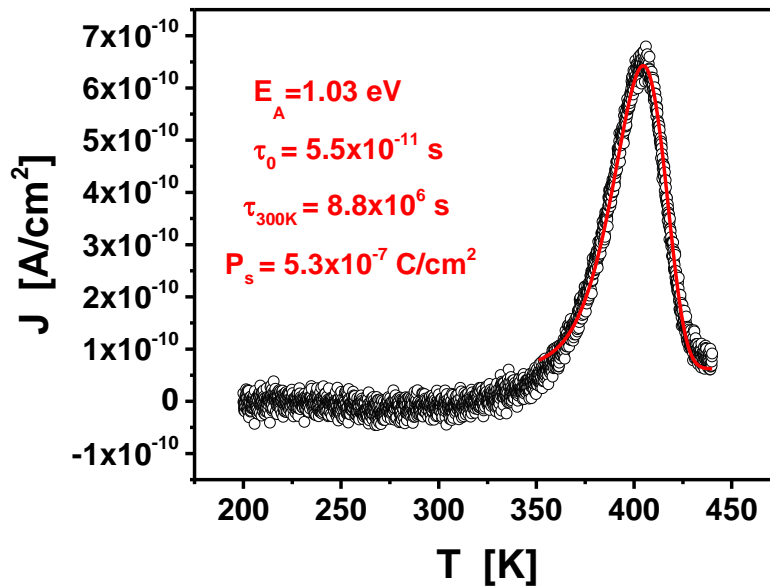


Σχήμα 4.18: Προσαρμογή του φάσματος TSDC με την εξίσωση (3.14) του δείγματος με  $x = 0.47$ .

Στο Σχήμα 4.18 φαίνεται ότι για  $x = 0.47$ , η συνεισφορά του μηχανισμού P2 στο ρεύμα TSDC μεγιστοποιείται στην θερμοκρασία των 350K περίπου, γεγονός που υποδεικνύει την ενεργό συμμετοχή του στην αποπόλωση του υμενίου σε θερμοκρασία δωματίου. Παρόλο που ο μηχανισμός P2 δεν εκδηλώνεται εμφανώς στα φάσματα για  $x = 0.80$  και  $x = 1.04$ , η συνεισφορά του στην διαδικασία αποπόλωσης δεν μπορεί να αγνοηθεί. Πιθανώς, η συνεισφορά του μηχανισμού P2 να αποτελεί την αιτία του ότι η ελάττωση του επιφανειακού δυναμικού του Σχήματος 4.14a δεν αποκλίνει σημαντικά για τα υμένια με  $x = 0.57, 0.80$  και  $1.04$ . Από την άλλη μεριά, ο μηχανισμός P1 αν και εμφανίζεται να σχετίζεται με μία μεγάλη συγκέντρωση παγίδων για  $x = 0.47$ , δεν φαίνεται να συνεισφέρει στην αποπόλωση μέσω της μεθόδου KP. Το αίτιο της συμπεριφοράς αυτής μπορεί να αποδοθεί στο γεγονός ότι οι παγίδες που σχετίζονται με τον μηχανισμό P1 δεν έχουν καταληφθεί με τις συνθήκες πόλωσης του πειράματος KP (εφαρμογή πεδίου 1MV/cm για 15 min σε θερμοκρασία 300K) ή/και στο γεγονός ότι η υψηλή αγωγιμότητα hopping (Σχήμα 4.15a) μπορεί να οδηγήσει στην ηλεκτροστατική θωράκιση (Coulomb Screening) του παγιδευμένου φορτίου του μηχανισμού P1.

Προκειμένου να συγκριθούν τα αποτελέσματα των φασμάτων TSDC των υμενίων διαφόρων στοιχειομετριών χρησιμοποιήθηκαν επίσης πυκνωτές MIM από διαφορετική πηγή.





Σχήμα 4.19: Φάσμα TSDC υμενίων  $\text{SiN}_x$  πάχους 140nm από διαφορετική πηγή.

Το υμένιο  $\text{SiN}_x$  των πυκνωτών είχε πάχος 140nm με στοιχειομετρία  $x < 1$ . Στους πυκνωτές αυτούς εφαρμόστηκε πεδίο πόλωσης 250kV/cm για χρόνο 15min, προκειμένου να αποτραπεί η καταστροφή τους σε πεδία μεγαλύτερης έντασης. Στο Σχήμα 4.19 παρουσιάζεται το φάσμα TSDC των υμενίων αυτών, το οποίο εμφανίζει έναν μηχανισμό αποκατάστασης στην περιοχή υψηλών θερμοκρασιών ( $T_m \cong 400\text{K}$ ). Η προσαρμογή των πειραματικών δεδομένων με την σχέση (3.14) επέτρεψε τον υπολογισμό της ενέργειας ενεργοποίησης ( $E_A = 1.03\text{eV}$ ), της σταθεράς χρόνου σε θερμοκρασία δωματίου ( $\tau_{300\text{K}} = 8.8 \cdot 10^6 \text{ s}$ ) και της πόλωσης ισορροπίας ( $P_s = 530\text{nC/cm}^2$ ). Από τον Πίνακα 10, η σύγκριση των μεγεθών  $E_A$ ,  $\tau_{300\text{K}}$  δείχνει ότι τα χαρακτηριστικά του μηχανισμού αυτού προσιδιάζουν στον μηχανισμό P1 των υμενίων της ομάδας Γ με  $x = 0.47$  και  $x = 0.57$ , εκτός από την τιμή  $P_s$  που οφείλεται στο διαφορετικό πεδίο πόλωσης που εφαρμόστηκε.

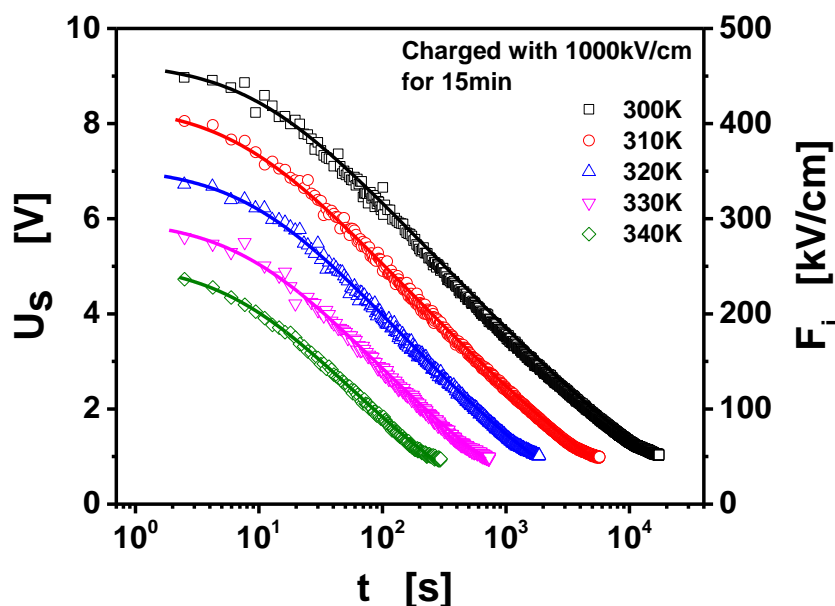
Επειδή στα δείγματα της ομάδας Γ η παρουσία του μηχανισμού P1 σχετίζεται με μεγαλύτερη συγκέντρωση ατελειών μπορεί να εξαχθεί το συμπέρασμα ότι και το υμένιο μη γνωστής στοιχειομετρίας χαρακτηρίζεται από μεγάλη συγκέντρωση ατελειών που σχετίζονται με τους ελεύθερους δεσμούς πυριτίου.

## 4.8 ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΩΝ ΣΥΝΘΗΚΩΝ ΦΟΡΤΙΣΗΣ ΣΤΟΝ ΜΗΧΑΝΙΣΜΟ ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ ΦΟΡΤΙΟΥ

Σύμφωνα με την προηγηθείσα ανάλυση, στη διαδικασία εκφόρτισης των υμενίων  $\text{SiN}_x$  για εφαρμογές στους διακόπτες RF – MEMS, ο κύριος μηχανισμός αγωγιμότητας που συμβάλλει στην συλλογή του εγγεόμενου και παγιδευμένου φορτίου από το κάτω ηλεκτρόδιο και διαμέσου του διηλεκτρικού συντελείται με μηχανισμό hopping. Με βάση τα παραπάνω κρίθηκε αναγκαία η μελέτη της επίδρασης της έντασης του εφαρμοζόμενου πεδίου φόρτισης και της θερμοκρασίας του δείγματος στην αγωγιμότητα εκφόρτισης μέσω μηχανισμού hopping, και συνεπώς των παραμέτρων του μηχανισμού μεταφοράς φορτίου.

### 4.8.1 Επίδραση της έντασης του πεδίου φόρτισης

Για την μελέτη της επίδρασης της έντασης του πεδίου φόρτισης στον μηχανισμό μεταφοράς φορτίου κατά την εκφόρτιση των υμενίων  $\text{SiN}_x$ , χρησιμοποιήθηκαν δείγματα πυκνωτών MIM της ομάδας Γ με  $x = 0.57$  (Γ2) (Ενότητα 3.4.3). Η στοιχειομετρία του υλικού επιλέχθηκε με τέτοιο τρόπο ώστε η εκφόρτιση του υμενίου να λαμβάνει χώρα εντός του χρονικού παραθύρου του πειράματος και συνεπώς να είναι δυνατή η προσαρμογή του μοντέλου στα πειραματικά αποτελέσματα και η εξαγωγή αξιοποιήσιμων αποτελεσμάτων. Στους πυκνωτές MIM, η διαδικασία εκφόρτισης καταγράφηκε με το σύστημα KP010 αόφτου προηγήθηκε η φόρτιση τους υπό ένταση ηλεκτρικού πεδίου 250kV/cm, 500kV/cm, 750kV/cm και 1000kV/cm για χρόνο  $t_c = 15$  min και στο θερμοκρασιακό εύρος 300K – 340K.



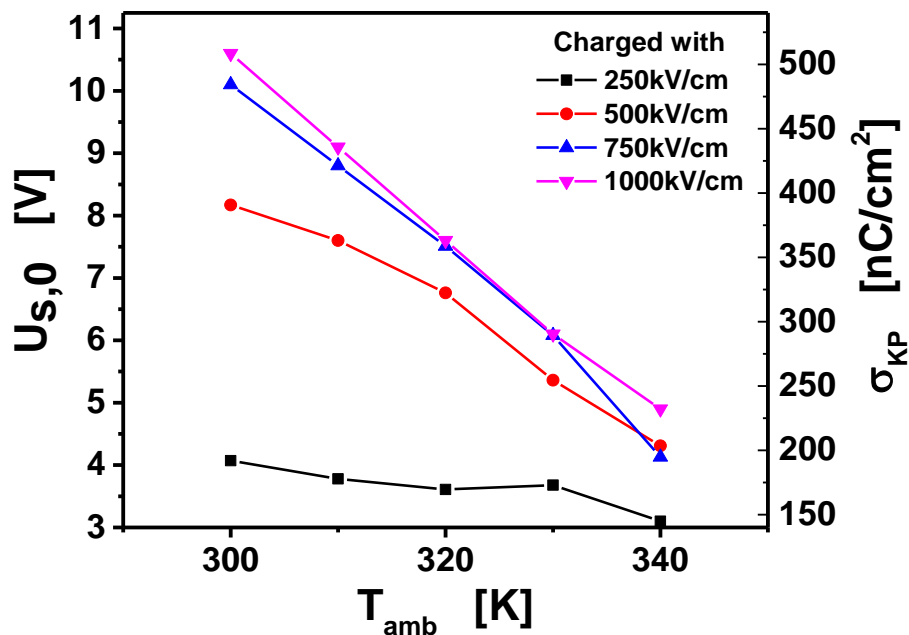
Σχήμα 4.20: Η ελάττωση του επιφανειακού δυναμικού  $U_s$  σε κάθε θερμοκρασία μετά από ισόχρονη φόρτιση του υμενίου έντασης 1MV/cm.

Για κάθε εφαρμοζόμενο πεδίο φόρτισης και σε κάθε θερμοκρασία, η προσαρμογή των πειραματικών σημείων της ελάττωσης του  $U_s$  πραγματοποιήθηκε με τη σχέση (4.16), όπου ενδεικτικά στο Σχήμα 4.20 φαίνονται τα αποτελέσματα του fit μετά από εφαρμογή πεδίου έντασης 1MV/cm. Σε αυτά τα υψηλά επίπεδα φόρτισης, η ανακατανομή του εγχεόμενου φορτίου μέσω του μηχανισμού Poole – Frenkel δεν μπορεί να αγνοηθεί. Παρόλα αυτά, φαίνεται ότι η εκφόρτιση λαμβάνει χώρα υπό την παρουσία χαμηλών ηλεκτρικών πεδίων (περίπου 500kV/cm), έτσι ώστε να αναμένεται ότι ο μηχανισμός hopping θα κυριαρχεί κατά την εκφόρτιση του υμενίου.

Η εξάρτηση του δυναμικού του επάνω ηλεκτροδίου του πυκνωτή MIM αμέσως μετά την εφαρμογή ισόχρονων φορτίσεων σε διάφορες θερμοκρασίες και για κάθε πεδίο φόρτισης φαίνεται στο Σχήμα 4.21. Σε όλες τις περιπτώσεις, το δυναμικό έναρξης κατά την εκφόρτιση και η υπολογισμένη συνολική πυκνότητα φορτίου μειώνονται με την αύξηση της θερμοκρασίας, με την συμπεριφορά αυτή να είναι περισσότερο έντονη για μεγαλύτερα ηλεκτρικά πεδία.

Η εφαρμογή της σχέσης (4.16) στα πειραματικά δεδομένα για κάθε πεδίο και θερμοκρασία που χρησιμοποιήθηκαν, επέτρεψε τον υπολογισμό του μέσου μήκους των αλμάτων ( $r_{ij}$ ), το οποίο βρέθηκε να μειώνεται με την αύξηση του πεδίου φόρτισης και της θερμοκρασίας (Σχήμα 4.23 και Σχήμα 4.25). Όσον αφορά την επίδραση της έντασης του πεδίου φόρτισης, η συμπεριφορά αυτή του  $r_{ij}$  μπορεί να ερμηνευτεί ως εξής:

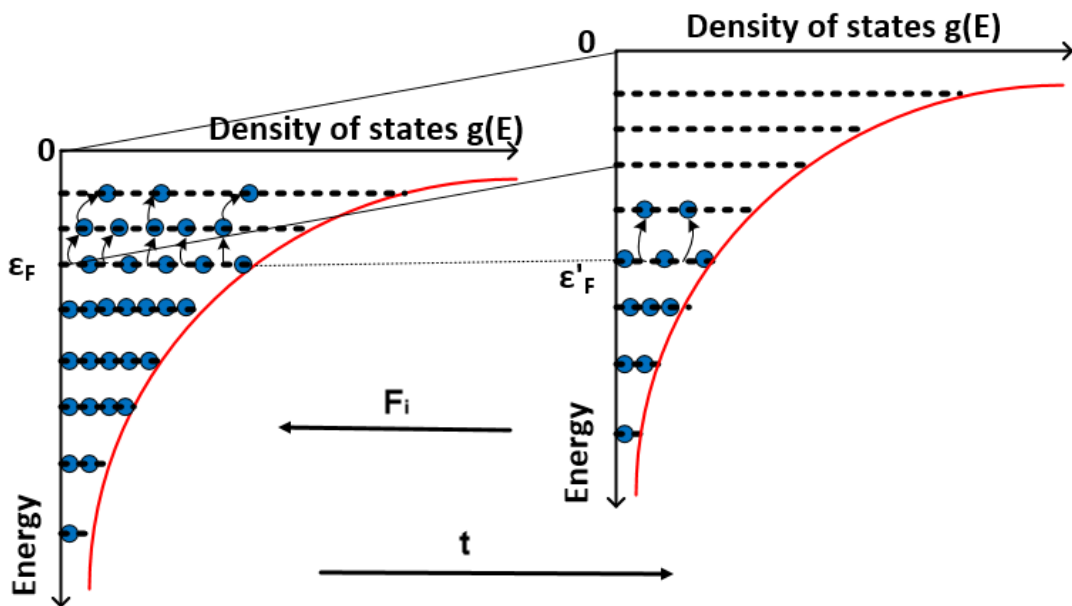
Λαμβάνοντας υπόψη το γεγονός ότι η αύξηση της έντασης του εφαρμοζόμενου πεδίου κατά τη φόρτιση προκαλεί την αύξηση της κάμψης της ζώνης αγωγιμότητας (mobility band), η αυξανόμενη σύλληψη φορέων θα οδηγήσει σε αύξηση της τιμής του επιφανειακού δυναμικού.



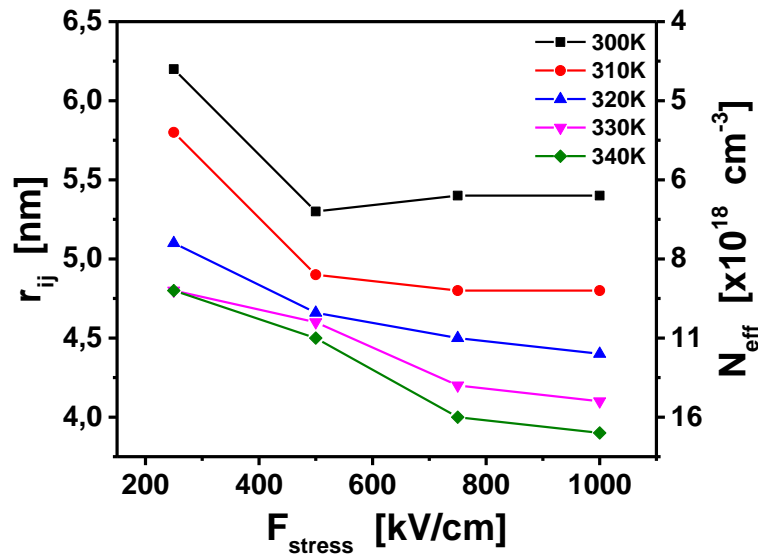
Σχήμα 4.21: Γράφημα της εξάρτησης του  $U_{s,0}$  σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας φόρτισης για όλα τα εφαρμοζόμενα πεδία και η υπολογισμένη πυκνότητα επιφανειακού φορτίου.

Επίσης, κατά τη διάρκεια της φόρτισης, η έγχυση φορέων λαμβάνει χώρα μέσω του μηχανισμού TAT, ο οποίος εμφανίζει ισχυρή εξάρτηση από το πεδίο φόρτισης και ασθενή εξάρτηση από τη θερμοκρασία [62], και ταυτόχρονα μερικώς αντισταθμίζεται από την ανακατανομή των φορέων μέσω των μηχανισμών Poole – Frenkel ή hopping, οι οποίοι εξαρτώνται άμεσα από το πεδίο και τη θερμοκρασία. Η ανακατανομή του εγχεόμενου φορτίου καθορίζεται από την ένταση του πεδίου, η οποία επηρεάζει την καταληψιμότητα των φορέων στα band tails και επομένως την τιμή του  $r_{ij}$ . Σύμφωνα με την (2.26), κατά τη διάρκεια της εκφόρτισης για συγκεκριμένο πεδίο φόρτισης  $F_{stress}$  και θερμοκρασίας  $T$ , η συνεχόμενη μείωση του δυναμικού  $U_s$  είναι το αποτέλεσμα της μετακίνησης του ενεργειακού επιπέδου  $\epsilon_F$  προς το επίπεδο Fermi. Υπενθυμίζεται ότι το ενεργειακό επίπεδο  $\epsilon_F$  ορίζεται ως η ενέργεια των παγίδων εκείνων, όπου κάποιος φορέας μπορεί να «επισκεφθεί» με την μέγιστη πιθανότητα ανεξαρτήτως της θέσης εκκίνησης του [210], εκφράζοντας ουσιαστικά την ενέργεια όπου μεγιστοποιείται η συνεισφορά στη μεταφορά φορτίου μέσω Hopping. Καθώς εκτυλίσσεται η εκφόρτιση, η ολίσθηση του επιπέδου  $\epsilon_F$  αποκαλύπτει περιοχές ολοένα και λιγότερων ατελειών/παγίδων με αποτέλεσμα μεγαλύτερα και λιγότερα άλματα, αφού ο ρυθμός των αλμάτων είναι ανάλογος με την ενεργό πυκνότητα των ατελειών ( $N_{eff} = 1/r_{ij}^3$ ) (Σχήμα 4.22). Επιπλέον, θα πρέπει να τονιστεί ότι η υπολογισμένη τιμή του  $N_{eff}$  αντιστοιχεί στη μέση πυκνότητα των ατελειών που συνεισφέρουν στη διαδικασία εκφόρτισης [211].

Η σταδιακή αύξηση της έντασης του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου αναμένεται να αυξήσει την τιμή του δυναμικού έναρξης  $U_{s,0}$  (Σχήμα 4.21) έτσι ώστε το ενεργειακό επίπεδο  $\epsilon_F$  να μετατίθεται εγγύτερα στο όριο της ζώνης αγωγιμότητας, όπου η πυκνότητα των bandtails είναι μεγαλύτερη και ευνοούνται συντομότερα άλματα που έχουν ως αποτέλεσμα την αύξηση της αγωγιμότητας Hopping (Σχήμα 4.23).



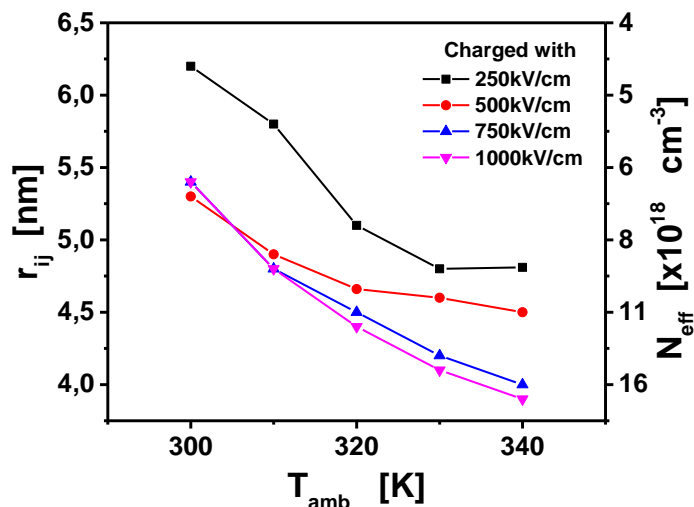
Σχήμα 4.22: Σχηματικό διάγραμμα της επίδρασης του ηλεκτρικού πεδίου κατά την εκφόρτιση υπό σταθερό  $F_{stress}$  και  $T$ .



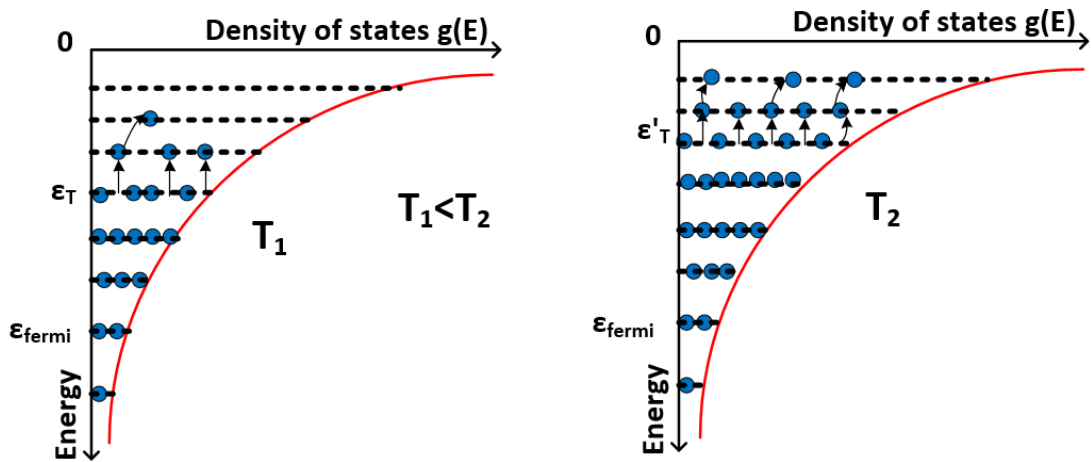
Σχήμα 4.23: Η εξάρτηση του μέσου μήκους hopping  $r_{ij}$  από την ένταση του πεδίου φόρτισης  $F_{stress}$ .

#### 4.8.2 Επίδραση της θερμοκρασίας

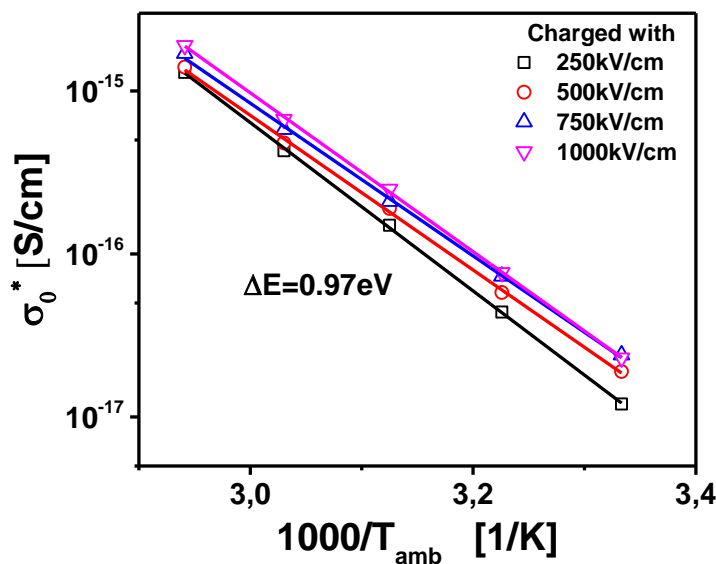
Όσον αφορά την επίδραση της θερμοκρασίας στην διαδικασία εκφόρτισης, βρέθηκε ότι η αύξηση της έχει ως αποτέλεσμα την ελάττωση του μέσου μήκους των αλμάτων  $r_{ij}$  για κάθε τιμή του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου  $F_{stress}$  (Σχήμα 4.24). Η συμπεριφορά αυτή, αποδίδεται στην εμφάνιση ενός παραπλήσιου ενεργειακού επιπέδου ( $\epsilon_T$  – Transport Energy) [78], το οποίο μετακινείται με την αύξηση της θερμοκρασίας από το επίπεδο Fermi προς το άκρο της ζώνης αγωγιμότητας (mobility band edge). Έτσι λοιπόν, επειδή στα άμορφα υμένα SiN<sub>x</sub> η συγκέντρωση των ατελειών στα band tails αυξάνεται εκθετικά προς τη ζώνη αγωγιμότητας, το μέσο μήκος των αλμάτων θα πρέπει να μειωθεί (Σχήμα 4.25).



Σχήμα 4.24: Η εξάρτηση του μέσου μήκους των αλμάτων ( $r_{ij}$ ) του μηχανισμού αγωγιμότητας μέσω hopping από τη θερμοκρασία του δείγματος για κάθε τιμή του εφαρμοζόμενου πεδίου  $F_{stress}$ .



Σχήμα 4.25: Η μετακίνηση του επιπέδου  $\varepsilon_T$  με την αύξηση της  $T$  σε περιοχές αυξημένης συγκέντρωσης ατελειών προκαλεί την μείωση του μέσου μήκους  $\tau_{ij}$ .



Σχήμα 4.26: Διάγραμμα Arrhenius της αγωγιμότητας μηδενικού ηλεκτρικού πεδίου ( $\sigma_0^*$ ) για κάθε τιμή του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου  $F_{stress}$ .

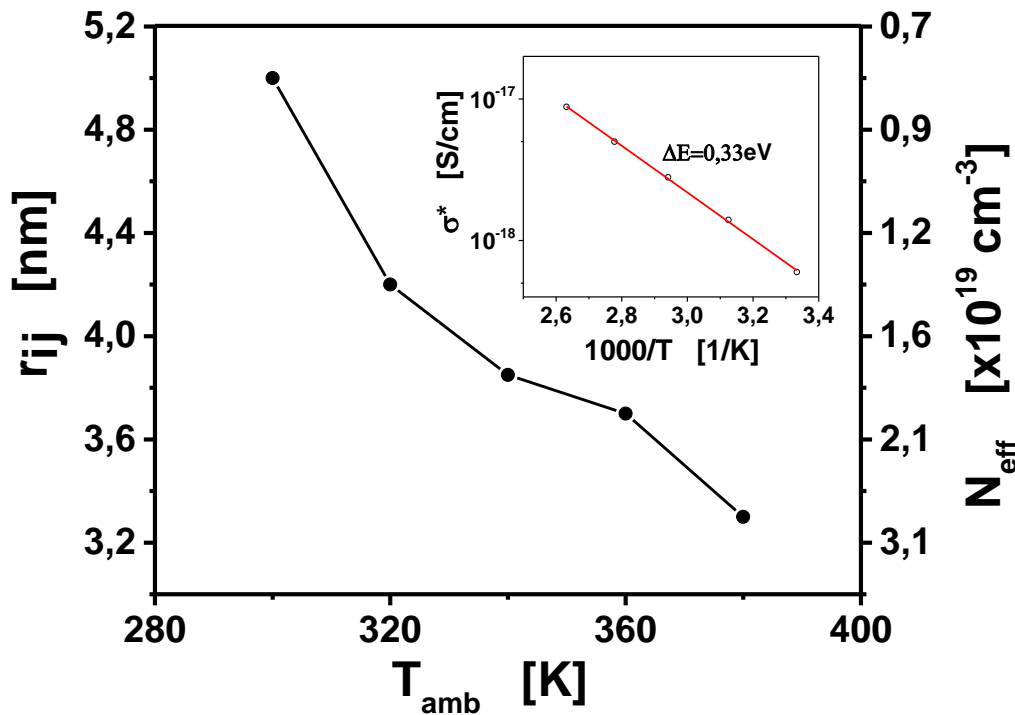
Η θερμοκρασιακή μελέτη της διαδικασίας εκφόρτισης, επέτρεψε επίσης τον προσδιορισμό της παραμέτρου  $\Delta E$ , που περιέχεται στον όρο της αγωγιμότητας μηδενικού ηλεκτρικού πεδίου  $\sigma_0^*$  της εξίσωσης (4.13) και σχετίζεται με την μέση ενεργειακή απόσταση των ατελειών που συμμετέχουν στην διαδικασία εκφόρτισης μέσω του μηχανισμού hopping (Σχήμα 4.26). Η αγωγιμότητα  $\sigma_0^*$ , η οποία εκφράζει τον ρυθμό των μεταβάσεων (transition rate) μέσω hopping, βρέθηκε να είναι θερμικά ενεργοποιούμενο μέγεθος υπακούοντας στον νόμο Arrhenius (Εξ. (2.7)). Επιπλέον, στα πλαίσια του προτεινόμενου μοντέλου (Εξ. (4.16)) επειδή η αγωγιμότητα  $\sigma_0^*$  σχετίζεται με τη σταθερά χρόνου εκφόρτισης  $\tau_d \equiv \frac{\varepsilon_T \varepsilon_0}{\sigma_0^*}$ , η οποία αποτελεί θερμικά

ενεργοποιούμενο μέγεθος [185], [212] μπορεί να εξαχθεί το συμπέρασμα ότι η μακροσκοπική σταθερά χρόνου καθορίζεται μονοσήμαντα από το ρυθμό των μεταβάσεων μέσω hopping. Η υπολογισμένη τιμή του φραγμού δυναμικού  $\Delta E$  βρέθηκε να είναι  $\Delta E = 0.97 \pm 0.04$  eV, η οποία κρίνεται ως ιδιαίτερα υψηλή και δεν φαίνεται να αντιστοιχεί στην ενεργειακή απόσταση των ατελειών όταν η μετακίνηση του φορέα πραγματοποιείται μέσω διάτρησης (Tunneling) του φραγμού δυναμικού. Λαμβάνοντας υπόψη ότι α) το φάσμα TSDC του δεδομένου υμενίου με  $x = 0.57$  ανέδειξε έναν μηχανισμό εκφόρτισης στις υψηλές θερμοκρασίες (P1) (Σχήμα 4.17) με παραπλήσια ενέργεια ενεργοποίησης  $\approx 1$ eV (Πίνακας 10), β) ότι ο μηχανισμός αυτός συναντάται στα υμένια με  $x = 0.47$  και σε υμένια διαφορετικής πηγής (Σχήμα 4.19) φαίνεται ότι η μηχανισμός αυτός θα μπορούσε να είναι χαρακτηριστικός των υμενίων SiNx για χαμηλές τιμές της στοιχειομετρίας  $x = \frac{N}{Si}$ . Το αποτέλεσμα αυτό βρίσκεται κοντά στην περιοχή των ενεργειακών σταθμών των παγίδων που έχουν βρεθεί και από άλλους ερευνητές 0.83-0.91eV [213], 0.71-0.94eV [214], 1.3eV [215], 0.5-0.9eV [216], 0.8-1.8eV [217]. Η ενεργειακή στάθμη που αντιστοιχεί στο μηχανισμό αυτό φαίνεται να σχετίζεται με ατέλειες Si – Si, καθώς η συγκεκριμένη στάθμη καθορίζεται από τη στοιχειομετρία, με τη συνεισφορά της να υποβαθμίζεται όσο ελαττώνεται η συγκέντρωση Si.

### 4.8.3 Εφαρμογή στους διακόπτες MEMS

Το προτεινόμενο μοντέλο εκφόρτισης των πυκνωτών MIM μέσω του μηχανισμού hopping, που περιγράφεται από την (4.16) χρησιμοποιήθηκε για την εκφόρτιση διατάξεων MEMS της ομάδας δειγμάτων Δ1 (Ενότητα 3.4.4). Επισημαίνεται ότι τα διηλεκτρικά υλικά της ομάδας δειγμάτων Γ και Δ ήταν διαφορετικά διότι η εναπόθεσή τους πραγματοποιήθηκε σε διαφορετικά εργαστήρια και με διαφορετικές συνθήκες. Στους διακόπτες αυτούς, αφού εφαρμόστηκε τάση φόρτισης 40V (που αντιστοιχεί σε ηλεκτρικό πεδίο έντασης  $F_{stress} = 2$ MV/cm στην κατάσταση ON) για χρόνο 20 min στο θερμοκρασιακό εύρος 300K – 380K με βήμα 20K καταγράφηκε η ολίσθηση της τάσης που αντιστοιχεί στην ελάχιστη χωρητικότητα ( $V_{min}$ ) προκειμένου να προσδιοριστεί το ρεύμα εκφόρτισης του, σύμφωνα με τη πειραματική διαδικασία που περιγράφεται στην Ενότητα 3.2.1 και στη συνέχεια εφαρμόστηκε το μοντέλο της (4.16).

Στο Σχήμα 4.27 φαίνεται ότι στους διακόπτες MEMS που χρησιμοποιήθηκαν, η αύξηση της θερμοκρασίας του δείγματος έχει ως αποτέλεσμα την ελάττωση του υπολογισμένου μέσου μήκους  $r_{ij}$ , όπως βρέθηκε και στους πυκνωτές MIM παραπάνω. Ακόμη, η αγωγιμότητα μηδενικού ηλεκτρικού πεδίου ( $\sigma_0^*$ ) βρέθηκε να είναι επίσης θερμικά ενεργοποιούμενο μέγεθος με τον φραγμό δυναμικού να προσδιορίζεται σε  $\Delta E = 0.33 \pm 0.01$  eV.



Σχήμα 4.27: Η εξάρτηση του μέσου μήκους hopping  $r_{ij}$  από τη θερμοκρασία, όπως υπολογίστηκε από την (4.16) στους διακόπτες MEMS. Στο ένθετο παρουσιάζεται το διάγραμμα Arrhenius της παραμέτρου  $\sigma^*$ .

Οι παρατηρούμενες διαφορές στις υπολογισμένες τιμές των  $r_{ij}$  και  $\Delta E$  μεταξύ των πυκνωτών MIM και διακοπών MEMS αποδίδονται στις διαφορετικές συνθήκες εναπόθεσης των διηλεκτρικών υμενίων που έχει ως αποτέλεσμα τα υλικά αυτά να έχουν διαφορετικές στοιχειομετρίες και συνεπώς διαφορετικό ενεργειακό χάσμα και συγκέντρωση ατελειών.

Λαμβάνοντας υπόψη την επίδραση του πεδίου φόρτισης και της θερμοκρασίας κατά την διάρκεια της εκφόρτισης διαμέσου του διηλεκτρικού ενός διακόπτη MEMS, η ικανότητα ελέγχου των παραμέτρων  $\epsilon_F$  και  $\epsilon_T$  είναι εξόχως σημαντική. Η κατανόηση της εξάρτησης τους από τις συνθήκες εναπόθεσης και τη στοιχειομετρία μπορεί να οδηγήσει στη βέλτιστη επιλογή τους για τη δόμηση υμενίου με συγκεκριμένες ηλεκτρικές ιδιότητες και συνεπώς στην κατασκευή αξιόπιστων διατάξεων με μεγάλο χρόνο ζωής.

#### 4.9 ΒΕΛΤΙΣΤΟΠΟΙΗΣΗ ΤΗΣ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑΣ ΕΚΦΟΡΤΙΣΗΣ ΥΜΕΝΙΩΝ $\text{SiN}_x$ ΜΕ ΤΗΝ ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΝΑΝΟΔΟΜΩΝ

Το σοβαρότερο πρόβλημα αξιοπιστίας των χωρητικών διακοπών RF – MEMS αποτελεί η φόρτιση των διηλεκτρικών υμενίων, φαινόμενο το οποίο περιορίζει το χρόνο ζωής και εμποδίζει την εμπορευματοποίηση τους. Η φόρτιση του διηλεκτρικού εμφανίζεται κατά την ενεργοποίηση των διακοπών όπου φορτία εγχέονται και παγιδεύονται εντός του διηλεκτρικού υμενίου, προκαλώντας αλλοιώσεις της C – V χαρακτηριστικής που μπορεί να οδηγήσουν στην αστοχία της διάταξης. Για τον



περιορισμό του προβλήματος αυτού έχουν μελετηθεί διάφορα υλικά (Ενότητα 2.5) με το νιτρίδιο του πυριτίου να αποτελεί διηλεκτρικό αναφοράς, λόγω των απόλυτα ελεγχόμενων συνθηκών εναπόθεσης σε βιομηχανικό επίπεδο στο χώρο της μικροηλεκτρονικής. Σε ένα διακόπτη RF – MEMS, το παγιδευμένο φορτίο μπορεί να απομακρυνθεί μόνο μέσω του κάτω ηλεκτροδίου και διαμέσου του διηλεκτρικού κατά την κατάσταση OFF της διάταξης. Συνεπώς, η ικανότητα του διηλεκτρικού υμενίου να απομακρύνει γρήγορα το παγιδευμένο φορτίο αποτελεί ουσιώδες ζήτημα.

Η ταχύτερη εκφόρτιση των υμενίων μπορεί να επιτευχθεί με την ενσωμάτωση νανοδομών εντός του διηλεκτρικού υμενίου [98], όπου η εισαγωγή επιπλέον διαδρομών μεταφοράς φορτίου (percolation paths) αναμένεται να αυξήσει την αγωγιμότητα του. Επιπλέον, η παρουσία των νανοδομών θα έχει ως συνέπεια την τοπική ανομοιομορφία του ηλεκτρικού πεδίου, όπου είναι δυνατή η παρουσία του φαινομένου εκπομπής πεδίου (Field Emission - FE) (Ενότητα 2.4.3) λόγω των μικρών διαστάσεων των νανοσωματιδίων (nanoparticles), που εκφράζεται από τη θεωρία Fowler – Nordheim (F – N).

Η θεωρία (F – N) περιγράφει την εκπομπή ηλεκτρονίων από το μέταλλο στο διηλεκτρικό παρουσία πολύ ισχυρών ηλεκτρικών πεδίων. Δεδομένου ότι τα εφαρμοζόμενα ηλεκτρικά πεδία που αναπτύσσονται στα διηλεκτρικά υμένια των διακοπών RF – MEMS είναι υψηλά (1 – 2 MV/cm), η παρουσία προεξοχών (asperity paths) στους μεταλλικούς σπλισμούς, μπορεί να αυξήσει τοπικά την ένταση του έως και αρκετές τάξεις μεγέθους. Ο μηχανισμός F – N, που περιγράφεται από την (2.17), μπορεί να εκφραστεί με όρους μετρούμενου ρεύματος ( $I$ ) και εφαρμοζόμενης τάσης ( $V$ ) ως εξής [218]:

$$I = A \cdot V^2 \cdot \exp\left(-\frac{B}{V}\right) \quad (4.19)$$

όπου

$$A = \frac{1.54 \cdot 10^{-6} \cdot a \cdot \beta^2}{1.1\Phi} \cdot \exp\left(\frac{9.87}{\Phi^{1/2}}\right) \quad (4.20)$$

$$B = \frac{6.5 \cdot 10^9 \cdot \Phi^{1/2}}{\beta} \quad (4.21)$$

Στις σχέσεις (4.20) και (4.21) με  $a$  συμβολίζεται η ενεργός επιφάνεια εκπομπής (Effective Emitting Area), με  $\beta$  ο συντελεστής ενίσχυσης πεδίου (Field Enhancement Factor) και  $\Phi$  το έργο εξαγωγής του μετάλλου.

Λαμβάνοντας υπόψη τα παραπάνω, πραγματοποιήθηκε συγκριτική μελέτη τριών νανοδομημένων διηλεκτρικών υμενίων  $\text{SiN}_x$  που περιλαμβάνουν νανοσωληνούς άνθρακα (CNTs) και νανοράβδους χρυσού (Au nanorods). Για την μελέτη αυτή χρησιμοποιήθηκαν πυκνωτές MIM των δειγμάτων Δ2, E1 και E2 (Ενότητα 3.4), όπου το υμένιο  $\text{SiN}_x$  είχε νανοδομηθεί με CNTs τυχαίων προσανατολισμών, με θυσάνους CNTs κάθετου προσανατολισμού και νανοράβδους χρυσού αντίστοιχα. Υπενθυμίζεται ότι το πάχος των υμενίων διατηρήθηκε σταθερό (200 nm), ενώ δόθηκε ιδιαίτερη προσοχή κατά τη κατασκευή τους, ώστε η νανοδόμηση να πραγματοποιηθεί στο κάτω

μισό του υμενίου SiN<sub>x</sub> και τα εισαγόμενα nanoparticles να βρίσκονται σε επαφή με τον κάτω μεταλλικό οπλισμό. Η επαφή των nanoparticles με τον κάτω μεταλλικό οπλισμό αναμένεται να αυξήσει την πιθανή συνεισφορά του φαινομένου FE, ώστε να αποτελέσουν απαγωγούς του εγγεόμενου φορτίου συμβάλλοντας στην ταχύτερη εκφόρτιση του υμενίου. Τέλος, θα πρέπει να τονιστεί ότι τα υμένια SiN<sub>x</sub> ενσωμάτωσης των nanoparticles των ομάδων Δ και Ε κατασκευάστηκαν σε διαφορετικά εργαστήρια και με διαφορετικές συνθήκες εναπόθεσης, συνεπώς αναμένεται να εμφανίζουν διαφορετικές ηλεκτρικές ιδιότητες.

Για τους σκοπούς της παρούσας μελέτης ελήφθησαν οι χαρακτηριστικές I – V των πυκνωτών MIM σε συνθήκες κενού και θερμοκρασίας 300K. Η τάση εφαρμόζονταν κάθε φορά στο επάνω ηλεκτρόδιο ώστε να διασφαλιστεί η έγχυση ηλεκτρονίων από το κάτω ηλεκτρόδιο και να διερευνηθούν οι ικανότητες εκπομπής των νανοδομών. Επειδή, η νανοδόμηση αναμένεται να επηρεάσει καθοριστικά τις ηλεκτρικές ιδιότητες του υμενίου SiN<sub>x</sub>, το μετρούμενο ρεύμα ( $J_m$ ) θεωρήθηκε ότι προκύπτει από το άθροισμα των συνεισφορών των βασικών μηχανισμών μεταφοράς φορτίου ως [145]:

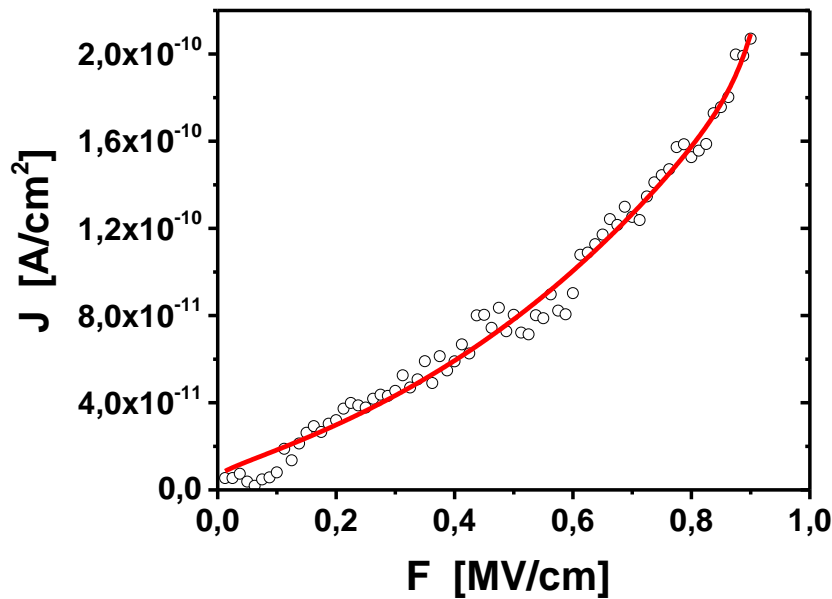
$$J_m = J_H + J_{PF} + J_{FN} \quad (4.22)$$

όπου  $J_H$ ,  $J_{PF}$ ,  $J_{FN}$  οι πυκνότητες ρευμάτων των μηχανισμών hopping, Poole – Frenkel και Fowler – Nordheim που περιγράφονται από τις σχέσεις (2.29), (2.19) και (4.19) αντίστοιχα.

#### 4.9.1 Υμένια με νανοράβδους χρυσού

Η παρουσία των νανοράβδων αναμένεται να μεταβάλλει την κατανομή της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου στην επάνω διεπιφάνεια του πυκνωτή MIM και την τιμή του τοπικού ηλεκτρικού πεδίου ( $E_z$ ) στην επιφάνεια των νανοράβδων, το οποίο θα καθοριστεί από το ύψος, τη διάμετρο και το διάκενο μεταξύ τους αλλά και από το πάχος του υπερκείμενου στρώματος SiN<sub>x</sub>. Στην εργασία των Koutsourelis et. al [219], όπου πραγματοποιήθηκε συγκριτική μελέτη μεταξύ νανοδομημένων υμενίων SiN<sub>x</sub> με νανοράβδους χρυσού διάφορων διακένων και διαμέτρων, έδειξε ότι οι παρεμβολές των γειτονικών νανοράβδων είναι αμελητέες όταν το διάκενο μεταξύ τους είναι μεγαλύτερο από 400 – 500 nm με αναφορά το κέντρο της νανοράβδου. Το συμπέρασμα αυτό πρακτικά σημαίνει ότι για το νανοδομημένο υλικό που χρησιμοποιήθηκε (διάμετρος 500 nm και διάκενο 5μm), η επίδραση του παρασιτικού πεδίου (fringing field) μπορεί να θεωρηθεί αμελητέα. Έτσι, το μετρούμενο ρεύμα αναμένεται να καθοριστεί από το συνδυασμένο αποτέλεσμα της έντασης του τοπικού ηλεκτρικού πεδίου στην περιοχή των νανοράβδων και του ηλεκτρικού πεδίου στις υπόλοιπες περιοχές, από το μέγεθος του εγγεόμενου φορτίου και τον κυρίαρχο μηχανισμό αγωγιμότητας.

Στο Σχήμα 4.28 φαίνεται μία τυπική χαρακτηριστική J – F των δειγμάτων αυτών μέχρι το 1 MV/cm σε θερμοκρασία 300K.

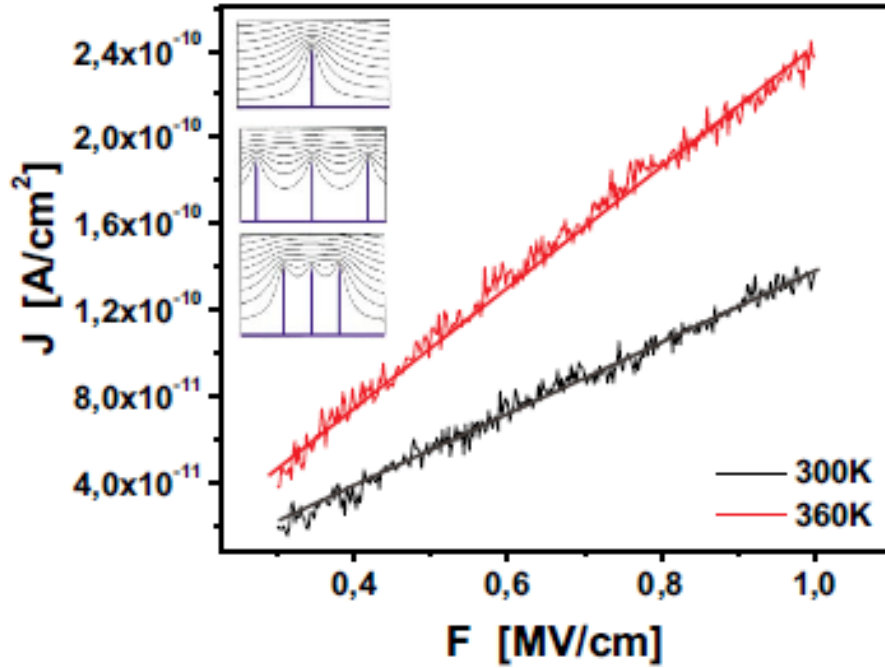


Σχήμα 4.28: Χαρακτηριστική  $J - F$  σε πυκνωτές MIM με νανοράβδους Au. Η προσαρμογή των δεδομένων έγινε με το άθροισμα των ρευμάτων hopping και Poole – Frenkel.

Οι βασικοί μηχανισμοί αγωγιμότητας στα υμένια  $\text{SiN}_x$ , όταν δεν υπάρχει συνεισφορά από το μηχανισμό F-N, αποτελούν οι διαδικασίες hopping και Poole – Frenkel με τον πρώτο μηχανισμό να ανιχνεύεται στην περιοχή των χαμηλών και τον δεύτερο στην περιοχή των υψηλών ηλεκτρικών πεδίων αντίστοιχα. Στο συγκεκριμένο διηλεκτρικό, όπου η κατανομή της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου δεν είναι ομοιόμορφη, μπορεί να γίνει η υπόθεση ότι το μετρούμενο ρεύμα αποτελεί το άθροισμα των συνεισφορών των μηχανισμών hopping και Poole – Frenkel σύμφωνα με την εξίσωση (4.22). Η προσαρμογή των πειραματικών σημείων κρίνεται ικανοποιητική, όμως θα πρέπει να σημειωθεί ότι οι εξαχθέντες παράμετροι δεν μπορούν να δώσουν άμεσες πληροφορίες για τις ιδιότητες του υλικού, παρά μόνο μία ποιοτική περιγραφή των διαδικασιών μεταφοράς φορτίου στο νανοδομημένο διηλεκτρικό υμένιο.

#### 4.9.2 Υμένια με θυσάνους CNTs κάθετου προσανατολισμού

Οι χαρακτηριστικές ρεύματος – τάσης μέχρι 1MV/cm στα δείγματα αυτά βρέθηκε να εμφανίζουν εντελώς διαφορετική συμπεριφορά, όπου η αναμενόμενη παρουσία του μηχανισμού F-N δεν παρατηρήθηκε (Σχήμα 4.29). Η απουσία ή η πολύ χαμηλή συνεισφορά του μηχανισμού αυτού μπορεί να αποδοθεί στο φαινόμενο της ηλεκτροστατικής θωράκισης (electrostatic screening effect) το οποίο αναδύεται από την εγγύτητα των γειτονικών CNTs και την μεγάλη τιμή του λόγου της διαμέτρου των θυσάνων CNTs (500nm) προς το ομοιόμορφο ύψος τους (100nm) [220].



Σχήμα 4.29: Χαρακτηριστικές ρεύματος – τάσης σε πυκνωτές MIM με CNTs κάθετου προσανατολισμού για διάφορες θερμοκρασίες. Στο ένθετο σχήμα φαίνονται οι μεταβολές της κατανομής του ηλεκτρικού πεδίου με την εγγύτητα των γειτονικών CNTs [220].

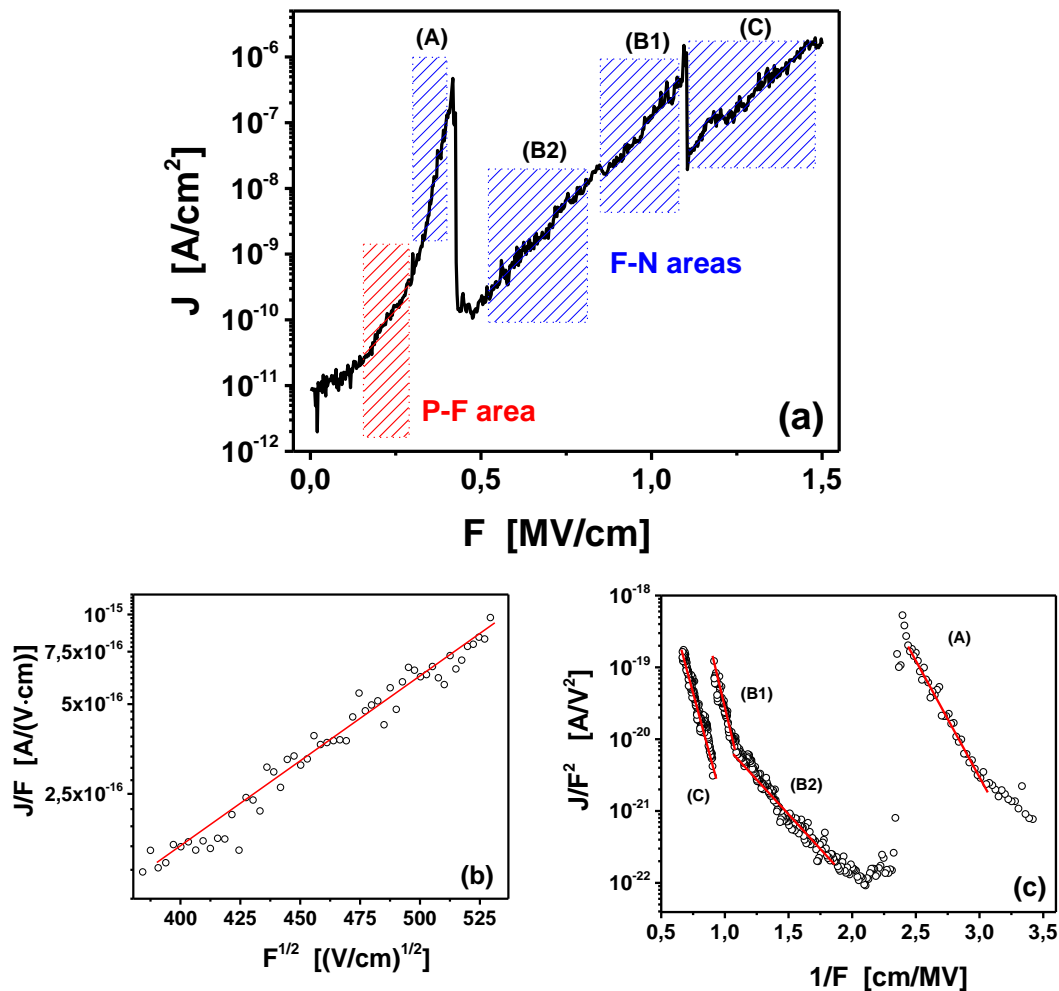
Ως προς την επίδραση της εγγύτητας των CNTs, η αύξηση της αναμένεται να οδηγήσει σε μία πιο ομοιόμορφη κατανομή του ηλεκτρικού δυναμικού και κατ' επέκταση σε πιο ομοιόμορφη κατανομή του ηλεκτρικού πεδίου στην «επιφάνεια» των θυσάνων CNTs (Ένθετο του Σχήματος 4.29). Η ελάττωση της εγγύτητας μπορεί να περιορίσει το φαινόμενο της θωράκισης καθώς έχει βρεθεί από προσομοιώσεις ότι το διάκενο μεταξύ των CNTs θα πρέπει να είναι μεγαλύτερο από το ύψος τους [221]. Λαμβάνοντας υπόψη τη διάμετρο των θυσάνων CNTs, όπου υπολογίστηκε ότι το ποσοστό κάλυψης των νανοδομών στη μοναδιαία επιφάνεια  $5\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$  ανέρχεται σε 0.8% περίπου, μπορεί να εξαχθεί το συμπέρασμα ότι το μετρούμενο ρεύμα αποτελεί το άθροισμα των συνεισφορών των περιοχών χωρίς CNTs με ένταση ηλεκτρικού πεδίου  $\mathcal{E}$  και των επιφανειών των θυσάνων με ένταση ηλεκτρικού πεδίου  $2\mathcal{E}$ , εμφανίζοντας παρόμοια χαρακτηριστικά με την επίδραση των νανοράβδων χρυσού [219] που μελετήθηκαν στην προγενέστερη ενότητα.

Η επεξεργασία της χαρακτηριστικής ρεύματος – τάσης (Σχήμα 4.29), έδειξε να μην συμβαδίζει τόσο με τον μηχανισμό hopping όσο και με τον μηχανισμό Poole – Frenkel. Αντί αυτού, φαίνεται ότι ακολουθείται ωμική συμπεριφορά η οποία, αν και δεν αναφέρεται στις μελέτες των ιδιοτήτων των υμενίων  $\text{SiN}_x$ , δεν μπορεί να αποκλειστεί στην περίπτωση όπου η αγωγιμότητα αναδύεται από την μετακίνηση ενός πολύ μικρού αριθμού ελεύθερων φορέων απευθείας στη ζώνη αγωγιμότητας (bulk limited conduction) [60]. Ακόμη, η ωμική συμπεριφορά μπορεί να προκύψει στην περίπτωση ύπαρξης του μηχανισμού hopping για μικρές τιμές της απόστασης  $r_{ij}$ , όμως δεν υπάρχουν επαρκή στοιχεία για να τεκμηριώσουν την υπόθεση αυτή. Από το γεγονός ότι η ωμική συμπεριφορά δεν παρατηρείται στην περίπτωση των CNTs τυχαίων

προσανατολισμών, καταλήγουμε στο συμπέρασμα ότι η συμπεριφορά αυτή οφείλεται στη παρουσία των κάθετων CNTs αλλά και στην αύξηση της αγωγιμότητας του υποστρώματος με την παρουσία θερμικών ή νέων δοτών λόγω της υψηλής θερμοκρασίας ανάπτυξης των CNTs (650°C) [177]. Τέλος, η αύξηση της θερμοκρασίας οδήγησε στην ίδια συμπεριφορά και μάλιστα από το γεγονός ότι η αγωγιμότητα αυξάνει με την θερμοκρασία μπορεί να οδηγήσει στο συμπέρασμα ότι ο εμπλεκόμενος μηχανισμός αγωγιμότητας είναι θερμικά ενεργοποιούμενος.

### 4.9.3 Υμένια με CNTs τυχαίων προσανατολισμών

Στο Σχήμα 4.30α παρουσιάζεται η τυπική χαρακτηριστική ρεύματος – τάσης των δειγμάτων Δ2 με την μέγιστη τιμή του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου να είναι 1.5 MV/cm.



Σχήμα 4.30: α) Χαρακτηριστική ρεύματος τάσης  $J - F$ , β) Υπογραφή του μηχανισμού Poole – Frenkel για πεδία έως 250kV/cm και γ) υπογραφές του μηχανισμού  $F - N$  για το εύρος πεδίων 0.35 – 1.5MV/cm στα υμένια  $SiN_x$  με CNTs τυχαίων προσανατολισμών.

Πίνακας 11: Υπολογισμένες τιμές των μεγεθών  $\beta$  και  $a$  από τις περιοχές εμφάνισης του μηχανισμού F-N.

	Field Enhancement Factor $\beta$ ( $\cdot 10^6 \text{ cm}^{-1}$ )	Effective Emitting Area $a$ ( $\text{cm}^2$ )
<b>A</b>	4.15	$2.7 \cdot 10^{-12}$
<b>B1</b>	2.36	$6.1 \cdot 10^{-15}$
<b>B2</b>	6.0	$1.5 \cdot 10^{-19}$
<b>C</b>	2.1	$2.0 \cdot 10^{-15}$

Η χαρακτηριστική ρεύματος – τάσης (Σχήμα 4.30a) είναι σύνθετη και προκύπτει από περιοχές μονότονης αύξησης του ρεύματος και περιοχές έντονης μεταβολής του. Η συμπεριφορά αυτή μπορεί να αποδοθεί σε δύο διακριτούς μηχανισμούς, την μεταφορά φορτίου από το σώμα (bulk) του  $\text{SiN}_x$  και την επίδραση των CNTs. Πιο συγκεκριμένα, υπό την επίδραση χαμηλών ηλεκτρικών πεδίων έως  $250 \text{ kV/cm}$ , φαίνεται ότι κυριαρχεί η συνεισφορά του μηχανισμού Poole – Frenkel (Σχήμα 4.30b). Λαμβάνοντας υπόψη τον Πίνακα 7, ο οποίος αναφέρεται σε υμένια  $\text{SiN}_x$ , στην περιοχή αυτή (έως  $250 \text{ kV/cm}$ ) αναμένεται η παρουσία του μηχανισμού hopping. Η απόκλιση αυτή δικαιολογείται από το γεγονός της αύξησης του τοπικού ηλεκτρικού πεδίου λόγω της παρουσίας των CNTs με συνέπεια την εμφάνιση του μηχανισμού Poole – Frenkel υπό καθεστώς χαμηλού μακροσκοπικού ηλεκτρικού πεδίου.

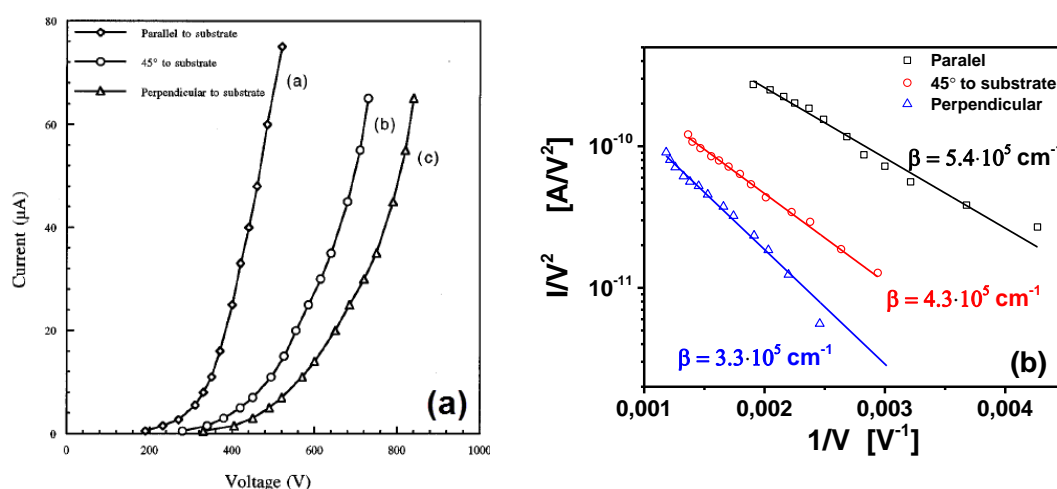
Η περαιτέρω αύξηση του εφαρμοζόμενου πεδίου οδηγεί σε μετάβαση στην διαδικασία F-N, όπου το μετρούμενο ρεύμα αυξάνεται ραγδαία (Σχήμα 4.30c) και αναδύεται από διαφορετικές πηγές. Η μη συνεχής συμπεριφορά της διαδικασίας F-N μπορεί να αποδοθεί στην τοπική καταστροφή και απώλεια των CNTs [222] που ακολουθείται από την συνεισφορά CNTs με διαφορετικούς συντελεστές ενίσχυσης (field enhancement factor) και επιφάνειες εκπομπής (effective emitting area) (Πίνακας 11). Η επεξεργασία αυτή δείχνει ξεκάθαρα την παρουσία δύο διακριτών μηχανισμών αγωγιμότητας, ενώ η παρουσία του μηχανισμού hopping αν και δεν ανιχνεύθηκε δεν μπορεί να αγνοηθεί.

#### 4.10 ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΕΝΣΩΜΑΤΩΣΗΣ CNTs ΤΥΧΑΙΩΝ ΠΡΟΣΑΝΑΤΟΛΙΣΜΩΝ ΣΤΑ ΥΜΕΝΙΑ $\text{SiN}_x$

Η προγενέστερη συγκριτική μελέτη νανοδομημένων υμενίων  $\text{SiN}_x$  έδειξε ότι η μορφολογία και των είδος των nanoparticles αλλά και οι συνθήκες ανάπτυξης τους θα καθορίσουν τις ηλεκτρικές ιδιότητες των παραγόμενων υμενίων. Η παρουσία του μηχανισμού F-N αποτελεί επιθυμητό χαρακτηριστικό, διότι αναμένεται να συμβάλλει στην ταχύτερη εκφόρτιση του υμενίου με τα nanoparticles να λειτουργούν ως απαγωγός του εγγεόμενου φορτίου προς το κάτω ηλεκτρόδιο.

Η παρουσία των CNTs εντός των υμενίων  $\text{SiN}_x$  έχει ως πρωταρχικό αποτέλεσμα την εισαγωγή επιπλέον διαδρομών διέλευσης που αυξάνει την αγωγιμότητα του υλικού, καθώς η ειδική αντίσταση των νανοσωλήνων είναι σημαντικά μικρότερη από εκείνη του διηλεκτρικού. Η επίδραση των CNTs στις ηλεκτρικές ιδιότητες του διηλεκτρικού υλικού αναμένεται να καθοριστούν από τις κατασκευαστικές παραμέτρους τους, που περιλαμβάνουν την πυκνότητα των CNTs, το μήκος τους, τον προσανατολισμό τους, το

σχήμα τους (ευθύγραμμο, ελικοειδές) κλπ [223], [98]. Η επίδραση του προσανατολισμού των CNTs μελετήθηκε στην εργασία των Y. Chen et all [224], όπου η περαιτέρω επεξεργασία πειραματικών δεδομένων, για την χάραξη των χαρακτηριστικών F-N και τον προσδιορισμό του συντελεστή ενίσχυσης ( $\beta$ ), έδειξε ότι το  $\beta$  ελαττώνεται όταν αυξάνεται η γωνία που σχηματίζεται μεταξύ του επιπέδου του υποστρώματος και των CNTs (Σχήμα 4.31). Συνεπώς, τα νανοδομημένα υμένα με CNTs κάθετα στην επιφάνεια του υποστρώματος θα εμφανίζουν μικρότερη ικανότητα εκπομπής ηλεκτρονίων σε σχέση με τα υμένα με CNTs τυχαίου προσανατολισμού διότι ένα ικανό ποσοστό τους θα είναι παράλληλο στην επιφάνεια ή θα εμφανίζει γωνία μικρότερη από  $90^\circ$ . Με βάση τα παραπάνω, είναι προτιμότερη η ενσωμάτωση CNTs τυχαίων προσανατολισμών παρά κάθετων θυσάνων διότι αυξάνεται η συνεισφορά του μηχανισμού F-N και το κόστος κατασκευής είναι σημαντικά μικρότερο.



Σχήμα 4.31: (α) Εξάρτηση χαρακτηριστικών I-V από την κλίση των CNTs [224] και (β) «υπογραφές» του μηχανισμού F-N με τα αντίστοιχα  $\beta$

Στην περίπτωση διατάξεων MEMS, η εισαγωγή των CNTs στο επάνω [225] ή κάτω μέρος του διηλεκτρικού υμενίου, αναμένεται να οδηγήσει σε πιο περίπλοκη συμπεριφορά. Έτσι, στην περίπτωση αυτή λοιπόν, κατά τη διάρκεια της φόρτισης το παραγόμενο ηλεκτρικό πεδίο που οφείλεται στην παρουσία των CNTs αναμένεται να είναι ανομοιομορφο, γεγονός που θα αυξήσει τις διακυμάνσεις του ηλεκτρικού δυναμικού στην διεπιφάνεια νανοδομημένου/bulk υλικού και στην ελεύθερη επιφάνεια του υμενίου σε μη αμελητέα επίπεδα. Επίσης, η ανομοιομορφία αυτή του ηλεκτρικού πεδίου αναμένεται να ενισχυθεί και από το φαινόμενο F - N (Ενότητα 2.4.3) το οποίο αναμένεται να εμφανιστεί κυρίως στα άκρα των CNTs, λόγω των πολύ μικρών διαστάσεών τους. Από τη άλλη μεριά, κατά τη διάρκεια της εκφόρτισης του υμενίου αναμένεται η αντιστροφή της προηγούμενης διαδικασίας, όπου τα CNTs θα λειτουργούν ως απαγωγός του εγγεόμενου φορτίου προς το κάτω ηλεκτρόδιο.

Λαμβάνοντας υπόψη τα προηγούμενα, είναι εμφανές ότι η μελέτη των διαδικασιών φόρτισης/εκφόρτισης σε διακόπτες MEMS απαιτεί την κατανόηση των μηχανισμών έγχυσης και μεταφοράς φορτίου, των μεταβολών του εγγεόμενου φορτίου και της

κινητικής του, έτσι ώστε η καλύτερη κατανόηση των διαδικασιών αυτών να απαιτεί την μελέτη τόσο πυκνωτών MIM όσο και διακοπών MEMS.

#### 4.10.1 Μελέτη πυκνωτών MIM

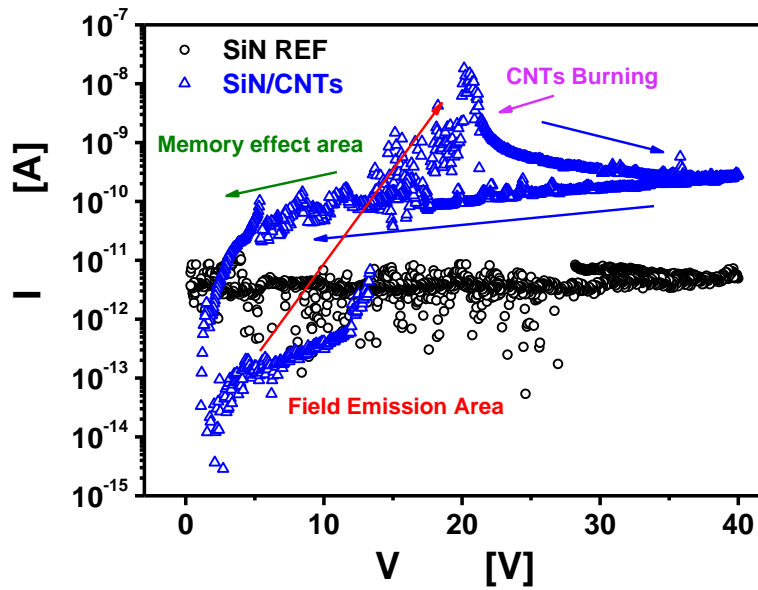
Για τους σκοπούς της παρούσας μελέτης χρησιμοποιήθηκαν δείγματα πυκνωτών MIM της ομάδας Δ (Ενότητα 3.4.4), τα οποία περιλαμβάνουν νανοδομημένα διηλεκτρικά υμένα  $\text{SiN}_x$  με CNTs (Δ2) και δείγματα αναφοράς (Δ1) χωρίς CNTs. Η εναπόθεση των υμενίων αυτών πραγματοποιήθηκε με τις ίδιες συνθήκες, με την μοναδική διαφοροποίηση τους να αποτελεί η εισαγωγή των CNTs. Υπενθυμίζεται ότι η διαδικασία εναπόθεσης και αφαίρεσης των προεξοχών των CNTs δεν εγγυάται την ομοιόμορφη κατανομή τους στην επάνω διεπιφάνεια και στον κάτω οπλισμό με συνέπεια την εμφάνιση διαφοροποιήσεων μεταξύ των δειγμάτων. Επισημαίνεται ότι στόχος της παρούσας διατριβής είναι η επίδραση των CNTs στις ηλεκτρικές ιδιότητες του  $\text{SiN}_x$  και όχι η στατιστική κατανομή τους. Συνεπώς, στις ηλεκτρικές μετρήσεις που ακολουθούν, οι παρατηρούμενες διαφορές που τυχόν ανιχνευθούν θα οφείλονται αποκλειστικά στην επίδραση των νανοδομών.

##### 4.10.1.1 Μελέτη του ρεύματος μεταφοράς μέσω χαρακτηριστικών I – V

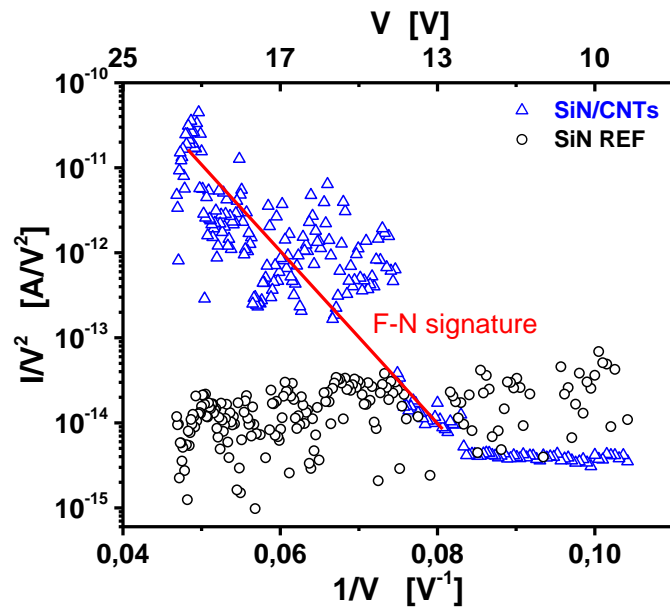
Στους πυκνωτές MIM προσδιορίστηκε το ρεύμα μεταφοράς των διατάξεων και μελετήθηκε η συμπεριφορά του με τις μεταβολές του εφαρμοζόμενου πεδίου φόρτισης. Οι χαρακτηριστικές I – V που ελήφθησαν από τα υλικά υπό μελέτη παρουσιάζονται στο Σχήμα 4.32, όπου φαίνεται ότι το ρεύμα αγωγιμότητας στα υμένα με CNTs είναι αυξημένο κατά περίπου δύο τάξεις μεγέθους σε σχέση με το υμένιο αναφοράς. Η συμπεριφορά αυτή μπορεί να ερμηνευθεί ως εξής:

Επειδή το μήκος των CNTs είναι μεγαλύτερο από το πάχος του πρώτου στρώματος  $\text{SiN}_x$  (100 nm), αναμένεται να κατανεμηθούν με τυχαίους προσανατολισμούς αυξάνοντας την ανομοιομορφία του ηλεκτρικού πεδίου στο στρώμα αυτό. Λαμβάνοντας υπόψη αυτό το γεγονός και αγνοώντας την ύπαρξη διεπιφανειακών φαινομένων που μπορεί να αναδυθούν ανάμεσα στα δύο στρώματα  $\text{SiN}_x$  (λόγω της διακοπής της εναπόθεσης για την ενσωμάτωση των CNTs), αναμένεται ότι η εφαρμογή διαφοράς δυναμικού στους οπλισμούς του πυκνωτή MIM με υλικό αναφοράς θα έχει ως αποτέλεσμα την εμφάνιση ομογενούς ηλεκτρικού πεδίου. Αντίθετα, το ηλεκτρικό πεδίο στο νανοδομημένο υμένιο θα χαρακτηρίζεται από αυξημένο βαθμό ανομοιομορφίας, όπου η έγχυση φορτίου αναμένεται να λαμβάνει χώρα μέσω του μηχανισμού εκπομπής πεδίου F - N.





Σχήμα 4.32: Χαρακτηριστικές  $I - V$  υμενίων  $\text{SiN}_x$  αναφοράς (REF) και νανοδομημένου με CNTs.



Σχήμα 4.33: Υπογραφή του μηχανισμού  $F - N$  στα υμένια  $\text{SiN}_x/\text{CNTs}$  με προσαρμογή των πειραματικών σημείων στην εξίσωση (4.19).

Το ενδεχόμενο της παρουσίας του μηχανισμού εκπομπής πεδίου δοκιμάστηκε χαράσσοντας το διάγραμμα  $F - N$  στην περιοχή ηλεκτρικών πεδίων  $0.5 \text{ MV/cm} < F < 1 \text{ MV/cm}$ . Στο Σχήμα 4.33 παρουσιάζεται το χαρακτηριστικό διάγραμμα υπογραφής του μηχανισμού  $F - N$ , ο οποίος διέπει την διαδικασία εκπομπής και εμφανίζεται μόνο στο νανοδομημένο υλικό. Προκειμένου να αποκομιστούν περισσότερες πληροφορίες για την επίδραση του μηχανισμού αυτού στο υλικό υπό μελέτη και υποθέτοντας ότι το έργο εξαγωγής των CNTs είναι  $\Phi = 4.5 \text{ eV}$  [226], η τιμή του συντελεστή ενίσχυσης υπολογίστηκε από την κλίση της ευθείας (Σχήμα 4.33) και εφαρμόζοντας την (4.21) ως  $\beta = (2.2 \pm 0.8) \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1}$ .

Θα πρέπει να σημειωθεί, ότι οι διαδικασίες εκπομπής πεδίου των CNTs έχουν μελετηθεί εκτενώς [227], [228], [229], [230], [231] και έχει βρεθεί ότι μπορούν να εμφανίσουν χαμηλά πεδία ενεργοποίησης [230], [231] με το  $\beta$  να μπορεί να παίρνει τιμές της τάξης του  $10^6 \text{ cm}^{-1}$  [228]. Η τιμή του συντελεστή ενίσχυσης  $\beta$  έχει βρεθεί ότι εξαρτάται από διάφορες παραμέτρους. Αρχικά, οι διαστάσεις των CNTs και πιο συγκεκριμένα ο λόγος τους (aspect ratio), συσχετίζεται άμεσα με τις ιδιότητες εκπομπής τους [227], [229], [231]. Επιπρόσθετα, η κατανομή των CNTs παίζει σημαντικό ρόλο στα ηλεκτρικά τους χαρακτηριστικά [229], [231] καθώς ο σχηματισμός πιθανών συσσωματωμάτων CNTs και η παρουσία δομικών ατελειών τους [231] σε συνδυασμό με τις ατέλειες του υπερκείμενου στρώματος  $\text{SiN}_x$ , αναμένεται να επηρεάσει τα μακροσκοπικά χαρακτηριστικά των μετρούμενων μεγεθών. Ακόμη, επισημαίνεται ότι ενώ αποτελεί κοινή αποδοχή το γεγονός ότι η εκπομπή πεδίου λαμβάνει χώρα από την επιφάνεια των άκρων του νανοσωλήνα, έχει επίσης αναφερθεί ότι η εκπομπή ηλεκτρονίων μπορεί να πραγματοποιηθεί και από την παράπλευρη επιφάνεια του [231], [232], φαινόμενο που μπορεί να έχει ως αποτέλεσμα την περαιτέρω αύξηση του συντελεστή  $\beta$ .

Αναφορικά με την ενεργό επιφάνεια εκπομπής, η τιμή της μπορεί να υπολογιστεί από την τεταγμένη επί την αρχή του Σχήματος 4.33 και εφαρμόζοντας την εξίσωση (4.20). Η τιμή της βρέθηκε να είναι  $\alpha = (4.3 \pm 0.3) \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$  για τα δείγματα που χρησιμοποιήθηκαν, τιμή που κρίνεται ιδιαίτερα ανακριβής λόγω της μεγάλης διασποράς των πειραματικών σημείων. Επιπλέον, η απουσία του μηχανισμού  $F-N$  για τάσεις πάνω από 40V (2MV/cm) και η εμφάνιση κόρου του μετρούμενου ρεύματος αποδίδεται στην περιοριστική δράση του υπερκείμενου υμενίου  $\text{SiN}_x$  και στο φαινόμενο προσρόφησης μορίων/ιόντων (adsorbates) από την επιφάνεια των CNTs που υποβαθμίζουν την διαδικασία εκπομπής [230], [231].

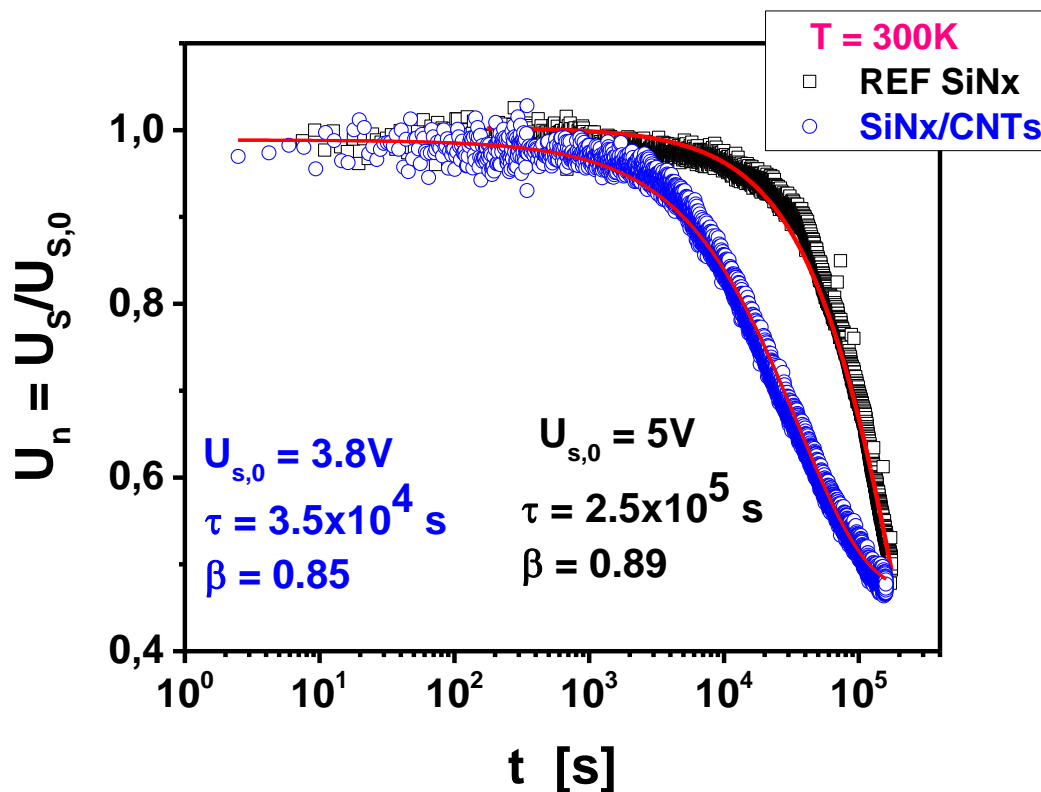
Επιπλέον, παρατηρείται αύξηση του μετρούμενου ρεύματος αγωγιμότητας κατά τον κλάδο επιστροφής (Σχήμα 4.32). Από το γεγονός ότι η  $I-V$  χαρακτηριστική επιστρέφει στο 0, η αύξηση της αγωγιμότητας δεν οφείλεται σε φόρτιση του διηλεκτρικού διότι στην περίπτωση αυτή το μετρούμενο ρεύμα θα έπρεπε να μηδενιστεί σε τάση διαφορετικής τιμής. Η συμπεριφορά αυτή συνάδει με την ύπαρξη του φαινομένου μνήμης (memory effect), το οποίο προέρχεται από την σύλληψη φορέων από «βαθιές» παγίδες εντός του ενεργειακού χάσματος, οι ενέργειες των οποίων μπορούν να φθάσουν σε τιμές έως και τα 1.4eV [233]. Η κατάληψη των παγίδων αυτών λαμβάνει χώρα παρουσία ισχυρών ηλεκτρικών πεδίων ( $\approx 5\text{MV/cm}$ ) [234], που δικαιολογείται από το υψηλό ηλεκτρικό πεδίο που παράγεται λόγω της παρουσίας των CNTs.

Τέλος, η μικρή τιμή του ρεύματος στην περίπτωση υμενίων αναφοράς (REF), που μετράται στα όρια του Keithley 6487 ( $10^{-14} \text{ A}$ ) (Σχήμα 4.32) πρέπει να αποδοθεί στη δημιουργία διεπιφανειακού στρώματος  $\text{SiON}$ , το οποίο έχει υψηλότερο ενεργειακό χάσμα από το  $\text{SiN}_x$  [235] και συμπεριφέρεται ως φραγμός δυναμικού. Το πάχος του στρώματος αυτού εξαρτάται από τις συνθήκες πλάσματος οξυγόνου που χρησιμοποιείται για την αφαίρεση των προεξοχών των CNTs [236]. Δεδομένου ότι η διαδικασία αυτή υφίσταται και στα δύο υλικά (REF και  $\text{SiN}_x/\text{CNTs}$ ), το υψηλό

ηλεκτρικό πεδίο που αναπτύσσεται στην κορυφή των CNTs υποβαθμίζει την παρουσία του φραγμού δυναμικού.

#### 4.10.1.2 Μελέτη της εκφόρτισης

Στους πυκνωτές MIM της ομάδας δειγμάτων Δ, μελετήθηκε επίσης η διαδικασία εκφόρτισης μέσω του διηλεκτρικού υμενίου με τη διάταξη KP. Η φόρτιση των υμενίων πραγματοποιήθηκε υπό την εφαρμογή σταθερού ηλεκτρικού πεδίου έντασης 1 MV/cm και για χρόνο  $t_c = 20$  min. Η χρήση των πυκνωτών MIM δεν επιτρέπει την εμφάνιση ανομοιόμορφης κατανομής φορτίου λόγω της παρουσίας του επάνω ηλεκτροδίου, με αποτέλεσμα το μετρούμενο επιφανειακό δυναμικό να οφείλεται σε μία ομοιόμορφη κατανομή φορτίου, με την πυκνότητα της πρακτικά να ισούται με την μέση πυκνότητα φορτίου που υπολογίζεται από την ολίσθηση του  $V_{min}$  κατά την κατάσταση OFF ενός διακόπτη RF – MEMS [157].



Σχήμα 4.34: Κανονικοποιημένες τιμές της πτώσης του επιφανειακού δυναμικού κατά την εκφόρτιση των υμενίων REF SiNx και SiNx/CNTs, σε θερμοκρασία 300K. Η προσαρμογή των πειραματικών σημείων έγινε με την εξίσωση (3.32).

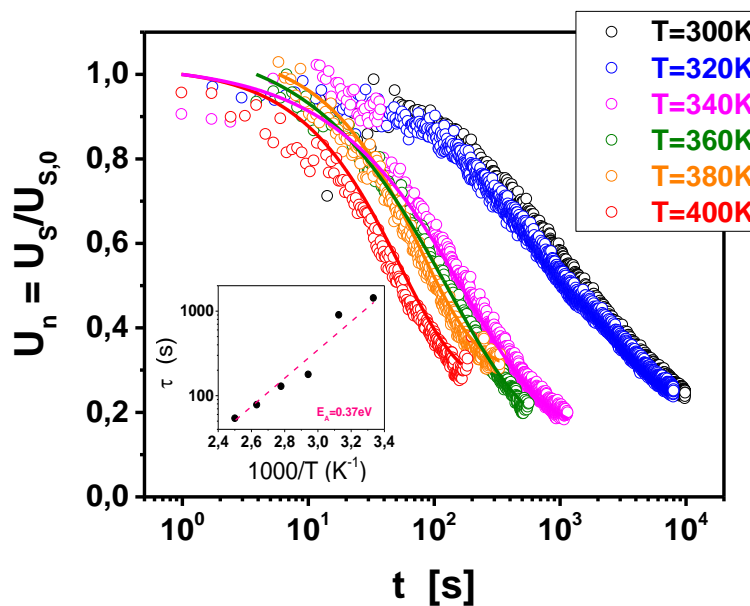
Στο Σχήμα 4.34 φαίνεται η ελάττωση του επιφανειακού δυναμικού για τα δείγματα αναφοράς και τα νανοδομημένα υμένια, για θερμοκρασία 300K. Η προσαρμογή με νόμο stretched exponential έδειξε ότι η εκφόρτιση των υμενίων με CNTs είναι ταχύτερη, με την υπολογισμένη τιμή της σταθεράς χρόνου να είναι μικρότερη κατά μία τάξη μεγέθους σε σχέση με το υλικό αναφοράς.

Από το Σχήμα 4.34 είναι φανερό ότι η ταχύτερη εκφόρτιση των νανοδομημένων υμενίων οφείλεται στην παρουσία των CNTs που έχουν ενσωματωθεί στο κάτω μισό του διηλεκτρικού υμενίου, που υποβοηθούν την απομάκρυνση του εγχεόμενου φορτίου από τον κάτω μεταλλικό σπλισμό. Ακόμη, λόγω του τυχαίου προσανατολισμού των CNTs αναμένεται να υπάρχει μεγαλύτερη «ποικιλία» αγώγιμων μονοπατιών έτσι ώστε να διευκολύνεται η μετακίνηση φορτίου κατά την εκφόρτιση του υμενίου. Τα παραπάνω μπορούν να εξηγήσουν σε κάποιο βαθμό την μικρότερη τιμή της παραμέτρου  $\beta$  στο νανοδομημένο υλικό, το οποίο παρουσιάζει μεγαλύτερο βαθμό της πολυπλοκότητας της διαδικασίας εκφόρτισης. Τέλος, η τιμή του δυναμικού εκκίνησης  $U_{s,0}$  βρέθηκε να είναι μικρότερη στα υμένια με CNTs, για τις ίδιες συνθήκες φόρτισης, αποτέλεσμα που δείχνει χαμηλότερα επίπεδα φόρτισης στο υλικό αυτό.

Η διαδικασία εκφόρτισης των νανοδομημένων υμενίων βρέθηκε να είναι θερμικά ενεργοποιούμενη (Σχήμα 4.35), με την σταθερά χρόνου εκφόρτισης να υπακούει στο νόμο του Fröhlich [237]:

$$\tau = \tau_0 \cdot \exp\left(\frac{E_A}{k_B T}\right) \quad (4.23)$$

όπου  $\tau_0 = 9.4 \cdot 10^{-4}$  s η σταθερά χρόνου σε άπειρη θερμοκρασία και  $E_A = 0.37$  eV η ενέργεια ενεργοποίησης στο νανοδομημένο υλικό. Παρόμοια, στα δείγματα αναφοράς βρέθηκαν οι τιμές  $\tau_0 = 3 \cdot 10^{-4}$  s και  $E_A = 0.53$  eV.



Σχήμα 4.35: Κανονικοποιημένες τιμές του επιφανειακού δυναμικού κατά την εκφόρτιση των υμενίων  $SiN_x/CNTs$ , για διάφορες θερμοκρασίες με προσαρμογή στην εξίσωση (3.32). Στο ένθετο φαίνεται το διάγραμμα Arrhenius του χαρακτηριστικού χρόνου εκφόρτισης.

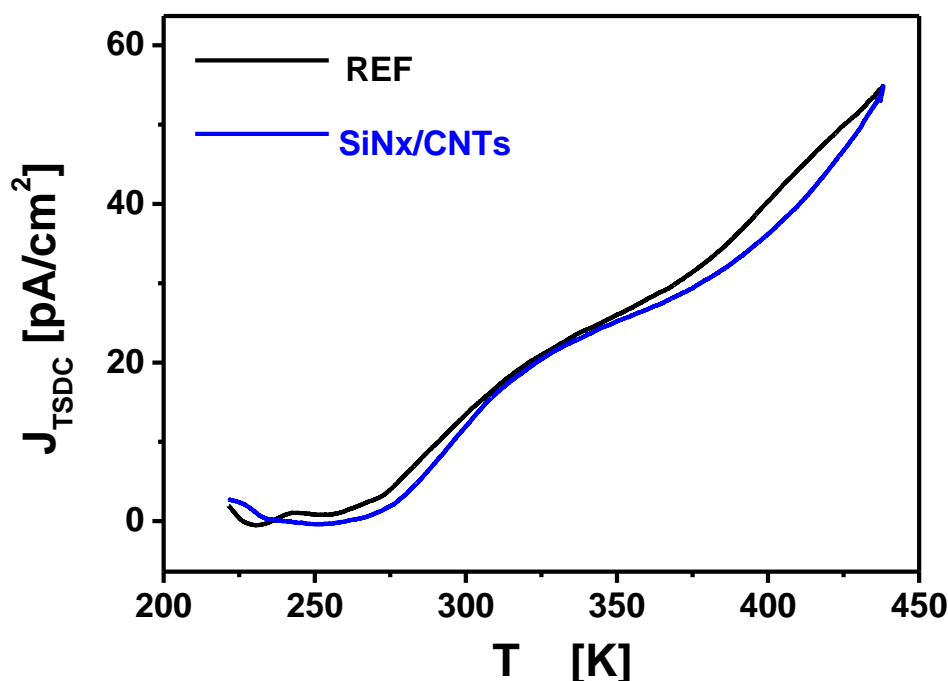
### 4.10.1.3 Μελέτη ηλεκτρικά ενεργών ατελειών

Η μελέτη της εκφόρτισης των διηλεκτρικών υμενίων μέσω της ελάττωσης του επιφανειακού δυναμικού αποτελεί μοναδική προσέγγιση της συμπεριφοράς των διατάξεων MEMS. Η ελάττωση του επιφανειακού δυναμικού με μεταφορά φορτίου μέσω του διηλεκτρικού υμενίου αποτελεί σύνθετο φαινόμενο που είναι προϊόν εκπομπής φορτίου από παγίδες, όπου είχε συλληφθεί κατά τη διάρκεια της φόρτισης και τη μεταφορά του στο κάτω ηλεκτρόδιο. Επειδή τόσο ο ρυθμός εκπομπής φορτίου από παγίδες όσο και οι μηχανισμοί μεταφοράς Hopping και Poole-Frenkel είναι θερμικά ενεργοποιούμενοι, η μακροσκοπική σταθερά χρόνου που προκύπτει από το νόμο του Fröhlich [237] (ένθετο του Σχήμα 4.35) αποτελεί απλά συνισταμένη των προαναφερθέντων μηχανισμών. Σε ότι αφορά το  $\text{SiN}_x$  η κατανομή των κέντρων παγίδευσης μέσα στο ενεργειακό χάσμα και η πυκνότητα τους καθορίζονται από τις συνθήκες εναπόθεσης. Όπως ξεκάθαρα φαίνεται στο Σχήμα 4.34 η παρουσία και η έγχυση ηλεκτρονίων από τα CNTs μειώνουν τη σταθερά χρόνου εκφόρτισης κατά μία τάξη μεγέθους. Επειδή δεν είναι σαφής η συνεισφορά των CNTs στον μηχανισμό εκφόρτισης, πέραν της διαμόρφωσης του ηλεκτρικού πεδίου, κρίθηκε αναγκαία η μελέτη της επίδρασης των CNTs στους επιμέρους μηχανισμούς εκφόρτισης των παγίδων με τη βοήθεια φασμάτων TSDC.

Θα πρέπει να επισημανθεί ότι λόγω της άμορφης δομής του μη στοιχειομετρικού και πλούσιου σε πυρίτιο υμενίου  $\text{SiN}_x$  ( $x < 1.33$ ) τα φάσματα TSDC επηρεάζονται άμεσα από τις συνθήκες δόμησης, αποτελούμενα από μία συνεχή συνιστώσα η οποία μπορεί να παρουσιάσει μέγιστο σε θερμοκρασίες  $T_{max} > 440\text{K}$ . Η συνεχής συνιστώσα συνοδεύεται από περισσότερο ή λιγότερο διακριτές συνεισφορές που μπορούν να διαχωριστούν με προσαρμογή του αθροίσματος των ρευμάτων αποπόλωσης στα πειραματικά δεδομένα [184], [22], [238], [239].

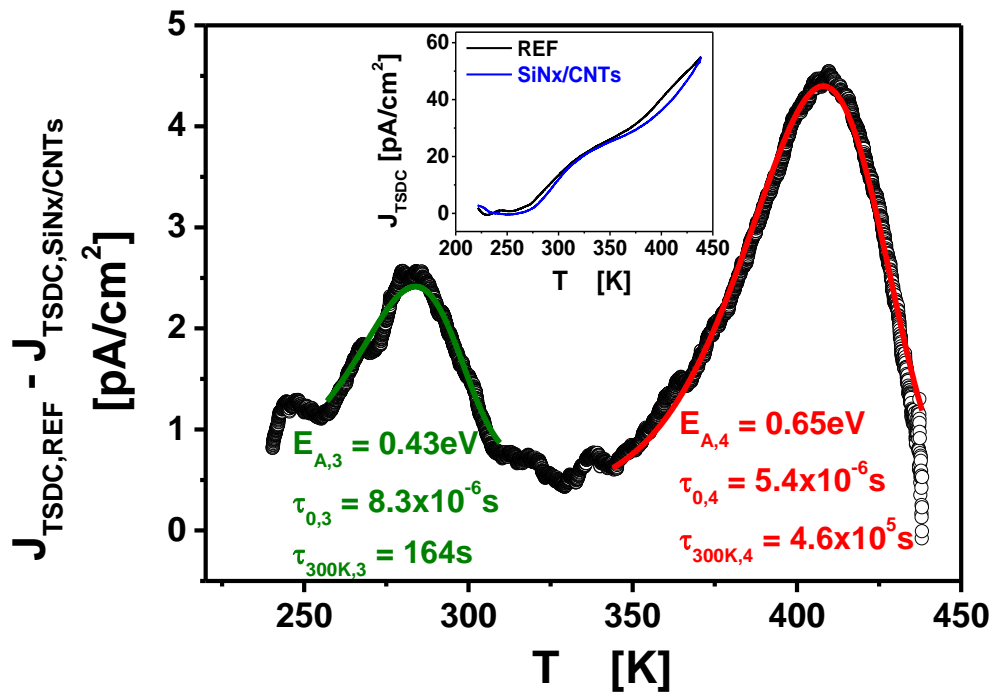
Οι συνθήκες φόρτισης σε ότι αφορά την ένταση του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου ήταν  $1\text{ MV/cm}$  για χρόνο  $t_c = 20\text{ min}$ . Αναγκαία ήταν η διαφοροποίηση της θερμοκρασίας φόρτισης  $T_p = 440\text{K}$  για την επίτευξη φόρτισης κόρου. Αυτό είχε ως αποτέλεσμα να μην αναμένεται πλήρης συμφωνία μεταξύ των αποτελεσμάτων υπολογισμού φορτίου από την ελάττωση του επιφανειακού δυναμικού και του ρεύματος αποπόλωσης. Εν γένει, το μέγεθος του συλλεγόμενου φορτίου στο εξωτερικό κύκλωμα αναμένεται να είναι μικρότερο στην μέθοδο TSDC διότι στη διάταξη KP η μετρούμενη ελάττωση του επιφανειακού δυναμικού οφείλεται αποκλειστικά στην μεταφορά του εγχέομένου/παγιδευμένου φορτίου προς το κάτω ηλεκτρόδιο και διαμέσου του διηλεκτρικού. Αντιθέτως, στην μέθοδο TSDC το μετρούμενο ρεύμα εκφόρτισης προκύπτει από το αλγεβρικό άθροισμα του φορτίου που ρέει από τα ηλεκτρόδια έγχυσης και από το φορτίο που ρέει διαμέσου του διηλεκτρικού, όπου λαμβάνει χώρα η επανασύνδεση και η συλλογή των φορέων από τα αντίθετα ηλεκτρόδια [237]. Συνεπώς, το φορτίο που συλλέγεται από το εξωτερικό κύκλωμα κατά την διάρκεια του πειράματος TSDC αναμένεται να είναι μικρότερο από το συνολικό φορτίο που μετράται με τη διάταξη KP.

Στο Σχήμα 4.36 παρουσιάζονται τα φάσματα TSDC των νανοδομημένων υμενίων ( $\text{SiN}_x/\text{CNTs}$ ) και των δειγμάτων αναφοράς (REF). Το ρεύμα αποπόλωσης του δείγματος REF είναι σε όλες τις θερμοκρασίες μεγαλύτερο και διαφοροποιείται σημαντικά στις περιοχές 240K – 320K και 350K – 440K. Η διαφορά των φασμάτων  $J_{REF} - J_{\text{SiN}_x/\text{CNTs}}$  παρουσιάζεται στο Σχήμα 4.37, όπου στη συνέχεια τα πειραματικά σημεία προσαρμόστηκαν στην εξίσωση (3.14) με την υπόθεση ότι η μορφή του φάσματος TSDC οφείλεται στην παρουσία δύο διακριτών μηχανισμών.



Σχήμα 4.36: Φάσματα TSDC των υμενίων αναφοράς (REF) και εμπλουτισμένων με CNTs, όπου διακρίνεται σαφώς η μείωση της συνεισφοράς συνιστωσών στην περίπτωση του νανοδομημένου υμενίου

Η παρουσία των CNTs επηρεάζει με ξεκάθαρο τρόπο τα φάσματα TSDC, όπως φαίνεται στο Σχήμα 4.36. Το ρεύμα του φάσματος των πυκνωτών MIM με νανοδομημένο υμένιο είναι σαφώς μικρότερο του αντίστοιχου δείγματος αναφοράς. Επιπλέον, στο φάσμα του νανοδομημένου υμενίου φαίνεται να απουσιάζουν δύο συνιστώσες, η πρώτη στην περιοχή των 290K και η δεύτερη στην περιοχή των 400K. Επίσης, από τις διαφορές των δύο φασμάτων διαφαίνεται ότι το παγιδευμένο φορτίο αυτών των συνιστωσών δεν επηρεάζει σημαντικά την περαιτέρω ανάλυση των TSDC φασμάτων. Τέλος, κάθε φάσμα φαίνεται να αποτελείται από δύο συνιστώσες, μία με σαφή κορυφή σε θερμοκρασίες κοντά στα 325K και μία πέραν των 440K στις οποίες, για το παράθυρο των μετρήσεων, εκτιμάται ότι συγκεντρώνεται το σημαντικότερο μέρος του παγιδευμένου φορτίου. Με αυτά τα δεδομένα επιχειρήθηκε η ανάλυση των φασμάτων λαμβάνοντας τη διαφορά των ρευμάτων TSDC, όπου αναδείχθηκε η παρουσία δύο διακριτών συνεισφορών (Σχήμα 4.37) τα χαρακτηριστικά των οποίων προσδιορίστηκαν με προσαρμογή της εξίσωσης (3.14).



Σχήμα 4.37: Η αφαίρεση των φασμάτων TSDC μεταξύ των δειγμάτων SiN<sub>x</sub>/CNTs και REF και ανάλυση του αποτελέσματος στις περιοχές υψηλών και χαμηλών θερμοκρασιών. Στο ένθετο διάγραμμα φαίνονται τα αρχικά φάσματα TSDC των δύο υλικών υπό μελέτη.

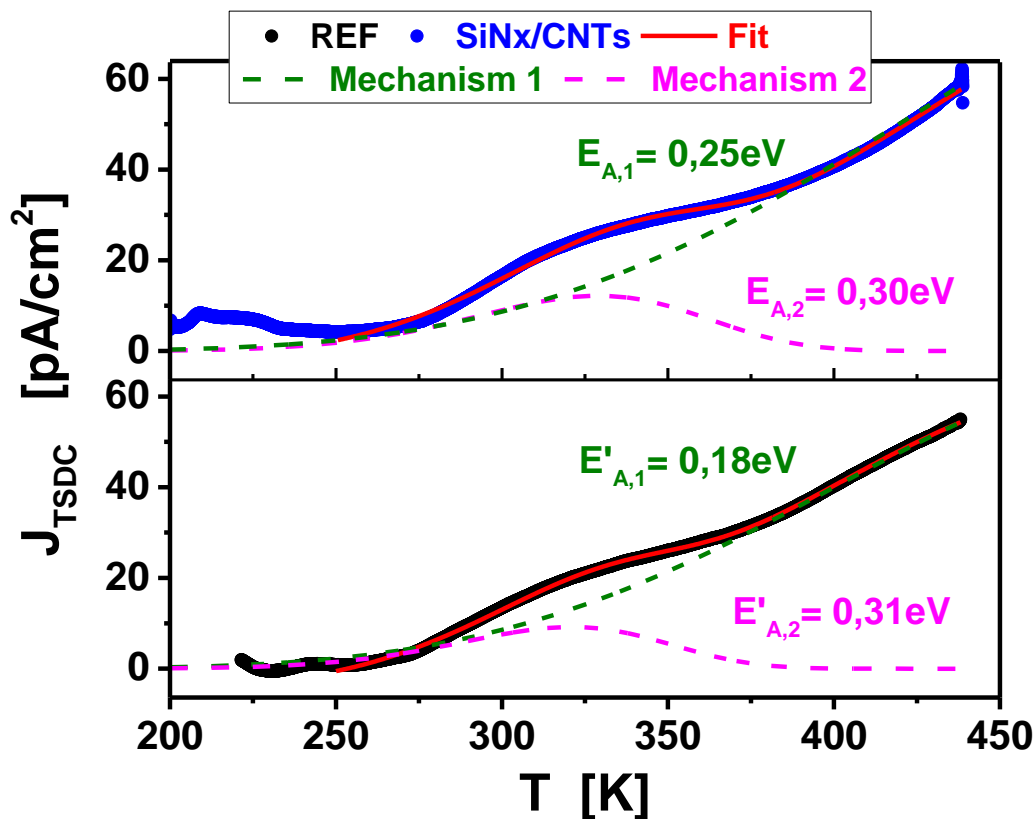
Στην περιοχή των χαμηλών θερμοκρασιών ( $T < 300\text{K}$ ) η ενέργεια ενεργοποίησης του μηχανισμού είναι  $E_{A,3} = 0.43\text{ eV}$ , η σταθερά χρόνου σε άπειρη θερμοκρασία  $\tau_{0,3} = 8.3 \cdot 10^{-6}\text{ s}$  και το συλλεγόμενο φορτίο στο εξωτερικό κύκλωμα  $\sigma_3 = 3.4 \cdot 10^{-9}\text{ C/cm}^2$ , που συνεισφέρει στο επιφανειακό δυναμικό κατά  $\Delta U_s = 0.1\text{V}$ . Η αναγωγή όμως του χαρακτηριστικού χρόνου σε θερμοκρασία δωματίου, χρησιμοποιώντας τη σχέση (4.23), έδωσε την τιμή  $\tau_{300\text{K},3} = 164\text{ s}$ .

Στην περιοχή των υψηλών θερμοκρασιών του Σχήματος 4.37, η ανάλυση ανέδειξε τιμές  $E_{A,4} = 0.65\text{ eV}$ ,  $\tau_{0,4} = 5.4 \cdot 10^{-6}\text{ s}$  και  $\sigma_4 = 7.2 \cdot 10^{-9}\text{ C/cm}^2$ , που συνεισφέρει στο επιφανειακό δυναμικό κατά  $\Delta U_s = 0.2\text{V}$ . Η σταθερά χρόνου σε θερμοκρασία δωματίου του μηχανισμού αυτού υπολογίστηκε με την βοήθεια της (4.23) ως  $\tau_{300\text{K},4} = 4.6 \cdot 10^5\text{ s}$ , τιμή που αντιστοιχεί σε χρονική διάρκεια πέντε περίπου ημερών. Το γεγονός ότι αυτοί οι μηχανισμοί (Μηχανισμός 3 και 4), που ανιχνεύθηκαν από την αφαίρεση των φασμάτων TSDC συνεισφέρουν μόνο στα υμένια αναφοράς, οδηγεί στο συμπέρασμα ότι η παρουσία των CNTs με τυχαίο προσανατολισμό οδηγεί σε διηλεκτρικά υμένια με βελτιωμένες ηλεκτρικές ιδιότητες για την υποβάθμιση της διηλεκτρικής φόρτισης και συνεπώς επέκταση του χρόνου ζωής των διακοπών χωρητικότητας MEMS. Θα πρέπει όμως να επισημανθεί ότι η μικρή συνεισφορά στο δυναμικό επιφάνειας υποδεικνύει την ανάγκη συστηματικής μελέτης της μεθοδολογίας εναπόθεσης και διασποράς των CNTs καθώς και της διαδικασίας αφαίρεσης των τμημάτων των CNTs που προεξέχουν από το κάτω στρώμα του νιτριδίου του πυριτίου.

Τα φάσματα TSDC που παρουσιάστηκαν στο Σχήμα 4.36 αναλύθηκαν περαιτέρω για τον προσδιορισμό των βασικών συνεισφορών που προέρχονται από σημαντική



συγκέντρωση παγιδευμένου φορτίου. Στην ανάλυση που ακολουθεί, η συνεισφορά των μηχανισμών 3 και 4 δεν λήφθηκε υπόψη διότι καταρχήν θεωρήθηκε πολύ μικρή. Συνεπώς, το ρεύμα TSDC και στα δύο υμένια θεωρήθηκε ότι προκύπτει από το άθροισμα δύο συνιστωσών, των οποίων η ανάλυση με τις υπολογισμένες τιμές των ενεργειών ενεργοποίησης παρουσιάζονται στο Σχήμα 4.38.



Σχήμα 4.38: Φάσμα TSDC των υμενίων SiN<sub>x</sub> με CNTs και ανάλυση του υπό την υπόθεση παρουσίας δύο κυρίαρχων μηχανισμών εκφόρτισης. Στο ένθετο διάγραμμα φαίνεται η αντίστοιχη ανάλυση του φάσματος TSDC για τα δείγματα αναφοράς

Από την ανάλυση του φάσματος TSDC στα νανοδομημένα υμένια βρέθηκε ότι ο πρώτος μηχανισμός έχει ενέργεια ενεργοποίησης  $E_{A,1} = 0.25$  eV, ενώ ο δεύτερος μηχανισμός  $E_{A,2} = 0.30$  eV. Στα δείγματα αναφοράς οι αντίστοιχες τιμές των ενεργειών ενεργοποίησης κάθε μηχανισμού βρέθηκαν να είναι  $E'_{A,1} = 0.18$  eV και  $E'_{A,2} = 0.31$  eV. Έτσι, φαίνεται από τα παραπάνω ότι η παρουσία των CNTs επηρεάζει κυρίως τον πρώτο μηχανισμό, ο οποίος εμφανίζεται στην περιοχή των υψηλών θερμοκρασιών.

Επιπρόσθετα, υπολογίστηκε και η συνολική πυκνότητα φορτίου που συλλέγεται στο εξωτερικό κύκλωμα κατά την εκφόρτιση των υμενίων (από  $T_1 = 200$  K έως  $T_2 = 440$  K), με ολοκλήρωση του φάσματος TSDC εφαρμόζοντας την σχέση (3.16). Η τιμή του υπολογισμένου φορτίου TSDC βρέθηκε να είναι  $1.02 \cdot 10^{-7}$  C/cm<sup>2</sup> και  $1.25 \cdot 10^{-7}$  C/cm<sup>2</sup> για τα νανοδομημένα και τα δείγματα αναφοράς αντίστοιχα, όπου παρατηρείται ελάττωση του συνολικού φορτίου κατά περίπου 23% στα υμένια με CNTs. Η συμπεριφορά αυτή, αποδίδεται στην μεγαλύτερη μέση τιμή του ηλεκτρικού πεδίου εντός του διηλεκτρικού κατά τη φόρτιση των νανοδομημένων υμενίων. Έτσι λοιπόν, η συνεισφορά της διαδικασίας Poole – Frenkel στην ανακατανομή του



εγγεόμενου φορτίου αναμένεται να είναι εντονότερη, με αποτέλεσμα την βαθύτερη μετακίνηση του κεντροειδούς της κατανομής του εγγεόμενου φορτίου εντός του διηλεκτρικού, με συνέπεια τα νανοδομημένα υμένα να χαρακτηρίζονται από χαμηλά επίπεδα φόρτισης. Σε αυτό το σημείο θα πρέπει να δοθεί ιδιαίτερη έμφαση στο γεγονός ότι η συνεισφορά του Μηχανισμού 1 και στα δύο υμένα εκτείνεται σε σημαντικό εύρος θερμοκρασιών γεγονός το οποίο θα πρέπει να αποδοθεί σε συμμετοχή πολλών διαδοχικών μηχανισμών με ή χωρίς κατανομή fractal των χαρακτηριστικών χρόνων [172] (Ενότητα 3.3.2.2). Επιπλέον, η συνεχής κατανομή της πυκνότητας καταστάσεων στο ενεργειακό χάσμα λόγω άμορφης δομής και απόκλισης από τη στοιχειομετρία μπορούν να οδηγήσουν σε αντίστοιχα αποτελέσματα. Με δεδομένο ότι δύο συνεισφορές αφαιρούνται με την παρουσία των CNTs, οι διαφορές στις τιμές των προσδιοριζόμενων ενεργειών ενεργοποίησης των  $E_{A,1}$  δικαιολογούνται. Τέλος, είναι σημαντικό να επισημανθεί ότι η συνεισφορά του Μηχανισμού 2 δεν επηρεάζεται από την επιλεγείσα νανοδόμηση.

Τα συγκεντρωτικά αποτελέσματα της μελέτης του ρεύματος εκφόρτισης με τη μέθοδο TSDC και διάταξη KP για τα υλικά που χρησιμοποιήθηκαν, παρουσιάζονται στον Πίνακα 12. Στον πίνακα αυτό, επισημαίνεται ότι το  $\sigma$  υποδηλώνει την συνολική ισοδύναμη πυκνότητα φορτίου στην μέτρηση με KP (Εξ. (3.2)), ενώ στις μετρήσεις TSDC αναφέρεται στο φορτίο που μετράται στο εξωτερικό κύκλωμα για κάθε μηχανισμό ξεχωριστά (Εξ. ((3.16)). Ακόμη, υπολογίστηκε η συνεισφορά κάθε μηχανισμού στην διαμόρφωση του ολικού επιφανειακού δυναμικού  $U_s$  που μετράται με τη διάταξη KP. Η σταθερά χρόνου  $\tau_{300K}$  κάθε μηχανισμού υπολογίστηκε μέσω της (4.23), ενώ τα χαρακτηριστικά των δύο επιπλέον μηχανισμών που προέκυψαν από την αφαίρεση των φασμάτων TSDC (Σχήμα 4.37) παρουσιάζονται στις τελευταίες δύο στήλες του Πίνακα 12 (Μηχανισμοί 3 και 4).

Πίνακας 12: Χαρακτηριστικά των ταυτοποιημένων μηχανισμών εκφόρτισης με την διάταξη KP και TSDC στα δείγματα υπό μελέτη.

		KP	TSDC			
			Mechanism 1	Mechanism 2	Mechanism 3	Mechanism 4
REF	$E_A$ (eV)	0.53	0.18	0.31	0.43	0.65
	$\tau_{300K}$ (s)	$2.5 \cdot 10^5$	$7.3 \cdot 10^4$	$3.2 \cdot 10^3$	164	$4.6 \cdot 10^5$
	$\sigma$ (C/cm <sup>2</sup> )	$1.6 \cdot 10^{-7}$	$1.1 \cdot 10^{-7}$	$1.5 \cdot 10^{-8}$	$3.4 \cdot 10^{-9}$	$7.2 \cdot 10^{-9}$
	$U_s$ (V)	5	3.6	0.5	0.1	0.2
SiN <sub>x</sub> /CNTs	$E_A$ (eV)	0.37	0.25	0.30	-	-
	$\tau_{300K}$ (s)	$3.5 \cdot 10^4$	$5.5 \cdot 10^4$	$2.2 \cdot 10^3$	-	-
	$\sigma$ (C/cm <sup>2</sup> )	$1.2 \cdot 10^{-7}$	$9.1 \cdot 10^{-8}$	$1.1 \cdot 10^{-8}$	-	-
	$U_{eq}$ (V)	3.8	2.9	0.4		

Σύμφωνα με τα αποτελέσματα του Πίνακα 12, οι Μηχανισμοί 1 και 2 παρουσιάζουν χαμηλότερες τιμές των παραμέτρων  $\tau_{300K}$  και  $\sigma$  στα νανοδομημένα υμένα. Ο Μηχανισμός 3, που ταυτοποιήθηκε στα δείγματα αναφοράς μέσω της μεθόδου TSDC και εμφανίζει σταθερά χρόνου της τάξης των 100 s, είναι πολύ πιθανό να αποτελεί τον ίδιο μηχανισμό που έχει εμφανιστεί και σε άλλα δείγματα SiN<sub>x</sub> που έχουν

κατασκευαστεί με την μέθοδο PECVD. Πιο συγκεκριμένα, στην εργασία των Papandreou et al [23] ταυτοποιήθηκε ένας μηχανισμός εκφόρτισης με ενέργεια ενεργοποίησης 0.4 eV και χαρακτηριστικό χρόνο περίπου 100 s σε θερμοκρασία δωματίου σε υμένα SiN<sub>x</sub> που κατασκευάστηκαν με διαφορετικές συνθήκες εναπόθεσης.

Ακόμη, είναι αξιοσημείωτο το γεγονός ότι στα δείγματα αναφοράς η τιμή της παραμέτρου  $\tau_{300K}$  που προσδιορίστηκε με την διάταξη KP είναι της ίδιας τάξης μεγέθους με την αντίστοιχη τιμή του Μηχανισμού 4 που προσδιορίστηκε με τη μέθοδο TSDC, παρόλο που υπάρχει μικρή διαφορά των υπολογισμένων τιμών των ενεργειών ενεργοποίησης. Επίσης, φαίνεται ότι το ολικό επιφανειακό δυναμικό που προκύπτει από την μέθοδο TSDC με άθροιση των δυναμικών των επιμέρους μηχανισμών ( $U_{s,TSDC} = \sum U_{s,i}$ ) είναι κοντά στο δυναμικό εκκίνησης της διάταξης KP, και μάλιστα η διαφορά των συνολικών δυναμικών των δύο υλικών  $\Delta U_s = U_{s,REF} - U_{s,CNTs}$  είναι παρόμοια. Συνέπεια αυτού είναι ότι οι πειραματικές διατάξεις που χρησιμοποιήθηκαν δεν καθορίζουν τις μεταβολές μεταξύ νανοδομημένου υμενίου και υμενίου αναφοράς, παρά μόνο τη διαμόρφωση του αρχικού δυναμικού της εκάστοτε πειραματικής διαδικασίας.

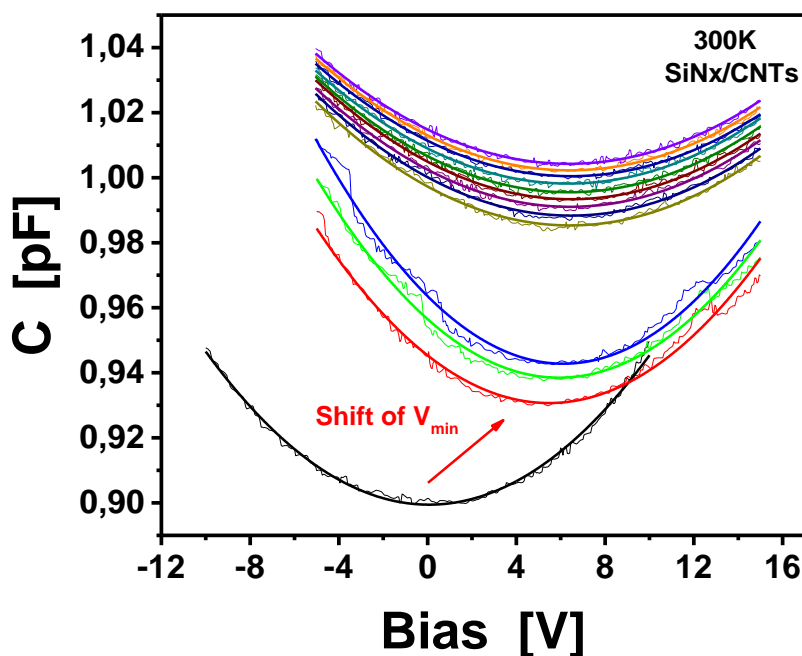
Από την προηγούμενη μακροσκοπική ανάλυση με KP, είναι φανερό ότι η παρουσία των CNTs έχει ως συνέπεια την εξασφάλιση χαμηλών επιπέδων φόρτισης και ταχύτερης εκφόρτισης των νανοδομημένων υμενίων SiN<sub>x</sub>. Η ανάλυση των φασμάτων TSDC έδειξε ότι η παρουσία των CNTs α) εξαλείφει την παρουσία δύο μηχανισμών εκφόρτισης (Μηχανισμός 3 και 4), που συναντώνται στα δείγματα αναφοράς και β) η εξάλειψη των Μηχανισμών 3, 4 οδηγεί στην καταστολή των Μηχανισμών 1 και 2. Λαμβάνοντας υπόψη ότι στο συνολικό φορτίο TSDC η μεγαλύτερη συνεισφορά προέρχεται από τον Μηχανισμό 1, εξάγεται το συμπέρασμα ότι η ταχύτερη εκφόρτιση των νανοδομημένων υμενίων οφείλεται κατά ένα μεγάλο μέρος στην καταστολή του Μηχανισμού 1. Έχοντας υπόψη ότι η διαδικασία εκφόρτισης των χωρητικών διακοπών RF – MEMS λαμβάνει χώρα κατά την κατάσταση OFF του διακόπτη, όπου το εγχεόμενο φορτίο μεταφέρεται μέσω του διηλεκτρικού, είναι φανερό ότι η καταστολή του Μηχανισμού 1 λόγω της παρουσίας των CNTs θα οδηγήσει σε αύξηση της αξιοπιστίας της διάταξης. Με βάση τα αποτελέσματα αυτά, η εισαγωγή CNTs στα υμένα SiN<sub>x</sub> αναμένεται να βελτιώσει την αξιοπιστία των διακοπών RF – MEMS, αυξάνοντας το χρόνο ζωής τους.

#### 4.10.2 Μελέτη φόρτισης/εκφόρτισης των διακοπών MEMS

Η επίδραση της νανοδόμησης στα ηλεκτρικά χαρακτηριστικά των υμενίων SiN<sub>x</sub> μελετήθηκε και στην περίπτωση διακοπών MEMS, όπου χρησιμοποιήθηκαν οι αντίστοιχες διατάξεις της ομάδας δειγμάτων Δ. Στους διακόπτες αυτούς, σε κάθε κύκλο φόρτισης εφαρμόστηκε διαφορά δυναμικού 40V ( $V_{PI} \cong 35V$ ) για χρόνο 4 min, ενώ στο τέλος κάθε κύκλου καταγράφονταν η C – V χαρακτηριστική του διακόπτη κατά τη κατάσταση OFF ( $V_{appl} < V_{PI}$ ). Η διαδικασία φόρτισης επαναλαμβάνονταν έτσι ώστε ο συνολικός χρόνος φόρτισης να είναι 40min (10 κύκλοι φόρτισης), ακολουθώντας την πειραματική διαδικασία που αναφέρεται στην Ενότητα 3.2.1. Με την ολοκλήρωση του

σταδίου της φόρτισης, ακολούθησε η καταγραφή της εκφόρτισης με την λήψη επαναλαμβανόμενων χαρακτηριστικών  $C - V$  για συνολικό χρόνο 6 ωρών. Από τις χαρακτηριστικές  $C - V$  που ελήφθησαν κατά τα στάδια φόρτισης/εκφόρτισης προσδιορίστηκε η τιμή της τάσης που αντιστοιχεί στην ελάχιστη χωρητικότητα ( $V_{min}$ ) με την προσαρμογή παραβολής στα πειραματικά δεδομένα.

Αξίζει εδώ να σημειωθεί ότι έχοντας υπόψη τις καθυστερήσεις (delays) του μετρητικού συστήματος και το εφαρμοζόμενο βήμα τάσης (50mV), η τιμή του  $V_{min}$  καταγράφονταν περίπου 30s μετά την ολοκλήρωση του κάθε κύκλου φόρτισης. Επομένως, η διαδικασία της φόρτισης μπορεί να θεωρηθεί ως μία κυκλική διαδικασία φόρτισης 4 min και εκφόρτισης διάρκειας 60s. Όπως θα δούμε στα επόμενα, ο χρόνος εκφόρτισης κάθε κύκλου φόρτισης μπορεί να θεωρηθεί αμελητέος σε σύγκριση με τις σταθερές χρόνου που υπολογίστηκαν, έτσι ώστε να υποτεθεί χωρίς σημαντικά σφάλματα ότι η φόρτιση του διηλεκτρικού υμενίου αποτελεί μία συνεχή διαδικασία. Τέλος, όλες οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν σε θερμοκρασία 300K.



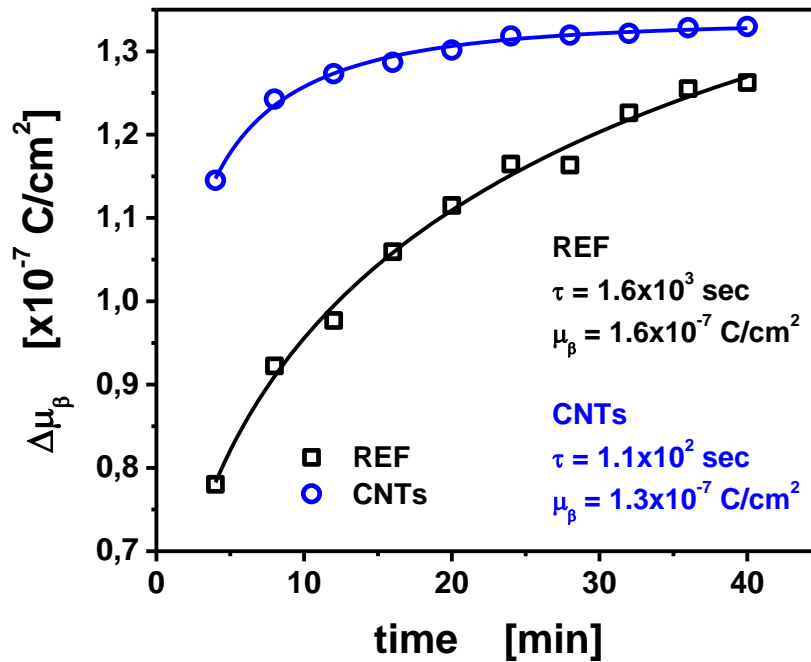
Σχήμα 4.39: Ολίσθηση της χαρακτηριστικής  $C - V$  διακόπτη MEMS με νανοδομημένο διηλεκτρικό υμένιο μετά από κάθε στάδιο φόρτισης και αντίστοιχη ολίσθηση του  $V_{min}$  για  $T=300K$ .

Ο χρόνος ζωής ενός χωρητικού διακόπτη RF – MEMS μπορεί να εκτιμηθεί από τις σταθερές χρόνου φόρτισης και εκφόρτισης, οι οποίοι ελέγχουν το εγχεόμενο φορτίο κατά την κατάσταση ON και το απαγόμενο φορτίο κατά την κατάσταση OFF. Σημειώνεται ότι κατά την ενεργοποίηση του διακόπτη, το ηλεκτρικό πεδίο που αναπτύσσεται είναι σημαντικά μεγαλύτερο από το αντίστοιχο πεδίο κατά την απενεργοποίησή του, έτσι ώστε η έγχυση και η απαγωγή φορτίου να λαμβάνουν χώρα υπό διαφορετικές συνθήκες. Επίσης, με δεδομένο ότι οι διαδικασίες φόρτισης/εκφόρτισης επηρεάζονται από τις ηλεκτρικές ιδιότητες του διηλεκτρικού υμενίου κρίνεται σημαντικός ο προσδιορισμός των μακροσκοπικών χαρακτηριστικών χρόνων των διαδικασιών αυτών.

Η διαδικασία φόρτισης των υμενίων προσδιορίστηκε από την ολίσθηση της τιμής του  $V_{min}$ , όπως ενδεικτικά παρουσιάζεται στο Σχήμα 4.39 για την περίπτωση διακόπτη MEMS με νανοδομημένο διηλεκτρικό υμένιο και σε θερμοκρασία 300K. Με γνωστή πλέον τη τιμή του  $V_{min}$  μπορεί να υπολογιστεί η μέση τιμή της επιφανειακής πυκνότητας φορτίου ( $\mu_\beta$ ) μέσω της σχέσης (3.2), της οποίας η συμπεριφορά φαίνεται στο Σχήμα 4.40. Η προσαρμογή των πειραματικών δεδομένων πραγματοποιήθηκε με την εξίσωση ανηγμένου εκθετικού (KWW), η οποία τροποποιήθηκε προκειμένου να περιγράψει την διαδικασία αύξησης φορτίου κατά την φόρτιση του διακόπτη:

$$\mu_\beta(t) = \mu_\beta(\infty) \cdot \left\{ 1 - \exp \left[ - \left( \frac{t}{\tau_{char}} \right)^\beta \right] \right\} \quad (4.24)$$

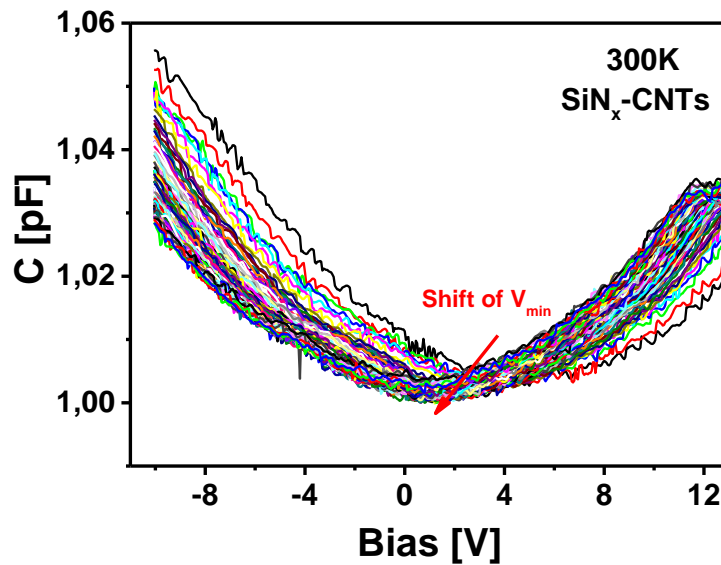
Στην εξίσωση (4.24) με  $\mu_\beta(\infty)$  συμβολίζεται το μέγεθος της ασυμπτωτικής πυκνότητας φορτίου, το οποίο περιορίζεται κάθε φορά από το χρονικό παράθυρο της μέτρησης και  $\tau_{char}$  είναι ο χαρακτηριστικός χρόνος της διαδικασίας φόρτισης.



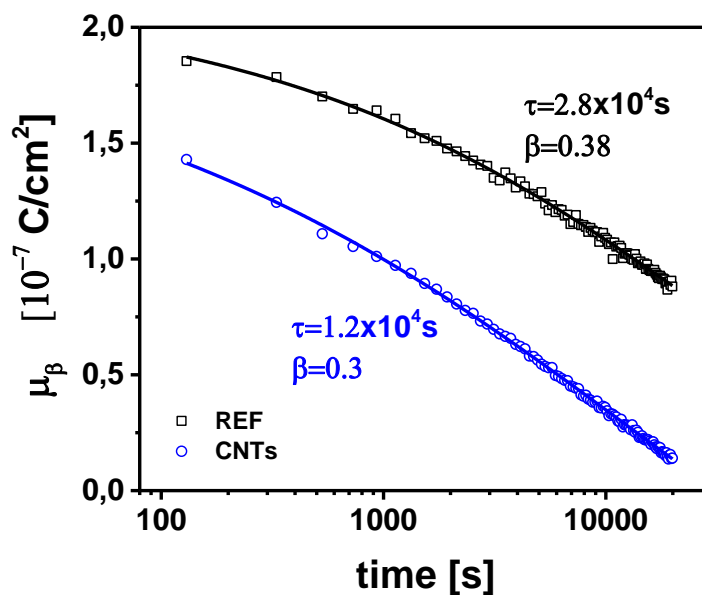
Σχήμα 4.40: Η αύξηση του φορτίου  $\mu_\beta$  κατά τη διαδικασία φόρτισης διακοπών MEMS στα υλικά υπό μελέτη σε θερμοκρασία 300K και προσαρμογή με την εξίσωση (4.24).

Η προσαρμογή των πειραματικών σημείων με την εξίσωση (4.24) δείχνει ότι η διαδικασία φόρτισης μεταξύ των δύο υλικών είναι διαφορετική. Ο ρυθμός φόρτισης του υλικού αναφοράς είναι αργότερος με την σταθερά χρόνου να υπολογίζεται σε  $1.6 \cdot 10^3$  s, ενώ το νανοδομημένο υλικό εμφανίζει ταχύτερο ρυθμό φόρτισης με αντίστοιχη σταθερά χρόνου  $1.1 \cdot 10^2$  s. Από την άλλη μεριά, η τιμή της ασυμπτωτικής πυκνότητας φορτίου  $\mu_\beta(\infty)$  είναι μεγαλύτερη στο δείγμα αναφοράς ( $1.6 \cdot 10^{-7}$  C/cm $^2$ ) σε σχέση με το νανοδομημένο υλικό ( $1.3 \cdot 10^{-7}$  C/cm $^2$ ).

Βλέπουμε λοιπόν ότι στα υμένα με CNTs, η διαδικασία φόρτισης των διακοπών MEMS είναι ταχύτερη κατά μία τάξη μεγέθους ενώ η μέγιστη πυκνότητα φορτίου σε άπειρο χρόνο είναι ελαττωμένη κατά περίπου 20%. Οι παρατηρούμενες διαφορές μεταξύ των δύο υλικών αποδίδονται στο αυξημένο ηλεκτρικό πεδίο που δημιουργείται από την παρουσία των CNTs μέσω του φαινομένου της εκπομπής πεδίου [240], [241]. Το φαινόμενο αυτό αναμένεται να προκαλέσει διακυμάνσεις του μακροσκοπικού ηλεκτρικού πεδίου, το εύρος των οποίων θα ελαττώνεται προς την κατεύθυνση της επάνω επιφάνειας του υλικού. Συνεπώς, στα υμένα με CNTs η διαδικασία φόρτισης αναμένεται να είναι ταχύτερη, φθάνοντας σε κατάσταση κόρου ταχύτερα σε σχέση με τα υμένα αναφοράς.



Σχήμα 4.41: Η ολίσθηση των χαρακτηριστικών  $C - V$  κατά την εκφόρτιση διακόπτη MEMS με νανοδομημένο διηλεκτρικό υμένιο και σε θερμοκρασία 300K.



Σχήμα 4.42: Η ολίσθηση του  $V_{\min}$  κατά την εκφόρτιση των διακοπών MEMS με τα διηλεκτρικά υμένα υπό μελέτη σε θερμοκρασία 300K.

Η επακόλουθη διαδικασία εκφόρτισης καταγράφηκε μέσω της ολίσθησης της τιμής του  $V_{min}$  από την αντίστοιχη ολίσθηση των χαρακτηριστικών  $C - V$  (Σχήμα 4.41). Εφαρμόζοντας εκ νέου την εξίσωση (3.2), υπολογίστηκε η πυκνότητα φορτίου  $\mu_\beta$  κατά την εκφόρτιση των διακοπών RF – MEMS με νανοδομημένα και υμένα αναφοράς (Σχήμα 4.42). Η προσαρμογή των πειραματικών σημείων πραγματοποιήθηκε με την συνάρτηση ανηγμένου εκθετικού (KWW):

$$\mu_\beta(t) = \mu_\beta(0) \cdot \exp\left[-\left(\frac{t}{\tau_{dis}}\right)^\beta\right] \quad (4.25)$$

όπου με  $\mu_\beta(0)$  συμβολίζεται η επιφανειακή πυκνότητα φορτίου αμέσως μετά τη φόρτιση ( $t = 0$ ) και  $\tau_{dis}$  είναι ο χαρακτηριστικός χρόνος για την διαδικασία εκφόρτισης.

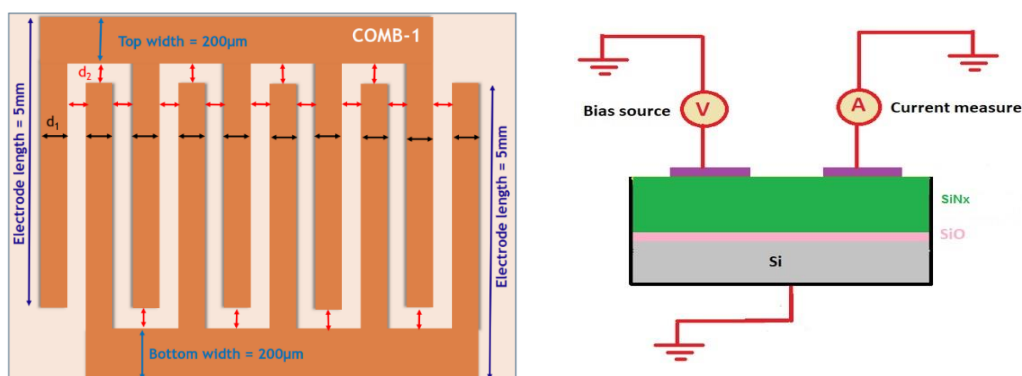
Από το Σχήμα 4.42 παρατηρούμε ότι και στα δύο υλικά, η μακροσκοπική σταθερά χρόνου εκφόρτισης είναι της τάξης του  $10^4$ s ενώ το αρχικό φορτίο της τάξης του  $10^{-7}$  C/cm<sup>2</sup>. Παρόλο που η τάξη μεγέθους είναι η ίδια, οι υπολογισμένες τιμές που αφορούν το νανοδομημένο υλικό είναι μειωμένες. Αναφορικά με την πυκνότητα φορτίου, οι παρατηρούμενες διαφορές αποδίδονται στο υψηλότερο ηλεκτρικό πεδίο που αναπτύσσεται κατά τη φόρτιση των υμενίων με CNTs, όπως αναφέρθηκε παραπάνω. Από την άλλη μεριά, η μικρότερη σταθερά χρόνου που εμφανίζεται στα νανοδομημένα υμένα αποδίδεται στην μεγαλύτερη τιμή του αρχικού ηλεκτρικού πεδίου για  $t = 0$ , που λόγω της παρουσίας των CNTs θα είναι μεγαλύτερο σε σχέση με το υλικό αναφοράς.

Εν κατακλείδι, επισημαίνεται ότι οι διαφορές των χαρακτηριστικών χρόνων ανάμεσα στους πυκνωτές MIM και στους διακόπτες MEMS αναδύονται από τις διαφορετικές συνθήκες φόρτισης. Στους διακόπτες MEMS, η έγχυση φορτίου πραγματοποιείται απευθείας μέσω της επαφής των προεξοχών (asperities) της γέφυρας με το διηλεκτρικό υμένιο, αλλά και μέσω εκπομπής πεδίου στις περιοχές που δεν υπάρχει επαφή [242], [243], οδηγώντας σε μία ανομοιογενή κατανομή φορτίου στην επιφάνεια του υμενίου. Αντίθετα, οι μεταλλικοί οπλισμοί του πυκνωτή MIM έρχονται σε «τέλεια» επαφή με το διηλεκτρικό, οδηγώντας σε αυξημένες τιμές του αρχικού επιφανειακού δυναμικού και κατά συνέπεια του ηλεκτρικού πεδίου κατά την εκφόρτιση.

#### 4.11 ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΣΧΕΤΙΚΗΣ ΥΓΡΑΣΙΑΣ ΤΟΥ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΟΣ

Η σχετική υγρασία επηρεάζει τη λειτουργία των διακοπών MEMS με δύο τρόπους: (i) η υγρασία που αναπτύσσεται στην επιφάνεια των ηλεκτροδίων, όταν η διάταξη δεν βρίσκεται σε κενό ή σε περιβάλλον ξηρού αζώτου ή αργού, μπορεί να συγκρατήσει τη γέφυρα στην «κατάσταση ON» [244] και (ii) αυξάνει την επιφανειακή αγωγιμότητα του διηλεκτρικού υμενίου. Επειδή η απομάκρυνση της υγρασίας απαιτεί θέρμανση του δείγματος σε περιβάλλον κενού και θερμοκρασία 140°C, στα πλαίσια της παρούσας διατριβής μελετήθηκε η επίδραση της παρουσίας της υγρασίας περιβάλλοντος στην επιφανειακή αγωγιμότητα και συγκεκριμένα στην «διασπορά» του επιφανειακού φορτίου.

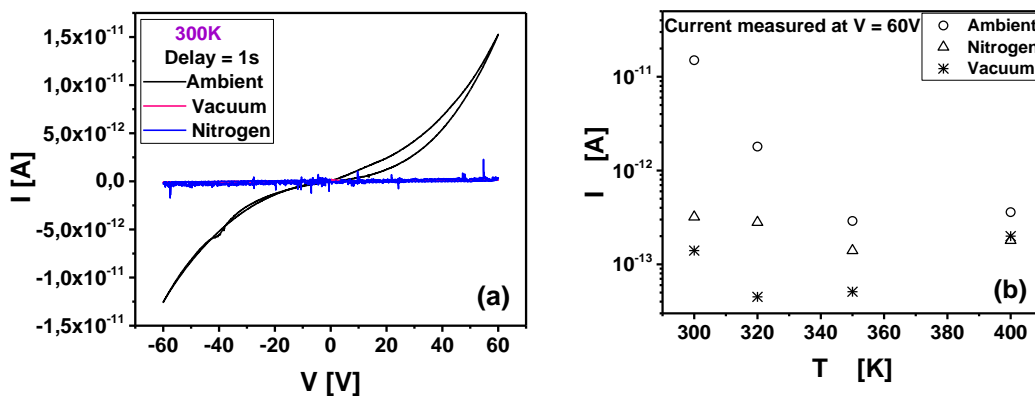
Η επίδραση της υγρασίας περιβάλλοντος στην επιφανειακή αγωγιμότητα και η εξάρτηση της από τη θερμοκρασία των υμενίων  $\text{SiN}_x$  μελετήθηκε με τη βοήθεια διάταξης αλληλένδετων (interdigitated) ηλεκτροδίων με μορφή δακτύλων (fingers) (Σχήμα 4.43a), όπου το πλάτος των fingers ήταν  $d_1 = 10\mu\text{m}$  και το διάκενο μεταξύ των ηλεκτροδίων ήταν  $d_2 = 1\mu\text{m}$ . Στις διατάξεις αυτές, καταγράφηκαν οι μεταβολές του μετρούμενου επιφανειακού ρεύματος σε περιβάλλον κενού, ατμοσφαιρικού αέρα και ξηρού αζώτου μέσω της καταγραφής χαρακτηριστικών  $I - V$ , υλοποιώντας το κύκλωμα του Σχήματος 4.43b, σε θερμοκρασίες 300K, 320K, 350K και 400K. Το ξηρό αζώτο, που χαρακτηρίζεται από απουσία υδρατμών, επιλέχθηκε διότι χρησιμοποιείται στην συσκευασία (packaging) των διατάξεων MEMS και κρίνεται σκόπιμο να διαπιστωθεί κατά πόσο το αδρανές αυτό αέριο επηρεάζει την επιφανειακή αγωγιμότητα των υμενίων. Η συνδεσμολογία του κυκλώματος προβλέπει την εφαρμογή διαφοράς δυναμικού μεταξύ των ηλεκτροδίων και την καταγραφή του ρεύματος μέσω της επιφάνειας του διηλεκτρικού. Προκειμένου να κατασταλεί η παρουσία ρεύματος λόγω μεταφοράς φορτίου μέσω του διηλεκτρικού, το υπόστρωμα γειώθηκε ώστε η διαφορά δυναμικού μεταξύ του αμπερομέτρου και το υποστρώματος να είναι μηδενική. Σε όλες τις περιπτώσεις εφαρμόστηκαν τάσεις έως 60V σε κλειστό βρόχο, ενώ η τιμή της βέλτιστης χρονικής καθυστέρησης (delay) μεταξύ της εφαρμοζόμενης τάσης και μέτρησης του ρεύματος επιλέχθηκε στο 1s.



Σχήμα 4.43: Σχηματικό των διατάξεων interdigitated combs και b) συνδεσμολογία μέτρησης των επιφανειακών ρευμάτων

Στο Σχήμα 4.44a παρουσιάζονται οι χαρακτηριστικές  $I - V$  για την υπό μελέτη δομή σε περιβάλλον ατμοσφαιρικού αέρα (εργαστηρίου), κενού και ξηρού αζώτου σε θερμοκρασία 300K. Στο σχήμα αυτό αποδεικνύεται ότι η παρουσία της υγρασίας σε περιβάλλον αέρα αυξάνει σημαντικά το μετρούμενο επιφανειακό ρεύμα. Αναφορικά με τις μετρήσεις σε περιβάλλον αέρα, η μέση σχετική υγρασία κατά τη διάρκεια διεξαγωγής των πειραμάτων ήταν 58%. Στο Σχήμα 4.44b παρουσιάζεται η εξάρτηση του μετρούμενου επιφανειακού ρεύματος από τη θερμοκρασία του δείγματος στο περιβάλλον του εργαστηρίου, σε ξηρό αζώτο και σε κενό. Σε περιβάλλον ξηρού αζώτου και κενού δεν παρατηρούνται αξιοσημείωτες μεταβολές του επιφανειακού ρεύματος καθώς στις δύο αυτές περιπτώσεις δεν αναμένεται η παρουσία υγρασίας. Αντίθετα, σε περιβάλλον ατμοσφαιρικού αέρα η ελάττωση του επιφανειακού ρεύματος είναι ταχύτερη κατά δύο τάξεις μεγέθους.





Σχήμα 4.44: a) Εξάρτηση του επιφανειακού ρεύματος από τις περιβαλλοντικές συνθήκες και b) η εξάρτηση του ρεύματος που αντιστοιχεί σε τάση 60V από τη θερμοκρασία σε κάθε περιβάλλον

Η συμπεριφορά αυτή αποδίδεται στην διαφορά της σχετικής υγρασίας στην επιφάνεια του δείγματος και του εργαστηρίου, λόγω της αύξησης της θερμοκρασίας του δείγματος. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την ελάττωση των επιφανειακών αγωγίμων διαδρομών (percolation paths) μεταξύ των νανοσυμπλεγμάτων (nanoclusters) νερού [245].

Η ελάττωση των percolation paths θα έχει ως συνέπεια την ελάττωση της επιφανειακής αγωγιμότητας και συνεπώς της θωράκισης του φορτίου που έχει εγχυθεί μέσω της ακίδας διάταξης KPFM ή μέσω των asperities της γέφυρας ενός MEMS. Στην περίπτωση έγχυσης μέσω ακίδας διάταξης KPFM, η θωράκιση του εγχεόμενου φορτίου προκαλείται από την μετακίνηση επιφανειακού φορτίου αντίθετου προσήμου σε σχέση με αυτό της έγχυσης προκειμένου να ουδετεροποιηθεί η επιφανειακή διαταραχή. Το αποτέλεσμα αυτό έρχεται σε συμφωνία με αντίστοιχα αποτελέσματα σε διατάξεις MIM και MIS διαφόρων διηλεκτρικών υμενίων [246], [247] όπου βρέθηκε ότι η ελάττωση της σχετικής υγρασίας οδηγεί σε ελάττωση της επιφανειακής αγωγιμότητας.

Στα πλαίσια της παρούσας διατριβής, η μέτρηση του επιφανειακού δυναμικού υμενίων  $\text{SiN}_x$  με την διάταξη KP πραγματοποιήθηκαν σε περιβάλλον ατμοσφαιρικού αέρα. Αντίστοιχα έχουν πραγματοποιηθεί μετρήσεις με τη βοήθεια διάταξης KPFM από άλλους ερευνητές. Σημαντική διαφοροποίηση αποτελεί το γεγονός ότι στη διάταξη KPFM πραγματοποιείται σημειακή έγχυση λόγω των διαστάσεων της ακίδας (τυπική ακτίνα καμπυλότητας  $r \cong 20\text{nm}$ ), ώστε για τα τυπικά πάχη των διηλεκτρικών που χρησιμοποιούνται (200nm), η χωρητικότητα του πυκνωτή υπολογίζεται σε  $\sim 0.4\text{ aF}$  ( $1\text{ aF} = 10^{-18}\text{ F}$ ). Αντίθετα, στη διάταξη KP όπου χρησιμοποιούνται πυκνωτές MIM με τυπικές διαμέτρους 1mm, η αντίστοιχη χωρητικότητα της διάταξης είναι 0.3nF. Συνεπώς, η μέτρηση του επιφανειακού δυναμικού σε πυκνωτές MIM με τη διάταξη KP λόγω της πολύ μεγάλης σταθεράς χρόνου επιφανειακής εκφόρτισης σε άπειρης έκτασης επιφάνεια ( $\tau_{KPFM}/\tau_{KP} \sim 10^{-9}$ ) δεν επηρεάζεται από την επιφανειακή υγρασία και συνεπώς αποδίδεται στη μεταφορά φορτίου διαμέσου του διηλεκτρικού υμενίου.



## 4.12 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΔΙΑΚΥΜΑΝΣΗΣ ΤΟΥ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΚΟΥ ΦΟΡΤΙΟΥ ΣΕ ΔΙΑΚΟΠΤΕΣ MEMS

Όπως έχει επισημανθεί στην Ενότητα 4.4, η τραχύτητα της κάτω επιφάνειας του κινούμενου οπλισμού οδηγεί στην εμφάνιση μη ομοιόμορφης κατανομής της επιφανειακής πυκνότητας φορτίου. Συνεπώς, ακόμη και στην περίπτωση που οι οπλισμοί του διακόπτη MEMS είναι παράλληλοι, η ανομοιομορφία αυτή επηρεάζει τις επιδόσεις της διάταξης και ειδικότερα έχει ως αποτέλεσμα την μείωση του εύρους των παραθύρων ενεργοποίησης/απενεργοποίησης ( $W_{PI}/W_{PO}$ ) και την αύξηση της ελάχιστης χωρητικότητας  $C_{min}$ . Η ελάττωση του  $W_{PO}$  παρουσιάζει ιδιαίτερο ενδιαφέρον καθώς η αστοχία της διάταξης λόγω κόλλησης (stiction) των μεταλλικών οπλισμών ερμηνεύεται ως απουσία κατάλληλης τάσης, ικανής να απελευθερώσει τον κινούμενο οπλισμό.

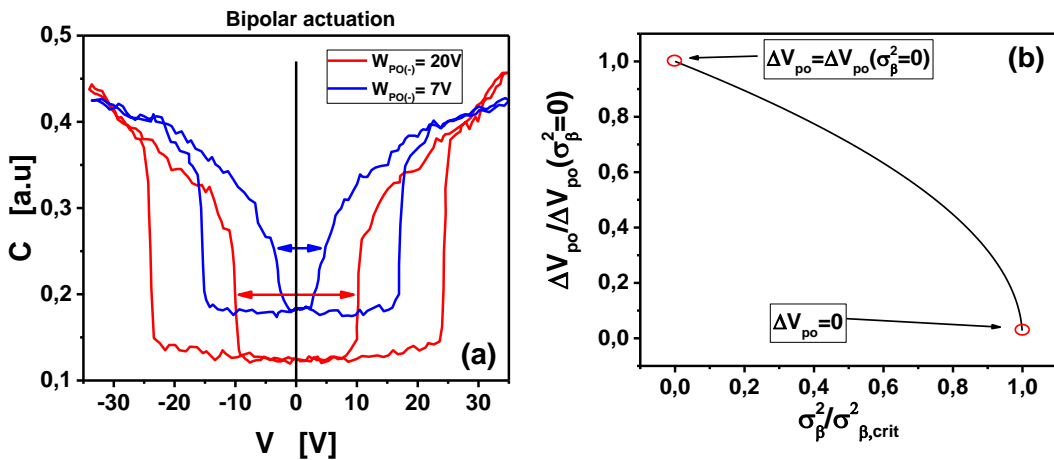
Στην περίπτωση διακόπτη MEMS με παράλληλους οπλισμούς και παρουσία ανομοιόμορφης κατανομής φορτίου, το εύρος  $W_{PO}$  μπορεί να υπολογιστεί μέσω της σχέσης (1.21) ως:

$$W_{PO} = V_{PO,+} - V_{PO,-} = 2 \sqrt{\frac{2kd_0d_\varepsilon^2}{\varepsilon_0\varepsilon_r^2A} - \left(\frac{d_\varepsilon}{\varepsilon_0\varepsilon_r}\right)^2} \sigma_\beta^2 \quad (4.26)$$

όπου φαίνεται ότι οι μεταβολές του  $W_{PO}$  εξαρτώνται άμεσα από τις τιμές του  $\sigma_\beta^2$ , με την παραδοχή ότι η μέση τιμή του εγγεόμενου φορτίου κατά την ενεργοποίηση με θετικές τάσεις είναι ίση με την μέση τιμή του φορτίου που εγγέεται με την εφαρμογή αρνητικών τάσεων. Η μεταβολή του εύρους  $W_{PO}$  σε σχέση με την αφόρτιστη διάταξη  $W_{PO}(\sigma_\beta^2=0)$  μπορεί να βρεθεί χρησιμοποιώντας κανονικοποιημένες τιμές ως:

$$\frac{W_{PO}}{W_{PO}(\sigma_\beta^2=0)} = \sqrt{1 - \frac{\sigma_\beta^2}{\sigma_{\beta,crit}^2}} \quad (4.27)$$

όπου το μέγεθος  $\sigma_{\beta,crit}^2 = \frac{2kd_0\varepsilon_0}{A}$  εκφράζει την κρίσιμη τιμή της διακύμανσης που μηδενίζει το παράθυρο  $W_{PO}$ , προκαλώντας την αστοχία του διακόπτη μέσω stiction.



Σχήμα 4.45: α) Παραμόρφωση της χαρακτηριστικής C-V διακόπτη MEMS λόγω της διακύμανσης του επιφανειακού φορτίου και β) η μείωση του  $W_{PO}$  με την αύξηση του  $\sigma_\beta^2$ .

Στο Σχήμα 4.45α φαίνεται η μείωση του εύρους  $W_{PO}$  με την σταδιακή αύξηση του  $\sigma_\beta^2$  κατά την διάρκεια διαδοχικών κύκλων ενεργοποίησης/απενεργοποίησης διακόπτη MEMS. Στον συγκεκριμένο διακόπτη δεν παρατηρείται σημαντική ολίσθηση της C – V χαρακτηριστικής κυρίως λόγω της εφαρμογής διπολικής κυματομορφής ενεργοποίησης, όμως είναι φανερό η ισχυρή παραμόρφωση της χαρακτηριστικής λόγω της αύξησης του  $\sigma_\beta^2$ . Η περαιτέρω αύξηση των κύκλων λειτουργίας θα αυξήσει την τιμή του  $\sigma_\beta^2$  με συνέπεια την ελάττωση του  $W_{PO}$  και όταν η διακύμανση γίνει ίση με την κρίσιμη τιμή, το παράθυρο  $W_{PO}$  μηδενίζεται (Σχήμα 4.45b), με συνέπεια την αδυναμία απελευθέρωσης της γέφυρας σε όλο το εύρος των εφαρμοζόμενων τάσεων.

Η έγχυση φορτίου μέσω τοπικών προεξοχών (asperities) και η πλευρική διάχυση του έχουν προσομοιωθεί μέσω της διάταξης Kelvin Probe Force Microscopy (KPFM) [248], [249], όμως παρόλο που μπορούν να εξαχθούν πληροφορίες για τις ηλεκτρικές ιδιότητες του διηλεκτρικού, η μέθοδος αυτή αντιπροσωπεύει σημειακή έγχυση έτσι ώστε να μην είναι δυνατή η εξαγωγή των τιμών της μέσης τιμής και της διακύμανσης του επιφανειακού φορτίου. Η πρώτη προσπάθεια «χαρτογράφησης» του επιφανειακού δυναμικού κατά μήκος μιας γραμμής και η παρακολούθηση της ελάττωσης του πραγματοποιήθηκε στην εργασία των Herfst et al. [175], όπου ο διακόπτης MEMS αρχικά φορτίστηκε και στη συνέχεια εφαρμόστηκε η μέθοδος σάρωσης KPFM στο «γυμνό» υμένιο μετά την αφαίρεση της γέφυρας.

Οι προσπάθειες αυτές εστιάστηκαν στην εξαγωγή πληροφοριών για το μέγεθος και την χρονική εξέλιξη της μέσης τιμής του φορτίου ενώ δεν δόθηκε η απαραίτητη προσοχή στην εξέλιξη της διακύμανσης του, γεγονός εξίσου σημαντικό. Επίσης, η χρήση της διάταξης KPFM αποτελεί μία καταστρεπτική μέθοδο χαρακτηρισμού διότι απαιτεί την αφαίρεση του κινούμενου μέρους για την εφαρμογή της.

Στα επόμενα και με βάση το θεωρητικό μοντέλο που αναπτύχθηκε στην Ενότητα 4.2.1, προτείνεται μια απλή και μη καταστρεπτική μέθοδος εκτίμησης της διακύμανσης του επιφανειακού φορτίου, η οποία χρησιμοποιώντας τετριμμένο εργαστηριακό εξοπλισμό μπορεί να δώσει πληροφορίες για την χρονική εξέλιξη της κατά τις διαδικασίες φόρτισης/εκφόρτισης των διακοπών.

Σύμφωνα με την γενική σχέση (4.5), στην περίπτωση διακόπτη με επίπεδους και παράλληλους οπλισμούς, η διακύμανση της χωρητικότητας  $\sigma_\alpha^2$  θα είναι πολύ μικρή ( $\sigma_\alpha^2 \cong 0$ ) έτσι ώστε  $cov_{(\alpha,\beta)} \cong 0$ . Τότε, η ελάχιστη τάση  $V_{min}$  θα δίνεται από την:

$$V_{min} = \frac{\mu_\beta}{\mu_\alpha} \quad (4.28)$$

όπου υπενθυμίζεται ότι με  $\mu_\alpha, \mu_\beta$  συμβολίζονται οι μέσες τιμές της χωρητικότητας ανά μονάδα επιφάνειας και της επιφανειακής πυκνότητας φορτίου αντίστοιχα. Στην περίπτωση αυτή λοιπόν, η αντικατάσταση της (4.28) στην σχέση (4.2) θα δώσει:

$$C_{min}(V_{min}) \cong A\mu_\alpha + \frac{A^2}{2\varepsilon_0^2 k} \cdot \mu_\alpha^2 \cdot \sigma_\beta^2 \quad (4.29)$$

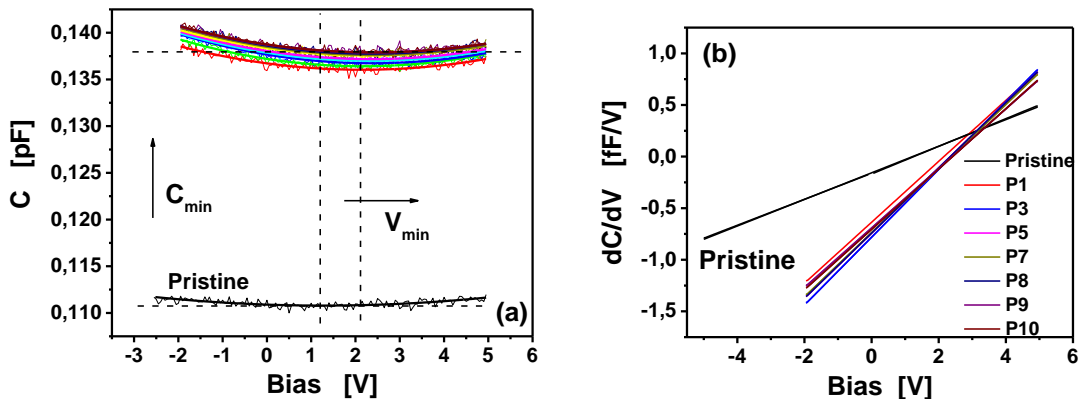
Η παραπάνω υπόθεση ( $\sigma_{\alpha}^2 \cong 0$ ) μπορεί να εκπληρωθεί με προσεκτικό σχεδιασμό και διαδικασία κατασκευής ή ακόμη και με τη βοήθεια οπτικού προφίλομέτρου ώστε να εξασφαλίζεται η παράλληλη μετατόπιση του κινούμενου μέρους. Συμβολίζοντας με  $C_{min}(0)$  την μετρούμενη ελάχιστη χωρητικότητα της αφόρτιστης διάταξης όπου θα ισχύει  $C_{min}(0) \equiv A \cdot \mu_{\alpha}(0)$ , η σχέση (4.29) μπορεί να απλοποιηθεί περαιτέρω παρέχοντας απευθείας πληροφορίες για τις μεταβολές της διακύμανσης του φορτίου:

$$\sigma_{\beta}^2(t) \cong 2\varepsilon_0^2 k \cdot \frac{\Delta C_{min}(t)}{[C_{min}(0)]^2} \quad (4.30)$$

όπου  $\Delta C_{min}(t) = C_{min}(t) - C_{min}(0)$ . Εδώ θα πρέπει να επισημανθεί ότι η σταθερά ελατηρίου  $k$  μπορεί να υπολογιστεί από το στάδιο του σχεδιασμού της διάταξης ή από την υλοποίηση κατάλληλων μεθόδων που περιλαμβάνουν μετρήσεις της συχνότητας συντονισμού της γέφυρας [250]. Τέλος, η σταθερά ελατηρίου  $k$  υπολογίστηκε μέσω της σχέσης (1.19) κατά την πρώτη μέτρηση της χαρακτηριστικής  $C - V$ , με την υπόθεση ότι η επιφανειακή πυκνότητα φορτίου είναι αμελητέα.

Η προτεινόμενη μεθοδολογία χαρακτηρισμού εφαρμόστηκε σε διατάξεις χωρητικότητας MEMS της ομάδας δειγμάτων ΣΤ (Ενότητα 3.4.6), προκειμένου να εκτιμηθεί το μέγεθος και η χρονική εξέλιξη της διακύμανσης του επιφανειακού φορτίου κατά την φόρτιση/εκφόρτιση τους. Στους διακόπτες αυτούς, σε κάθε κύκλο φόρτισης εφαρμόστηκε διαφορά δυναμικού 15V ( $V_{PI} \cong 12V$ ) για χρόνο 30 s, ενώ στο τέλος κάθε κύκλου καταγράφονταν η  $C - V$  χαρακτηριστική του διακόπτη κατά τη κατάσταση OFF. Η διαδικασία φόρτισης επαναλαμβάνονταν έτσι ώστε ο συνολικός χρόνος φόρτισης να είναι 1120s, ακολουθώντας την πειραματική διαδικασία που αναφέρεται στην Ενότητα 3.2.1. Με την ολοκλήρωση του σταδίου της φόρτισης, ακολούθησε η καταγραφή της εκφόρτισης με την λήψη επαναλαμβανόμενων χαρακτηριστικών  $C - V$  για συνολικό χρόνο 5500s. Όλες οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν στο κενό, εντός του κρουοστάτη, με σταθερή θερμοκρασία 300K.

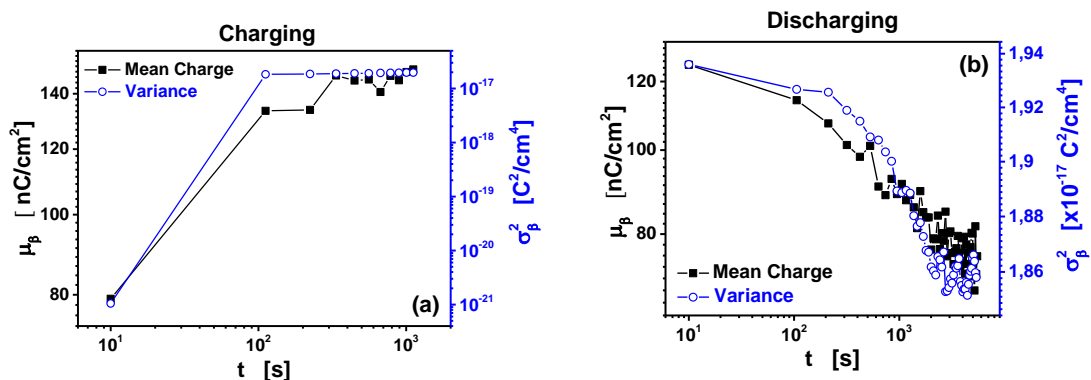
Στο Σχήμα 4.46α παρουσιάζεται η εξέλιξη της χαρακτηριστικής  $C - V$  κατά τη φόρτιση του διακόπτη, όπου επισημαίνονται οι αντίστοιχες ολισθήσεις των  $V_{min}$  και  $C_{min}$ . Η απότομη αύξηση του  $C_{min}$  μετά το πρώτο στάδιο ηλεκτρικού stress αποδίδεται στην ισχυρή βαθμίδα φόρτισης κατά την αρχική συσσώρευση φορτίου στο διηλεκτρικό.



Σχήμα 4.46: α) Ολίσθηση και μετάθεση της χαρακτηριστικής  $C - V$  και β) επιλεγμένες παράγωγοι της κατά τη διαδικασία φόρτισης διακοπών MEMS.

Λαμβάνοντας υπόψη ότι η σχέση (4.2) οδηγεί σε παραβολική μορφή, σχεδιάστηκαν οι αντίστοιχες παράγωγοι των  $C - V$  χαρακτηριστικών, οι οποίες αποτελούν ευθείες γραμμές με κλίση ανάλογη του όρου  $(\mu_\alpha^2 + \sigma_\alpha^2)$  και παρουσιάζονται στο Σχήμα 4.46b. Στο σχήμα αυτό παρατηρείται ότι η αρχική απότομη μεταβολή της κλίσης της παραγώγου αντιστοιχεί στην αρχική αύξηση της χωρητικότητας ( $\mu_\alpha$ ) του Σχήματος 4.46a. Από το γεγονός ότι η κλίση δεν μεταβάλλεται σημαντικά μετά από κάθε κύκλο φόρτισης, επιτρέπει να εξαχθεί το συμπέρασμα ότι η διακύμανση της χωρητικότητας θα πρέπει να είναι αρκούντως μικρή ώστε τουλάχιστον να ισχύει  $\sigma_\alpha^2 \ll \mu_\alpha^2$  και επομένως  $cov_{(\alpha,\beta)} \cong 0$ .

Η χρονική εξέλιξη της μέσης τιμής της επιφανειακής πυκνότητας φορτίου και της αντίστοιχης διακύμανσης, που υπολογίστηκαν κατά τις διαδικασίες φόρτισης και εκφόρτισης παρουσιάζονται στο Σχήμα 4.47. Θα πρέπει να τονιστεί ότι βασικό κριτήριο για την εύρεση της πυκνότητας φορτίου μέσω της (4.28) αποτελεί η εξασφάλιση της παραλληλότητας των οπλισμών για κάθε στοιχειώδη μετακίνηση της γέφυρας και η διατήρηση της παραβολικής μορφής της. Σε ότι αφορά την διαδικασία φόρτισης, κατά την ενεργοποίηση του διακόπτη το εγγεόμενο φορτίο παγιδεύεται κοντά στην επιφάνεια του διηλεκτρικού σχηματίζοντας ένα «φύλλο» (sheet) φορτίου, η παρουσία του οποίου μειώνει την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου στη διεπιφάνεια και κατ' επέκταση το ρυθμό έγχυσης. Επιπρόσθετα, έχει βρεθεί ότι έγχυση φορτίου μπορεί να πραγματοποιηθεί και μέσω εκπομπής πεδίου από τις τοπικές προεξοχές (asperities) λόγω της τραχύτητας του κινούμενου οπλισμού [243].



Σχήμα 4.47: α) Η αύξηση και β) η ελάττωση της μέσης τιμής και της διακύμανσης της επιφανειακής πυκνότητας φορτίου κατά τις διαδικασίες φόρτισης και εκφόρτισης διακοπών MEMS.

Τα αποτελέσματα του Σχήματος 4.47α δείχνουν ότι στα αρχικά στάδια φόρτισης, περίπου μέχρι τα 100s, η διακύμανση του φορτίου αυξάνεται ταχύτερα σε σχέση με την μέση τιμή του κατά σχεδόν τρεις τάξεις μεγέθους. Μετά από το σημείο αυτό (100s) και οι δύο ρυθμοί αύξησης ελαττώνονται σημαντικά. Η συμπεριφορά αυτή μπορεί να αποδοθεί στους διαφορετικούς ρυθμούς έγχυσης, με τους μεγαλύτερους ρυθμούς να εμφανίζονται στις περιοχές επαφής και τους μικρότερους στις περιοχές των μικρο – κενών.

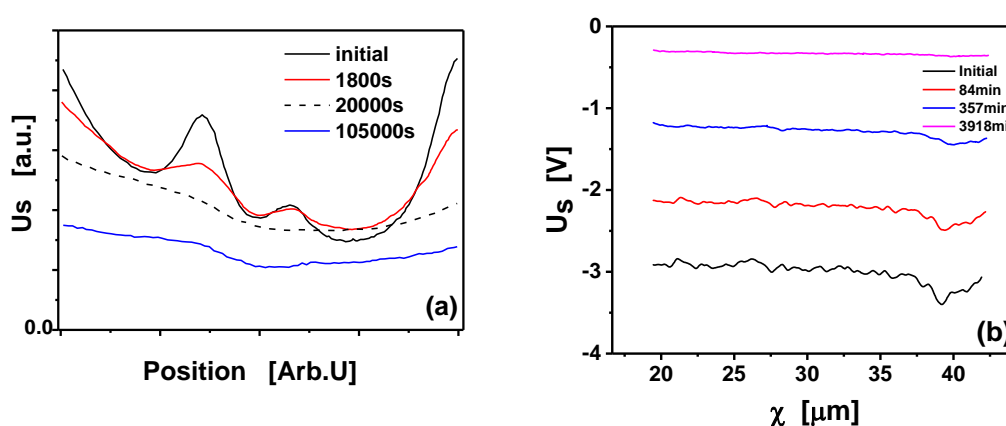
Η επακόλουθη διαδικασία εκφόρτισης (Σχήμα 4.47b) αναδεικνύει μια αργότερη ελάττωση της διακύμανσης (~4%) σε σχέση με την μέση τιμή του φορτίου (~40%),

αποτέλεσμα που αποδίδεται είτε στην χαμηλή αρχική τιμή της διακύμανσης είτε στη χαμηλή επιφανειακή αγωγιμότητα ή στον συνδυασμό τους. Αναφορικά με την επιφανειακή αγωγιμότητα του διηλεκτρικού υμενίου είναι σημαντικό να ληφθεί υπόψη ότι τα υμένια νιτριδίου του πυριτίου μπορούν να προσροφήσουν οξυγόνο όταν εκτεθούν στον ατμοσφαιρικό αέρα [251], με την συγκέντρωση του και το βάθος της κατανομής του να εξαρτώνται από τον χρόνο έκθεσης.

Συμπερασματικά λοιπόν, προτάθηκε μία καινοτόμος μέθοδος πειραματικού προσδιορισμού της διακύμανσης της πυκνότητας επιφανειακού φορτίου στο διηλεκτρικό των διατάξεων MEMS. Σε αντιδιαστολή με την διάταξη KPFM αποτελεί μια μη καταστρεπτική μέθοδο που μπορεί να δώσει σημαντικές πληροφορίες για την εξέλιξη της διακύμανσης του φορτίου που σχετίζεται άμεσα με το εύρος των παραθύρων ενεργοποίησης/απενεργοποίησης και συνεπώς για την πρόβλεψη του ενεργού χρόνου ζωής της διάταξης τόσο στην περίπτωση μονοπολικής ή διπολικής κυματομορφής ενεργοποίησης.

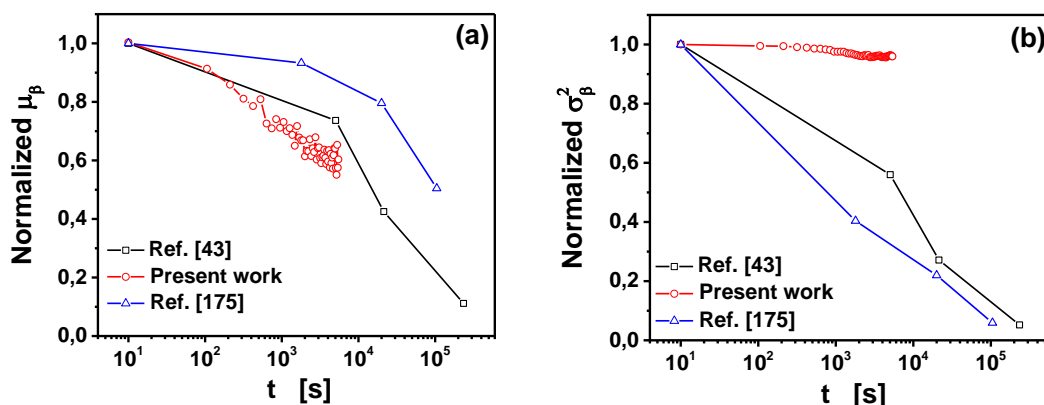
Η ανομοιομορφία του επιφανειακού φορτίου κατά τη διάρκεια της ενεργοποίησης ενός διακόπτη RF – MEMS, αποτελεί τον βασικό παράγοντα διαφοροποίησης σε σχέση με την αντίστοιχη διαδικασία φόρτισης σε πυκνωτές MIM. Αυτό συμβαίνει διότι, όπως έχει αναφερθεί, η τραχύτητα της επιφάνειας του οπλισμού της γέφυρας δημιουργεί διακυμάνσεις του επιφανειακού φορτίου λόγω της μη τέλει επαφής με το διηλεκτρικό υμένιο. Η επίδραση της ανομοιομορφίας αυτής, μελετήθηκε αρχικά από τους Herfst et al [175] και μεταγενέστερα από τους Zaghoul et al [43] όπου με τη διάταξη KPFM πραγματοποιήθηκαν σαρώσεις του επιφανειακού δυναμικού σε «γυμνό» υμένιο SiN<sub>x</sub>, μετά από την φόρτιση του διακόπτη MEMS και την αφαίρεση του κινούμενου οπλισμού (Σχήμα 4.48).

Λαμβάνοντας υπόψη τα δημοσιευμένα αποτελέσματα των δύο προαναφερόμενων εργασιών, από επιλεγμένες σαρώσεις της διάταξης KPFM υπολογίστηκαν για κάθε χρόνο η μέση τιμή και η διακύμανση του επιφανειακού δυναμικού.



Σχήμα 4.48: Επιλεγμένες σαρώσεις του επιφανειακού δυναμικού  $U_s$  μέσω της διάταξης KPFM. Τα πειραματικά δεδομένα εξήχθησαν από τα α) Σχ. 4 της [175] και β) Σχ. 6 της [43]

Με τον τρόπο αυτό κατέστη επίσης δυνατή και η σύγκριση των αποτελεσμάτων της διάταξης KPFM με τα αποτελέσματα της προτεινόμενης μεθοδολογίας, προκειμένου να διαπιστωθεί ποιο από τα δύο μεγέθη επηρεάζουν περισσότερο το χρόνο ζωής της διάταξης (Σχήμα 4.49).



Σχήμα 4.49: Σύγκριση των κανονικοποιημένων στο πρώτο σημείο τιμών της α) μέσης τιμής και β) της διακύμανσης της κατανομής του επιφανειακής πυκνότητας φορτίου με τα αποτελέσματα των αναφορών [43], [175].

Στο Σχήμα 4.49b, φαίνεται ότι η ταχύτερη ελάττωση της διακύμανσης στα υμένια  $\text{SiN}_x$  των [175], [43] μπορεί να αποδοθεί στην μεγαλύτερη επιφανειακή αγωγιμότητα τους σε σχέση με το υμένιο που χρησιμοποιήθηκε στα πλαίσια της παρούσας διατριβής. Η αυξημένη επιφανειακή αγωγιμότητα θα πρέπει να οφείλεται στην επίδραση της υγρασίας του περιβάλλοντος κατά την μέτρηση με KPFM. Ειδικότερα, η επίδραση της σχετικής υγρασίας στην διαδικασία μέτρησης με KPFM έχει μελετηθεί στην εργασία των Zaghoul et al [15], όπου βρέθηκε ότι η αύξηση της έχει ως αποτέλεσμα την αύξηση των percolation paths στην επιφάνεια του διηλεκτρικού με συνέπεια την ταχύτερη διασπορά του φορτίου στην επιφάνεια και την αύξηση της επιφανειακής αγωγιμότητας. Από τη στιγμή που η ταχύτερη διασπορά του φορτίου ευνοεί την ελάττωση της διακύμανσης του και λαμβάνοντας υπόψη ότι τα πειραματικά αποτελέσματα εξήχθησαν υπό συνθήκες κενού, η διασπορά φορτίου αναμένεται να είναι χαμηλή ώστε να μην παρατηρείται σημαντική μεταβολή της διακύμανσης.

Τέλος, θα πρέπει να επισημανθεί ότι η επίδραση της διακύμανσης του επιφανειακού δυναμικού μπορεί να περιοριστεί με την προσθήκη «πλωτού» ηλεκτροδίου στο επάνω μέρος του διηλεκτρικού [252] ή με κατάλληλη μικρομηχανική επιφάνειας των ανώτερων στρωμάτων του υμενίου προκειμένου η επιφανειακή αγωγιμότητα του να ελεγχθεί μέσω της στοιχειομετρίας του υλικού [253], [254], [249]. Οι δύο αυτές μέθοδοι μπορούν να οδηγήσουν στον περιορισμό της επίδρασης της διακύμανσης του επιφανειακού φορτίου, έτσι ώστε ο κύριος παράγοντας καθορισμού του χρόνου ζωής της διάταξης να αποτελεί ο ρυθμός απομάκρυνσης του φορτίου διαμέσου του διηλεκτρικού υμενίου, το οποίο σχετίζεται με την μέση τιμή του επιφανειακού δυναμικού και ευθύνεται για την ολίσθηση της  $C - V$  χαρακτηριστικής του διακόπτη.

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5: ΤΕΛΙΚΑ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΠΡΟΟΠΤΙΚΕΣ

Στην παρούσα διατριβή καταβλήθηκε προσπάθεια για να επιλυθούν βασικά προβλήματα των Μικρο – Ηλεκτρο – Μηχανικών Συστημάτων (MEMS) διακοπών χωρητικότητας, που περιορίζουν σημαντικά το χρόνο εφαρμογής και αξιόπιστης χρήσης τους σε ηλεκτρονικά συστήματα.

Κυρίαρχο πρόβλημα για την εμπορευματοποίηση αυτών των διατάξεων αποτελεί η φόρτιση/πόλωση του διηλεκτρικού υμενίου το οποίο δεν έχει επιλυθεί μέχρι σήμερα, όπως έχει επισημανθεί με ιδιαίτερη έμφαση στις προηγούμενες ενότητες. Πέραν τούτου, αν και η κατασκευή τους είναι απλή, συχνά παρουσιάζονται προβλήματα ηλεκτρομηχανικής φύσης που είτε δυσχεραίνουν ή συχνά αποκλείουν τη δυνατότητα μελέτης του διηλεκτρικού υμενίου. Τα προβλήματα αυτά, που δεν άπτονται άμεσα των ηλεκτρικών ιδιοτήτων του διηλεκτρικού υμενίου, αποτελούν συνήθως την παρεμβολή των παρασιτικών χωρητικοτήτων του υποστρώματος στη λήψη της χαρακτηριστικής χωρητικότητας – τάσης ( $C - V$ ) του διακόπτη MEMS και τις αλλοιώσεις της χαρακτηριστικής  $C - V$  λόγω μη παράλληλης μετακίνησης της γέφυρας. Για την επίλυση αυτών των προβλημάτων προτάθηκε μέθοδος η οποία αν όχι πλήρως, εξαλείφει σε μεγάλο βαθμό την επίδραση του υποστρώματος και επιπλέον επιτρέπει τον προσδιορισμό της περιοχής αξιοποίησης των πειραματικών μετρήσεων στην περίπτωση μη παράλληλης μετακίνησης της γέφυρας. Η χρήση της προτεινόμενης μεθόδου στα πλαίσια της παρούσας διατριβής, έδωσε λύσεις στα όρια των δυνατοτήτων του ηλεκτρικού χαρακτηρισμού για να αποφευχθεί η πολυέξοδη επανάληψη κατασκευής τους.

Η αύξηση του χρόνου ζωής των διακοπών σχετίζεται άμεσα με το ισοζύγιο των ρυθμών φόρτισης/εκφόρτισης. Η φόρτιση του διηλεκτρικού αποτελεί μία εξαιρετικά ταχεία διαδικασία που συντελείται παρουσία υψηλού ηλεκτρικού πεδίου ( $\sim 10^6 \text{V/cm}$ ), όπου ο έλεγχος του εγχεόμενου φορτίου είναι πρακτικά αδύνατος. Αντίθετα, η εκφόρτιση τους αποτελεί μία αργή διαδικασία καθώς το εγχεόμενο φορτίο μπορεί να απομακρυνθεί μόνο από το κάτω ηλεκτρόδιο και διαμέσου του διηλεκτρικού. Για το λόγο αυτό, κρίσιμος παράγοντας για την επίτευξη του ισοζυγίου θα αποτελέσει η ταχεία απομάκρυνση του εγχεόμενου φορτίου. Συνεπώς, η σε βάθος γνώση των μηχανισμών αγωγιμότητας, που παρέχει πληροφορίες για τα μικροσκοπικά μεγέθη που σχετίζονται με τις ιδιότητες του υλικού, μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την περαιτέρω βελτιστοποίηση των ηλεκτρικών ιδιοτήτων του υμενίου.

Ο προσδιορισμός της χρονικής εξέλιξης της μέσης τιμής του παγιδευμένου φορτίου ( $\mu_B$ ) εντός του διηλεκτρικού, ενός διακόπτη MEMS, αποτελεί το κρίσιμο μέγεθος που θα καθορίσει τον χρόνο ζωής της διάταξης, καθώς ευθύνεται για την ολίσθηση της  $C - V$  χαρακτηριστικής. Για τον ακριβή προσδιορισμό του φορτίου αυτού αναπτύχθηκε μοντέλο, το οποίο ανάγει τον προσδιορισμό του φορτίου στον προσδιορισμό της τάσης που αντιστοιχεί στην ελάχιστη χωρητικότητα ( $V_{min}$ ) που μηδενίζει την παράγωγο της  $C - V$  χαρακτηριστικής κατά την κατάσταση OFF. Η χρήση του μοντέλου αυτού στα πλαίσια της παρούσας διατριβής αύξησε την διαθεσιμότητα διακοπών προς μελέτη



καθώς επέτρεψε τον προσδιορισμό του φορτίου σε διακόπτες MEMS, οι οποίων η C – V χαρακτηριστική εμφάνιζε: i) ισχυρή επίδραση από το δίκτυο των πυκνωτών MOS του υποστρώματος και ii) ασυμμετρία από την παραβολική μορφή λόγω κατασκευαστικών αστοχιών. Η ακριβής τιμή του φορτίου κατά τις διαδικασίες φόρτισης/εκφόρτισης του διακόπτη MEMS επέτρεψε τον υπολογισμό των μεταβατικών ρευμάτων φόρτισης/εκφόρτισης.

Δεδομένου ότι η μακρά διάρκεια λειτουργίας του διακόπτη επιβάλλει μικρή ολίσθηση της χαρακτηριστικής C – V, θα πρέπει μετά από κάθε κύκλο ενεργοποίησης, η εκφόρτιση στην διάρκεια της κατάστασης OFF να επιτρέπει την μεταφορά φορτίου που έχει εγχυθεί στην κατάσταση ON. Για να είναι αυτό εφικτό θα πρέπει η φόρτιση να είναι όσο το δυνατόν πιο χαμηλή και η εκφόρτιση ιδιαίτερα αποτελεσματική, που θα λαμβάνει χώρα παρουσία χαμηλού ισοδύναμου ηλεκτρικού πεδίου. Οι ιδιαίτερες συνθήκες φόρτισης θα έχουν ως συνέπεια χαμηλές τιμές του ηλεκτρικού πεδίου εκκίνησης της εκφόρτισης, ώστε κυρίαρχος μηχανισμός μεταφοράς φορτίου να αποτελούν οι διαδικασίες hopping.

Στα πλαίσια της παρούσας διατριβής, επιβεβαιώθηκε πειραματικά η κυριαρχία του μηχανισμού hopping κατά την εκφόρτιση υμενίων SiN<sub>x</sub>, τόσο σε διακόπτες MEMS όσο και στην αμέσως πλησιέστερη δομή, τον πυκνωτή MIM, ο οποίος προσιδιάζει στην δομή του διακόπτη κατά την κατάσταση ON. Αποδείχθηκε πειραματικά ότι σε διατάξεις MIM και MEMS που κατασκευάστηκαν στην ίδια ψηφίδα (die) ο μηχανισμός hopping διατηρείται παρέχοντας την ίδια πληροφορία για τα μεγέθη του μέσου μήκους των αλμάτων ( $r_{ij}$ ) και της αγωγιμότητας μηδενικού ηλεκτρικού πεδίου ( $\sigma_0^*$ ). Συνεπώς, η μεθοδολογία που αναπτύχθηκε μπορεί να οδηγήσει στην προτυποποίηση υμενίων SiN<sub>x</sub> με βάση τα μικροσκοπικά μεγέθη  $r_{ij}$  και  $\sigma_0^*$ . Ακόμη, για την μελέτη και βελτιστοποίηση των υμενίων SiN<sub>x</sub> μπορούν να χρησιμοποιηθούν αποκλειστικά πυκνωτές MIM, αποφεύγοντας τα μηχανικά προβλήματα και το αυξημένο κόστος από την χρήση αποκλειστικά διακοπών MEMS.

Με δεδομένη την ισοδυναμία των αποτελεσμάτων ανάμεσα σε πυκνωτές MIM και διακόπτες MEMS, κρίθηκε επιβεβλημένη η μελέτη της επίδρασης της στοιχειομετρίας του υλικού, η οποία καθορίζει τη φύση και την συγκέντρωση των κέντρων παγίδευσης και συνεπώς τα χαρακτηριστικά του κυρίαρχου μηχανισμού συλλογής φορτίου διαμέσου του διηλεκτρικού. Η μελέτη της εκφόρτισης «γυμνών» υμενίων SiN<sub>x</sub> με τη διάταξη KPFM με χρήση ήδη δημοσιευμένων αποτελεσμάτων έδειξε ότι ο μηχανισμός hopping διατηρείται με την αύξηση του λόγου  $R = \frac{[SiH_4]}{[NH_3]}$  των πρόδρομων αερίων και μάλιστα η αύξηση του περιεχομένου Si οδηγεί σε μείωση του  $r_{ij}$  με συνέπεια την αύξηση της αγωγιμότητας των υμενίων. Η περαιτέρω αύξηση του λόγου R οδηγεί στην σταδιακή μετάβαση από τον μηχανισμό hopping στην ωμική συμπεριφορά, γεγονός που αποδίδεται στην πολύ υψηλή συγκέντρωση ατελειών που έχει ως αποτέλεσμα την περαιτέρω αύξηση των διαδρομών διέλευσης εντός του υμενίου. Τα αποτελέσματα αυτά επιβεβαιώθηκαν και από μετρήσεις εκφόρτισης πυκνωτών MIM διαφόρων στοιχειομετριών με τη διάταξη KP, όπου βρέθηκε ότι η αύξηση του περιεχομένου Si οδηγεί: i) σε χαμηλότερη τιμή του δυναμικού έναρξης της εκφόρτισης και ii) σε ταχύτερη εκφόρτιση, γεγονός που τα καθιστά ελκυστικά για την δεδομένη εφαρμογή.



Παράλληλα, επιβεβαιώθηκε η κυριαρχία του μηχανισμού hopping κατά την εκφόρτιση, όπου για την εξαγωγή των παραμέτρων του μηχανισμού αναπτύχθηκε ένα νέο μοντέλο που λαμβάνει υπόψη την συνδυασμένη επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου και της θερμοκρασίας. Η εφαρμογή του προτεινόμενου μοντέλου έδειξε ότι η αύξηση του ηλεκτρικού πεδίου φόρτισης αλλά και της θερμοκρασίας έχει ως αποτέλεσμα την ελάττωση του μέσου μήκους hopping. Η συμπεριφορά αυτή αποδόθηκε στην μετακίνηση των ενεργειακών επιπέδων μεγιστοποίησης του ρυθμού των αλμάτων προς το όριο της ζώνης αγωγιμότητας.

Η εφαρμογή της μεθόδου TSDC στα δείγματα υπό μελέτη, επέτρεψε την ταυτοποίηση των μηχανισμών που εμπλέκονται στη διαδικασία εκφόρτισης. Η μελέτη των αντίστοιχων φασμάτων έδειξε ότι η αύξηση του περιεχομένου σε πυρίτιο εισάγει ατέλειες στο SiN<sub>x</sub>, των οποίων η συνεισφορά είναι σημαντική στην περιοχή των υψηλών θερμοκρασιών του φάσματος TSDC. Οι καταστάσεις αυτές σχετίζονται με τους ελεύθερους δεσμούς Si, καθώς αποτελούν τα κυρίαρχα κέντρα παγίδευσης και επανασύνδεσης φορέων. Η ενέργεια ενεργοποίησης του μηχανισμού εκφόρτισης στις υψηλές θερμοκρασίες του φάσματος TSDC βρέθηκε να είναι παραπλήσια με τον φραγμό δυναμικού ( $\Delta E$ ) του μηχανισμού hopping, γεγονός που αναδεικνύει την μεταξύ τους συσχέτιση.

Για την περαιτέρω βελτιστοποίηση της διαδικασίας εκφόρτισης των υμενίων SiN<sub>x</sub> εξετάστηκαν και νανοδομημένα υλικά με νανοράβδους χρυσού και νανοσωλήνες άνθρακα (CNTs) κάθετου και τυχαίου προσανατολισμού. Η συγκριτική μελέτη των διαθέσιμων νανοδομημένων υμενίων έδειξε ότι η ενσωμάτωση CNTs τυχαίου προσανατολισμού στο κάτω μισό του υμενίου SiN<sub>x</sub> αυξάνει σημαντικά το ρεύμα αγωγιμότητας λόγω της εμφάνισης του μηχανισμού field emission, ο οποίος αναδύεται από το πολύ υψηλό ηλεκτρικό πεδίο λόγω των μικρών διαστάσεων των CNTs. Επειδή οι αναμενόμενες βελτιωμένες ηλεκτρικές ιδιότητες δεν ανιχνεύθηκαν στα υπόλοιπα νανοδομημένα υμένια λόγω αστοχιών ή μη επαρκούς ελέγχου της διαδικασίας κατασκευής, κρίθηκε σκόπιμη η σε βάθος μελέτη της επίδρασης της ενσωμάτωσης CNTs τυχαίου προσανατολισμού εντός του υμενίου SiN<sub>x</sub> και η σύγκριση των αποτελεσμάτων με τα υμένια αναφοράς.

Η μελέτη της διαδικασίας εκφόρτισης πυκνωτών MIM με τη διάταξη KP έδειξε ότι στα υμένια με CNTs τυχαίου προσανατολισμού η διαδικασία εκφόρτισης είναι ταχύτερη, γεγονός που επιβεβαιώθηκε και από την εκφόρτιση διατάξεων MEMS. Η συγκριτική μελέτη των φασμάτων TSDC ανέδειξε τους λόγους για τους οποίους τα νανοδομημένα υμένια εμφανίζουν βελτιωμένες ηλεκτρικές ιδιότητες. Η ενσωμάτωση των CNTs στα συγκεκριμένα υμένια βρέθηκε ότι: i) εξαλείφει την παρουσία δύο μηχανισμών εκφόρτισης που συναντώνται στα δείγματα αναφοράς και ii) η εξάλειψη των μηχανισμών αυτών οδηγεί στην καταστολή του κυρίαρχου μηχανισμού του φάσματος TSDC (υψηλές θερμοκρασίες), όπου συγκεντρώνεται το μεγαλύτερο μέρος του παγιδευμένου φορτίου. Συνεπώς, η ενσωμάτωση CNTs τυχαίου προσανατολισμού στο κάτω μισό του υμενίου SiN<sub>x</sub> θα μπορούσε να αποτελέσει μία ευδόκιμη λύση για τον περιορισμό του προβλήματος της φόρτισης των διηλεκτρικών υμενίων, όπου για την περαιτέρω βελτιστοποίηση τους απαιτείται ο αυστηρός έλεγχος της διαδικασίας

κατασκευής, ο ακριβής έλεγχος της συγκέντρωσης των CNTs, καθώς και της εναπόθεσης του υμενίου ενσωμάτωσης SiN<sub>x</sub> για την δεδομένη εφαρμογή.

Εκτός από την μελέτη της μεταφοράς του εγχεόμενου φορτίου μέσω του διηλεκτρικού, στα πλαίσια της παρούσας διατριβής μελετήθηκε η επίδραση της υγρασίας περιβάλλοντος στην επιφανειακή αγωγιμότητα του υμενίου και συγκεκριμένα στην «διασπορά» του επιφανειακού φορτίου. Με την χρήση κατάλληλων δομών (interdigitated) ηλεκτροδίων και σε περιβάλλον αέρα εργαστηρίου βρέθηκε ότι η αύξηση της θερμοκρασίας του δείγματος οδηγεί σε ελάττωση της επιφανειακής αγωγιμότητας. Η ελάττωση αυτή αποδίδεται στην αντίστοιχη ελάττωση των επιφανειακών διαδρομών διέλευσης (percolation paths) μεταξύ των νανοσυμπλεγμάτων (nanoclusters) νερού, ενώ η συμπεριφορά αυτή δεν παρατηρήθηκε σε περιβάλλον κενού και ξηρού αζώτου. Επειδή η συγκέντρωση των nanoclusters νερού εξαρτάται άμεσα από το βαθμό της σχετικής υγρασίας του περιβάλλοντος, αποτελώντας έναν παράγοντα που δεν μπορεί να προβλεφθεί, κρίνεται σκόπιμη η απομόνωση των διατάξεων MEMS με τη χρήση κατάλληλων ερμητικών συσκευασιών.

Η διακύμανση του επιφανειακού φορτίου ( $\sigma_{\beta}^2$ ), η οποία αναδύεται από την τραχύτητα της κάτω επιφάνειας της γέφυρας κατά την κατάσταση ON, αποτελεί σημαντικό παράγοντα αξιοπιστίας των διατάξεων MEMS που μπορεί να οδηγήσει στην αστοχία του διακόπτη. Στα πλαίσια της παρούσας διατριβής αναπτύχθηκε μοντέλο υπολογισμού της με εφαρμογή απευθείας στους διακόπτες MEMS, όπου βρέθηκε ότι ο ρυθμός ελάττωσης της κατά την διαδικασία εκφόρτισης καθορίζεται από τις περιβαλλοντικές συνθήκες και πιο συγκεκριμένα από τον βαθμό της σχετικής υγρασίας.

Τα αποτελέσματα της παρούσας διατριβής έδωσαν απαντήσεις σε βασικά ερωτήματα που σχετίζονται με την βελτιστοποίηση των διηλεκτρικών υμενίων κυρίως για χρήση στους διακόπτες RF – MEMS και συνέβαλαν στην ανάπτυξη πειραματικών τεχνικών και θεωρητικών μοντέλων για τη μελέτη των ηλεκτρικών ιδιοτήτων τους. Είναι σαφές, ότι απαιτείται ακόμη πολύ ερευνητική προσπάθεια για την πλήρη επίλυση του προβλήματος της φόρτισης των διηλεκτρικών υμενίων. Η τυποποίηση των διηλεκτρικών υλικών, η κατανόηση των φυσικών διεργασιών μεταφοράς φορτίου αλλά και η μελέτη νέων υλικών αποτελούν τα βασικά βήματα που πρέπει να πραγματοποιηθούν προς την κατεύθυνση αυτή.

## ΠΙΝΑΚΑΣ ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑΣ

- [1] L. J. Edgar, "Method and apparatus for controlling electric currents," ed: Google Patents, 1930.
- [2] O. Heil, "Improvements in or relating to electrical amplifiers and other control arrangements and devices," *British Patent*, vol. 439, no. 457, pp. 10-14, 1935.
- [3] W. Shockley and G. Pearson, "Modulation of conductance of thin films of semi-conductors by surface charges," *Physical Review*, vol. 74, no. 2, p. 232, 1948.
- [4] J. S. Kilby, "Miniaturized electronic circuits," ed: Google Patents, 1964.
- [5] R. N. Noyce, "Semiconductor device-and-lead structure," ed: Google Patents, 1961.
- [6] D. Kahng and M. Atalla, "Silicon-silicon dioxide field induced devices," in *Solid-State Device Research Conference*, 1960.
- [7] D. Kahng, "A historical perspective on the development of MOS transistors and related devices," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 23, no. 7, pp. 655-657, 1976.
- [8] L. E. Larson, R. H. Hackett, M. A. Melendes, and R. F. Lohr, "Micromachined microwave actuator (MIMAC) technology-a new tuning approach for microwave integrated circuits," in *Microwave and Millimeter-Wave Monolithic Circuits Symposium Digest*, 1991, pp. 27-30.
- [9] G. M. Rebeiz, *RF MEMS: Theory, Design, and Technology*. Hoboken: J. Willey and Sons, 2004.
- [10] W. M. Van Spengen, "MEMS reliability from a failure mechanisms perspective," *Microelectronics Reliability*, vol. 43, no. 7, pp. 1049-1060, 2003.
- [11] A. Yu, A. Liu, Q. Zhang, and H. Hosseini, "Effects of surface roughness on electromagnetic characteristics of capacitive switches," *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 16, no. 10, p. 2157, 2006.
- [12] H. Suy, R. Herfst, P. Steeneken, J. Stulemeijer, and J. Bielen, "The static behavior of RF MEMS capacitive switches in contact," in *Nanotech Conf., Boston, MA, USA*, 2008.
- [13] G. De Pasquale, A. Soma, and A. Ballestra, "Mechanical fatigue analysis of gold microbeams for RF-MEMS applications by pull-in voltage monitoring," *Analog Integrated Circuits and Signal Processing*, vol. 61, no. 3, p. 215, 2009.
- [14] R. Modlinski *et al.*, "Creep as a reliability problem in MEMS," *Microelectronics Reliability*, vol. 44, no. 9-11, pp. 1733-1738, 2004.
- [15] U. Zaghoul, B. Bhushan, P. Pons, G. J. Papaioannou, F. Coccetti, and R. Plana, "On the influence of environment gases, relative humidity and gas purification

- on dielectric charging/discharging processes in electrostatically driven MEMS/NEMS devices," *Nanotechnology*, vol. 22, no. 3, p. 035705, Jan 21 2011.
- [16] W. Van Spengen, P. Czarnecki, R. Puers, J. Van Beek, and I. De Wolf, "The influence of the package environment on the functioning and reliability of RF-MEMS switches," in *2005 IEEE International Reliability Physics Symposium, 2005. Proceedings. 43rd Annual.*, 2005, pp. 337-341: IEEE.
- [17] Y. Jun, V. Boiadjev, R. Major, and X.-Y. Zhu, "Novel chemistry for surface engineering in MEMS," in *Materials and Device Characterization in Micromachining III*, 2000, vol. 4175, pp. 113-120: International Society for Optics and Photonics.
- [18] W. M. van Spengen, "Capacitive RF MEMS switch dielectric charging and reliability: a critical review with recommendations," *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 22, no. 7, 2012.
- [19] J. Wibbeler, G. Pfeifer, and M. Hietschold, "Parasitic charging of dielectric surfaces in capacitive microelectromechanical systems (MEMS)," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 71, no. 1-2, pp. 74-80, 1998.
- [20] X. Rottenberg, I. De Wolf, B. K. J. C. Nauwelaers, W. De Raedt, and H. A. C. Tilmans, "Analytical Model of the DC Actuation of Electrostatic MEMS Devices With Distributed Dielectric Charging and Nonplanar Electrodes," *Journal of Microelectromechanical Systems*, vol. 16, no. 5, pp. 1243-1253, 2007.
- [21] M. Exarchos, E. Papandreou, P. Pons, M. Lamhamdi, G. J. Papaioannou, and R. Plana, "Charging of radiation induced defects in RF MEMS dielectric films," *Microelectronics Reliability*, vol. 46, no. 9-11, pp. 1695-1699, 2006.
- [22] G. Papaioannou, J. Papapolymerou, P. Pons, and R. Plana, "Dielectric charging in radio frequency microelectromechanical system capacitive switches: A study of material properties and device performance," *Applied Physics Letters*, vol. 90, no. 23, p. 233507, 2007.
- [23] E. Papandreou, M. Lamhamdi, C. Skoulikidou, P. Pons, G. Papaioannou, and R. Plana, "Structure dependent charging process in RF MEMS capacitive switches," *Microelectronics Reliability*, vol. 47, no. 9-11, pp. 1812-1817, 2007.
- [24] G. Papaioannou *et al.*, "Effect of space charge polarization in radio frequency microelectromechanical system capacitive switch dielectric charging," *Applied physics letters*, vol. 89, no. 10, p. 103512, 2006.
- [25] J. Ruan *et al.*, "Accelerated lifetime test of RF-MEMS switches under ESD stress," *Microelectronics Reliability*, vol. 49, no. 9-11, pp. 1256-1259, 2009.
- [26] A. J. Wallash and L. Levit, "Electrical breakdown and ESD phenomena for devices with nanometer-to-micron gaps," in *Reliability, Testing, and Characterization of MEMS/MOEMS II*, 2003, vol. 4980, pp. 87-96: International Society for Optics and Photonics.

- [27] C. Goldsmith *et al.*, "Lifetime characterization of capacitive RF MEMS switches," in *Microwave Symposium Digest, 2001 IEEE MTT-S International*, 2001, vol. 1, pp. 227-230: IEEE.
- [28] J. R. Reid, "Simulation and measurement of dielectric charging in electrostatically actuated capacitive microwave switches," in *Proceedings of the International Conference on Modeling and Simulation of Microsystems, San Juan, Puerto Rico, 2002*, pp. 250-253: Citeseer.
- [29] W. M. v. Spengen, R. Puers, R. Mertens, and I. D. Wolf, "Experimental characterization of stiction due to charging in RF MEMS," in *Digest. International Electron Devices Meeting*, 2002, pp. 901-904.
- [30] S. Melle *et al.*, "Reliability overview of RF MEMS devices and circuits," in *Microwave Conference, 2003. 33rd European*, 2003, vol. 1, pp. 37-40: IEEE.
- [31] S. Melle *et al.*, "Reliability modeling of capacitive RF MEMS," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 53, no. 11, pp. 3482-3488, 2005.
- [32] W. M. v. Spengen, R. Puers, R. Mertens, and I. D. Wolf, "A comprehensive model to predict the charging and reliability of capacitive RF MEMS switches," *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 14, no. 4, pp. 514-521, 2004.
- [33] G. Papaioannou, M.-N. Exarchos, V. Theonas, G. Wang, and J. Papapolymerou, "Temperature study of the dielectric polarization effects of capacitive RF MEMS switches," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 53, no. 11, pp. 3467-3473, 2005.
- [34] R. Herfst, H. Huizing, P. Steeneken, and J. Schmitz, "Characterization of dielectric charging in RF MEMS capacitive switches," in *Microelectronic Test Structures, 2006. ICMTS 2006. IEEE International Conference on*, 2006, pp. 133-136: IEEE.
- [35] R. W. Herfst, P. G. Steeneken, H. G. A. Huizing, and J. Schmitz, "Center-Shift Method for the Characterization of Dielectric Charging in RF MEMS Capacitive Switches," *IEEE Transactions on Semiconductor Manufacturing*, vol. 21, no. 2, pp. 148-153, 2008.
- [36] X. Rottenberg, B. Nauwelaers, W. D. Raedt, and H. A. C. Tilmans, "Distributed dielectric charging and its impact on RF MEMS devices," in *34th European Microwave Conference, 2004.*, 2004, vol. 1, pp. 77-80.
- [37] P. Czarnecki, X. Rottenberg, R. Puers, and I. De Wolf, "Impact of biasing scheme and environment conditions on the lifetime of RF-MEMS capacitive switches," in *Proceedings MEMSWAVE Workshop, Location: Leuven Belgium*, 2005, pp. 133-136: EPFL.
- [38] C. Goldsmith *et al.*, *Understanding and improving longevity in RF MEMS capacitive switches* (MOEMS-MEMS 2008 Micro and Nanofabrication). SPIE, 2008.

- [39] X. Yuan, Z. Peng, J. C. M. Hwang, D. Forehand, and C. L. Goldsmith, "Acceleration of Dielectric Charging in RF MEMS Capacitive Switches," *IEEE Transactions on Device and Materials Reliability*, vol. 6, no. 4, pp. 556-563, 2006.
- [40] N. Tavassolian *et al.*, "The Effect of Silicon Nitride Stoichiometry on Charging Mechanisms in RF-MEMS Capacitive Switches," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 57, no. 12, pp. 3518-3524, 2009.
- [41] M. Koutsourelis, N. Tavassolian, G. Papaioannou, and J. Papapolymerou, "Dielectric charging in capacitive microelectromechanical system switches with silicon nitride," *Applied Physics Letters*, vol. 98, no. 9, 2011.
- [42] U. Zaghloul *et al.*, "Effect of Deposition Gas Ratio, RF Power, and Substrate Temperature on the Charging/Discharging Processes in PECVD Silicon Nitride Films for Electrostatic NEMS/MEMS Reliability Using Atomic Force Microscopy," *Journal of Microelectromechanical Systems*, vol. 20, no. 6, pp. 1395-1418, 2011.
- [43] U. Zaghloul, B. Bhushan, F. Coccetti, P. Pons, and R. Plana, "Kelvin probe force microscopy-based characterization techniques applied for electrostatic MEMS/NEMS devices and bare dielectric films to investigate the dielectric and substrate charging phenomena," *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, vol. 29, no. 5, p. 051101, 2011.
- [44] M. Lamhamdi *et al.*, "Charging-effects in RF capacitive switches influence of insulating layers composition," *Microelectronics Reliability*, vol. 46, no. 9-11, pp. 1700-1704, 2006.
- [45] M. Fernandez-Bolanos, D. Tsamados, P. Dainesi, and A. Ionescu, "Reliability of RF MEMS capacitive switches and distributed MEMS phase shifters using AlN dielectric," in *Micro Electro Mechanical Systems, 2009. MEMS 2009. IEEE 22nd International Conference on*, 2009, pp. 638-641: IEEE.
- [46] E. Papandreou, G. Papaioannou, and T. Lisec, "A correlation of capacitive RF-MEMS reliability to AlN dielectric film spontaneous polarization," *International Journal of Microwave and Wireless Technologies*, vol. 1, no. 1, pp. 43-47, 2009.
- [47] A. Crunteanu, F. Dumas-Bouchiat, C. Champeaux, A. Catherinot, and P. Blondy, "Electrical conduction mechanisms of metal nanoclusters embedded in an amorphous Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> matrix," *Thin Solid Films*, vol. 515, no. 16, pp. 6324-6327, 2007.
- [48] D. Birmiliotis, M. Koutsourelis, J. Kohylas, G. Papaioannou, and A. Ziaei, "Charging mechanisms in Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> dielectric films for MEMS capacitive switches," *Microelectronics Reliability*, vol. 88-90, pp. 840-845, 2018/09/01/2018.
- [49] A. Persano, F. Quaranta, M. Martucci, P. Cretì, P. Siciliano, and A. Cola, "Transport and charging mechanisms in Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> thin films for capacitive RF

- MEMS switches application," *Journal of Applied Physics*, vol. 107, no. 11, p. 114502, 2010.
- [50] A. Persano, A. Tazzoli, A. Cola, P. Siciliano, G. Meneghesso, and F. Quaranta, "Reliability enhancement by suitable actuation waveforms for capacitive RF MEMS switches in III–V technology," *Journal of Microelectromechanical Systems*, vol. 21, no. 2, pp. 414-419, 2011.
- [51] J. Tsaur, K. Onodera, T. Kobayashi, M. Ichiki, R. Maeda, and T. Suga, "Wideband and high reliability RF-MEMS switches using PZT/HfO<sub>2</sub>/multi-layered high K dielectrics," in *2004 IEEE International Reliability Physics Symposium. Proceedings*, 2004, pp. 259-264: IEEE.
- [52] J. R. Macdonald and E. Barsoukov, "Impedance spectroscopy: theory, experiment, and applications," *History*, vol. 1, no. 8, pp. 1-13, 2005.
- [53] G. Papaioannou and R. Plana, "Physics of charging in Dielectrics and Reliability of capacitive RF-MEMS switches," in *Advanced Microwave and Millimeter Wave Technologies*, M. Mukherjee, Ed.: IntechOpen, 2010.
- [54] H. Kliem, "Kohlrausch relaxations: new aspects about the everlasting story," *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 12, no. 4, pp. 709-718, 2005.
- [55] R. Rammal, "Random walks of a particle on fractal lattices with traps," *Physics Letters A*, vol. 102, no. 3, pp. 117-120, 1984.
- [56] R. G. Palmer, D. L. Stein, E. Abrahams, and P. W. Anderson, "Models of Hierarchically Constrained Dynamics for Glassy Relaxation," *Physical Review Letters*, vol. 53, no. 10, pp. 958-961, 09/03/ 1984.
- [57] C. L. Henley, "Critical Ising spin dynamics on percolation clusters," *Physical review letters*, vol. 54, no. 18, p. 2030, 1985.
- [58] H. Fröhlich, *Theory of dielectrics - Dielectric constant and dielectric loss*. Clarendon Press, 1949.
- [59] K. C. Kao, *Dielectric phenomena in solids*. Elsevier, 2004.
- [60] F.-C. Chiu, "A Review on Conduction Mechanisms in Dielectric Films," *Advances in Materials Science and Engineering*, vol. 2014, pp. 1-18, 2014.
- [61] M. P. Houg, Y. H. Wang, and W. J. Chang, "Current transport mechanism in trapped oxides: A generalized trap-assisted tunneling model," *Journal of applied physics*, vol. 86, no. 3, pp. 1488-1491, 1999.
- [62] R. Ramprasad, "Phenomenological theory to model leakage currents in metal–insulator–metal capacitor systems," *physica status solidi (b)*, vol. 239, no. 1, pp. 59-70, 2003.

- [63] F.-C. Chiu and C.-M. Lai, "Optical and electrical characterizations of cerium oxide thin films," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 43, no. 7, p. 075104, 2010.
- [64] R. H. Fowler and L. Nordheim, "Electron emission in intense electric fields," *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*, 10.1098/rspa.1928.0091 vol. 119, no. 781, p. 173, 1928.
- [65] H. Kato, H. Sato, Y. Ohki, K. S. Seol, and T. Noma, "Similarities in the electrical conduction processes in hydrogenated amorphous silicon oxynitride and silicon nitride," *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 15, no. 13, p. 2197, 2003.
- [66] M. Bose, D. Basa, and D. Bose, "Electrical conduction studies of plasma enhanced chemical vapor deposited silicon nitride films," *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, vol. 19, no. 1, pp. 41-44, 2001.
- [67] R. M. Hill, "Poole-Frenkel conduction in amorphous solids," *Philosophical Magazine*, vol. 23, no. 181, pp. 59-86, 1971.
- [68] S. Ganichev, E. Ziemann, W. Prettl, I. Yassievich, A. Istratov, and E. Weber, "Distinction between the Poole-Frenkel and tunneling models of electric-field-stimulated carrier emission from deep levels in semiconductors," *Physical Review B*, vol. 61, no. 15, p. 10361, 2000.
- [69] N. F. Mott, "Conduction in non-crystalline materials," *Philosophical Magazine*, vol. 19, no. 160, pp. 835-852, 1969.
- [70] M. Pollak, "A percolation treatment of dc hopping conduction," *Journal of Non-Crystalline Solids*, vol. 11, no. 1, pp. 1-24, 1972.
- [71] R. M. Hill, "Hopping conduction in amorphous solids," *Philosophical Magazine*, vol. 24, no. 192, pp. 1307-1325, 1971.
- [72] V. Ambegaokar, B. I. Halperin, and J. S. Langer, "Hopping Conductivity in Disordered Systems," *Physical Review B*, vol. 4, no. 8, pp. 2612-2620, 1971.
- [73] M. Pollak and I. Riess, "A percolation treatment of high-field hopping transport," *Journal of Physics C: Solid State Physics*, vol. 9, no. 12, p. 2339, 1976.
- [74] M. Grünwald and P. Thomas, "A hopping model for activated charge transport in amorphous silicon," *physica status solidi (b)*, vol. 94, no. 1, pp. 125-133, 1979.
- [75] D. Monroe, "Hopping in exponential band tails," *Physical Review Letters*, vol. 54, no. 2, p. 146, 1985.
- [76] B. Cleve, B. Hartenstein, S. D. Baranovskii, M. Scheidler, P. Thomas, and H. Baessler, "High-field hopping transport in band tails of disordered



- semiconductors," *Physical Review B*, vol. 51, no. 23, pp. 16705-16713, 06/15/1995.
- [77] B. Shklovskii, E. Levin, H. Fritzsche, and S. Baranovskii, "Transport, correlation and structural defects," ed: World Scientific, Singapore, 1990.
- [78] S. Marianer and B. I. Shklovskii, "Effective temperature of hopping electrons in a strong electric field," *Physical Review B*, vol. 46, no. 20, p. 13100, 1992.
- [79] A. Rose, "Space-charge-limited currents in solids," *Physical Review*, vol. 97, no. 6, p. 1538, 1955.
- [80] A. D. Liddiard, *Handbook of Physics*. New York: McGraw Hill, 1957.
- [81] E. Papandreou, M. Lamhamdi, C. M. Skoulikidou, P. Pons, G. Papaioannou, and R. Plana, "Structure dependent charging process in RF MEMS capacitive switches," *Microelectronics Reliability*, vol. 47, no. 9-11, pp. 1812-1817, 2007.
- [82] X.-j. He, C.-j. Wang, J.-f. Guo, Z.-j. Cai, J.-h. Fu, and F.-y. Meng, "Lateral RF MEMS capacitive switch based on HfO<sub>2</sub> film for millimeter wave applications," in *Proceedings of 2012 5th Global Symposium on Millimeter-Waves*, 2012, pp. 637-640: IEEE.
- [83] R. Herdier, M. Detalle, D. Jenkins, C. Soyer, and D. Remiens, "Piezoelectric thin films for MEMS applications—A comparative study of PZT, 0.7 PMN–0.3 PT and 0.9 PMN–0.1 PT thin films grown on Si by RF magnetron sputtering," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 148, no. 1, pp. 122-128, 2008.
- [84] M. K. Bonthu and A. K. Sharma, "An investigation of dielectric material selection of RF-MEMS switches using Ashby's methodology for RF applications," *Microsystem Technologies*, vol. 24, no. 4, pp. 1803-1809, 2018/04/01 2018.
- [85] D. Fleetwood, S. RASHKEEV, Z. LU, C. NICKLAW, and J. FELIX, "Dipoles in SiO<sub>2</sub>: Border traps or not?," in *Proceedings-Electrochemical Society*, 2003, pp. 291-307.
- [86] C. Fang and R. De Groot, "The nature of electron states in AlN and  $\alpha$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>," *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 19, no. 38, p. 386223, 2007.
- [87] F. Talbi, F. Lalam, and D. Malec, "DC conduction of Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> under high electric field," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 40, no. 12, p. 3803, 2007.
- [88] E. Papandreou *et al.*, "Investigation of dielectric charging mechanisms in Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> RF mems capacitive switches," in *Int. Conf. MEMSWAVE*, 2008.
- [89] C. R. Li, L. J. Ding, J. Z. Lv, Y. P. Tu, and Y. C. Cheng, "The relation of trap distribution of alumina with surface flashover performance in vacuum," *IEEE transactions on dielectrics and electrical insulation*, vol. 13, no. 1, pp. 79-84, 2006.

- [90] C. Durand *et al.*, "Metal-insulator-metal capacitors using Y2O3 dielectric grown by pulsed-injection plasma enhanced metalorganic chemical vapor deposition," *Journal of Vacuum Science and Technology A: Vacuum, Surfaces and Films*, Article vol. 22, no. 3, pp. 655-660, 2004.
- [91] C. Durand *et al.*, "Electrical property improvements of yttrium oxide-based metal-insulator-metal capacitors," *Journal of Vacuum Science & Technology A*, vol. 24, no. 3, pp. 459-466, 2006.
- [92] Y. Xu, Z. Gu, and W. Ching, "Electronic, structural, and optical properties of crystalline yttria," *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, Article vol. 56, no. 23, pp. 14993-15000, 1997.
- [93] C. C. You, T. Mongstad, J. P. Maehlen, and S. Karazhanov, "Engineering of the band gap and optical properties of thin films of yttrium hydride," *Applied Physics Letters*, vol. 105, no. 3, p. 031910, 2014/07/21 2014.
- [94] S. Duenas, H. Castan, J. Barbolla, R. Kola, and P. Sullivan, "Electrical characteristics of anodic tantalum pentoxide thin films under thermal stress," *Microelectronics reliability*, vol. 40, no. 4-5, pp. 659-662, 2000.
- [95] K. Allers, P. Brenner, and M. Schrenk, "Dielectric reliability and material properties of Al2O3 in metal insulator metal capacitors (MIMCAP) for RF bipolar technologies in comparison to SiO2, SiN and Ta2O5," in *Proceedings of the Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting*, 2003, pp. 35-38.
- [96] V. Afanas'ev and A. Stesmans, "Injection induced charging of HfO2 insulators on Si," *Materials Science and Engineering: B*, vol. 109, no. 1-3, pp. 74-77, 2004.
- [97] G. Puzzilli and F. Irrera, "Long time transients in hafnium oxide," *Microelectronic Engineering*, vol. 84, no. 9-10, pp. 2394-2397, 2007.
- [98] G. Papaioannou, L. Michalas, M. Koutsourelis, S. Bansropun, A. Gantis, and A. Ziaei, "Charging mechanisms in nanostructured dielectrics for MEMS capacitive switches," in *2014 IEEE 14th Topical Meeting on Silicon Monolithic Integrated Circuits in Rf Systems*, 2014, pp. 98-100.
- [99] M. Ohring, "Chapter 6 - Chemical Vapor Deposition," in *Materials Science of Thin Films (Second Edition)*, M. Ohring, Ed. San Diego: Academic Press, 2002, pp. 277-355.
- [100] H. Huang *et al.*, "Effect of deposition conditions on mechanical properties of low-temperature PECVD silicon nitride films," *Materials Science and Engineering: A*, vol. 435, pp. 453-459, 2006.
- [101] S. P. Singh, M. H. Modi, and P. Srivastava, "Growth kinetics and compositional analysis of silicon rich a-SiNx: H film: A soft x-ray reflectivity study," *Applied Physics Letters*, vol. 97, no. 15, p. 151906, 2010.
- [102] M. Lamers, K. Butler, P. E. Vullum, J. Harding, and A. Weeber, "Characterization of a-SiNx: H layer: Bulk properties, interface with Si and

- solar cell efficiency," *physica status solidi (a)*, vol. 210, no. 4, pp. 658-668, 2013.
- [103] J. Simmons, "Conduction in thin dielectric films," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 4, no. 5, p. 613, 1971.
- [104] M. Carrada *et al.*, "Structural and optical properties of high density Si-ncs synthesized in SiNx: H by remote PECVD and annealing," *Materials Science and Engineering: B*, vol. 147, no. 2-3, pp. 218-221, 2008.
- [105] G. Morello, "Hydrogen content of amorphous PECVD SiNx: H films by infrared spectroscopy and hydrogen forward scattering results," *Journal of Non Crystalline Solids*, vol. 187, pp. 308-312, 1995.
- [106] D. Necas, V. Perina, D. Franta, I. Ohlídal, and J. Zemek, "Optical characterization of non-stoichiometric silicon nitride films," *physica status solidi c*, vol. 5, no. 5, pp. 1320-1323, 2008.
- [107] M. H. W. M. v. Delden and P. J. v. d. Wel, "Reliability and electric properties for PECVD a-SiNx:H films with an optical band-gap ranging from 2.5 to 5.38 eV," in *2003 IEEE International Reliability Physics Symposium Proceedings, 2003. 41st Annual.*, 2003, pp. 293-297.
- [108] K. Maeda and I. Umezu, "Atomic microstructure and electronic properties of a-SiN x: H deposited by radio frequency glow discharge," *Journal of applied physics*, vol. 70, no. 5, pp. 2745-2754, 1991.
- [109] I. Afanasyev-Charkin, L. Jacobsohn, R. Averitt, and M. Nastasi, "Amorphous silicon nitride films of different composition deposited at room temperature by pulsed glow discharge plasma immersion ion implantation and deposition," *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, vol. 22, no. 6, pp. 2342-2346, 2004.
- [110] N. Banerji, J. Serra, S. Chiussi, B. Leon, and M. Perez-Amor, "Photo-induced deposition and characterization of variable bandgap a-SiN: H alloy films," *Applied surface science*, vol. 168, no. 1-4, pp. 52-56, 2000.
- [111] F. Demichelis, F. Giorgis, and C. Pirri, "Compositional and structural analysis of hydrogenated amorphous silicon—nitrogen alloys prepared by plasma-enhanced chemical vapour deposition," *Philosophical Magazine B*, vol. 74, no. 2, pp. 155-168, 1996.
- [112] F. Giorgis *et al.*, "Photoluminescence and Optical Characterization of a-Si x N 1-x: H based Multilayers Grown by PECVD," *MRS Online Proceedings Library Archive*, vol. 467, 1997.
- [113] V. A. Gritsenko, R. W. M. Kwok, H. Wong, and J. B. Xu, "Short-range order in non-stoichiometric amorphous silicon oxynitride and silicon-rich nitride," *Journal of Non-Crystalline Solids*, vol. 297, no. 1, pp. 96-101, 2002/01/01/2002.

- [114] V. A. Gritsenko, D. V. Gritsenko, Y. N. Novikov, R. W. M. Kwok, and I. Bello, "Short-range order, large-scale potential fluctuations, and photoluminescence in amorphous SiN<sub>x</sub>," *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, journal article vol. 98, no. 4, pp. 760-769, April 01 2004.
- [115] D. N. Son, N. Van Duy, S. Jung, and J. Yi, "Embedded nonvolatile memory devices with various silicon nitride energy band gaps on glass used for flat panel display applications," *Semiconductor Science and Technology*, vol. 25, no. 8, p. 085003, 2010/07/02 2010.
- [116] A. Flewitt, A. Dyson, J. Robertson, and W. Milne, "Low temperature growth of silicon nitride by electron cyclotron resonance plasma enhanced chemical vapour deposition," *Thin Solid Films*, vol. 383, no. 1-2, pp. 172-177, 2001.
- [117] W. Warren, J. Kanicki, J. Robertson, and P. Lenahan, "Energy level of the nitrogen dangling bond in amorphous silicon nitride," *Applied physics letters*, vol. 59, no. 14, pp. 1699-1701, 1991.
- [118] D. Krick, P. M. Lenahan, and J. Kanicki, "Electrically active point defects in amorphous silicon nitride: An illumination and charge injection study," *Journal of applied physics*, vol. 64, no. 7, pp. 3558-3563, 1988.
- [119] L. Vanzetti, M. Barozzi, D. Giubertoni, C. Kompocholis, A. Bagolini, and P. Bellutti, "Correlation between silicon-nitride film stress and composition: XPS and SIMS analyses," *Surface and Interface Analysis: An International Journal devoted to the development and application of techniques for the analysis of surfaces, interfaces and thin films*, vol. 38, no. 4, pp. 723-726, 2006.
- [120] G. N. Parsons, "Surface reactions in very low temperature (< 150° C) hydrogenated amorphous silicon deposition, and applications to thin film transistors," *Journal of non-crystalline solids*, vol. 266, pp. 23-30, 2000.
- [121] D. Benoit, J. Regolini, and P. Morin, "Hydrogen desorption and diffusion in PECVD silicon nitride. Application to passivation of CMOS active pixel sensors," *Microelectronic engineering*, vol. 84, no. 9-10, pp. 2169-2172, 2007.
- [122] R. Pandey, L. Patil, J. P. Bange, and D. Gautam, "Growth and characterization of silicon nitride films for optoelectronics applications," *Optical Materials*, vol. 27, no. 2, pp. 139-146, 2004.
- [123] A. J. Lowe, M. J. Powell, and S. R. Elliott, "The electronic properties of plasma-deposited films of hydrogenated amorphous SiN<sub>x</sub>(0<x<1.2)," *Journal of Applied Physics*, vol. 59, no. 4, pp. 1251-1258, 1986.
- [124] S. Hasegawa, M. Matsuda, and Y. Kurata, "Si-H and N-H vibrational properties in glow-discharge amorphous SiN<sub>x</sub>: H films (0< x< 1.55)," *Applied physics letters*, vol. 57, no. 21, pp. 2211-2213, 1990.
- [125] J. Robertson, "Defects and hydrogen in amorphous silicon nitride," *Philosophical Magazine B*, vol. 69, no. 2, pp. 307-326, 1994.

- [126] P. M. Lenahan and S. E. Curry, "First observation of the  $^{29}\text{Si}$  hyperfine spectra of silicon dangling bond centers in silicon nitride," *Applied physics letters*, vol. 56, no. 2, pp. 157-159, 1990.
- [127] J. F. Conley Jr, P. M. Lenahan, H. Evans, R. Lowry, and T. Morthorst, "Observation and electronic characterization of two E' center charge traps in conventionally processed thermal  $\text{SiO}_2$  on Si," *Applied physics letters*, vol. 65, no. 18, pp. 2281-2283, 1994.
- [128] S. E. Curry, P. M. Lenahan, D. Krick, J. Kanicki, and C. Kirk, "Evidence for a negative electron-electron correlation energy in the dominant deep trapping center in silicon nitride films," *Applied physics letters*, vol. 56, no. 14, pp. 1359-1361, 1990.
- [129] J. Robertson, "Electronic structure of silicon nitride," *Philosophical Magazine B*, vol. 63, no. 1, pp. 47-77, 1991/01/01 1991.
- [130] V. A. Gritsenko, Y. N. Novikov, Y. N. Morokov, and H. Wong, "Simulation of electronic structure of Si-Si bond traps in oxide/nitride/oxide structure," *Microelectronics Reliability*, vol. 38, no. 9, pp. 1457-1464, 1998/09/01/ 1998.
- [131] C. Kirk Jr, "Valence alternation pair model of charge storage in MNOS memory devices," *Journal of Applied Physics*, vol. 50, no. 6, pp. 4190-4195, 1979.
- [132] E. Davis, N. Piggins, and S. Bayliss, "Optical properties of amorphous  $\text{SiN}_x$  (:H) films," *Journal of Physics C: Solid State Physics*, vol. 20, no. 27, p. 4415, 1987.
- [133] K. A. Nasyrov, V. A. Gritsenko, Y. N. Novikov, E.-H. Lee, S. Y. Yoon, and C. W. Kim, "Two-bands charge transport in silicon nitride due to phonon-assisted trap ionization," *Journal of Applied Physics*, vol. 96, no. 8, pp. 4293-4296, 2004.
- [134] H. Aozasa, I. Fujiwara, A. Nakamura, and Y. Komatsu, "Analysis of Carrier Traps in  $\text{Si}_3\text{N}_4$  in Oxide/Nitride/Oxide for Metal/Oxide/Nitride/Oxide/Silicon Nonvolatile Memory," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 38, no. Part 1, No. 3A, pp. 1441-1447, 1999/03/15 1999.
- [135] V. Gritsenko, E. Meerson, I. Travkov, and Y. V. Goltvjanskii, "Nonstationary electrons and holes transport by depolarization of MNOS structures: Experiment and numerical simulation," *Microelectronics*, vol. 16, pp. 42-50, 1987.
- [136] V. M. Efimov, "Study of thin silicon nitride films toy isothermal depolarization of mnos structures," *physica status solidi (a)*, vol. 65, no. 1, pp. 177-187, 1981.
- [137] E. Lusky, Y. Shacham-Diamand, A. Shappir, I. Bloom, and B. Eitan, "Traps spectroscopy of the  $\text{Si}_3\text{N}_4$  layer using localized charge-trapping nonvolatile memory device," *Applied Physics Letters*, vol. 85, no. 4, pp. 669-671, 2004.
- [138] Y. Roizin, V. Gritsenko, M. Baklanov, K. Maex, and M. Green, "ONO structures and oxynitrides in modern microelectronics: Material science

- characterization and application," *Dielectric films for advanced microelectronics*, vol. 4, p. 251, 2007.
- [139] M. Petersen and Y. Roizin, "Density functional theory study of deep traps in silicon nitride memories," *Applied Physics Letters*, vol. 89, no. 5, p. 053511, 2006.
- [140] V. A. Gritsenko, "Electronic structure of silicon nitride," *Physics-Uspekhi*, vol. 55, no. 5, p. 498, 2012.
- [141] V. J. Kapoor and S. B. Bibyk, "Energy distribution of electron-trapping centers in low pressure chemically vapor-deposited Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> films," *Thin Solid Films*, vol. 78, no. 2, pp. 193-201, 1981/04/03/ 1981.
- [142] V. A. Gritsenko, S. S. Nekrashevich, V. V. Vasilev, and A. V. Shaposhnikov, "Electronic structure of memory traps in silicon nitride," *Microelectronic Engineering*, vol. 86, no. 7, pp. 1866-1869, 2009/07/01/ 2009.
- [143] R. S. Bailey and V. J. Kapoor, "Variation in the stoichiometry of thin silicon nitride insulating films on silicon and its correlation with memory traps," *Journal of Vacuum Science and Technology*, vol. 20, no. 3, pp. 484-487, 1982.
- [144] S. Fujita and A. Sasaki, "Dangling bonds in memory-quality silicon nitride films," *Journal of the electrochemical society*, vol. 132, no. 2, pp. 398-402, 1985.
- [145] S. M. Sze, "Current Transport and Maximum Dielectric Strength of Silicon Nitride Films," *Journal of Applied Physics*, vol. 38, no. 7, pp. 2951-2956, 1967.
- [146] S. Habermehl and C. Carmignani, "Correlation of charge transport to local atomic strain in Si-rich silicon nitride thin films," *Applied Physics Letters*, vol. 80, no. 2, pp. 261-263, 2002.
- [147] J. M. Shannon and A. D. Annis, "Current-induced defect conductivity in hydrogenated silicon-rich amorphous silicon nitride," *Philosophical Magazine Letters*, vol. 72, no. 5, pp. 323-329, 1995/11/01 1995.
- [148] J. Robertson and M. J. Powell, "Gap states in silicon nitride," *Applied Physics Letters*, vol. 44, no. 4, pp. 415-417, 1984.
- [149] W. Jackson, J. Marshall, and M. Moyer, "Role of hydrogen in the formation of metastable defects in hydrogenated amorphous silicon," *Physical Review B*, vol. 39, no. 2, p. 1164, 1989.
- [150] M. Koutsourelis, E. Papandreou, L. Michalas, and G. Papaioannou, "Investigation of silicon nitride charging," *Microelectronic Engineering*, vol. 90, pp. 145-148, 2012.
- [151] G. J. Papaioannou and J. Papapolymerou, "Dielectric charging mechanisms in RF-MEMS capacitive switches," in *2007 European Microwave Integrated Circuit Conference*, 2007, pp. 359-362.

- [152] G. Papaioannou, F. Coccetti, and R. Plana, "On the modeling of dielectric charging in RF-MEMS capacitive switches," in *Silicon Monolithic Integrated Circuits in RF Systems (SiRF), 2010 Topical Meeting on*, 2010, pp. 108-111: IEEE.
- [153] A.-C. Amiaud, A. Leuliet, B. Loiseaux, J.-P. Ganne, and J. Nagle, "Modeling of dielectric charging in capacitive structures," *Journal of Applied Physics*, vol. 118, no. 17, p. 174103, 2015.
- [154] A. Jain, S. Palit, and M. A. Alam, "A physics-based predictive modeling framework for dielectric charging and creep in RF MEMS capacitive switches and varactors," *Journal of microelectromechanical systems*, vol. 21, no. 2, pp. 420-430, 2012.
- [155] X. Yuan, J. C. Hwang, D. Forehand, and C. L. Goldsmith, "Modeling and characterization of dielectric-charging effects in RF MEMS capacitive switches," in *Microwave Symposium Digest, 2005 IEEE MTT-S International*, 2005, pp. 4 pp.-756: IEEE.
- [156] D. Molinero and L. Castaner, "Modeling and measuring transient discharge current of microelectromechanical switches after dielectric charging by voltage stress," *Applied physics letters*, vol. 94, no. 4, p. 043503, 2009.
- [157] M. Koutsourelis and G. Papaioannou, "Determination of long time discharge current in microelectromechanical system capacitive switches," *Applied Physics Letters*, vol. 99, no. 10, p. 103503, 2011/09/05 2011.
- [158] M. S. Koutsourelis and G. J. Papaioannou, "Determination of bulk discharge current in the dielectric film of MEMS capacitive switches," *Microelectronics Reliability*, vol. 51, no. 9-11, pp. 1874-1877, 2011.
- [159] M. Lamhamdi *et al.*, "Voltage and temperature effect on dielectric charging for RF-MEMS capacitive switches reliability investigation," *Microelectronics Reliability*, vol. 48, no. 8, pp. 1248-1252, 2008/08/01/ 2008.
- [160] P. Bräunlich, *Thermally stimulated relaxation in solids* (Thermally stimulated relaxation in solids). 1979.
- [161] V. Gun'ko *et al.*, "TSDC spectroscopy of relaxational and interfacial phenomena," *Advances in colloid and interface science*, vol. 131, no. 1-2, pp. 1-89, 2007.
- [162] T. Nedetzka, M. Reichle, A. Mayer, and H. Vogel, "Thermally stimulated depolarization. Method for measuring the dielectric properties of solid substances," *The Journal of Physical Chemistry*, vol. 74, no. 13, pp. 2652-2659, 1970.
- [163] P. Müller, "Relationship between thermally stimulated depolarization and conductivity," *physica status solidi (a)*, vol. 23, no. 1, pp. 165-174, 1974.

- [164] S. C. Agarwal, "Analysis of the thermally stimulated capacitor-discharge method for characterizing localized states in amorphous semiconductors," *Physical Review B*, vol. 10, no. 10, p. 4340, 1974.
- [165] V. V. Daniel, *Dielectric relaxation*. Academic press, 1967.
- [166] C. Bucci, R. Fieschi, and G. Guidi, "Ionic Thermocurrents in Dielectrics," *Physical Review*, vol. 148, no. 2, pp. 816-823, 08/12/ 1966.
- [167] M. M. Perlman, *Electrets, Charge Storage, and Transport in Dielectrics*. Dielectrics and Insulation Division, Electrochemical Society, 1973.
- [168] A. Brun, P. Dansas, and P. Sixou, "Study of the reorientation of impurity-vacancy complexes in KCl containing divalent substitutional ions," *Solid State Communications*, vol. 8, no. 8, pp. 613-616, 1970.
- [169] C. Laj and P. Bergé, "Étude par la méthode des thermocourants ioniques des propriétés des dipôles lacune-impureté dans le fluorure de lithium dopé," *Journal de Physique*, vol. 28, no. 10, pp. 821-824, 1967.
- [170] C. Bucci and R. Fieschi, "Ionic thermoconductivity. Method for the investigation of polarization in insulators," *Physical Review Letters*, vol. 12, no. 1, p. 16, 1964.
- [171] C. J. F. Böttcher and P. Bordewijk, *Theory of electric polarization*. Elsevier Science Limited, 1978.
- [172] J. Bisquert and G. Garcia-Belmonte, "Analysis of the power-law response in the fractal dielectric model by thermally stimulated currents and frequency spectroscopy," *Journal of Applied Physics*, vol. 89, no. 10, pp. 5657-5662, 2001.
- [173] "Kelvin Probe Information Site, Available: <http://www.kelvinprobe.info/>," ed.
- [174] C. Villeneuve-Faure, K. Makasheva, L. Boudou, and G. Teyssedre, "Space Charge at Nanoscale: Probing Injection and Dynamic Phenomena Under Dark/Light Configurations by Using KPFM and C-AFM," in *Electrical Atomic Force Microscopy for Nanoelectronics*: Springer, 2019, pp. 267-301.
- [175] R. W. Herfst, P. G. Steeneken, J. Schmitz, A. J. G. Mank, and M. v. Gils, "Kelvin probe study of laterally inhomogeneous dielectric charging and charge diffusion in RF MEMS capacitive switches," in *2008 IEEE International Reliability Physics Symposium*, 2008, pp. 492-495.
- [176] C. Djaou, C. Villeneuve-Faure, L. Boudou, K. Makasheva, and G. Teyssedre, "2D Charge Density Probing at Aluminum/SiN<sub>x</sub> Interface: a Sub-micrometric Investigation by Kelvin Probe Force Microscopy," in *IEEE 2020 International Conference on Dielectrics*, 2020, pp. pp. 451-454.
- [177] J. P. Colinge, *Silicon-on-Insulator Technology: Materials to VLSI*. Springer US, 1997.



- [178] D. Birmpiliotis, P. Czarnecki, M. Koutsourelis, G. Papaioannou, and I. De Wolf, "Assessment of dielectric charging in capacitive MEMS switches fabricated on Si substrate with thin oxide film," *Microelectronic Engineering*, vol. 159, pp. 209-214, 2016.
- [179] A. Hohl *et al.*, "An interface clusters mixture model for the structure of amorphous silicon monoxide (SiO)," *Journal of Non-Crystalline Solids*, vol. 320, no. 1-3, pp. 255-280, 2003.
- [180] C.-S. Chen, B.-H. Hwang, H.-Y. Lu, and T.-C. Hsu, "Columnar structure of reactively sputtered aluminium nitride films," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 35, no. 20, p. 2608, 2002.
- [181] B.-H. Hwang, C.-S. Chen, H.-Y. Lu, and T.-C. Hsu, "Growth mechanism of reactively sputtered aluminum nitride thin films," *Materials Science and Engineering: A*, vol. 325, no. 1-2, pp. 380-388, 2002.
- [182] M. F. Shlesinger and E. W. Montroll, "On the Williams—Watts function of dielectric relaxation," *Proceedings of the National Academy of Sciences*, vol. 81, no. 4, pp. 1280-1283, 1984.
- [183] J. Phillips, "Stretched exponential relaxation in molecular and electronic glasses," *Reports on Progress in Physics*, vol. 59, no. 9, p. 1133, 1996.
- [184] R. Daigler, E. Papandreou, M. Koutsourelis, G. Papaioannou, and J. Papapolymerou, "Effect of deposition conditions on charging processes in SiNx: Application to RF-MEMS capacitive switches," *Microelectronic Engineering*, vol. 86, no. 3, pp. 404-407, 2009.
- [185] M. Koutsourelis, L. Michalas, and G. Papaioannou, "Temperature effects on the bulk discharge current of dielectric films of MEMS capacitive switches," *Microelectronics Reliability*, vol. 52, no. 9-10, pp. 2240-2244, 2012.
- [186] M. Koutsourelis *et al.*, "Properties of contactless and contacted charging in MEMS capacitive switches," *Microelectronics Reliability*, vol. 53, no. 9-11, pp. 1655-1658, 2013.
- [187] L. Michalas *et al.*, "Electrical assessment of diamond MIM capacitors and modeling of MEMS capacitive switch discharging," *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 24, no. 11, p. 115017, 2014.
- [188] U. Zaghoul *et al.*, "Nanoscale characterization of the dielectric charging phenomenon in PECVD silicon nitride thin films with various interfacial structures based on Kelvin probe force microscopy," *Nanotechnology*, vol. 22, no. 20, p. 205708, May 20 2011.
- [189] M. Koutsourelis *et al.*, "Comparative study of AlN dielectric films' electrical properties for MEMS capacitive switches," *Microelectronic Engineering*, vol. 130, pp. 69-73, 2014.

- [190] T. L. Tansley and R. J. Egan, "Point-defect energies in the nitrides of aluminum, gallium, and indium," *Physical Review B*, Article vol. 45, no. 19, pp. 10942-10950, 1992.
- [191] N. Karanjaokar and I. Chasiotis, "Creep behavior of nanocrystalline Au films as a function of temperature," *Journal of Materials Science*, vol. 51, no. 8, pp. 3701-3714, 2016/04/01 2016.
- [192] M. Vila, E. Román, and C. Prieto, "Electrical conduction mechanism in silicon nitride and oxy-nitride-sputtered thin films," *Journal of applied physics*, vol. 97, no. 11, p. 113710, 2005.
- [193] S. Awan, R. Gould, and S. Gravano, "Electrical conduction processes in silicon nitride thin films prepared by rf magnetron sputtering using nitrogen gas," *Thin Solid Films*, vol. 355, pp. 456-460, 1999.
- [194] K. H. Allers, "Prediction of dielectric reliability from I–V characteristics: Poole–Frenkel conduction mechanism leading to  $\sqrt{E}$  model for silicon nitride MIM capacitor," *Microelectronics Reliability*, vol. 44, no. 3, pp. 411-423, 2004.
- [195] L. Michalas, M. Koutsourelis, E. Papandreou, A. Gantis, and G. Papaioannou, "Assessment of dielectric charging in RF MEMS capacitive switches with the aid of MIM capacitors," in *2014 29th International Conference on Microelectronics Proceedings - MIEL 2014*, 2014, pp. 125-128.
- [196] M. Kouteourelis and G. Papaioannou, "The discharge current through the dielectric film in MEMS capacitive switches," in *2011 6th European Microwave Integrated Circuit Conference*, 2011, pp. 450-453.
- [197] D. Birmiliotis, G. Stavriniadis, M. Koutsourelis, G. Konstantinidis, and G. Papaioannou, "On the Discharge Transport Mechanisms Through the Dielectric Film in MEMS Capacitive Switches," *Journal of Microelectromechanical Systems*, vol. 29, no. 2, pp. 202-213, 2020.
- [198] M. Koutsourelis, L. Michalas, and G. Papaioannou, "Charge collection mechanism in MEMS capacitive switches," in *2012 IEEE International Reliability Physics Symposium (IRPS)*, 2012, pp. ME.2.1-ME.2.5.
- [199] U. Zaghloul, G. Papaioannou, F. Coccetti, P. Pons, and R. Plana, "Dielectric charging in silicon nitride films for MEMS capacitive switches: Effect of film thickness and deposition conditions," *Microelectronics Reliability*, vol. 49, no. 9, pp. 1309-1314, 2009/09/01/ 2009.
- [200] S. Awan and R. Gould, "Electrical properties of nitrogen RF-sputtered silicon nitride thin films: Effects of gold electrodes," 2003.
- [201] Y. C. Jeon, H. Y. Lee, and S. K. Joo, "I-V characteristics of electron-cyclotron-resonance plasma-enhanced chemical-vapor-deposition silicon nitride thin films," *Journal of applied physics*, vol. 75, no. 2, pp. 979-984, 1994.
- [202] W. L. Warren, J. Kanicki, J. Robertson, E. H. Poindexter, and P. J. McWhorter, "Electron paramagnetic resonance investigation of charge trapping centers in

- amorphous silicon nitride films," *Journal of Applied Physics*, vol. 74, no. 6, pp. 4034-4046, 1993/09/15 1993.
- [203] M. Koutsourelis, L. Michalas, A. Gantis, and G. Papaioannou, "A study of deposition conditions on charging properties of PECVD silicon nitride films for MEMS capacitive switches," *Microelectronics Reliability*, vol. 54, no. 9-10, pp. 2159-2163, 2014.
- [204] V. I. Arkhipov, E. V. Emelianova, and G. J. Adriaenssens, "Field-dependent effective temperature and variable range hopping: Application to dark dc conductivity in doped a-Si:H," *Journal of Applied Physics*, vol. 93, no. 10, pp. 6150-6153, 2003.
- [205] Q. Gu, E. A. Schiff, J.-B. Chévrier, and B. Equer, "High-field electron-drift measurements and the mobility edge in hydrogenated amorphous silicon," *Physical Review B*, vol. 52, no. 8, pp. 5695-5707, 08/15/ 1995.
- [206] S. E. Esipov, "Multiple trapping in strong electric fields," *Physical Review B*, vol. 44, no. 15, pp. 7930-7934, 10/15/ 1991.
- [207] C. Godet, J. P. Kleider, and A. S. Gudovskikh, "Frequency scaling of ac hopping transport in amorphous carbon nitride," *Diamond and Related Materials*, vol. 16, no. 10, pp. 1799-1805, 2007/10/01/ 2007.
- [208] H. Abdalla, K. van de Ruit, and M. Kemerink, "Effective temperature and universal conductivity scaling in organic semiconductors," *Scientific reports*, vol. 5, p. 16870, 2015.
- [209] A. Miller and E. Abrahams, "Impurity Conduction at Low Concentrations," *Physical Review*, vol. 120, no. 3, pp. 745-755, 1960.
- [210] B. Hartenstein and H. Bäessler, "Transport energy for hopping in a Gaussian density of states distribution," *Journal of Non-Crystalline Solids*, vol. 190, no. 1, pp. 112-116, 1995/10/01/ 1995.
- [211] B. Shklovskii, "Hopping Conduction in Semiconductors Subjected to a Strong Electric Field," *Sov Phys Semicond*, vol. 6, no. 12, pp. 1964-1967, 1973.
- [212] M. Koutsourelis, N. Siannas, and G. Papaioannou, "Temperature accelerated discharging processes through the bulk of PECVD silicon nitride films for MEMS capacitive switches," *Microelectronics Reliability*, vol. 76-77, pp. 631-634, 2017.
- [213] H. Aozasa, I. Fujiwara, and Y. Kamigaki, "Analysis of Carrier Traps in Silicon Nitride Film with Discharge Current Transient Spectroscopy, Photoluminescence, and Electron Spin Resonance," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 46, no. 9A, pp. 5762-5766, 2007.
- [214] H. Matsuura, M. Yoshimoto, and H. Matsunami, "Discharging current transient spectroscopy for evaluating traps in insulators," *JAPANESE JOURNAL OF APPLIED PHYSICS PART 2 LETTERS*, vol. 34, pp. L 185-L 185, 1995.

- [215] S. Palit and M. A. Alam, "Theory of charging and charge transport in "intermediate" thickness dielectrics and its implications for characterization and reliability," *Journal of Applied Physics*, vol. 111, no. 5, p. 054112, 2012.
- [216] E. Kendall, "Trapping levels in silicon nitride," *Electronics Letters*, vol. 4, no. 21, pp. 468-469, 1968.
- [217] R. P. Vedula, N. L. Anderson, and A. Strachan, "Effect of topological disorder on structural, mechanical, and electronic properties of amorphous silicon nitride: An atomistic study," *Physical Review B*, vol. 85, no. 20, p. 205209, 05/22/ 2012.
- [218] D. W. Branston and D. Stephani, "Field emission from metal-coated silicon tips," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 38, no. 10, pp. 2329-2333, 1991.
- [219] M. Koutsourelis *et al.*, "Electrical properties of nanostructured SiN films for MEMS capacitive switches," *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 27, no. 1, p. 014001, 2017.
- [220] L. Nilsson *et al.*, "Scanning field emission from patterned carbon nanotube films," *Applied Physics Letters*, vol. 76, no. 15, pp. 2071-2073, 2000.
- [221] D. Biswas and R. Rudra, "Shielding effects in random large area field emitters, the field enhancement factor distribution, and current calculation," *Physics of Plasmas*, vol. 25, no. 8, p. 083105, 2018.
- [222] M. Wang, L.-M. Peng, J. Wang, and Q. Chen, "Electron field emission characteristics and field evaporation of a single carbon nanotube," *The Journal of Physical Chemistry B*, vol. 109, no. 1, pp. 110-113, 2005.
- [223] A. L. Efros and B. I. Shklovskii, "Critical Behaviour of Conductivity and Dielectric Constant near the Metal-Non-Metal Transition Threshold," *physica status solidi (b)*, vol. 76, no. 2, pp. 475-485, 1976/08/01 1976.
- [224] Y. Chen, D. T. Shaw, and L. Guo, "Field emission of different oriented carbon nanotubes," *Applied Physics Letters*, vol. 76, no. 17, pp. 2469-2471, 2000.
- [225] C. Bordas *et al.*, "Carbon Nanotube Based Dielectric for Enhanced RF MEMS Reliability," in *2007 IEEE/MTT-S International Microwave Symposium, 2007*, pp. 375-378.
- [226] W. S. Su, T. C. Leung, and C. T. Chan, "Work function of single-walled and multiwalled carbon nanotubes: First-principles study," *Physical Review B*, vol. 76, no. 23, 2007.
- [227] J.-M. Bonard, C. Klinke, K. A. Dean, and B. F. Coll, "Degradation and failure of carbon nanotube field emitters," *Physical Review B*, vol. 67, no. 11, 2003.
- [228] J. Y. Huang, K. Kempa, S. H. Jo, S. Chen, and Z. F. Ren, "Giant field enhancement at carbon nanotube tips induced by multistage effect," *Applied Physics Letters*, vol. 87, no. 5, p. 053110, 2005.

- [229] T. Connolly, R. C. Smith, Y. Hernandez, Y. Gun'ko, J. N. Coleman, and J. D. Carey, "Carbon-Nanotube–Polymer Nanocomposites for Field-Emission Cathodes," *Small*, vol. 5, no. 7, pp. 826-831, 2009.
- [230] R. Nair, B. Premlal, A. Das, and A. K. Sood, "Enhanced field emission from carbon nanotube–conducting polymer composites with low loading," *Solid State Communications*, vol. 149, no. 3, pp. 150-152, 2009/01/01/ 2009.
- [231] A. V. Eletskii, "Carbon nanotube-based electron field emitters," *Physics-Uspeski*, Review vol. 53, no. 9, pp. 863-892, 2010.
- [232] Y. Konishi, S. Hokushin, H. Tanaka, L. Pan, S. Akita, and Y. Nakayama, "Comparison of field emissions from side wall and tip of an individual carbon nanotube," *Japanese journal of applied physics*, vol. 44, no. 4R, p. 1648, 2005.
- [233] V. Gritsenko, "Silicon Nitride on Si: Electronic Structure for Flash Memory Devices," in *Thin Films On Silicon: Electronic And Photonic Applications*: World Scientific, 2017, pp. 273-322.
- [234] K. Nasyrov, S. Shaimeev, V. Gritsenko, and J. Han, "Phonon-coupled trap-assisted charge injection in metal-nitride-oxide-silicon/silicon-oxide-nitride-oxide-silicon structures," *Journal of Applied Physics*, vol. 105, no. 12, p. 123709, 2009.
- [235] F. Habraken and A. Kuiper, "Silicon nitride and oxynitride films," *Materials Science and Engineering: R: Reports*, vol. 12, no. 3, pp. 123-175, 1994.
- [236] C. Jimenez, J. Perriere, I. Vickridge, J. Enard, and J. Albella, "Transformation of silicon nitride in oxygen plasma," *Surface and Coatings Technology*, vol. 45, no. 1-3, pp. 147-154, 1991.
- [237] J. Vandershueren, J. Casiot, and P. Braunlich, "Thermally stimulated relaxation in solids," in *Topics in Applied Physics*., vol. 37Berlin: Springer-Verlag, 1979, p. 178.
- [238] M. Koutsourelis, D. Birmpiliotis, and G. Papaioannou, "A study of material stoichiometry on charging properties of SiN<sub>x</sub> films for potential application in RF MEMS capacitive switches," *Microelectronics Reliability*, vol. 114, p. 113759, 2020/11/01/ 2020.
- [239] M. Koutsourelis, G. Stavriniadis, D. Birmpiliotis, G. Konstantinidis, and G. Papaioannou, "Thermally activated discharging mechanisms in SiN<sub>x</sub> films with embedded CNTs for RF MEMS capacitive switches," *Microelectronic Engineering*, p. 111230, 2020/01/22/ 2020.
- [240] K. Tanabe, "Field enhancement around metal nanoparticles and nanoshells: a systematic investigation," *The Journal of Physical Chemistry C*, vol. 112, no. 40, pp. 15721-15728, 2008.
- [241] L.-W. Nien, S.-C. Lin, B.-K. Chao, M.-J. Chen, J.-H. Li, and C.-H. Hsueh, "Giant electric field enhancement and localized surface plasmon resonance by

- optimizing contour bowtie nanoantennas," *The Journal of Physical Chemistry C*, vol. 117, no. 47, pp. 25004-25011, 2013.
- [242] L. Michalas *et al.*, "A study of field emission process in electrostatically actuated MEMS switches," *Microelectronics Reliability*, vol. 52, no. 9-10, pp. 2267-2271, 2012.
- [243] L. Michalas, M. Koutsourelis, and G. Papaioannou, "Probing contactless injection dielectric charging in RF MEMS capacitive switches," *Electronics Letters*, vol. 50, no. 10, pp. 766-768, 2014.
- [244] U. Zaghoul, B. Bhushan, G. Papaioannou, F. Coccetti, P. Pons, and R. Plana, "Nanotribology-based novel characterization techniques for the dielectric charging failure mechanism in electrostatically actuated NEMS/MEMS devices using force-distance curve measurements," *J Colloid Interface Sci*, vol. 365, no. 1, pp. 236-53, Jan 1 2012.
- [245] S. A. Denisov, G. A. Sokolina, O. A. Kiseleva, and B. V. Spitsyn, "The Effect of Water Adsorption on Electrical Conductivity and Permittivity of Diamond Nanopowders," *Fullerenes, Nanotubes and Carbon Nanostructures*, vol. 20, no. 4-7, pp. 633-637, 2012/05/01 2012.
- [246] R. Castagne, P. Hesto, and A. Vapaille, "Surface conductivity of the insulator of an MIS or MIM device," *Thin Solid Films*, vol. 17, no. 3, pp. 253-264, 1973/09/01/ 1973.
- [247] P. Ho, K. Lehovec, and L. Fedotowsky, "Charge motion on silicon oxide surfaces," *Surface Science*, vol. 6, no. 4, pp. 440-460, 1967/04/01/ 1967.
- [248] U. Zaghoul, G. J. Papaioannou, F. Coccetti, P. Pons, and R. Plana, "A systematic reliability investigation of the dielectric charging process in electrostatically actuated MEMS based on Kelvin probe force microscopy," *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 20, no. 6, 2010.
- [249] C. Villeneuve-Faure *et al.*, "Kelvin force microscopy characterization of charging effect in thin a-SiOxNy:H layers deposited in pulsed plasma enhanced chemical vapor deposition process by tuning the Silicon-environment," *Journal of Applied Physics*, vol. 113, no. 20, p. 204102, 2013/05/28 2013.
- [250] I. De Wolf, S. Kalicinski, J. De Coster, and H. Opnns, "Methods to measure mechanical properties of NEMS and MEMS: challenges and pitfalls," *MRS Online Proceedings Library*, vol. 1185, no. 1, pp. 32-42, 2009.
- [251] R. M. Cohen and J. Janata, "The surface conductivity of silicon oxynitride," *Thin solid films*, vol. 109, no. 4, pp. 329-338, 1983.
- [252] G. Papaioannou, F. Giacomozzi, E. Papandreou, and B. Margesin, "Floating electrode microelectromechanical system capacitive switches: A different actuation mechanism," *Applied Physics Letters*, vol. 99, no. 7, p. 073501, 2011/08/15 2011.

- [253] N. Tavassolian, M. Koutsourelis, G. Papaioannou, and J. Papapolymerou, "Optimization of Dielectric Material Stoichiometry for High-Reliability Capacitive MEMS Switches," *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 26, no. 3, pp. 174-176, 2016.
- [254] K. Makasheva, B. Despax, L. Boudou, and G. Teysseire, "Dielectric layers for RF-MEMS switches: Design and study of appropriate structures preventing electrostatic charging," *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 19, no. 4, pp. 1195-1202, 2012.





## ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΔΗΜΟΣΙΕΥΣΕΩΝ/ΠΑΡΟΥΣΙΑΣΕΩΝ

### ΔΗΜΟΣΙΕΥΣΕΙΣ ΣΕ ΔΙΕΘΝΗ ΠΕΡΙΟΔΙΚΑ ΜΕ ΚΡΙΤΕΣ

- i. D. Birmpiliotis, M. Koutsourelis and G. Papaioannou, "A novel method for the assessment of surface charge density variance in capacitive RF-MEMS switches," *Microelectronics Reliability*, p. 114294, 2021. <https://doi.org/10.1016/j.microrel.2021.114294>
- ii. D. Birmpiliotis, M. Koutsourelis, G. Stavrinidis, G. Konstantinidis, and G. Papaioannou, "A study of hopping transport during discharging in SiNx films for MEMS capacitive switches," *Microelectronics Reliability*, vol. 114, p. 113878, 2020/11/01/ 2020. <https://doi.org/10.1016/j.microrel.2020.113878>
- iii. M. Koutsourelis, D. Birmpiliotis, and G. Papaioannou, "A study of material stoichiometry on charging properties of SiNx films for potential application in RF MEMS capacitive switches," *Microelectronics Reliability*, p. 113759, 2020/07/13/ 2020. <https://doi.org/10.1016/j.microrel.2020.113759>
- iv. M. Koutsourelis, G. Stavrinidis, D. Birmpiliotis, G. Konstantinidis, and G. Papaioannou, "Thermally activated discharging mechanisms in SiNx films with embedded CNTs for RF MEMS capacitive switches," *Microelectronic Engineering*, p. 111230, 2020/01/22/ <https://doi.org/10.1016/j.mee.2020.111230>
- v. D. Birmpiliotis, G. Stavrinidis, M. Koutsourelis, G. Konstantinidis, G. Papaioannou, "On the Discharge Transport Mechanisms Through the Dielectric Film in MEMS Capacitive Switches", *Journal of Microelectromechanical Systems* PP(99):1-12 [10.1109/JMEMS.2019.2962068](https://doi.org/10.1109/JMEMS.2019.2962068)
- vi. D. Birmpiliotis, G. Stavrinidis, M. Koutsourelis, G. Konstantinidis, G. Papaioannou, and A. Ziaei, "A comparative study of nanostructured Silicon-Nitride electrical properties for potential application in RF-MEMS capacitive switches," *Microelectronics Reliability*, vol. 100-101, p. 113360, 2019/09/01/ 2019. <https://doi.org/10.1016/j.microrel.2019.06.052>
- vii. D. Birmpiliotis, M. Koutsourelis, J. Kohylas, G. Papaioannou, and A. Ziaei, "Charging mechanisms in Y2O3 dielectric films for MEMS capacitive switches," *Microelectronics Reliability*, vol. 88-90, pp. 840-845, 2018/09/01/ 2018. <https://doi.org/10.1016/j.microrel.2018.07.087>
- viii. M. Koutsourelis, G. Stavrinidis, D. Birmpiliotis, G. Konstantinidis, G. Papaioannou, "Electrical properties of SiN films with embedded CNTs for MEMS capacitive switches", *Microelectronics Reliability*, 2017, ISSN 0026-2714, <https://dx.doi.org/10.1016/j.microrel.2017.07.041>.

- ix. M. Koutsourelis, D. Birmpiliotis, L. Michalas, G. Papaioannou, "An in depth analysis of pull-up capacitance-voltage characteristic for dielectric charging assessment of MEMS capacitive switches", *Microelectronics Reliability*, Volume 64, September 2016, Pages 688-692, ISSN 0026-2714, <http://dx.doi.org/10.1016/j.microrel.2016.07.027>.
- x. D. Birmpiliotis, P. Czarnecki, M. Koutsourelis, G. Papaioannou, I. De Wolf, "Assessment of dielectric charging in capacitive MEMS switches fabricated on Si substrate with thin oxide film", *Microelectronic Engineering*, Volume 159, 15 June 2016, Pages 209-214, ISSN 0167-9317, <http://dx.doi.org/10.1016/j.mee.2016.04.008>

#### ΔΗΜΟΣΙΕΥΣΕΙΣ ΣΕ ΠΡΑΚΤΙΚΑ ΣΥΝΕΔΡΙΩΝ ΜΕ ΚΡΙΤΕΣ

- i. D. Birmpiliotis, M. Koutsourelis, L. Buhagier, G. Papaioannou, and A. Ziaei, "Mitigation of Dielectric Charging in MEMS Capacitive Switches with Stacked TiO<sub>2</sub>/Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> Insulator Film," in *ISTFA 2018: Proceedings from the 44th International Symposium for Testing and Failure Analysis*, 2018, p. 324: ASM International.
- ii. D. Birmpiliotis, G. Stavrinidis, G. Konstantinidis, and G. Papaioannou, "Temperature accelerated discharging process in SiN<sub>x</sub> films with embedded CNTs for applications in MEMS switches," in *2018 Symposium on Design, Test, Integration & Packaging of MEMS and MOEMS (DTIP)*, 2018, pp. 1-6: IEEE. [10.1109/DTIP.2018.8394182](https://doi.org/10.1109/DTIP.2018.8394182)
- iii. M. Koutsourelis, D. Birmpiliotis, L. Michalas, and G. Papaioannou, "Analysis of dielectric charging assessment through up-state capacitance-voltage characteristic in MEMS capacitive switches," *Novel Technologies for Microwave and Millimeter wave devices and circuits*, p. 42, 2016.
- iv. M. Koutsourelis, D. Birmpiliotis, L. Michalas and G. Papaioannou, "Dielectric charging in MEMS capacitive switches a persisting reliability issue, available models and assessment methods," *2016 16th Mediterranean Microwave Symposium (MMS)*, Abu Dhabi, United Arab Emirates, 2016, pp. 1-4. [10.1109/MMS.2016.7803802](https://doi.org/10.1109/MMS.2016.7803802)

#### ΠΑΡΟΥΣΙΑΣΕΙΣ ΣΕ ΣΥΝΕΔΡΙΑ/ΗΜΕΡΙΔΕΣ

- i. D. Birmpiliotis, M. Koutsourelis and G. Papaioannou, "A novel method for the assessment of surface charge density variance in capacitive RF-MEMS

- switches," in *32nd European Symposium on Reliability of Electron Devices, Failure Physics and Analysis (ESREF 2021), October 4-7 2021, Bordeaux, France*.
- ii. D. Birmpiliotis, M. Koutsourelis, G. Stavrinidis, G. Konstantinidis, and G. Papaioannou, "A study of hopping transport during discharging in SiNx films for MEMS capacitive switches," in *31st European Symposium on Reliability of Electron Devices, Failure Physics and Analysis (ESREF 2020), October 4-8 2020, Athens, Greece*.
- iii. M. Koutsourelis, D. Birmpiliotis, and G. Papaioannou, "A study of material stoichiometry on charging properties of SiNx films for potential application in RF MEMS capacitive switches," in *31st European Symposium on Reliability of Electron Devices, Failure Physics and Analysis (ESREF 2020), October 4-8 2020, Athens, Greece*.
- iv. Δ. Μπιρμπιλιώτης, «Συγκριτική μελέτη των ηλεκτρικών ιδιοτήτων νανοδομημένων διηλεκτρικών υμενίων για εφαρμογές στους χωρητικούς διακόπτες RF MEMS», *Ημερίδα υποψηφίων διδασκόντων, 19/2/2020, Τμήμα Φυσικής ΕΚΠΑ*.
- v. M. Koutsourelis, G. Stavrinidis, D. Birmpiliotis, G. Konstantinidis, and G. Papaioannou, "Thermally activated discharging mechanisms in SiNx films with embedded CNTs for RF MEMS capacitive switches," in *Micro – Nano Engineering (MNE) 2019, September 23-26 2019, Rhodes, Greece*.
- vi. D. Birmpiliotis, G. Stavrinidis, M. Koutsourelis, G. Konstantinidis, G. Papaioannou, and A. Ziaei, "A comparative study of nanostructured Silicon-Nitride electrical properties for potential application in RF-MEMS capacitive switches," in *30th European Symposium on Reliability of Electron Devices, Failure Physics and Analysis (ESREF 2019), September 23-26 2019, Toulouse, France*.
- vii. Δ. Μπιρμπιλιώτης, «Μελέτη ηλεκτρικών ιδιοτήτων του οξειδίου του Υτρίου (Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) για εφαρμογές σε διατάξεις RF-MEMS», *Ημερίδα υποψηφίων διδασκόντων, 8/2/2019, Τμήμα Φυσικής ΕΚΠΑ*.
- viii. D. Birmpiliotis, G. Stavrinidis, G. Konstantinidis and G. Papaioannou, "Charging properties of SiNx with embedded CNTs for MEMS capacitive switches application", in *Micro&Nano 2018, November 5-7 2018, Thessaloniki, Greece*.
- ix. D. Birmpiliotis, M. Koutsourelis, L. Buhagier, G. Papaioannou, and A. Ziaei, "Mitigation of Dielectric Charging in MEMS Capacitive Switches with Stacked

- TiO<sub>2</sub>/Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> Insulator Film," in *International Symposium for Testing and Failure Analysis (ISTFA) 2018, October 28-November 1 2018, Phoenix AZ, USA*.
- x. D. Birmpiliotis, M. Koutsourelis, J. Kohylas, G. Papaioannou, and A. Ziaei, "Charging mechanisms in Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> dielectric films for MEMS capacitive switches," in *29th European Symposium on Reliability of Electron Devices, Failure Physics and Analysis (ESREF 2018), October 1-5 2018, Aalborg, Denmark*.
- xi. D. Birmpiliotis, G. Stavriniadis, G. Konstantinidis, and G. Papaioannou, "Temperature accelerated discharging process in SiN<sub>x</sub> films with embedded CNTs for applications in MEMS switches," in *2018 Symposium on Design, Test, Integration & Packaging of MEMS and MOEMS (DTIP), May 22-25 2018, Roma, Italy*.
- xii. Δ. Μπιρμπιλιώτης, «Μελέτη ηλεκτρικών ιδιοτήτων νιτριδίου του πυριτίου (SiN<sub>x</sub>) εμπλουτισμένου με νανοσωλήνες άνθρακα (CNTs) για εφαρμογές σε διατάξεις RF-MEMS», *Ημερίδα υποψηφίων διδακτόρων, 9/2/2018, Τμήμα Φυσικής ΕΚΠΑ*.
- xiii. M. Koutsourelis, G. Stavriniadis, D. Birmpiliotis, G. Konstantinidis, G. Papaioannou, "Electrical properties of SiN films with embedded CNTs for MEMS capacitive switches", in *28th European Symposium on Reliability of Electron Devices, Failure Physics and Analysis (ESREF 2017), September 25-28 2017, Bordeaux, France*.
- xiv. Δ. Μπιρμπιλιώτης, «Μελέτη Ηλεκτρομηχανικών Ιδιοτήτων Χωρητικών Διακοπών RF-MEMS», *Ημερίδα υποψηφίων διδακτόρων, 10/2/2017, Τμήμα Φυσικής ΕΚΠΑ*.
- xv. M. Koutsourelis, D. Birmpiliotis, L. Michalas, and G. Papaioannou, "Analysis of dielectric charging assessment through up-state capacitance-voltage characteristic in MEMS capacitive switches," in *MEMSWAVE 2016, July 4-6, Bucharest, Romania*.
- xvi. M. Koutsourelis, D. Birmpiliotis, L. Michalas and G. Papaioannou, "Dielectric charging in MEMS capacitive switches a persisting reliability issue, available models and assessment methods," *2016 16th Mediterranean Microwave Symposium (MMS), November 14-16, Abu Dhabi, United Arab Emirates*.
- xvii. M. Koutsourelis, D. Birmpiliotis, L. Michalas, G. Papaioannou, "An in depth analysis of pull-up capacitance-voltage characteristic for dielectric charging assessment of MEMS capacitive switches", in *27th European Symposium on Reliability of Electron Devices, Failure Physics and Analysis (ESREF 2016), September 19-22 2016, Halle, Germany*.

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



**Επιχειρησιακό Πρόγραμμα  
Ανάπτυξη Ανθρώπινου Δυναμικού,  
Εκπαίδευση και Διά Βίου Μάθηση**  
Με τη συγχρηματοδότηση της Ελλάδας και της Ευρωπαϊκής Ένωσης



