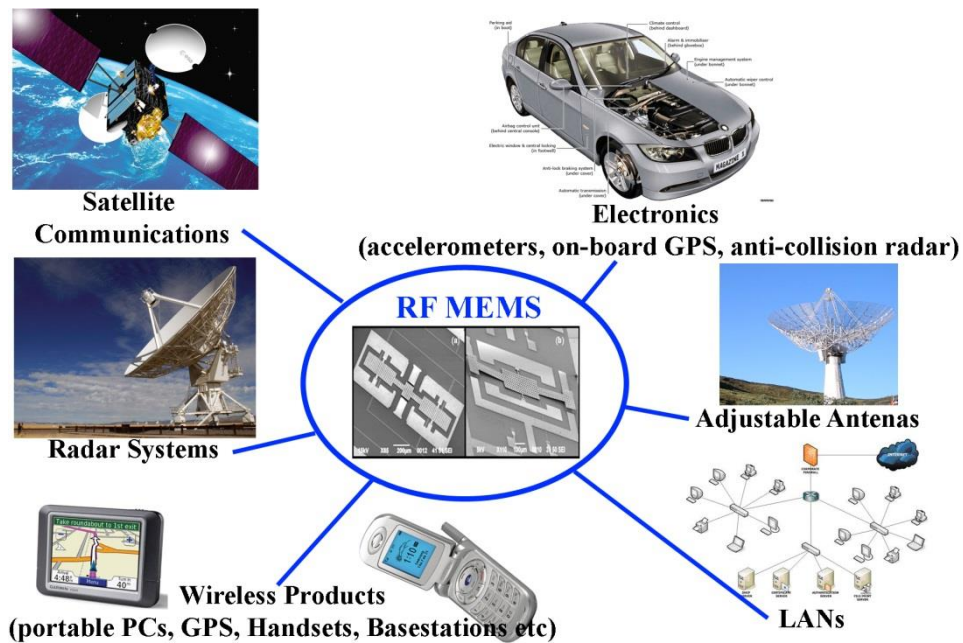




ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

*«Μελέτη και Βελτιστοποίηση των Ηλεκτρικών Ιδιοτήτων Λεπτών Μονωτικών Υμενίων που Χρησιμοποιούνται σε Μικρο-Ηλεκτρο-Μηχανικά Συστήματα (MEMS)»*

ΜΑΤΡΩΝΗ Σ. ΚΟΥΤΣΟΥΡΕΛΗ



ΑΘΗΝΑ 2014





ΕΘΝΙΚΟ & ΚΑΠΟΔΙΣΤΡΙΑΚΟ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΑΘΗΝΩΝ  
ΣΧΟΛΗ ΘΕΤΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ  
ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ

## ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

# ΜΕΛΕΤΗ ΚΑΙ ΒΕΛΤΙΣΤΟΠΟΙΗΣΗ ΤΩΝ ΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ ΙΔΙΟΤΗΤΩΝ ΛΕΠΤΩΝ ΜΟΝΩΤΙΚΩΝ ΥΜΕΝΙΩΝ ΠΟΥ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΟΥΝΤΑΙ ΣΕ ΜΙΚΡΟ-ΗΛΕΚΤΡΟ-ΜΗΧΑΝΙΚΑ ΣΥΣΤΗΜΑΤΑ (MEMS)

Ματρώνη Σ. Κουτσοурέλη

Η παρούσα έρευνα έχει συγχρηματοδοτηθεί από την Ευρωπαϊκή Ένωση (Ευρωπαϊκό Κοινωνικό Ταμείο - ΕΚΤ) και από εθνικούς πόρους μέσω του Επιχειρησιακού Προγράμματος «Εκπαίδευση και Δια Βίου Μάθηση» του Εθνικού Στρατηγικού Πλαισίου Αναφοράς (ΕΣΠΑ) – Ερευνητικό Χρηματοδοτούμενο Έργο: Ηράκλειτος II. Επένδυση στην κοινωνία της γνώσης μέσω του Ευρωπαϊκού Κοινωνικού Ταμείου.



Κ.Ε.: 70/3/10969

## **ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ**

*«Μελέτη Και Βελτιστοποίηση Των Ηλεκτρικών Ιδιοτήτων Λεπτών Μονωτικών Υμενίων Που Χρησιμοποιούνται Σε Μικρο-Ηλεκτρο-Μηχανικά Συστήματα (Mems)»*

*Ματρώνη Σ. Κουτσουρέλη*

## **ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ**

Παπαϊωάννου Γεώργιος, Αναπληρωτής Καθηγητής Τμήματος Φυσικής Πανεπιστημίου Αθηνών.

## **ΤΡΙΜΕΛΗΣ ΕΠΙΤΡΟΠΗ ΠΑΡΑΚΟΛΟΥΘΗΣΗΣ**

1. Παπαϊωάννου Γεώργιος, Αναπληρωτής Καθηγητής Τμήματος Φυσικής Πανεπιστημίου Αθηνών.
2. Καλαμιώτου Μαρία, Αναπληρώτρια Καθηγήτρια Τμήματος Φυσικής Πανεπιστημίου Αθηνών.
3. Πίσης Πολύκαρπος, Καθηγητής Σχολής Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου.

## **ΕΠΤΑΜΕΛΗΣ ΕΞΕΤΑΣΤΙΚΗ ΕΠΙΤΡΟΠΗ**

1. Παπαϊωάννου Γεώργιος, Αναπληρωτής Καθηγητής Τμήματος Φυσικής Πανεπιστημίου Αθηνών.
2. Καλαμιώτου Μαρία, Αναπληρώτρια Καθηγήτρια Τμήματος Φυσικής Πανεπιστημίου Αθηνών.
3. Πίσης Πολύκαρπος, Καθηγητής Σχολής Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου.
4. Τριμπέρης Γεώργιος, Καθηγητής Τμήματος Φυσικής Πανεπιστημίου Αθηνών.
5. Τσουκαλάς Δημήτριος, Καθηγητής Σχολής Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου.
6. Αραπογιάννη Αγγελική, Καθηγήτρια Τμήματος Πληροφορικής Πανεπιστημίου Αθηνών.
7. Τίγκελης Ιωάννης, Αναπληρωτής Καθηγητής Τμήματος Φυσικής Πανεπιστημίου Αθηνών.

Στη μνήμη του πατέρα μου

*«Όταν στο χάος ο άνθρωπος παλεύοντας υποτάξει μια σειρά φαινόμενα στους νόμους του μυαλού του κι αυστηρά τους νόμους τούτους περικλείσει στο λόγο, ο κόσμος ανασαίνει, ταχτοποιούνται οι φωνές, ξεκαθαρίζονται τα μελλούμενα κι όλες οι σκοτεινές ατέλειωτες ποσότητες των αριθμών λευτερώνονται υποταζόμενες στη μουσική ποιότητα.»*

*Απόσπασμα από την «Ασκητική»*

*N. Καζαντζάκης*

## ΠΙΝΑΚΑΣ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ

---

<b>ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΣΧΗΜΑΤΩΝ</b> .....	<b>i</b>
<b>ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΠΙΝΑΚΩΝ</b> .....	<b>vii</b>
<b>ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ</b> .....	<b>ix</b>
<b>ΠΕΡΙΛΗΨΗ</b> .....	<b>xi</b>
<b>ABSTRACT</b> .....	<b>xiii</b>
<b>ΕΙΣΑΓΩΓΗ</b> .....	<b>1</b>
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: ΔΙΑΚΟΠΤΕΣ RF MEMS</b> .....	<b>5</b>
1.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ .....	5
1.2 Η ΔΟΜΗ ΕΝΟΣ ΧΩΡΗΤΙΚΟΥ ΔΙΑΚΟΠΤΗ RF MEMS .....	5
1.3 ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑ ΕΝΟΣ ΔΙΑΚΟΠΤΗ RF MEMS .....	7
1.4 ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΗ ΧΩΡΗΤΙΚΟΤΗΤΑΣ – ΤΑΣΗΣ (C-V).....	9
1.5 ΑΞΙΟΠΙΣΤΙΑ ΤΩΝ ΔΙΑΚΟΠΤΩΝ RF MEMS.....	11
1.6 Η ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΠΟΛΩΣΗΣ ΤΩΝ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ ΥΜΕΝΙΩΝ ΣΤΗ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑ ΤΩΝ ΔΙΑΚΟΠΤΩΝ RF MEMS.....	14
1.7 Η ΕΛΑΧΙΣΤΗ ΤΙΜΗ ΤΗΣ ΗΛΕΚΤΡΟΣΤΑΤΙΚΗΣ ΔΥΝΑΜΗΣ ΣΤΟΝ ΔΙΑΚΟΠΤΗ RF MEMS.....	20
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: ΗΛΕΚΤΡΙΚΕΣ ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΛΕΠΤΩΝ ΜΟΝΩΤΙΚΩΝ ΥΜΕΝΙΩΝ</b> .....	<b>23</b>
2.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ .....	23
2.2 ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΠΟΛΩΣΗ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ .....	23
2.3 ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΙ ΠΟΛΩΣΗΣ .....	26
2.3.1 <i>Αυθόρμητη πόλωση</i> .....	27
2.3.2 <i>Διπολική πόλωση</i> .....	28
2.3.3 <i>Πόλωση φορτίων χώρου</i> .....	28
2.3.4 <i>Πόλωση ενδοεπιφάνειας</i> .....	29
2.4 ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΙ ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΤΑΣ ΚΑΙ ΕΓΧΥΣΗΣ ΦΟΡΤΙΟΥ .....	30
2.4.1 <i>Διαδικασία TAT (Trap Assisted Tunneling)</i> .....	31
2.4.2 <i>Θερμιακή εκπομπή (Εκπομπή Schottky)</i> .....	33
2.4.3 <i>Μηχανισμός Fowler - Nordheim</i> .....	33
2.4.4 <i>Εκπομπή Poole – Frenkel</i> .....	34
2.4.5 <i>Μηχανισμός Hopping</i> .....	35
2.4.6 <i>Μείωση αγωγιμότητας λόγω φορτίων χώρου (Space Charge Limited Conduction - SCLC)</i> .....	37
2.4.7 <i>Ιοντική αγωγιμότητα</i> .....	37
2.5 ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΑ ΥΛΙΚΑ ΣΤΟΥΣ ΔΙΑΚΟΠΤΕΣ RF MEMS .....	38

2.6	ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΥΜΕΝΙΩΝ ΝΙΤΡΙΔΙΟΥ ΤΟΥ ΠΥΡΙΤΙΟΥ .....	41
2.6.1	Η Εναπόθεση .....	41
2.6.2	Η δομή.....	43
2.6.3	Ελεύθεροι δεσμοί και ατέλειες.....	47
2.6.4	Ηλεκτρικές ιδιότητες.....	49
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΕΣ ΤΕΧΝΙΚΕΣ ΚΑΙ ΔΕΙΓΜΑΤΑ.....</b>		<b>51</b>
3.1	ΕΙΣΑΓΩΓΗ .....	51
3.2	ΟΙ ΣΥΝΗΘΕΣΤΕΡΕΣ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΕΣ ΤΕΧΝΙΚΕΣ .....	51
3.3	ΜΕΘΟΔΟΙ ΓΙΑ ΤΟΝ ΠΡΟΣΔΙΟΡΙΣΜΟ ΤΩΝ ΡΕΥΜΑΤΩΝ ΠΟΛΩΣΗΣ ΚΑΙ ΑΠΟΠΟΛΩΣΗΣ ΣΕ ΔΙΑΤΑΞΕΙΣ ΜΕΤΑΛΛΟΥ-ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ-ΜΕΤΑΛΛΟΥ (MIM).....	56
3.3.1	Μέθοδος των μεταβατικών ρευμάτων φόρτισης και εκφόρτισης (CCTS & DCTS) .....	56
3.3.2	Μέθοδος των θερμικά διεγερόμενων ρευμάτων αποπόλωσης (TSDC).....	58
3.4	ΜΕΘΟΔΟΣ ΓΙΑ ΤΟΝ ΠΡΟΣΔΙΟΡΙΣΜΟ ΤΩΝ ΡΕΥΜΑΤΩΝ ΦΟΡΤΙΣΗΣ ΚΑΙ ΕΚΦΟΡΤΙΣΗΣ ΣΕ ΔΙΑΚΟΠΤΕΣ RF MEMS (ΜΕΘΟΔΟΣ KELVIN PROBE) .....	67
3.5	ΚΑΤΑΣΚΕΥΗ ΚΑΙ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΤΩΝ ΔΙΑΤΑΞΕΩΝ .....	72
3.5.1	Ομάδα δειγμάτων Α .....	72
3.5.2	Ομάδα δειγμάτων Β.....	74
3.5.3	Ομάδα δειγμάτων Γ .....	76
3.5.4	Ομάδα δειγμάτων Δ .....	77
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΕΣ ΠΟΛΩΣΗΣ ΚΑΙ ΑΠΟΠΟΛΩΣΗΣ ΣΤΑ ΥΜΕΝΙΑ ΝΙΤΡΙΔΙΟΥ ΤΟΥ ΠΥΡΙΤΙΟΥ .....</b>		<b>79</b>
4.1	ΕΙΣΑΓΩΓΗ .....	79
4.2	Ο ΡΟΛΟΣ ΤΩΝ ΣΥΝΘΗΚΩΝ ΠΟΛΩΣΗΣ .....	79
4.2.1	Μελέτη διατάξεων MIM.....	80
4.2.2	Μελέτη διακοπών RF MEMS .....	86
4.3	Ο ΡΟΛΟΣ ΤΗΣ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑΣ .....	95
4.3.1	Πείραμα Α : Επίδραση θερμοκρασίας εκφόρτισης.....	96
4.3.2	Πείραμα Β : Επίδραση θερμοκρασίας φόρτισης .....	99
4.4	ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ ΦΟΡΤΙΣΗΣ ΣΕ ΔΙΑΤΑΞΕΙΣ RF MEMS .....	100
4.5	ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ.....	109
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5: Ο ΡΟΛΟΣ ΤΩΝ ΣΥΝΘΗΚΩΝ ΕΝΑΠΟΘΕΣΗΣ ΣΤΙΣ ΗΛΕΚΤΡΙΚΕΣ ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΥΜΕΝΙΩΝ ΝΙΤΡΙΔΙΟΥ ΤΟΥ ΠΥΡΙΤΙΟΥ .....</b>		<b>111</b>
5.1	ΕΙΣΑΓΩΓΗ .....	111
5.2	ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΕΣ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ .....	111
5.3	ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑΣ ΕΝΑΠΟΘΕΣΗΣ .....	114
5.4	ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΟΥ ΥΛΙΚΟΥ ΤΩΝ ΜΕΤΑΛΛΙΚΩΝ ΟΠΛΙΣΜΩΝ .....	121



5.5	ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΡΟΗΣ ΤΩΝ ΑΝΤΙΔΡΩΝΤΩΝ ΑΕΡΙΩΝ .....	124
5.6	ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΣΥΧΝΟΤΗΤΑΣ ΠΛΑΣΜΑΤΟΣ ΣΤΗ ΜΕΘΟΔΟ PECVD.....	129
5.7	ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ.....	133
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6: ΓΕΝΙΚΑ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ &amp; ΠΡΟΟΠΤΙΚΕΣ.....</b>		<b>135</b>
<b>ΠΙΝΑΚΑΣ ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑΣ.....</b>		<b>137</b>
<b>ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΔΗΜΟΣΙΕΥΣΕΩΝ &amp; ΑΝΑΚΟΙΝΩΣΕΩΝ .....</b>		<b>149</b>



## ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΣΧΗΜΑΤΩΝ

---

Σχήμα 1.1: Η δομή ενός ηλεκτροστατικά ενεργοποιημένου χωρητικού διακόπτη RF MEMS. ....	6
Σχήμα 1.2: Σχηματική αναπαράσταση της διατομής ενός ηλεκτροστατικά ενεργοποιημένου διακόπτη RF MEMS στην κατάσταση (α) OFF και (β) ON. ....	6
Σχήμα 1.3: Σχηματική αναπαράσταση ενός χωρητικού διακόπτη RF MEMS [8]. ....	7
Σχήμα 1.4: Η μετατόπιση ( $g-g_0$ ) της γέφυρας ενός χωρητικού διακόπτη RF MEMS με $W = 100 \mu\text{m}$ , $w = 100 \mu\text{m}$ , $\epsilon_r = 7.6$ , $t_d = 200 \text{ nm}$ και $k = 1 \text{ N/m}$ για διάφορες τιμές της εφαρμοζόμενης διαφοράς δυναμικού [10]. ....	8
Σχήμα 1.5: Τυπική μορφή C-V χαρακτηριστικής ενός χωρητικού διακόπτη RF MEMS για θετικές και αρνητικές τιμές της εφαρμοζόμενης διαφοράς δυναμικού. ....	10
Σχήμα 1.6: Οι επιφάνειες του διηλεκτρικού και της γέφυρας δεν είναι επίπεδες με αποτέλεσμα να μην εφάπτονται εντελώς στην κατάσταση ON και να περικλείεται αέρας ανάμεσά τους [11]. ....	12
Σχήμα 1.7: Κάτοψη ενός διακόπτη RF MEMS πριν την έναρξη της λειτουργίας (αριστερά) και μετά την καταστροφή του (δεξιά) [26]. ....	13
Σχήμα 1.8: Μοντέλο ενός ηλεκτροστατικά ενεργοποιημένου διακόπτη RF MEMS με μη-επίπεδους και μη-παράλληλους οπλισμούς και διηλεκτρικό υμένιο ομοιόμορφου πάχους [20]. ....	15
Σχήμα 1.9: Η ολίσθηση της C-V χαρακτηριστικής ενός ηλεκτροστατικά ενεργοποιημένου διακόπτη RF MEMS λόγω φόρτισης του διηλεκτρικού υμενίου [20]. ....	17
Σχήμα 1.10: Η μεταβολή της C-V χαρακτηριστικής ενός ηλεκτροστατικά ενεργοποιημένου διακόπτη RF MEMS έπειτα από εφαρμογή διπολικής τάσης ενεργοποίησης [32]. ....	18
Σχήμα 1.11: Μοντέλο ενός ηλεκτροστατικά ενεργοποιημένου διακόπτη RF MEMS με επίπεδους και παράλληλους οπλισμούς. ....	21
Σχήμα 2.1: Μεταβολή της πόλωσης ενός διηλεκτρικού υλικού με το χρόνο, κατά την εφαρμογή ενός ηλεκτρικού πεδίου [38]. ....	25
Σχήμα 2.2: Οι βασικότεροι μηχανισμοί πόλωσης που εμφανίζονται σε ένα διηλεκτρικό κατά την εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου. ....	27
Σχήμα 2.3: Εμφάνιση πόλωσης ενδοεπιφάνειας με την εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου $E$ σε υλικό με ανομοιογενή δομή. ....	29
Σχήμα 2.4: Οι βασικότεροι μηχανισμοί έγχυσης και μεταφοράς φορτίου στα διηλεκτρικά υμένια των διατάξεων MIM. ....	30
Σχήμα 2.5: Μετάβαση ηλεκτρονίων από το μέταλλο σε ατέλειες του διηλεκτρικού $\text{SiO}_2$ που βρίσκονται κοντά στη διεπιφάνεια μετάλλου – διηλεκτρικού μέσω διαδικασίας TAT,	

σε μια δομή MIM μετά την εφαρμογή διαφοράς δυναμικού V μεταξύ των οπλισμών [42]. .....	31
Σχήμα 2.6: Φραγμός δυναμικού κατά την εκπομπή ενός ηλεκτρονίου από βαθιά ενεργειακή στάθμη υπό την επίδραση εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου: α) για φορτισμένη ατέλεια και β) για ηλεκτρικά ουδέτερη ατέλεια [50]. .....	35
Σχήμα 2.7: Η τιμή της σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς των συνηθέστερων διηλεκτρικών που χρησιμοποιούνται στις διατάξεις RF MEMS [63], [64], [65], [66]. .....	39
Σχήμα 2.8: Οι βασικότερες διαδικασίες που εμφανίζονται κατά την ανάπτυξη ενός υμενίου από την αέρια φάση [74]. .....	41
Σχήμα 2.9: Ενεργειακό διάγραμμα (α) ενός κρυσταλλικού και (β) ενός άμορφου διηλεκτρικού υλικού [41]. .....	43
Σχήμα 2.10: (α) EF-TEM εικόνα υμενίου SiN <sub>x</sub> με x = 0.82 που εναποτέθηκε με τη μεθοδο ECR-PECVD, στην οποία διακρίνονται οι νανοκρύσταλλοι πυριτίου [80] και (β) Σχηματικό διάγραμμα της δομής άμορφου νιτριδίου του πυριτίου (κάτω) και το ενεργειακό διάγραμμα της δομής αυτής (πάνω) για την διεύθυνση A-A της κάτω εικόνας [83]. .....	45
Σχήμα 2.11: Εξάρτηση του οπτικού ενεργειακού χάσματος του άμορφου νιτριδίου του πυριτίου από τη στοιχειομετρία x = N/Si, σύμφωνα με τη βιβλιογραφία [86], [87], [88], [89], [90], [91], [92]. Η μαύρη διακεκομμένη γραμμή αναφέρεται στο στοιχειομετρικό νιτρίδιο του πυριτίου. ....	45
Σχήμα 2.12: Οι ατέλειες που σχετίζονται με τον ελεύθερο δεσμό Si στο SiN <sub>x</sub> (Κ κέντρα) [108]. .....	47
Σχήμα 2.13: Οι ατέλειες που σχετίζονται με τον ελεύθερο δεσμό N στο άμορφο Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> [110]. .....	48
Σχήμα 2.14: Έγχυση ηλεκτρονίων και οπών στο υμένιο SiN <sub>x</sub> από τους μεταλλικούς οπλισμούς μιας διάταξης MIM (Metal-Insulator-Metal) κατά την εφαρμογή διαφοράς δυναμικού V στη διάταξη [115]. .....	50
Σχήμα 3.1: Μεταβολή της χωρητικότητας C <sub>down</sub> με το χρόνο. Η μεταβολή ΔC της χωρητικότητας είναι ανάλογη της μεταβολής ΔP της πόλωσης των υμενίων [24]. .....	52
Σχήμα 3.2: (α) Σχηματική αναπαράσταση της κατακόρυφης διατομής ενός διακόπτη RF MEMS (β) Η φόρτιση του υμενίου και το μετρούμενο δυναμικό της επιφάνειάς του με τη μέθοδο KPFM, (c) Η φόρτιση του υμενίου από τον τραχύ μεταλλικό οπλισμό σε μια διάταξη RF MEMS, (d) Η φόρτιση του υμενίου από την ακίδα AFM [120], [123]. .....	55
Σχήμα 3.3: (α) Πειραματική διαδικασία μεθόδου CCTS & DCTS και (β) Μέτρηση των μεταβατικών ρευμάτων φόρτισης και εκφόρτισης στη μέθοδο CCTS & DCTS [124]. .....	56
Σχήμα 3.4: Σχηματική αναπαράσταση πειραματικής μεθόδου TSDC. Στο ένθετο διάγραμμα παρουσιάζεται η μορφή ενός τυπικού φάσματος TSDC [125]. .....	59
Σχήμα 3.5: Τυπική μορφή της πυκνότητας του ρεύματος αποπόλωσης που καταγράφεται κατά τη διάρκεια ενός πειράματος TSDC από έναν μηχανισμό αποκατάστασης. ....	61

Σχήμα 3.6: Φάσματα TSDC για ένα διηλεκτρικό που εμφανίζει fractal δομή στους χρόνους αποκατάστασης. Οι μικρές κορυφές αντιστοιχούν στις διαδικασίες αποπόλωσης 12 αυτό-όμοιων μηχανισμών Debye. Η έντονη μαύρη γραμμή αντιστοιχεί στο άθροισμα των ρευμάτων αποπόλωσης των 12 μηχανισμών αποκατάστασης και η διακεκομμένη γραμμή αντιστοιχεί στο ρεύμα αποπόλωσης που θα εμφανιζόταν αν υπήρχαν άπειροι Debye μηχανισμοί, σύμφωνα και με τη σχέση (3.25), για δυο διαφορετικούς ρυθμούς θέρμανσης: (a) $q = 1 \text{ K/s}$ και (b) $q = 0.3 \text{ K/s}$ [129]. .....	66
Σχήμα 3.7: Καταγραφή C-V χαρακτηριστικών έπειτα από κάθε στάδιο φόρτισης σε έναν διακόπτη RF MEMS. Το κόκκινο βέλος δείχνει την ολίσθηση του ελαχίστου της C-V χαρακτηριστικής έπειτα από κάθε φόρτιση και στο ένθετο διάγραμμα παρουσιάζεται η ολίσθηση της τάσης $V_{\min}$ με το χρόνο φόρτισης.....	70
Σχήμα 3.8: (a) Καταγραφή C-V χαρακτηριστικών έπειτα από φόρτιση του υμενίου σε έναν διακόπτη RF MEMS. Στο ένθετο διάγραμμα παρουσιάζεται η ολίσθηση της τάσης $V_{\min}$ με το χρόνο εκφόρτισης. (b) Τυπική μορφή του ρεύματος εκφόρτισης διαμέσου του διηλεκτρικού υμενίου που προσδιορίστηκε με τη μέθοδο Kelvin Probe. ....	71
Σχήμα 3.9: Η δομή ενός συμμετρικού (πάνω) και ενός ασύμμετρου (κάτω) πυκνωτή MIM της ομάδας δειγμάτων A. ....	73
Σχήμα 3.10: Εικόνα SEM ενός διακόπτη RF MEMS της ομάδας B.....	75
Σχήμα 3.11: Κάτοψη ενός RF MEMS διακόπτη της ομάδας Δ. ....	77
Σχήμα 4.1: Διάταξη μέτρησης TSDC για θετικό πεδίο πόλωσης $E_p$ . Κατά την εφαρμογή αρνητικού πεδίου πόλωσης η φορά του $E_p$ θα είναι αντίθετη. Ο διακόπτης βρίσκεται στη θέση A κατά τη φόρτιση ενώ κατά τη μέτρηση του ρεύματος TSDC είναι στη θέση B. ....	80
Σχήμα 4.2: Ανάλυση του φάσματος TSDC για την περίπτωση που εφαρμόζεται θετικό πεδίο πόλωσης με ένταση $1 \text{ MV/cm}$ . Οι συνεισφορές των επιμέρους μηχανισμών αποκατάστασης C1, C2 και C3 έχουν επίσης σχεδιαστεί. ....	81
Σχήμα 4.3: Ανάλυση του φάσματος TSDC όταν εφαρμόζεται θετικό πεδίο πόλωσης με ένταση $50 \text{ kV/cm}$ . ....	81
Σχήμα 4.4: Φάσματα TSDC των συμμετρικών πυκνωτών MIM της ομάδας A για διάφορα πεδία πόλωσης $E_p$ .....	84
Σχήμα 4.5: Το φορτίο που συλλέγεται στο εξωτερικό κύκλωμα κατά τη διάρκεια της μέτρησης TSDC συναρτήσεως της έντασης του πεδίου πόλωσης και για τις δύο πολικότητες του πεδίου.....	84
Σχήμα 4.6: Ενεργειακό διάγραμμα μιας συμμετρικής δομής MIM (a) πριν και (b) μετά από την εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου [44]. ....	85
Σχήμα 4.7: Εφαρμογή θετικού (αριστερά) και αρνητικού (δεξιά) πεδίου πόλωσης $E_p$ σε έναν διακόπτη RF MEMS. ....	87
Σχήμα 4.8: Καταγραφή των C-V χαρακτηριστικών κατά τη διάρκεια της εκφόρτισης, έπειτα από φόρτιση του υμενίου με $+30\text{V}$ για χρόνο $5 \text{ min}$ . ....	88

Σχήμα 4.9: Η ολίσθηση της τάσης $V_{min}$ κατά τη διάρκεια της εκφόρτισης όταν το υμένιο έχει πολωθεί με ηλεκτρικό πεδίο έντασης 1.2 MV/cm και των δύο πολικιοτήτων. ....	88
Σχήμα 4.10: Η πυκνότητα και η ένταση του ρεύματος εκφόρτισης συναρτηθεί του χρόνου εκφόρτισης στην περίπτωση που το υμένιο έχει πολωθεί με ηλεκτρικό πεδίο έντασης 1.2 MV/cm και των δύο πολικιοτήτων.....	90
Σχήμα 4.11: Ολίσθηση της τάσης $V_{min}$ με το χρόνο εκφόρτισης, για διάφορες τιμές έντασης του ηλεκτρικού πεδίου πόλωσης και για χρόνο πόλωσης 5 min.....	93
Σχήμα 4.12: Το φορτίο που μετακινείται και ανακατανέμεται στο υμένιο κατά τη διάρκεια της εκφόρτισης ως συνάρτηση της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου πόλωσης. ....	93
Σχήμα 4.13: Η αύξηση του χαρακτηριστικού χρόνου αποκατάστασης της τάσης $V_{min}$ με την αύξηση του χρόνου πόλωσης.....	94
Σχήμα 4.14: Η ολίσθηση της τάσης $\Delta V_{min}$ κατά την εκφόρτιση σε δύο διαφορετικές θερμοκρασίες, έπειτα από φόρτιση των υμενίων στους 300 K. ....	96
Σχήμα 4.15: Η ύπαρξη θερμικά ενεργοποιούμενου χρόνου αποκατάστασης ( $\tau$ ) της τάσης $\Delta V_{min}$ κατά την εκφόρτιση.....	97
Σχήμα 4.16: Η αύξηση της έντασης του ρεύματος εκφόρτισης διαμέσου των διηλεκτρικών υμενίων με την αύξηση της θερμοκρασίας εκφόρτισης. ....	98
Σχήμα 4.17: Το φορτίο που μετακινείται στο υμένιο κατά την εκφόρτιση είναι θερμικά ενεργοποιούμενο.....	98
Σχήμα 4.18: Η αύξηση της απόκλισης $V_{offset}$ με την αύξηση της θερμοκρασίας φόρτισης. ....	99
Σχήμα 4.19: Φόρτιση ενός διηλεκτρικού υμενίου εξ επαγωγής (πάνω) και εξ επαφής (κάτω). ....	101
Σχήμα 4.20: C-V χαρακτηριστικές ενός διακόπτη RF MEMS κατά τη διάρκεια φόρτισης (a) εξ επαγωγής (contactless charging) και (b) εξ επαφής (contacted charging). Το κόκκινο βέλος δείχνει τη φορά ολίσθησης του ελαχίστου της χωρητικότητας. ....	103
Σχήμα 4.21: Ολίσθηση της τάσης $V_{min}$ στην ελάχιστη χωρητικότητα κατά τη διάρκεια φόρτισης (a) εξ επαγωγής και (b) εξ επαφής.....	105
Σχήμα 4.22: Η πυκνότητα του ρεύματος φόρτισης για την περίπτωση της φόρτισης από επαγωγή (contactless charging) και από επαφή (contacted charging). ....	106
Σχήμα 4.23: Ολίσθηση της τάσης $V_{min}$ έπειτα από φόρτιση εξ επαφής (πάνω) και εξ επαγωγής (κάτω). ....	108
Σχήμα 5.1: Κανονικοποιημένες τιμές της πόλωσης υμενίου $SiN_x$ συναρτηθεί του χρόνου φόρτισης για ηλεκτρικό πεδίο έντασης 1.33 MV/cm [28]. ....	113
Σχήμα 5.2: Κανονικοποιημένες τιμές της πυκνότητας φορτίου που εμφανίζεται στο διηλεκτρικό υμένιο $SiN_x$ σαν συνάρτηση της απόστασης $x$ από τον μεταλλικό οπλισμό που πραγματοποιείται η έγχυση, για διάφορες τιμές του χρόνου φόρτισης και για ηλεκτρικό πεδίο $\mathcal{E}$ έντασης 1.33 MV/cm [28]. ....	113

Σχήμα 5.3: Διάγραμμα Arrhenius για το ρεύμα TSDC σε δείγματα LT της ομάδας A με συμμετρικούς οπλισμούς και για θετικό πεδίο πόλωσης 1 MV/cm. ....	116
Σχήμα 5.4: Arrhenius διάγραμμα του φορτίου που μετρήθηκε στο εξωτερικό κύκλωμα κατά τη διάρκεια του πειράματος TSDC, στα δείγματα LT της ομάδας A. ....	116
Σχήμα 5.5: Διάγραμμα Arrhenius για το ρεύμα TSDC σε δείγματα HT της ομάδας A με συμμετρικούς οπλισμούς και για θετικό πεδίο πόλωσης 1 MV/cm. ....	118
Σχήμα 5.6: Arrhenius διάγραμμα του φορτίου που μετρήθηκε στο εξωτερικό κύκλωμα κατά τη διάρκεια του πειράματος TSDC, στα δείγματα HT. ....	118
Σχήμα 5.7: Φάσματα TSDC για τα δείγματα LT και HT με πάχος υμενίων περίπου ίσο με 100 nm στην περίπτωση θετικού και αρνητικού πεδίου πόλωσης έντασης 1 MV/cm...	120
Σχήμα 5.8: Μεταβολή του συνολικού φορτίου που μετράται στο εξωτερικό κύκλωμα κατά τη διάρκεια της μέτρησης TSDC συναρτήσει του πάχους των υμενίων LT και HT, στην περίπτωση εφαρμογής θετικού και αρνητικού πεδίου πόλωσης με ένταση 1 MV/cm. Οι διακεκομμένες γραμμές δείχνουν την τάση μεταβολής του φορτίου σε κάθε περίπτωση, λαμβάνοντας υπόψη ότι σε πάχος $d = 0$ nm το συνολικό φορτίο θα πρέπει να μηδενίζεται. ....	120
Σχήμα 5.9: TSDC φάσματα στους συμμετρικούς και ασύμμετρους πυκνωτές MIM με ηλεκτρικό πεδίο πόλωσης: 1 MV/cm και -1MV/cm. ....	122
Σχήμα 5.10: Διάγραμμα Arrhenius του φάσματος TSDC σε ασύμμετρες και συμμετρικές διατάξεις MIM με πεδία πόλωσης +1 MV/cm και -1 MV/cm. ....	123
Σχήμα 5.11: Εξάρτηση των I-V χαρακτηριστικών από τη στοιχειομετρία του υμενίου. .	125
Σχήμα 5.12: Φάσματα TSDC στα υμένια $\text{SiN}_x$ με διαφορετικές στοιχειομετρίες για ηλεκτρικό πεδίο πόλωσης + 1 MV/cm. ....	127
Σχήμα 5.13: Διάγραμμα Arrhenius του φορτίου που μετράται στο εξωτερικό κύκλωμα κατά τη διάρκεια μέτρησης TSDC σε υμένια $\text{SiN}_x$ με διαφορετικές στοιχειομετρίες, όταν εφαρμόζεται ηλεκτρικό πεδίο πόλωσης +1 MV/cm. ....	127
Σχήμα 5.14: Η εξάρτηση του συνολικού φορτίου που μετράται στο εξωτερικό κύκλωμα κατά τη διάρκεια μιας μέτρησης TSDC συναρτήσει της στοιχειομετρίας $x=N/\text{Si}$ των υμενίων $\text{SiN}_x$ που μελετήθηκαν. ....	128
Σχήμα 5.15: Φάσματα TSDC για τα υμένια LF και HF πάχους 300nm και για τις δύο πολικότητες του πεδίου πόλωσης. ....	129
Σχήμα 5.16: Διάγραμμα Arrhenius του φορτίου που μετράται στο εξωτερικό κύκλωμα κατά τη διάρκεια της μέτρησης TSDC για τα LF υμένια, όταν εφαρμόζεται ηλεκτρικό πεδίο πόλωσης + 1 MV/cm. ....	130
Σχήμα 5.17: Διάγραμμα Arrhenius του φορτίου που μετράται στο εξωτερικό κύκλωμα κατά τη διάρκεια της μέτρησης TSDC για τα HF υμένια, όταν εφαρμόζεται ηλεκτρικό πεδίο πόλωσης + 1 MV/cm. ....	130

Σχήμα 5.18: Η εξάρτηση του συνολικού φορτίου που μετράται στο εξωτερικό κύκλωμα από το πάχος των υμενίων για τα δείγματα LF και HF και για τις δύο πολικότητες του ηλεκτρικού πεδίου πόλωσης. .... 132



## ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΠΙΝΑΚΩΝ

---

Πίνακας 2.1: Ενέργειες δεσμών στο νιτρίδιο του πυριτίου [103]. .....	44
Πίνακας 2.2: Εξάρτηση του οπτικού ενεργειακού χάσματος ( $E_g$ ) και της στοιχειομετρίας του $SiN_x$ από το λόγο των αντιδρώντων αερίων $NH_3/SiH_4$ στη μέθοδο PECVD [87]. .....	46
Πίνακας 2.3: Η μείωση του φραγμού $\Phi_B$ της διαδικασίας Poole-Frenkel με την αύξηση της περιεκτικότητας σε Si στα υμένια $SiN_x$ [112]. .....	49
Πίνακας 3.1: Συνθήκες εναπόθεσης των υμενίων $SiN_x$ της ομάδας Α. ....	74
Πίνακας 3.2: Η δομή και οι συνθήκες εναπόθεσης των διατάξεων της ομάδας Β. ....	75
Πίνακας 3.3: Η δομή και οι συνθήκες εναπόθεσης των διατάξεων της ομάδας Γ. ....	76
Πίνακας 4.1: Η ενέργεια ενεργοποίησης και ο χρόνος αποκατάστασης σε άπειρη θερμοκρασία ( $\tau_0$ ) και στους 300K ( $\tau_{300}$ ) για κάθε μηχανισμό αποκατάστασης όταν εφαρμόζεται θετικό πεδίο πόλωσης με ένταση 1 MV/cm. ....	82
Πίνακας 4.2: Ενέργεια ενεργοποίησης $E_A$ και χαρακτηριστικοί χρόνοι αποκατάστασης του μηχανισμού C1 για διάφορες εντάσεις του πεδίου πόλωσης $E_p$ και για τις δύο πολικότητες. ....	83
Πίνακας 5.1: Το φορτίο που συλλέγεται κατά τη διάρκεια της μέτρησης TSDC στις συμμετρικές και ασύμμετρες δομές MIM για την περίπτωση θετικού και αρνητικού ηλεκτρικού πεδίου πόλωσης έντασης 1 MV/cm. ....	122



Η παρούσα διδακτορική διατριβή πραγματοποιήθηκε στο εργαστήριο Ημιαγωγών και Ημιαγωγικών Διατάξεων του τομέα Φυσικής Στερεάς Κατάστασης, στο τμήμα Φυσικής του Πανεπιστημίου Αθηνών, από τον Απρίλιο του 2009 έως τον Αύγουστο του 2013.

Στο σημείο αυτό θα ήθελα να ευχαριστήσω ιδιαίτερα τον κύριο επιβλέποντα της διατριβής αυτής, τον Αν. Καθηγητή κ. Γεώργιο Παπαϊωάννου, που είχα την τύχη να με καθοδηγεί από την εποχή των προπτυχιακών μου σπουδών. Τον ευχαριστώ για την δυνατότητα που μου πρόσφερε να πραγματοποιήσω την παρούσα διατριβή, για την καθοδήγηση και τις συμβουλές του αλλά και για την κατανόησή του στις δύσκολες στιγμές.

Θα ήθελα επίσης να εκφράσω τις ευχαριστίες μου στην Αν. Καθηγήτρια κα Μαρία Καλαμιώτου και τον Καθηγητή κ. Πολύκαρπο Πίσση, μέλη της τριμελούς επιτροπής, για την στήριξή τους κατά την εκπόνηση της διατριβής αυτής και για τις παρατηρήσεις τους επί του τελικού κειμένου. Ευχαριστώ επίσης την Καθηγήτρια κα Αγγελική Αραπογιάννη, τον Καθηγητή κ. Γεώργιο Τριμπέρη, τον Καθηγητή κ. Δημήτριο Τσουκαλά και τον Αν. Καθηγητή κ. Ιωάννη Τίγκελη που συμμετείχαν στην επταμελή εξεταστική επιτροπή.

Καταλυτική σημασία για την ποιότητα της διατριβής αυτής αποτέλεσε και η οικονομική ενίσχυση που έλαβα τον πρώτο χρόνο της διατριβής από τον ΕΛΚΕ ως υπότροφος του τμήματος Φυσικής και στη συνέχεια από το Ερευνητικό Χρηματοδοτούμενο Έργο: «Ηράκλειτος II. Επένδυση στην κοινωνία της γνώσης μέσω του Ευρωπαϊκού Κοινωνικού Ταμείου».

Ευχαριστίες θα ήθελα να απευθύνω στον Καθηγητή κ. Ιωάννη Παπαπολυμέρου από το Georgia Institute of Technology, Atlanta Georgia των ΗΠΑ και στον Καθηγητή κ. Robert Plana από το ινστιτούτο LAAS-CNRS και Université Paul Sabatier Toulouse της Γαλλίας, για την κατασκευή και την διάθεση διατάξεων καθώς και την συμμετοχή σε κοινά πειράματα που συμπεριλήφθησαν στην παρούσα διατριβή. Επίσης θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Δρ. Γεώργιο Κωνσταντινίδη, ειδικό λειτουργικό επιστήμονα Α' στο Ίδρυμα Τεχνολογίας και Έρευνας (FORTH) της Κρήτης και τον Δρ. Afshin Ziaei, διευθυντή ερευνητικής ομάδας της εταιρείας TRT (Thales Research & Technology) στην Γαλλία οι οποίοι διαμέσου των ερευνητικών έργων NANOCOM (FP7/ΓΓΕΤ ENIAC-NANOCOM

GA:270701-2) και NANOTEC (FP7-NANOTEC GA:288531) μου παρείχαν δομές και διατάξεις τελευταίας τεχνολογίας για μελέτη.

Ευχαριστίες οφείλω και σε όλους τους συναδέλφους μου στο εργαστήριο και ιδιαίτερα στον Δρ. Λουκά Μιχαλά και στην Ελένη Παπανδρέου, για την άριστη συνεργασία μας όλο αυτό το διάστημα που μοιραζόμασταν τον ίδιο χώρο.

Τέλος θα ήθελα να ευχαριστήσω όλους μου τους φίλους που ήταν δίπλα μου στις ευχάριστες αλλά και στις δυσάρεστες στιγμές.

Στους γονείς μου, Σταύρο και Ελένη, θα ήθελα να εκφράσω την ευγνωμοσύνη μου για τη συμπαράσταση και την υποστήριξη τους όλα αυτά τα χρόνια. Τη διατριβή αυτή την αφιερώνω στον πρώτο δάσκαλο της ζωής μου, στον πατέρα μου που χάθηκε πρόωρα.

*Ματρώνη Σ. Κουτσουρέλη*



Η παρούσα έρευνα έχει συγχρηματοδοτηθεί από την Ευρωπαϊκή Ένωση (Ευρωπαϊκό Κοινωνικό Ταμείο - ΕΚΤ) και από εθνικούς πόρους μέσω του Επιχειρησιακού Προγράμματος «Εκπαίδευση και Δια Βίου Μάθηση» του Εθνικού Στρατηγικού Πλαισίου Αναφοράς (ΕΣΠΑ) – Ερευνητικό Χρηματοδοτούμενο Έργο: Ηράκλειτος ΙΙ. Επένδυση στην κοινωνία της γνώσης μέσω του Ευρωπαϊκού Κοινωνικού Ταμείου.

Οι διακόπτες RF MEMS αποτελούν ιδιαίτερα υποσχόμενες διατάξεις στον τομέα των τηλεπικοινωνιών όμως προβλήματα αξιοπιστίας εμποδίζουν την εμπορευματοποίησή τους έως και σήμερα. Η παρούσα διατριβή εξετάζει ένα από τα σημαντικότερα προβλήματα αξιοπιστίας που συναντάται στους διακόπτες αυτούς, τη φόρτιση των διηλεκτρικών τους υμενίων. Τα υμένια των διακοπών RF MEMS εναποτίθενται με σύγχρονες μεθόδους της μικροηλεκτρονικής και εμφανίζουν σημαντικό βαθμό ανομοιογένειας και απόκλιση από τη στοιχειομετρία. Στόχος της διατριβής είναι η κατανόηση των μηχανισμών πόλωσης και αποπόλωσης των διηλεκτρικών υμενίων καθώς επίσης και η μελέτη της επίδρασης των συνθηκών εναπόθεσης στα ηλεκτρικά τους χαρακτηριστικά. Το διηλεκτρικό υλικό που μελετήθηκε είναι το νιτρίδιο του πυριτίου, οι ηλεκτρικές ιδιότητες του οποίου δεν είναι ακόμη πλήρως γνωστές παρά το γεγονός ότι αποτελεί ένα από τα πιο διαδεδομένα υλικά στην μικροηλεκτρονική.

Για τη μελέτη της ηλεκτρικής συμπεριφοράς των διηλεκτρικών υμενίων χρησιμοποιήθηκαν διατάξεις πυκνωτών Μετάλλου – Διηλεκτρικού – Μετάλλου (MIM) και διακοπών RF MEMS που κατασκευάστηκαν με τις ίδιες συνθήκες και τα ίδια χαρακτηριστικά.

Οι διαδικασίες πόλωσης και αποπόλωσης στα διηλεκτρικά υμένια που μελετήθηκαν βρέθηκε να είναι σύνθετες και να συμφωνούν με τον εμπειρικό νόμο αποκατάστασης Kohlrausch-Williams-Watts που εμφανίζεται σε ανομοιογενή συστήματα. Οι διαδικασίες αυτές βρέθηκε επίσης ότι είναι θερμικά ενεργοποιούμενες σε όλες τις περιπτώσεις.

Οι ηλεκτρικές ιδιότητες των υμενίων νιτρίδιου του πυριτίου εξετάστηκαν αρχικά για διάφορες συνθήκες πόλωσης. Η αύξηση της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου πόλωσης στις διατάξεις RF MEMS βρέθηκε ότι εντείνει την πόλωση των υμενίων και την παγίδευση φορτίων σε καταστάσεις με μεγάλους χρόνους αποκατάστασης ενώ η μείωση του χρόνου πόλωσης οδηγεί σε γρηγορότερη αποπόλωση των υμενίων αυτών. Η πολικότητα του ηλεκτρικού πεδίου πόλωσης επηρεάζει τη πόλωση των διηλεκτρικών υλικών καθώς βρέθηκε ότι αυτή εντείνεται στην περίπτωση που πραγματοποιείται έγχυση οπών από τον κάτω μεταλλικό οπλισμό, συμπεριφορά που αποδίδεται στην ανομοιογένεια των εναποτιθέμενων υμενίων.

Η επίδραση των συνθηκών εναπόθεσης της μεθόδου PECVD στα ηλεκτρικά χαρακτηριστικά των υμενίων νιτριδίου του πυριτίου μελετήθηκε επίσης διεξοδικά. Η μείωση της θερμοκρασίας εναπόθεσης, η μείωση του λόγου των αντιδρώντων αερίων  $\text{SiH}_4/\text{NH}_3$  και η χρήση υψηλής συχνότητας (13.56 MHz) για τη δημιουργία πλάσματος στη μέθοδο PECVD οδηγούν στην ανάπτυξη υμενίων που εμφανίζουν μικρότερη ηλεκτρική πόλωση, γεγονός που καθιστά τις παραπάνω διαδικασίες καταλληλότερες για την εναπόθεση υμενίων νιτριδίου του πυριτίου σε διακόπτες RF MEMS.

Επιπλέον, προτάθηκε μια νέα πειραματική μέθοδος που βασίζεται στη μέθοδο Kelvin Probe και επιτρέπει τον προσδιορισμό του ρεύματος εκφόρτισης λόγω μεταφοράς των φορτίων διαμέσου των διηλεκτρικών υμενίων. Έτσι υπολογίστηκε για πρώτη φορά στα πλαίσια εκπόνησης της παρούσας διατριβής το ρεύμα εκφόρτισης διαμέσου των υμενίων νιτριδίου του πυριτίου στους διακόπτες RF MEMS. Η ένταση του ρεύματος αυτού βρέθηκε να είναι πολύ χαμηλή (μικρότερη από  $10^{-15} - 10^{-16}$  Amperes) και τα χαρακτηριστικά της διαδικασίας αποπόλωσης μελετήθηκαν για χρόνους μεγαλύτερους από  $10^4$  s. Κυρίαρχος μηχανισμός αγωγιμότητας κατά την αποπόλωση των διηλεκτρικών υμενίων νιτριδίου του πυριτίου στους διακόπτες RF MEMS βρέθηκε επίσης ότι είναι οι διαδικασίες hopping.

Με τη βοήθεια της προτεινόμενης μεθόδου πραγματοποιήθηκε ξεχωριστή μελέτη των θερμικά ενεργοποιούμενων διαδικασιών πόλωσης και αποπόλωσης στα διηλεκτρικά υμένια νιτριδίου του πυριτίου. Η αύξηση της θερμοκρασίας πόλωσης φαίνεται να εντείνει τη συνολική πόλωση των υμενίων ενώ η αύξηση της θερμοκρασίας αποπόλωσης συντελεί στην ταχύτερη απομάκρυνση των φορτίων από το υμένιο.

Τέλος εξετάστηκε η συνεισφορά των επιμέρους μηχανισμών πόλωσης στη συνολική φόρτιση των διηλεκτρικών υμενίων νιτριδίου του πυριτίου σε διακόπτες RF MEMS. Οι μηχανισμοί της διπολικής πόλωσης και της πόλωσης φορτίων χώρου (λόγω των φορτίων ενδογενούς προέλευσης) στα υμένια μελετήθηκαν πραγματοποιώντας μετρήσεις φόρτισης εξ επαγωγής ενώ η επιπλέον συνεισφορά στην ηλεκτρική πόλωση λόγω έγχυσης φορτίων από τους μεταλλικούς οπλισμούς μελετήθηκε πραγματοποιώντας μετρήσεις φόρτισης εξ επαφής. Οι μηχανισμοί που κυριαρχούν κατά την φόρτιση εξ επαγωγής βρέθηκε έτσι ότι μπορεί να λειτουργήσουν αντισταθμιστικά στη συνολική πόλωση του υλικού αυτού.

Capacitive RF Micro-Electro-Mechanical (MEMS) switches are one of the most promising devices for RF applications due to their small size, weight and possibility to be integrated in ICs. However reliability problems still hinder their commercialization, the most important being the effect of dielectric charging. The present thesis aims to provide a better understanding of charging and discharging processes that appear in the dielectric films of RF MEMS switches and affect the operational characteristics of these devices.

The dielectric material that has been investigated is silicon nitride, which is commonly used in RF MEMS switches. Silicon nitride films are deposited at low temperatures (<350 °C), they are inhomogeneous and show significant deviation from stoichiometry. The electrical properties of these films have been probed with the aid of RF MEMS switches and Metal-Insulator-Metal (MIM) capacitors.

It has been found that charging and discharging processes are thermally activated and consistent to Kohlrausch-Williams-Watts polarization's relaxation, found in many materials containing some degree of disorder.

The electrical characteristics of silicon nitride films have been investigated for different polarization conditions. The increase of polarization field's intensity assists charge trapping in defect states with very large relaxation times and the increase of charging time results to a slower discharging process. The polarity of the polarization field has been also found to affect charging procedure since dielectric charging is enhanced when holes are injected from the bottom electrode plate.

Moreover, the effect of deposition conditions of PECVD method on the electrical properties of silicon nitride films has been probed. Lower dielectric charging emerged on silicon nitride films that are deposited at low temperature (150 °C), for small ratio  $\text{SiH}_4/\text{NH}_3$  of reactant gases flow and under high frequency (13.56 MHz) plasma.

A new experimental method has been proposed in the present thesis that allows the determination of discharging current through the bulk of the dielectric films in RF MEMS switches. This discharging current has been calculated in silicon nitride films and its intensity has been found to be very low (in the order of  $10^{-15}$ - $10^{-16}$  Amperes). The

characteristics of the discharging process have been investigated for times longer than  $10^4$  s and the dominant conduction mechanism during discharge in silicon nitride films has been found to be hopping processes.

In addition, thermally activated charging and discharging mechanisms have been investigated separately with the aid of the proposed method mentioned above. The increase of charging temperature has been found to enhance dielectric charging while the increase of discharging temperature seems to accelerate the discharging process.

Finally, the contribution of each charging mechanism to the total polarization of silicon nitride films has been probed by performing contacted and contact-less charging procedures in RF MEMS switches. Dipoles orientation and intrinsic space charges rearrangement dominate the polarization process during induced contact-less charging while an additional charging mechanism arises from extrinsic (injected) space charges during contacted charging. It has been then found that induced charging mechanisms could act as a compensation mechanism to the total polarization of dielectric films.



Η ιστορία της μικροηλεκτρονικής ξεκίνησε τον Δεκέμβριο του 1947 με την κατασκευή του πρώτου τρανζίστορ στα εργαστήρια της Bell από τους William Shockley, John Bardeen και Walter Brattain. Λίγες εβδομάδες αργότερα (1948) ακολούθησε η κατασκευή του πρώτου διπολικού τρανζίστορ επαφής (bipolar junction transistor) και έπειτα από αρκετά χρόνια (1960) κατασκευάστηκε το πρώτο τρανζίστορ επαφής επίδρασης πεδίου (junction field-effect transistor). Οι διατάξεις αυτές αποτελούν τη βάση όλων των ηλεκτρονικών διατάξεων που γνωρίζουμε σήμερα. Σημείο σταθμός στην εξέλιξη της μικροηλεκτρονικής όμως θεωρείται η κατασκευή του πρώτου ολοκληρωμένου κυκλώματος (IC) από τον Jack Kilby στα εργαστήρια της Texas Instruments το 1958, επίτευγμα που βραβεύτηκε και με το βραβείο Νόμπελ το 2000. Στα χρόνια που ακολούθησαν η τεχνολογία των ολοκληρωμένων κυκλωμάτων αναπτύχθηκε ραγδαία, χάρη στην κατασκευή ολοένα και μικρότερων ηλεκτρονικών διατάξεων. Η ιδέα της κατασκευής αξιόπιστων συστημάτων μικρού μεγέθους προϋπάρχει εδώ και πολλά χρόνια, όπως χαρακτηριστικά ανέφερε και ο Richard Feynman το 1959 στη διάλεξή του: “There’s plenty of room at the bottom”, κατέστη όμως δυνατή από τη στιγμή που εξελίχθηκαν οι μέθοδοι κατασκευής της μικροηλεκτρονικής. Η χρήση αξιόπιστων ηλεκτρονικών διατάξεων μικρού μεγέθους στα ολοκληρωμένα κυκλώματα είχε σαν αποτέλεσμα την αύξηση του πλήθους των διατάξεων σε κάθε ολοκληρωμένο κύκλωμα, χαρακτηριστικά μάλιστα αναφέρεται ότι το πλήθος των τρανζίστορ σε ένα ολοκληρωμένο κύκλωμα αυξήθηκε από 100 το 1970 σε 100 εκατομμύρια το 2000. Επίσης, λόγω του μικρού μεγέθους των ηλεκτρονικών διατάξεων μειώθηκε σημαντικά το κόστος κατασκευής αλλά και η ισχύς που καταναλώνεται κατά τη λειτουργία τους.

Στα πλαίσια λοιπόν της προσπάθειας κατασκευής ολοένα και μικρότερων αξιόπιστων ηλεκτρονικών διατάξεων αναπτύχθηκε 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). Το μέγεθος μιας τέτοιας διάταξης ποικίλλει συνήθως από 20  $\mu\text{m}$  έως 1 mm ενώ το μέγεθος καθενός από τα επιμέρους τμήματα αυτής μπορεί να είναι από 1  $\mu\text{m}$  έως 100  $\mu\text{m}$ . Η πρώτη διάταξη MEMS αναφέρεται το 1967 από τον Nathanson σε τρανζίστορ συντονισμένης πύλης

(resonant gate transistor) και κατασκευάστηκε με διαδικασίες μαζικής παραγωγής [1]. Η κύρια ώθηση στην ανάπτυξη των MEMS δόθηκε όμως το 1982 από τον Petersen [2], ο οποίος μελέτησε τις μηχανικές ιδιότητες του πυριτίου ως δομικού υλικού για την κατασκευή των διατάξεων αυτών, καθιστώντας δυνατή την κατασκευή διατάξεων MEMS και ηλεκτρονικών κυκλωμάτων ελέγχου στο ίδιο υπόστρωμα πυριτίου.

Στις δεκαετίες που ακολούθησαν η κατασκευή διαφόρων δομών MEMS υπήρξε ραγδαία. Η σχεδίαση των διατάξεων αυτών βασίστηκε στην αξιοποίηση διαφόρων φυσικών φαινομένων από ποικίλους 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, κεφαλές εκτύπωσης, βιολογικούς και χημικούς αισθητήρες, αισθητήρες ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας, 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. Το 1991 ο Larry Larson κατασκεύασε τον πρώτο διακόπτη RF MEMS [3] για μικροκυματικές εφαρμογές και παρά το ότι η διάταξη αυτή παρουσίαζε αρκετά προβλήματα, κίνησε το ενδιαφέρον πολλών ερευνητικών ομάδων. Ακολούθησε η σχεδίαση και κατασκευή διατάξεων RF MEMS με διάφορους μηχανισμούς ενεργοποίησης (ηλεκτροστατικοί [4], μαγνητοστατικοί [5], ηλεκτρομαγνητικοί [6] και ηλεκτροθερμικοί [7]) και με διάφορες τοπολογίες (διατάξεις μοχλών, γέφυρες και μεμβράνες).

Σήμερα οι δομές RF MEMS είναι από τις πλέον υποσχόμενες διατάξεις στον τομέα των τηλεπικοινωνιών καθώς έχουν πολύ μικρό μέγεθος, μικρό κόστος κατασκευής, μικρή κατανάλωση ισχύος [8], προσφέρουν υψηλή απόδοση σε μεγάλο εύρος συχνοτήτων (έως και εκατοντάδες THz) και δυνατότητα ολοκλήρωσης. Οι βασικότερες εφαρμογές των διατάξεων αυτών βρίσκονται στον τομέα της διαστημικής καθώς επίσης και στον τομέα της κινητής τηλεφωνίας [8], όπου αναμένεται να αντικαταστήσουν τους διακόπτες στερεάς κατάστασης που χρησιμοποιούνται σήμερα.

Παρά το πλήθος των πλεονεκτημάτων και την έντονη ερευνητική δραστηριότητα των τελευταίων χρόνων υπάρχουν και προβλήματα που σχετίζονται με την λειτουργία των διακοπών RF MEMS τα οποία απαιτούν άμεση επίλυση. Οι διακόπτες αυτοί έχουν σχετικά μειωμένη ικανότητα

διαχείρισης ισχύος (power handling) (μικρότερη από 1-10 W [9] ενώ απαιτείται ισχύς μεγαλύτερη από 20 W για την λειτουργία των χωρητικών διακοπών) και οι διαδικασίες εγκλεισμού τους σε ερμητικά κλειστές δομές (hermetic packaging) παραμένουν ακόμα αρκετά δαπανηρές. Επίσης, για την ενεργοποίηση των ηλεκτροστατικά ενεργοποιημένων διακοπών απαιτείται αρκετά υψηλή τάση (20 – 80 V [8]).

Το βασικότερο πρόβλημά τους όμως σχετίζεται με θέματα αξιοπιστίας. Μηχανικές παραμορφώσεις του κινούμενου μέρους των διατάξεων αυτών αλλά και η πόλωση των διηλεκτρικών υμενίων που χρησιμοποιούνται αλλοιώνουν τα χαρακτηριστικά λειτουργίας και μειώνουν το χρόνο ζωής τους. Όσον αφορά τα προβλήματα αξιοπιστίας που σχετίζονται με τις μηχανικές παραμορφώσεις υπάρχουν αρκετές γνώσεις από το χώρο της μεταλλουργίας σε αντίθεση με τα προβλήματα που σχετίζονται με την πόλωση των διηλεκτρικών υμενίων, όπου η μέχρι σήμερα γνώση είναι ιδιαίτερα περιορισμένη. Η βελτίωση της αξιοπιστίας των διατάξεων RF MEMS θα δώσει λοιπόν νέα ώθηση στον τομέα των τηλεπικοινωνιών και για το λόγο αυτό τα παραπάνω προβλήματα έχουν συγκεντρώσει την προσοχή και το ενδιαφέρον πολλών εταιρειών και ερευνητικών ομάδων.

Η παρούσα διατριβή εστιάζεται στην ανάλυση ενός από τα σημαντικότερα προβλήματα αξιοπιστίας, τη φόρτιση των διηλεκτρικών υμενίων που χρησιμοποιούνται στους διακόπτες RF MEMS. Τα υμένια αυτά εναποτίθενται με σύγχρονες μεθόδους της μικροηλεκτρονικής σε χαμηλές θερμοκρασίες ( $\leq 350^{\circ}\text{C}$ ) με αποτέλεσμα να εμφανίζουν σημαντικό βαθμό ανομοιογένειας και απόκλιση από τη στοιχειομετρία. Στόχος της διατριβής είναι η κατανόηση των μηχανισμών φόρτισης και εκφόρτισης σε διηλεκτρικά υμένια καθώς επίσης και η μελέτη του ρόλου των συνθηκών εναπόθεσης στις ηλεκτρικές τους ιδιότητες. Στη διατριβή μελετάται η ηλεκτρική συμπεριφορά των διηλεκτρικών υμενίων νιτριδίου του πυριτίου, οι ηλεκτρικές ιδιότητες του οποίου δεν είναι πλήρως γνωστές παρά το ότι αποτελεί ένα από τα πιο διαδεδομένα υλικά στις διατάξεις RF MEMS και γενικότερα στον τομέα της μικροηλεκτρονικής.

Το κείμενο της διατριβής δομείται σε έξι κεφάλαια.

Στο πρώτο κεφάλαιο περιγράφονται τα χαρακτηριστικά και η λειτουργία των διακοπών RF MEMS. Παρουσιάζονται επίσης τα τεχνολογικά προβλήματα των διατάξεων αυτών με ιδιαίτερη έμφαση να δίνεται στα προβλήματα που σχετίζονται με τη φόρτιση των διηλεκτρικών υμενίων.

Στο δεύτερο κεφάλαιο αναφέρονται οι ηλεκτρικές ιδιότητες των λεπτών μονωτικών υμενίων που χρησιμοποιούνται στους διακόπτες RF MEMS. Παρουσιάζονται οι μηχανισμοί πόλωσης και αγωγιμότητας των υμενίων αυτών και στη συνέχεια γίνεται εκτενής περιγραφή των ιδιοτήτων του νιτριδίου του πυριτίου, αφού αυτό είναι το υλικό που μελετήθηκε στην παρούσα διατριβή.

Οι πειραματικές τεχνικές που χρησιμοποιούνται για τη μελέτη των ηλεκτρικών ιδιοτήτων λεπτών μονωτικών υμενίων παρουσιάζονται στο τρίτο κεφάλαιο που ακολουθεί. Αναλυτικότερα περιγράφονται οι τεχνικές που υιοθετήθηκαν ενώ παρουσιάζεται και μια νέα μέθοδος που προτάθηκε για πρώτη φορά στα πλαίσια εκπόνησης της διατριβής αυτής. Στο τέλος του κεφαλαίου περιγράφονται τα χαρακτηριστικά και οι συνθήκες παρασκευής των διατάξεων που μελετήθηκαν.

Στο τέταρτο κεφάλαιο γίνεται αναφορά στα χαρακτηριστικά των μηχανισμών που είναι υπεύθυνοι για τις διαδικασίες φόρτισης και εκφόρτισης των διηλεκτρικών υμενίων νιτριδίου του πυριτίου και παρουσιάζεται η συμπεριφορά του ρεύματος εκφόρτισης διαμέσου των υμενίων στους διακόπτες RF MEMS, που προσδιορίστηκε για πρώτη φορά στην παρούσα διατριβή. Η επίδραση των συνθηκών πόλωσης και της θερμοκρασίας στις ηλεκτρικές ιδιότητες των υμενίων αυτών εξετάζονται επίσης αναλυτικά.

Στο επόμενο κεφάλαιο (πέμπτο κεφάλαιο) μελετάται η εξάρτηση των ηλεκτρικών χαρακτηριστικών των υμενίων νιτριδίου του πυριτίου από τις συνθήκες εναπόθεσης της μεθόδου PECVD, με απώτερο στόχο την επιλογή των καταλληλότερων συνθηκών που θα επιτρέψουν την παρασκευή υμενίων με βελτιωμένες ηλεκτρικές ιδιότητες για τη χρήση τους σε διακόπτες RF MEMS.

Τα βασικότερα συμπεράσματα της διατριβής συνοψίζονται στο έκτο και τελευταίο κεφάλαιο.

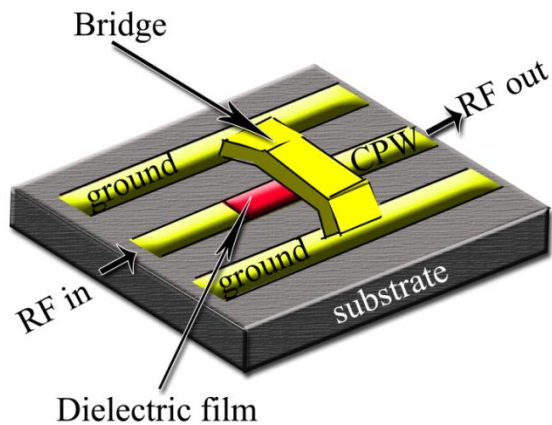
## 1.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Οι διακόπτες RF MEMS αποτελούν ιδιαίτερα υποσχόμενες διατάξεις στον τομέα των τηλεπικοινωνιών λόγω του πλήθους των πλεονεκτημάτων τους, όπως μικρό μέγεθος, μικρό κόστος κατασκευής, μικρή κατανάλωση ισχύος κ.α. όμως προβλήματα αξιοπιστίας εμποδίζουν την εμπορευματοποίησή τους έως και σήμερα.

Η λειτουργία τους βασίζεται στην μηχανική κίνηση ενός κινούμενου μέρους τους, το οποίο προϋποθέτει την ύπαρξη ενός μηχανισμού ενεργοποίησης που μπορεί να είναι ηλεκτροστατικός, μαγνητοστατικός, πιεζοηλεκτρικός ή και θερμικός. Το μεγαλύτερο ενδιαφέρον έχει στραφεί στους ηλεκτροστατικά ενεργοποιούμενους διακόπτες, λόγω της απλής λειτουργίας τους και της χαμηλής κατανάλωσης ισχύος. Ανάλογα με το είδος της επαφής οι διακόπτες RF MEMS χωρίζονται σε ωμικούς και χωρητικούς. Στους ωμικούς διακόπτες υπάρχει επαφή μετάλλου – μετάλλου κατά την ενεργοποίηση ενώ η λειτουργία των χωρητικών διακοπών βασίζεται στην αλλαγή της χωρητικότητάς τους. Οι χωρητικοί διακόπτες λειτουργούν μόνο με εναλλασσόμενα (AC) σήματα και χαρακτηρίζονται από μικρές τιμές στη χωρητικότητά τους (μικρότερη από 5 pF) ενώ ο χρόνος ζωής των ωμικών διακοπών μειώνεται σημαντικά με την αύξηση της ισχύος των RF κυμάτων. Οι χωρητικοί διακόπτες RF MEMS παρουσιάζουν λοιπόν καλύτερη απόδοση σε σήματα υψηλής ισχύος από τους ωμικούς διακόπτες γι' αυτό και παρουσιάζουν μεγαλύτερο ενδιαφέρον.

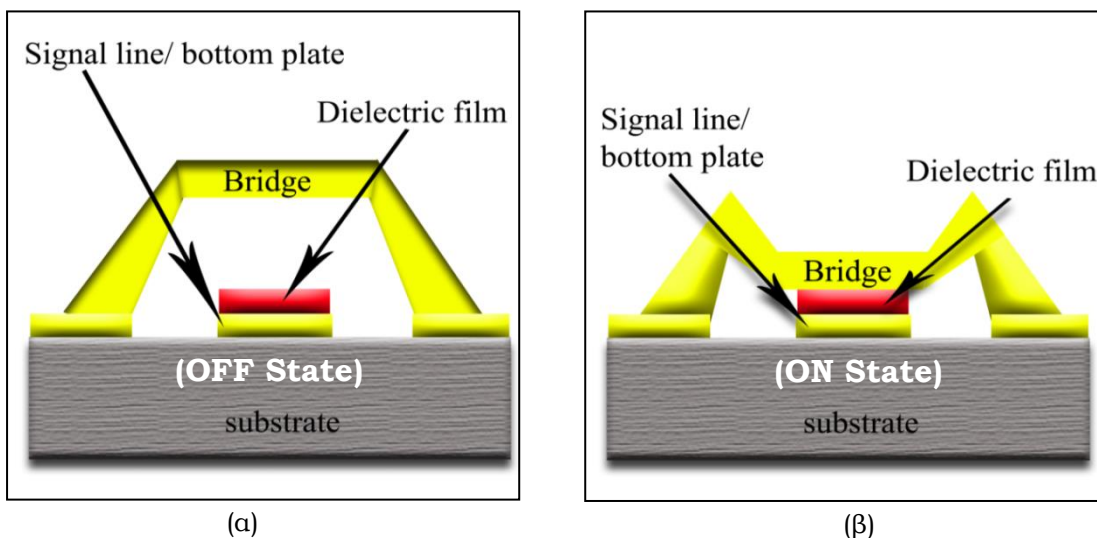
## 1.2 Η ΔΟΜΗ ΕΝΟΣ ΧΩΡΗΤΙΚΟΥ ΔΙΑΚΟΠΤΗ RF MEMS

Ένας χωρητικός διακόπτης RF MEMS είναι μια διάταξη που μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την καθοδήγηση ραδιοκυμάτων, μέσω μεταβολής της εμπέδησης του συστήματος που λαμβάνει χώρα με την μεταβολή της χωρητικότητάς των διακοπών αυτών. Αποτελείται από μια κινούμενη λεπτή μεταλλική μεμβράνη (γέφυρα) αναρτημένη πάνω από έναν σταθερό μεταλλικό οπλισμό (κυματοδηγός – Co-Planar Waveguide – CPW) και ανάμεσα σ' αυτούς τους δύο οπλισμούς υπάρχει ένα λεπτό στρώμα διηλεκτρικού, πάχους μερικών εκατοντάδων νανομέτρων (Σχήμα 1.1).



Σχήμα 1.1: Η δομή ενός ηλεκτροστατικά ενεργοποιημένου χωρητικού διακόπτη RF MEMS.

Η εφαρμογή μιας διαφοράς δυναμικού μεταξύ των δύο οπλισμών συνεπάγεται την εμφάνιση μιας ηλεκτροστατικής δύναμης στον πάνω οπλισμό, η οποία σε συνδυασμό με την μηχανική δύναμη επαναφοράς έχει σαν αποτέλεσμα την μετακίνησή του. Αυτή η μετακίνηση της γέφυρας προς τον κυματοδηγό μεταβάλλει τη χωρητικότητα του διακόπτη. Όταν η γέφυρα βρίσκεται στην ανώτερη θέση της (κατάσταση OFF) η χωρητικότητα μεταξύ των αγωγών είναι πολύ μικρή, τα χαρακτηριστικά της γραμμής μεταφοράς δεν μεταβάλλονται και σήματα υψηλής συχνότητας μπορούν να μεταδοθούν. Αντίθετα, όταν ο κινούμενος αγωγός έρθει σε επαφή με το διηλεκτρικό (κατάσταση ON), η χωρητικότητα μεταξύ των αγωγών αποκτά μεγάλη τιμή και η γραμμή μεταφοράς παρουσιάζει βραχυκύκλωμα για υψηλές συχνότητες με αποτέλεσμα τα διαδιδόμενα κύματα να ανακλώνται (Σχήμα 1.2).

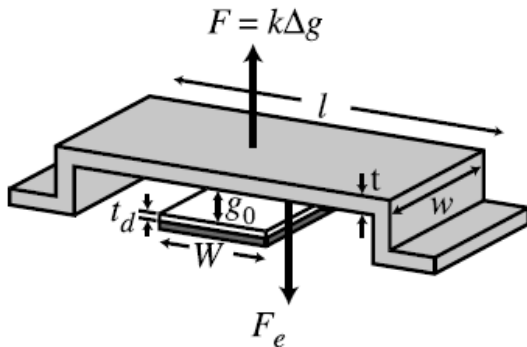


Σχήμα 1.2: Σχηματική αναπαράσταση της διατομής ενός ηλεκτροστατικά ενεργοποιημένου διακόπτη RF MEMS στην κατάσταση (α) OFF και (β) ON.



Το λεπτό στρώμα διηλεκτρικού που εναποτίθεται πάνω στον κυματοδηγό προστατεύει τη διάταξη από βραχυκύκλωμα και διαμορφώνει την τιμή της χωρητικότητας στην κατάσταση ON καθορίζοντας έτσι τα RF χαρακτηριστικά της διάταξης.

### 1.3 ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑ ΕΝΟΣ ΔΙΑΚΟΠΤΗ RF MEMS



Σχήμα 1.3: Σχηματική αναπαράσταση ενός χωρητικού διακόπτη RF MEMS [8].

Η λειτουργία ενός διακόπτη RF MEMS καθορίζεται από την διαρκή μεταβολή της κατάστασής του μεταξύ των καταστάσεων ON και OFF. Με την εφαρμογή μιας διαφοράς δυναμικού μεταξύ των οπλισμών του καθορίζεται η θέση του κινούμενου οπλισμού (γέφυρα) και κατ' επέκταση η χωρητικότητα της διάταξης.

Θεωρώντας ότι οι οπλισμοί του διακόπτη είναι επίπεδοι και ότι το πλάτος της γέφυρας είναι  $w$  και το πλάτος του κάτω οπλισμού είναι  $W$ , η χωρητικότητα  $C$  της διάταξης όταν η απόσταση μεταξύ του κινούμενου οπλισμού και της επιφάνειας του διηλεκτρικού υμενίου είναι  $g$  (Σχήμα 1.3) θα δίνεται από τη σχέση [8]:

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

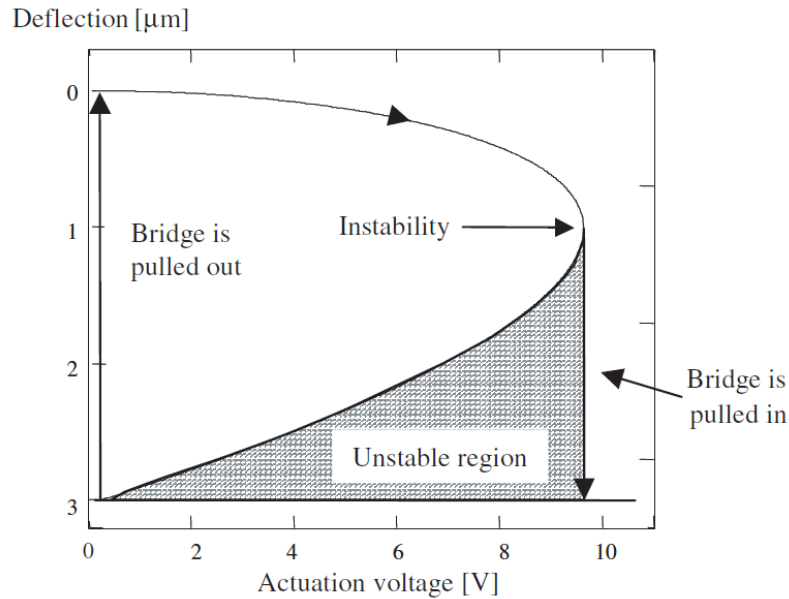
όπου  $t_d$  είναι το πάχος του διηλεκτρικού,  $\epsilon_r$  η σχετική διηλεκτρική του σταθερά και  $\epsilon_0$  η διηλεκτρική σταθερά του κενού.

Η ηλεκτροστατική δύναμη που αναπτύσσεται στη γέφυρα δίνεται τότε από τη σχέση [8]:

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

Εκτός από την ηλεκτροστατική δύναμη στη γέφυρα ασκείται και μια μηχανική δύναμη επαναφοράς. Θεωρώντας ότι η μετατόπιση του κινούμενου οπλισμού προσομοιάζει την κίνηση (επιμήκυνση ή συσπίρωση) ενός ιδανικού ελατηρίου σταθεράς  $K$  η μηχανική δύναμη επαναφοράς δίνεται από τη σχέση:

$$F_{\text{spring}} = K(g_0 - g) \quad (1.3)$$



Σχήμα 1.4: Η μετατόπιση ( $g-g_0$ ) της γέφυρας ενός χωρητικού διακόπτη RF MEMS με  $W = 100 \mu\text{m}$ ,  $w = 100 \mu\text{m}$ ,  $\epsilon_r = 7.6$ ,  $t_d = 200 \text{ nm}$  και  $k = 1 \text{ N/m}$  για διάφορες τιμές της εφαρμοζόμενης διαφοράς δυναμικού [10].

όπου με  $g_0$  συμβολίζεται η αρχική απόσταση του κινούμενου οπλισμού από την επιφάνεια του υμενίου (όταν δεν εφαρμόζεται διαφορά δυναμικού) και η σταθερά  $K$  εξαρτάται από το είδος του μετάλλου και από το σχήμα και την γεωμετρία της γέφυρας [8]. Η μετακίνηση της γέφυρας λοιπόν είναι αποτέλεσμα της ταυτόχρονης δράσης δύο δυνάμεων: της μηχανικής δύναμης επαναφοράς και της ηλεκτροστατικής δύναμης.

Στις θέσεις ισορροπίας της γέφυρας οι δύο αυτές δυνάμεις θα έχουν ίδιο μέτρο, επομένως από την εξίσωση των σχέσεων (1.2) και (1.3) προκύπτει η εξάρτηση της εφαρμοζόμενης διαφοράς δυναμικού από την απόσταση  $g$ :

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

Από τη γραφική παράσταση της μετατόπισης ( $g-g_0$ ) της γέφυρας σαν συνάρτηση της εφαρμοζόμενης διαφοράς δυναμικού φαίνεται ότι σε κάθε τιμή της εφαρμοζόμενης διαφοράς δυναμικού αντιστοιχούν δύο διαφορετικές θέσεις της γέφυρας (Σχήμα 1.4) [10]. Στην πραγματικότητα όμως, όταν η απόσταση  $g$  γίνει ίση με τα  $2/3$  της αρχικής απόστασης  $g_0$  η γέφυρα φτάνει σε ένα σημείο αστάθειας και κατεβαίνει απότομα πάνω στο διηλεκτρικό. Αυτό το σημείο αστάθειας εξηγείται ως εξής: Με την αύξηση της διαφοράς δυναμικού αυξάνεται η ηλεκτροστατική δύναμη και η



γέφυρα αρχίζει να μετακινείται προς τον κυματοδηγό. Αυτή η μετακίνηση συνεπάγεται περαιτέρω αύξηση της ηλεκτροστατικής δύναμης αλλά και αύξηση της μηχανικής δύναμης επαναφοράς. Η γέφυρα λοιπόν ισορροπεί σε ένα σημείο όπου η ηλεκτροστατική δύναμη εξισορροπείται από τη μηχανική δύναμη επαναφοράς. Στα 2/3 της αρχικής απόστασης όμως η αύξηση της ηλεκτροστατικής δύναμης είναι μεγαλύτερη από την αύξηση της μηχανικής δύναμης με αποτέλεσμα η γέφυρα να κατεβαίνει απότομα και να έρχεται σε επαφή με το διηλεκτρικό υμένιο.

Υπολογίζοντας την παράγωγο της εξίσωσης (1.4) προκύπτει ότι αυτή μηδενίζεται όταν  $g = 2g_0/3$ , που είναι το σημείο αστάθειας που αναφέρθηκε παραπάνω. Η διαφορά δυναμικού που απαιτείται για να φτάσει η διάταξη σε αυτό το σημείο αστάθειας, ώστε να μεταβεί από την κατάσταση OFF στην κατάσταση ON, ονομάζεται τάση ενεργοποίησης (pull-in voltage,  $V_{pi}$ ) και δίνεται από τη σχέση [8]:

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

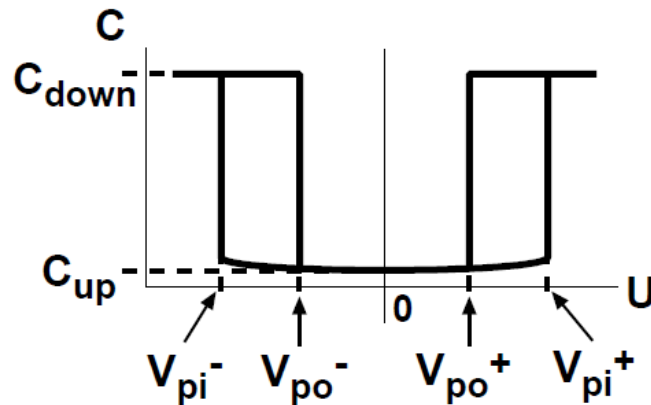
Ο διακόπτης παραμένει στην κατάσταση ON μέχρι η εφαρμοζόμενη διαφορά δυναμικού να γίνει αρκετά μικρή (pull-out voltage,  $V_{po}$ ), ώστε η ηλεκτροστατική δύναμη να γίνει μικρότερη της μηχανικής δύναμης επαναφοράς. Όταν λοιπόν η διαφορά δυναμικού γίνει μικρότερη από την τάση απενεργοποίησης ( $V_{po}$ ) η γέφυρα επιστρέφει στην αρχική της θέση ( $g=g_0$ ) και ο διακόπτης μεταβαίνει από την κατάσταση ON στην κατάσταση OFF. Η τάση απενεργοποίησης δίνεται από τη σχέση:

$$V_{po} = \sqrt{\frac{2K g_0 t_d^2}{\epsilon_0 \epsilon_r^2 W w}} \quad (1.6)$$

Οι τιμές των τάσεων ενεργοποίησης ( $V_{pi}$ ) και απενεργοποίησης ( $V_{po}$ ) αποτελούν βασικές παραμέτρους για τη λειτουργία ενός ηλεκτροστατικά ενεργοποιούμενου διακόπτη RF MEMS αφού καθορίζουν τις τιμές της διαφοράς δυναμικού που πρέπει να εφαρμοστούν ώστε η διάταξη να μεταβαίνει από την κατάσταση OFF στην κατάσταση ON και αντίστροφα.

#### 1.4 ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΗ ΧΩΡΗΤΙΚΟΤΗΤΑΣ – ΤΑΣΗΣ (C-V)

Η χαρακτηριστική χωρητικότητας – τάσης (C-V) ενός ηλεκτροστατικά ενεργοποιημένου χωρητικού διακόπτη RF MEMS είναι ένα από τα βασικότερα χαρακτηριστικά του καθώς η μορφή της αντικατοπτρίζει την σχέση της μετατόπισης του κινούμενου οπλισμού συναρτήσει της εφαρμοζόμενης διαφοράς δυναμικού.



Σχήμα 1.5: Τυπική μορφή C-V χαρακτηριστικής ενός χωρητικού διακόπτη RF MEMS για θετικές και αρνητικές τιμές της εφαρμοζόμενης διαφοράς δυναμικού.

Η τυπική μορφή μιας χαρακτηριστικής C-V είναι αυτή που παρουσιάζεται στο Σχήμα 1.5. Όταν η διαφορά δυναμικού μεταξύ των δύο οπλισμών είναι μηδέν η γέφυρα βρίσκεται στην ανώτατη θέση της, συνεπώς η απόσταση των δύο οπλισμών είναι μέγιστη και η αντίστοιχη χωρητικότητα της διάταξης είναι ελάχιστη ( $C_{up}$ ). Όταν στη συνέχεια η διαφορά δυναμικού μεταξύ των δύο οπλισμών αυξηθεί η γέφυρα αρχίζει να κινείται προς τον κυματοδηγό αυξάνοντας έτσι την τιμή της χωρητικότητας. Όταν η διαφορά δυναμικού γίνει ίση με την τάση ενεργοποίησης ( $V_{pi}$ ) η γέφυρα κατεβαίνει απότομα πάνω στο διηλεκτρικό και η χωρητικότητα αυξάνεται απότομα και αποκτά την μέγιστη τιμή της ( $C_{down}$ ). Καθώς στην κατάσταση αυτή η γέφυρα βρίσκεται πάνω στο διηλεκτρικό, η αύξηση της διαφοράς δυναμικού μεταξύ των οπλισμών δεν οδηγεί σε περαιτέρω αύξηση της χωρητικότητας (σε έναν ιδανικό διακόπτη). Αν στη συνέχεια η διαφορά δυναμικού ελαττωθεί η γέφυρα παραμένει πάνω στο διηλεκτρικό μέχρι η ηλεκτροστατική δύναμη να γίνει μικρότερη της μηχανικής δύναμης επαναφοράς (στην τάση απενεργοποίησης,  $V_{po}$ ) οπότε και η γέφυρα επιστρέφει στην αρχική της θέση ενώ η χωρητικότητα ξαναγίνεται ελάχιστη ( $C_{up}$ ).

Σημειώνεται ότι από τη στιγμή που η ηλεκτροστατική δύναμη είναι ανεξάρτητη της φοράς του ηλεκτρικού πεδίου (αφού είναι ανάλογη του τετραγώνου της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου) η χαρακτηριστική C-V είναι συμμετρική ως προς τον άξονα  $V = 0$ . Έτσι εμφανίζονται δύο τιμές της τάσης ενεργοποίησης ( $V_{pi}$ ), για θετικές ( $V_{pi}^+$ ) και αρνητικές ( $V_{pi}^-$ ) τιμές της εφαρμοζόμενης διαφοράς δυναμικού, και αντίστοιχα δύο τιμές της τάσης απενεργοποίησης ( $V_{po}$ ) (στα θετικά:  $V_{po}^+$  και στα αρνητικά:  $V_{po}^-$ ). Οι διαφορές  $\Delta V_{pi} = V_{pi}^+ - V_{pi}^-$  και  $\Delta V_{po} = V_{po}^+ - V_{po}^-$  είναι γνωστές με τον όρο παράθυρο pull-in και παράθυρο pull-out αντίστοιχα. Σε έναν ιδανικό διακόπτη αναμένεται βέβαια να ισχύει:  $V_{pi}^+ = |V_{pi}^-|$  και  $V_{po}^+ = |V_{po}^-|$ .

Τέλος, λαμβάνοντας υπόψη τις σχέσεις (1.1) και (1.4) που αναφέρθηκαν στην προηγούμενη ενότητα προκύπτει ότι για μικρές τιμές της εφαρμοζόμενης διαφοράς δυναμικού  $V$  ( $V \ll V_{pi}$ ), όπου η μετατόπιση  $g$  του κινούμενου οπλισμού είναι μικρή, η μορφή της C-V χαρακτηριστικής μπορεί να θεωρηθεί παραβολική. Για υψηλές τιμές της τάσης  $V$  όμως, όταν η μετατόπιση  $g$  του κινούμενου οπλισμού είναι μεγάλη, κάτι τέτοιο παύει να ισχύει καθώς στην πραγματικότητα η μηχανική δύναμη επαναφοράς δεν μπορεί πλέον να περιγραφεί από την κίνηση ενός ελατηρίου σταθεράς  $K$  (σχέση (1.3)) [8].

## 1.5 ΑΞΙΟΠΙΣΤΙΑ ΤΩΝ ΔΙΑΚΟΠΤΩΝ RF MEMS

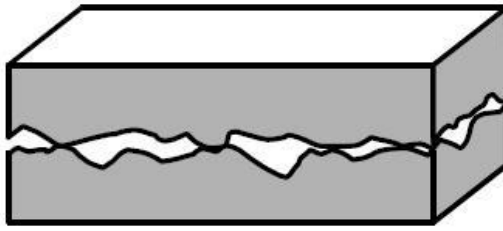
Ο όρος αξιοπιστία σε έναν διακόπτη RF MEMS συνίσταται στην ικανότητά του να εναλλάσσει διαρκώς την κατάστασή του μεταξύ των δύο καταστάσεων OFF και ON, κάτω από συγκεκριμένες συνθήκες περιβάλλοντος και για δεδομένο χρονικό διάστημα που καθορίζονται από την εκάστοτε εφαρμογή τους.

Η μεταβολή των χαρακτηριστικών ενός διακόπτη RF MEMS με το χρόνο λειτουργίας και η απόκλισή τους από τα επιθυμητά χαρακτηριστικά συνιστά αυτό που ονομάζεται πρόβλημα αξιοπιστίας σε έναν διακόπτη RF MEMS. Τα προβλήματα αξιοπιστίας αλλοιώνουν τη λειτουργία και οδηγούν τελικά στην καταστροφή ενός διακόπτη μετά από ορισμένο χρόνο λειτουργίας. Ο χρόνος ζωής ενός διακόπτη RF MEMS ορίζεται έτσι ως ο χρόνος που ο διακόπτης λειτουργεί αξιόπιστα και καθορίζεται από τα προβλήματα αξιοπιστίας που παρουσιάζει κατά την λειτουργία του.

Για τη σωστή και αξιόπιστη λειτουργία ενός διακόπτη RF MEMS θα πρέπει η διέλευση των διερχόμενων ραδιοκυμάτων να είναι ανεπηρέαστη από τον διακόπτη στην κατάσταση OFF, κάτι που μεταφράζεται σε μικρές απώλειες παρεμβολής (insertion loss), ενώ όταν ο διακόπτης βρίσκεται στην κατάσταση ON θα πρέπει το μεγαλύτερο μέρος του σήματος να ανακλάται ώστε να υπάρχει μεγάλη απομόνωση (isolation). Οι απώλειες παρεμβολής και η απομόνωση ενός διακόπτη RF MEMS καθορίζονται από τις τιμές της χωρητικότητας του διακόπτη στις καταστάσεις ON και OFF και για το λόγο αυτό η τιμή της χωρητικότητας ( $C_{up}$ ) στην κατάσταση OFF θα πρέπει να είναι μικρή ενώ η τιμή της χωρητικότητας ( $C_{down}$ ) στην κατάσταση ON να είναι μεγάλη. Πιο συγκεκριμένα, η τιμή του λόγου:

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

πρέπει να είναι όσο μεγαλύτερη γίνεται, όπου με  $t_d$  συμβολίζεται το πάχος του διηλεκτρικού υμενίου,  $\epsilon_r$  είναι η σχετική διηλεκτρική σταθερά και  $t_{air}$



Σχήμα 1.6: Οι επιφάνειες του διηλεκτρικού και της γέφυρας δεν είναι επίπεδες με αποτέλεσμα να μην εφάπτονται εντελώς στην κατάσταση ON και να περικλείεται αέρας ανάμεσά τους [11].

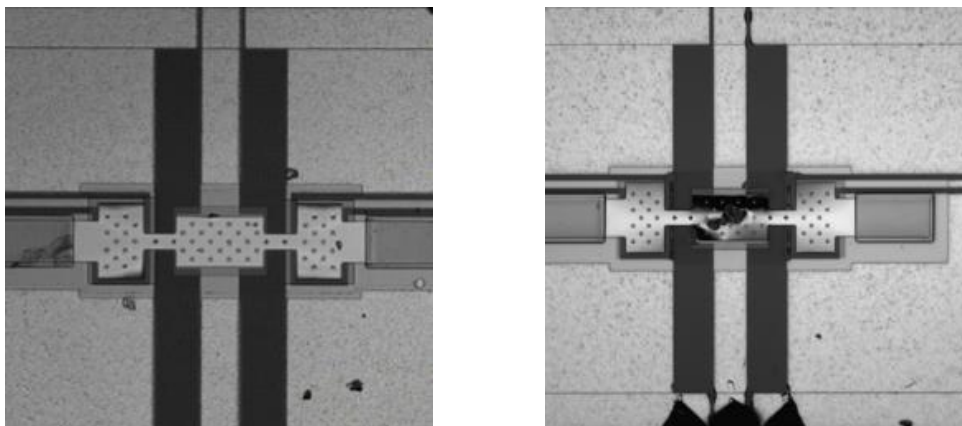
το πάχος του αέρα μεταξύ του κινούμενου οπλισμού και του διηλεκτρικού υμενίου. Οι τιμές των χωρητικότητων  $C_{up}$  και  $C_{down}$  θα πρέπει επίσης να παραμένουν σταθερές κατά τη διάρκεια της λειτουργίας του διακόπτη καθώς οποιαδήποτε μεταβολή τους επηρεάζει άμεσα τις απώλειες παρεμβολής και την απομόνωσή του.

Η τραχύτητα των επιφανειών του διηλεκτρικού υμενίου και του κινούμενου μεταλλικού οπλισμού δημιουργούν όμως προβλήματα στην απόδοση και την αξιοπιστία των διακοπών αυτών καθώς οι επιφάνειες αυτές δεν έρχονται σε τέλεια επαφή [11] αλλά αφήνουν ένα στρώμα αέρα μεταξύ τους (Σχήμα 1.6), επηρεάζοντας έτσι την τιμή της χωρητικότητας  $C_{down}$ . Η τραχύτητα αυτή σχετίζεται με τις μεθόδους εναπόθεσης της γέφυρας και γραμμής μεταφοράς (CPW) πάνω από την οποία εναποτίθεται το υμένιο και στην καλύτερη περίπτωση είναι μερικές δεκάδες νανόμετρα. Λόγω της σοβαρότητας του προβλήματος αυτού αρκετές θεωρητικές μελέτες προσομοίωσης της τραχύτητας των επιφανειών έχουν γίνει [12], [13] οι οποίες έχουν δείξει ότι η αύξηση της τραχύτητας συνεπάγεται μείωση της τιμής της χωρητικότητας  $C_{down}$ . Η τιμή της χωρητικότητας  $C_{up}$  αυξάνεται αμελητέα λόγω της μεγάλης απόστασης των μεταλλικών οπλισμών στην κατάσταση OFF σε σχέση με την τραχύτητα που εμφανίζεται.

Ένα άλλο σοβαρό και σχεδόν αναπόφευκτο πρόβλημα αξιοπιστίας στους διακόπτες RF MEMS είναι η συγκόλληση (stiction) των οπλισμών [8], [11]. Λόγω του μικρού μεγέθους των διατάξεων αυτών αναπτύσσονται ισχυρές επιφανειακές δυνάμεις οι οποίες μπορεί να προκαλέσουν την συγκόλληση των μικροδομών μεταξύ τους. Οι βασικότερες από αυτές τις δυνάμεις είναι οι μοριακές δυνάμεις van der Waals, η ηλεκτροστατική δύναμη και οι δυνάμεις που σχετίζονται με τους δεσμούς υδρογόνου, με τις τελευταίες να παίζουν κυρίαρχο ρόλο. Η υγρασία της ατμόσφαιρας προκαλεί σοβαρά προβλήματα στη λειτουργία των διακοπών RF MEMS καθώς η συμπύκνωση του νερού μεταξύ των επιφανειών συνεπάγεται την εμφάνιση ισχυρών δυνάμεων δεσμού υδρογόνου που οδηγούν στην

συγκόλληση των οπλισμών. Λόγω της «ευαισθησίας» που παρουσιάζουν οι δομές αυτές στην υγρασία είναι απαραίτητη η απομόνωσή τους από τον περιβάλλοντα χώρο, μέσω κατάλληλων ερμητικών συσκευασιών (hermetic packaging). Διάφορες επιστρώσεις με φθόριο ή υδρογονάνθρακες έχουν επίσης χρησιμοποιηθεί στις επιφάνειες των διατάξεων RF MEMS δημιουργώντας ένα υδρόφοβο στρώμα, με στόχο τον περιορισμό των δυνάμεων δεσμού υδρογόνου. Όμως η μικρή αντοχή των επιστρώσεων αυτών στις υψηλές θερμοκρασίες, η μειωμένη δυνατότητα αναπαραγωγής και τα προβλήματα αξιοπιστίας τους [14] αποτελούν σοβαρά θέματα προς επίλυση έως σήμερα.

Επίσης φαινόμενα μηχανικής καταπόνησης (fatigue) και βαθμιαίας παραμόρφωσης λόγω ολίσθησης (creep) των μεταλλικών μεμβρανών που χρησιμοποιούνται στους διακόπτες RF MEMS δημιουργούν προβλήματα στη λειτουργία τους [8], [11]. Τα φαινόμενα αυτά είναι πολύ έντονα και πολύπλοκα στις μικροδομές των διατάξεων MEMS. Η εφαρμογή μιας μηχανικής τάσης στον κινούμενο οπλισμό μιας διάταξης συνεπάγεται την εμφάνιση μιας χρονικά εξαρτώμενης παραμόρφωσης, η οποία οφείλεται σε μετακινήσεις των ατελειών του υλικού (dislocation creep), σε διάχυση ατόμων στο πλέγμα (Nabarro - Herring creep) ή σε διάχυση ατόμων στις ασυνέχειες που δημιουργούνται στα όρια μεταξύ των κρυσταλλικών περιοχών του πλέγματος (Coble creep). Ο ρυθμός της παραμόρφωσης αυτής εξαρτάται από τις μηχανικές ιδιότητες του μετάλλου, από την θερμοκρασία και από την ένταση και το χρόνο εφαρμογής της μηχανικής τάσης [15], [16]. Έτσι, η συνεπακόλουθη καταπόνηση του υλικού προκαλείται από την επαναλαμβανόμενη εφαρμογή μηχανικής τάσης και μπορεί να οδηγήσει στη δημιουργία μικρορογμών και στην καταστροφή του κινούμενου οπλισμού της διάταξης. Το υλικό, το πάχος, το σχήμα και η μέθοδος εναπόθεσης του κινούμενου μεταλλικού οπλισμού αποτελούν καθοριστικό παράγοντα στην καταπόνηση του υλικού και στην εμφάνιση μικρορογμών [17], [18].



Σχήμα 1.7: Κάτοψη ενός διακόπτη RF MEMS πριν την έναρξη της λειτουργίας (αριστερά) και μετά την καταστροφή του (δεξιά) [26].

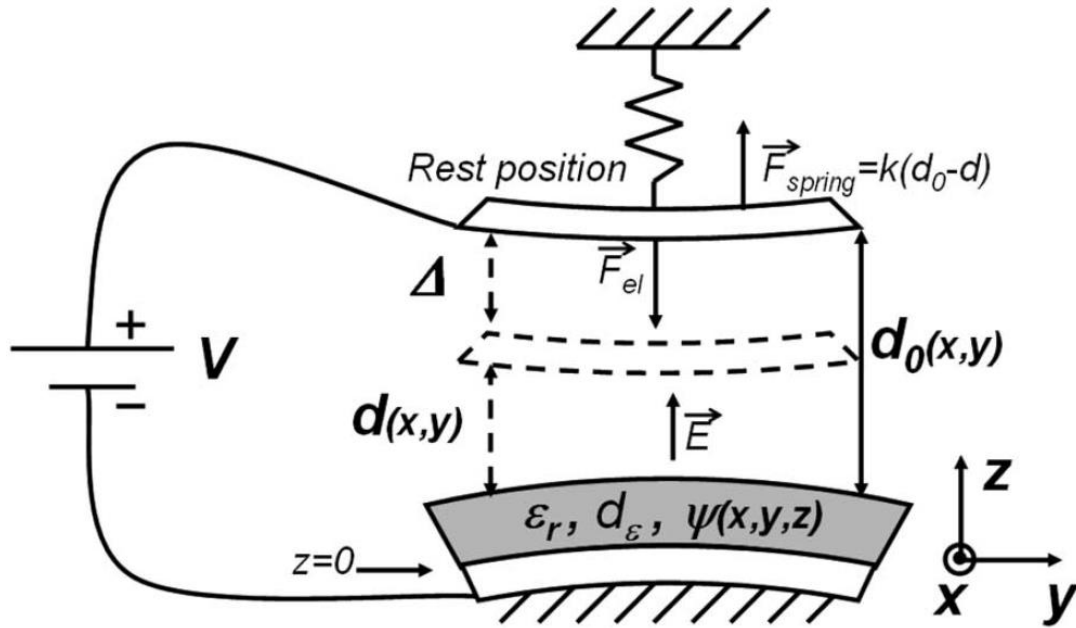
Τέλος, ένα από τα σημαντικότερα προβλήματα στις διατάξεις αυτές προέρχεται από την πόλωση των διηλεκτρικών υμενίων που χρησιμοποιούνται, γεγονός που προκαλεί μεταβολή των λειτουργικών χαρακτηριστικών των διακοπών και μπορεί να οδηγήσει σε προσκόλληση (stiction) του κινούμενου οπλισμού στην επιφάνεια του διηλεκτρικού υμενίου και σε καταστροφή του διακόπτη [8], [10], [19], [20]. Η πόλωση του διηλεκτρικού υμενίου προέρχεται από τον προσανατολισμό των διπόλων του υλικού και από την σύλληψη φορτίων στις παγίδες που βρίσκονται στο εσωτερικό του, καθώς κατά τη λειτουργία ενός διακόπτη RF MEMS αναπτύσσονται πολύ ισχυρά ηλεκτρικά πεδία στα διηλεκτρικά υμένια, της τάξης των  $10^6$  V/cm. Το φορτίο που συσσωρεύεται στο διηλεκτρικό υμένιο επηρεάζεται από τις περιβαλλοντικές συνθήκες που επικρατούν (π.χ. υγρασία) αλλά και από τη δομή και τις ενδογενείς ιδιότητες του διηλεκτρικού υλικού (π.χ. είδος και κατανομή ατελειών) [21], [22], [23], [24]. Επίσης, λόγω των ισχυρών ηλεκτρικών πεδίων που αναπτύσσονται κατά τη διάρκεια λειτουργίας των διατάξεων αυτών προκαλείται συχνά και ηλεκτρική εκκένωση (ESD) στο διάκενο μεταξύ των δύο οπλισμών με συνέπεια να εμφανίζεται περαιτέρω πόλωση στα διηλεκτρικά υμένια και να καταστρέφονται οι μεταλλικοί οπλισμοί [25], [26] (Σχήμα 1.7).

## **1.6 Η ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΠΟΛΩΣΗΣ ΤΩΝ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ ΥΜΕΝΙΩΝ ΣΤΗ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑ ΤΩΝ ΔΙΑΚΟΠΤΩΝ RF MEMS**

Λόγω των ιδιαίτερα ισχυρών ηλεκτρικών πεδίων που αναπτύσσονται στο διηλεκτρικό υμένιο κατά τη λειτουργία ενός διακόπτη RF MEMS προκαλείται φόρτιση των υμενίων, η οποία προέρχεται από τον προσανατολισμό των διπόλων στο εσωτερικό του διηλεκτρικού, από ελεύθερα φορτία που μπορεί να υπάρχουν στο υλικό ή και από φορτία τα οποία εγχέονται στο υμένιο από τους μεταλλικούς οπλισμούς του διακόπτη μέσω διαφόρων μηχανισμών. Η φόρτιση αυτή των διηλεκτρικών υμενίων είναι μια από τις βασικότερες αιτίες προσκόλλησης (stiction) του κινούμενου οπλισμού με την επιφάνεια του υμενίου σε έναν διακόπτη RF MEMS. Πολλές θεωρητικές μελέτες [10], [19], [20], [27], [28] έχουν γίνει για την κατανόηση του φαινομένου αυτού αλλά και της επίδρασής του στη λειτουργία ενός διακόπτη RF MEMS, με πληρέστερη τη θεωρία που αναπτύσσεται στο [20].

Σύμφωνα με το θεωρητικό μοντέλο του Rottenberg [20] ο διακόπτης RF MEMS θεωρείται ως ένας πυκνωτής με μη-παράλληλους και μη-επίπεδους οπλισμούς ανάμεσα στους οποίους υπάρχει ένα διηλεκτρικό υμένιο ομοιόμορφου πάχους  $d_e$  με διηλεκτρική σταθερά  $\epsilon_r$  (Σχήμα 1.8).





Σχήμα 1.8: Μοντέλο ενός ηλεκτροστατικά ενεργοποιημένου διακόπτη RF MEMS με μη-επίπεδους και μη-παράλληλους οπλισμούς και διηλεκτρικό υμένιο ομοιόμορφου πάχους [20].

Στο σχήμα 1.8 με  $\Delta$  συμβολίζεται η μετατόπιση του πάνω οπλισμού από τη θέση ισορροπίας,  $d_0(x,y)$  είναι η αρχική απόσταση των οπλισμών,  $\psi_{eq}(x,y)$  η ανομοιόμορφη ισοδύναμη επιφανειακή κατανομή φορτίου που εμφανίζεται στο υμένιο, με  $\alpha$  συμβολίζεται η χωρητικότητα ανά μονάδα επιφάνειας της διάταξης και με  $\beta$  η κατανομή της πυκνότητας του κατοπτρικού φορτίου που αναπτύσσεται στον κινούμενο οπλισμό [20]:

$$\alpha(x, y, \Delta) = \frac{\epsilon_0}{[d_0(x, y) - \Delta] + \left(\frac{d_\epsilon}{\epsilon_r}\right)} \quad (1.8)$$

$$\beta(x, y, \Delta) = \frac{d_\epsilon}{\epsilon_0 \epsilon_r} \psi_{eq}(x, y) \alpha(x, y)$$

Εφαρμόζοντας μια διαφορά δυναμικού  $V$  μεταξύ των μεταλλικών οπλισμών, το ηλεκτρικό πεδίο ( $E$ ) που αναπτύσσεται θεωρείται ότι είναι προσανατολισμένο στον  $z$ -άξονα.

Αν με  $E_\epsilon(x,y,z)$  συμβολίζεται το ηλεκτρικό πεδίο στο διηλεκτρικό υμένιο και με  $E_{gap}(x,y)$  το ηλεκτρικό πεδίο στον κενό χώρο μεταξύ του υμενίου και του πάνω οπλισμού, εφαρμόζοντας τον νόμο του Gauss προκύπτει ότι [20]:

$$0 < \tau < d_\varepsilon : \quad \mathcal{E}_\varepsilon(x, y, \tau) = \frac{\mathcal{E}_{\text{gap}}(x, y)}{\varepsilon_r} - \int_\tau^{d_\varepsilon} \frac{\psi(x, y, z)}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} dz \quad (1.9)$$

και:

$$V = - \int_0^{d_\varepsilon} \mathcal{E}_\varepsilon(x, y, \tau) d\tau - (d_0(x, y) - \Delta) \mathcal{E}_{\text{gap}}(x, y) \quad (1.10)$$

Η ηλεκτροστατική δύναμη που εμφανίζεται στον πάνω οπλισμό δίνεται τότε από τη σχέση [20]:

$$F_{\text{el}}(\Delta) = \frac{A}{2\varepsilon_0} \left[ (V\mu_\alpha - \mu_\beta)^2 + V^2\sigma_\alpha^2 + \sigma_\beta^2 - 2V\text{cov}(\alpha, \beta) \right] \quad (1.11)$$

όπου A είναι η επιφάνεια των οπλισμών, με  $\mu$  συμβολίζονται οι μέσες τιμές, με  $\sigma^2$  οι διακυμάνσεις και με  $\text{cov}$  η συνδιακύμανση των μεγεθών  $\alpha$  και  $\beta$ .

Θεωρώντας ότι η μετατόπιση του κινούμενου οπλισμού προσομοιάζει την κίνηση ενός ιδανικού ελατηρίου σταθεράς K, η μηχανική δύναμη επαναφοράς  $F_{\text{spring}}$  θα είναι ανάλογη της μετατόπισης  $\Delta$  και θα δίνεται από τη σχέση:

$$F_{\text{spring}}(\Delta) = K[d_0(x, y) - d(x, y)] = K \cdot \Delta \quad (1.12)$$

Στις θέσεις ισορροπίας του κινούμενου οπλισμού, όπου η ηλεκτροστατική δύναμη γίνεται ίση με την μηχανική δύναμη επαναφοράς, η διαφορά δυναμικού των δύο οπλισμών προκύπτει τότε ίση με [20]:

$$V = \frac{\mu_\alpha \mu_\beta + \text{cov}(\alpha, \beta)}{\mu_\alpha^2 + \sigma_\alpha^2} \pm \sqrt{\left( \frac{\mu_\alpha \mu_\beta + \text{cov}(\alpha, \beta)}{\mu_\alpha^2 + \sigma_\alpha^2} \right)^2 + \frac{2\varepsilon_0 K \Delta}{A} - \frac{(\mu_\beta^2 + \sigma_\beta^2)}{\mu_\alpha^2 + \sigma_\alpha^2}} \quad (1.13)$$

Στην απλούστερη περίπτωση οι μεταλλικοί οπλισμοί μπορεί να θεωρηθούν επίπεδοι ( $d_0(x, y) = d_0$ ) και η ισοδύναμη επιφανειακή πυκνότητα φορτίου ομοιόμορφη ( $\psi_{\text{eq}}(x, y) = \psi_{\text{eq}}$ ). Θα ισχύει τότε ότι:  $\sigma_\alpha^2 = \sigma_\beta^2 = \text{cov}(\alpha, \beta) = 0$  και η σχέση (1.11) που δίνει την ηλεκτροστατική δύναμη που ασκείται στον κινούμενο οπλισμό παίρνει τη μορφή:

$$F_{\text{el}} = \frac{A}{2\varepsilon_0} (V\mu_\alpha - \mu_\beta)^2 = \frac{\varepsilon_0 A}{2} \left[ \frac{1}{d_0 - \Delta + \frac{d_\varepsilon}{\varepsilon_r}} \right]^2 \left( V - \frac{\psi_{\text{eq}} d_\varepsilon}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \right)^2 \quad (1.14)$$

Από την εξίσωση (1.14) φαίνεται ότι η ύπαρξη μιας ομοιόμορφης επιφανειακής πυκνότητας φορτίου στο διηλεκτρικό υμένιο συνεπάγεται την ολίσθηση της  $F_{\text{el}}$  στον άξονα των τάσεων, γεγονός που είναι σύμφωνο και με άλλες θεωρητικές μελέτες που έχουν γίνει υιοθετώντας το απλό μοντέλο των επίπεδων οπλισμών με ομοιόμορφη κατανομή φορτίου στο



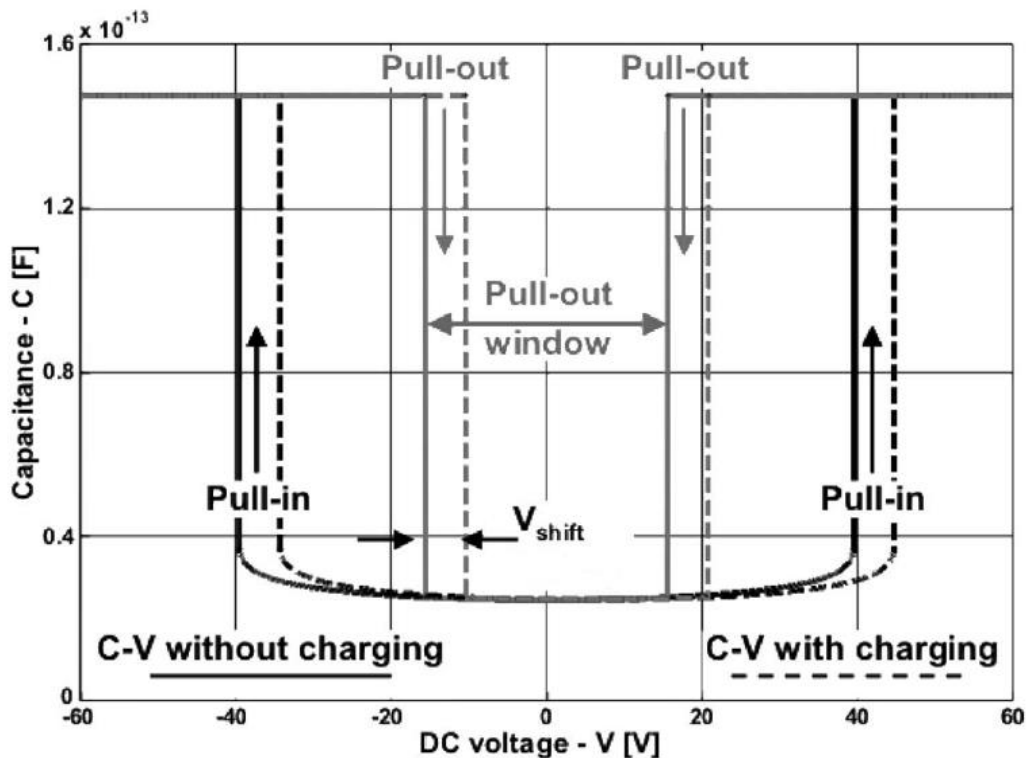
υμένιο [10], [19]. Η ολίσθηση αυτή ισούται με  $V_p = \frac{\psi_{eq}d_\epsilon}{\epsilon_0\epsilon_r}$ , η φορά της εξαρτάται από το πρόσημο των παγιδευμένων φορτίων [10], [19], [20] και είναι ανεξάρτητη της μετατόπισης  $\Delta$ , οπότε θα εμφανίζεται και στη χαρακτηριστική χωρητικότητας-τάσης (C-V), όπως παρουσιάζεται στο Σχήμα 1.9.

Οι τιμές των τάσεων ενεργοποίησης ( $V_{pi}$ ) και απενεργοποίησης ( $V_{po}$ ) του διακόπτη RF MEMS επηρεάζονται από την εμφάνιση μιας ομοιόμορφης κατανομής φορτίου στο υμένιο και δίνονται από τις σχέσεις [20]:

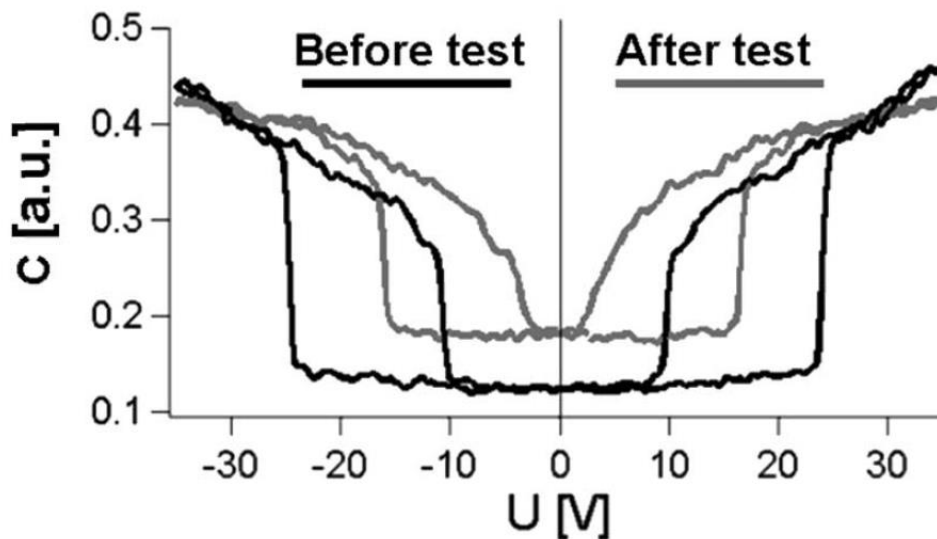
$$V_{pi} = \frac{\psi_{eq}d_\epsilon}{\epsilon_0\epsilon_r} \pm \sqrt{\frac{8K}{27\epsilon_0A} \left(d_0 + \frac{d_\epsilon}{\epsilon_r}\right)^3} \quad (1.15)$$

και

$$V_{po} = \frac{\psi_{eq}d_\epsilon}{\epsilon_0\epsilon_r} \pm \sqrt{\frac{2Kd_0d_\epsilon^2}{A\epsilon_0\epsilon_r^2}} \quad (1.16)$$



Σχήμα 1.9: Η ολίσθηση της C-V χαρακτηριστικής ενός ηλεκτροστατικά ενεργοποιημένου διακόπτη RF MEMS λόγω φόρτισης του διηλεκτρικού υμενίου [20].



Σχήμα 1.10: Η μεταβολή της C-V χαρακτηριστικής ενός ηλεκτροστατικά ενεργοποιημένου διακόπτη RF MEMS έπειτα από εφαρμογή διπολικής τάσης ενεργοποίησης [32].

Από τις εξισώσεις (1.15) και (1.16) φαίνεται ότι όταν το φορτίο που συσσωρεύεται στο διηλεκτρικό υμένιο ξεπεράσει μια κρίσιμη τιμή η τάση απενεργοποίησης ξεπερνάει το μηδέν ( $V_{po^-} > 0$  όταν υπάρχει ολίσθηση της C-V προς τα θετικά ή  $V_{po^+} < 0$  όταν η ολίσθηση είναι προς τα αρνητικά) με αποτέλεσμα ο διακόπτης να παραμένει στην κατάσταση ON όταν δεν εφαρμόζεται εξωτερικά καμιά διαφορά δυναμικού στους οπλισμούς.

Πολλές προσπάθειες έχουν γίνει με απώτερο στόχο να μειωθεί το παγιδευμένο φορτίο στα διηλεκτρικά υμένα των διακοπών RF MEMS. Διάφορες κυματομορφές της τάσης ενεργοποίησης έχουν δοκιμαστεί [8], [29], [30], ώστε η μέση τιμή του παγιδευμένου φορτίου να είναι σχεδόν μηδενική και η ολίσθηση της C-V χαρακτηριστικής να είναι επίσης μικρή. Όμως και σε αυτές τις περιπτώσεις βρέθηκε ότι μικραίνουν τα παράθυρα pull-in και pull-out ενώ η τιμή της ελάχιστης χωρητικότητας  $C_{up}$  αυξάνεται [31], [32] και οι διακόπτες παραμένουν μόνιμα στην κατάσταση ON λόγω φόρτισης των υμενίων, έπειτα από κάποιο χρόνο λειτουργίας (Σχήμα 1.10).

Η συμπεριφορά αυτή μπορεί να εξηγηθεί αν ο διακόπτης RF MEMS θεωρηθεί ως ένας πυκνωτής με επίπεδους και παράλληλους οπλισμούς ( $d_0(x,y)=d_0$ ) που εμφανίζει μια ανομοιόμορφη κατανομή φορτίου  $\psi_{eq}(x,y)$  στην επιφάνεια του διηλεκτρικού του υμενίου. Στην περίπτωση αυτή η ηλεκτροστατική δύναμη  $F_{el}$  δίνεται από τη σχέση:

$$\begin{aligned}
F_{el} &= \frac{A}{2\varepsilon_0} \left[ (V\mu_\alpha - \mu_\beta)^2 + \sigma_\beta^2 \right] \\
&= \frac{\varepsilon_0 A}{2} \left[ \frac{1}{d_0 - \Delta + \frac{d_\varepsilon}{\varepsilon_r}} \right]^2 \left[ \left( V - \frac{\overline{\Psi_{eq}} d_\varepsilon}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \right)^2 + \left( \frac{d_\varepsilon}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \right)^2 \sigma^2(\Psi_{eq}) \right] \quad (1.17)
\end{aligned}$$

όπου  $\overline{\Psi_{eq}}$  είναι η μέση τιμή της ισοδύναμης επιφανειακής πυκνότητας φορτίου στο υμένιο και  $\sigma^2(\Psi_{eq})$  η διακύμανσή της. Στις θέσεις ισορροπίας του κινούμενου μεταλλικού σπλισμού η διαφορά δυναμικού θα είναι:

$$V = \frac{\overline{\Psi_{eq}} d_\varepsilon}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \pm \sqrt{\frac{2K}{\varepsilon_0 A} (d_0 - d) \left( d + \frac{d_\varepsilon}{\varepsilon_r} \right)^2 - \left( \frac{d_\varepsilon}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \right)^2 \sigma^2(\Psi_{eq})} \quad (1.18)$$

Τέλος, οι τιμές των τάσεων ενεργοποίησης ( $V_{pi}$ ) και απενεργοποίησης ( $V_{po}$ ) δίνονται από τις σχέσεις:

$$V_{pi} = \frac{\overline{\Psi_{eq}} d_\varepsilon}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \pm \sqrt{\frac{8K}{27\varepsilon_0 A} \left( d_0 + \frac{d_\varepsilon}{\varepsilon_r} \right)^3 - \left( \frac{d_\varepsilon}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \right)^2 \sigma^2(\Psi_{eq})} \quad (1.19)$$

και

$$V_{po} = \frac{\overline{\Psi_{eq}} d_\varepsilon}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \pm \sqrt{\frac{2K d_0 d_\varepsilon^2}{A \varepsilon_0 \varepsilon_r^2} - \left( \frac{d_\varepsilon}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \right)^2 \sigma^2(\Psi_{eq})} \quad (1.20)$$

Η διακύμανση  $\sigma^2(\Psi_{eq})$  της ισοδύναμης επιφανειακής πυκνότητας φορτίου που εμφανίζεται έτσι στα διηλεκτρικά υμένια των διακοπών RF MEMS ευθύνεται για την εμφάνιση μιας μετάθεσης της ηλεκτροστατικής δύναμης και της κωρητικότητας των διατάξεων αυτών προς υψηλότερες τιμές (Σχήμα 1.10), ενώ η μέση τιμή της πυκνότητας φορτίου ( $\overline{\Psi_{eq}}$ ) προκαλεί την ολίσθηση της C-V χαρακτηριστικής ως σύνολο προς θετικότερες ή αρνητικότερες τιμές στον άξονα των τάσεων.

Στη γενική λοιπόν περίπτωση, η φόρτιση των διηλεκτρικών υμενίων είναι υπεύθυνη για την ολίσθηση της C-V χαρακτηριστικής ενός διακόπτη RF MEMS στον άξονα των τάσεων και για την εμφάνιση μιας μετάθεσης προς υψηλότερες τιμές της κωρητικότητας. Οι τιμές των τάσεων  $V_{pi}$ ,  $V_{po}$  αλλά και τα παράθυρα pull-in και pull-out επίσης μεταβάλλονται και μάλιστα οι τιμές της τάσης  $V_{po}$  επηρεάζονται περισσότερο από τις αντίστοιχες τιμές της τάσης  $V_{pi}$  [20].

## 1.7 Η ΕΛΑΧΙΣΤΗ ΤΙΜΗ ΤΗΣ ΗΛΕΚΤΡΟΣΤΑΤΙΚΗΣ ΔΥΝΑΜΗΣ ΣΤΟΝ ΔΙΑΚΟΠΤΗ RF MEMS

Στην ενότητα αυτή προσδιορίζεται η ελάχιστη τιμή της ηλεκτροστατικής δύναμης που αναπτύσσεται στον κινούμενο οπλισμό ενός διακόπτη RF MEMS, λαμβάνοντας υπόψη την ανάλυση της λειτουργίας του διακόπτη που παρουσιάστηκε προηγούμενα. Η θεωρία που ακολουθεί επιτρέπει τον προσδιορισμό της μέσης τιμής της επιφανειακής πυκνότητας φορτίου που εμφανίζεται στα διηλεκτρικά υμένα κατά τη λειτουργία ενός διακόπτη RF MEMS. Το μοντέλο που παρουσιάζεται χρησιμοποιήθηκε για τη διατύπωση μιας νέας πειραματικής μεθόδου που παρουσιάζεται αναλυτικά στο τρίτο κεφάλαιο και η οποία επέτρεψε τον προσδιορισμό του ρεύματος εκφόρτισης διαμέσου των διηλεκτρικών υμενίων στους διακόπτες RF MEMS.

Η ηλεκτροστατική δύναμη ( $F_{el}$ ) εμφανίζεται στον κινούμενο οπλισμό ενός διακόπτη RF MEMS λόγω εφαρμογής διαφοράς δυναμικού  $V$  μεταξύ των οπλισμών του. Η τιμή της ελαχιστοποιείται όταν η γέφυρα βρίσκεται στην ανώτατη θέση της και η χωρητικότητα της διάταξης αποκτήσει την ελάχιστη τιμή της ( $C_{up}$ ). Έτσι λοιπόν στην χαρακτηριστική χωρητικότητας-τάσης ( $C-V$ ) ενός διακόπτη RF MEMS η ελάχιστη τιμή της χωρητικότητας εμφανίζεται όταν μεταξύ των οπλισμών εφαρμοστεί μια διαφορά δυναμικού  $V_{min}$  τέτοια ώστε η ηλεκτροστατική δύναμη  $F_{el}$  να γίνει ελάχιστη. Ισχύει δηλαδή ότι:

$$\left. \frac{dF_{el}}{dV} \right|_{V=V_{min}} = 0 \quad (1.21)$$

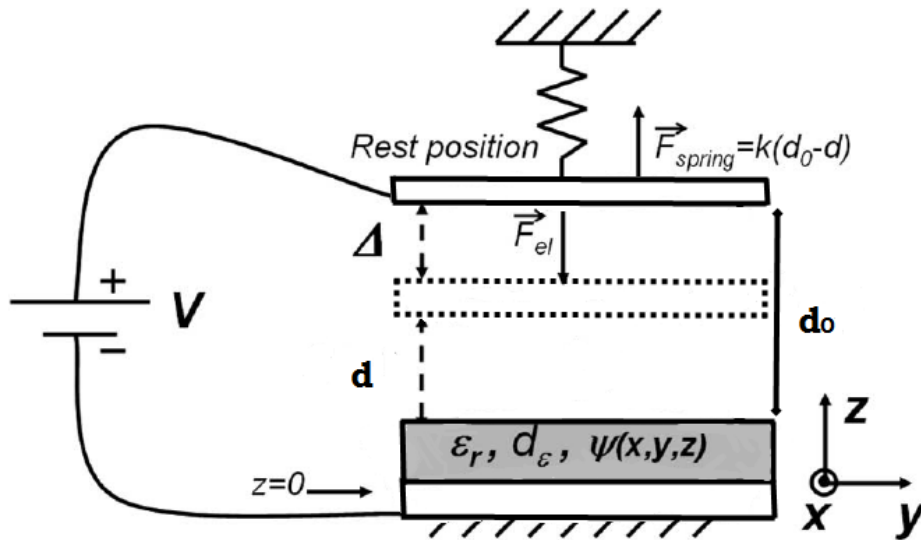
Θεωρώντας ότι ο διακόπτης RF MEMS αποτελείται από δύο μη-επίπεδους και μη-παράλληλους μεταλλικούς οπλισμούς, σύμφωνα με το μοντέλο του Rottenberg [20] που παρουσιάστηκε στην προηγούμενη ενότητα, και λαμβάνοντας υπόψη τις σχέσεις (1.11) και (1.21) προκύπτει ότι:

$$V_{min} = \frac{\mu_{\alpha}\mu_{\beta} + cov(\alpha, \beta)}{\mu_{\alpha}^2 + \sigma_{\alpha}^2} \quad (1.22)$$

όπου τα μεγέθη  $\alpha$  και  $\beta$  δίνονται από τη σχέση (1.8) και με  $\mu$ ,  $\sigma^2$  και  $cov$  συμβολίζεται η μέση τιμή, η διακύμανση και η συνδιακύμανση αντίστοιχα των  $\alpha$  και  $\beta$ . Η τιμή της ελάχιστης ηλεκτροστατικής δύναμης προκύπτει τότε ίση με:

$$F_{el}^{min} = F_{el}(V = V_{min}) = \frac{A}{2\epsilon_0} \left[ \mu_{\beta}^2 + \sigma_{\beta}^2 - \frac{(\mu_{\alpha}\mu_{\beta} + cov(\alpha, \beta))^2}{\mu_{\alpha}^2 + \sigma_{\alpha}^2} \right] \quad (1.23)$$

όπου με  $A$  συμβολίζεται η επιφάνεια των οπλισμών.



Σχήμα 1.11: Μοντέλο ενός ηλεκτροστατικά ενεργοποιημένου διακόπτη RF MEMS με επίπεδους και παράλληλους οπλισμούς.

Εάν ο διακόπτης RF MEMS θεωρηθεί ως ένας πυκνωτής με επίπεδους και παράλληλους μεταλλικούς οπλισμούς ανάμεσα στους οποίους υπάρχει ένα διηλεκτρικό υμένιο ομοιόμορφου πάχους  $d_\epsilon$  με διηλεκτρική σταθερά  $\epsilon_r$  και με ομοιόμορφη ισοδύναμη επιφανειακή κατανομή φορτίου  $\psi_{eq}$ , η διαφορά δυναμικού  $V_{min}$  για την οποία εμφανίζεται η ελάχιστη τιμή της χωρητικότητας δίνεται από τη σχέση:

$$V_{min} = \frac{\mu_\beta}{\mu_\alpha} = \frac{\psi_{eq} d_\epsilon}{\epsilon_0 \epsilon_r} \quad (1.24)$$

ενώ η τιμή της ελάχιστης ηλεκτροστατικής δύναμης προκύπτει ίση με μηδέν ( $F_{el}^{min} = 0$ ).

Στην περίπτωση όμως που θεωρηθεί ότι υπάρχει ανομοιόμορφη κατανομή φορτίου  $\psi(x,y,z)$  στο διηλεκτρικό υμένιο (Σχήμα 1.11), η ισοδύναμη επιφανειακή πυκνότητα φορτίου θα είναι επίσης ανομοιόμορφη ( $\psi_{eq}(x,y)$ ) και η τιμή της τάσης  $V_{min}$  στην ελάχιστη χωρητικότητα δίνεται από τη σχέση:

$$V_{min} = \frac{\mu_\beta}{\mu_\alpha} = \frac{\mu_{\psi_{eq}} d_\epsilon}{\epsilon_0 \epsilon_r} \quad (1.25)$$

όπου το  $\mu_{\psi_{eq}}$  συμβολίζει την μέση τιμή της ισοδύναμης επιφανειακής πυκνότητας φορτίου  $\psi_{eq}(x,y)$ . Η τιμή της ελάχιστης ηλεκτροστατικής δύναμης προσδιορίζεται από τις σχέσεις (1.17) και (1.21) και προκύπτει ίση με:

$$F_{el}^{min} = \frac{A\sigma_{\beta}^2}{2\varepsilon_0} = \frac{A}{2\varepsilon_0} \left[ \frac{d_{\varepsilon}}{\varepsilon_r(d_0 - \Delta) + d_{\varepsilon}} \right]^2 \sigma^2(\psi_{eq}) \quad (1.26)$$

Προσδιορίζοντας λοιπόν έτσι την τιμή της τάσης  $V_{min}$  από την C-V χαρακτηριστική ενός διακόπτη RF MEMS μπορεί να υπολογιστεί και η μέση τιμή  $\mu_{\psi_{eq}}$  από τη σχέση:

$$\mu_{\psi_{eq}} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r}{d_{\varepsilon}} V_{min} \quad (1.27)$$

Η μέση τιμή της ισοδύναμης επιφανειακής πυκνότητας φορτίου είναι λοιπόν ανάλογη της τάσης  $V_{min}$  στην C-V χαρακτηριστική και η διακύμανση  $\sigma^2(\psi_{eq})$  είναι ανάλογη με την τιμή της ελάχιστης χωρητικότητας  $C_{up}$ .

Σημειώνεται τέλος ότι η τιμή της διακύμανσης  $\sigma^2(\psi_{eq})$  επηρεάζει και τις τιμές των τάσεων ενεργοποίησης και απενεργοποίησης, σύμφωνα με τις σχέσεις (1.19) και (1.20) που αναφέρθηκαν στην προηγούμενη ενότητα. Έτσι όταν η διακύμανση  $\sigma^2(\psi_{eq})$  ξεπεράσει μια κρίσιμη τιμή τα παράθυρα pull-in και pull-out μηδενίζονται οπότε ο διακόπτης καταστρέφεται και παραμένει μόνιμα στην κατάσταση ON. Η κρίσιμη τιμή της διακύμανσης  $\sigma^2_{critical}(\psi_{eq})$  που προκαλεί το φαινόμενο αυτό βρέθηκε να εξαρτάται από τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της διάταξης σύμφωνα με τις σχέσεις:

$$\Delta V_{pi} = V_{pi}^+ - V_{pi}^- = 0 \rightarrow \sigma^2_{critical}(\psi_{eq}) = \frac{8K\varepsilon_0 d_{\varepsilon}}{27A\varepsilon_r} \left( \frac{\varepsilon_r d_0}{d_{\varepsilon}} + 1 \right)^3 \quad (1.28)$$

και

$$\Delta V_{po} = V_{po}^+ - V_{po}^- = 0 \rightarrow \sigma^2_{critical}(\psi_{eq}) = \frac{2K\varepsilon_0 d_0}{A} \quad (1.29)$$

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: ΗΛΕΚΤΡΙΚΕΣ ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΛΕΠΤΩΝ ΜΟΝΩΤΙΚΩΝ ΥΜΕΝΙΩΝ

### 2.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Το πρόβλημα αξιοπιστίας που δημιουργεί η πόλωση των διηλεκτρικών υμενίων στη λειτουργία των διακοπών RF MEMS [8], [10], [19], [20] έχει καταστήσει τη μελέτη των ηλεκτρικών ιδιοτήτων των υμενίων αυτών ιδιαίτερα σημαντική. Οι ηλεκτρικές τους ιδιότητες μελετώνται είτε απευθείας σε διακόπτες RF MEMS είτε σε διατάξεις πυκνωτών μετάλλου – διηλεκτρικού – μετάλλου (Metal-Insulator-Metal, MIM), οι οποίες είναι κατασκευασμένες με τις ίδιες συνθήκες και τα ίδια υλικά που κατασκευάζονται και οι διακόπτες RF MEMS. Πολλά διηλεκτρικά υλικά έχουν χρησιμοποιηθεί και μελετηθεί, όπως οξείδια ( $\text{SiO}_2$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  κ.τ.λ.) [33], [34] και νιτρίδια ( $\text{Si}_3\text{N}_4$  και  $\text{AlN}$ ) [21], [22], [23], [24], [35], [36], ανάμεσα στα οποία ιδιαίτερη έμφαση έχει δοθεί στη μελέτη των  $\text{SiO}_2$  και  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , που αποτελούν και τα πιο διαδεδομένα διηλεκτρικά υλικά στον τομέα της μικροηλεκτρονικής. Η κατανόηση των μηχανισμών φόρτισης και εκφόρτισης των διηλεκτρικών υμενίων καθώς επίσης και η γνώση της επίδρασής τους στα λειτουργικά χαρακτηριστικά ενός διακόπτη RF MEMS θα δώσει λύση στο βασικότερο πρόβλημα αξιοπιστίας των διατάξεων αυτών.

Στη συνέχεια παρουσιάζονται οι μηχανισμοί πόλωσης και αποπόλωσης καθώς επίσης και οι μηχανισμοί έγχυσης φορτίου και αγωγιμότητας που εμφανίζονται στα λεπτά διηλεκτρικά υμένα των διακοπών RF MEMS. Κατόπιν αναφέρονται οι βασικότερες ιδιότητες των πιο διαδεδομένων διηλεκτρικών υλικών που χρησιμοποιούνται στις διατάξεις αυτές, με ιδιαίτερη έμφαση να δίνεται στις ιδιότητες του νιτριδίου του πυριτίου, το οποίο αποτελεί το υλικό που μελετήθηκε στην παρούσα διατριβή.

### 2.2 ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΠΟΛΩΣΗ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ

Η ηλεκτρική πόλωση ( $P$ ) αναφέρεται στο φαινόμενο κατά το οποίο λόγω εφαρμογής ηλεκτρικού πεδίου ( $E$ ) εμφανίζεται σχετική μετατόπιση του θετικού και του αρνητικού φορτίου σε άτομα/μόρια, ή προσανατολισμός των διπόλων του υλικού κατά τη διεύθυνση του ηλεκτρικού πεδίου, ή ακόμα και μετακίνηση των ελεύθερων φορτίων που πιθανόν να υπάρχουν στο υλικό. Τα ηλεκτρικά πεδία λοιπόν

παραμορφώνουν την κατανομή φορτίου σε ένα άτομο ή μόριο διηλεκτρικού με δύο τρόπους: επιμηκύνοντας ή και περιστρέφοντάς τα.

Ένα ιδανικό διηλεκτρικό υλικό αποκρίνεται ακαριαία στην εφαρμογή εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου σε αντίθεση με ένα πραγματικό διηλεκτρικό, η απόκριση του οποίου εξαρτάται από το χρόνο αποκατάστασης (relaxation time) του μηχανισμού πόλωσης.

Ο χρόνος αποκατάστασης εκφράζει το αντίστροφο της συχνότητας άλματος από μια κατάσταση σε μια άλλη και γενικά δίνεται απ' τη σχέση:

$$\tau = \frac{1}{\lambda \cdot \nu} \quad (2.1)$$

όπου το  $\lambda$  εκφράζει το πλήθος των δυνατών ισοενεργειακών αλμάτων και αν  $\nu$  είναι η συχνότητα των επιχειρούμενων αλμάτων,  $h^m$  είναι η ενέργεια που απαιτείται για να γίνει ένα άλμα,  $T$  είναι η θερμοκρασία και  $k$  η σταθερά Boltzmann, ισχύει:

$$\nu = \nu_0 \cdot \exp\left(-\frac{h^m}{kT}\right) \quad (2.2)$$

Επίσης, η γραμμομοριακή ελεύθερη ενέργεια Gibbs είναι:  $g = h - T \cdot s$ , όπου  $h$  και  $s$  είναι η ενθαλπία και η εντροπία (γραμμομοριακά μεγέθη) αντίστοιχα. Τελικά λοιπόν προκύπτει ότι ο χρόνος της διηλεκτρικής αποκατάστασης εξαρτάται από τη θερμοκρασία σύμφωνα με την ακόλουθη σχέση Arrhenius:

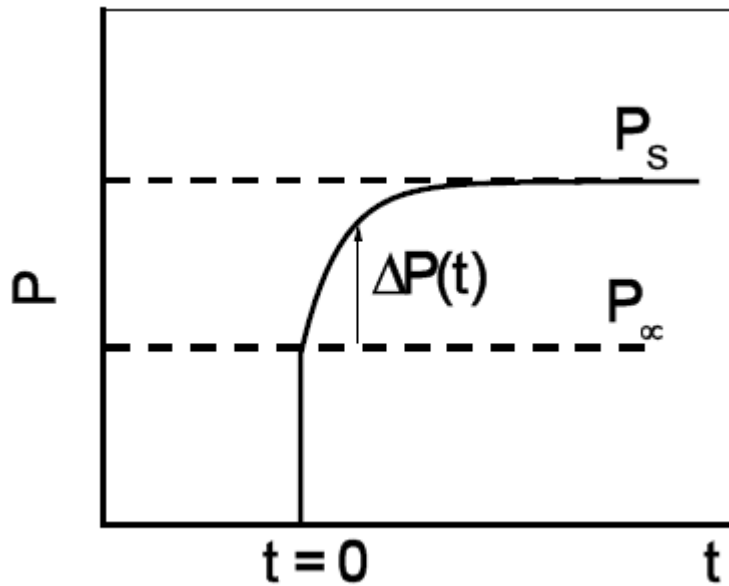
$$\tau = \tau_0 \cdot \exp\left(\frac{E}{kT}\right) \quad (2.3)$$

όπου  $\tau_0 = \left(\frac{1}{\lambda \cdot \nu}\right) \cdot \exp\left(-\frac{s}{k}\right)$  είναι ο χρόνος αποκατάστασης σε άπειρη θερμοκρασία και  $E = h$  είναι η ενέργεια ενεργοποίησης της μεταβολής. Η σχέση Arrhenius σημειώνουμε ότι είναι ακριβής μόνο για την περίπτωση που η μεταβολή της πόλωσης περιγράφεται από το ιδανικό μοντέλο Debye (αυτόνομη κίνηση μονάδων σε ισότροπο μέσο) ή και από το μοντέλο Fröhlich (κίνηση σε φραγμό δυναμικού).

Γενικά, μπορούμε να χωρίσουμε τους μηχανισμούς πόλωσης σε δύο κατηγορίες, με βάση το χρόνο αποκατάστασης καθενός από αυτούς. Έτσι έχουμε τους μηχανισμούς αυθόρμητης πόλωσης (spontaneous polarization) με πολύ μικρό χρόνο αποκατάστασης και τους αργούς μηχανισμούς πόλωσης (delayed time dependent polarization) [37], [38], [39], οι οποίοι αναφέρονται στη συνέχεια αναλυτικότερα.

Οι πρώτοι είναι υπεύθυνοι για την εμφάνιση της αυθόρμητης πόλωσης  $P_\infty$  στο διηλεκτρικό, η οποία σχετίζεται με τη διηλεκτρική σταθερά  $\epsilon_\infty$  υψηλής συχνότητας του υλικού:





Σχήμα 2.1: Μεταβολή της πόλωσης ενός διηλεκτρικού υλικού με το χρόνο, κατά την εφαρμογή ενός ηλεκτρικού πεδίου [38].

$$\varepsilon_{\infty} - 1 = \frac{P_{\infty}}{\varepsilon_0 \cdot \mathcal{E}} \quad (2.4)$$

Οι δεύτεροι μηχανισμοί ευθύνονται για την εμφάνιση χρονικής εξάρτησης στην ηλεκτρική πόλωση. Ο όρος  $\Delta P(t)$  που σχετίζεται με τους μηχανισμούς αυτούς έχει πρόσημο και μέγεθος που εξαρτάται κάθε φορά από το είδος των μηχανισμών που συνεισφέρουν στην ηλεκτρική πόλωση του υλικού. Στην περίπτωση που το ηλεκτρικό πεδίο εφαρμόζεται για μεγάλο χρονικό διάστημα η τελική τιμή της ηλεκτρικής πόλωσης  $P_s$  (πόλωση ισορροπίας) ορίζει και την τιμή της στατικής διηλεκτρικής σταθεράς  $\varepsilon_s$  του υλικού:

$$\varepsilon_s - 1 = \frac{P_s}{\varepsilon_0 \cdot \mathcal{E}} \quad (2.5)$$

Στην απλούστερη περίπτωση που το σύστημα περιγράφεται από έναν μόνο χρόνο αποκατάστασης, η ηλεκτρική πόλωση κάθε χρονική στιγμή  $t$  μετά την εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου θα δίνεται από τη σχέση:

$$P(t) = (P_s - P_{\infty}) \cdot \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] \quad (2.6)$$

Μετά την αφαίρεση του ηλεκτρικού πεδίου η διαδικασία αποπόλωσης δεν γίνεται ούτε αυτή ακαριαία αλλά εξαρτάται από το χρόνο αποκατάστασης των μηχανισμών αποπόλωσης. Με την προϋπόθεση ότι οι χρόνοι αποκατάστασης για τις διαδικασίες πόλωσης και αποπόλωσης του

διηλεκτρικού υμενίου είναι ίδιοι, η εξασθένιση της πόλωσης μετά την αφαίρεση του ηλεκτρικού πεδίου δίνεται από τη σχέση:

$$P(t) = (P_S - P_\infty) \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (2.7)$$

Για τα περισσότερα συστήματα η χρονική εξάρτηση της ηλεκτρικής πόλωσης δεν συμφωνεί με τις εξισώσεις (2.6) και (2.7) καθώς αυτά δεν περιγράφονται από έναν μόνο χρόνο αποκατάστασης. Στις περιπτώσεις που το σύστημα περιγράφεται από μια κατανομή στους χρόνους αποκατάστασης, η εξάρτηση της ηλεκτρικής πόλωσης από το χρόνο έχει βρεθεί σύμφωνη με τον εμπειρικό νόμο αποκατάστασης Kohlrausch-Williams-Watts (KWW) [40]:

$$P(t) = (P_S - P_\infty) \cdot \exp\left[-\left(\frac{t}{\tau}\right)^\beta\right] \quad (2.8)$$

όπου  $\tau$  είναι ο χαρακτηριστικός χρόνος αποκατάστασης και το  $\beta$  είναι μια σταθερά που παίρνει τιμές  $0 < \beta < 1$  και χαρακτηρίζει την πολυπλοκότητα της διαδικασίας. Όσο πιο κοντά στο μηδέν είναι η τιμή του  $\beta$  τόσο πιο σύνθετη είναι η διαδικασία αποκατάστασης ενώ η τιμή  $\beta=1$  αντιστοιχεί στην διαδικασία αποκατάστασης ενός συστήματος που ακολουθεί το μοντέλο Debye.

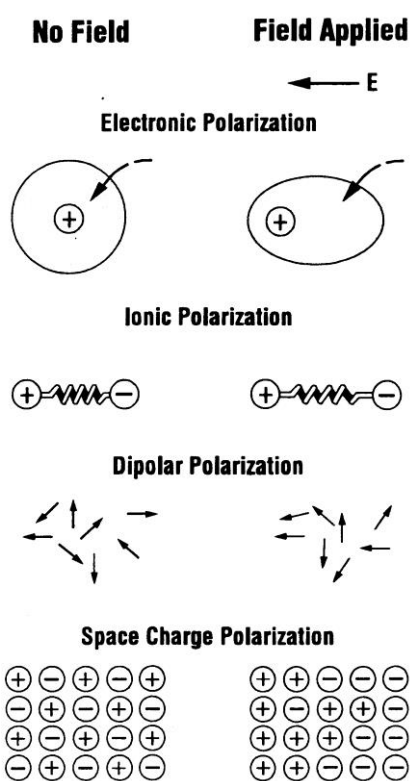
### 2.3 ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΙ ΠΟΛΩΣΗΣ

Τα φαινόμενα πόλωσης των διηλεκτρικών λαμβάνουν χώρα μέσω ενός πλήθους μηχανισμών που περιλαμβάνουν μικροσκοπικές και μακροσκοπικές μετακινήσεις φορτίων και χωρίζονται στους μηχανισμούς αυθόρμητης πόλωσης (spontaneous polarization) και τους αργούς μηχανισμούς πόλωσης (delayed time dependent polarization) [37], [38] όπως αναφέρθηκε και προηγούμενα.

Οι μηχανισμοί αυθόρμητης πόλωσης είναι οι εξής:

- Η ηλεκτρονική πόλωση, η οποία είναι η γρηγορότερη διαδικασία πόλωσης (απαιτεί μόλις  $10^{-15}$  s) και οφείλεται στην παραμόρφωση του ηλεκτρονικού νέφους γύρω από τον πυρήνα στο άτομο.
- Η ατομική πόλωση (με χρόνους πόλωσης περίπου  $10^{-14}$  s έως  $10^{-12}$  s) η οποία οφείλεται στη μετακίνηση των ατόμων σε μόρια με ετεροπολικούς δεσμούς.

Οι υπόλοιποι μηχανισμοί πόλωσης χαρακτηρίζονται από χρόνους που ποικίλλουν από  $10^{-12}$  s έως και χρόνια, γι' αυτό και ονομάζονται αργοί μηχανισμοί, και είναι οι εξής:



Σχήμα 2.2: Οι βασικότεροι μηχανισμοί πόλωσης που εμφανίζονται σε ένα διηλεκτρικό κατά την εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου.

- Η διπολική πόλωση (ή πόλωση προσανατολισμού), η οποία εμφανίζεται σε υλικά με πολικά μόρια και οφείλεται στον προσανατολισμό των μόνιμων διπόλων του υλικού με την κατεύθυνση του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου. Οι χρόνοι πόλωσης στην περίπτωση αυτή είναι άμεσα συνδεδεμένοι με τη δομή του υλικού και ποικίλουν από picoseconds μέχρι και χρόνια.

- Η πόλωση φορτίων χώρου, η οποία παρατηρείται σε υλικά που περιέχουν ελεύθερα φορτία (π.χ. ιόντα) στο εσωτερικό τους και οφείλεται στη μακροσκοπική μετακίνηση των φορτίων αυτών προς τα ηλεκτρόδια. Ο χρόνος πόλωσης στην περίπτωση αυτή ποικίλλει από milliseconds έως και χρόνια.

- Η πόλωση ενδοεπιφάνειας (γνωστή και ως πόλωση Maxwell – Wagner – Sillars) συναντάται σε υλικά με ετερογενή δομή και οφείλεται στη δημιουργία φορτισμένων επιπέδων στις ενδοεπιφάνειες του υλικού (εξαιτίας της διαφοράς στην αγωγιμότητα των δύο περιοχών). Ο χρόνος πόλωσης και εδώ μπορεί να είναι από milliseconds έως και χρόνια.

Στη συνέχεια αναφέρονται αναλυτικότερα οι παραπάνω μηχανισμοί.

### 2.3.1 Αυθόρμητη πόλωση

Η ηλεκτρονική πόλωση παρουσιάζεται σε άτομα και μόρια κάθε υλικού ενώ η ατομική πόλωση εμφανίζεται μόνο σε υλικά τα άτομα των οποίων συνδέονται με ιοντικούς δεσμούς. Ένα διηλεκτρικό υλικό το οποίο αποτελείται από πολυατομικά μόρια εμφανίζει συνήθως και ηλεκτρονική και ατομική πόλωση. Και στις δύο περιπτώσεις η πόλωση είναι αποτέλεσμα της εφαρμογής ηλεκτρικού πεδίου και οφείλεται σε παραμόρφωση (ή μετακίνηση) του νέφους των ηλεκτρονίων. Τέλος, και οι δύο αυτοί μηχανισμοί έχουν μικρή εξάρτηση από τη θερμοκρασία.

### 2.3.2 Διπολική πόλωση

Η διπολική πόλωση εμφανίζεται σε υλικά που περιέχουν μόνιμα δίπολα στο εσωτερικό τους. Σε ανόργανους κρυστάλλους η εμφάνιση διπόλων στο εσωτερικό τους οφείλεται σε ατέλειες στο πλέγμα ή στον εμπλουτισμό του υλικού (doping) ή ακόμη και σε ιδιότητες του ίδιου του πλέγματος (όπως στα πιεζοηλεκτρικά υλικά).

Για τη μελέτη των περισσότερων υλικών που εμφανίζουν διπολική πόλωση θεωρούμε ότι εμφανίζεται κίνηση ή περιστροφή των μόνιμων διπόλων στο εσωτερικό τους. Στις μοριακές ενώσεις για παράδειγμα θεωρούμε ότι υπάρχει περιστροφική κίνηση ολόκληρων των 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.

Για την περιστροφή ενός δίπολου στο εσωτερικό του υλικού απαιτείται προφανώς κάποια ενέργεια για να μπορέσει να υπερνικηθεί η «αντίσταση» των γειτονικών μορίων, οπότε η διαδικασία της διπολικής πόλωσης αναμένεται να έχει και ισχυρή εξάρτηση από τη θερμοκρασία. Πιο συγκεκριμένα, η εξάρτηση της διπολικής πόλωσης από το χρόνο και τη θερμοκρασία καθορίζεται από τον «ανταγωνισμό» του προσανατολισμού των διπόλων από το ηλεκτρικό πεδίο και από τις τυχαίες θερμικές κινήσεις [37].

Σε κάθε περίπτωση οι μηχανισμοί διπολικής πόλωσης παρουσιάζουν χωρική ομοιογένεια, κάτι που σημαίνει ότι απουσία τυχόν αλληλεπιδράσεων μπορούν εύκολα να μελετηθούν θεωρητικά και να διαχωριστούν από το σχηματισμό φορτίων χώρου.

### 2.3.3 Πόλωση φορτίων χώρου

Η πόλωση φορτίων χώρου σχετίζεται με ελεύθερα και παγιδευμένα φορτία που μπορεί να υπάρχουν στο εσωτερικό του διηλεκτρικού και παρουσιάζεται συνήθως σε άμορφα ή πολυκρυσταλλικά υλικά.

Φορτισμένοι φορείς (ηλεκτρόνια, οπές ή και ιόντα), οι οποίοι μπορεί να εγχυθούν από τα ηλεκτρόδια που έρχονται σε επαφή με το διηλεκτρικό, δύναται να παγιδευτούν στο εσωτερικό ή στις διεπιφάνειες του υλικού. Σχηματίζονται έτσι φορτία χώρου τα οποία διαταράσσουν την κατανομή του ηλεκτρικού πεδίου στο εσωτερικό του υλικού, κάτι που επηρεάζει και την τιμή της μέσης διηλεκτρικής σταθεράς του υλικού. Στην περίπτωση που τα φορτία χώρου εμφανίζουν την ίδια πολικότητα με το ηλεκτρόδιο που έρχεται σε επαφή με το διηλεκτρικό, ονομάζονται ομο-φορτία

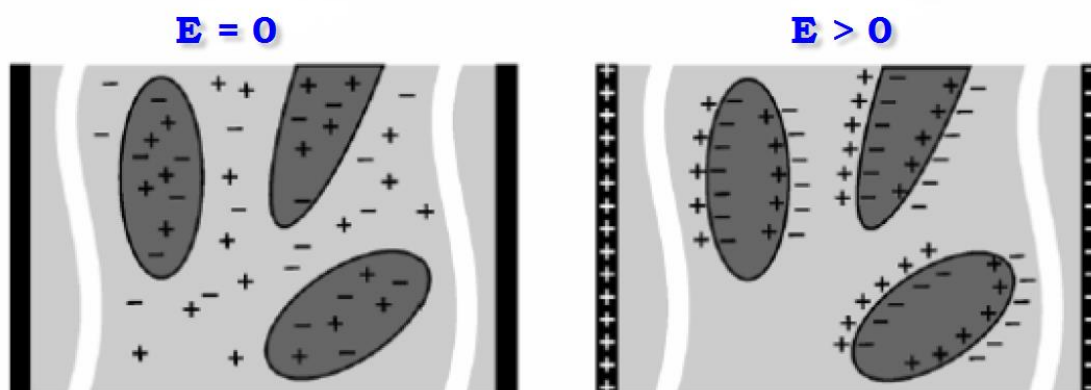
(homocharges) ενώ στην αντίθετη περίπτωση ονομάζονται ετερο-φορτία (heterocharges). Τα ομο-φορτία προέρχονται συνήθως από την έγχυση φορτίων στο εσωτερικό του διηλεκτρικού από τα ηλεκτρόδια και την συνεπακόλουθη σύλληψη αυτών από παγίδες που βρίσκονται στο εσωτερικό του διηλεκτρικού. Η παρουσία ετερο-φορτίων οφείλεται συνήθως σε μετακινήσεις των ήδη υπαρχόντων φορτίων (ηλεκτρόνια ή ιόντα) στο υλικό ή στην παρουσία ιονισμένων προσμίξεων [39].

Στην περίπτωση λοιπόν που εφαρμοστεί ισχυρό ηλεκτρικό πεδίο στο διηλεκτρικό υλικό μπορεί να παρουσιαστεί και πόλωση φορτίων χώρου εξωγενούς προέλευσης, οπότε το διηλεκτρικό παραμένει σε πολωμένη κατάσταση που χαρακτηρίζεται από μεγάλους χρόνους αποκατάστασης.

### 2.3.4 Πόλωση ενδοεπιφάνειας

Η εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου σε υλικά με ετερογενή δομή δύναται να οδηγήσει σε μετακίνηση φορτίου στο εσωτερικό των περιοχών υψηλής αγωγιμότητας καθώς και σε μετακίνηση του φορτίου στην επιφάνεια του υλικού. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την φόρτιση της επιφάνειας και των ενδοεπιφανειών μεταξύ των διαφόρων φάσεων στο εσωτερικό του διηλεκτρικού. Τα φορτία που παγιδεύονται στις ενδοεπιφάνειες μεταξύ δύο φάσεων διαφορετικής αγωγιμότητας συνεισφέρουν έτσι στην πόλωση του υλικού.

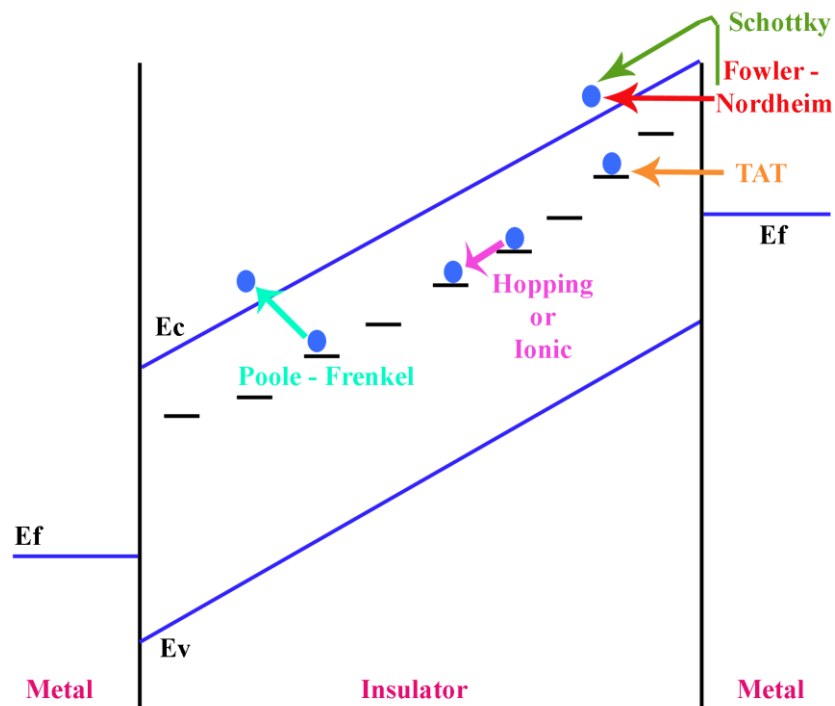
Για τόσο σύνθετα συστήματα είναι σχεδόν αδύνατη η πλήρης θεωρητική περιγραφή των μηχανισμών πόλωσης και η χρήση προσεγγιστικών μεθόδων είναι απαραίτητη [37]. Στα περισσότερα διηλεκτρικά υλικά μάλιστα, η πόλωση ενδοεπιφάνειας διακρίνεται πολύ δύσκολα από την πόλωση φορτίων χώρου.



Σχήμα 2.3: Εμφάνιση πόλωσης ενδοεπιφάνειας με την εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου  $E$  σε υλικό με ανομοιογενή δομή.

## 2.4 ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΙ ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΤΑΣ ΚΑΙ ΕΓΧΥΣΗΣ ΦΟΡΤΙΟΥ

Η ηλεκτρική αγωγιμότητα των λεπτών διηλεκτρικών υμενίων σε διατάξεις πυκνωτών MIM εξαρτάται αφενός από την αλληλεπίδραση του διηλεκτρικού με τις επιφάνειες των μεταλλικών οπλισμών (electrode limited conduction) και αφετέρου από τις ιδιότητες του υμενίου (bulk limited conduction) [41]. Στην πρώτη περίπτωση κυριαρχούν το φαινόμενο σήραγγος μέσω ατελειών (διαδικασία TAT) και οι μηχανισμοί Schottky και Fowler-Nordheim ενώ στη δεύτερη περίπτωση κυρίαρχοι μηχανισμοί αγωγιμότητας είναι οι διαδικασίες Poole-Frenkel, Hopping, ο μηχανισμός ελάττωσης της αγωγιμότητας λόγω δημιουργίας φορτίων χώρου (Space charge limited conduction) και η ιοντική αγωγιμότητα. Αυτές είναι οι σημαντικότερες διαδικασίες που λαμβάνουν μέρος στην διαμόρφωση της τιμής του ρεύματος σε ένα διηλεκτρικό υμένιο υπό την επίδραση ηλεκτρικού πεδίου. Εκτός αυτών όμως υπάρχουν και κάποιες άλλες διαδικασίες οι οποίες αγνοούνται, όπως είναι για παράδειγμα η ενίσχυση του πεδίου λόγω της τραχύτητας της διεπιφάνειας διηλεκτρικού - ηλεκτροδίων, το φαινόμενο σήραγγος των ηλεκτρονίων από το ένα ηλεκτρόδιο στο άλλο (trap-to-trap tunneling) καθώς και οι μηχανισμοί μετανάστευσης και δημιουργίας παγίδων υπό την επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου. Στη συνέχεια αναφέρονται αναλυτικότερα οι βασικότερες από τις διαδικασίες αυτές.



Σχήμα 2.4: Οι βασικότεροι μηχανισμοί έγχυσης και μεταφοράς φορτίου στα διηλεκτρικά υμένια των διατάξεων MIM.

### 2.4.1 Διαδικασία TAT (Trap Assisted Tunneling)

Το φαινόμενο σήραγγος μέσω ατελειών (TAT) αναφέρεται στη μετακίνηση ηλεκτρονίων μέσω φαινομένου σήραγγος από τον μεταλλικό οπλισμό της διάταξης MIM σε μη κατειλημμένες καταστάσεις ατελειών ή παγίδων του διηλεκτρικού, οι οποίες βρίσκονται κοντά στη διεπιφάνεια ηλεκτροδίου – διηλεκτρικού. Η διαδικασία αυτή οδηγεί σε μεταβολή της συγκέντρωσης των μη κατειλημμένων καταστάσεων στο διηλεκτρικό και για το λόγο αυτό πρέπει να αντιμετωπιστεί ως χρονικά μεταβαλλόμενη.

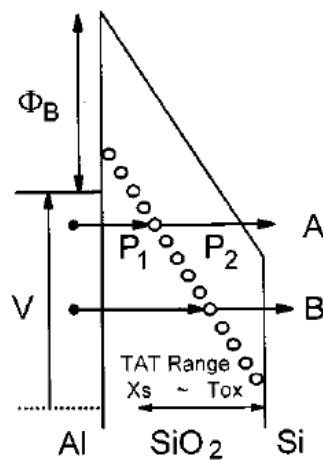
Λαμβάνοντας υπόψη την προσέγγιση Wentzel – Kramers – Brillouin (WKB) η πιθανότητα (P) μετάβασης των ηλεκτρονίων από το μέταλλο σε μη κατειλημμένες καταστάσεις του διηλεκτρικού μέσω φαινομένου σήραγγος θα δίνεται από τη σχέση [42]:

$$P = \exp\left(-2 \int |k(x)| dx\right) \quad (2.9)$$

όπου η μεταβλητή  $k(x)$  ορίζεται ως:

$$k(x) = \left[ \frac{2qm^*}{\hbar^2} (\Phi_B - \mathcal{E}_x - E_e) \right]^{1/2} \quad (2.10)$$

Στις προηγούμενες σχέσεις με  $q$  συμβολίζεται το φορτίο των ηλεκτρονίων,  $m^*$  είναι η ενεργός μάζα των ηλεκτρονίων στο διηλεκτρικό,  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$  όπου με  $h$  συμβολίζεται η σταθερά του Planck,  $E_e$  είναι η συνολική ενέργεια των ηλεκτρονίων στο μέταλλο,  $\mathcal{E}$  είναι η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου που εφαρμόζεται,  $\Phi_B$  είναι το ύψος του φραγμού δυναμικού της μετάβασης και το  $x$  συμβολίζει την απόσταση των παγίδων από το ηλεκτρόδιο μέσα στο διηλεκτρικό υμένιο.



Σχήμα 2.5: Μετάβαση ηλεκτρονίων από το μέταλλο σε ατέλειες του διηλεκτρικού SiO<sub>2</sub> που βρίσκονται κοντά στη διεπιφάνεια μετάλλου – διηλεκτρικού μέσω διαδικασίας TAT, σε μια δομή MIM μετά την εφαρμογή διαφοράς δυναμικού V μεταξύ των οπλισμών [42].



Αν λοιπόν θεωρηθεί ότι η μόνη διαδικασία που λαμβάνει χώρα κατά την εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου  $\mathcal{E}$  σε μια διάταξη ΜΙΜ είναι το φαινόμενο σήραγγος μέσω ατελειών, ο ρυθμός μεταβολής των παγιδευμένων ηλεκτρονίων του διηλεκτρικού από παγίδες ενέργειας  $E_t$  θα δίνεται από τη σχέση [43], [44]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n(x, E_t, t)}{\partial t} &= \left( \frac{\partial n(x, E_t, t)}{\partial t} \right)_{\text{metal} \rightarrow \text{dielectric}} - \left( \frac{\partial n(x, E_t, t)}{\partial t} \right)_{\text{dielectric} \rightarrow \text{metal}} \\ &= A \cdot [N(x, E_t) - n(x, E_t, t)] - B \cdot n(x, E_t, t) \end{aligned} \quad (2.11)$$

όπου  $n(x, E_t, t)$  είναι η χρονική εξάρτηση της πυκνότητας κατανομής των παγιδευμένων ηλεκτρονίων και  $N(x, E_t)$  είναι η πυκνότητα κατανομής των παγίδων. Οι κατανομές  $n(x, E_t, t)$  και  $N(x, E_t)$  μετρούνται σε μονάδες χώρου και ενέργειας, και είναι οι συναρτήσεις κατανομής παρουσία ηλεκτρικού πεδίου με κοινή ενέργεια αναφοράς το ελάχιστο της ζώνης αγωγιμότητας του διηλεκτρικού. Αυτές μπορούν να εκφραστούν συναρτήσει των συναρτήσεων κατανομής χωρίς την επίδραση ηλεκτρικού πεδίου ως:

$$n(x, E_t, t) = n^{ff}(x, E_t + q\mathcal{E}x, t) \quad (2.12)$$

$$N(x, E_t) = N^{ff}(x, E_t + q\mathcal{E}x) \quad (2.13)$$

Το  $E_t$  συμβολίζει την ενεργειακή στάθμη των παγίδων μετρούμενη από το ελάχιστο της ζώνης αγωγιμότητας του διηλεκτρικού και  $\mathcal{E}$  είναι η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου, όπως αναφέρθηκε και παραπάνω.

Η πυκνότητα ρεύματος λόγω φαινομένου σήραγγος μέσω ατελειών θα δίνεται τότε από τη σχέση [43]:

$$\begin{aligned} J_{\text{TAT}}^{\text{only}} &= q \int_{x=0}^{\infty} \int_{E_t=-\infty}^{-q\mathcal{E}x} \frac{\partial n(x, E_t, t)}{\partial t} \cdot \frac{x}{L} \cdot dE_t \cdot dx \\ &= q \int_{x=0}^{\infty} \int_{E_t=-\infty}^{-q\mathcal{E}x} N(x, E_t) \cdot (f_{\infty} - f_0) \cdot \frac{e^{-t/\tau}}{\tau} \cdot \frac{x}{L} \cdot dE_t \cdot dx \end{aligned} \quad (2.14)$$

Εάν ληφθεί υπόψη η εξίσωση (2.13), η σχέση που μας δίνει το ολικό ρεύμα όταν συμμετέχει μόνο η ΤΑΤ διαδικασία θα είναι:

$$J_{\text{TAT}}^{\text{only}} = q \int_{x=0}^{\infty} \int_{E_t=-\infty}^{-q\mathcal{E}x} N^{ff}(x, E_t + q\mathcal{E}x) \cdot (f_{\infty} - f_0) \cdot \frac{e^{-t/\tau}}{\tau} \cdot \frac{x}{L} \cdot dE_t dx \quad (2.15)$$

όπου  $L$  είναι το πάχος του διηλεκτρικού και  $f_0, f_{\infty}$  είναι οι συναρτήσεις Fermi:



$$f_0(x, E_t) = \left\{ 1 + \exp\left(\frac{E_t + qEx - E_F}{kT}\right) \right\}^{-1} \quad (2.16)$$

και

$$f_\infty(E_t) = \left\{ 1 + \exp\left(\frac{E_t - E_F}{kT}\right) \right\}^{-1} \quad (2.17)$$

Θεωρήθηκε ότι  $K_0 = \frac{\sqrt{2m|E_t|}}{\hbar}$  και  $\tau = \tau_0 \cdot \exp(2K_0x)$ , όπου  $\tau_0$  είναι ο ελάχιστος χρόνος αποκατάστασης που απαιτείται για το φαινόμενο σήραγγος,  $m$  είναι η μάζα του ηλεκτρονίου,  $k$  η σταθερά του Boltzmann,  $T$  η θερμοκρασία και  $E_F$  η ενέργεια Fermi του μεταλλικού οπλισμού.

### 2.4.2 Θερμιονική εκπομπή (Εκπομπή Schottky)

Η συνηθέστερη διαδικασία έγχυσης φορέων από έναν μεταλλικό οπλισμό στο εσωτερικό του διηλεκτρικού εξηγείται από τη θεωρία Schottky, σύμφωνα με την οποία φορείς ξεπερνούν τον φραγμό δυναμικού στη διεπιφάνεια μετάλλου – διηλεκτρικού και εκπέμπονται από το μέταλλο στη ζώνη αγωγιμότητας του διηλεκτρικού. Η διαδικασία αυτή εξαρτάται άμεσα από τη θερμοκρασία ενώ κατά την εφαρμογή ενός ηλεκτρικού πεδίου  $\mathcal{E}$  η καμπύλωση των ενεργειακών ζωνών προκαλεί και μεταβολή του φραγμού δυναμικού στη διεπιφάνεια. Αν λοιπόν με  $\Phi$  συμβολίζεται η ενεργειακή διαφορά μεταξύ του ελάχιστου της ζώνης αγωγιμότητας του διηλεκτρικού και της ενέργειας Fermi του μετάλλου,  $m$  είναι η μάζα των φορέων με ηλεκτρικό φορτίο  $q$ ,  $\epsilon_r$  είναι η σχετική διηλεκτρική σταθερά του υλικού και  $\epsilon_0$  η διηλεκτρική σταθερά του κενού, το  $T$  συμβολίζει τη θερμοκρασία και το  $k$  τη σταθερά Boltzmann και  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ , όπου με  $h$  συμβολίζεται η σταθερά του Planck, τότε η πυκνότητα ρεύματος  $J_s$  λόγω θερμιονικής εκπομπής δίνεται από τη σχέση [41], [45]:

$$J_s = \frac{qmk^2}{2\pi^2\hbar^3} \cdot T^2 \cdot \exp\left\{-\frac{q}{kT}\left(\Phi - \sqrt{\frac{q\mathcal{E}}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r}}\right)\right\} \quad (2.18)$$

### 2.4.3 Μηχανισμός Fowler - Nordheim

Η εκπομπή φορέων από ένα μέταλλο σε ένα διηλεκτρικό υλικό μπορεί να λάβει χώρα και μέσω του μηχανισμού Fowler – Nordheim όταν εφαρμοστεί ισχυρό ηλεκτρικό πεδίο [46], [47]. Στην περίπτωση αυτή η έντονη καμπύλωση των ενεργειακών ζωνών λόγω του ισχυρού ηλεκτρικού πεδίου επιτρέπει την εκπομπή φορέων μέσω φαινομένου σήραγγος από τη στάθμη Fermi του μετάλλου στη ζώνη αγωγιμότητας του διηλεκτρικού. Ο

μηχανισμός αυτός εξαρτάται από την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου ενώ είναι ανεξάρτητος από τη θερμοκρασία [48]. Η πυκνότητα ρεύματος του μηχανισμού Fowler – Nordheim δίνεται από τη σχέση [49]:

$$J_{FN} = \frac{q^2 \cdot \mathcal{E}^2}{16\pi^2 \cdot \frac{m^*}{m} \cdot \hbar \cdot \Phi_B} \cdot \exp \left\{ -\frac{4\sqrt{2m^*} \cdot (q \cdot \Phi_B)^{3/2}}{3q \cdot \hbar \cdot \mathcal{E}} \right\} \quad (2.19)$$

όπου  $m$  είναι η ελεύθερη μάζα των ηλεκτρονίων και  $m^*$  είναι η ενεργός μάζα τους, με  $q$  συμβολίζεται το στοιχειώδες ηλεκτρικό φορτίο,  $\mathcal{E}$  είναι η ένταση του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου, το  $\Phi_B$  συμβολίζει τον φραγμό δυναμικού και  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ , όπου  $h$  είναι η σταθερά του Planck.

#### 2.4.4 Εκπομπή Poole – Frenkel

Ερχόμαστε στη συνέχεια να μελετήσουμε την εκπομπή Poole-Frenkel, η οποία αναφέρεται στην εκπομπή ηλεκτρονίων από την ενεργειακή στάθμη μιας παγίδας στη ζώνη αγωγιμότητας του διηλεκτρικού, λόγω ελάττωσης του φραγμού δυναμικού της παγίδας με την εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου στο σύστημα [43], [50].

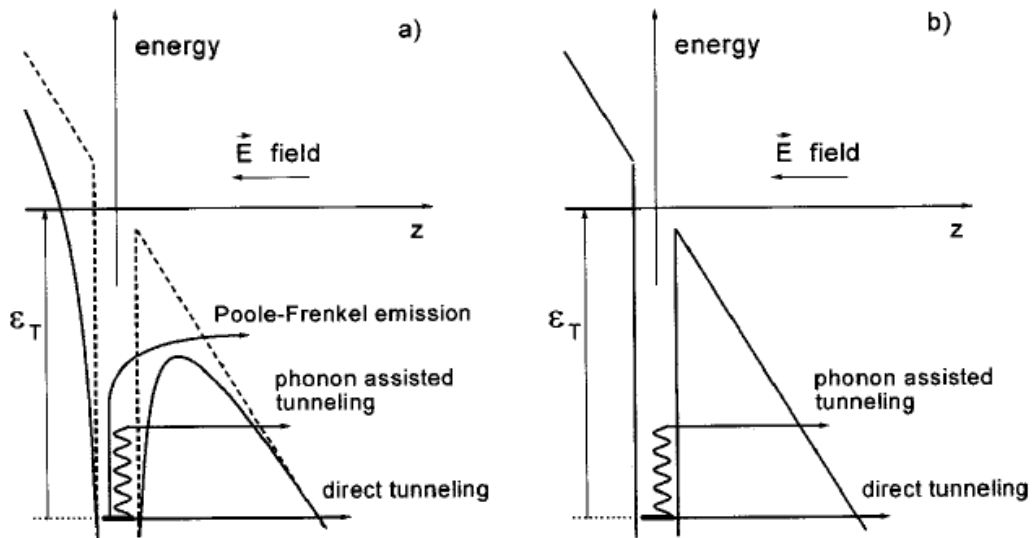
Έστω λοιπόν ότι ένα μέρος των παγιδευμένων ηλεκτρονίων αποπαγιδεύονται με εκπομπή Poole-Frenkel. Η πυκνότητα ρεύματος  $J_{PF}$  θα δίνεται από την απλή έκφραση:  $J_{PF} = q\mu E\rho$ , όπου  $\mu$  η ευκινησία των ηλεκτρονίων στο διηλεκτρικό,  $\mathcal{E}$  είναι η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου και  $\rho$  η επιφανειακή πυκνότητα φορέων, η οποία δίνεται από τη σχέση [43]:

$$\rho = \rho_0 \exp \left[ -\frac{q(\Phi_{PF} - \sqrt{q\mathcal{E}/\pi\epsilon_0\epsilon_r})}{kT} \right] \quad (2.20)$$

Στη σχέση (2.20) το  $\rho_0$  συμβολίζει την ολική πυκνότητα ελεύθερων φορέων,  $\Phi_{PF}$  είναι η ενεργειακή διαφορά μεταξύ της ζώνης αγωγιμότητας του διηλεκτρικού και της ενεργειακής στάθμης των παγίδων,  $\epsilon_0$  είναι η διηλεκτρική σταθερά του κενού και  $\epsilon_r$  είναι η σχετική διηλεκτρική σταθερά του υλικού.

Αν υπήρχε μόνο ένα είδος παγίδων στην ίδια ενεργειακή στάθμη, η πυκνότητα ρεύματος θα δινόταν από την σχέση:

$$J_{PF} = q\mu E\rho_0 \exp \left[ -\frac{q(\Phi_{PF} - \sqrt{q\mathcal{E}/\pi\epsilon_0\epsilon_r})}{kT} \right] \quad (2.21)$$



Σχήμα 2.6: Φραγμός δυναμικού κατά την εκπομπή ενός ηλεκτρονίου από βαθιά ενεργειακή στάθμη υπό την επίδραση εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου: a) για φορτισμένη ατέλεια και b) για ηλεκτρικά ουδέτερη ατέλεια [50].

Στην περίπτωση όμως που έχουμε μια κατανομή  $n(x, E_t, t)$  στις ενέργειες  $E_t$  των παιγίδων η πυκνότητα ρεύματος παίρνει την μορφή:

$$J_{PF} = q\mu\mathcal{E} \int_{x=0}^{\infty} \int_{E_t=-\infty}^{-q\mathcal{E}x} f_{PF} n(x, E_t, t) dE_t dx \quad (2.22)$$

όπου έχουμε ορίσει τον παράγοντα Poole-Frenkel,  $f_{PF}$ , ως εξής:

$$f_{PF} = \exp \left\{ -\frac{q}{kT} \left( -E_t - \sqrt{\frac{q\mathcal{E}}{\pi\epsilon_0\epsilon_r}} \right) \right\} \quad (2.23)$$

Σημειώνεται ότι το αρνητικό πρόσημο μπροστά από το  $E_t$  οφείλεται στο ότι η ενέργεια μετριέται με σημείο αναφοράς το ελάχιστο της ζώνης αγωγιμότητας του διηλεκτρικού [43].

#### 2.4.5 Μηχανισμός Hopping

Η μεταφορά φορτίων σε ανομοιογενή συστήματα μπορεί να λάβει χώρα και διαμέσου διακριτών ενεργειακών σταθμών στο ενεργειακό χάσμα του υλικού [51]. Σύμφωνα με θεωρητικές μελέτες της κινητικής των φορέων σε ανομοιογενή συστήματα [51], [52], [53], [54], [55], [56], όπως είναι τα άμορφα διηλεκτρικά, ο ρυθμός μετάβασης  $\nu$  ενός φορέα από μια ενεργειακή στάθμη  $E_i$  σε μια άλλη  $E_f$  που απέχουν απόσταση  $r$  δίνεται από τη σχέση:

$$v = v_0 \cdot \exp(-u) \quad (2.24)$$

όπου με  $u$  συμβολίζεται η παράμετρος hopping:

$$u(E_i, E_f, r) = 2\gamma r + \begin{cases} 0 & \text{εάν } E_f < E_i + q\mathcal{E}rz \\ \frac{E_f - E_i - q\mathcal{E}rz}{kT} & \text{εάν } E_f > E_i + q\mathcal{E}rz \end{cases} \quad (2.25)$$

Στις προηγούμενες σχέσεις με  $v_0$  συμβολίζεται η συχνότητα των επιχειρούμενων αλμάτων,  $\mathcal{E}$  είναι η ένταση του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου,  $T$  είναι η θερμοκρασία,  $q$  το στοιχειώδες ηλεκτρικό φορτίο,  $k$  η σταθερά του Boltzmann, με  $\gamma$  συμβολίζεται το αντίστροφο της ακτίνας εντοπισμού και  $z = \cos\theta$ , όπου  $\theta$  είναι η γωνία που σχηματίζει το ηλεκτρικό πεδίο με την κατεύθυνση του άλματος.

Από τη σχέση (2.25) φαίνεται ξεκάθαρα ότι ο μηχανισμός αυτός εξαρτάται άμεσα από την ένταση του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου αλλά και από τη θερμοκρασία. Σημαντικό παράγοντα αποτελεί επίσης και η κατανομή των ενεργειακών σταθμών στο ενεργειακό χάσμα του υλικού.

Όσον αφορά την εξάρτηση από τη θερμοκρασία, η αγωγιμότητα  $G$  στο συνεχές (dc) ενός τέτοιου συστήματος έχει βρεθεί [51] ότι υπακούει τη σχέση:

$$G(T) \propto \exp\left[-\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/4}\right] \quad (2.26)$$

όπου  $T_0$  είναι μια σταθερά που εξαρτάται από το υλικό. Η σχέση αυτή είναι γνωστή ως νόμος του Mott και έχει ισχύ στην περιοχή χαμηλών θερμοκρασιών (συνήθως κάτω από τη θερμοκρασία περιβάλλοντος) [51], [54].

Η επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου μελετήθηκε αρχικά στην θερμοκρασία  $T=0$  K από τον Shklovskii [55] ο οποίος έδειξε ότι το ηλεκτρικό πεδίο επηρεάζει τη διαδικασία hopping με τρόπο παρόμοιο με τη θερμοκρασία. Σύμφωνα με τη θεωρία διέλευσης (percolation theory) και λαμβάνοντας υπόψη την επίδραση του τοπικού χημικού δυναμικού βρέθηκε ότι για ηλεκτρικά πεδία  $\mathcal{E}$  μέσης έντασης, για τα οποία ικανοποιείται η σχέση  $q\mathcal{E}r_m > kT$ , η αγωγιμότητα hopping δίνεται από τη σχέση [56]:

$$G(\mathcal{E}) = G(0) \exp\left[\frac{q\mathcal{E}l}{kT}\right] \quad (2.27)$$

όπου  $G(0)$  είναι η αγωγιμότητα σε μηδενικό ηλεκτρικό πεδίο,  $r_m$  είναι η μέγιστη απόσταση ενός άλματος,  $l = Cr_m$  είναι το μήκος του άλματος και η σταθερά  $C$  βρέθηκε ίση με 0.17 και 0.18 για την περίπτωση τρισδιάστατου και δυσδιάστατου συστήματος αντίστοιχα [56].

### 2.4.6 Μείωση αγωγιμότητας λόγω φορτίων χώρου (Space Charge Limited Conduction - SCLC)

Η εισαγωγή φορτίων στο διηλεκτρικό υμένιο συνεπάγεται την εμφάνιση πόλωσης φορτίων χώρου, γεγονός που εμποδίζει την ροή ρεύματος στο υλικό καθώς τα φορτία χώρου που συσσωρεύονται ελαττώνουν το ηλεκτρικό πεδίο στο εσωτερικό του υλικού [41], [57]. Η διαδικασία αυτή αποτελεί τον μηχανισμό SCLC.

Σε ένα διηλεκτρικό χωρίς παγίδες, όταν η εφαρμοζόμενη διαφορά δυναμικού είναι μικρότερη από:

$$V_{thr} \approx \frac{q n_0 d^2}{2 \epsilon_0 \epsilon_r} \quad (2.28)$$

οι φορείς που εισέρχονται στο διηλεκτρικό είναι λιγότεροι από τους αντίστοιχους φορείς που υπάρχουν σε κατάσταση θερμικής ισορροπίας και η σχέση πυκνότητας ρεύματος – τάσης (J-V) είναι ωμική [57], [58]:

$$J = q \mu n_0 \frac{V}{d} \quad (2.29)$$

όπου J είναι η πυκνότητα ρεύματος, V είναι η εφαρμοζόμενη διαφορά δυναμικού, q είναι το στοιχειώδες ηλεκτρικό φορτίο,  $n_0$  είναι η πυκνότητα των φορέων,  $\mu$  είναι η ευκινησία τους,  $\epsilon_0$  είναι η διηλεκτρική σταθερά του κενού,  $\epsilon_r$  είναι η σχετική διηλεκτρική σταθερά του υλικού και d είναι το πάχος του διηλεκτρικού υμενίου. Για υψηλότερες τιμές της διαφοράς δυναμικού η σχέση J-V έχει βρεθεί [57], [58] ότι υπακούει τον νόμο του Child:

$$J = \frac{9\theta \mu \epsilon_0 \epsilon_r V^2}{8d^3} \quad (2.30)$$

όπου η σταθερά  $\theta$  αναφέρεται στο λόγο της πυκνότητας των ελεύθερων ηλεκτρονίων προς την πυκνότητα των παγιδευμένων ηλεκτρονίων (για διηλεκτρικό χωρίς παγίδες ισχύει  $\theta = 1$ ).

### 2.4.7 Ιοντική αγωγιμότητα

Η εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου σε έναν ιοντικό κρύσταλλο συνεπάγεται την μετακίνηση ιόντων μέσω των πλεγματικών κενών (ενδογενούς ή εξωγενούς προέλευσης) που υπάρχουν στον κρύσταλλο [39]. Ανιόντα ή και κατιόντα μπορεί να κινούνται υπό την επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου και το συνολικό ρεύμα που προκύπτει είναι αποτέλεσμα της μετακίνησης και των δύο ειδών ιόντων. Στην πράξη βέβαια το ένα από τα δύο είδη ιόντων είναι πιο ευκίνητο επομένως η αγωγιμότητα

οφείλεται κυρίως στη μετακίνηση των ιόντων αυτών. Η διαδικασία αυτή έχει πολλές ομοιότητες με την διαδικασία της διάχυσης και η αγωγιμότητα  $G$  στην περίπτωση αυτή (και για ασθενή ηλεκτρικά πεδία  $\mathcal{E}$ , τέτοια ώστε  $q\mathcal{E} \ll kT$ ) δίνεται από τη σχέση [59]:

$$G = \frac{4q\alpha^2\nu_0}{kT} n \exp\left(-\frac{E_m}{kT}\right) \quad (2.31)$$

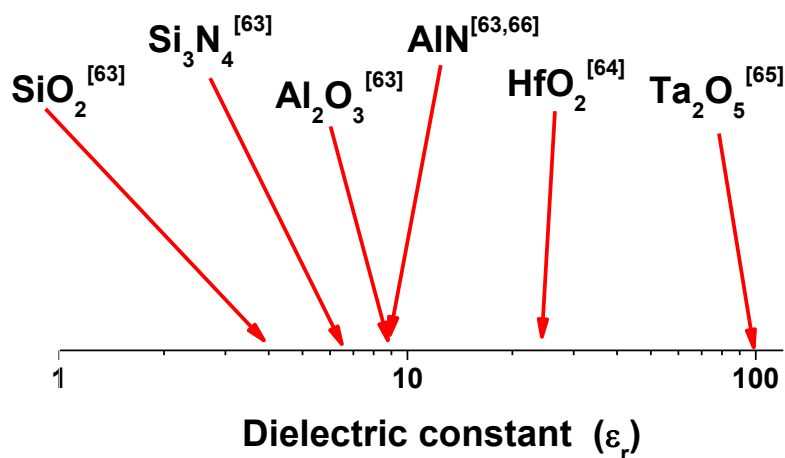
όπου  $q$  είναι το στοιχειώδες ηλεκτρικό φορτίο,  $\alpha$  είναι η απόσταση μεταξύ των πλησιέστερων γειτόνων ανιόντων ή κατιόντων,  $\nu_0$  είναι η συχνότητα μεταβάσεων,  $n$  είναι η συγκέντρωση των κενών ανιόντων ή κατιόντων, το  $k$  συμβολίζει τη σταθερά Boltzmann και το  $T$  τη θερμοκρασία και τέλος με  $E_m$  συμβολίζεται η ενέργεια ενεργοποίησης για την μετακίνηση ενός κενού ανιόντος ή κατιόντος. Στην παραπάνω σχέση η συγκέντρωση  $n$  των κενών των ανιόντων/κατιόντων έχει ισχυρή εξάρτηση από τη θερμοκρασία. Στην περιοχή των χαμηλών θερμοκρασιών (εξωγενής περιοχή) η συγκέντρωση  $n$  είναι σταθερή ενώ στην περιοχή των υψηλών θερμοκρασιών (ενδογενής περιοχή) η συγκέντρωση  $n$  αυξάνει σημαντικά και η σχέση (2.31) παίρνει τη μορφή [39]:

$$G = \frac{4Bq\alpha^2\nu_0}{kT} n \exp\left(-\frac{E_m + E_s/2}{kT}\right) \quad (2.32)$$

όπου  $E_s$  είναι η ενέργεια οχηματισμού ενός κενού και το  $B$  είναι μια σταθερά που εξαρτάται από τη θερμοκρασία και συμπεριλαμβάνει την επίδραση των πλεγματικών ταλαντώσεων.

## 2.5 ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΑ ΥΛΙΚΑ ΣΤΟΥΣ ΔΙΑΚΟΠΤΕΣ RF MEMS

Για την αξιόπιστη λειτουργία ενός χωρητικού διακόπτη RF MEMS ο λόγος των χωρητικοτήτων:  $C_{\text{down}}/C_{\text{up}}$  πρέπει να είναι όσο το δυνατόν μεγαλύτερος, όπως προαναφέρθηκε. Είναι συνεπώς επιθυμητή η χρήση διηλεκτρικών υμενίων με υψηλή σχετική διηλεκτρική σταθερά. Βασική παράμετρος για την επιλογή του διηλεκτρικού υμενίου που θα χρησιμοποιηθεί αποτελεί επίσης και η όσο το δυνατόν μικρότερη πόλωση του διηλεκτρικού κάτω από την επίδραση του ισχυρού ηλεκτρικού πεδίου που επικρατεί κατά τη λειτουργία ενός διακόπτη RF MEMS. Πολλά υλικά έχουν χρησιμοποιηθεί και μελετηθεί [22], [23], [24], [35], [36], [60], [61], [62] αλλά η αναζήτηση του «ιδανικού» διηλεκτρικού για τους διακόπτες RF MEMS συνεχίζεται έως σήμερα.



Σχήμα 2.7: Η τιμή της σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς των συνηθέστερων διηλεκτρικών που χρησιμοποιούνται στις διατάξεις RF MEMS [63], [64], [65], [66].

Το νιτρίδιο του πυριτίου (Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>) και το διοξείδιο του πυριτίου (SiO<sub>2</sub>) αποτελούν τα πιο διαδεδομένα διηλεκτρικά υλικά στον τομέα της μικροηλεκτρονικής και οι ιδιότητές τους μελετώνται εδώ και πολλά χρόνια. Παρόλα αυτά, τα ηλεκτρικά χαρακτηριστικά των λεπτών υμενίων Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> και SiO<sub>2</sub> που χρησιμοποιούνται στους διακόπτες RF MEMS δεν είναι τελείως γνωστά. Η εναπόθεση των διηλεκτρικών υμενίων στους διακόπτες RF MEMS γίνεται πάνω στις τραχιές μεταλλικές επιφάνειες του κυματοδηγού και σε σχετικά χαμηλές θερμοκρασίες (≤350<sup>0</sup>C), γεγονός που διαφοροποιεί τις ηλεκτρικές τους ιδιότητες από τις αντίστοιχες των παχύτερων στρωμάτων που χρησιμοποιούνται κατά κόρον στη μικροηλεκτρονική. Η μορφολογία της επιφάνειας των υμενίων επηρεάζεται από την τραχύτητα του υποστρώματος ενώ λόγω των χαμηλών θερμοκρασιών εναπόθεσης εμφανίζεται έντονη απόκλιση από τη στοιχειομετρία. Επίσης, η σύλληψη φορέων στις παγίδες των υμενίων έχει ως αποτέλεσμα την εμφάνιση διπολικής πόλωσης, παρά το γεγονός ότι τα υλικά αυτά χαρακτηρίζονται από ομοιοπολικούς δεσμούς.

Όσον αφορά τα υπόλοιπα διηλεκτρικά υλικά που χρησιμοποιούνται στους διακόπτες RF MEMS, η γνώση των ηλεκτρικών τους ιδιοτήτων και της επίδρασης αυτών στην αξιοπιστία των διακοπών είναι περιορισμένη. Τα πιο διαδεδομένα διηλεκτρικά υλικά, εκτός του Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> και του SiO<sub>2</sub>, είναι το οξείδιο του αργιλίου (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>), το νιτρίδιο του αργιλίου (AlN), το οξείδιο του χαφνίου (HfO<sub>2</sub>) και το οξείδιο του τανταλίου (Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>).

Το Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> είναι ιοντικός κρύσταλλος [67] και έχει βρεθεί ότι εμφανίζει ιοντική πόλωση καθώς επίσης και πόλωση φορτίων χώρου. Στην περιοχή των υψηλών θερμοκρασιών η αγωγιμότητα των υμενίων αυτών οφείλεται σε



φορείς που εκπέμπονται από βαθιές ατέλειες ενώ στις χαμηλές θερμοκρασίες οι φορείς που συνεισφέρουν στην αγωγιμότητα εκπέμπονται από διακριτές ρηχές ενεργειακές στάθμες ή υπάρχει μεταφορά φορέων στα όρια των ενεργειακών ζωνών (band tails) [68], [69]. Σημειώνεται ότι οι συνθήκες εναπόθεσης παίζουν καθοριστικό ρόλο στην ύπαρξη ατελειών και παγίδων και στα υμένια αυτά [69].

Τα υμένια AlN έχουν πιεζοηλεκτρικές ιδιότητες και είναι ιδιαίτερα δημοφιλή σε διατάξεις αντηχείων και στους διακόπτες RF MEMS. Τα πλεονεκτήματά τους οφείλονται στην υψηλή ειδική τους αντίσταση, στην υψηλή πιεζοηλεκτρική τους σταθερά και στην δυνατότητα να εναποτίθενται σε αρκετά χαμηλές θερμοκρασίες (~500<sup>0</sup> C) με συνήθεις λιθογραφικές μεθόδους. Έχει βρεθεί ότι το υλικό αυτό εμφανίζει αυθόρμητη πόλωση που συνδέεται με την εξαγωνική του δομή και η οποία μπορεί να πάρει αρκετά μεγάλες τιμές (έως 0.1 C/cm<sup>2</sup>) [70]. Η πόλωση αυτή έχει βρεθεί ότι μεταβάλλεται ασθενώς με την θερμοκρασία και το πυροηλεκτρικό φαινόμενο δεν επηρεάζει την φόρτιση των υμενίων AlN [35], [71]. Μακροσκοπικά λοιπόν η ηλεκτρική πόλωση των υμενίων AlN προέρχεται από τη συνεισφορά του πιεζοηλεκτρικού φαινομένου και της αυθόρμητης πόλωσης του υλικού.

Τέλος, τα υμένια HfO<sub>2</sub> και Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> δεν έχουν μελετηθεί εκτενώς στις διατάξεις RF MEMS αν και η υψηλή διηλεκτρική τους σταθερά τα καθιστά ιδιαίτερος υποσχόμενα. Και τα δύο υλικά εμφανίζουν ιοντική αγωγιμότητα και στα υμένια Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> εμφανίζεται και πόλωση φορτίων χώρου υπό την επίδραση υψηλών ηλεκτρικών πεδίων [60], [72], [73].

Τα τελευταία χρόνια διάφορα πιεζοηλεκτρικά και σιδηροηλεκτρικά υλικά [61] αλλά και υλικά με υψηλή αγωγιμότητα [62] έχουν αρχίσει να χρησιμοποιούνται σε διατάξεις διακοπών RF MEMS αντικαθιστώντας τα «παραδοσιακά» διηλεκτρικά υλικά, με σκοπό να μειωθούν τα διάφορα προβλήματα αξιοπιστίας που σχετίζονται με τη φόρτιση των υμενίων. Η επιλογή της κατάλληλης μεθόδου εναπόθεσης αλλά και οι ηλεκτρικές ιδιότητες των υλικών αυτών μελετώνται εντατικά έως σήμερα και η γνώση αυτών είναι ιδιαίτερα περιορισμένη.

Στη συνέχεια γίνεται εκτενής αναφορά στις ιδιότητες των υμενίων νιτριδίου του πυριτίου, που αποτελεί το πιο διαδεδομένο υλικό στις διατάξεις RF MEMS και το υλικό που μελετήθηκε στην παρούσα διατριβή.



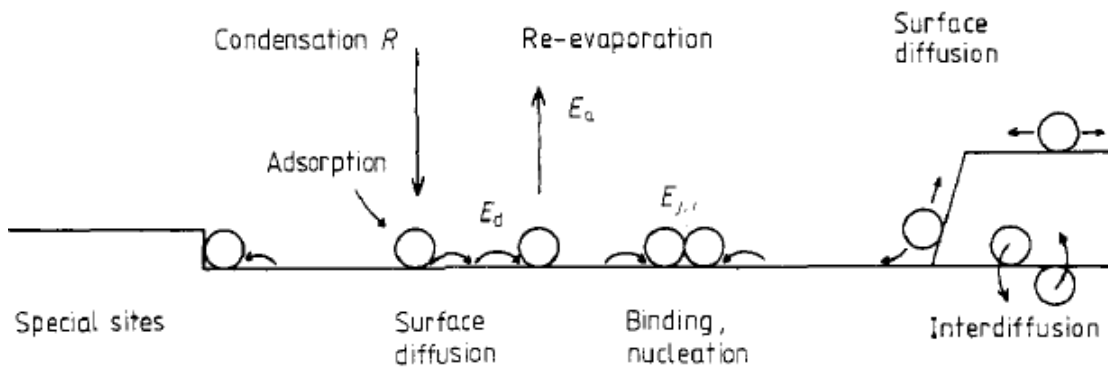
## 2.6 ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΥΜΕΝΙΩΝ ΝΙΤΡΙΔΙΟΥ ΤΟΥ ΠΥΡΙΤΙΟΥ

Τα υμένια νιτριδίου του πυριτίου χρησιμοποιούνται ευρέως στην μικροηλεκτρονική ως διηλεκτρικά πύλης σε τρανζίστορ λεπτού υμενίου (thin film transistors), ως «αποθήκες» φορτίου σε διατάξεις με μόνιμες μνήμες (nonvolatile memories), σε διατάξεις ηλιακών κυψελών καθώς επίσης και σε διατάξεις RF MEMS, όπως προαναφέρθηκε.

### 2.6.1 Η Εναπόθεση

Η ανάπτυξη λεπτών διηλεκτρικών υμενίων πάνω στο υλικό του υποστρώματος πραγματοποιείται μέσω διαφόρων σταδίων που περιέχουν διαδικασίες προσρόφησης (adsorption), συμπύκνωσης (condensation), εξάτμισης (evaporation) και διάχυσης (diffusion) των εναποτιθέμενων ατόμων/μορίων (Σχήμα 2.8) [74].

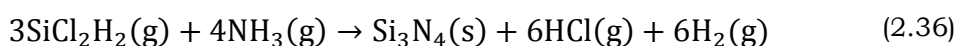
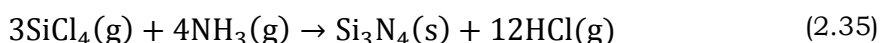
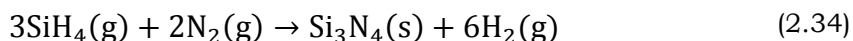
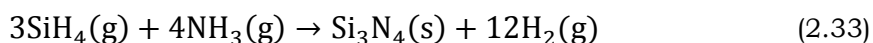
Η προσρόφηση των ατόμων/μορίων του εναποτιθέμενου υλικού μπορεί να είναι είτε φυσική, οπότε και σχηματίζονται ασθενείς δεσμοί τύπου Van der Waals, είτε χημική, οπότε δημιουργούνται ισχυροί χημικοί δεσμοί. Η διαδικασία της προσρόφησης ευνοείται ιδιαίτερα σε ειδικές διαμορφώσεις της επιφάνειας του υποστρώματος, όπως οι οπές ή οι νησίδες [74]. Όταν ένα άτομο/μόριο προσροφηθεί από το υπόστρωμα μπορεί είτε να εξαχνωθεί είτε να διαχυθεί στην επιφάνεια του υποστρώματος. Η διάχυση των εναποτιθέμενων ατόμων/μορίων εξαρτάται από την κινητική τους ενέργεια και τη θερμοκρασία του υποστρώματος και μπορεί να οδηγήσει στη δημιουργία πυρήνων οι οποίοι είναι θερμοδυναμικά ευσταθείς όταν το μέγεθός τους ξεπεράσει μια κρίσιμη τιμή (nucleation).



Σχήμα 2.8: Οι βασικότερες διαδικασίες που εμφανίζονται κατά την ανάπτυξη ενός υμενίου από την αέρια φάση [74].

Έτσι λοιπόν στο αρχικό στάδιο της εναπόθεσης σχηματίζονται και αναπτύσσονται οι επιταξιακοί πυρήνες (nucleation) του διηλεκτρικού υλικού πάνω στο υπόστρωμα και στο επόμενο στάδιο πραγματοποιείται προσρόφηση των ατόμων/μορίων στους πυρήνες και στις νησίδες του εναποτιθέμενου υλικού [75]. Οι συνθήκες εναπόθεσης (θερμοκρασία, πίεση κ.α.) αποτελούν καθοριστικό παράγοντα στη κρυσταλλική δομή και στις ιδιότητες των παραγόμενων υμενίων [76].

Η εναπόθεση των διηλεκτρικών υμενίων νιτριδίου του πυριτίου γίνεται με σύγχρονες μεθόδους της μικροηλεκτρονικής – με συνηθέστερες την μέθοδο χημικής εναπόθεσης ατμών (CVD) και την μέθοδο χημικής εναπόθεσης ατμών υποβοηθούμενης από πλάσμα (PECVD) – σε αρκετά χαμηλές θερμοκρασίες ( $\leq 350^{\circ}\text{C}$ ). Οι συνηθέστερες χημικές αντιδράσεις που λαμβάνουν χώρα κατά την εναπόθεση των υμενίων αυτών είναι:

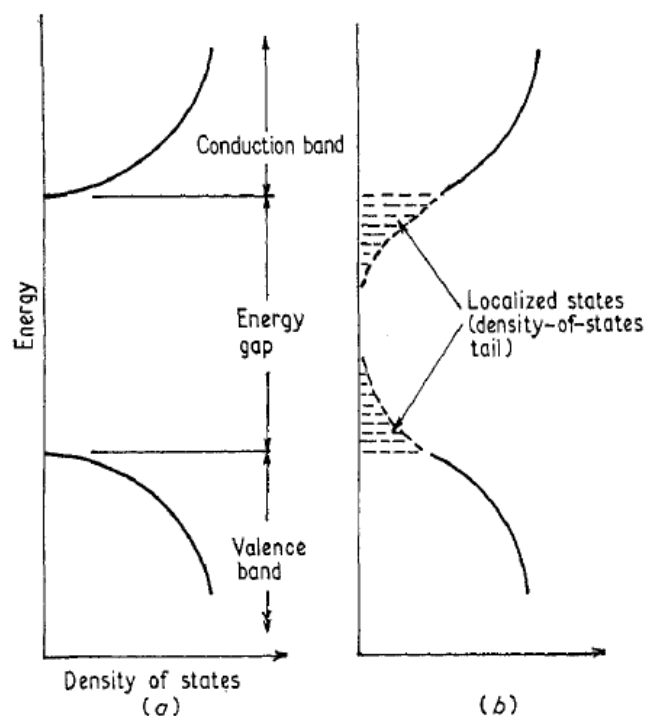


Τα υμένια νιτριδίου του πυριτίου που εναποτίθενται σε χαμηλές θερμοκρασίες με τη μέθοδο PECVD έχει βρεθεί ότι είναι άμορφα και τα αρχικά στρώματα του εναποτιθέμενου υλικού (nucleation layer) εμφανίζουν μεγάλη συγκέντρωση ατελειών και παγίδων [77] ενώ τα ανώτερα στρώματα εμφανίζουν μεγαλύτερη ομοιομορφία και μικρότερη συγκέντρωση ατελειών [77]. Στην περίπτωση που τα αντιδρώντα είναι  $\text{SiH}_4$  και  $\text{NH}_3$  (αντίδραση (2.33)) και η εναπόθεση πραγματοποιείται πάνω σε υπόστρωμα πυριτίου (Si) τα στάδια της εναπόθεσης είναι τα εξής [77]: Στο αρχικό στάδιο τα μόρια  $\text{SiH}_4$  διασπώνται σε  $\text{SiH}_x$  ( $x = 0-3$ ) και τα μόρια αυτά ( $\text{SiH}_x$ ) προσροφώνται από τα άτομα του υποστρώματος (Si) σχηματίζοντας ένα λεπτό στρώμα  $\alpha\text{-Si}_x\text{H}$  (άμορφο υδρογονωμένο πυρίτιο) ενώ το πλήθος των δεσμών Si-N είναι πολύ μικρό (η προσρόφηση Si στο Si είναι εντονότερη σε σχέση με την προσρόφηση N στο Si). Στο επόμενο στάδιο τα άτομα N σχηματίζουν δεσμούς Si-N με τα άτομα Si του αρχικού στρώματος δημιουργώντας έτσι τα ανώτερα στρώματα του εναποτιθέμενου υλικού. Φαίνεται λοιπόν ότι τα υμένια  $\text{SiN}_x$  που εναποτίθενται πάνω σε πυρίτιο εμφανίζουν μεγαλύτερη συγκέντρωση πυριτίου στα κατώτερα στρώματά τους [77], [78], [79].

## 2.6.2 Η δομή

Τα υμένα νιτρίδιου του πυριτίου που εναποτίθενται στους διακόπτες RF MEMS δεν είναι κρυσταλλικά αλλά άμορφα και αποκλίνουν από τη στοιχειομετρία (συνήθως με περίσσεια πυριτίου) [80], [81], [82], [83], γι' αυτό και το άμορφο νιτρίδιο του πυριτίου θα αναφέρεται στη συνέχεια ως  $\text{SiN}_x$ .

Τα άμορφα υλικά δεν παρουσιάζουν περιοδικότητα μακράς εμβέλειας (long range order) στη δομή τους όπως τα κρυσταλλικά υλικά αλλά η περιοδικότητα σε μικρή κλίμακα (short range order) διατηρείται σε μεγάλο βαθμό. Τα βασικά χαρακτηριστικά του ενεργειακού διαγράμματος ενός υλικού προσδιορίζονται κυρίως με βάση την ύπαρξη κανονικότητας σε μικρή κλίμακα (short range order). Εφόσον λοιπόν η κανονικότητα αυτή διατηρείται και στα κρυσταλλικά και στα άμορφα υλικά, τα γενικά χαρακτηριστικά του ενεργειακού διαγράμματος θα είναι παρόμοια και στα δύο είδη υλικών. Η ανυπαρξία περιοδικότητας μακράς εμβέλειας στα άμορφα υλικά συνεπάγεται τη δημιουργία εντοπισμένων ενεργειακών καταστάσεων που βρίσκονται μέσα στο ενεργειακό χάσμα και κοντά στα όρια των ζωνών σθένους και αγωγιμότητας («band tails»). Το διάγραμμα της πυκνότητας ενεργειακών καταστάσεων (DOS) αποτελείται έτσι από δύο ζώνες (σθένους και αγωγιμότητας) με μεγάλη πυκνότητα εκτεταμένων ενεργειακών καταστάσεων οι οποίες διαχωρίζονται από μια περιοχή με σχετικά χαμηλή πυκνότητα εντοπισμένων καταστάσεων (Σχήμα 2.9).



Σχήμα 2.9: Ενεργειακό διάγραμμα (a) ενός κρυσταλλικού και (b) ενός άμορφου διηλεκτρικού υλικού [41].

Υπάρχουν λοιπόν δύο τιμές ενεργειών  $E_v$  και  $E_c$ , κοντά στα άκρα των ζωνών σθένους και αγωγιμότητας αντίστοιχα, οι οποίες διαχωρίζουν τις εκτεταμένες καταστάσεις των ζωνών από τις εντοπισμένες καταστάσεις του χάσματος. Η ενεργειακή διαφορά των ορίων της ζώνης σθένους και της ζώνης αγωγιμότητας ορίζει το χάσμα ευκινησίας (mobility gap) το οποίο συμπίπτει σαν έννοια με το ενεργειακό χάσμα των κρυσταλλικών υλικών.

Η τιμή του ενεργειακού χάσματος μπορεί να υπολογιστεί και με τη χρήση οπτικών μεθόδων, με βάση την εξάρτηση της σταθεράς απορρόφησης  $\alpha$  από την ενέργεια των φωτονίων  $h\nu$ , σύμφωνα με τη σχέση:

$$(\alpha h\nu)^{1/3} \propto (h\nu - E_{opt}) \quad (2.37)$$

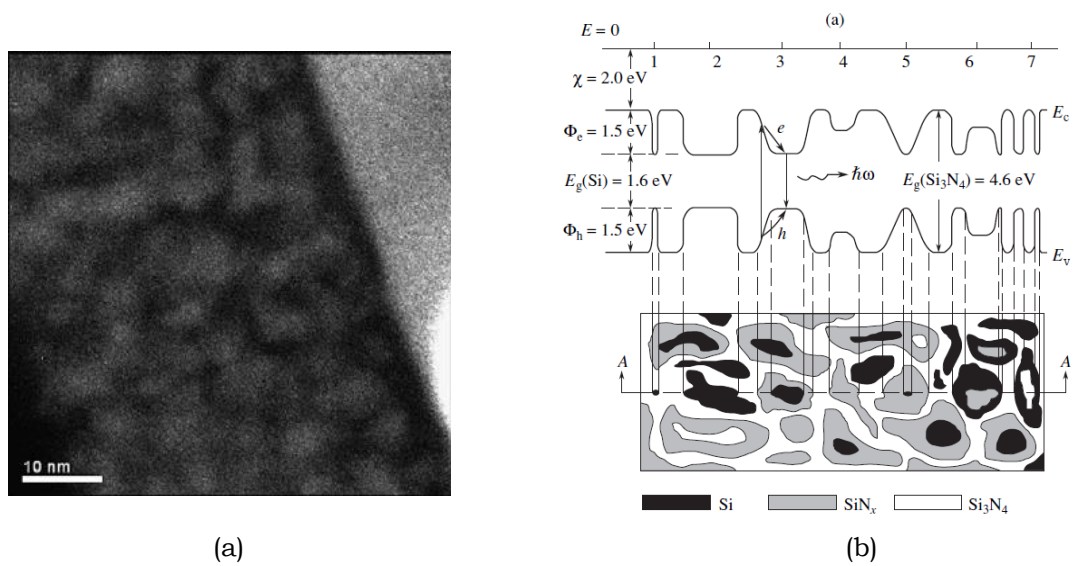
όπου με  $n$  συμβολίζεται ο δείκτης διάθλασης του υλικού. Η τιμή του ενεργειακού χάσματος  $E_{opt}$  που υπολογίζεται με τον τρόπο αυτό καλείται οπτικό χάσμα (optical band gap).

Δεσμός	Ενέργεια (eV)
Si - Si	2.34
Si - N	3.45
N - N	1.7
Si - H	3.1
N - H	4.05

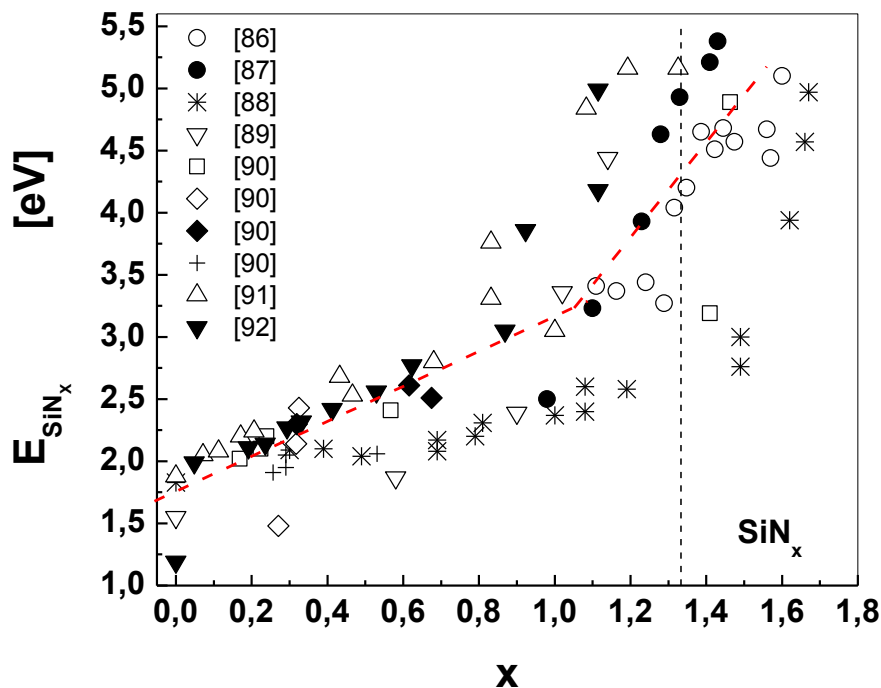
Πίνακας 2.1: Ενέργειες δεσμών στο νιτρίδιο του πυριτίου [103].

Τα άμορφα υμένα  $SiN_x$  έχει βρεθεί ότι εμφανίζουν νανοσυμπλέγματα πυριτίου (Si nanoclusters) [80] (Σχήμα 2.10) και ελεύθερους δεσμούς Si και N στο πλέγμα τους. Επίσης περιέχουν σημαντική ποσότητα υδρογόνου [84] που προέρχεται από τα αντιδρώντα (έως 40% στα υμένα που εναποτίθενται με τη μέθοδο PECVD). Επιπλέον, οι τιμές του ενεργειακού τους χάσματος (οπτικό χάσμα) φαίνεται να επηρεάζονται από τη στοιχειομετρία των υμενίων αυτών [85]. Η αντικατάσταση των δεσμών Si-Si από τους ισχυρότερους δεσμούς Si-N στο πλέγμα του  $SiN_x$  συνεπάγεται και αύξηση του ενεργειακού χάσματος με την συγκέντρωση του αζώτου.

Μάλιστα, στην περίπτωση που η τιμή του λόγου  $x$  ξεπεράσει την τιμή  $x=1.1$  η αύξηση του οπτικού ενεργειακού χάσματος είναι πολύ πιο έντονη, όπως χαρακτηριστικά φαίνεται στο Σχήμα 2.11 που βασίζεται στις βιβλιογραφικές αναφορές [86], [87], [88], [89], [90], [91], [92]. Η κρίσιμη αυτή τιμή της συγκέντρωσης  $x$  αντιστοιχεί στο όριο πάνω από το οποίο το ποσοστό των δεσμών Si-Si γίνεται μικρότερο από 25% και δεν είναι δυνατόν να σχηματιστούν διαδρομές διέλευσης (percolation paths) στο πλέγμα. Έτσι λοιπόν στην περίπτωση που  $x < 1.1$  οι δεσμοί Si-Si σχηματίζουν ένα συνεχές «μονοπάτι» στο πλέγμα του  $SiN_x$  ενώ όταν η τιμή του  $x$  ξεπεράσει την τιμή 1.1 οι δεσμοί Si-Si σχηματίζουν συμπλέγματα που είναι ασύνδετα μεταξύ τους [93].



Σχήμα 2.10: (a) EF-TEM εικόνα υμενίου  $\text{SiN}_x$  με  $x = 0.82$  που εναποτέθηκε με τη μεθοδο ECR-PECVD, στην οποία διακρίνονται οι νανοκρύσταλλοι πυριτίου [80] και (b) Σχηματικό διάγραμμα της δομής άμορφου νιτριδίου του πυριτίου (κάτω) και το ενεργειακό διάγραμμα της δομής αυτής (πάνω) για την διεύθυνση A-A της κάτω εικόνας [83].



Σχήμα 2.11: Εξάρτηση του οπτικού ενεργειακού χάσματος του άμορφου νιτριδίου του πυριτίου από τη στοιχειομετρία  $x = \text{N/Si}$ , σύμφωνα με τη βιβλιογραφία [86], [87], [88], [89], [90], [91], [92]. Η μαύρη διακεκομμένη γραμμή αναφέρεται στο στοιχειομετρικό νιτρίδιο του πυριτίου.

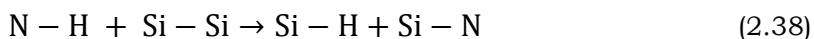
$\text{NH}_3/\text{SiH}_4$	$x = \text{N}/\text{Si}$	$E_g$ (eV)
0	0.98	2.5
0.625	1.10	3.23
1.25	1.23	3.93
2	1.28	4.63
4	1.33	4.93
6	1.41	5.21
10	1.43	5.38

Πίνακας 2.2: Εξάρτηση του οπτικού ενεργειακού χάσματος ( $E_g$ ) και της στοιχειομετρίας του  $\text{SiN}_x$  από το λόγο των αντιδρώντων αερίων  $\text{NH}_3/\text{SiH}_4$  στη μέθοδο PECVD [87].

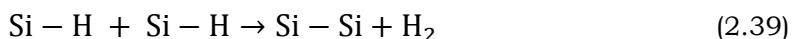
Το πλήθος των ελεύθερων δεσμών Si και N και η στοιχειομετρία των υμενίων  $\text{SiN}_x$  καθορίζονται από τη ροή των αντιδρώντων αερίων [88], [94], [95], [96], από τη θερμοκρασία εναπόθεσης [97], [98], αλλά και από τη συχνότητα του ηλεκτρικού πεδίου που δημιουργεί το πλάσμα [99] στη μέθοδο PECVD. Πιο συγκεκριμένα, στη μέθοδο PECVD η αύξηση του λόγου  $\text{SiH}_4/\text{NH}_3$  των αντιδρώντων αερίων συνεπάγεται τη μείωση της συγκέντρωσης  $x=\text{N}/\text{Si}$  [87], την μείωση του οπτικού ενεργειακού χάσματος [95], την αύξηση των ελευθέρων δεσμών Si

και τη μείωση των ελευθέρων δεσμών N [94] ενώ η αύξηση της θερμοκρασίας εναπόθεσης συνεπάγεται μείωση της συγκέντρωσης  $x$  [97].

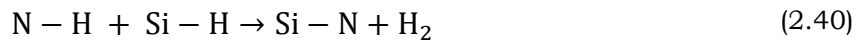
Το υδρογόνο δεσμεύεται μέσω των ελευθέρων δεσμών Si και N στα υμένα και μειώνει τις διατμητικές τάσεις στο υλικό [76], [100], [101]. Μάλιστα, το ποσοστό του υδρογόνου που δεσμεύεται κατά τη διάρκεια της εναπόθεσης αυξάνεται όταν η θερμοκρασία εναπόθεσης μειώνεται [98], [90], [96], [102]. Οι δεσμοί Si-H φαίνεται να κυριαρχούν στα υμένα που εμφανίζουν περίσσεια πυριτίου (Si) ενώ οι δεσμοί N-H στα υμένα που εμφανίζουν περίσσεια αζώτου (N) [103], και συγκεκριμένα όταν  $\text{N}/\text{Si} = x > 0.8$  [104]. Το ποσοστό του υδρογόνου στο πλέγμα μπορεί να μειωθεί με θερμική διεργασία (annealing) του υμενίου σε θερμοκρασίες μεγαλύτερες της θερμοκρασίας εναπόθεσης [105], καθώς η αύξηση της θερμοκρασίας συνεπάγεται μεταβολή του πλήθους των δεσμών Si-H και N-H και απελευθέρωση του υδρογόνου μέσω διαδικασιών «εξωδιάχυσης». Στα υμένα  $\text{SiN}_x$  με περίσσεια Si (Si-rich) η αύξηση της θερμοκρασίας οδηγεί αρχικά σε δημιουργία νέων δεσμών Si-H στο πλέγμα μέσω της αντίδρασης [85]:



και στη συνέχεια η περαιτέρω αύξηση της θερμοκρασίας προκαλεί «σπάσιμο» των δεσμών Si-H και απελευθέρωση υδρογόνου:



Στα υμένα με περίσσεια N (N-rich) η αύξηση της θερμοκρασίας οδηγεί σε «σπάσιμο» των δεσμών Si-H και N-H και σε απελευθέρωση υδρογόνου μέσω της αντίδρασης [85], [106]:

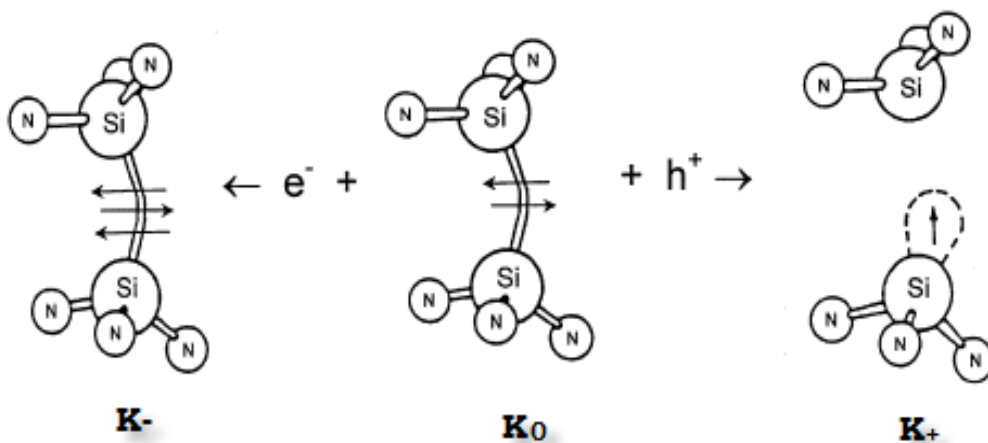


Η μέθοδος και οι συνθήκες εναπόθεσης (π.χ. οι ροές των αντιδρώντων αερίων, η θερμοκρασία εναπόθεσης κ.α.) αποτελούν λοιπόν καθοριστικό παράγοντα στη στοιχειομετρία των παραγόμενων υμενίων  $\text{SiN}_x$ , στην περιεκτικότητα αυτών σε υδρογόνο και στις ιδιότητές τους.

### 2.6.3 Ελεύθεροι δεσμοί και ατέλειες

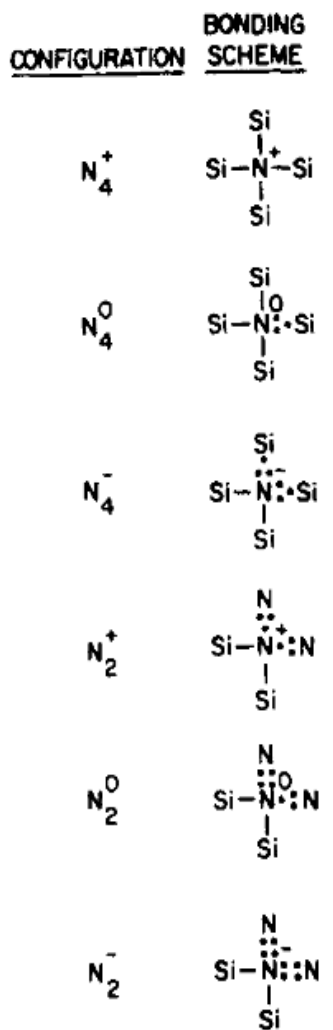
Οι βασικότερες ατέλειες που εμφανίζονται στα υμένα  $\text{SiN}_x$  σχετίζονται με τους ελεύθερους δεσμούς πυριτίου (Si) και αζώτου (N) στο πλέγμα καθώς επίσης και με την περιεκτικότητα των υμενίων σε υδρογόνο.

Ο ελεύθερος δεσμός Si σχηματίζει μια υβριδική κατάσταση  $sp^3$  που βρίσκεται περίπου 3.1 eV πάνω από το μέγιστο της ζώνης σθένους  $E_v$  [93] στο στοιχειομετρικό νιτρίδιο του πυριτίου και ονομάστηκε κέντρο  $K^0$  από τους Krick, Lenahan και Kanicki [98]. Το κέντρο αυτό ( $\bullet\text{Si}\equiv\text{N}_3$ ) έχει παρατηρηθεί και στο άμορφο μη-στοιχειομετρικό νιτρίδιο του πυριτίου ( $\text{SiN}_x$ ) [107], αποτελείται από ένα άτομο Si ενωμένο με 3 άτομα N και έναν ελεύθερο δεσμό Si, είναι ηλεκτρικά ουδέτερο και εμφανίζει παραμαγνητικές ιδιότητες [108]. Στους ελεύθερους δεσμούς Si μπορεί να δεσμευτούν ηλεκτρόνια ( $e^-$ ) ή οπές ( $h^+$ ) οπότε και προκύπτουν αρνητικά ή θετικά φορτισμένα κέντρα, που συμβολίζονται με  $K^-$  ( $-\text{Si}\equiv\text{N}_3$ ) και  $K^+$  ( $+\text{Si}\equiv\text{N}_3$ ) αντίστοιχα, τα οποία εμφανίζουν διαμαγνητικές ιδιότητες. Επίσης έχει βρεθεί ότι τα κέντρα K έχουν αρνητική ηλεκτρονιακή ενέργεια συσχετισμού ( $U < 0$ ) [109].



Σχήμα 2.12: Οι ατέλειες που σχετίζονται με τον ελεύθερο δεσμό Si στο  $\text{SiN}_x$  (K κέντρα) [108].





Σχήμα 2.13: Οι ατέλειες που σχετίζονται με τον ελεύθερο δεσμό N στο άμορφο  $\text{Si}_3\text{N}_4$  [110].

Αντίστοιχα το άζωτο στο στοιχειομετρικό νιτρίδιο του πυριτίου ενώνεται κανονικά με τρία άτομα πυριτίου στο πλέγμα, όταν όμως το άτομο N περιστοιχίζεται από 4 άτομα Si δημιουργείται μια παγίδα ηλεκτρονίων που συμβολίζεται με  $N_4$  ενώ όταν περιστοιχίζεται από 2 άτομα Si δημιουργείται μια παγίδα οπών που συμβολίζεται με  $N_2$ , σύμφωνα με το μοντέλο που πρότεινε ο Kirk [110]. Οι ατέλειες αυτές μπορεί να βρεθούν σε τρεις διαφορετικές καταστάσεις η κάθε μία, μπορεί έτσι να είναι ηλεκτρικά ουδέτερες ( $N_4^0$ ,  $N_2^0$ ), θετικά φορτισμένες ( $N_4^+$ ,  $N_2^+$ ) ή αρνητικά φορτισμένες ( $N_4^-$ ,  $N_2^-$ ). Οι ενεργειακές καταστάσεις που δημιουργούν οι ατέλειες  $N_4$  βρίσκονται κοντά στο όριο της ζώνης αγωγιμότητας ενώ οι καταστάσεις των ατελειών  $N_2$  κοντά στο όριο της ζώνης σθένους [110] στο στοιχειομετρικό νιτρίδιο του πυριτίου.

Οι δεσμοί Si-H και N-H δεν δίνουν καταστάσεις μέσα στο χάσμα ευκινησίας του στοιχειομετρικού νιτρίδιου του πυριτίου, οπότε το υδρογόνο λειτουργεί ως «αδρανοποιητής» των ελευθέρων δεσμών Si και N.

Επίσης, σύμφωνα με το θεωρητικό μοντέλο που προτάθηκε από τον Robertson [93] η αντικατάσταση των δεσμών Si-Si από τους ισχυρότερους Si-H στα υμένια  $\text{SiN}_x$  με περίσσεια Si ( $x=N/\text{Si}<1$ ) συνεπάγεται την μετατόπιση της κορυφής της ζώνης σθένους  $E_v$  κατά περίπου 0.8 eV χαμηλότερα, αφήνοντας ανεπηρέαστο το ελάχιστο της ζώνης αγωγιμότητας  $E_c$  και αυξάνοντας το χάσμα ευκινησίας του υλικού. Αυτό συμβαίνει επειδή οι δέσιμες καταστάσεις (bonding states) των δεσμών Si-H είναι βαθύτερες από τις αντίστοιχες καταστάσεις των δεσμών Si-Si, μειώνοντας έτσι την ενέργεια  $E_v$ , ενώ οι αντι-δέσιμες καταστάσεις (anti-bonding states) των δεσμών Si-H έχουν παραπλήσια ενέργεια με τις αντίστοιχες καταστάσεις των δεσμών Si-Si, αφήνοντας ανεπηρέαστη την ενέργεια  $E_c$ . Αντίθετα στην περίπτωση των υμενίων  $\text{SiN}_x$  με περίσσεια N ( $x=N/\text{Si}>1$ ) η επίδραση του υδρογόνου στο ενεργειακό διάγραμμα είναι μικρή. Η αντικατάσταση των δεσμών Si-N από τους δεσμούς Si-H και N-H στα υμένια αυτά δεν επηρεάζει το χάσμα ευκινησίας, καθώς οι ενέργειες  $E_c$  και  $E_v$  καθορίζονται κυρίως από τους δεσμούς Si-Si [93].



## 2.6.4 Ηλεκτρικές ιδιότητες

Οι ηλεκτρικές ιδιότητες των υμενίων  $\text{SiN}_x$  εξαρτώνται άμεσα από τις συνθήκες εναπόθεσης, καθώς αυτές καθορίζουν τη στοιχειομετρία, την περιεκτικότητα του υδρογόνου και τη συγκέντρωση των ελεύθερων δεσμών Si και N στα υμένια.

Όσον αφορά την αγωγιμότητα των υμενίων  $\text{SiN}_x$ , τρεις είναι οι βασικότεροι μηχανισμοί που συνήθως συναντώνται: Hopping, Poole-Frenkel και Fowler-Nordheim. Σύμφωνα με τον Sze [111], σε υψηλά ηλεκτρικά πεδία και υψηλές θερμοκρασίες κυριαρχεί ο μηχανισμός Poole-Frenkel, σε υψηλά ηλεκτρικά πεδία και χαμηλές θερμοκρασίες κυριαρχεί ο μηχανισμός Fowler-Nordheim ενώ στα χαμηλά ηλεκτρικά πεδία κυρίαρχος μηχανισμός αγωγιμότητας είναι οι διαδικασίες Hopping. Βέβαια εκτός από τις συνθήκες εναπόθεσης και άλλες παράμετροι, όπως για παράδειγμα το υλικό των μεταλλικών οπλισμών, καθορίζουν τον κυρίαρχο μηχανισμό αγωγιμότητας.

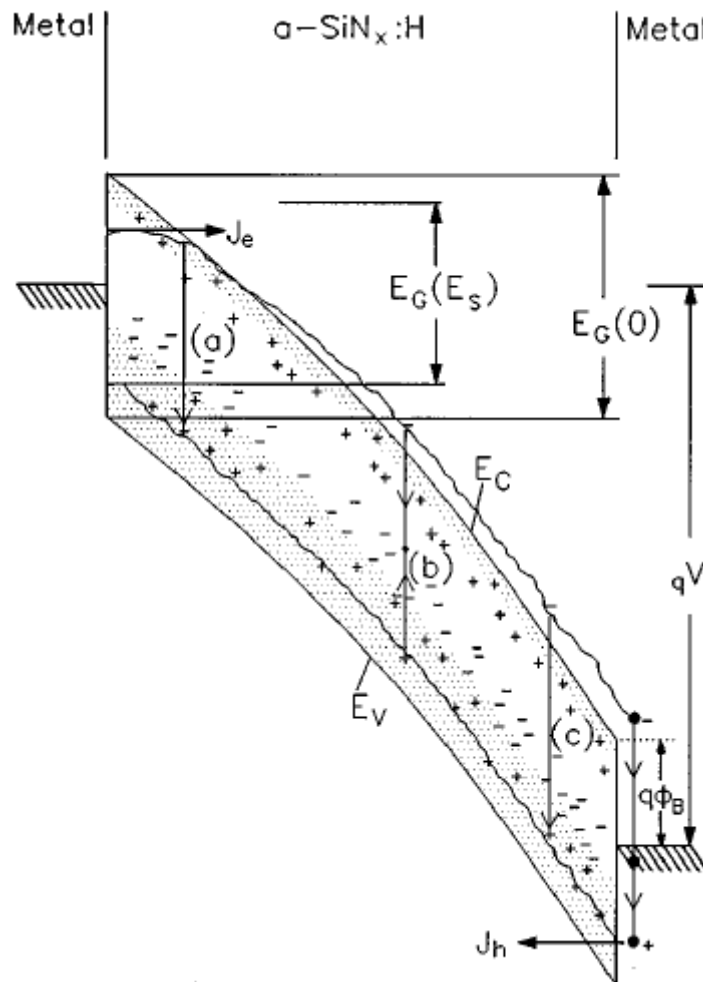
$x = \text{N/Si}$	$\Phi_B$ (eV)
1.33	$1.08 \pm 0.05$
1.22	$0.91 \pm 0.01$
1.17	$0.69 \pm 0.05$
0.78	$0.44 \pm 0.01$
0.54	$0.55 \pm 0.02$

Πίνακας 2.3: Η μείωση του φραγμού  $\Phi_B$  της διαδικασίας Poole-Frenkel με την αύξηση της περιεκτικότητας σε Si στα υμένια  $\text{SiN}_x$  [112].

Επίσης, η αύξηση της περιεκτικότητας σε πυρίτιο (δηλ. η μείωση της συγκέντρωσης  $x=\text{N/Si}$ ) έχει βρεθεί ότι αυξάνει την αγωγιμότητα των υμενίων  $\text{SiN}_x$  καθώς αυξάνεται η ευκινησία των φορέων ενώ το ύψος του φραγμού δυναμικού  $\Phi_B$  της διαδικασίας Poole-Frenkel μειώνεται σημαντικά [112]. Η διαδικασία της μετακίνησης των φορέων μέσω ατελειών στο εσωτερικό των υμενίων  $\text{SiN}_x$  που παρουσιάζουν περίσσεια Si έχει μελετηθεί από τους Shannon και Morgan [113] και έχει αποδοθεί στην μετακίνηση των οπών (Σχήμα 2.14), μιας και η συγκέντρωση των ενεργειακών καταστάσεων (tail states) έχει βρεθεί ότι είναι μεγαλύτερη κοντά στη ζώνη σθένους, σε σύγκριση με την αντίστοιχη συγκέντρωση κοντά στη ζώνη αγωγιμότητας.

Τέλος, η ενεργειακή δομή των υμενίων  $\text{SiN}_x$  με περίσσεια πυριτίου και παρουσία υδρογόνου έχει βρεθεί ότι παρουσιάζει πολλές ομοιότητες με την αντίστοιχη δομή του άμορφου υδρογονοποιημένου πυριτίου (a-Si:H) [85]. Επομένως και οι ηλεκτρικές ιδιότητες των δύο αυτών υλικών αναμένεται ότι δεν θα διαφέρουν σε μεγάλο βαθμό. Ο ρόλος του υδρογόνου στις ηλεκτρικές ιδιότητες των υμενίων  $\text{SiN}_x$  αναμένεται λοιπόν να είναι ιδιαίτερα σημαντικός, καθώς έχει βρεθεί ότι η διάχυση των μορίων

του υδρογόνου στο πλέγμα καθορίζει την κινητική των ατελειών στα υμένια a-Si:H [114].



Σχήμα 2.14: Έγχυση ηλεκτρονίων και οπών στο υμένιο  $\text{SiN}_x$  από τους μεταλλικούς οπλισμούς μιας διάταξης MIM (Metal-Insulator-Metal) κατά την εφαρμογή διαφοράς δυναμικού  $V$  στη διάταξη [115].

### 3.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η πολυπλοκότητα των ιδιοτήτων των υμενίων που χρησιμοποιούνται στους διακόπτες RF MEMS καθιστά αναγκαία τη χρήση διαφόρων πειραματικών τεχνικών για τη μελέτη των ηλεκτρικών τους χαρακτηριστικών. Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιούνται διατάξεις διακοπών RF MEMS, πυκνωτών μετάλλου – διηλεκτρικού – μετάλλου (MIM) αλλά και «γυμνά» διηλεκτρικά υμένια.

Στο κεφάλαιο αυτό γίνεται αρχικά μια σύντομη περιγραφή των συνηθέστερων πειραματικών μεθόδων που χρησιμοποιούνται για τη μελέτη της φόρτισης των διηλεκτρικών υμενίων. Ακολουθεί εκτενέστερη αναφορά στις τεχνικές συνεχούς πεδίου που χρησιμοποιούνται για τον προσδιορισμό των ρευμάτων πόλωσης και αποπόλωσης που εμφανίζονται στα διηλεκτρικά υμένια των διατάξεων MIM και των διακοπών RF MEMS. Συγκεκριμένα, όσον αφορά τις διατάξεις MIM γίνεται αναφορά στη μέθοδο καταγραφής των μεταβατικών ρευμάτων φόρτισης και εκφόρτισης (Charge & Discharge Current Transients Spectroscopy – CCTS & DCTS) και στη μέθοδο των θερμικά διεγερόμενων ρευμάτων αποπόλωσης (Thermally Stimulated Depolarization Currents – TSDC). Για την μελέτη των διαδικασιών φόρτισης και εκφόρτισης στους διακόπτες RF MEMS προτείνεται μια νέα μέθοδος στην παρούσα διατριβή, η οποία και παρουσιάζεται.

Στο τελευταίο μέρος του κεφαλαίου περιγράφονται οι συνθήκες παρασκευής και τα χαρακτηριστικά των διατάξεων που χρησιμοποιήθηκαν. Τα διηλεκτρικά υμένια που μελετήθηκαν είναι υμένια νιτριδίου του πυριτίου ( $\text{SiN}_x$ ) που εναποτέθηκαν με τη μέθοδο PECVD, καθώς το υλικό αυτό ανήκει στα πιο διαδεδομένα διηλεκτρικά υλικά που χρησιμοποιούνται στις διατάξεις RF MEMS και η μέθοδος PECVD αποτελεί τη δημοφιλέστερη τεχνική παρασκευής, λόγω των υψηλών ρυθμών εναπόθεσης που προσφέρει και της καλής ποιότητας των παραγόμενων υμενίων.

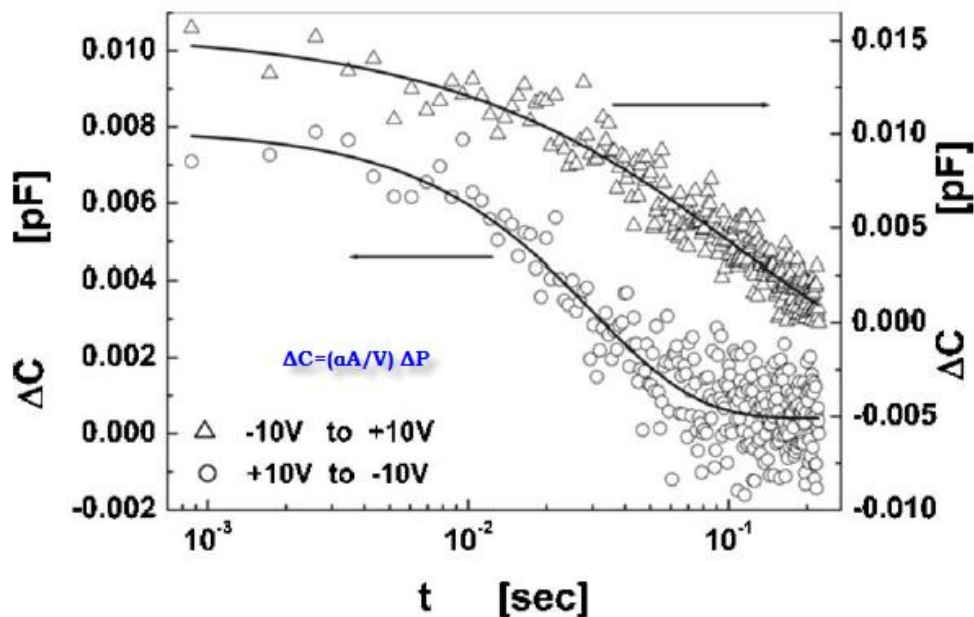
### 3.2 ΟΙ ΣΥΝΗΘΕΣΤΕΡΕΣ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΕΣ ΤΕΧΝΙΚΕΣ

Οι ηλεκτρικές ιδιότητες των διηλεκτρικών υμενίων στους διακόπτες RF MEMS μελετώνται με διάφορες μεθόδους. Οι συνηθέστερες πειραματικές τεχνικές περιλαμβάνουν τον προσδιορισμό της ολίσθησης

της τάσης  $V_{\min}$  [19], [26] στην ελάχιστη χωρητικότητα καθώς επίσης και των τάσεων ενεργοποίησης ( $V_{pi}$ ) και απενεργοποίησης ( $V_{po}$ ) [116], μέσω καταγραφής των χαρακτηριστικών χωρητικότητας-τάσης (C-V) των διατάξεων αυτών. Η ολίσθηση της τάσης  $V_{\min}$  μάλιστα χρησιμοποιείται κατά κόρον καθώς είναι ανεξάρτητη από τα μηχανικά χαρακτηριστικά των διακοπών RF MEMS. Αντίθετα οι τάσεις  $V_{pi}$  και  $V_{po}$  έχουν άμεση εξάρτηση από τα μηχανικά χαρακτηριστικά των διατάξεων, οπότε προβλήματα αξιοπιστίας που σχετίζονται με τις μηχανικές ιδιότητες των μεταλλικών οπλισμών (π.χ. μηχανική καταπόνηση, παραμόρφωση κ.τ.λ.) επηρεάζουν τις τιμές τους. Σημειώνεται ότι οι τιμές του φορτίου των διηλεκτρικών υμενίων που υπολογίζονται από την τάση  $V_{\min}$  αντιστοιχούν σε χαμηλά ηλεκτρικά πεδία στα υμένια, αφού ο κινούμενος οπλισμός του διακόπτη βρίσκεται τότε στην ανώτατη θέση του, ενώ οι τιμές των τάσεων  $V_{pi}$  και  $V_{po}$ , αντιστοιχούν σε υψηλότερα ηλεκτρικά πεδία και σχετίζονται περισσότερο με την απόδοση των διατάξεων.

Μια ακόμη μέθοδος που χρησιμοποιείται για την μελέτη της φόρτισης των διηλεκτρικών υμενίων στους διακόπτες RF MEMS είναι η μεταβατική συμπεριφορά της χωρητικότητας  $C_{down}$  του διακόπτη (Σχήμα 3.1), όταν ο κινούμενος οπλισμός βρίσκεται στην κατώτατη θέση του και σε επαφή με το υμένιο (κατάσταση ON). Στην περίπτωση αυτή η τιμή της χωρητικότητας της διάταξης είναι ανάλογη της πόλωσης  $P(t)$  του διηλεκτρικού υμενίου [24], σύμφωνα και με τη σχέση:

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



Σχήμα 3.1: Μεταβολή της χωρητικότητας  $C_{down}$  με το χρόνο. Η μεταβολή  $\Delta C$  της χωρητικότητας είναι ανάλογη της μεταβολής  $\Delta P$  της πόλωσης των υμενίων [24].

όπου  $A$  είναι η επιφάνεια του υμενίου,  $V$  είναι η διαφορά δυναμικού που εφαρμόζεται στους μεταλλικούς οπλισμούς και ο συντελεστής  $\alpha$  είναι ένας διορθωτικός παράγοντας που σχετίζεται με το γεγονός ότι ο κινούμενος οπλισμός δεν έρχεται σε τέλεια επαφή με το υμένιο. Λόγω έγχυσης φορτίων από τους μεταλλικούς οπλισμούς στο υμένιο στην κατάσταση ON η μέση τιμή της πόλωσης μειώνεται, οπότε ελαττώνεται και η τιμή της χωρητικότητας. Καταγράφοντας λοιπόν την μείωση της χωρητικότητας με το χρόνο ενώ ο διακόπτης βρίσκεται στην κατάσταση ON αποκτώνται πληροφορίες για τις διαδικασίες φόρτισης των διηλεκτρικών υμενίων.

Τέλος, μια ακόμη μέθοδος που έχει χρησιμοποιηθεί για την μελέτη των μηχανισμών φόρτισης και εκφόρτισης είναι και η καταγραφή του μεταβατικού ρεύματος φόρτισης (μέθοδος CCTS) σε διακόπτες RF MEMS οι οποίοι βρίσκονται στην κατάσταση ON [117] και του μεταβατικού ρεύματος εκφόρτισης (μέθοδος DCTS) [118]. Οι μετρήσεις στην περίπτωση αυτή πραγματοποιήθηκαν παρεμβάλλοντας ένα ηλεκτρόμετρο στους οπλισμούς του διακόπτη.

Διατάξεις πυκνωτών MIM με χαρακτηριστικά και συνθήκες κατασκευής ίδια με εκείνα των διακοπών RF MEMS έχουν επίσης χρησιμοποιηθεί για τη μελέτη της πόλωσης/αποπόλωσης των διηλεκτρικών υμενίων. Σημειώνεται όμως ότι η δομή των πυκνωτών MIM δεν προσομοιάζει ακριβώς τη δομή του διακόπτη RF MEMS όταν η γέφυρα είναι στην κατώτατη θέση της, μιας και στον διακόπτη RF MEMS η γέφυρα δεν έρχεται σε τέλεια επαφή με το διηλεκτρικό, όπως αναφέρθηκε και στην ενότητα 1.5. Οι μηχανισμοί φόρτισης και εκφόρτισης των υμενίων μελετώνται λοιπόν σε διατάξεις MIM με την καταγραφή χαρακτηριστικών ρεύματος-τάσης ( $I-V$ ) [119], με τη μέθοδο θερμικά διεγερόμενων ρευμάτων αποπόλωσης (TSDC) [22] και με την καταγραφή μεταβατικών ρευμάτων φόρτισης και εκφόρτισης (CCTS & DCTS) [119]. Η πρώτη μέθοδος συμβάλει στον προσδιορισμό του ρεύματος διαρροής και των μηχανισμών αγωγιμότητας, ενώ οι άλλες δύο συμβάλλουν κυρίως στον προσδιορισμό της κατανομής των ενεργειακών καταστάσεων στο υλικό.

Τα τελευταία χρόνια η μέθοδος Kelvin Probe Force Microscopy (KPFM) άρχισε να χρησιμοποιείται για τον προσδιορισμό της πυκνότητας φορτίου στην επιφάνεια των διηλεκτρικών υμενίων και της μεταβολής αυτής κατά τη διάρκεια της εκφόρτισης. Η μέθοδος KPFM είναι μια παραλλαγή της μεθόδου μικροσκοπίας ατομικής δύναμης (Atomic Force Microscopy, AFM), στην οποία μετράται η διαφορά δυναμικού μεταξύ της επιφάνειας ενός διηλεκτρικού υμενίου και της ακίδας της διάταξης AFM χωρίς αυτά να έρχονται σε επαφή. Η ακίδα της διάταξης AFM τοποθετείται αρχικά σε πολύ μικρή απόσταση από την επιφάνεια του υμενίου, σχηματίζοντας με τον τρόπο αυτό έναν πυκνωτή με παράλληλους

οπλισμούς. Κατά τη διάρκεια της μέτρησης KPFM εφαρμόζεται μια ηλεκτρική τάση συνεχούς ( $V_{DC}$ ) και μία τάση εναλλασσόμενου ( $V_{AC} \cdot \sin(\omega t)$ ) πεδίου στην ακίδα:

$$V = (V_{DC} - \Delta\Phi) + V_{AC} \sin(\omega t) \quad (3.2)$$

όπου με  $\Delta\Phi$  συμβολίζεται η διαφορά στα έργα εξόδου των υλικών του διηλεκτρικού υμενίου και της ακίδας AFM. Σημειώνεται ότι το υλικό της ακίδας και το έργο εξόδου αυτής είναι γνωστά και καθορισμένα. Η ύπαρξη ηλεκτρικού πεδίου μεταξύ της ακίδας AFM και της επιφάνειας του υμενίου συνεπάγεται την εμφάνιση μιας ηλεκτροστατικής δύναμης η οποία δίνεται από τη σχέση:

$$F = \frac{1}{2} \cdot \frac{dC}{dz} \cdot V^2 \quad (3.3)$$

όπου με  $C$  συμβολίζεται η χωρητικότητα του πυκνωτή που σχηματίζεται από την επιφάνεια του υμενίου και την ακίδα AFM και  $z$  είναι η απόσταση μεταξύ των δύο αυτών επιφανειών. Λαμβάνοντας υπόψη τη σχέση (3.2) η ηλεκτροστατική δύναμη μπορεί να γραφεί στη μορφή:

$$F = F_{DC} + F_{\omega} + F_{2\omega} \quad (3.4)$$

όπου:

$$F_{DC} = \frac{dC}{dz} \cdot \left[ \frac{1}{2} \cdot (V_{DC} - \Delta\Phi)^2 + \frac{1}{4} \cdot V_{AC}^2 \right] \quad (3.5)$$

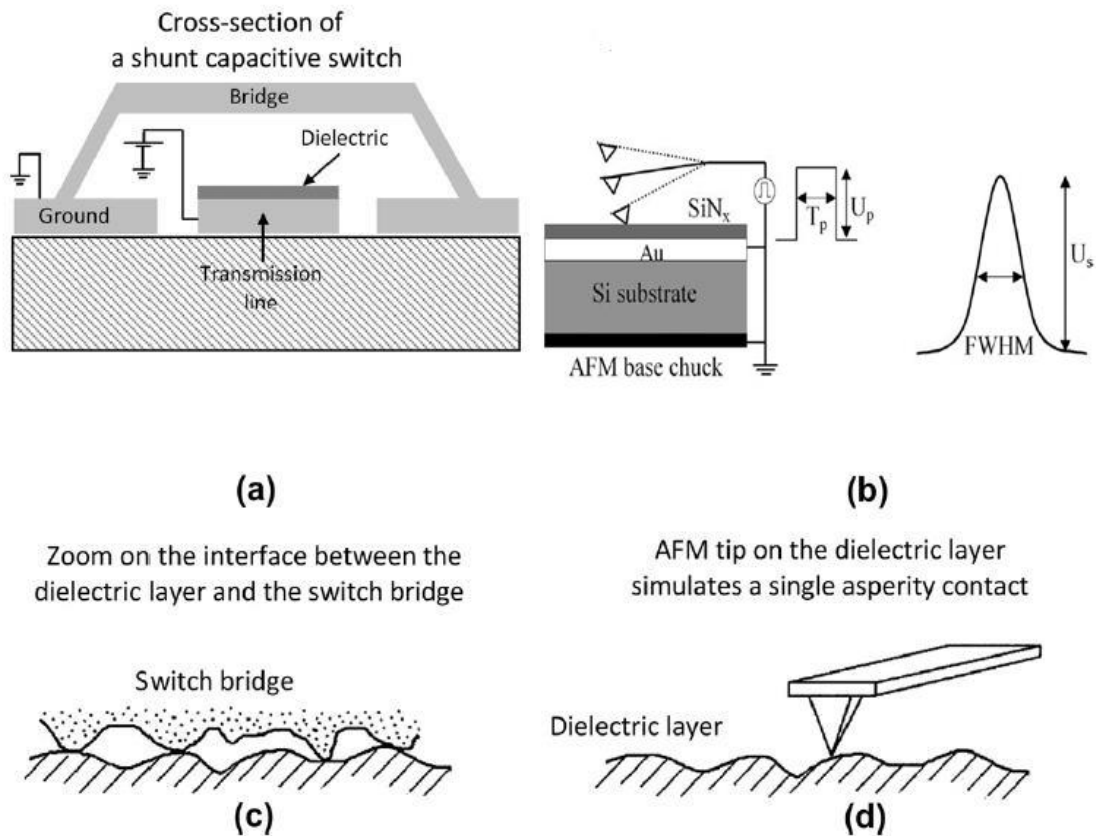
$$F_{\omega} = \frac{dC}{dz} \cdot [V_{DC} - \Delta\Phi] \cdot V_{AC} \sin(\omega t) \quad (3.6)$$

$$F_{2\omega} = -\frac{1}{4} \cdot \frac{dC}{dz} \cdot V_{AC}^2 \cos(2\omega t) \quad (3.7)$$

Στην περίπτωση που η συχνότητα  $\omega$  του εναλλασσόμενου πεδίου γίνει ίση με τη συχνότητα συντονισμού  $\omega_0$  της ακίδας AFM βελτιστοποιείται η ευαισθησία της διάταξης. Η ακίδα ταλαντώνεται υπό την επίδραση της ηλεκτροστατικής δύναμης που προαναφέρθηκε μεταβάλλοντας την χωρητικότητα  $C$  του πυκνωτή και παράγοντας έτσι ένα μικρό εναλλασσόμενο (AC) ρεύμα. Η ταλάντωση της ακίδας «ανταποκρίνεται» κυρίως στον όρο  $F_{\omega}$  της ηλεκτροστατικής δύναμης, η οποία έχει συχνότητα ίδια ή παραπλήσια με την συχνότητα συντονισμού  $\omega_0$  της ακίδας, ενώ η επίδραση των όρων  $F_{DC}$  και  $F_{2\omega}$  είναι μικρή. Στόχος της μεθόδου KPFM είναι λοιπόν η εφαρμογή ηλεκτρικής τάσης  $V_{DC}$  στη διάταξη τέτοια ώστε  $V_{DC} = \Delta\Phi$ , οπότε και μηδενίζεται το πλάτος ταλάντωσης της ακίδας AFM ( $F_{\omega} = 0$ ). Με τον τρόπο αυτό προσδιορίζεται η διαφορά  $\Delta\Phi$  των έργων εξόδου μεταξύ του υλικού της ακίδας και της επιφάνειας του υμενίου, κάτι που



χρησιμοποιείται για τον προσδιορισμό του δυναμικού στην επιφάνεια του διηλεκτρικού υλικού. Με τη μέθοδο KPFM μπορεί λοιπόν να γίνει μια «χαρτογράφηση» του δυναμικού της επιφάνειας στα φορτισμένα υμενία και να μελετηθεί η διαδικασία της εκφόρτισης. Η φόρτιση των υμενίων πραγματοποιείται με την ακίδα AFM, φέρνοντας την ακίδα σε επαφή με το υμένιο, γεγονός που προσομοιάζει αρκετά τη φόρτιση των υμενίων στις διατάξεις MEMS λόγω της τραχύτητας που παρουσιάζουν οι μεταλλικοί οπλισμοί (Σχήμα 3.2). Η διαδικασία της εκφόρτισης πραγματοποιείται με μετακίνηση φορτίων από την επιφάνειά και διαμέσου του όγκου των υμενίων, καθώς το δυναμικό της επιφάνειας μετράται χωρίς να έρχεται σε επαφή η διάταξη με το μετρητικό σύστημα. Η μέθοδος αυτή έχει χρησιμοποιηθεί σε διατάξεις MIM καθώς επίσης και σε «γυμνά» διηλεκτρικά υμενία διακοπών RF MEMS [120], [121], [122], [123].



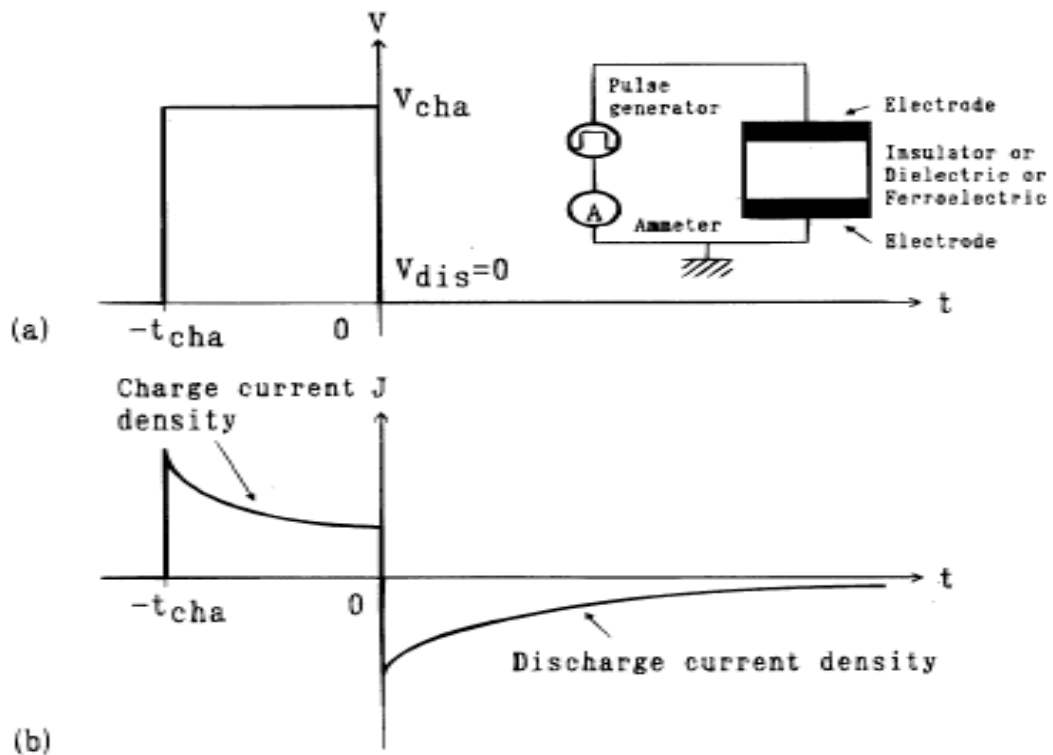
Σχήμα 3.2: (a) Σχηματική αναπαράσταση της κατακόρυφης διατομής ενός διακόπτη RF MEMS (b) Η φόρτιση του υμενίου και το μετρούμενο δυναμικό της επιφάνειάς του με τη μέθοδο KPFM, (c) Η φόρτιση του υμενίου από τον τραχύ μεταλλικό οπλισμό σε μια διάταξη RF MEMS, (d) Η φόρτιση του υμενίου από την ακίδα AFM [120], [123].

### 3.3 ΜΕΘΟΔΟΙ ΓΙΑ ΤΟΝ ΠΡΟΣΔΙΟΡΙΣΜΟ ΤΩΝ ΡΕΥΜΑΤΩΝ ΠΟΛΩΣΗΣ ΚΑΙ ΑΠΟΠΟΛΩΣΗΣ ΣΕ ΔΙΑΤΑΞΕΙΣ ΜΕΤΑΛΛΟΥ-ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ-ΜΕΤΑΛΛΟΥ (MIM)

Σε διατάξεις πυκνωτών MIM τα ρεύματα πόλωσης και αποπόλωσης μελετώνται με την καταγραφή των μεταβατικών ρευμάτων φόρτισης και εκφόρτισης (CCTS και DCTS) καθώς επίσης και με την καταγραφή των θερμικά διεγερόμενων ρευμάτων αποπόλωσης (TSDC). Η θεωρία και η πειραματική διαδικασία των μεθόδων αυτών αναφέρονται στη συνέχεια αναλυτικά.

#### 3.3.1 Μέθοδος των μεταβατικών ρευμάτων φόρτισης και εκφόρτισης (CCTS & DCTS)

Οι μέθοδοι CCTS και DCTS είναι ιδιαίτερα δημοφιλείς στη μελέτη της φόρτισης/εκφόρτισης των διηλεκτρικών υμενίων καθώς δίνουν εύκολα και γρήγορα πληροφορίες για τους μηχανισμούς που διέπουν τις διαδικασίες πόλωσης και αποπόλωσης και για την κατανομή των ατελειών/παγίδων στο εσωτερικό των υμενίων.



Σχήμα 3.3: (a) Πειραματική διαδικασία μεθόδου CCTS & DCTS και (b) Μέτρηση των μεταβατικών ρευμάτων φόρτισης και εκφόρτισης στη μέθοδο CCTS & DCTS [124].



Θεωρώντας ότι το διηλεκτρικό υμένιο βρίσκεται ανάμεσα στους οπλισμούς ενός πυκνωτή ΜΙΜ εφαρμόζεται μία διαφορά δυναμικού  $V_{cha}$  (τετραγωνικός ηλεκτρικός παλμός) στους οπλισμούς για χρονικό διάστημα  $-t_{cha} < t < 0$ , όπως χαρακτηριστικά φαίνεται και στο Σχήμα 3.3. Σ' αυτό το χρονικό διάστημα εμφανίζεται στον πυκνωτή ένα ρεύμα φόρτισης πυκνότητας  $J_{cha}(t)$ , το οποίο είναι ουσιαστικά το άθροισμα του ηλεκτρικού ρεύματος  $J_c(t)$  για τη φόρτιση του πυκνωτή (που καθορίζεται από τα γεωμετρικά στοιχεία του πυκνωτή) και του ρεύματος  $J_{diel}(t)$  που διαρρέει το διηλεκτρικό [124]. Το ρεύμα  $J_{diel}(t)$  που εμφανίζεται στο διηλεκτρικό είναι το άθροισμα δύο συνεισφορών: του ρεύματος απορρόφησης  $J_{ab}(t)$  και του ρεύματος διαρροής  $J_{leak}(t)$ . Το ρεύμα απορρόφησης  $J_{ab}(t)$  προέρχεται από την παγίδευση φορτίων σε παγίδες του υλικού ή/και από τον προσανατολισμό των διπόλων. Το ρεύμα διαρροής είναι γενικά ανεξάρτητο του χρόνου αλλά διάφορες διαδικασίες σχετικές με τις ιδιότητες του υλικού μπορεί να το μετατρέψουν σε χρονοεξαρτώμενο. Συνοψίζοντας λοιπόν έχουμε ότι το ολικό ρεύμα φόρτισης είναι:

$$J_{cha}(t) = J_c(t) + J_{ab}(t) + J_{leak}(t) \quad (3.8)$$

Στη συνέχεια, και αφού το διηλεκτρικό έχει πολωθεί, μηδενίζεται η διαφορά δυναμικού των οπλισμών ( $V_{dis}=0$ ) τη χρονική στιγμή  $t=0$ . Τότε το ρεύμα διαρροής  $J_{leak}(t)$  εξαφανίζεται και το μετρούμενο ρεύμα  $J_{dis}(t)$  θα είναι το ρεύμα εκφόρτισης του πυκνωτή  $J_c(t)$  και το ρεύμα  $J_{de}(t)$  λόγω της αποπόλωσης του διηλεκτρικού, δηλαδή:

$$J_{dis}(t) = J_c(t) + J_{de}(t) \quad (3.9)$$

Επειδή η αντίσταση του εξωτερικού κυκλώματος είναι πολύ μικρή το ρεύμα εκφόρτισης του πυκνωτή  $J_c(t)$  μηδενίζεται σε πολύ σύντομο χρονικό διάστημα, οπότε το ρεύμα εκφόρτισης που καταγράφεται οφείλεται μόνο στην εκπομπή των φορτίων από τις παγίδες ή/και από τον αποπροσανατολισμό των διπόλων.

Οι τιμές των μετρούμενων μεταβατικών ρευμάτων φόρτισης και εκφόρτισης δίνουν πληροφορίες για τις διαδικασίες πόλωσης και αποπόλωσης των διηλεκτρικών υμενίων καθώς σχετίζονται άμεσα με την μεταβολή της πόλωσης  $P(t)$  των υμενίων, σύμφωνα με τη σχέση:

$$J_{cha/dis}(t) = -\frac{dP(t)}{dt} \quad (3.10)$$

Τα μεταβατικά ρεύματα που μετρούνται με τη μέθοδο αυτή σε ένα διηλεκτρικό υλικό αναμένεται να ίσα σε μέγεθος αλλά με αντίθετη φορά. Όμως η παρουσία διαφορετικών μεταλλικών οπλισμών που επηρεάζουν τους μηχανισμούς έγχυσης και συλλογής φορέων στο διηλεκτρικό, καθώς επίσης και ιδιότητες του διηλεκτρικού υλικού, όπως η ύπαρξη

ανομοιογένειας, επηρεάζουν τις τιμές τους με αποτέλεσμα τα μέτρα τους να μην είναι πάντοτε ίσα. Για το λόγο αυτό είναι απαραίτητη η καταγραφή και των δύο ρευμάτων φόρτισης και εκφόρτισης για να μελετηθούν οι ηλεκτρικές ιδιότητες ενός διηλεκτρικού υλικού.

### **3.3.2 Μέθοδος των θερμικά διεγερόμενων ρευμάτων αποπόλωσης (TSDC)**

Η μέθοδος TSDC συγκαταλέγεται στην ευρεία κατηγορία των μεθόδων φασματοσκοπίας θερμικά διεγερόμενων διαδικασιών και χρησιμοποιείται για την μελέτη της κατανομής των ενεργειακών καταστάσεων στα διηλεκτρικά υμένα.

Τα πειραματικά βήματα της τεχνικής TSDC που ακολουθήθηκαν στη διατριβή αυτή είναι τα ακόλουθα:

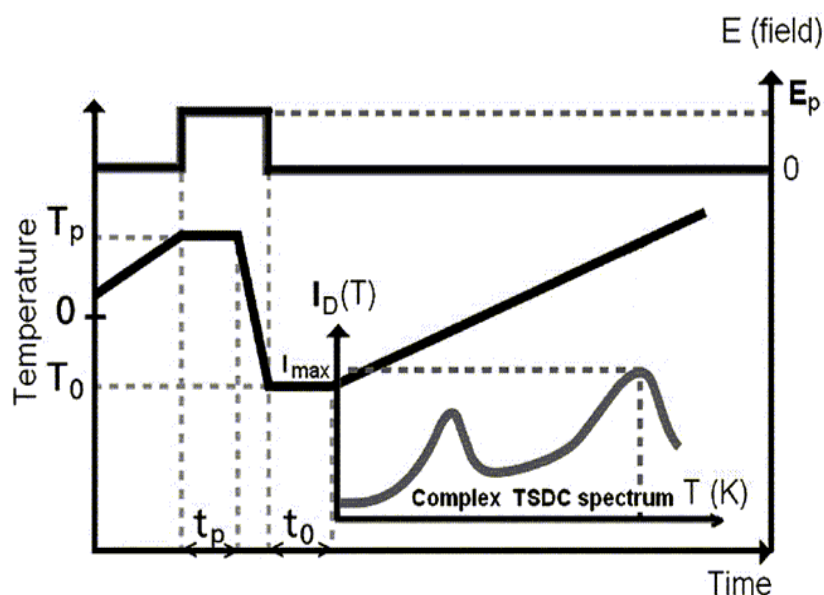
- 1) Το διηλεκτρικό υμένιο του πυκνωτή MIM πολώνεται με την εφαρμογή συνεχούς ηλεκτρικού πεδίου  $E_p$  σε θερμοκρασία πόλωσης  $T_p = 450$  K, για χρονικό διάστημα  $t_p$  πολύ μεγαλύτερο από το χρόνο αποκατάστασης  $\tau(T_p)$  στη συγκεκριμένη θερμοκρασία.
- 2) Διατηρώντας το πεδίο πόλωσης σταθερό, το δείγμα ψύχεται σε μια θερμοκρασία  $T_0 = 200$  K.
- 3) Στη θερμοκρασία  $T_0$  μηδενίζεται το εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο και ο πυκνωτής συνδέεται με ένα ηλεκτρόμετρο.
- 4) Μετά από μικρό χρονικό διάστημα αναμονής (μερικών λεπτών), το δείγμα θερμαίνεται με σταθερό ρυθμό θέρμανσης  $q = 2.5$  K/min και καταγράφεται το μεταβατικό ρεύμα αποπόλωσης συναρτήσει της θερμοκρασίας.

Το πρώτο στάδιο λοιπόν για τη διεξαγωγή ενός πειράματος TSDC είναι η διαδικασία πόλωσης του διηλεκτρικού υμενίου. Οι συνηθέστεροι μηχανισμοί που συνεισφέρουν στην ηλεκτρική πόλωση είναι αυτοί της διπολικής πόλωσης, της πόλωσης φορτίων χώρου και της πόλωσης ενδοεπιφάνειας. Όταν σε ένα διηλεκτρικό υμένιο εφαρμοστεί ηλεκτρικό πεδίο σε υψηλή θερμοκρασία τότε το υλικό φτάνει γρηγορότερα στην κατάσταση της πόλωσης ισορροπίας, καθώς παρατηρείται σημαντική μείωση στους χρόνους απόκρισης των διπόλων και των ελεύθερων φορτίων με την αύξηση της θερμοκρασίας. Έχοντας λοιπόν φτάσει στην κατάσταση της πόλωσης ισορροπίας ακολουθεί η ψύξη του υλικού (με το ηλεκτρικό πεδίο να διατηρείται σταθερό), κάτι που οδηγεί σε αύξηση των χρόνων αποκατάστασης των διπόλων και των ελεύθερων φορτίων. Στην κατάσταση αυτή τα δίπολα και τα φορτία χώρου του υλικού μπορούν να θεωρηθούν

«παγωμένα στις θέσεις τους». Έτσι, όταν στη συνέχεια μηδενίζεται το ηλεκτρικό πεδίο μόνο οι μηχανισμοί της ηλεκτρικής και ατομικής πόλωσης «επανέρχονται» σχεδόν ακαριαία, επειδή οι διαδικασίες αυτές οφείλονται σε ενδομοριακούς μηχανισμούς και έχουν πολύ ασθενή εξάρτηση από την θερμοκρασία.

Στο σημείο αυτό οι οπλισμοί του πυκνωτή MIM συνδέονται με ένα ηλεκτρόμετρο και έπειτα από μικρό χρόνο αναμονής αρχίζει το στάδιο της μέτρησης των θερμικά διεγερόμενων ρευμάτων αποπόλωσης. Ο χρόνος αναμονής διασφαλίζει ότι ο πυκνωτής MIM έχει εκφορτιστεί πριν αρχίσει η διαδικασία μέτρησης και το σύστημα έχει επέλθει σε κατάσταση ισορροπίας.

Κάθε μεταβολή στην πόλωση του διηλεκτρικού υμενίου προκαλεί μεταβολές στα κατοπτρικά φορτία που εμφανίζονται στους μεταλλικούς οπλισμούς των πυκνωτών MIM. Η κίνηση των κατοπτρικών φορτίων καταγράφεται στο εξωτερικό κύκλωμα σαν μετρούμενο ρεύμα. Καθώς το διηλεκτρικό υλικό θερμαίνεται με σταθερό ρυθμό ο χρόνος αποκατάστασης των διπόλων και των ελεύθερων φορτίων μειώνεται και αρχίζει η διαδικασία της αποπόλωσης. Με την αύξηση της θερμοκρασίας ευνοούνται οι θερμικές κινήσεις των διπόλων και αυξάνεται η ιοντική ευκινησία οπότε εμφανίζεται και καταγράφεται το ρεύμα αποπόλωσης του διηλεκτρικού υλικού. Στις θερμοκρασίες λοιπόν που ενεργοποιούνται οι διαδικασίες απελευθέρωσης φορτίων από τις παγίδες στο εσωτερικό του διηλεκτρικού και οι διαδικασίες μετακίνησης ιόντων ή και διπολικού αποπροσανατολισμού θα παρατηρηθούν κορυφές στο μετρούμενο ρεύμα αποπόλωσης.



Σχήμα 3.4: Σχηματική αναπαράσταση πειραματικής μεθόδου TSDC. Στο ένθετο διάγραμμα παρουσιάζεται η μορφή ενός τυπικού φάσματος TSDC [125].

Η διαδικασία μέτρησης των θερμικά διεγερόμενων ρευμάτων αποπόλωσης είναι αυτή που περιγράφηκε παραπάνω. Η διαδικασία επεξεργασίας των πειραματικών αποτελεσμάτων και εξαγωγής συμπερασμάτων όμως προϋποθέτει τη γνώση της θεωρίας που αναφέρεται στη συνέχεια.

### 3.3.2.1 Φάσματα TSDC σε διηλεκτρικά με έναν χρόνο αποκατάστασης

Πολλές θεωρίες έχουν προταθεί μέχρι σήμερα για των υπολογισμό των θερμικά διεγερόμενων ρευμάτων αποπόλωσης στα υλικά τα οποία ακολουθούν το μοντέλο Debye με σημαντικότερη τη θεωρία των Bucci-Fieschi που διατυπώθηκε το 1964 [126]. Η θεωρία τους αφορά διηλεκτρικά υλικά που δεν περιέχουν ελεύθερους φορείς, η πόλωση είναι ομοιογενής και οφείλεται στον αποπροσανατολισμό των διπόλων, με την προσέγγιση ότι όλα τα δίπολα χαρακτηρίζονται από τον ίδιο χρόνο αποκατάστασης.

Η εξάρτηση της διπολικής πόλωσης από τον χρόνο και τη θερμοκρασία καθορίζεται από τον ανταγωνισμό της προσανατολιστικής δράσης του πεδίου και των ακαθόριστων θερμικών κινήσεων. Η τιμή της πόλωσης  $P$  ανά μονάδα όγκου του υλικού, σε χρόνο  $t$  μετά από την εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου  $E_p$  σε θερμοκρασία  $T_p$ , δίνεται από μία συνάρτηση εκθετική με τον χρόνο, σε συμφωνία και με τη σχέση (2.7):

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

όπου θυμίζουμε ότι με  $P_S$  συμβολίζεται η πόλωση ισορροπίας και  $P_\infty$  είναι η αυθόρμητη πόλωση ενώ με  $\tau$  συμβολίζεται ο χρόνος αποκατάστασης της διαδικασίας αποπόλωσης.

Έτσι λοιπόν, με την προϋπόθεση ότι οι χρόνοι αποκατάστασης για τις διαδικασίες πόλωσης και αποπόλωσης του διηλεκτρικού υμενίου είναι ίδιοι, η πυκνότητα  $J$  του ρεύματος αποπόλωσης κάθε χρονική στιγμή θα είναι:

$$J(t) = -\frac{dP(t)}{dt} = \frac{P(t)}{\tau} \quad (3.12)$$

Κατά τη διάρκεια ενός πειράματος TSDC μεταβάλλονται ταυτόχρονα και ο χρόνος αλλά και η θερμοκρασία. Για να καταγραφεί λοιπόν το μεταβατικό ρεύμα αποπόλωσης σε κάθε θερμοκρασία  $T$ , θεωρούμε μια γραμμική αύξηση της θερμοκρασίας με το χρόνο  $t$  έτσι ώστε:

$$T = T_0 + qt \quad (3.13)$$

όπου  $q = dT/dt$  είναι ο σταθερός ρυθμός θέρμανσης και  $T_0$  η αρχική θερμοκρασία.

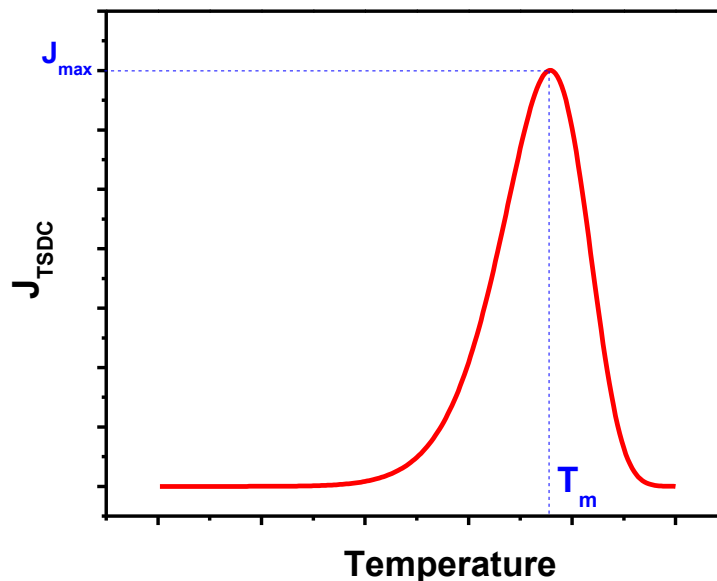
Η πυκνότητα του ρεύματος αποπόλωσης που καταγράφεται από ένα πείραμα TSDC θα δίνεται τότε από την σχέση:

$$J_D(T) = \frac{P_S(T_P)}{\tau_0} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \exp\left[-\frac{1}{q\tau_0} \int_{T_0}^T \exp\left(-\frac{E}{kT'}\right) dT'\right] \quad (3.14)$$

όπου με  $E$  συμβολίζεται η ενέργεια ενεργοποίησης του μηχανισμού αποπόλωσης και  $k$  είναι η σταθερά Boltzmann. Λαμβάνοντας υπόψη την ασυμπτωτική ανάλυση για τον δεύτερο εκθετικό όρο (μέσα στο ολοκλήρωμα), η σχέση (3.14) μπορεί να πάρει την μορφή:

$$J_D(T) \approx \frac{P_S(T_P)}{\tau_0} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \exp\left[-\frac{1}{q\tau_0} \cdot \frac{kT^2}{E} \cdot \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)\right] \quad (3.15)$$

Η έκφραση της σχέσης (3.15) αναπαριστά μια ασύμμετρη καμπύλη (Σχήμα 3.5), το εύρος της οποίας είναι γραμμική συνάρτηση του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου κατά τη διάρκεια της πόλωσης [37]. Ο πρώτος εκθετικός όρος που κυριαρχεί στις χαμηλές θερμοκρασίες είναι υπεύθυνος για την αρχική άνοδο του ρεύματος αποπόλωσης με τη θερμοκρασία (αύξηση της ευκινησίας των διπόλων) ενώ ο δεύτερος εκθετικός όρος που κυριαρχεί την περιοχική υψηλών θερμοκρασιών προκαλεί τη βαθμιαία ελάττωση του ρεύματος αποπόλωσης και την μετέπειτα ραγδαία μείωσή του, ειδικά στην περίπτωση υψηλών ενεργειών ενεργοποίησης.



Σχήμα 3.5: Τυπική μορφή της πυκνότητας του ρεύματος αποπόλωσης που καταγράφεται κατά τη διάρκεια ενός πειράματος TSDC από έναν μηχανισμό αποκατάστασης.

Η χρήση σταθερού ρυθμού θέρμανσης  $q$  στη μέθοδο TSDC επιτρέπει επίσης και τον υπολογισμό της συνολικής πυκνότητας φορτίου  $\sigma$  που μετράται στο εξωτερικό κύκλωμα κατά τη διάρκεια του πειράματος, 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.

Σύμφωνα με τη σχέση (3.15) οι μόνες παράμετροι που καθορίζουν την μορφή της καμπύλης του ρεύματος αποπόλωσης είναι ο ρυθμός θέρμανσης ( $q$ ), ο χρόνος αποκατάστασης σε άπειρη θερμοκρασία ( $\tau_0$ ) και η ενέργεια ενεργοποίησης ( $E$ ). Η κοινή τους επίδραση μπορεί να εκτιμηθεί καλύτερα από την σχέση που δίνει την θερμοκρασία  $T_m$  που αντιστοιχεί στην κορυφή της καμπύλης, δηλαδή στο μέγιστο ρεύμα:

$$T_m = \left[ \frac{E}{k} q \tau_0 \exp\left(\frac{E}{kT_m}\right) \right]^{1/2} \quad (3.17)$$

Η θέση που θα παρατηρηθεί λοιπόν η κορυφή του ρεύματος αποπόλωσης σε μια μέτρηση TSDC είναι συνάρτηση των παραμέτρων  $\tau_0$  και  $E$  για δεδομένο ρυθμό θέρμανσης  $q$ .

Ο ρυθμός θέρμανσης  $q$  αποτελεί επίσης καθοριστικό παράγοντα στη μορφή του φάσματος TSDC [37]. Όταν αυξάνεται ο ρυθμός θέρμανσης η αρχική πόλωση μειώνεται γρηγορότερα ενώ το διηλεκτρικό ανταποκρίνεται πιο αργά. Έτσι το μέγιστο του ρεύματος ( $J_{max}$ ) παίρνει υψηλότερες τιμές και ταυτόχρονα μετατοπίζεται σε υψηλότερες θερμοκρασίες. Αυτή η μετατόπιση του ρεύματος είναι εμφανής μόνο στην περίπτωση μεγάλων αποκλίσεων στους ρυθμούς θέρμανσης.

### **3.3.2.II Φάσματα TSDC σε διηλεκτρικά με κατανομή στο χρόνο αποκατάστασης.**

Η πλειοψηφία των διηλεκτρικών υλικών έχει αποδειχθεί ότι απέχει πολύ από το μοντέλο Debye και οι διαδικασίες πόλωσης στο εσωτερικό τους δεν περιγράφονται από έναν μόνο χρόνο αποκατάστασης. Έχει βρεθεί όμως ότι η διηλεκτρική απώλεια και η διηλεκτρική σταθερά των υλικών μπορούν να εκφραστούν ικανοποιητικά με τη χρήση εξισώσεων που περιέχουν συναρτήσεις κατανομής των χρόνων αποκατάστασης ή της ενέργειας ενεργοποίησης των διπόλων [126]. Η κατανομή στους χρόνους αποκατάστασης μπορεί να εξηγηθεί με την ύπαρξη πολλών μηχανισμών, όπως για παράδειγμα η αλληλεπίδραση των διπόλων, η περιστροφή τους,

η ύπαρξη ανισοτροπίας στο εσωτερικό πεδίο μέσα στο οποίο τα δίπολα αναδιατάσσονται κτλ.

Στην περίπτωση που το διηλεκτρικό υλικό εμφανίζει συνεχή κατανομή στους χρόνους αποκατάστασης η ολική διπολική πόλωση ανά μονάδα όγκου υπολογίζεται ολοκληρώνοντας τις διαφορετικές συνεισφορές πόλωσης σε όλο το εύρος των χρόνων αποκατάστασης:

$$P(t) = \int_0^{\infty} P_i(t, \tau_0) d\tau_0 \quad (3.18)$$

Αν ληφθούν υπόψη οι συνθήκες σχηματισμού της πόλωσης και αγνοώντας την θερμοκρασιακή εξάρτηση της πόλωσης ισορροπίας  $P_s$ , η πόλωση του υλικού σε κάθε θερμοκρασία κατά την διάρκεια του TSDC πειράματος θα δίνεται από την σχέση [37]:

$$P(T) = P_s(T_p) \int_0^{\infty} H(\tau_0) \cdot f(\tau_0) \cdot \exp \left[ -\frac{1}{q\tau_0} \int_{T_0}^T \exp \left( -\frac{E}{kT'} \right) dT' \right] d\tau_0 \quad (3.19)$$

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

$$\int_0^{\infty} f(\tau_0) d\tau_0 = 1 \quad (3.20)$$

Η πυκνότητα του ρεύματος αποπόλωσης προκύπτει από την παραγωγή της σχέσης (3.19), οπότε:

$$J_D(T) = P_s(T_p) \cdot \exp \left( -\frac{E}{kT} \right) \cdot \int_0^{\infty} \tau_0^{-1} \cdot H(\tau_0) \cdot f(\tau_0) \cdot \exp \left[ -\frac{1}{q\tau_0} \int_{T_0}^T \exp \left( -\frac{E}{kT'} \right) dT' \right] d\tau_0 \quad (3.21)$$

Θεωρώντας ότι ο χρόνος αποκατάστασης σε άπειρη θερμοκρασία ( $\tau_0$ ) είναι ίδιος για όλους τους χαρακτηριστικούς χρόνους και ότι η κατανομή στις ενέργειες ενεργοποίησης  $g(E)$  είναι ανεξάρτητη της θερμοκρασίας προκύπτει μια παρόμοια σχέση για την πυκνότητα του ρεύματος αποπόλωσης:

$$J_D(T) = P_s(T_p) \cdot \tau_0^{-1} \int_0^{\infty} g(E) \cdot H(E) \cdot \exp \left[ -\frac{E}{kT} - \frac{1}{q\tau_0} \int_{T_0}^T \exp \left( -\frac{E}{kT'} \right) dT' \right] dE \quad (3.22)$$

Φαίνεται λοιπόν ότι όποιο είδος κατανομής και να συμμετέχει η πυκνότητα του ρεύματος αποπόλωσης παραμένει ανάλογη της πόλωσης ισορροπίας  $P_s(T_p)$  και κατά συνέπεια ανάλογη του πεδίου πόλωσης  $E_p$ .



Σημειώνεται τέλος ότι το εύρος και γενικότερα το σχήμα της καμπύλης του ρεύματος αποπόλωσης επηρεάζεται άμεσα από τις συνθήκες σχηματισμού της πόλωσης, αφού κάθε μηχανισμός επηρεάζεται ξεχωριστά και συνεισφέρει έτσι λιγότερο ή περισσότερο στο τελικό φάσμα TSDC [37].

### **3.3.2.III Φάσματα TSDC σε διηλεκτρικά με παρουσία πόλωσης φορτίων χώρου.**

Στις προηγούμενες ενότητες θεωρήθηκε ότι η μοναδική πόλωση στο διηλεκτρικό υλικό ήταν η διπολική. Πολύ συχνά όμως εμφανίζονται και ελεύθεροι φορείς στα διηλεκτρικά οπότε στον υπολογισμό του ρεύματος αποπόλωσης πρέπει να συμπεριληφθεί και η συνεισφορά από την πόλωση φορτίων χώρου.

Για την μελέτη των μηχανισμών πόλωσης στην περίπτωση αυτή πρέπει να ληφθούν υπόψη διαδικασίες όπως η διάχυση, η επανασύνδεση και η παγίδευση των φορέων καθώς και το κατά πόσο τα ηλεκτρόδια επιτρέπουν την έγχυση νέων φορέων στο διηλεκτρικό υμένιο. Όμοια φαινόμενα ισχύουν και κατά την διάρκεια της αποπόλωσης, όπου εμφανίζονται και ρεύματα ολίσθησης λόγω των τοπικών ηλεκτρικών πεδίων στο εσωτερικό των υμενίων.

Είναι λοιπόν σαφές ότι η θεωρία για την πόλωση φορτίων χώρου είναι αρκετά πολύπλοκη. Μία αναλυτική σχέση του ρεύματος αποπόλωσης λόγω ύπαρξης φορτίου χώρου είναι πολύ δύσκολο να εξαχθεί γι' αυτό υιοθετούνται διάφορες προσεγγιστικές λύσεις [127]. Ακόμα όμως και στην περίπτωση αυτή οι προσεγγίσεις και οι παραδοχές είναι τόσες πολλές ώστε η τελική σχέση του ρεύματος αποπόλωσης που προκύπτει μπορεί να προσφέρει μόνο μια ποιοτική περιγραφή του φαινομένου. Για το λόγο αυτό η ανάλυση των θεωρητικών μοντέλων που έχουν αναπτυχθεί για την μελέτη των ρευμάτων αποπόλωσης σε υλικά που παρουσιάζουν πόλωση φορτίων χώρου κρίνεται εκτός των στόχων της παρούσας διατριβής και δεν αναφέρονται.

Τα γενικά χαρακτηριστικά που αποδίδονται σε κορυφές του φάσματος TSDC που προέρχονται από πόλωση φορτίων χώρου είναι ότι αυτές εξαρτώνται από το είδος της διεπιφάνειας μετάλλου-διηλεκτρικού, η πυκνότητα του ρεύματος αποπόλωσης μειώνεται με την μείωση του πάχους του διηλεκτρικού και επίσης οι κορυφές αυτές έχουν μεγαλύτερο εύρος από τις αντίστοιχες που αποδίδονται σε μηχανισμούς διπολικής πόλωσης [37].



### **3.3.2.IV Φάσματα TSDC σε διηλεκτρικά με παρουσία πόλωσης ενδοεπιφάνειας.**

Όταν μελετούνται διηλεκτρικά με ετερογενή δομή η ηλεκτρική πόλωση που εμφανίζεται με την εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου θα είναι η πόλωση ενδοεπιφάνειας, γνωστή και ως πόλωση Maxwell-Wagner-Sillars (MWS polarization).

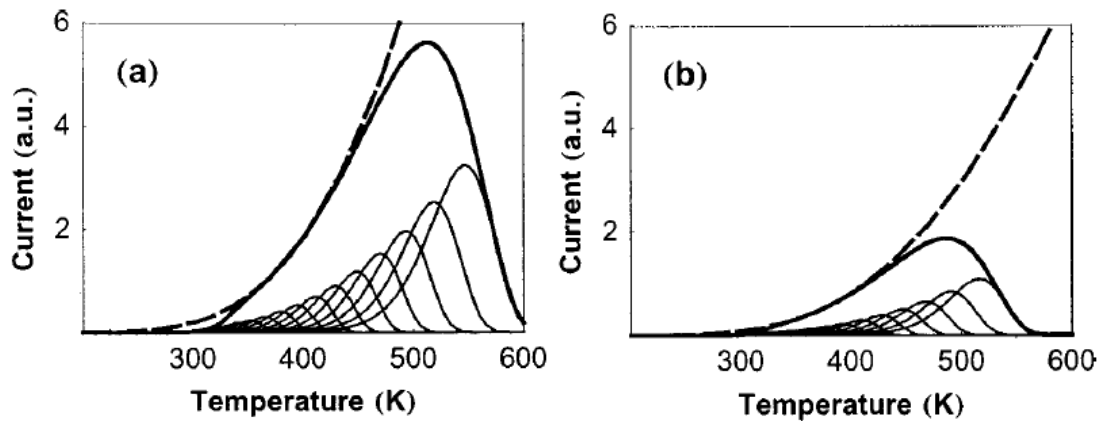
Το ρεύμα αποπόλωσης στην περίπτωση αυτή δεν καταγράφεται πλήρως με τη μέθοδο TSDC καθώς τα φορτία που συσσωρεύονται στις ενδοεπιφάνειες «εξουδετερώνονται» από ρεύματα αγωγιμότητας αντίθετης κατεύθυνσης, οπότε η μετακίνηση των κατοπτρικών φορτίων στους οπλισμούς είναι μικρότερη από το φορτίο που βρίσκονταν αρχικά στο διηλεκτρικό.

Η πολυπλοκότητα της δομής των υλικών αυτών καθιστά αδύνατη την πλήρη θεωρητική περιγραφή της πυκνότητας του ρεύματος αποπόλωσης. Διάφορες προσεγγίσεις και παραδοχές έχουν προταθεί για τη μελέτη του φαινομένου αυτού τα αποτελέσματα των οποίων συνεισφέρουν μόνο στην ποιοτική περιγραφή του φαινομένου, ακριβώς όπως και στην περίπτωση της πόλωσης φορτίων χώρου. Η ανάλυση αυτών των θεωρητικών μοντέλων [128] κρίνεται εκτός των στόχων της παρούσας διατριβής και για το λόγο αυτό δεν αναφέρονται.

### **3.3.2.V Φάσματα TSDC με νόμο δύναμης (Power-Law TSDC).**

Σε πολλά διηλεκτρικά υλικά με ανομοιογενή δομή έχει βρεθεί από ισόθερμες μετρήσεις διηλεκτρικής φασματοσκοπίας εναλλασσόμενου πεδίου ότι οι διαδικασίες αποπόλωσης ακολουθούν νόμους δύναμης (power law) στις υψηλές συχνότητες. Τα φάσματα TSDC των υλικών αυτών εμφανίζουν παρόμοια συμπεριφορά καθώς το μετρούμενο ρεύμα αποπόλωσης εξαρτάται από το ρυθμό θέρμανσης με έναν νόμο δύναμης, για θερμοκρασίες μικρότερες από τη θερμοκρασία  $T_m$  (που εμφανίζεται η κορυφή του φάσματος).

Σύμφωνα με το μοντέλο που προτάθηκε από τους Bisquert και Garcia-Belmonte [129] η συμπεριφορά αυτή μπορεί να εξηγηθεί θεωρώντας ότι οι διαδικασίες αποπόλωσης του διηλεκτρικού υλικού παρουσιάζουν μια κατανομή στους χρόνους αποκατάστασης με χαρακτηριστικά δομών fractal.



Σχήμα 3.6: Φάσματα TSDC για ένα διηλεκτρικό που εμφανίζει fractal δομή στους χρόνους αποκατάστασης. Οι μικρές κορυφές αντιστοιχούν στις διαδικασίες αποπόλωσης 12 αυτό-όμοιων μηχανισμών Debye. Η έντονη μαύρη γραμμή αντιστοιχεί στο άθροισμα των ρευμάτων αποπόλωσης των 12 μηχανισμών αποκατάστασης και η διακεκομμένη γραμμή αντιστοιχεί στο ρεύμα αποπόλωσης που θα εμφανιζόνταν αν υπήρχαν άπειροι Debye μηχανισμοί, σύμφωνα και με τη σχέση (3.25), για δυο διαφορετικούς ρυθμούς θέρμανσης: (a)  $q = 1 \text{ K/s}$  και (b)  $q = 0.3 \text{ K/s}$  [129].

Πιο συγκεκριμένα, στο μοντέλο αυτό θεωρείται ότι οι διαδικασίες αποπόλωσης του υλικού αποτελούνται από ένα άπειρο πλήθος αυτό-όμοιων και ανεξάρτητων Debye μηχανισμών αποκατάστασης, καθένας από τους οποίους έχει χαρακτηριστικό χρόνο  $\tau_n$ . Αν με  $\beta$  συμβολίζεται η κλίμακα αυτής της fractal δομής (υποθέτοντας ότι  $\beta < 1$ ), ο χρόνος αποκατάστασης του μηχανισμού  $n$  θα είναι τότε:

$$\tau_n = \beta^{-n} \tau_0 \quad (3.23)$$

και από τη στιγμή που γίνεται αναφορά σε μηχανισμούς Debye για κάθε χρόνο αποκατάστασης  $\tau_n$  θα ισχύει και η σχέση Arrhenius:

$$\tau_n(T) = \tau_{n,\infty} \exp\left(\frac{E}{kT}\right) \quad (3.24)$$

όπου  $k$  είναι η σταθερά Boltzmann,  $T$  η θερμοκρασία,  $E$  η ενέργεια ενεργοποίησης (θεωρείται ίδια για όλους τους μηχανισμούς) και  $\tau_{n,\infty}$  είναι ο χρόνος αποκατάστασης σε άπειρη θερμοκρασία για τον  $n$ -μηχανισμό.

Το ρεύμα αποπόλωσης  $I(T)$  που καταγράφεται σε ένα πείραμα TSDC προκύπτει από τη συνεισφορά όλων αυτών των μηχανισμών αποκατάστασης και έχει τη μορφή [129]:

$$I(T) \propto q^{1-a} \cdot \tau_{0,\infty}^{-a} \cdot \exp\left(-\frac{\alpha E}{kT}\right) \quad (3.25)$$

όπου  $q$  είναι ο ρυθμός θέρμανσης στη μέθοδο TSDC,  $\tau_{0,\infty}$  είναι ο χρόνος αποκατάστασης σε άπειρη θερμοκρασία για τον μηχανισμό με  $n=0$  και ο

παράγοντας  $\alpha$  είναι μια σταθερά που σχετίζεται με τη διάσταση  $D$  της fractal δομής των χρόνων αποκατάστασης:  $\alpha = 2 \left(1 - \frac{D}{3}\right)$ .

Το ρεύμα αποπόλωσης στο μοντέλο αυτό καθορίζεται λοιπόν από τις κορυφές των διαδικασιών αποπόλωσης των αυτό-όμοιων μηχανισμών Debye, όπως χαρακτηριστικά φαίνεται και στο Σχήμα 3.6. Κάθε μηχανισμός με χαρακτηριστικό χρόνο  $\tau_n$  θα εμφανίζει μέγιστο στο φάσμα TSDC στη θερμοκρασία  $T_{m,n}$ :

$$T_{m,n}^2 = \frac{qE\tau_n(T_{m,n})}{k} \quad (3.26)$$

Η αλλαγή του ρυθμού θέρμανσης  $q$  επηρεάζει τη θέση και την τιμή του μεγίστου ρεύματος αποπόλωσης κάθε μηχανισμού οπότε μεταβάλλει και τη μορφή του τελικού φάσματος TSDC.

### **3.4 ΜΕΘΟΔΟΣ ΓΙΑ ΤΟΝ ΠΡΟΣΔΙΟΡΙΣΜΟ ΤΩΝ ΡΕΥΜΑΤΩΝ ΦΟΡΤΙΣΗΣ ΚΑΙ ΕΚΦΟΡΤΙΣΗΣ ΣΕ ΔΙΑΚΟΠΤΕΣ RF MEMS (ΜΕΘΟΔΟΣ KELVIN PROBE)**

Στη συνέχεια παρουσιάζεται μια καινούρια τεχνική για τον προσδιορισμό των ρευμάτων φόρτισης και εκφόρτισης των διηλεκτρικών υμενίων η οποία αναπτύχθηκε στα πλαίσια εκπόνησης της παρούσας διατριβής. Η μέθοδος αυτή στηρίζεται στην αρχή της μεθόδου Kelvin Probe, σύμφωνα με την οποία η ηλεκτροστατική δύναμη στον κινούμενο οπλισμό ενός διακόπτη RF MEMS ελαχιστοποιείται όταν η διαφορά δυναμικού μεταξύ του κινούμενου οπλισμού και της επιφάνειας του διηλεκτρικού υμενίου γίνει ελάχιστη. Ο υπολογισμός των ρευμάτων φόρτισης/εκφόρτισης με τη μέθοδο αυτή πραγματοποιείται χρησιμοποιώντας το πάχος του διηλεκτρικού υμενίου και την τιμή της τάσης  $V_{min}$  στην ελάχιστη χωρητικότητα του διακόπτη κατά τη διάρκεια της φόρτισης/εκφόρτισης.

Πριν περιγραφεί η μέθοδος αυτή είναι όμως απαραίτητο να αναφερθούν αναλυτικά οι διαδικασίες που λαμβάνουν χώρα κατά τη διάρκεια της φόρτισης και της εκφόρτισης των διηλεκτρικών υμενίων στις διατάξεις RF MEMS.

Η φόρτιση των υμενίων στους διακόπτες RF MEMS πραγματοποιείται με έγχυση φορτίων από τους μεταλλικούς οπλισμούς μέσω διαφόρων μηχανισμών (με συνηθέστερη την διαδικασία TAT) όταν ο διακόπτης βρίσκεται στην κατάσταση ON και κάτω από την επίδραση ισχυρών ηλεκτρικών πεδίων. Η επακόλουθη «ανακατανομή» των φορτίων στο εσωτερικό των υμενίων λαμβάνει χώρα μέσω των διαδικασιών Poole-Frenkel ή/και Hopping και η διαδικασία της εκφόρτισης

πραγματοποιείται υπό την επίδραση ασθενών ηλεκτρικών πεδίων, όταν ο διακόπτης βρίσκεται στην κατάσταση OFF, μέσω συλλογής των φορτίων από τον κάτω μεταλλικό οπλισμό του διακόπτη (CPW).

Ο ρυθμός έγχυσης φορτίων (φόρτιση) από τους μεταλλικούς οπλισμούς και οι ρυθμοί ανακατανομής και συλλογής των φορτίων (εκφόρτιση) από τα υμένα καθορίζουν το χρόνο ζωής των διακοπών RF MEMS. Το μέγεθος και η χρονική εξάρτηση αυτών των ρευμάτων φόρτισης και εκφόρτισης είναι λοιπόν ιδιαίτερος σημαντικά για την μελέτη των διαδικασιών πόλωσης και αποπόλωσης των διηλεκτρικών υμενίων καθώς επίσης και για τον προσδιορισμό του χρόνου ζωής ενός διακόπτη RF MEMS. Μια αναλυτική σχέση για τα ρεύματα αυτά είναι όμως αδύνατον να εξαχθεί από τη θεωρία, καθώς κάτι τέτοιο προϋποθέτει τη χρήση των εξισώσεων διάχυσης και ολίσθησης που δεν μπορούν να εφαρμοστούν σε άμορφα υλικά.

Συμβατικές μέθοδοι για την μέτρηση των μεταβατικών ρευμάτων φόρτισης και εκφόρτισης (CCTS και DCTS) των διηλεκτρικών υμενίων σε διακόπτες RF MEMS [117], [118] έχουν χρησιμοποιηθεί στο παρελθόν, όμως τα αποτελέσματά τους είναι αμφισβητήσιμα καθώς ο χρόνος διεξαγωγής των μετρήσεων αυτών είναι περιορισμένος (μερικές εκατοντάδες δευτερόλεπτα). Λαμβάνοντας υπόψη ότι ο χρόνος λειτουργίας ενός αξιόπιστου διακόπτη RF MEMS πρέπει να είναι τουλάχιστον ίσος με ένα έτος γίνεται αντιληπτό ότι τα ρεύματα φόρτισης και εκφόρτισης είναι σημαντικό να καταγραφούν και να μελετηθούν για μεγάλο χρονικό διάστημα. Ειδικά όσον αφορά το ρεύμα εκφόρτισης, η υιοθέτηση συμβατικών μεθόδων που περιλαμβάνουν ηλεκτρόμετρα για μεγάλο χρονικό διάστημα μέτρησης παρουσιάζουν προβλήματα που σχετίζονται με το επίπεδο του θορύβου, καθώς η διαδικασία εκφόρτισης διαμέσου των υμενίων στους διακόπτες RF MEMS πραγματοποιείται υπό την επίδραση χαμηλών ηλεκτρικών πεδίων.

Λαμβάνοντας υπόψη τις παραπάνω διαδικασίες και προβλήματα που διέπουν τη φόρτιση και την εκφόρτιση των υμενίων στις διατάξεις RF MEMS προτάθηκε μια μέθοδος για τον υπολογισμό των ρευμάτων φόρτισης/εκφόρτισης η οποία αξιοποιεί τις πληροφορίες που παρέχει η καταγραφή των χαρακτηριστικών χωρητικότητας-τάσης του διακόπτη στην κατάσταση OFF.

Υιοθετώντας το μοντέλο των επίπεδων και παράλληλων μεταλλικών οπλισμών του διακόπτη RF MEMS που παρουσιάστηκε στην ενότητα 1.7 μπορεί να υπολογιστεί η μέση τιμή της ισοδύναμης επιφανειακής πυκνότητας φορτίου ( $\mu_{\psi_{eq}}$ ) σύμφωνα με τη σχέση (1.27):  $\mu_{\psi_{eq}} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{d_e} \cdot V_{min}$  όπου η τιμή της τάσης  $V_{min}$  που εμφανίζεται η ελάχιστη χωρητικότητα

προσδιορίζεται από την καταγραφή της C-V χαρακτηριστικής του διακόπτη. Θυμίζουμε ότι με  $d_\epsilon$  συμβολίζεται το πάχος του υμενίου,  $\epsilon_0$  είναι η διηλεκτρική σταθερά του κενού και  $\epsilon_r$  είναι η σχετική διηλεκτρική σταθερά του υμενίου.

Εφόσον λοιπόν η τιμή της τάσης  $V_{\min}$  είναι ανάλογη της μέσης τιμής της ισοδύναμης επιφανειακής πυκνότητας φορτίου, οι πυκνότητες των ρευμάτων φόρτισης ( $J_{\text{ch}}$ ) και εκφόρτισης ( $J_{\text{disch}}$ ) στα υμένα μπορούν να υπολογιστούν από τη χρονική παράγωγο της μέσης τιμής  $\mu_{\psi_{\text{eq}}}$ , σύμφωνα με τη σχέση:

$$J_{\text{ch}}(t) = J_{\text{disch}}(t) = -\frac{d\mu_{\psi_{\text{eq}}}(t)}{dt} = -\frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{d_\epsilon} \cdot \frac{dV_{\min}}{dt} \quad (3.27)$$

Σημειώνεται ότι οι πυκνότητες των ρευμάτων  $J_{\text{ch}}$  και  $J_{\text{disch}}$  που προσδιορίζονται με τη μέθοδο αυτή αναφέρονται στις μέσες τιμές των ρευμάτων φόρτισης και εκφόρτισης των υμενίων.

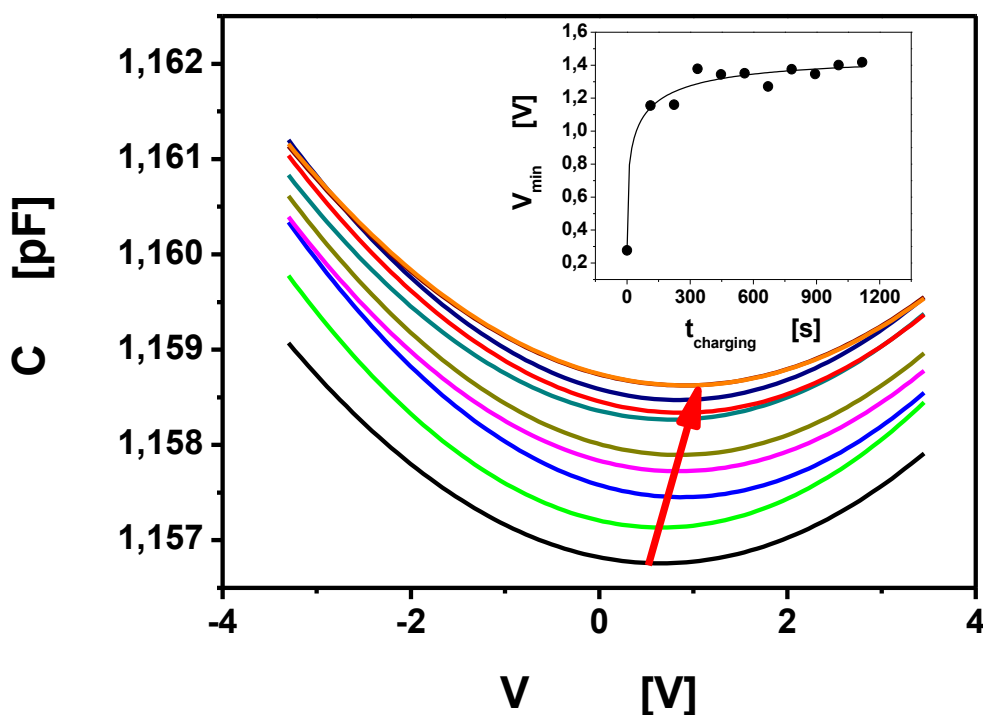
Ο προσδιορισμός της ολίσθησης της τάσης  $V_{\min}$  κατά τη διάρκεια της φόρτισης/εκφόρτισης πραγματοποιείται με καταγραφή των C-V χαρακτηριστικών του διακόπτη ενώ αυτός βρίσκεται στην κατάσταση OFF και με την ταυτόχρονη μέτρηση του χρόνου φόρτισης/εκφόρτισης. Με τον τρόπο αυτό μπορεί επίσης να προσδιοριστεί και η μεταβολή της τιμής της ελάχιστης χωρητικότητας  $C_{\text{up}}$ , κάτι που παρέχει πληροφορίες για την μεταβολή της τιμής της ελάχιστης ηλεκτροστατικής δύναμης  $F_{\text{el}}^{\min}$  συνεπώς και για την μεταβολή της ομοιομορφίας της ισοδύναμης επιφανειακής πυκνότητας φορτίου ( $\sigma^2(\psi_{\text{eq}})$ ), σύμφωνα με τη σχέση (1.26). Σημειώνεται όμως ότι η τιμή της χωρητικότητας  $C_{\text{up}}$  επηρεάζεται και από τυχόν μηχανικές παραμορφώσεις του κινούμενου οπλισμού (π.χ. creep) του διακόπτη επομένως η εξαγωγή συμπερασμάτων σχετικά με την ομοιομορφία του ισοδύναμου φορτίου στην επιφάνεια του υμενίου θα πρέπει να γίνεται με ιδιαίτερη προσοχή.

Στη συνέχεια αναφέρεται η πειραματική διαδικασία που ακολουθείται για τον υπολογισμό των ρευμάτων φόρτισης και εκφόρτισης στα υμένα των διακοπών RF MEMS.

### A. Προσδιορισμός του ρεύματος φόρτισης $J_{ch}$ :

- (1) Εφαρμόζεται μια διαφορά δυναμικού  $V_{str}$  στους οπλισμούς του διακόπτη με τιμή μεγαλύτερη από την τάση ενεργοποίησης  $V_{pi}$  για ορισμένο χρόνο (χρόνος φόρτισης), έτσι ώστε ο διακόπτης να βρίσκεται στην κατάσταση ON.
- (2) Καταγράφεται η C-V χαρακτηριστική του διακόπτη για τιμές της εφαρμοζόμενης τάσης  $V$  μικρότερες της τάσης ενεργοποίησης  $V_{pi}$ , ώστε ο διακόπτης να βρίσκεται στην κατάσταση OFF.
- (3) Τα βήματα (1) και (2) επαναλαμβάνονται διαδοχικά πολλές φορές και ταυτόχρονα με τις C-V χαρακτηριστικές καταγράφεται και ο χρόνος.

Για κάθε C-V μέτρηση προσδιορίζεται η τιμή της τάσης  $V_{min}$ , κάνοντας παραβολικό fit (αφού για μικρές τιμές της εφαρμοζόμενης τάσης η C-V χαρακτηριστική των διακοπών RF MEMS έχει παραβολική μορφή). Προσδιορίζεται έτσι η ολίσθηση της τάσης  $V_{min}$  έπειτα από κάθε στάδιο φόρτισης (Σχήμα 3.7) και η τιμή του ρεύματος φόρτισης υπολογίζεται από τη από τη σχέση (3.27).



Σχήμα 3.7: Καταγραφή C-V χαρακτηριστικών έπειτα από κάθε στάδιο φόρτισης σε έναν διακόπτη RF MEMS. Το κόκκινο βέλος δείχνει την ολίσθηση του ελαχίστου της C-V χαρακτηριστικής έπειτα από κάθε φόρτιση και στο ένθετο διάγραμμα παρουσιάζεται η ολίσθηση της τάσης  $V_{min}$  με το χρόνο φόρτισης.

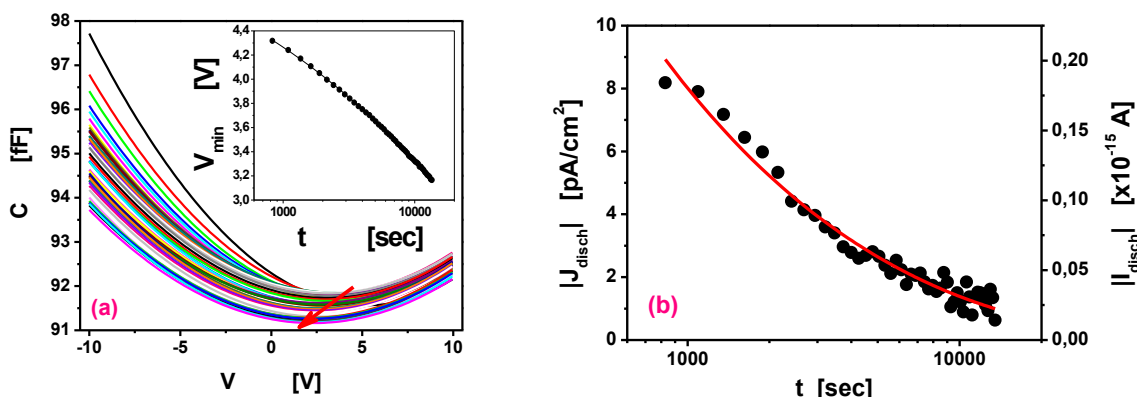
## B. Προσδιορισμός του ρεύματος εκφόρτισης $J_{disch}$ :

(1) Στάδιο Φόρτισης: Εφαρμόζεται μια διαφορά δυναμικού  $V_{str}$  στους οπλισμούς του διακόπτη με τιμή μεγαλύτερη από την τάση ενεργοποίησης  $V_{pi}$  για ορισμένο χρόνο (χρόνος φόρτισης), έτσι ώστε ο διακόπτης να βρίσκεται στην κατάσταση ON.

(2) Στάδιο Εκφόρτισης: Καταγράφονται διαδοχικά πολλές C-V χαρακτηριστικές του διακόπτη για τιμές της εφαρμοζόμενης τάσης  $V$  πολύ μικρότερες της τάσης ενεργοποίησης  $V_{pi}$ , ώστε ο διακόπτης να βρίσκεται στην κατάσταση OFF. Για κάθε τιμή της εφαρμοζόμενης τάσης, εκτός από τη χωρητικότητα καταγράφεται και ο χρόνος (χρόνος εκφόρτισης).

Από τις διαδοχικές καταγραφές των C-V χαρακτηριστικών προσδιορίζονται οι τιμές των τάσεων  $V_{min}$  ενώ η ταυτόχρονη καταγραφή του χρόνου σε κάθε μέτρηση επιτρέπει τον προσδιορισμό της ολίσθησης της τάσης  $V_{min}$  με το χρόνο εκφόρτισης. Από τη χρονική παράγωγο της ολίσθησης αυτής υπολογίζεται το ρεύμα εκφόρτισης διαμέσου των διηλεκτρικών υμενίων, σύμφωνα με τη σχέση (3.27).

Η μέθοδος που περιγράφηκε παραπάνω επιτρέπει τον υπολογισμό των ρευμάτων φόρτισης και εκφόρτισης για χρόνους μέτρησης που ξεπερνούν τα  $10^4$  sec και η χρήση της καθιστά δυνατό τον προσδιορισμό ρευμάτων εκφόρτισης με πυκνότητες μικρότερες από  $1 \text{ pA/cm}^2$  (Σχήμα 3.8 (b)). Οι μικρές τιμές της έντασης του ρεύματος εκφόρτισης που προσδιορίστηκαν με την τεχνική αυτή υποδεικνύει τη σπουδαιότητα της μεθόδου, καθώς η άμεση μέτρηση του ρεύματος αυτού με συμβατικό τρόπο είναι ιδιαίτερος δύσκολη αν όχι αδύνατη. Τα αποτελέσματα που προέκυψαν από την υιοθέτηση της μεθόδου αυτής παρουσιάζονται αναλυτικά στο κεφάλαιο 4.



Σχήμα 3.8: (a) Καταγραφή C-V χαρακτηριστικών έπειτα από φόρτιση του υμενίου σε έναν διακόπτη RF MEMS. Στο ένθετο διάγραμμα παρουσιάζεται η ολίσθηση της τάσης  $V_{min}$  με το χρόνο εκφόρτισης. (b) Τυπική μορφή του ρεύματος εκφόρτισης διαμέσου του διηλεκτρικού υμενίου που προσδιορίστηκε με τη μέθοδο Kelvin Probe.



Σημειώνεται ότι πριν ξεκινήσει οποιαδήποτε διαδικασία μέτρησης σε έναν διακόπτη RF MEMS προηγείται θέρμανση της διάταξης στους 400 K για χρόνο 2 ωρών υπό συνθήκες κενού, ώστε να απομακρυνθεί οποιοδήποτε ίκνος υγρασίας που επηρεάζει τις διαδικασίες φόρτισης/εκφόρτισης αλλά και τα λειτουργικά χαρακτηριστικά ενός διακόπτη RF MEMS.

### **3.5 ΚΑΤΑΣΚΕΥΗ ΚΑΙ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΤΩΝ ΔΙΑΤΑΞΕΩΝ**

Οι ιδιότητες των εναποτιθέμενων υμενίων  $\text{SiN}_x$  καθορίζονται από τις συνθήκες στο εργαστήριο παρασκευής τους. Υμένα που εναποτίθενται με τις ίδιες μακροσκοπικές συνθήκες (π.χ. ίδια θερμοκρασία εναπόθεσης, ίδια ροή αντιδρώντων αερίων κ.τ.λ.) σε διαφορετικά εργαστήρια φαίνεται όμως να παρουσιάζουν διαφορετικά χαρακτηριστικά καθώς παράγοντες όπως π.χ. το μέγεθος του θαλάμου κενού στη μέθοδο PECVD ή τα υλικά που χρησιμοποιούνται και παρασκευάζονται σε κάθε εργαστήριο επηρεάζουν τη σύσταση και τις ιδιότητές τους. Για τους λόγους αυτούς η μελέτη και η σύγκριση των ηλεκτρικών ιδιοτήτων έγινε σε υμένα που παρασκευάστηκαν από το ίδιο εργαστήριο και τα αποτελέσματα που προέκυψαν αφορούν τα γενικά χαρακτηριστικά των υμενίων αυτών.

Για τους σκοπούς της παρούσας διατριβής χρησιμοποιήθηκαν τέσσερις ομάδες δειγμάτων, τα χαρακτηριστικά των οποίων περιγράφονται στη συνέχεια αναλυτικά. Τα διηλεκτρικά υμένα  $\text{SiN}_x$  των διατάξεων MIM και RF MEMS εναποτέθηκαν με τη μέθοδο PECVD με τις ίδιες κάθε φορά συνθήκες και μελετήθηκαν ξεχωριστά.

#### **3.5.1 Ομάδα δειγμάτων A**

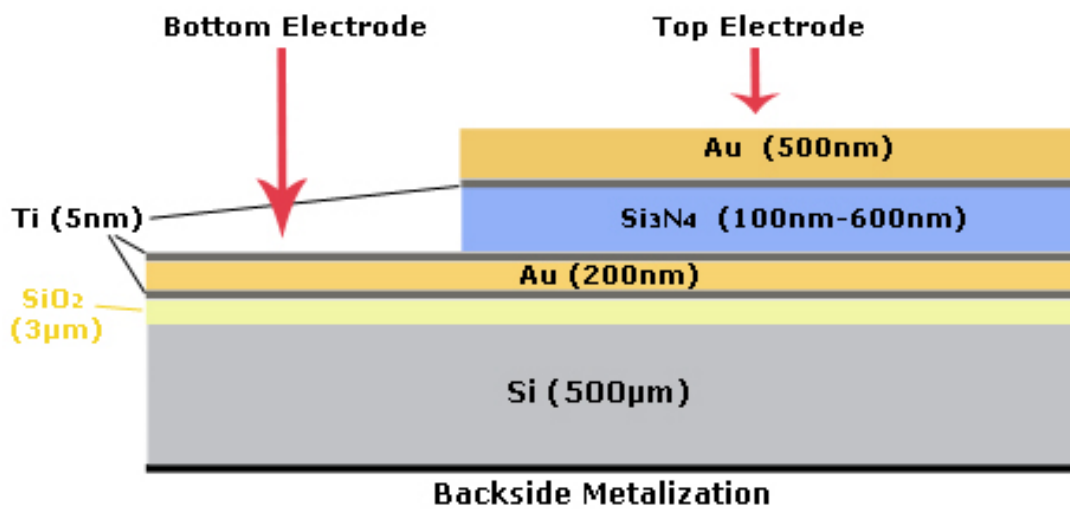
Η πρώτη και μεγαλύτερη ομάδα δειγμάτων κατασκευάστηκε στο GaTech, στην Ατλάντα των ΗΠΑ. Η εναπόθεση των υμενίων  $\text{SiN}_x$  έγινε με τη μέθοδο PECVD υψηλών συχνοτήτων (13.56 MHz), με σταθερή ροή των αντιδρώντων αερίων και με θερμοκρασίες υποστρώματος ίσες με 150°C (LT δείγματα) και 250°C (HT δείγματα) (Πίνακας 3.1).

Η στοιχειομετρία των υμενίων  $\text{SiN}_x$  μετρήθηκε στο GaTech με τη μέθοδο XPS (X-ray Photoelectron Spectroscopy) και βρέθηκε ότι η αναλογία  $x = \text{N}/\text{Si}$  είναι 0.76 για τα υμένα LT και 0.52 για τα υμένα HT. Η μέση τιμή του μηχανικού stress των υμενίων μετρήθηκε επίσης και βρέθηκε ίση με 200 MPa και 35 MPa για τα υμένα HT και LT αντίστοιχα.

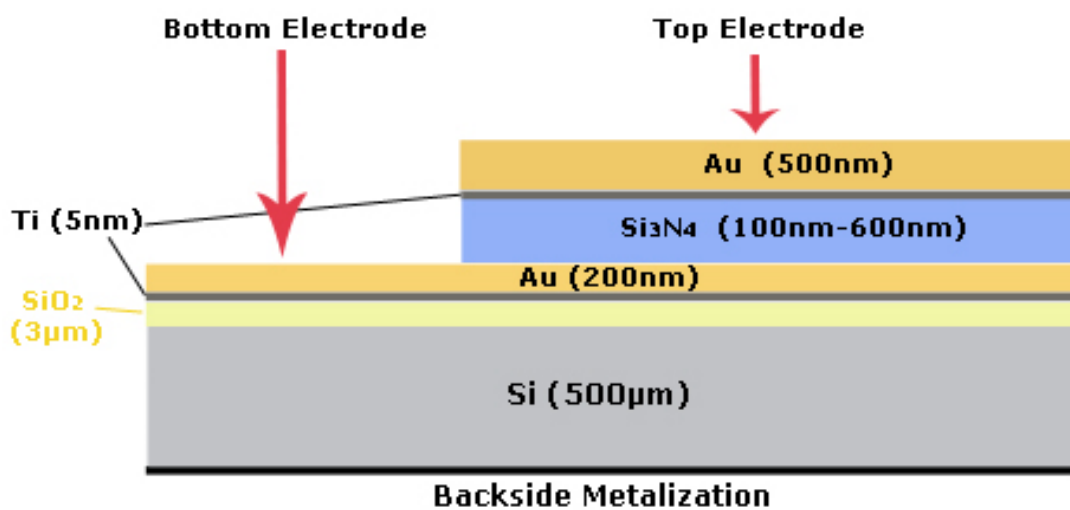


Τα υμένια  $\text{SiN}_x$  είχαν διαφορετικό πάχος, από 100 nm έως 600 nm και οι μεταλλικοί οπλισμοί των πυκνωτών MIM που κατασκευάστηκαν είναι συμμετρικοί (ίδιο μέταλλο και στους δύο οπλισμούς) – με σκοπό να μελετηθεί η ομοιογένεια του υλικού – και ασύμμετροι (διαφορετικά μέταλλα στους δύο οπλισμούς) – για να μελετηθεί η επίδραση του υλικού των μεταλλικών οπλισμών στη φόρτιση των υμενίων. Σε όλες τις διατάξεις MIM οι οπλισμοί είναι κυκλικοί με διάμετρο 2 mm και η δομή τους παρουσιάζεται στο Σχήμα 3.9.

### Symmetrical MIM Structure



### Asymmetrical MIM Structure



Σχήμα 3.9: Η δομή ενός συμμετρικού (πάνω) και ενός ασύμμετρου (κάτω) πυκνωτή MIM της ομάδας δειγμάτων A.

Συνθήκες Εναπόθεσης	Δείγμα LT	Δείγμα HT
Ροή SiH <sub>4</sub>	200 ccm	200 ccm
Ροή NH <sub>3</sub>	8 ccm	8 ccm
Ροή He	560 ccm	560 ccm
Πίεση θαλάμου	1100 mTorr	1100 mTorr
Ισχύς	50 W	50 W
Θερμοκρασία υποστρώματος	150 °C	250 °C
x = N/Si	0.76	0.52
Μηχανικό stress	35 MPa	200 MPa

Πίνακας 3.1: Συνθήκες εναπόθεσης των υμενίων SiN<sub>x</sub> της ομάδας A.

Οι διακόπτες RF MEMS της ομάδας αυτής κατασκευάστηκαν με συνήθεις λιθογραφικές μεθόδους πάνω σε πυρίτιο υψηλής αντίστασης ( $\rho > 10 \text{ k}\Omega/\text{cm}$ ). Η εναπόθεση των υμενίων SiN<sub>x</sub> έγινε με τον ίδιο τρόπο και με τις ίδιες συνθήκες όπως στις διατάξεις MIM. Η γέφυρα των διατάξεων αυτών κατασκευάστηκε από τιτάνιο και χρυσό, το πάχος της είναι 2  $\mu\text{m}$  και σε κατάσταση ισορροπίας χωρίς την εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου μεταξύ των οπλισμών, η απόσταση της γέφυρας από το διηλεκτρικό υμένιο είναι 2  $\mu\text{m}$ .

### 3.5.2 Ομάδα δειγμάτων B

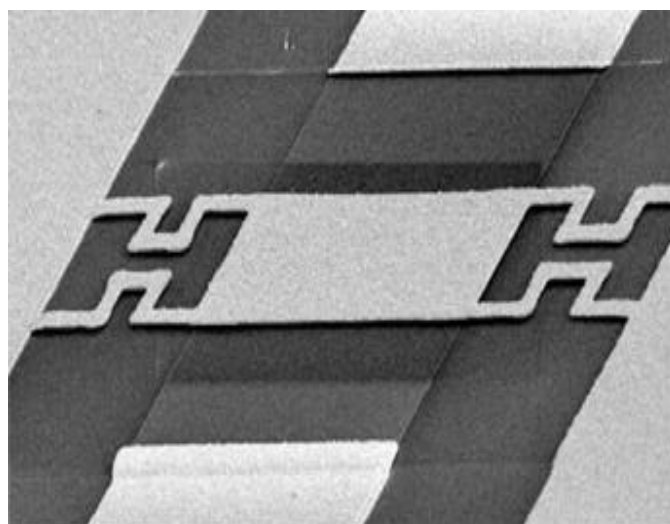
Η ομάδα αυτή των δειγμάτων κατασκευάστηκε επίσης στο GaTech, στην Ατλάντα των ΗΠΑ. Η εναπόθεση των υμενίων SiN<sub>x</sub> έγινε με τη μέθοδο PECVD υψηλών συχνοτήτων (13.56 MHz) σε θερμοκρασία υποστρώματος 150°C και τα υμένια SiN<sub>x</sub> στις διατάξεις MIM και RF MEMS είχαν πάχος 200 nm. Επιλέχθηκαν τέσσερις διαφορετικοί λόγοι για τις ροές των αντιδρώντων αερίων [NH<sub>3</sub>]/[SiH<sub>4</sub>] ίσοι με 1.33% (δείγμα B1), 2% (δείγμα B2) και 4% (δείγμα B3) και 8% (δείγμα B4) (Πίνακας 3.2).

Οι μεταλλικοί οπλισμοί των πυκνωτών που κατασκευάστηκαν είναι συμμετρικοί (και οι δύο οπλισμοί κατασκευάστηκαν από τιτάνιο (Ti)) και κυκλικοί με διάμετρο ίση με 2 mm σε όλες τις διατάξεις

Η στοιχειομετρία των υμενίων SiN<sub>x</sub> μετρήθηκε στο Georgia Institute of Technology με τη μέθοδο XPS (X-ray Photoelectron Spectroscopy) και βρέθηκε ότι η αναλογία N/Si είναι 0.36 για τα υμένια B1, 0.41 για τα υμένια B2, 0.63 για τα υμένια B3 και 0.98 για τα υμένια B4.

		<b>B1</b>	<b>B2</b>	<b>B3</b>	<b>B4</b>
<b>Πάνω οπλισμός</b>	Au	500nm	500nm	500nm	500nm
	Ti	5nm	5nm	5nm	5nm
<b>Διηλεκτρικό</b>	SiN <sub>x</sub>	200 nm	200 nm	200 nm	200 nm
<b>Κάτω οπλισμός</b>	Ti	5nm	5nm	5nm	5nm
	Au	200nm	200nm	200nm	200nm
	Ti	5nm	5nm	5nm	5nm
<b>Υπόστρωμα</b>	SiO <sub>2</sub>	3μm	3μm	3μm	3μm
	Si	500μm	500μm	500μm	500μm
<b>Θερμοκρασία υποστρώματος</b>		150°C	150°C	150°C	150°C
<b>[NH<sub>3</sub>]/[SiH<sub>4</sub>]</b>		1.33%	2%	4%	8%
<b>x = N/Si</b>		0.36	0.41	0.63	0.98

Πίνακας 3.2: Η δομή και οι συνθήκες εναπόθεσης των διατάξεων της ομάδας Β.



Σχήμα 3.10: Εικόνα SEM ενός διακόπτη RF MEMS της ομάδας Β.

### 3.5.3 Ομάδα δειγμάτων Γ

Η ομάδα δειγμάτων Γ κατασκευάστηκε στο ινστιτούτο LAAS-CNRS (Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systemes – Centre National de la Recherche Scientifique), στην Τουλούζη της Γαλλίας. Η μέθοδος εναπόθεσης των υμενίων  $\text{SiN}_x$  είναι κι εδώ η μέθοδος PECVD με θερμοκρασία υποστρώματος  $200^\circ\text{C}$  αλλά χρησιμοποιήθηκαν δύο τιμές στην συχνότητα του εναλλασσόμενου ηλεκτρικού πεδίου που δημιουργεί το πλάσμα: i) χαμηλή συχνότητα: 380 kHz (δείγμα LF) και ii) υψηλή συχνότητα: 13.56 MHz (δείγμα HF) (Πίνακας 3.3). Το πάχος των υμενίων σε όλες τις διατάξεις ποικίλλει από 50 nm έως 500 nm.

Στις διατάξεις MIM οι οπλισμοί που χρησιμοποιήθηκαν είναι συμμετρικοί (και οι δύο οπλισμοί κατασκευάστηκαν από τιτάλιο) και κυκλικοί με διάμετρο 500  $\mu\text{m}$ . Οι διακόπτες RF MEMS κατασκευάστηκαν με συνήθεις λιθογραφικές μεθόδους πάνω σε πυρίτιο υψηλής αντίστασης. Ο κινούμενος οπλισμός κατασκευάστηκε από τιτάλιο και χρυσό, το πάχος του είναι 2  $\mu\text{m}$  και σε κατάσταση ισορροπίας η απόστασή του από το διηλεκτρικό υμένιο είναι 2.5  $\mu\text{m}$ . Τέλος, το υμένιο που εναποτίθεται μεταξύ των οπλισμών έχει εμβαδόν  $A = 2.5 \times 10^{-5} \text{ cm}^2$ .

Η στοιχειομετρία των υμενίων  $\text{SiN}_x$  μετρήθηκε στο LAAS-CNRS με τη μέθοδο XPS (X-ray Photoelectron Spectroscopy) και βρέθηκε ότι η αναλογία N/Si είναι 0.79 για τα υμένια LF και 1.04 για τα υμένια HF.

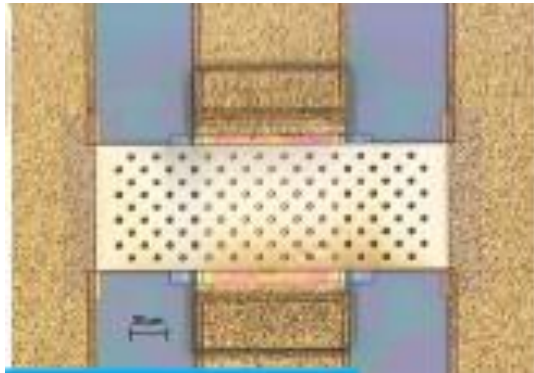
		<b>LF</b>	<b>HF</b>
<b>Πάνω οπλισμός</b>	Au	800 nm	800 nm
	Ti	100 nm	100 nm
<b>Διηλεκτρικό</b>	$\text{SiN}_x$	50nm - 400nm	100nm – 500nm
<b>Κάτω οπλισμός</b>	Ti	100 nm	100 nm
	Au	500 nm	500 nm
<b>Υπόστρωμα</b>	$\text{SiO}_2$	800 nm	800 nm
	Si	500 $\mu\text{m}$	500 $\mu\text{m}$
<b>Θερμοκρασία υποστρώματος</b>		200°C	200°C
<b>Συχνότητα πλάσματος</b>		380 kHz	13.56 MHz
<b>x = N/Si</b>		0.79	1.04

Πίνακας 3.3: Η δομή και οι συνθήκες εναπόθεσης των διατάξεων της ομάδας Γ.

### 3.5.4 Ομάδα δειγμάτων Δ

Η τελευταία ομάδα δειγμάτων κατασκευάστηκε στο ινστιτούτο Thales Research and Technology (TRT) στην περιοχή Palaiseau της Γαλλίας. Η μέθοδος εναπόθεσης των υμενίων  $\text{SiN}_x$  είναι κι εδώ η μέθοδος PECVD με θερμοκρασία υποστρώματος  $340^\circ\text{C}$  και το πάχος των υμενίων είναι  $70\text{ nm}$ .

Οι διακόπτες RF MEMS κατασκευάστηκαν με συνήθεις λιθογραφικές μεθόδους πάνω σε πυρίτιο υψηλής αντίστασης. Ο κινούμενος οπλισμός κατασκευάστηκε από τιτάνιο και χρυσό και σε κατάσταση ισορροπίας η απόστασή του από το διηλεκτρικό υμένιο είναι  $2\ \mu\text{m}$ . Τέλος, το υμένιο που εναποτίθεται μεταξύ των οπλισμών έχει εμβαδόν  $A = 1.3 \times 10^{-4}\text{ cm}^2$ .



Σχήμα 3.11: Κάτοψη ενός RF MEMS διακόπτη της ομάδας Δ.



## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΕΣ ΠΟΛΩΣΗΣ ΚΑΙ ΑΠΟΠΟΛΩΣΗΣ ΣΤΑ ΥΜΕΝΙΑ ΝΙΤΡΙΔΙΟΥ ΤΟΥ ΠΥΡΙΤΙΟΥ

### 4.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Στο παρόν κεφάλαιο μελετώνται τα χαρακτηριστικά των μηχανισμών πόλωσης και αποπόλωσης στα υμένα νιτριδίου του πυριτίου ( $\text{SiN}_x$ ) που έχουν εναποτεθεί με τη μέθοδο PECVD. Η επίδραση των συνθηκών πόλωσης και της θερμοκρασίας μελετώνται επίσης διεξοδικά. Οι διαδικασίες φόρτισης και εκφόρτισης των διηλεκτρικών υμενίων στους διακόπτες RF MEMS διαφέρουν απ' τις αντίστοιχες διαδικασίες στους πυκνωτές MIM. Στα υμένα των διακοπών RF MEMS η έγχυση φορτίων πραγματοποιείται μόνο από τα σημεία επαφής (asperities) της γέφυρας με το υμένο στην κατάσταση ON ενώ η απομάκρυνση των φορτίων λαμβάνει χώρα μέσω του κάτω οπλισμού στην κατάσταση OFF. Αντίθετα η έγχυση και η απομάκρυνση των φορτίων στα υμένα των πυκνωτών MIM πραγματοποιείται και από τους δύο οπλισμούς, που εφάπτονται «τέλεια» με το υμένο. Για το λόγο αυτό είναι αναγκαία η μελέτη των διαδικασιών πόλωσης/αποπόλωσης και στα δύο είδη διατάξεων.

Η μέθοδος TSDC που χρησιμοποιήθηκε στις διατάξεις MIM έδωσε πληροφορίες για τους επιμέρους μηχανισμούς που ευθύνονται για την φόρτιση των υμενίων ενώ χρησιμοποιώντας τη γενική αρχή της μεθόδου Kelvin Probe υπολογίστηκαν τα ρεύματα φόρτισης και εκφόρτισης διαμέσου των διηλεκτρικών υμενίων στους διακόπτες RF MEMS, κάτι που πραγματοποιήθηκε για πρώτη φορά στα πλαίσια εκπόνησης της παρούσας διατριβής. Η επίδραση της θερμοκρασίας φόρτισης και εκφόρτισης στην πόλωση των διηλεκτρικών υμενίων των διακοπών RF MEMS μελετήθηκε επίσης ξεχωριστά. Τέλος, εξετάστηκε η συνεισφορά κάθε μηχανισμού πόλωσης στη φόρτιση των διηλεκτρικών υμενίων πραγματοποιώντας μετρήσεις φόρτισης εξ επαφής και εξ επαγωγής στους διακόπτες RF MEMS.

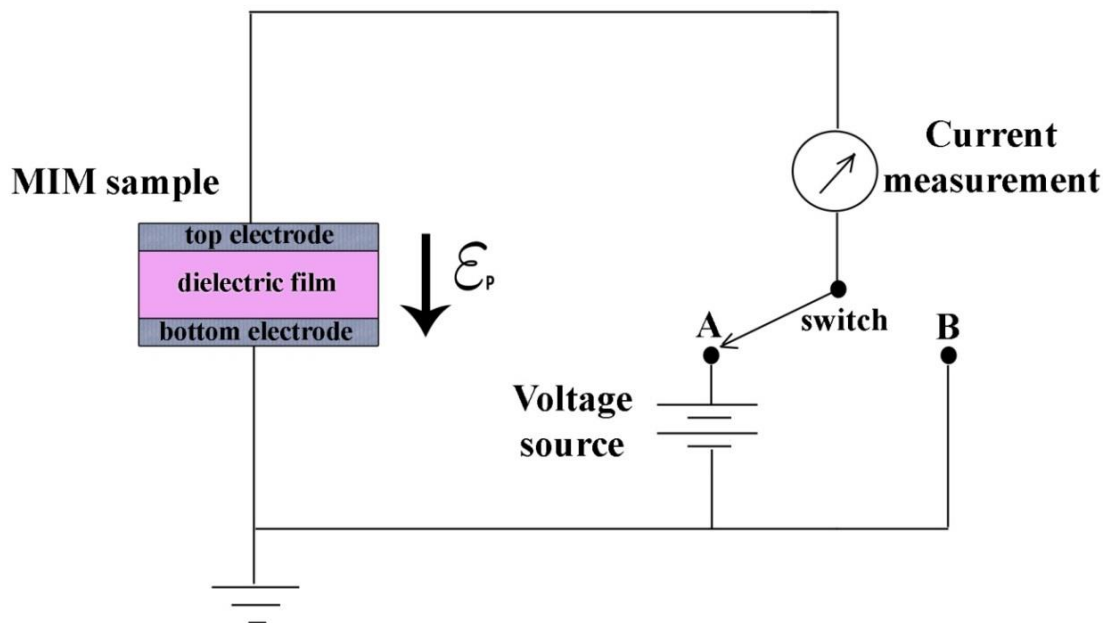
### 4.2 Ο ΡΟΛΟΣ ΤΩΝ ΣΥΝΘΗΚΩΝ ΠΟΛΩΣΗΣ

Στη συνέχεια μελετάται η ηλεκτρική συμπεριφορά διηλεκτρικών υμενίων  $\text{SiN}_x$  σε πυκνωτές MIM και διακόπτες RF MEMS για διάφορες συνθήκες πόλωσης.

### 4.2.1 Μελέτη διατάξεων MIM

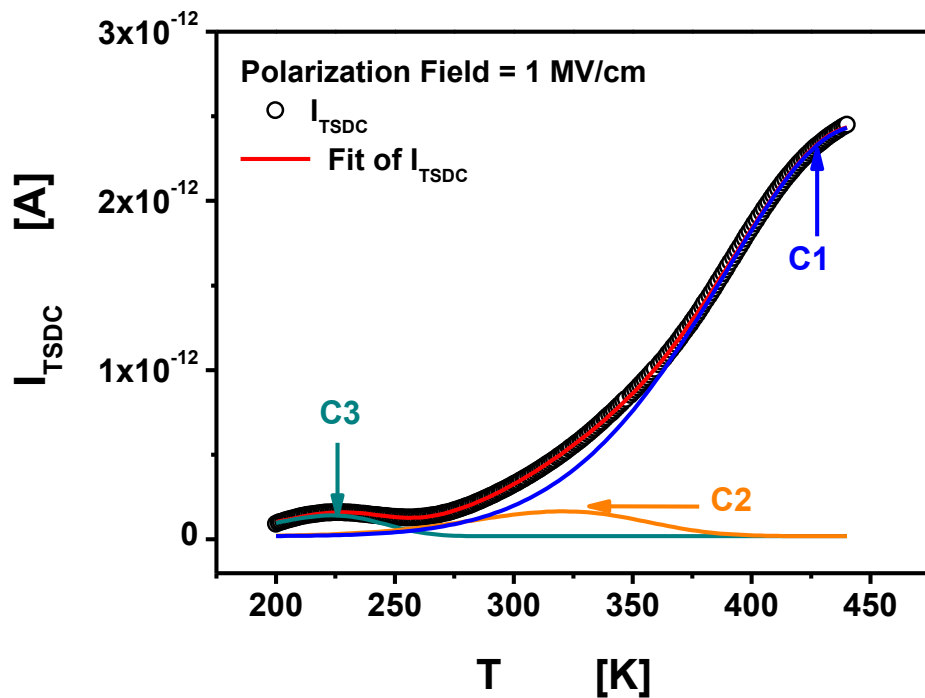
Για τη μελέτη των διαδικασιών φόρτισης και εκφόρτισης των υμενίων  $\text{SiN}_x$  χρησιμοποιήθηκαν πυκνωτές MIM της ομάδας A με συμμετρικούς οπλισμούς, με πάχος υμενίου 330 nm και με θερμοκρασία εναπόθεσης  $250^\circ\text{C}$  (υλικό HT). Τα χαρακτηριστικά των μηχανισμών πόλωσης και αποπόλωσης προσδιορίστηκαν πραγματοποιώντας μετρήσεις TSDC με πεδία πόλωσης  $\epsilon_p$  διαφόρων εντάσεων (από 20 kV/cm έως 1 MV/cm) με θετική και αρνητική πολικότητα. Ο όρος «θετικό» και «αρνητικό» πεδίο πόλωσης που θα χρησιμοποιηθεί στη συνέχεια αναφέρεται στη φορά του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου πόλωσης, όπως φαίνεται και στο Σχήμα 4.1.

Το φάσμα TSDC μπορεί να δώσει πληροφορίες για τους μηχανισμούς πόλωσης που λαμβάνουν χώρα στο διηλεκτρικό υλικό. Προσαρμόζοντας τη σχέση (3.15) στα πειραματικά σημεία του ρεύματος αποπόλωσης έγινε ανάλυση του φάσματος TSDC για τα διάφορα ηλεκτρικά πεδία πόλωσης που εφαρμόστηκαν. Θεωρήθηκε ότι υπάρχουν τρεις βασικοί μηχανισμοί αποκατάστασης που συμβολίζονται με C1, C2 και C3 (Σχήματα 4.2 και 4.3). Οι δύο τελευταίοι εμφανίζουν κορυφές στα φάσματα σε θερμοκρασίες μικρότερες των 350 K ενώ στην περιοχή των υψηλών θερμοκρασιών κυριαρχεί ένας ισχυρός μηχανισμός (C1) σε όλες τις περιπτώσεις, του οποίου η κορυφή φαίνεται να εμφανίζεται σε θερμοκρασία μεγαλύτερη των 450 K.

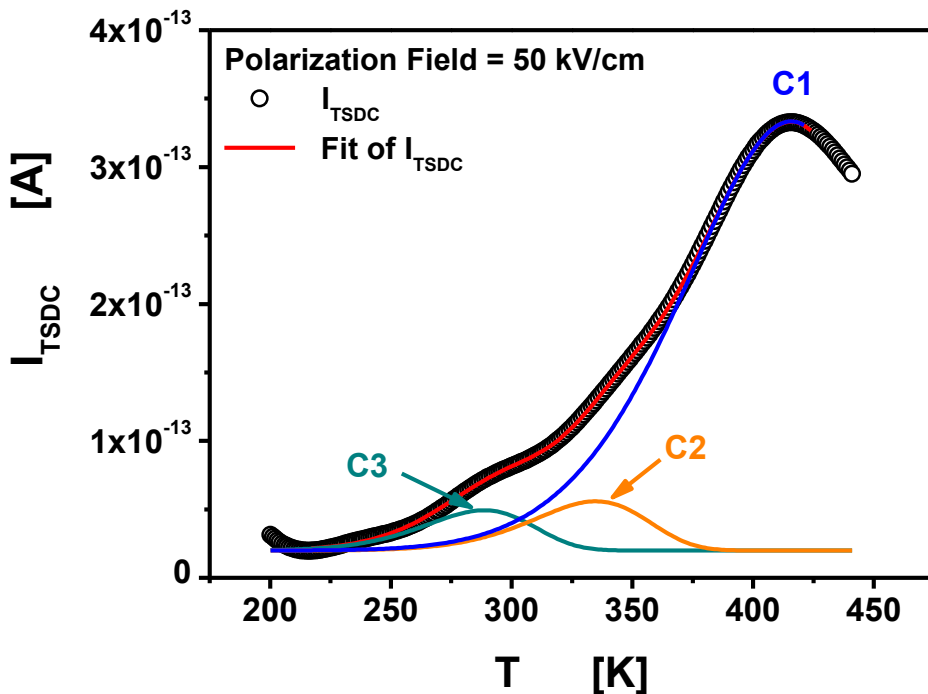


Σχήμα 4.1: Διάταξη μέτρησης TSDC για θετικό πεδίο πόλωσης  $\epsilon_p$ . Κατά την εφαρμογή αρνητικού πεδίου πόλωσης η φορά του  $\epsilon_p$  θα είναι αντίθετη. Ο διακόπτης βρίσκεται στη θέση A κατά τη φόρτιση ενώ κατά τη μέτρηση του ρεύματος TSDC είναι στη θέση B.





Σχήμα 4.2: Ανάλυση του φάσματος TSDC για την περίπτωση που εφαρμόζεται θετικό πεδίο πόλωσης με ένταση 1 MV/cm. Οι συνεισφορές των επιμέρους μηχανισμών αποκατάστασης C1,C2 και C3 έχουν επίσης σχεδιαστεί.



Σχήμα 4.3: Ανάλυση του φάσματος TSDC όταν εφαρμόζεται θετικό πεδίο πόλωσης με ένταση 50 kV/cm.

Μηχανισμός	$E_A$ (eV)	$\tau_0$ (sec)	$\tau_{300K}$ (sec)
<b>C1</b>	0.24	4.08	$4.16 \times 10^4$
<b>C2</b>	0.35	$2.5 \times 10^{-6}$	1.75
<b>C3</b>	0.42	$3.8 \times 10^{-7}$	3.94

Πίνακας 4.1: Η ενέργεια ενεργοποίησης και ο χρόνος αποκατάστασης σε άπειρη θερμοκρασία ( $\tau_0$ ) και στους 300K ( $\tau_{300K}$ ) για κάθε μηχανισμό αποκατάστασης όταν εφαρμόζεται θετικό πεδίο πόλωσης με ένταση 1 MV/cm.

Οι χρόνοι αποκατάστασης των μηχανισμών C2 και C3 βρέθηκε να είναι πολύ μικροί (Πίνακας 4.1) και γι' αυτό δεν αναμένεται να συνεισφέρουν σημαντικά στη φόρτιση των υμενίων κατά τη λειτουργία ενός διακόπτη RF MEMS. Αντίθετα ο μηχανισμός C1 εμφανίζει πολύ μεγάλο χρόνο αποκατάστασης ( $\tau_0 > 1$ ), μικρή ενέργεια ενεργοποίησης και εύρος κορυφής πολύ μεγαλύτερο από τις κορυφές των άλλων δύο μηχανισμών. Για τους λόγους αυτούς ο μηχανισμός C1 συγκεντρώνει το ενδιαφέρον και μελετάται αναλυτικότερα στη συνέχεια.

Τα χαρακτηριστικά του μηχανισμού C1 (μικρή ενέργεια ενεργοποίησης, πολύ μεγάλος χαρακτηριστικός χρόνος αποκατάστασης και μεγάλο εύρος της κορυφής) δεν προσιδιάζουν εκείνα μιας απλής διαδικασίας αποπόλωσης γι' αυτό και ο μηχανισμός αυτός αποδίδεται στη συνολική συνεισφορά των επιμέρους μηχανισμών εκφόρτισης. Μια τέτοια συμπεριφορά μπορεί να αποδοθεί σε διαδικασίες αποπαγίδευσης φορτίων από συνεχή κατανομή ενεργειακών καταστάσεων [98] ή από καταστάσεις με κατανομή στους χρόνους αποκατάστασης [129].

Οι μηχανισμοί παγίδευσης και αποπαγίδευσης φορτίων στα υμένια  $\text{SiN}_x$  αναμένεται να σχετίζονται με τα κέντρα K και N, καθώς οι δεσμοί Si-H και N-H δεν δίνουν ενεργειακές καταστάσεις στο χάσμα. Οι μεταβάσεις από τις  $N^+$  και  $K^+$  καταστάσεις στις  $N^-$  και  $K^-$  και αντίστροφα [130] μπορεί λοιπόν να θεωρηθούν υπεύθυνες για την εμφάνιση του μηχανισμού C1.

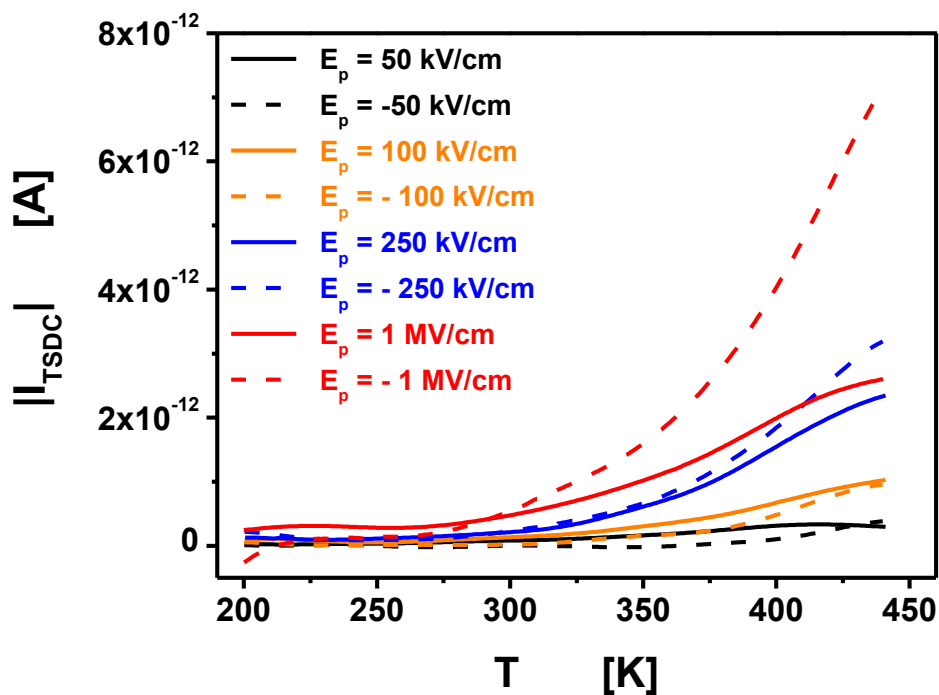
Αυξάνοντας την ένταση του πεδίου πόλωσης το εύρος και η ένταση της κορυφής του μηχανισμού C1 στο φάσμα TSDC αυξάνονται σημαντικά. Τα χαρακτηριστικά του μηχανισμού αυτού συναρτήσεως της έντασης του πεδίου πόλωσης παρουσιάζονται στον Πίνακα 4.2.

$\epsilon_p$ (kV/cm)	Θετικό Πεδίο			Αρνητικό Πεδίο		
	$E_A$ (eV)	$\tau_0$ (sec)	$\tau_{300K}$ (sec)	$E_A$ (eV)	$\tau_0$ (sec)	$\tau_{300K}$ (sec)
<b>20</b>	0.29	0.11	$7.7 \times 10^3$	0.14	1.27	277
<b>50</b>	0.33	0.13	$4.2 \times 10^4$	0.22	0.013	61
<b>100</b>	0.26	4.45	$9.8 \times 10^4$	0.37	0.092	$1.4 \times 10^5$
<b>250</b>	0.23	3.73	$2.6 \times 10^4$	0.28	2.57	$1.2 \times 10^5$
<b>1000</b>	0.24	4.08	$4.2 \times 10^4$	0.22	$1.4 \times 10^2$	$6.6 \times 10^5$

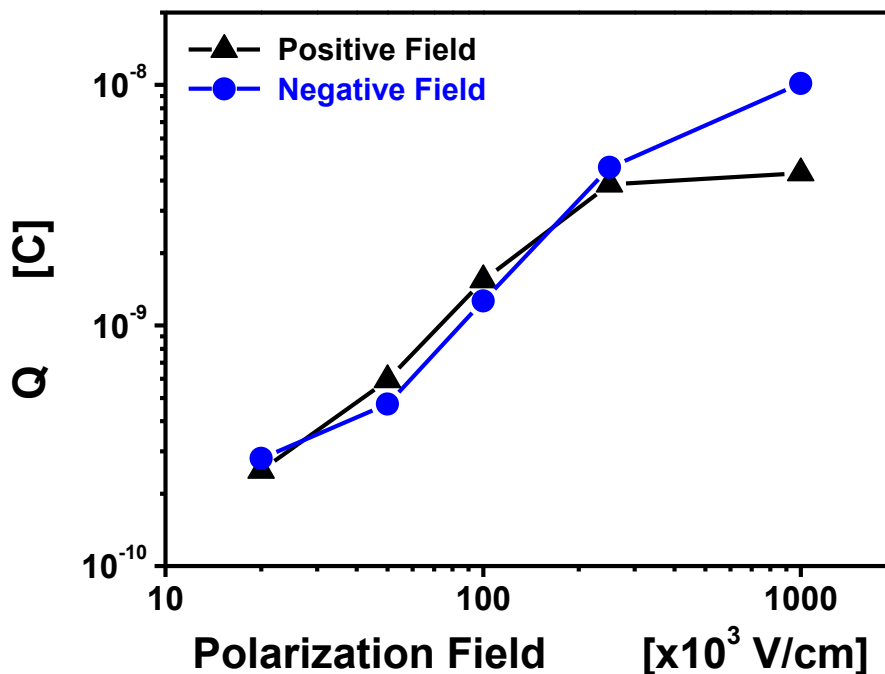
Πίνακας 4.2: Ενέργεια ενεργοποίησης  $E_A$  και χαρακτηριστικοί χρόνοι αποκατάστασης του μηχανισμού C1 για διάφορες εντάσεις του πεδίου πόλωσης  $\epsilon_p$  και για τις δύο πολικότητες.

Από τα φάσματα TSDC (Σχήμα 4.4) προκύπτει επίσης ότι το ρεύμα αποπόλωσης αλλά και το συνολικό φορτίο που μετράται στο εξωτερικό κύκλωμα κατά τη διάρκεια της μέτρησης είναι μεγαλύτερα στην περίπτωση εφαρμογής αρνητικού πεδίου πόλωσης. Αυτή η ασύμμετρη συμπεριφορά εξηγείται αναλυτικά στη συνέχεια και για να γίνει κατανοητή είναι αναγκαίο να ληφθούν υπόψη τα εξής:

- I. Τα διηλεκτρικά υμένα  $\text{SiN}_x$  που εναποτίθενται σε χαμηλές θερμοκρασίες με τη μέθοδο PECVD είναι ανομοιομορφα, καθώς τα κατώτερα στρώματα (nucleation layer) εμφανίζουν μεγάλη συγκέντρωση ατελειών και παγίδων ενώ τα ανώτερα στρώματα εμφανίζουν μεγαλύτερη ομοιομορφία και μικρότερη συγκέντρωση ατελειών [77], όπως αναφέρθηκε και στην ενότητα 2.6.1.
- II. Στα άμορφα υμένα  $\text{SiN}_x$  η μετακίνηση των φορτίων μέσω των ελευθέρων δεσμών Si λαμβάνει χώρα μέσω της μετακίνησης οπών παρά μέσω μετακίνησης των ηλεκτρονίων [113].
- III. Η ενέργεια που απελευθερώνεται κατά την επανασύνδεση των φορέων στα υμένα  $\text{SiN}_x$  συντελεί στην καταστροφή των δεσμών Si-H και τα άτομα του υδρογόνου που απελευθερώνονται καταστρέφουν στη συνέχεια τους δεσμούς Si-Si, δημιουργώντας έτσι επιπλέον ατέλειες (ελεύθερους δεσμούς Si) στο διηλεκτρικό υλικό [115]. Η εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου πόλωσης συνεπάγεται την αύξηση της ενέργειας των φορέων (εμφάνιση «θερμών» ηλεκτρονίων – nonthermal hot electrons – σε ισχυρά ηλεκτρικά πεδία [131]) εντείνοντας με τον τρόπο αυτό την καταστροφή των δεσμών Si-H και την συνεπακόλουθη δημιουργία ατελειών στο υμένο.



Σχήμα 4.4: Φάσματα TSDC των συμμετρικών πυκνωτών MIM της ομάδας A για διάφορα πεδία πόλωσης  $E_p$ .



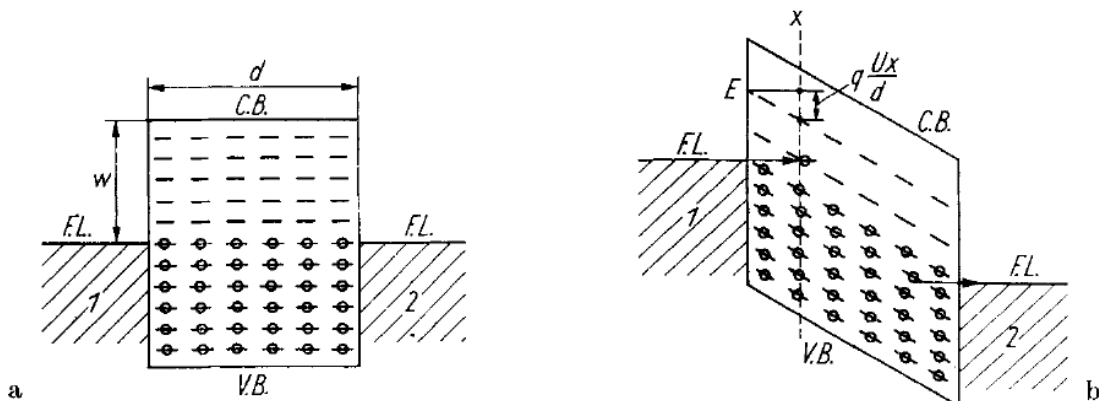
Σχήμα 4.5: Το φορτίο που συλλέγεται στο εξωτερικό κύκλωμα κατά τη διάρκεια της μέτρησης TSDC συναρτήσει της έντασης του πεδίου πόλωσης και για τις δύο πολικότητες του πεδίου.

IV. Η πυκνότητα των ενεργειακών καταστάσεων (DOS) αναμένεται να αυξάνει στην περιοχή κοντά στον οπλισμό που γίνεται έκχυση ηλεκτρονίων, ακριβώς όπως και στο a-Si:H (άμορφο υδρογονωμένο πυρίτιο) [82], [115].

Κατά την εφαρμογή αρνητικού πεδίου πόλωσης η έγχυση των ηλεκτρονίων γίνεται από τον πάνω μεταλλικό οπλισμό στα ανώτερα στρώματα του υμενίου δημιουργώντας ατέλειες στο εσωτερικό του διηλεκτρικού οπότε το συνολικό πλήθος των ατελειών στο υμένιο αυξάνεται. Επιπλέον η έγχυση των οπών πραγματοποιείται από τον κάτω μεταλλικό οπλισμό στα πρώτα εναποτιθέμενα στρώματα του υμενίου, όπου υπάρχει μεγάλη συγκέντρωση ατελειών και παγίδων γεγονός που αυξάνει το πλήθος των παγιδευμένων φορτίων.

Αντίθετα, όταν εφαρμόζεται θετικό πεδίο πόλωσης η έγχυση των οπών γίνεται από τον πάνω μεταλλικό οπλισμό της διάταξης στα ανώτερα στρώματα του υμενίου που περιέχουν μικρότερο πλήθος ατελειών. Το πλήθος των οπών που εγχέονται στο υμένιο είναι έτσι μικρότερο και κατ' επέκταση μικρότερο είναι και το συνολικό φορτίο που παγιδεύεται στο υμένιο στην περίπτωση αυτή.

Αυτή η διαφοροποίηση της φόρτισης των υμενίων με την πολικότητα του πεδίου πόλωσης εξηγεί την καταστροφή των διακοπών RF MEMS λόγω φόρτισης όταν εφαρμόζεται διπολική τάση ενεργοποίησης [29], καθώς αλλάζοντας την πολικότητα του πεδίου πόλωσης παγιδεύεται αντίθετο φορτίο διαφορετικού μεγέθους με αποτέλεσμα το συνολικό παγιδευμένο φορτίο να μην είναι μηδέν.



Σχήμα 4.6: Ενεργειακό διάγραμμα μιας συμμετρικής δομής MIM (a) πριν και (b) μετά από την εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου [44].

Η ασυμμετρία των φασμάτων TSDC που εμφανίζεται για τις διαφορετικές πολικότητες του πεδίου πόλωσης φαίνεται επίσης να γίνεται πιο έντονη όσο το πεδίο πόλωσης γίνεται ισχυρότερο.

Σε χαμηλά πεδία πόλωσης το φορτίο που συλλέγεται στο εξωτερικό κύκλωμα αυξάνεται σχεδόν γραμμικά με την ένταση του πεδίου πόλωσης και η ασυμμετρία του φάσματος TSDC είναι μικρή (Σχήμα 4.5) ενώ όταν η ένταση του πεδίου πόλωσης υπερβεί τα 200 kV/cm αρχίζει να εμφανίζεται ασυμμετρία στο φάσμα TSDC και η κορυφή που αντιστοιχεί στο μηχανισμό C1 γίνεται εντονότερη. Με την αύξηση της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου πόλωσης αυξάνεται η καμπύλωση των ενεργειακών ζωνών στο υλικό (Σχήμα 4.6) και τα εγχεόμενα φορτία παγιδεύονται σε ατέλειες που βρίσκονται σε μεγαλύτερο βάθος στο υμένιο. Επιπλέον η ένταση του ρεύματος Poole-Frenkel γίνεται εντονότερη (Εξισώσεις (2.22) και (2.23)) ενισχύοντας με τον τρόπο αυτό την ανακατανομή των φορτίων στο εσωτερικό του υλικού. Η αύξηση της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου πόλωσης συνεπάγεται και την δημιουργία περισσότερων ατελειών και παγίδων καθώς αυξάνεται η ενέργεια των φορέων («θερμών» ηλεκτρονίων) στο υμένιο [131]. Έτσι σε χαμηλά πεδία πόλωσης τα φορτία αναμένεται να παγιδεύονται στην περιοχή των υμενίων κοντά στους μεταλλικούς οπλισμούς και η ανομοιομορφία του υλικού δεν φαίνεται να επηρεάζει τις διαδικασίες έγχυσης και παγίδευσης φορτίων. Όσο όμως αυξάνεται η ένταση του πεδίου πόλωσης εγχέονται όλο και περισσότερα φορτία σε μεγαλύτερο βάθος στο υμένιο, η συγκέντρωση των ατελειών γίνεται μεγαλύτερη και η ανομοιομορφία του διηλεκτρικού υλικού αρχίζει να γίνεται «εμφανής» δημιουργώντας ασυμμετρία στα φάσματα TSDC.

Συμπερασματικά, η ανομοιογένεια των διηλεκτρικών υμενίων SiN<sub>x</sub> βρέθηκε να επηρεάζει τη φόρτισή τους καθώς εντονότερη φόρτιση παρουσιάζεται στην περίπτωση που πραγματοποιείται έγχυση οπών από τον κάτω μεταλλικό οπλισμό των διατάξεων MIM. Η αύξηση της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου πόλωσης βρέθηκε επίσης ότι δυσχεραίνει τη φόρτιση των υμενίων καθώς σε ισχυρά πεδία πόλωσης αυξάνεται η συγκέντρωση των ατελειών και η έγχυση των φορτίων λαμβάνει χώρα σε μεγαλύτερο βάθος στο υμένιο.

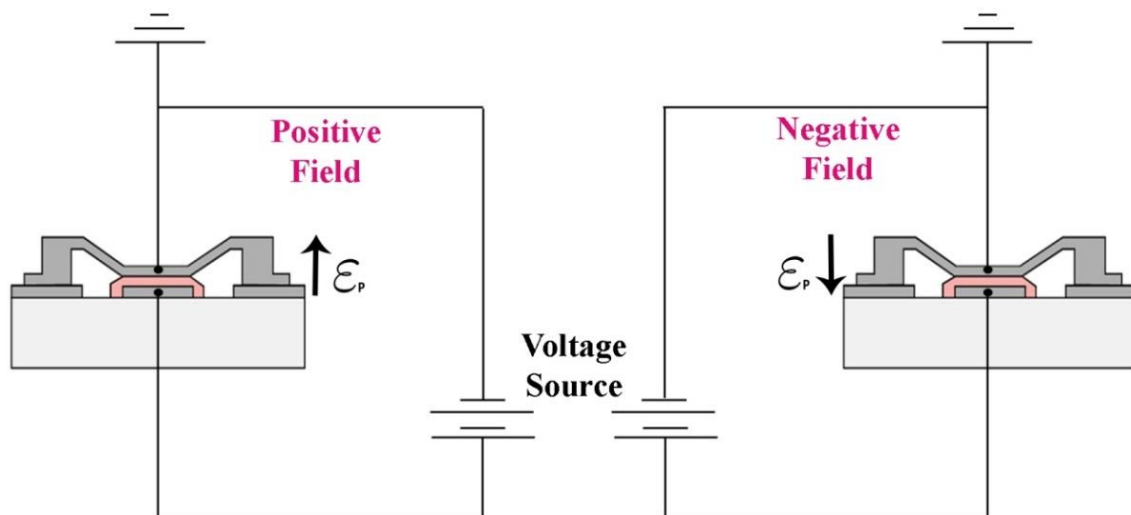
#### **4.2.2 Μελέτη διακοπών RF MEMS**

Η διαδικασία της εκφόρτισης στους διακόπτες RF MEMS διαφέρει από την αντίστοιχη στους πυκνωτές MIM, καθώς η απομάκρυνση των φορτίων λαμβάνει χώρα όταν ο διακόπτης βρίσκεται στην κατάσταση OFF από τον κάτω μεταλλικό οπλισμό σε αντίθεση με τους πυκνωτές MIM όπου

η απομάκρυνση των παγιδευμένων φορτίων πραγματοποιείται και από τους δύο οπλισμούς.

Η διαδικασία αυτή μελετήθηκε στους διακόπτες RF MEMS της ομάδας Γ, στα δείγματα HF με πάχος υμενίου 250 nm. Η τάση ενεργοποίησης των διακοπών αυτών είναι  $V_{pi} = 20$  V και για την μελέτη της διαδικασίας εκφόρτισης υιοθετήθηκε η μέθοδος Kelvin Probe.

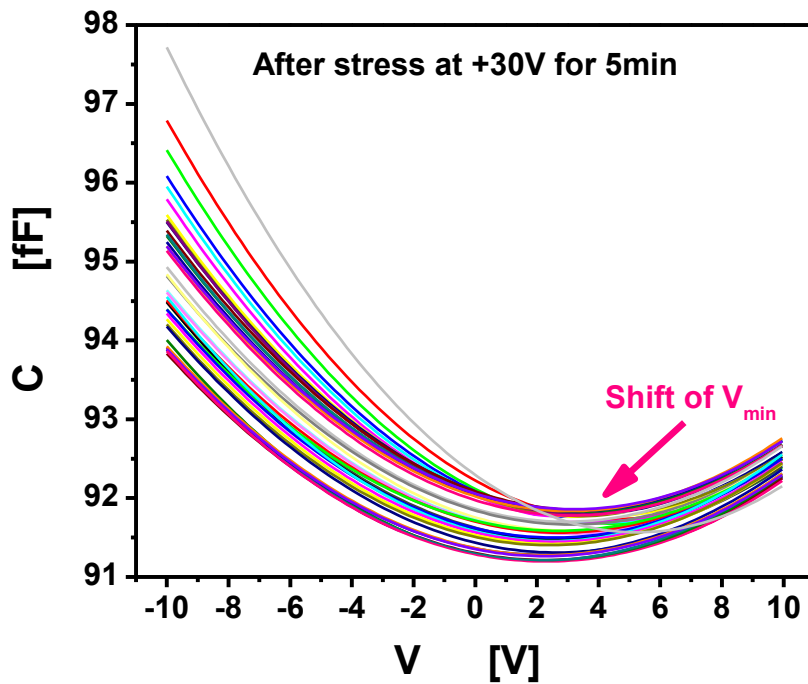
Στο στάδιο της φόρτισης εφαρμόστηκαν ηλεκτρικά πεδία πόλωσης διαφόρων εντάσεων ( $V_{stress}$ : 20 V έως 32 V, που αντιστοιχούν σε ηλεκτρικά πεδία έντασης 0.80 MV/cm έως 1.28 MV/cm) και των δύο πολικότητων για διάφορους χρόνους  $t_{stress}$  (από 5 min έως 30 min) και στη συνέχεια μελετήθηκε η διαδικασία της εκφόρτισης για χρόνο  $t_{disch} = 1.4 \times 10^4$  s. Σημειώνεται ότι ο όρος «θετικό» και «αρνητικό» πεδίο πόλωσης στους διακόπτες RF MEMS αναφέρεται στην πολικότητα του κάτω οπλισμού του διακόπτη (CPW) (Σχήμα 4.7).



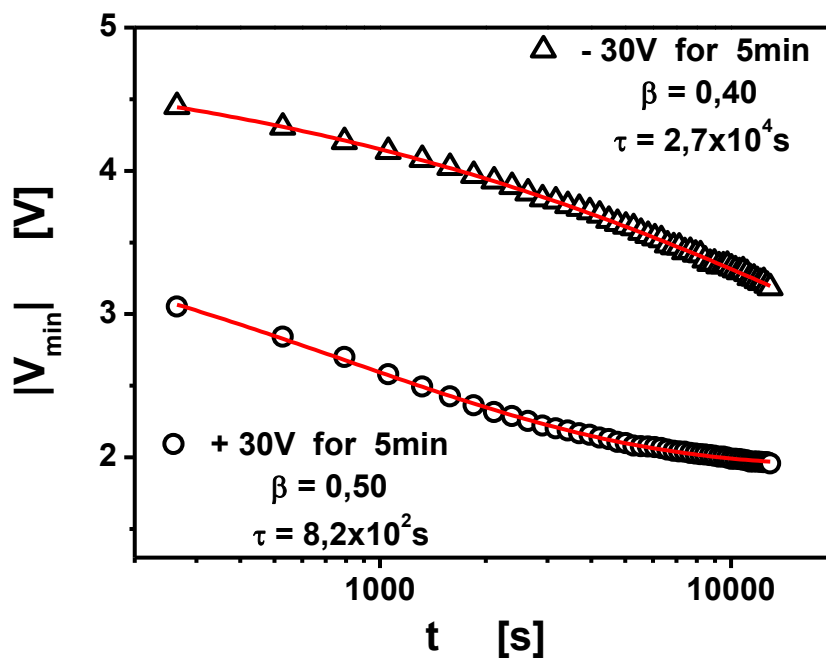
Σχήμα 4.7: Εφαρμογή θετικού (αριστερά) και αρνητικού (δεξιά) πεδίου πόλωσης  $E_p$  σε έναν διακόπτη RF MEMS.

#### 4.2.2.1 Επίδραση της πολικότητας του πεδίου πόλωσης

Από τη καταγραφή των C-V χαρακτηριστικών κατά τη διάρκεια της εκφόρτισης (Σχήμα 4.8) προσδιορίστηκε η ολίσθηση της τιμής της τάσης  $V_{min}$  στην ελάχιστη χωρητικότητα με το χρόνο εκφόρτισης. Έτσι η τάση  $V_{min}$  ολισθαίνει προς το μηδέν κατά τη διάρκεια της εκφόρτισης, καθώς τα παγιδευμένα φορτία ανακατανέμονται στο εσωτερικό του υμενίου και απομακρύνονται από αυτό μέσω του κάτω μεταλλικού οπλισμού (CPW).



Σχήμα 4.8: Καταγραφή των C-V χαρακτηριστικών κατά τη διάρκεια της εκφόρτισης, έπειτα από φόρτιση του υμενίου με +30V για χρόνο 5 min.



Σχήμα 4.9: Η ολίσθηση της τάσης  $V_{min}$  κατά τη διάρκεια της εκφόρτισης όταν το υμένιο έχει πολωθεί με ηλεκτρικό πεδίο έντασης 1.2 MV/cm και των δύο πολικοτήτων.



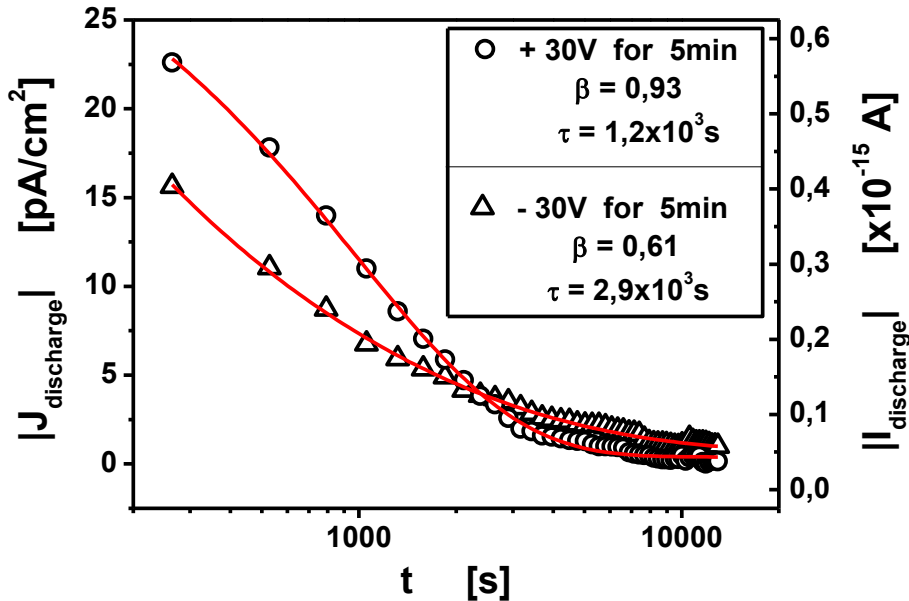
Λαμβάνοντας υπόψη ότι το διηλεκτρικό υμένιο SiN<sub>x</sub> είναι άμορφο, η ανακατανομή και η απομάκρυνση του φορτίου από αυτό βρέθηκε να ακολουθεί το νόμο ανηγμένου εκθετικού σε συμφωνία με τον εμπειρικό νόμο αποκατάστασης Kohlrausch-Williams-Watts (KWW) [40]:

$$V_{\min}(t) = V_0 \cdot \exp\left[-\left(\frac{t}{\tau}\right)^\beta\right] + V_{\text{offset}} \quad (4.1)$$

όπου  $V_0 = \frac{d_\varepsilon}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \mu_{\psi,0}$ , η σταθερά  $\mu_{\psi,0}$  αναφέρεται στην μέση τιμή της ισοδυναμης επιφανειακής πυκνότητας φορτίου τη χρονική στιγμή μηδέν,  $d_\varepsilon$  είναι το πάχος του υμενίου και η σταθερά  $V_{\text{offset}}$  αναφέρεται στην απόκλιση της διαφοράς δυναμικού από το μηδέν κατά τη διάρκεια διεξαγωγής της μέτρησης, η οποία προέρχεται από φορτία που έχουν παγιδευτεί στο υμένιο σε καταστάσεις με πολύ μεγάλους χρόνους αποκατάστασης (μεγαλύτερους από το χρονικό παράθυρο παρατήρησης, δηλ 14000 s στην περίπτωση μας). Η εμφάνιση λοιπόν του όρου  $V_{\text{offset}}$  υποδηλώνει την ύπαρξη πολύ αργών μηχανισμών αποκατάστασης στο διηλεκτρικό υμένιο που δεν είναι δυνατόν να παρατηρηθούν στο χρονικό παράθυρο του πειράματος και για το λόγο αυτό αναφέρονται με τη σταθερά  $V_{\text{offset}}$ .

Η διαδικασία προσαρμογής της εξίσωσης (4.1) με τα πειραματικά δεδομένα έδειξε ότι τα χαρακτηριστικά της διαδικασίας εκφόρτισης εμφανίζουν ισχυρή εξάρτηση από την πολικότητα του πεδίου πόλωσης.

Στην περίπτωση εφαρμογής θετικού πεδίου πόλωσης (εφαρμογή τάσης +30 V) ο χρόνος αποκατάστασης βρέθηκε ίσος με 820 s και ο εκθέτης  $\beta$  ίσος με 0.50 ενώ όταν εφαρμόστηκε αρνητικό πεδίο πόλωσης (εφαρμογή τάσης -30 V) ο χρόνος αποκατάστασης αυξήθηκε κατά δύο τάξεις μεγέθους ( $\tau = 27000$  s) και ο εκθέτης  $\beta$  βρέθηκε ίσος με 0.40 (Σχήμα 4.9). Η μικρή τιμή του εκθέτη  $\beta$  και στις δύο περιπτώσεις υποδηλώνει το σύνθετο χαρακτήρα της διαδικασίας αποπαγίδευσης των φορτίων ενώ οι διαφορές στον χρόνο αποκατάστασης αποδίδονται στην διαφορετική συμπεριφορά του υμενίου ανάλογα με την πολικότητα του πεδίου πόλωσης, κάτι που οφείλεται στην ανομοιογένεια των εναποτιθέμενων υμενίων όπως αναφέρθηκε αναλυτικά και στην προηγούμενη ενότητα (ενότητα 4.2.1). Κατά την εφαρμογή θετικού πεδίου πόλωσης πραγματοποιείται έγχυση ηλεκτρονίων από τον κινούμενο οπλισμό του διακόπτη RF MEMS στην πιο ομοιόμορφη περιοχή του υμενίου και αναμένεται ότι στην περιοχή αυτή θα αυξηθεί η πυκνότητα των ενεργειακών καταστάσεων (DOS) [82], [115]. Το γεγονός αυτό φαίνεται να ευνοεί την αποπαγίδευση των επιφανειακών φορτίων στο υμένιο με αποτέλεσμα να μειώνεται ο χαρακτηριστικός χρόνος στην περίπτωση αυτή.



Σχήμα 4.10: Η πυκνότητα και η ένταση του ρεύματος εκφόρτισης συναρτήσει του χρόνου εκφόρτισης στην περίπτωση που το υμένιο έχει πολωθεί με ηλεκτρικό πεδίο έντασης 1.2 MV/cm και των δύο πολικιοτήτων.

Από τη χρονική παράγωγο της ολίσθησης της τάσης  $V_{min}$  προσδιορίστηκε και η πυκνότητα του ρεύματος εκφόρτισης διαμέσου του διηλεκτρικού υμενίου στο χρονικό παράθυρο παρατήρησης, σύμφωνα με τη σχέση (3.27). Λαμβάνοντας υπόψη και την εξίσωση (4.1) το ρεύμα εκφόρτισης βρέθηκε να ακολουθεί τη σχέση:

$$J_{\text{discharge}}(t) = -\frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{d_\epsilon} \cdot \frac{dV_{\text{min}}}{dt} = \mu_{\psi,0} \cdot \frac{\beta}{\tau} \cdot \left(\frac{t}{\tau}\right)^{\beta-1} \exp\left[-\left(\frac{t}{\tau}\right)^\beta\right] \quad (4.2)$$

με τις τιμές των παραμέτρων  $\beta$  και  $\tau$  να είναι  $\tau = 1.2 \times 10^3$  s &  $\beta = 0.93$  για την περίπτωση θετικού πεδίου πόλωσης και  $\tau = 2.9 \times 10^3$  s &  $\beta = 0.61$  όταν εφαρμόζεται αρνητικό πεδίο πόλωσης (Σχήμα 4.10). Η διαδικασία απομάκρυνσης των φορτίων εμφανίζεται έτσι με χαρακτηριστικό χρόνο ανεξάρτητο της πολικότητας του πεδίου πόλωσης παρά το γεγονός ότι φαίνεται να είναι πιο πολύπλοκη στην περίπτωση που η έγχυση των ηλεκτρονίων πραγματοποιείται από τον κάτω οπλισμό (εφαρμογή αρνητικού πεδίου πόλωσης).

Όταν εφαρμόζεται θετικό πεδίο πόλωσης αναμένεται ότι θα αυξηθεί η πυκνότητα των ενεργειακών καταστάσεων (DOS) [82], [115] στα ανώτερα στρώματα του υμενίου, όπως αναφέρθηκε και προηγούμενα. Η συγκέντρωση των ατελειών θα είναι έτσι μεγάλη κοντά και στον πάνω οπλισμό (λόγω έγχυσης ηλεκτρονίων) αλλά και στον κάτω οπλισμό (από την εναπόθεση). Η συγκέντρωση των ατελειών στο υμένιο εμφανίζεται έτσι

πιο ομοιόμορφη με αποτέλεσμα ο εκθέτης  $\beta$  να αποκτά μεγαλύτερη τιμή. Όσον αφορά το χαρακτηριστικό χρόνο της διαδικασίας αυτής, η τιμή του αναφέρεται κάθε φορά στην μετακίνηση των φορτίων από τα ανώτερα στρώματα του υμενίου προς τα κατώτερα (προς το CPW) και φαίνεται να μην εξαρτάται από το είδος των φορτίων (ηλεκτρόνια ή οπές) που μετακινούνται.

Η διαφορά στις τιμές των παραμέτρων  $\beta$  και  $\tau$  που προέκυψαν από τη διαδικασία προσαρμογής των εξισώσεων (4.1) και (4.2) στα πειραματικά αποτελέσματα του  $V_{\min}$  και  $J_{\text{discharge}}$  οφείλεται στις διαφορετικές διαδικασίες από τις οποίες προκύπτει κάθε μέγεθος ( $V_{\min}$  και  $J_{\text{discharge}}$ ). Το ρεύμα εκφόρτισης υπολογίζεται από τη χρονική παράγωγο της τάσης  $V_{\min}$  και η τιμή του προκύπτει από την μετακίνηση των φορτίων στο διηλεκτρικό υμένιο. Αντίθετα η τιμή του  $V_{\min}$  είναι ανάλογη με την μέση τιμή της ισοδύναμης επιφανειακής πυκνότητας φορτίου. Σημειώνεται τέλος ότι τα φορτία που έχουν παγιδευτεί στο υμένιο σε καταστάσεις με πολύ μεγάλους χρόνους αποκατάστασης θα συνεισφέρουν μόνο στην τιμή  $V_{\text{offset}}$  (βλ. Εξίσωση (4.1)) και όχι στην τιμή του ρεύματος εκφόρτισης. Η τιμή του μεγέθους  $V_{\text{offset}}$  είναι καθοριστική για τον χρόνο ζωής ενός διακόπτη RF MEMS καθώς τα φορτία που παγιδεύονται σε καταστάσεις με μεγάλους χρόνους αποκατάστασης αναμένεται να εντείνουν το πρόβλημα αξιοπιστίας των διακοπών λόγω φόρτισης των διηλεκτρικών τους υμενίων.

Η πυκνότητα  $\sigma_{\text{disch}}$  του συνολικού φορτίου που συλλέγεται κατά τη διάρκεια της εκφόρτισης (σε χρόνο  $1.4 \times 10^4$  s) υπολογίστηκε επίσης από τη σχέση:

$$\sigma_{\text{disch}} = \int_0^t J_{\text{discharge}}(t) dt \quad (4.3)$$

και βρέθηκε να είναι σχεδόν ίδια και για τις δύο πολικότητες του πεδίου πόλωσης ( $\sigma_{\text{disch}} = 3.06 \times 10^{-8}$  C/cm<sup>2</sup> για την περίπτωση αρνητικού πεδίου πόλωσης ενώ για το θετικό πεδίο πόλωσης  $\sigma_{\text{disch}} = 3.33 \times 10^{-8}$  C/cm<sup>2</sup>).

Ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζει επίσης και το γεγονός ότι η πυκνότητα του ρεύματος εκφόρτισης που προσδιορίστηκε με τη μέθοδο αυτή έχει πολύ μικρές τιμές, της τάξης των  $10^{-11}$  A/cm<sup>2</sup>. Οι αντίστοιχες τιμές της έντασης του ρεύματος εκφόρτισης βρέθηκαν να είναι της τάξης  $10^{-16}$  A, κάτι που καθιστά ιδιαίτερα δύσκολη την άμεση μέτρησή του με συμβατικό τρόπο (π.χ. χρήση ηλεκτρομέτρου).

Η πυκνότητα του ρεύματος εκφόρτισης ( $\sim 10$  pA/cm<sup>2</sup>) διαμέσου του διηλεκτρικού υμενίου βρέθηκε λοιπόν να είναι αρκετές τάξεις μεγέθους μικρότερη από την πυκνότητα του ρεύματος αποπόλωσης που προσδιορίζεται με τη μέθοδο TSDC στους πυκνωτές MIM ( $\sim 10^2$ - $10^3$  pA/cm<sup>2</sup>). Λαμβάνοντας υπόψη ότι το ρεύμα εκφόρτισης που μετράται στο

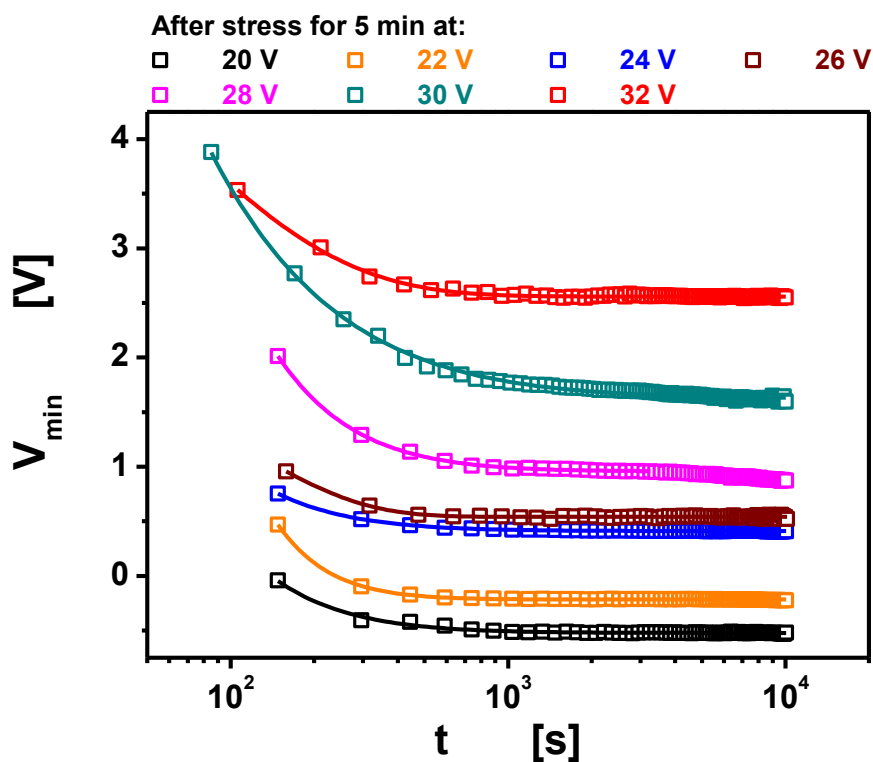
εξωτερικό κύκλωμα κατά τη διάρκεια μιας μέτρησης TSDC προκύπτει από το αλγεβρικό άθροισμα: i) του ρεύματος που προέρχεται από την κίνηση των φορτίων προς τους οπλισμούς απ' όπου πραγματοποιήθηκε η έγχυση και ii) του ρεύματος που προέρχεται από την κίνηση των φορτίων διαμέσου του υμενίου και τη συλλογή αυτών από τον αντίθετο οπλισμό της διάταξης MIM (όχι από εκείνον που έγινε η έγχυση) καταλήγουμε στο συμπέρασμα ότι η δεύτερη συνεισφορά του ρεύματος εκφόρτισης αναμένεται να είναι πολύ μικρή, μιας και το ρεύμα εκφόρτισης διαμέσου των υμενίων βρέθηκε να έχει πολύ μικρή ένταση.

Οι παραπάνω παρατηρήσεις μας οδηγούν στο συμπέρασμα ότι τα εγχεόμενα φορτία στους πυκνωτές MIM παγιδεύονται στην πλειοψηφία τους στην περιοχή των υμενίων κοντά στους οπλισμούς, ώστε να συλλέγονται από τους ίδιους οπλισμούς κατά τη διάρκεια της εκφόρτισης. Επιπλέον, οι τιμές του ρεύματος αποπόλωσης που καταγράφονται με τη μέθοδο TSDC δεν αναμένεται να επηρεάζονται από το ρεύμα διαρροής που εμφανίζεται στους πυκνωτές MIM.

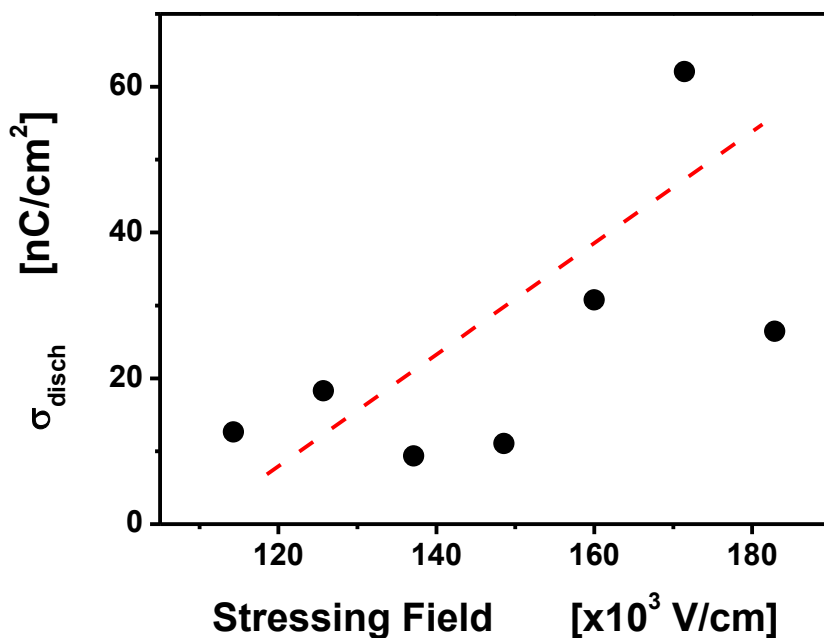
#### **4.2.2.II Επίδραση της έντασης και του χρόνου εφαρμογής του πεδίου πόλωσης**

Η αύξηση της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου πόλωσης βρέθηκε ότι αυξάνει το μέτρο της τάσης  $V_{\text{offset}}$  (Σχήμα 4.11), η οποία προέρχεται από φορτία που έχουν παγιδευτεί στο υμένιο σε καταστάσεις με πολύ μεγάλους χρόνους αποκατάστασης. Η συμπεριφορά αυτή δείχνει ότι μόνο ένα μέρος των παγιδευμένων φορτίων απομακρύνονται από το υμένιο στο χρονικό διάστημα παρατήρησης ( $\sim 10^4$  s) ενώ με την αύξηση της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου πόλωσης όλο και περισσότερα φορτία παγιδεύονται σε καταστάσεις με μεγάλους χαρακτηριστικούς χρόνους και παραμένουν στο εσωτερικό του υμενίου έως το πέρας του χρόνου παρατήρησης.

Επιπλέον, λαμβάνοντας υπόψη ότι η τιμή της τάσης  $V_{\text{min}}$  αντιστοιχεί στην τιμή που η ηλεκτροστατική δύναμη η οποία εμφανίζεται στον κινούμενο οπλισμό του διακόπτη ελαχιστοποιείται, αναμένεται να ελαχιστοποιείται και η διαφορά δυναμικού μεταξύ της γέφυρας και της επιφάνειας του υμενίου. Έτσι η μέση τιμή του δυναμικού στην επιφάνεια του υμενίου κατά τη διάρκεια της εκφόρτισης θα ισούται με την τιμή της τάσης  $V_{\text{min}}$ . Η μέση τιμή του ηλεκτρικού πεδίου στο διηλεκτρικό υμένιο κατά τη διάρκεια της εκφόρτισης βρέθηκε λοιπόν να είναι της τάξης  $10^3 - 10^4$  V/cm σε κάθε περίπτωση, οπότε η διαδικασία της μετακίνησης των φορτίων στο εσωτερικό του υμενίου κατά την εκφόρτιση λαμβάνει χώρα κάτω από την επίδραση ασθενούς ηλεκτρικού πεδίου και αναμένεται έτσι να κυριαρχείται από τις διαδικασίες hopping [111].



Σχήμα 4.11: Ολοίθηση της τάσης  $V_{\min}$  με το χρόνο εκφόρτισης, για διάφορες τιμές έντασης του ηλεκτρικού πεδίου πόλωσης και για χρόνο πόλωσης 5 min.



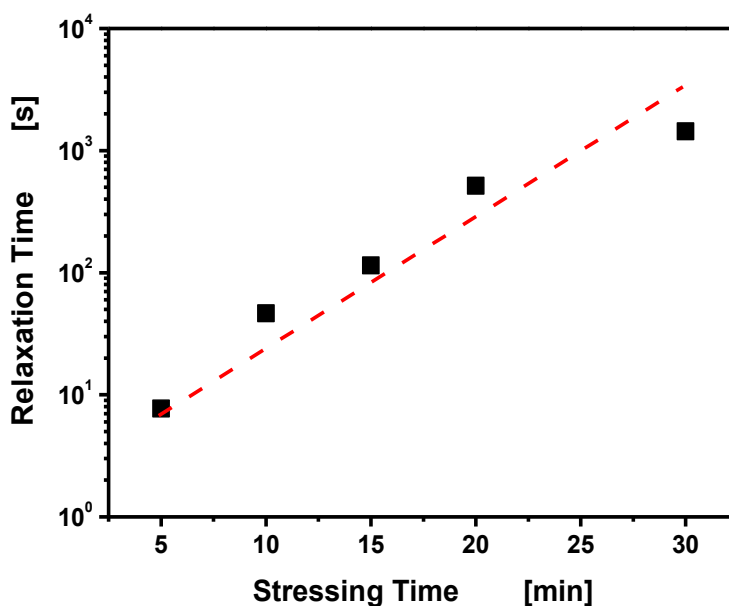
Σχήμα 4.12: Το φορτίο που μετακινείται και ανακατανέμεται στο υμένιο κατά τη διάρκεια της εκφόρτισης ως συνάρτηση της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου πόλωσης.

Η πυκνότητα  $\sigma_{\text{disch}}$  του συνολικού φορτίου που συλλέγεται κατά τη διάρκεια της εκφόρτισης υπολογίστηκε επίσης από τη σχέση (4.3) και βρέθηκε να αυξάνεται με την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου πόλωσης (Σχήμα 4.12), αποτέλεσμα που βρίσκεται σε συμφωνία με τη μελέτη των διατάξεων MIM (Σχήμα 4.5).

Ο χαρακτηριστικός χρόνος αποκατάστασης της τάσης  $V_{\text{min}}$  προσδιορίστηκε προσαρμόζοντας την εξίσωση (4.1) στα πειραματικά αποτελέσματα και βρέθηκε ότι αυξάνεται με την αύξηση του χρόνου εφαρμογής του ηλεκτρικού πεδίου πόλωσης ( $t_{\text{stress}}$ ) (Σχήμα 4.13).

Έχει βρεθεί [28] ότι η αύξηση του χρόνου πόλωσης συνεπάγεται αύξηση του συνολικού παγιδευμένου φορτίου ενώ το κεντροειδές της κατανομής φορτίου στο εσωτερικό του υμενίου μετατοπίζεται σε μεγαλύτερο βάθος στο υμένιο. Επίσης, στα υμένια  $\text{SiN}_x$  εμφανίζονται «θερμά» ηλεκτρόνια (nonthermal hot electrons) υπό την επίδραση ισχυρών ηλεκτρικών πεδίων [131] τα οποία ευθύνονται για το σπάσιμο των δεσμών Si-H και τα άτομα του υδρογόνου που απελευθερώνονται σπάνε τους ασθενείς δεσμούς Si-Si, δημιουργώντας έτσι επιπλέον «βαθιές» ατέλειες στο εσωτερικό των υμενίων.

Έτσι λοιπόν, η αύξηση του χρόνου πόλωσης συνεπάγεται τη δημιουργία «βαθιών» ενεργειακών καταστάσεων με μεγάλους χρόνους αποκατάστασης. Η κατάσταση αυτή εντείνεται με την αύξηση της έντασης του πεδίου πόλωσης, καθώς οι «βαθιές» ατέλειες που δημιουργούνται κατά τη διάρκεια της πόλωσης παγιδεύουν όλο και περισσότερα φορτία.



Σχήμα 4.13: Η αύξηση του χαρακτηριστικού χρόνου αποκατάστασης της τάσης  $V_{\text{min}}$  με την αύξηση του χρόνου πόλωσης.

Συμπερασματικά στην ενότητα αυτή προσδιορίστηκε για πρώτη φορά το ρεύμα εκφόρτισης διαμέσου των διηλεκτρικών υμενίων SiN<sub>x</sub> στους διακόπτες RF MEMS, οι τιμές του οποίου βρέθηκε να είναι ιδιαίτερα μικρές (10<sup>-15</sup>-10<sup>-16</sup> Amperes). Η μέση τιμή του ισοδύναμου επιφανειακού φορτίου αλλά και το ρεύμα εκφόρτισης βρέθηκε επίσης να ακολουθούν νόμο ανηγμένου εκθετικού, με χαρακτηριστικά που εξαρτώνται από την πολικότητα του πεδίου πόλωσης, λόγω της ανομοιογένειας των εναποτιθέμενων υμενίων. Επιπλέον, η αύξηση της έντασης και του χρόνου εφαρμογής του ηλεκτρικού πεδίου πόλωσης εντείνουν τη φόρτιση των υμενίων και αυξάνουν το χαρακτηριστικό χρόνο εκφόρτισης. Τέλος η μετακίνηση των φορτίων διαμέσου των υμενίων SiN<sub>x</sub> κατά τη διάρκεια της εκφόρτισης φαίνεται να λαμβάνει χώρα μέσω των διαδικασιών hopping.

### 4.3 Ο ΡΟΛΟΣ ΤΗΣ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑΣ

Οι μηχανισμοί που ευθύνονται για την φόρτιση και την εκφόρτιση των διηλεκτρικών υμενίων (Poole-Frenkel, Hopping, TAT κ.α.) στους διακόπτες RF MEMS εμφανίζουν ισχυρή εξάρτηση από τη θερμοκρασία και επομένως οι διαδικασίες πόλωσης/αποπόλωσης των υμενίων αυτών θα είναι θερμικά ενεργοποιούμενες [132].

Οι θερμικά ενεργοποιούμενοι μηχανισμοί που εμφανίζονται στα υμένα των διακοπών RF MEMS εξετάζονται σήμερα μελετώντας την ολίσθηση της τάσης  $V_{min}$  στην ελάχιστη χωρητικότητα [22] ή με τη μέθοδο Kelvin Probe Force Microscopy [122] σε διάφορες θερμοκρασίες. Η φόρτιση και η επακόλουθη εκφόρτιση των υμενίων με τις μεθόδους αυτές πραγματοποιείται όμως πάντα στην ίδια θερμοκρασία κάτι που έχει ως αποτέλεσμα να μην υπάρχει διάκριση μεταξύ των θερμικά ενεργοποιούμενων διαδικασιών φόρτισης και εκφόρτισης.

Στην παρούσα ενότητα παρουσιάζεται μια νέα τεχνική για την ξεχωριστή μελέτη των θερμικά ενεργοποιούμενων διαδικασιών φόρτισης και εκφόρτισης στα υμένα των διακοπών RF MEMS.

Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιήθηκε η μέθοδος Kelvin Probe σε διακόπτες RF MEMS της ομάδας Γ, στα δείγματα HF με πάχος υμενίου 250 nm και πραγματοποιήθηκαν δύο κατηγορίες πειραμάτων. Στην πρώτη κατηγορία (Πείραμα Α) η θερμοκρασία φόρτισης παρέμενε σταθερή (300 K) και μελετήθηκε η διαδικασία της εκφόρτισης σε διάφορες θερμοκρασίες (από 300 K έως 400 K). Στην δεύτερη κατηγορία (Πείραμα Β) η θερμοκρασία φόρτισης ήταν μεταβλητή (από 300 K έως 400 K) ενώ η εκφόρτιση πραγματοποιήθηκε σε συγκεκριμένη κάθε φορά θερμοκρασία.

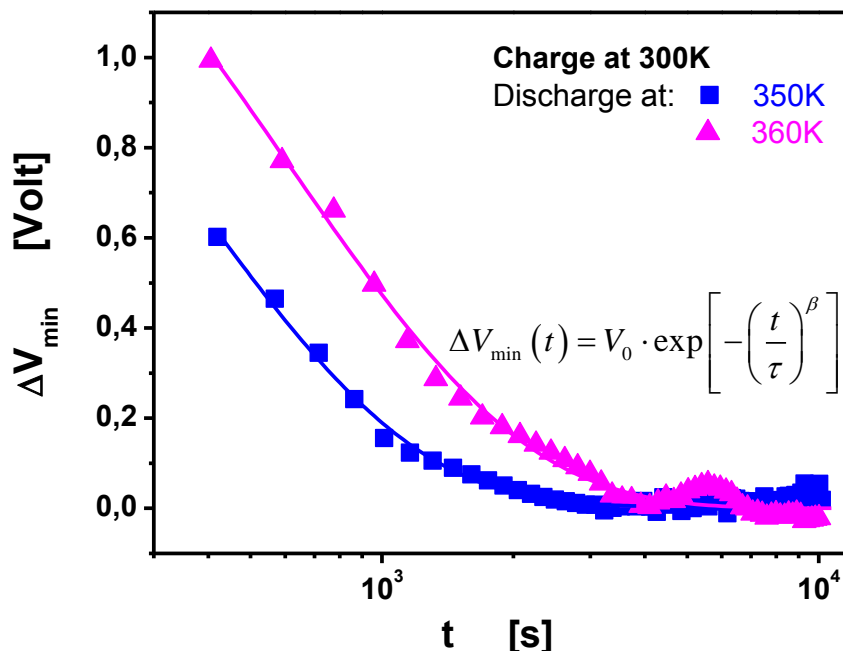


Το ηλεκτρικό πεδίο και ο χρόνος πόλωσης ήταν ίδια για όλα τα πειράματα που πραγματοποιήθηκαν (εφαρμογή διαφοράς δυναμικού 30 V στους οπλισμούς για χρόνο 5 min) και η διαδικασία της εκφόρτισης μελετήθηκε για χρόνο  $10^4$  s.

#### 4.3.1 Πείραμα A : Επίδραση θερμοκρασίας εκφόρτισης

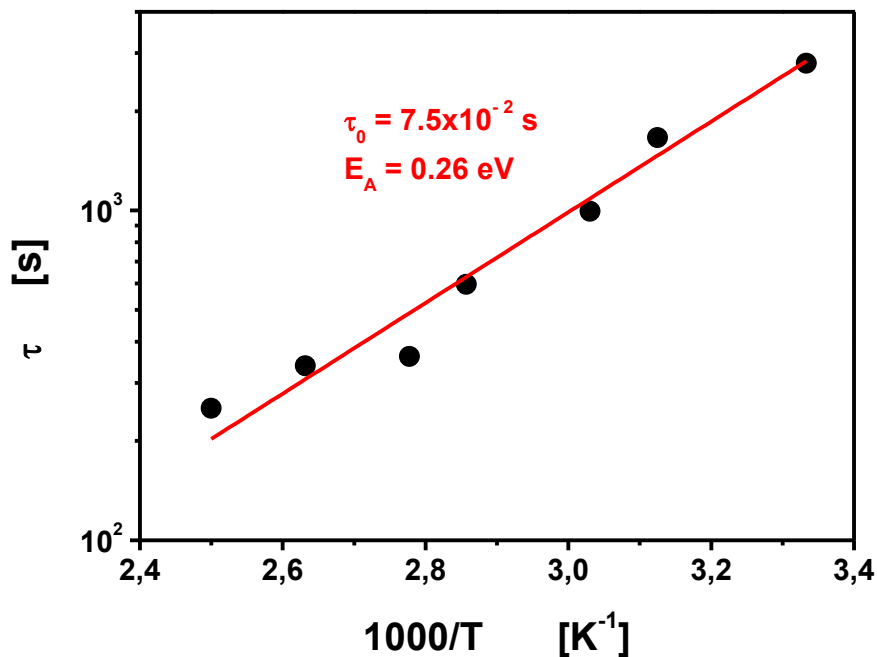
Έχοντας φορτίσει τα υμένα σε θερμοκρασία περιβάλλοντος (300 K) καταγράφηκε η ολίσθηση της τάσης  $V_{\min}$  κατά την εκφόρτιση σε διάφορες θερμοκρασίες και υπολογίστηκε το ρεύμα εκφόρτισης διαμέσου των υμενίων  $J_{\text{disch}}$  σε κάθε περίπτωση.

Σε όλες τις θερμοκρασίες εμφανίζονται δύο μηχανισμοί αποκατάστασης. Ένας που λαμβάνει χώρα στο χρονικό παράθυρο παρατήρησης ( $10^4$  s) και συμβολίζεται ως:  $\Delta V_{\min} = V_{\min} - V_{\text{offset}}$  κι ένας που εμφανίζεται με μεγάλο χαρακτηριστικό χρόνο (μεγαλύτερο από  $10^4$  s) και οδηγεί στη εμφάνιση απόκλισης της διαφοράς δυναμικού από το μηδέν ( $V_{\text{offset}}$ ), ακριβώς όπως αναφέρθηκε και στην προηγούμενη ενότητα (εξίσωση (4.1)).



Σχήμα 4.14: Η ολίσθηση της τάσης  $\Delta V_{\min}$  κατά την εκφόρτιση σε δύο διαφορετικές θερμοκρασίες, έπειτα από φόρτιση των υμενίων στους 300 K.





Σχήμα 4.15: Η ύπαρξη θερμικά ενεργοποιούμενου χρόνου αποκατάστασης ( $\tau$ ) της τάσης  $\Delta V_{\min}$  κατά την εκφόρτιση.

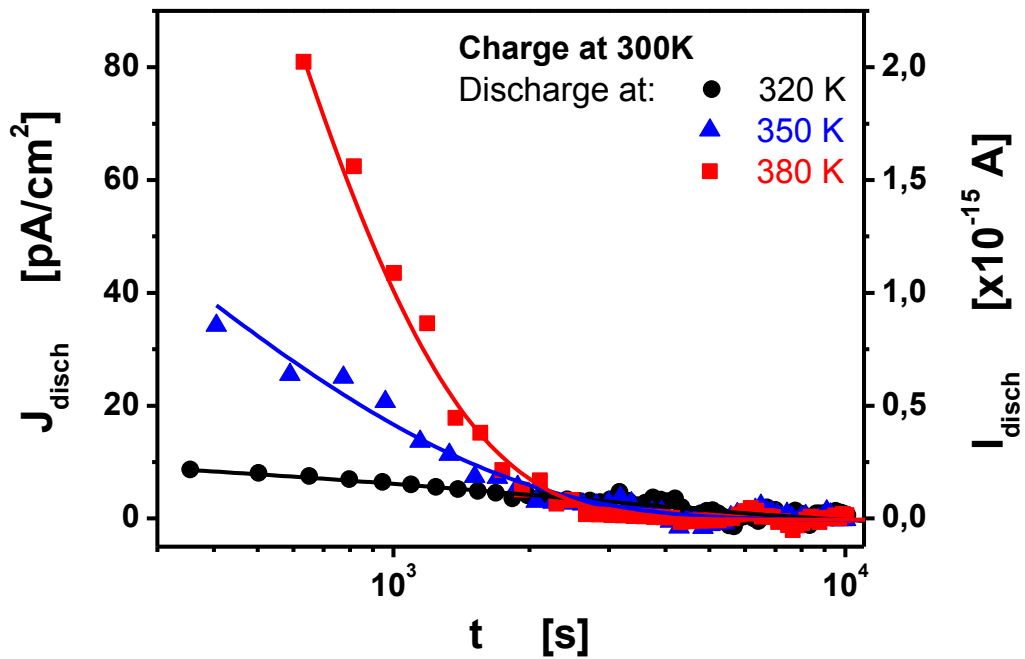
Η διαδικασία προσαρμογής της εξίσωσης (4.1) με τα πειραματικά σημεία  $\Delta V_{\min}$  για κάθε θερμοκρασία εκφόρτισης αποκαλύπτει ότι ο χαρακτηριστικός χρόνος  $\tau$  του μηχανισμού αυτού είναι θερμικά ενεργοποιούμενος (Σχήμα 4.15), σε συμφωνία με τη σχέση:

$$\tau(T) = \tau_0 \exp\left(\frac{E_A}{kT}\right) \quad (4.4)$$

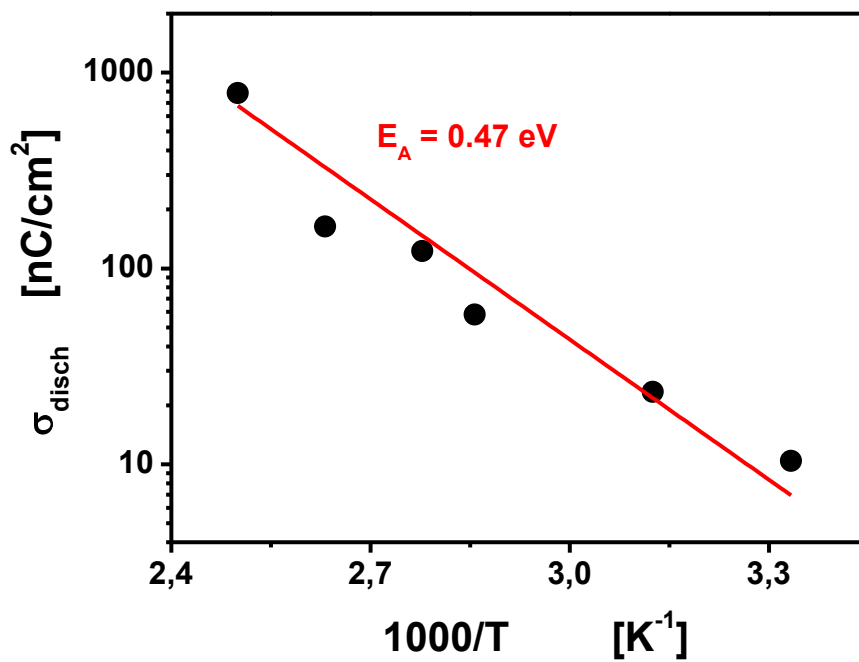
όπου  $k$  είναι η σταθερά Boltzmann,  $T$  η θερμοκρασία,  $\tau_0 = 7.5 \times 10^{-2}$  s ο χαρακτηριστικός χρόνος σε άπειρη θερμοκρασία και η ενέργεια ενεργοποίησης είναι  $E_A = 0.26$  eV.

Η πυκνότητα του ρεύματος εκφόρτισης διαμέσου των υμενίων υπολογίστηκε επίσης σε κάθε περίπτωση από την εξίσωση (4.2) και βρέθηκε ότι αυτή αυξάνεται όσο αυξάνεται η θερμοκρασία εκφόρτισης (Σχήμα 4.16). Λαμβάνοντας υπόψη ότι κατά την εκφόρτιση κυριαρχούν οι διαδικασίες hopping, περισσότερα φορτία αναμένεται να μετακινούνται στο υμένιο όσο αυξάνεται η θερμοκρασία και μάλιστα η διαδικασία αυτή θα λαμβάνει χώρα σε μικρότερο χρόνο.

Η πυκνότητα  $\sigma_{\text{disch}}$  του συνολικού φορτίου που μετακινείται στο υμένιο κατά τη διάρκεια της εκφόρτισης υπολογίστηκε επίσης από τη σχέση (4.3) και βρέθηκε να είναι θερμικά ενεργοποιούμενη, ακολουθώντας τη σχέση:



Σχήμα 4.16: Η αύξηση της έντασης του ρεύματος εκφόρτισης διαμέσου των διηλεκτρικών υμενίων με την αύξηση της θερμοκρασίας εκφόρτισης.



Σχήμα 4.17: Το φορτίο που μετακινείται στο υμένιο κατά την εκφόρτιση είναι θερμικά ενεργοποιούμενο.

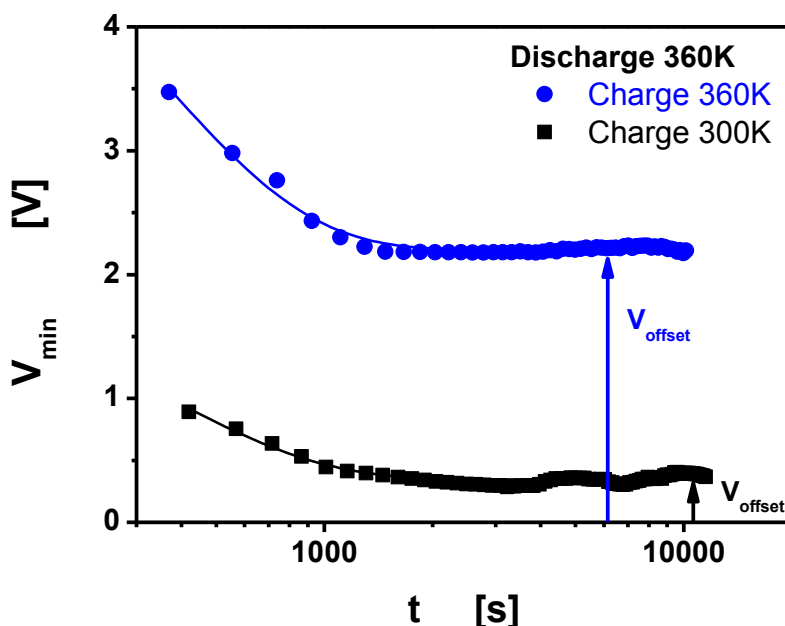
$$\sigma_{\text{disch}}(T) \propto \exp\left(-\frac{E_A}{kT}\right) \quad (4.5)$$

όπου η ενέργεια ενεργοποίησης είναι  $E_A = 0.41$  eV, με  $T$  συμβολίζεται η θερμοκρασία και με  $k$  η σταθερά Boltzmann.

Οι τιμές της ενέργειας ενεργοποίησης που προσδιορίστηκαν στην ενότητα αυτή έρχονται σε συμφωνία με τις αντίστοιχες τιμές που προσδιορίστηκαν με τη μέθοδο TSDC στην ενότητα 4.2.1. Η διαδικασία εκφόρτισης μπορεί λοιπόν κι εδώ να αποδοθεί στην συνολική συνεισφορά επιμέρους διαδικασιών αποκατάστασης που εμφανίζουν κατανομή στους χρόνους αποκατάστασης [129] ή στις ενεργειακές καταστάσεις [98]. Σημειώνεται ότι η μέθοδος TSDC διαφέρει από την τεχνική Kelvin Probe που χρησιμοποιήθηκε σε αυτή την ενότητα και για το λόγο αυτό δεν μπορεί να γίνει άμεση συσχέτιση των παραπάνω μεθόδων.

#### 4.3.2 Πείραμα Β : Επίδραση θερμοκρασίας φόρτισης

Η διαδικασία της εκφόρτισης μελετήθηκε στην περίπτωση που η φόρτιση των υμενίων πραγματοποιείται σε διάφορες θερμοκρασίες. Βρέθηκε έτσι ότι η αύξηση της θερμοκρασίας φόρτισης εντείνει την παγίδευση φορτίων σε καταστάσεις με μεγάλους χρόνους αποκατάστασης (μεγαλύτερους από το χρονικό παράθυρο παρατήρησης ( $10^4$  s)), κάτι που φαίνεται από την αύξηση της απόκλισης  $V_{\text{offset}}$  στην ολίσθηση των τάσεων  $V_{\text{min}}$  (Σχήμα 4.18) κατά τη διάρκεια της εκφόρτισης.



Σχήμα 4.18: Η αύξηση της απόκλισης  $V_{\text{offset}}$  με την αύξηση της θερμοκρασίας φόρτισης.

Οι παγίδες αυτές αναμένεται να επηρεάζουν σημαντικά το χρόνο ζωής των διακοπών RF MEMS. Η ύπαρξή τους στα άμορφα υμένα SiN<sub>x</sub> έχει επίσης αναφερθεί σε διατάξεις MISS, όπου η ολίσθηση των C-V τους χαρακτηριστικών έπειτα από φόρτιση (stress) αποκάλυψε την ύπαρξη ενός θερμικά ενεργοποιούμενου μηχανισμού με χαρακτηριστικό χρόνο  $\tau=3.6 \times 10^{10}$  s [133].

Η διαδικασία που ακολουθήθηκε στην ενότητα αυτή μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την βαθύτερη κατανόηση των διαδικασιών που λαμβάνουν χώρα κατά τη διάρκεια της φόρτισης και της εκφόρτισης των διηλεκτρικών υμενίων. Για τα υμένα SiN<sub>x</sub> που μελετήθηκαν βρέθηκε ότι η αύξηση της θερμοκρασίας πόλωσης ευνοεί την παγίδευση φορτίων σε καταστάσεις με μεγάλους χρόνους αποκατάστασης ενώ η αύξηση της θερμοκρασίας αποπόλωσης συντελεί στην ταχύτερη εκφόρτιση των υμενίων αυτών.

#### **4.4 ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ ΦΟΡΤΙΣΗΣ ΣΕ ΔΙΑΤΑΞΕΙΣ RF MEMS**

Η ηλεκτρική πόλωση που εμφανίζεται στα διηλεκτρικά υμένα θα προέρχεται από τον προσανατολισμό των διπόλων, τη μετακίνηση ελεύθερων φορτίων που τυχόν υπάρχουν στο υμένιο και από φορτία χώρου που εγχέονται στο υμένιο από τους μεταλλικούς οπλισμούς. Μέχρι σήμερα η διαδικασία φόρτισης μελετάται ως αποτέλεσμα της συνολικής συνεισφοράς των επιμέρους μηχανισμών που προαναφέρθηκαν χωρίς να έχει μελετηθεί η επίδραση καθενός από αυτούς ξεχωριστά.

Στην ενότητα αυτή υιοθετήθηκαν δύο διαδικασίες μέτρησης με σκοπό την ξεχωριστή μελέτη κάθε μηχανισμού πόλωσης. Η φόρτιση του διηλεκτρικού υμενίου επιτεύχθηκε λοιπόν με δύο τρόπους:

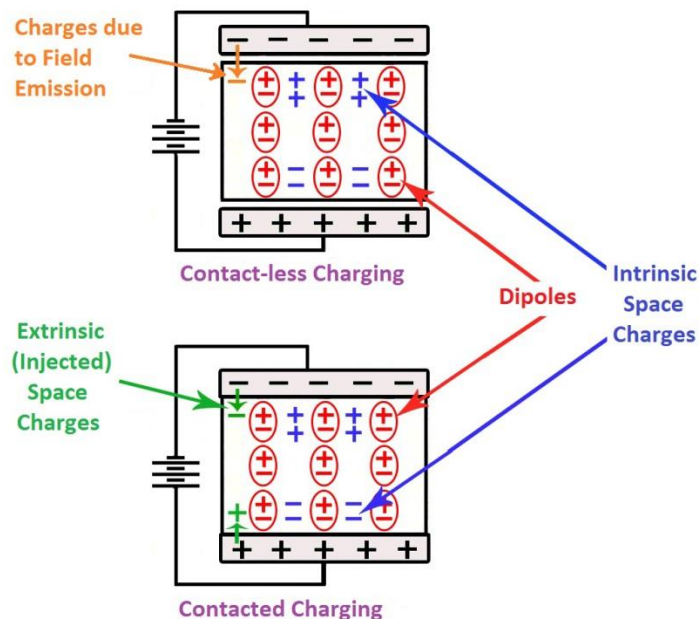
(i) *Φόρτιση εξ επαγωγής (contact-less charging)*: Το διηλεκτρικό υμένιο βρίσκεται στο εσωτερικό ενός ηλεκτρικού πεδίου χωρίς να έρχεται σε επαφή με μεταλλικούς οπλισμούς, οπότε και δεν υπάρχει έγχυση φορτίων από τους οπλισμούς στο εσωτερικό του.

(ii) *Φόρτιση εξ επαφής (contacted charging)*: Το διηλεκτρικό υμένιο έρχεται σε επαφή με τους μεταλλικούς οπλισμούς στους οποίους εφαρμόζεται μια διαφορά δυναμικού, γεγονός που επιτρέπει την έγχυση φορτίων από τους οπλισμούς στο διηλεκτρικό.

Στην πρώτη περίπτωση η ηλεκτρική πόλωση του υμενίου προέρχεται από τον προσανατολισμό των διπόλων και από ελεύθερα φορτία που τυχόν υπάρχουν στο εσωτερικό του ενώ στην δεύτερη περίπτωση η έγχυση φορτίων από τους μεταλλικούς οπλισμούς συνεπάγεται την εμφάνιση μιας

επιπλέον πόλωσης στο υμένιο. Τα φορτία που προέρχονται από την πρώτη διαδικασία φόρτισης εμφανίζονται με την ίδια πολικότητα σε αντίθεση με τα φορτία που εγχέονται από τους οπλισμούς, όπως χαρακτηριστικά φαίνεται και στο Σχήμα 4.19.

Τα διηλεκτρικά υμένια στους διακόπτες RF MEMS πολώνονται εξ επαγωγής όταν ο διακόπτης βρίσκεται στην κατάσταση OFF και το ηλεκτρικό πεδίο ανάμεσα στους οπλισμούς είναι ασθενές. Στην περίπτωση που ο διακόπτης βρίσκεται στην κατάσταση ON το υμένιο πολώνεται και με τους δύο τρόπους (εξ επαγωγής και εξ επαφής) υπό την επίδραση των ισχυρών ηλεκτρικών πεδίων που επικρατούν όταν ο διακόπτης είναι ενεργοποιημένος. Σημειώνεται ότι σε διακόπτες με υψηλή τάση ενεργοποίησης είναι πιθανόν να υπάρχει μια επιπλέον συνεισφορά στην συνολική πόλωση του υμενίου λόγω του φαινομένου Fowler-Nordheim, όταν εφαρμοσθεί ισχυρό ηλεκτρικό πεδίο [134] και ενώ ο διακόπτης βρίσκεται στην κατάσταση OFF. Στην περίπτωση αυτή πραγματοποιείται εκπομπή φορτίων (field emission) από τον κινούμενο οπλισμό του διακόπτη στο διηλεκτρικό υμένιο, διαμέσου του κενού που υπάρχει μεταξύ τους όταν ο διακόπτης βρίσκεται στην κατάσταση OFF. Ο μηχανισμός αυτός λαμβάνει χώρα στις περιοχές που ο μεταλλικός οπλισμός εμφανίζει έντονη τραχύτητα (asperities) καθώς αυτό συντελεί στην περαιτέρω ενίσχυση του τοπικού ηλεκτρικού πεδίου ανάμεσα στις δύο επιφάνειες (κινούμενος μεταλλικός οπλισμός και διηλεκτρικό υμένιο). Τα φορτία που εμφανίζονται στο διηλεκτρικό με τον τρόπο αυτό θα έχουν την ίδια πολικότητα με τα εγχέομενα φορτία και αντίθετη από τα φορτία που προκύπτουν από τη φόρτιση εξ αποστάσεως.



Σχήμα 4.19: Φόρτιση ενός διηλεκτρικού υμενίου εξ επαγωγής (πάνω) και εξ επαφής (κάτω).

Έτσι λοιπόν, η πυκνότητα φορτίου  $\sigma$  που εμφανίζεται στο διηλεκτρικό υμένιο ενός διακόπτη RF MEMS κατά τη διάρκεια λειτουργίας του μπορεί να γραφεί ως το αλγεβρικό άθροισμα:

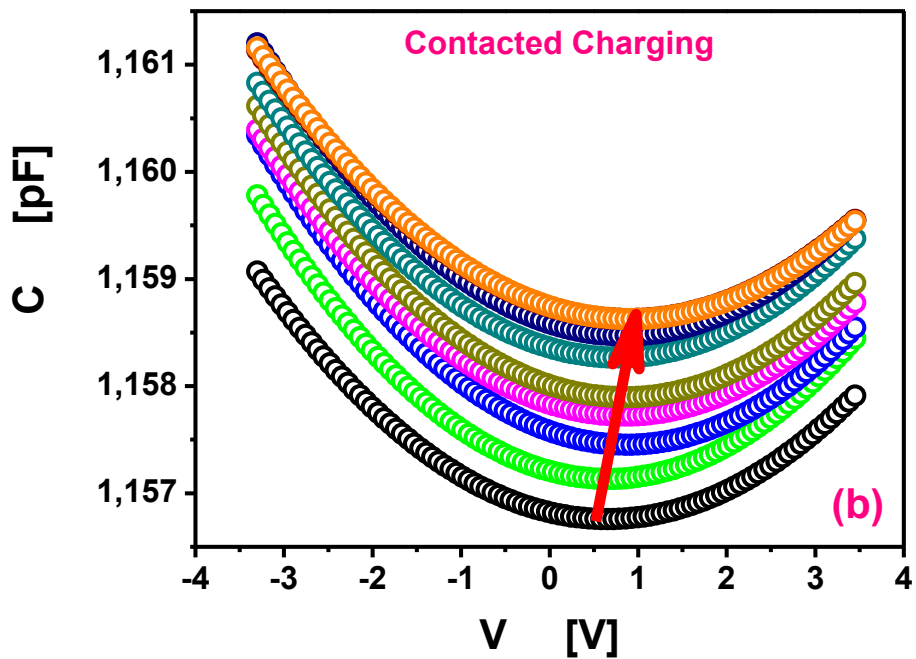
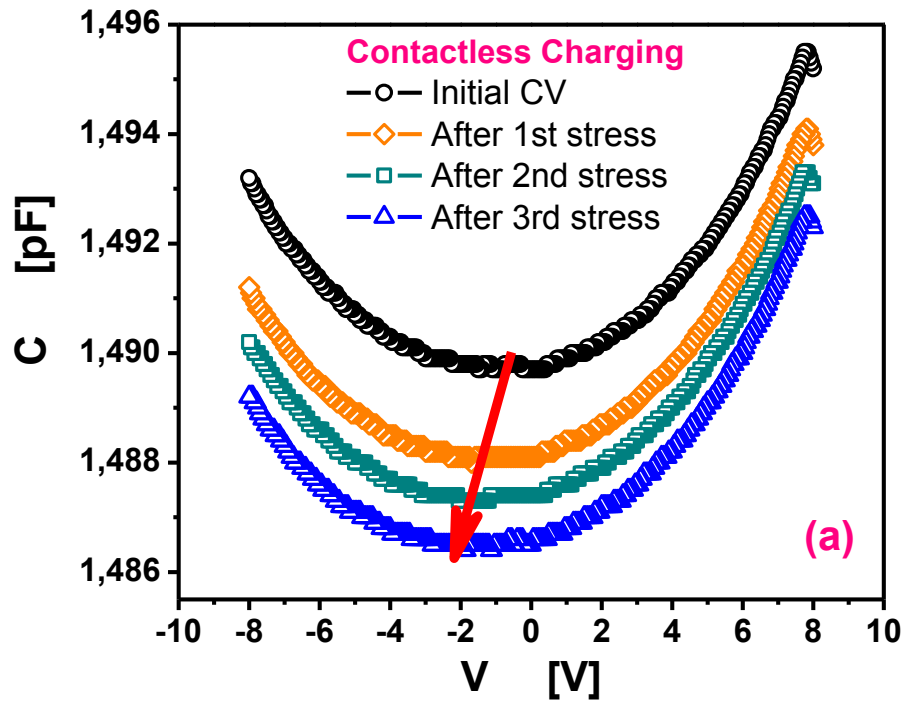
$$\sigma = (\sigma_{\text{ext}} + \sigma_{\text{fe}}) - (\sigma_{\text{dip}} + \sigma_{\text{int}}) \quad (4.6)$$

όπου με  $\sigma_{\text{ext}}$  συμβολίζεται η πυκνότητα των φορτίων που εγχέονται από τους μεταλλικούς οπλισμούς,  $\sigma_{\text{fe}}$  είναι η πυκνότητα των φορτίων στο υμένιο που προέρχονται από διαδικασίες field emission,  $\sigma_{\text{dip}}$  είναι η πυκνότητα φορτίου που εμφανίζεται λόγω διπολικής πόλωσης και  $\sigma_{\text{int}}$  είναι η πυκνότητα των ελεύθερων φορτίων που τυχόν βρίσκονται στο εσωτερικό του υμενίου.

Η ύπαρξη της πόλωσης εξ επαγωγής στα διηλεκτρικά υμένια των διακοπών RF MEMS έχει αναφερθεί στο παρελθόν από τον Παραιοαννου [135] όμως η συνεισφορά της στη συνολική πόλωση των υμενίων δεν έχει μελετηθεί έως σήμερα. Το ιδιαίτερο ενδιαφέρον που παρουσιάζει ο μηχανισμός αυτός έγκειται στο ότι η πόλωση που προκύπτει έχει αντίθετη φορά από την πόλωση που προέρχεται από τα εγχεόμενα φορτία, γεγονός που καθιστά τον μηχανισμό αυτό έναν μηχανισμό αντιστάθμισης στη συνολική πόλωση των υμενίων.

Με τη βοήθεια της μεθόδου Kelvin Probe μελετήθηκε στην παρούσα ενότητα καθένας μηχανισμός πόλωσης ξεχωριστά (φόρτιση εξ επαγωγής και εξ επαφής). Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιήθηκαν διακόπτες RF MEMS της ομάδας Δ με υμένια  $\text{SiN}_x$  πάχους 70 nm και με τάση ενεργοποίησης  $V_{\text{pi}} = 13$  V. Στην περίπτωση της φόρτισης εξ επαφής εφαρμόστηκε στους οπλισμούς του διακόπτη διαφορά δυναμικού 15 V, που αντιστοιχεί σε ηλεκτρικό πεδίο έντασης  $2.1 \times 10^6$  V/cm, για χρόνο 30 s πριν την καταγραφή κάθε C-V χαρακτηριστικής και ο ολικός χρόνος φόρτισης είναι 1020 s. Για την μελέτη της φόρτισης εξ επαγωγής εφαρμόστηκε διαφορά δυναμικού 8 V, που αντιστοιχεί σε ηλεκτρικό πεδίο έντασης  $4 \times 10^4$  V/cm, για χρόνο 900 s και ο συνολικός χρόνος φόρτισης είναι 7200 s.

Στο Σχήμα 4.20 παρουσιάζεται η ολίσθηση της C-V χαρακτηριστικής κατά τη διάρκεια της φόρτισης για την περίπτωση της πόλωσης (a) εξ επαγωγής και (b) εξ επαφής. Η ολίσθηση τάσης  $V_{\text{min}}$  για κάθε διαδικασία παρουσιάζεται στο Σχήμα 4.21, όπου η διαφορετική φορά της ολίσθησης υποδεικνύει τη διαφορετική πολικότητα των επιφανειακών φορτίων που εμφανίζονται σε κάθε περίπτωση.



Σχήμα 4.20: C-V χαρακτηριστικές ενός διακόπτη RF MEMS κατά τη διάρκεια φόρτισης (a) εξ επαγωγής (contactless charging) και (b) εξ επαφής (contacted charging). Το κόκκινο βέλος δείχνει τη φορά ολίσθησης του ελαχίστου της χωρητικότητας.

Σημειώνεται ότι η μεταβολή της τιμής της ελάχιστης χωρητικότητας ( $C_{up}$ ) κατά τη διάρκεια της φόρτισης δεν είναι δυνατόν να συσχετισθεί άμεσα με την μεταβολή της ομοιομορφίας του επιφανειακού φορτίου, καθώς δεν υπάρχουν διαθέσιμες πληροφορίες για τις μηχανικές παραμορφώσεις του κινούμενου οπλισμού των υπό μελέτη διατάξεων.

Η τάση  $V_{min}$  βρέθηκε ότι ολισθαίνει εντονότερα και γρηγορότερα στην περίπτωση της φόρτισης εξ επαφής, γεγονός που αποδίδεται στην μεγαλύτερη ένταση του πεδίου πόλωσης γι' αυτή τη διαδικασία. Αξίζει να αναφερθεί ότι κατά τη διάρκεια της φόρτισης εξ επαγωγής ο προσανατολισμός των διπόλων και η μετακίνηση των ελεύθερων φορτίων μειώνουν το ηλεκτρικό πεδίο στο εσωτερικό του υμενίου, κάτι που συνεπακόλουθα ελαττώνει τη μετακίνηση των φορτίων με το χρόνο. Στην περίπτωση της φόρτισης εξ επαφής η μείωση του ρυθμού συσσώρευσης φορτίων στο υμένιο οφείλεται στην ελάττωση του ηλεκτρικού πεδίου στην περιοχή της επαφής μετάλλου-διηλεκτρικού με το χρόνο φόρτισης.

Από τις τιμές της τάσης  $V_{min}$  υπολογίστηκε και η μέση τιμή της ισοδύναμης επιφανειακής πυκνότητας φορτίου  $\mu_\psi$ , η οποία λαμβάνοντας υπόψη την εξίσωση (1.27) δίνεται από τη σχέση:

$$\mu_\psi = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{d_\epsilon} \cdot V_{min} \quad (4.7)$$

και οι αντίστοιχες τιμές φαίνονται στα διαγράμματα του Σχήματος 4.21.

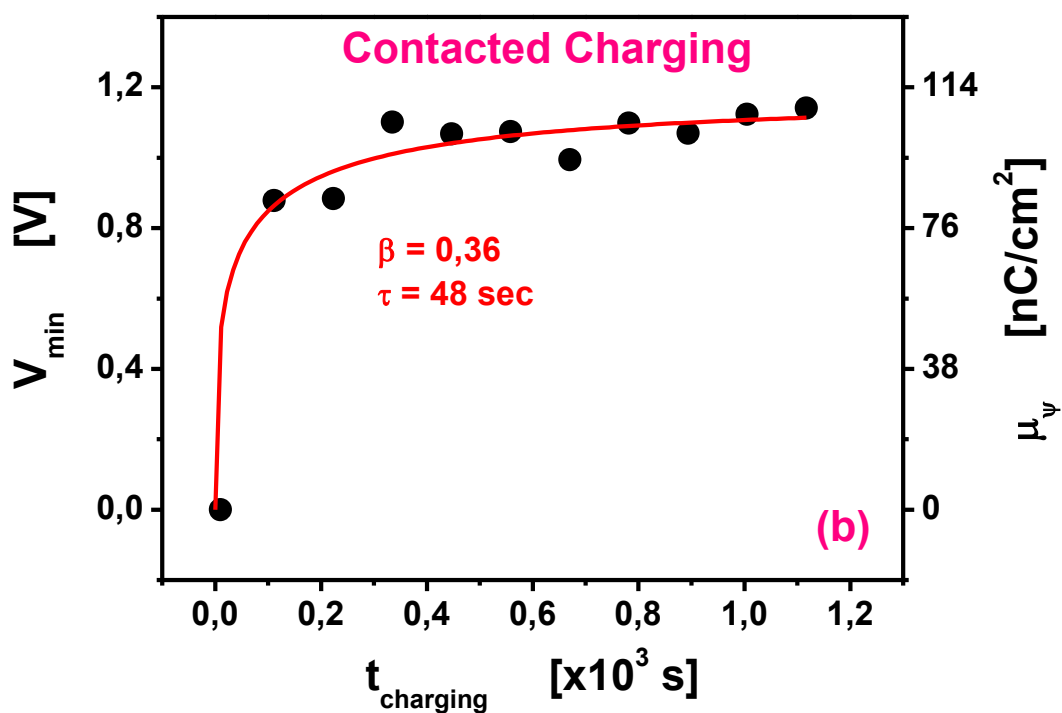
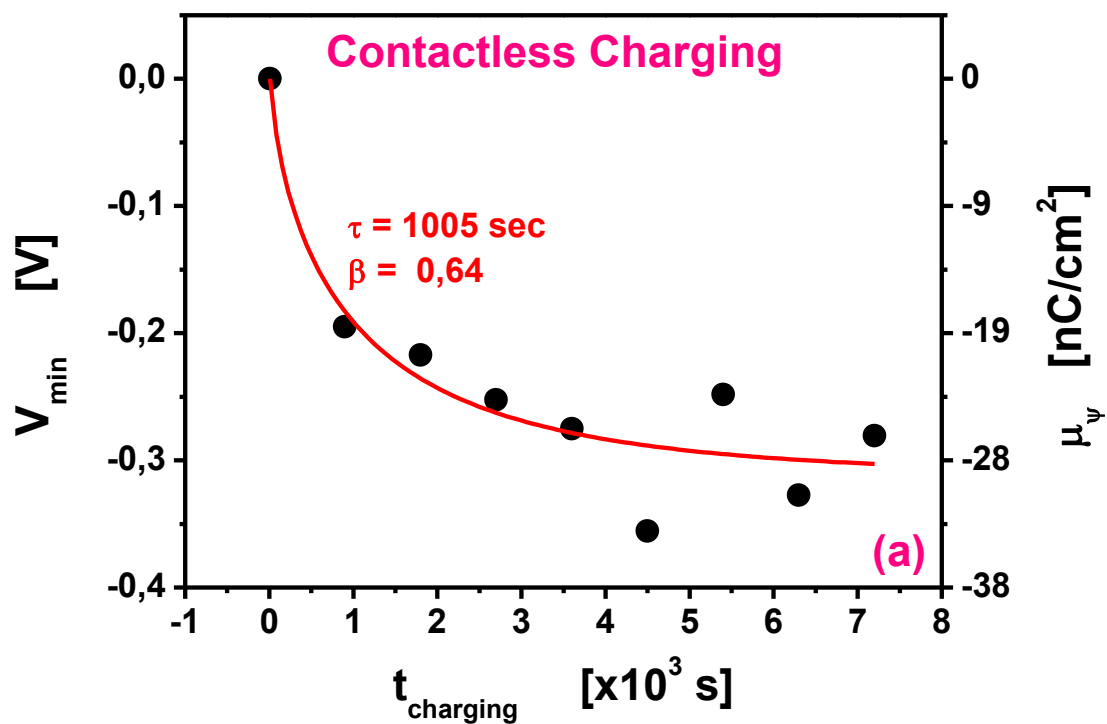
Ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζει το γεγονός ότι η ισοδύναμη πυκνότητα φορτίου βρέθηκε να είναι της ίδιας τάξης μεγέθους ( $\sim nC/cm^2$ ) (με αντίθετη πολικότητα) και για τις δύο διαδικασίες φόρτισης, παρά το γεγονός ότι με την φόρτιση εξ επαγωγής η συσσώρευση φορτίων γίνεται με αρκετά αργό ρυθμό.

Το φορτίο που συσσωρεύεται στο διηλεκτρικό υμένιο βρέθηκε επίσης να ακολουθεί νόμο ανηγμένου εκθετικού, σε συμφωνία με τον εμπειρικό νόμο αποκατάστασης Kohlrausch-Williams-Watts [40] και η τάση  $V_{min}$  εξαρτάται από το χρόνο φόρτισης  $t$  σύμφωνα με τη σχέση:

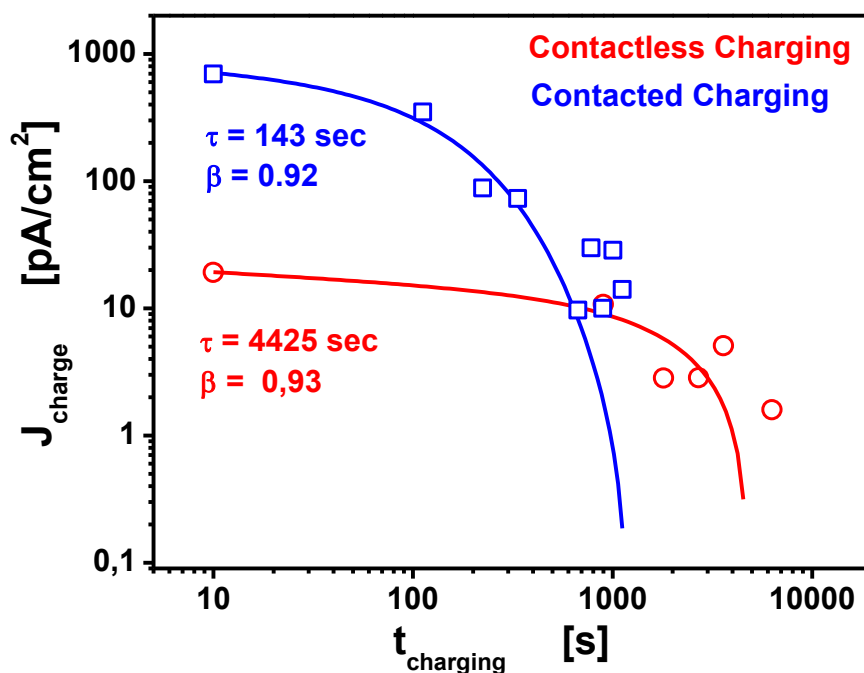
$$V_{min}(t) = V_0 \cdot \left\{ 1 - \exp \left[ - \left( \frac{t}{\tau} \right)^\beta \right] \right\} \quad (4.8)$$

όπου η σταθερά  $V_0$  αναφέρεται στην πόλωση κόρου, ο εκθέτης  $\beta$  σχετίζεται με την ομοιογενεία του συστήματος ( $0 < \beta < 1$ ) και με  $\tau$  συμβολίζεται η σταθερά χρόνου της διαδικασίας φόρτισης (Σχήμα 4.21).





Σχήμα 4.21: Ολίσθηση της τάσης  $V_{\min}$  στην ελάχιστη χωρητικότητα κατά τη διάρκεια φόρτισης (a) εξ επαγωγής και (b) εξ επαφής.



Σχήμα 4.22: Η πυκνότητα του ρεύματος φόρτισης για την περίπτωση της φόρτισης από επαγωγή (contactless charging) και από επαφή (contacted charging).

Ο χαρακτηριστικός χρόνος  $\tau$  για την περίπτωση της φόρτισης από επαγωγή και από επαφή βρέθηκε ίσος με 1005 s και 48 s αντίστοιχα. Η διαδικασία της φόρτισης από επαφή είναι λοιπόν αρκετά γρηγορότερη, μιας και το ηλεκτρικό πεδίο πόλωσης είναι πολύ ισχυρότερο στην περίπτωση αυτή όπως προαναφέρθηκε. Επιπλέον, η μικρότερη τιμή του εκθέτη  $\beta$  για την περίπτωση της φόρτισης από επαφή υποδεικνύει την πολυπλοκότητα της διαδικασίας αυτής έναντι της φόρτισης εξ επαγωγής, αφού κατά τη φόρτιση εξ επαφής υπάρχει συνεισφορά στην ολική πόλωση του υλικού και από τα εγχεόμενα φορτία και όχι μόνο από τα ελεύθερα φορτία και τα δίπολα του υμενίου που συνεισφέρουν κατά την φόρτιση εξ επαγωγής.

Τέλος, χρησιμοποιώντας την εξίσωση (3.27) υπολογίστηκαν οι πυκνότητες των ρευμάτων φόρτισης για κάθε μια διαδικασία ξεχωριστά. Η πυκνότητα του ρεύματος φόρτισης βρέθηκε να μειώνεται εκθετικά με το χρόνο, σύμφωνα με την σχέση:

$$J_{\text{charge}}(t) = -\frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{d_\epsilon} \cdot \frac{dV_{\text{min}}}{dt} = \mu_{\psi,0} \cdot \frac{\beta}{\tau} \cdot \left(\frac{t}{\tau}\right)^{\beta-1} \cdot \exp\left[-\left(\frac{t}{\tau}\right)^\beta\right] \quad (4.9)$$

όπου η παράμετρος  $\mu_{\psi,0}$  αντιπροσωπεύει την μέση τιμή της επιφανειακής πυκνότητας φορτίου τη χρονική στιγμή μηδέν και οι υπόλοιπες παράμετροι ορίζονται αντίστοιχως με την εξίσωση (4.8). Ο χαρακτηριστικός χρόνος  $\tau$  του ρεύματος φόρτισης από επαφή βρέθηκε να είναι μικρότερος

από την αντίστοιχη τιμή για την περίπτωση φόρτισης εξ επαγωγής, όπως φαίνεται και στο Σχήμα 4.22.

Η πυκνότητα του συνολικού φορτίου που μετακινείται κατά τη διάρκεια της φόρτισης προσδιορίστηκε επίσης από τη σχέση:

$$\sigma_{ch} = \int_0^t J_{charge}(t) dt \quad (4.10)$$

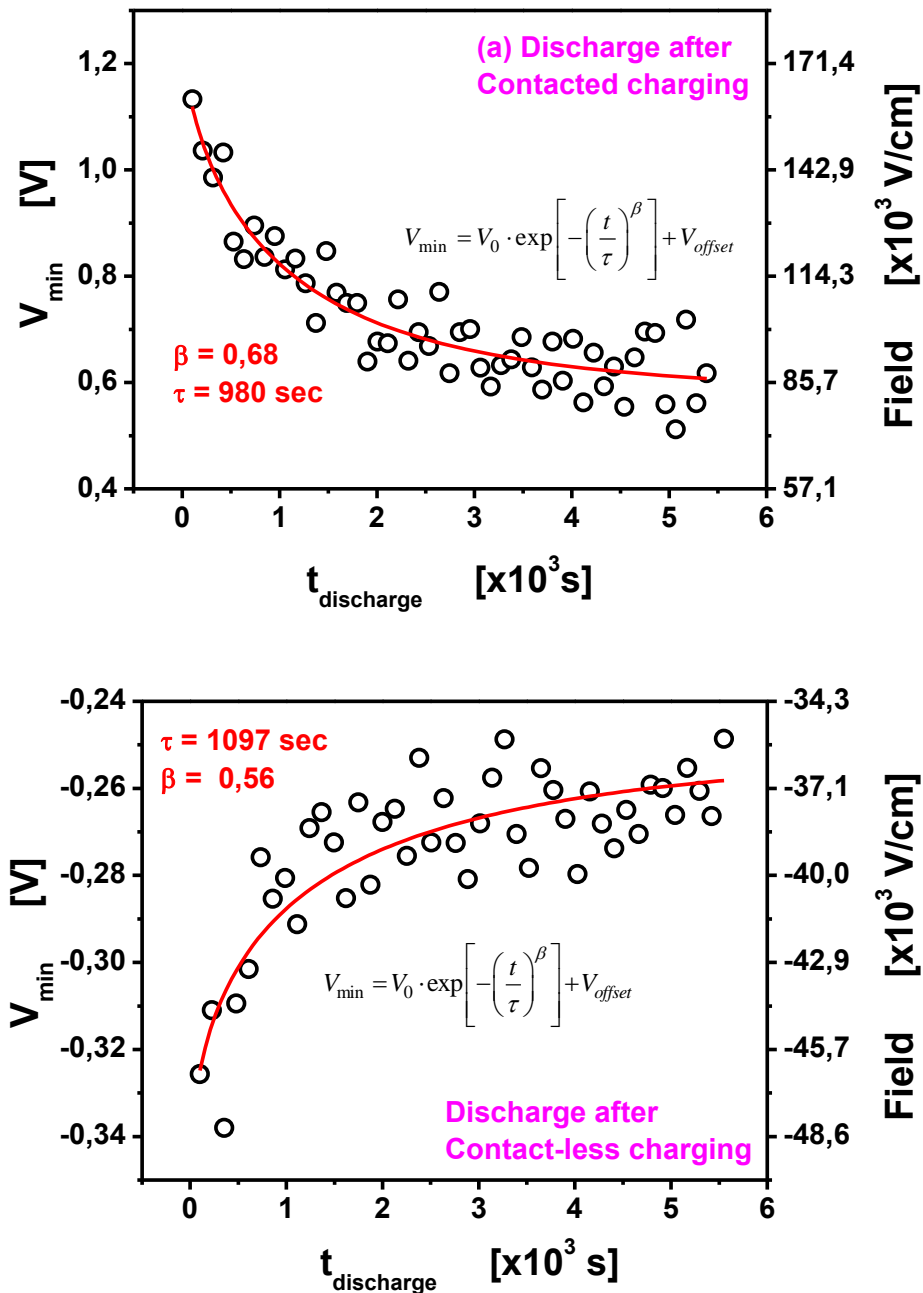
για το χρονικό διάστημα κάθε μέτρησης και βρέθηκε ίση με  $8.85 \times 10^{-8}$  C/cm<sup>2</sup> για την φόρτιση εξ επαφής ενώ για την φόρτιση εξ επαγωγής είναι  $2.45 \times 10^{-8}$  C/cm<sup>2</sup>. Έτσι, αν και το χρονικό παράθυρο παρατήρησης στην περίπτωση της φόρτισης από επαγωγή είναι πολύ μεγαλύτερο, οι τιμές του συνολικού μετακινούμενου φορτίου είναι παραπλήσιες και για τις δύο περιπτώσεις φόρτισης.

#### Στάδιο Εκφόρτισης:

Η εκφόρτιση που ακολουθεί έπειτα από κάθε είδους φόρτιση μελετήθηκε για συνολικό χρόνο  $5.5 \times 10^3$  s. Βρέθηκε έτσι ότι η διαδικασία απομάκρυνσης των φορτίων έχει παρόμοια χαρακτηριστικά και για τις δύο διαδικασίες φόρτισης, καθώς ακολουθεί νόμο ανηγμένου εκθετικού με παραπλήσιους εκθέτες  $\beta$  (0.68 έπειτα από φόρτιση εξ επαφής και 0.56 έπειτα από φόρτιση εξ επαγωγής) και παρόμοιες τιμές του χαρακτηριστικού χρόνου αποκατάστασης  $\tau$  (980 s έπειτα από φόρτιση εξ επαφής και 1097 s έπειτα από φόρτιση εξ επαγωγής).

Η μέση τιμή του ηλεκτρικού πεδίου ( $\mathcal{E}$ ) στο υμένιο κατά τη διάρκεια της εκφόρτισης υπολογίστηκε από τη σχέση:  $\mathcal{E} = \frac{V_{min}}{d_\epsilon}$  (όπου  $d_\epsilon = 70$  nm το πάχος του υμενίου) και βρέθηκε ότι η ένταση αυτού είναι περίπου μία τάξη μεγέθους μικρότερη όταν προηγήθηκε φόρτιση εξ επαγωγής (Σχήμα 4.23). Και στις δύο περιπτώσεις όμως οι διαδικασίες hopping αναμένεται να κυριαρχούν στην μετακίνηση των φορτίων στο εσωτερικό του υμενίου, αφού η μέση τιμή του ηλεκτρικού πεδίου είναι της τάξεως  $10^4$ - $10^5$  V/cm [111]. Οι τιμές της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου στο υμένιο που υπολογίστηκαν παραπάνω εξαρτώνται άμεσα από τις συνθήκες φόρτισης (ένταση πεδίου πόλωσης και χρόνος πόλωσης) και για το λόγο αυτό αναφέρονται στην συγκεκριμένη πειραματική διαδικασία που ακολουθήθηκε. Αξίζει τέλος να αναφερθεί ότι κατά τη διάρκεια της εκφόρτισης που ακολουθεί τη διαδικασία φόρτισης εξ επαγωγής πραγματοποιείται μετακίνηση των ελεύθερων φορτίων που προϋπήρχαν στο υμένιο (φορτία ενδογενούς προέλευσης) και αποπροσανατολισμός των διπόλων που τυχόν ενυπάρχουν στο υλικό. Αντίστοιχα, όταν έχει προηγηθεί φόρτιση εξ επαφής η εκφόρτιση των υμενίων λαμβάνει χώρα

μέσω του αποπροσανατολισμού των διπόλων (εαν υπάρχουν) και της μετακίνησης των φορτίων ενδογενούς και εξωγενούς προέλευσης (τα «εξωγενή» φορτία αναφέρονται στα φορτία που εγχύθηκαν στο υμένιο από τους μεταλλικούς οπλισμούς κατά τη φόρτιση). Και τα δύο είδη φορτίων («ενδογενή» και «εξωγενή») φαίνεται λοιπόν να μετακινούνται στο εσωτερικό του υμενίου διαμέσου παρόμοιων ενεργειακών καταστάσεων μέσω διαδικασιών hopping, αφού οι διαδικασίες εκφόρτισης και στις δύο περιπτώσεις (επειτα από φόρτιση εξ επαφής και εξ επαγωγής) εμφανίζουν παρόμοια χαρακτηριστικά.



Σχήμα 4.23: Ολοίθηση της τάσης  $V_{\min}$  έπειτα από φόρτιση εξ επαφής (πάνω) και εξ επαγωγής (κάτω).

## 4.5 ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Στο κεφάλαιο αυτό μελετήθηκαν βασικά χαρακτηριστικά των διαδικασιών πόλωσης και αποπόλωσης σε υμένια  $\text{SiN}_x$  και προτάθηκαν νέες τεχνικές για τη μελέτη της πόλωσης των διηλεκτρικών υμενίων σε διακόπτες RF MEMS.

Οι διαδικασίες πόλωσης και αποπόλωσης των διηλεκτρικών υμενίων  $\text{SiN}_x$  βρέθηκε να είναι σύνθετες, σε συμφωνία με τον εμπειρικό νόμο αποκατάστασης Kohlrausch – Williams – Watts που εμφανίζεται σε ανομοιογενή συστήματα.

Χρησιμοποιώντας τη βασική αρχή της μεθόδου Kelvin Probe υπολογίστηκε για πρώτη φορά το ρεύμα αποπόλωσης λόγω μεταφοράς των φορτίων διαμέσου των υμενίων  $\text{SiN}_x$  στους διακόπτες RF MEMS και βρέθηκε ότι η έντασή του είναι πολύ χαμηλή ( $10^{-15}$ - $10^{-16}$  Amperes), γεγονός που δυσχεραίνει την άμεση μέτρησή του με συμβατικό τρόπο. Το ρεύμα αποπόλωσης βρέθηκε επίσης να ακολουθεί νόμο ανηγμένου εκθετικού και τα χαρακτηριστικά της διαδικασίας αποπόλωσης μελετήθηκαν για χρόνους μεγαλύτερους από  $10^4$  s. Σε κάθε περίπτωση προσδιορίστηκαν δύο βασικοί μηχανισμοί αποκατάστασης, ένας που λαμβάνει χώρα στο χρονικό παράθυρο παρατήρησης και ένας με χαρακτηριστικό χρόνο μεγαλύτερο από το χρόνο διεξαγωγής της μέτρησης. Η ύπαρξη των καταστάσεων αυτών (με μεγάλους χαρακτηριστικούς χρόνους) στα υμένια  $\text{SiN}_x$  αναμένεται να επηρεάσουν σημαντικά το χρόνο ζωής των διακοπών RF MEMS. Επιπλέον, προσδιορίστηκε η μέση τιμή του ηλεκτρικού πεδίου στο υμένιο κατά τη διάρκεια της αποπόλωσης και η ένταση αυτού βρέθηκε ίση με  $10^3$ - $10^4$  V/cm, γεγονός που υποδεικνύει ότι κυρίαρχος μηχανισμός στη μεταφορά των φορτίων στην κατάσταση αυτή είναι οι διαδικασίες hopping.

Η πολικότητα του πεδίου πόλωσης επηρεάζει τη φόρτιση των υμενίων  $\text{SiN}_x$ , καθώς βρέθηκε ότι αυτή εντείνεται στην περίπτωση που πραγματοποιείται έγχυση οπών από τον κάτω οπλισμό των διατάξεων MIM, συμπεριφορά που αποδίδεται στην ανομοιογένεια των εναποτιθέμενων υμενίων. Η αύξηση της έντασης του πεδίου πόλωσης ενισχύει τη φόρτιση των υμενίων και την παγίδευση φορτίων σε καταστάσεις με μεγάλους χρόνους αποκατάστασης. Ο χρόνος πόλωσης φαίνεται επίσης να επηρεάζει την ηλεκτρική πόλωση των υμενίων  $\text{SiN}_x$  καθώς η αύξησή του δυσχεραίνει τη διαδικασία εκφόρτισης, μετατοπίζοντας τα φορτία σε μεγαλύτερο βάθος στο υμένιο.

Οι θερμικά διεγείρομενες διαδικασίες πόλωσης και αποπόλωσης σε υμένια  $\text{SiN}_x$  μελετήθηκαν ξεχωριστά με τη βοήθεια της μεθόδου Kelvin Probe. Η διαδικασία που ακολουθήθηκε μπορεί να χρησιμοποιηθεί για

την καλύτερη κατανόηση των διαδικασιών πόλωσης και αποπόλωσης των διηλεκτρικών υμενίων σε διακόπτες RF MEMS και της επίδρασης της θερμοκρασίας σε κάθε μία από τις διαδικασίες αυτές ξεχωριστά. Όσον αφορά τα υμένια  $\text{SiN}_x$  που μελετήθηκαν βρέθηκε ότι η αύξηση της θερμοκρασίας πόλωσης διευκολύνει την παγίδευση φορτίων σε καταστάσεις με μεγάλους χρόνους αποκατάστασης, εντείνοντας έτσι την συνολική πόλωση των υμενίων. Αντίθετα η αύξηση της θερμοκρασίας αποπόλωσης συντελεί στην γρηγορότερη απομάκρυνση των φορτίων από το υμένιο.

Τέλος μελετήθηκε ξεχωριστά η συνεισφορά των επιμέρους μηχανισμών στη συνολική πόλωση των διηλεκτρικών υμενίων  $\text{SiN}_x$  στους διακόπτες RF MEMS, χρησιμοποιώντας τη βασική αρχή της μεθόδου Kelvin Probe. Οι μηχανισμοί της διπολικής πόλωσης και της πόλωσης που προέρχεται από τα ελεύθερα φορτία στα υμένια («ενδογενή» φορτία) μελετήθηκαν πραγματοποιώντας μετρήσεις φόρτισης εξ επαγωγής, όπου ο κινούμενος οπλισμός του διακόπτη δεν έρχεται σε επαφή με το υμένιο κατά την πόλωση. Η επιπλέον συνεισφορά στην ηλεκτρική πόλωση λόγω έγχυσης φορτίων από τους μεταλλικούς οπλισμούς («εξωγενή» φορτία) μελετήθηκε πραγματοποιώντας μετρήσεις φόρτισης εξ επαφής, όπου ο κινούμενος οπλισμός ήταν σε επαφή με το υμένιο κατά την πόλωση. Στην φόρτιση από επαγωγή η πόλωση που προκύπτει έχει αντίθετη φορά από την πόλωση που προέρχεται από τα εγχεόμενα φορτία, οπότε η διαδικασία αυτή (φόρτιση εξ επαγωγής) δρα αντισταθμιστικά στη συνολική πόλωση των διηλεκτρικών υμενίων. Το φορτίο που παγιδεύεται στο υμένιο και το ρεύμα φόρτισης βρέθηκε να ακολουθούν νόμο ανηγμένου εκθετικού σε κάθε περίπτωση. Ο χαρακτηριστικός χρόνος στην φόρτιση εξ επαφής βρέθηκε να είναι πολύ μικρότερος από τον αντίστοιχο χρόνο της φόρτισης εξ επαγωγής αλλά το συνολικό φορτίο που εισάγεται στο υμένιο σε κάθε περίπτωση βρέθηκε να είναι της ίδιας τάξης μεγέθους. Η διαδικασία αποπόλωσης που ακολουθεί κάθε είδους πόλωση (από επαγωγή και από επαφή) κυριαρχείται από τις διαδικασίες hopping και βρέθηκε να έχει παρόμοια χαρακτηριστικά (χαρακτηριστικό χρόνο και εκθέτη ανηγμένου εκθετικού) σε κάθε περίπτωση.

# ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5: Ο ΡΟΛΟΣ ΤΩΝ ΣΥΝΘΗΚΩΝ ΕΝΑΠΟΘΕΣΗΣ ΣΤΙΣ ΗΛΕΚΤΡΙΚΕΣ ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΥΜΕΝΙΩΝ ΝΙΤΡΙΔΙΟΥ ΤΟΥ ΠΥΡΙΤΙΟΥ

## 5.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Οι συνθήκες εναπόθεσης επηρεάζουν τη δομή και τις ιδιότητες των παραγόμενων διηλεκτρικών υμενίων που χρησιμοποιούνται στις διατάξεις RF MEMS. Η κατανόηση της επίδρασης των συνθηκών αυτών στις ηλεκτρικές ιδιότητες των διηλεκτρικών υμενίων θα οδηγήσει στην επιλογή των κατάλληλων συνθηκών εναπόθεσης έτσι ώστε τα παραγόμενα υμένια να έχουν τις επιθυμητές ιδιότητες, με απώτερο στόχο να μειωθούν τα προβλήματα αξιοπιστίας που εμφανίζονται στις διατάξεις RF MEMS και σχετίζονται με τη φόρτιση των υμενίων αυτών.

Στο κεφάλαιο αυτό μελετάται η εξάρτηση των ηλεκτρικών χαρακτηριστικών των υμενίων νιτριδίου του πυριτίου ( $\text{SiN}_x$ ) που έχουν εναποτεθεί με τη μέθοδο PECVD από τη θερμοκρασία εναπόθεσης, από το πάχος των παραγόμενων υμενίων, από το υλικό των μεταλλικών οπλισμών και από τη ροή των αντιδρώντων αερίων. Τέλος μελετάται ο ρόλος της συχνότητας του ηλεκτρικού πεδίου που παράγει το πλάσμα στη μέθοδο PECVD στις διαδικασίες πόλωσης και αποπόλωσης των υμενίων αυτών.

## 5.2 ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΕΣ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ

Πριν γίνει αναφορά στα πειραματικά αποτελέσματα του κεφαλαίου αυτού κρίνεται αναγκαίο να γίνει μια σύντομη παρουσίαση θεωρητικών αποτελεσμάτων προσομοίωσης που παρουσιάζονται στη βιβλιογραφία και σχετίζονται με την ηλεκτρική πόλωση υμενίων  $\text{SiN}_x$  και την κατανομή του φορτίου στο εσωτερικό τους.

Διάφορες θεωρητικές μελέτες [28], [136], [137] έχουν γίνει για την μελέτη της διαδικασίας φόρτισης στα υμένια  $\text{SiN}_x$ , τα βασικότερα αποτελέσματα των οποίων αναφέρονται στη συνέχεια. Βασική υπόθεση των διαδικασιών προσομοίωσης είναι ότι το υλικό είναι στοιχειομετρικό και ομοιογενές, καθώς βασικά χαρακτηριστικά του υλικού αυτού (π.χ. ενεργειακό χάσμα) εμφανίζουν ισχυρή εξάρτηση από τη στοιχειομετρία. Παραδοχές γίνονται επίσης και για την μορφή της πυκνότητας των ενεργειακών καταστάσεων, μιας και αυτή δεν είναι γνωστή για την περίπτωση του  $\text{SiN}_x$ .

Θεωρώντας ότι οι κυρίαρχοι μηχανισμοί φόρτισης είναι οι διαδικασίες TAT και Poole-Frenkel, οι οποίοι λαμβάνουν χώρα ταυτόχρονα κατά τη διάρκεια της φόρτισης, προσδιορίστηκε η κατανομή φορτίου που εμφανίζεται στο υμένιο SiN<sub>x</sub> για διάφορες τιμές του χρόνου φόρτισης και της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου πόλωσης.

Η πυκνότητα του ρεύματος στην διαδικασία TAT δίνεται από τη σχέση:

$$J_{TAT}(t) = q \int_{x=0}^{\infty} \int_{E=-\infty}^{-qEx} N^{ff}(x, E + qEx) \cdot (f_{\infty} - f_0) \cdot \frac{e^{-t/\tau}}{\tau} \cdot \frac{x}{L} \cdot dEdx \quad (5.1)$$

όπου με  $N^{ff}$  συμβολίζεται η κατανομή των ενεργειακών καταστάσεων,  $x$  είναι η διεύθυνση ροής του ρεύματος,  $E$  η ενέργεια,  $\mathcal{E}$  είναι η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου,  $L$  είναι το πάχος του υμενίου και  $f_0$ ,  $f_{\infty}$  είναι οι συναρτήσεις Fermi:

$$f_0(x, E) = \left\{ 1 + \exp\left(\frac{E + qEx - E_F}{kT}\right) \right\}^{-1} \quad (5.2)$$

και

$$f_{\infty}(E) = \left\{ 1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) \right\}^{-1} \quad (5.3)$$

Ο χαρακτηριστικός χρόνος δίνεται από τη σχέση:  $\tau = \tau_0 \cdot \exp(2K_0x)$ ,  $\tau_0$  είναι ο ελάχιστος χρόνος αποκατάστασης που απαιτείται για το φαινόμενο σήραγγος,  $K_0 = \frac{\sqrt{2m|E|}}{\hbar}$ , το  $m$  συμβολίζει τη μάζα του ηλεκτρονίου,  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$  όπου με  $h$  συμβολίζεται η σταθερά του Planck,  $k$  είναι η σταθερά του Boltzmann,  $T$  είναι η θερμοκρασία και με  $E_F$  συμβολίζεται η ενέργεια Fermi του μεταλλικού οπλισμού.

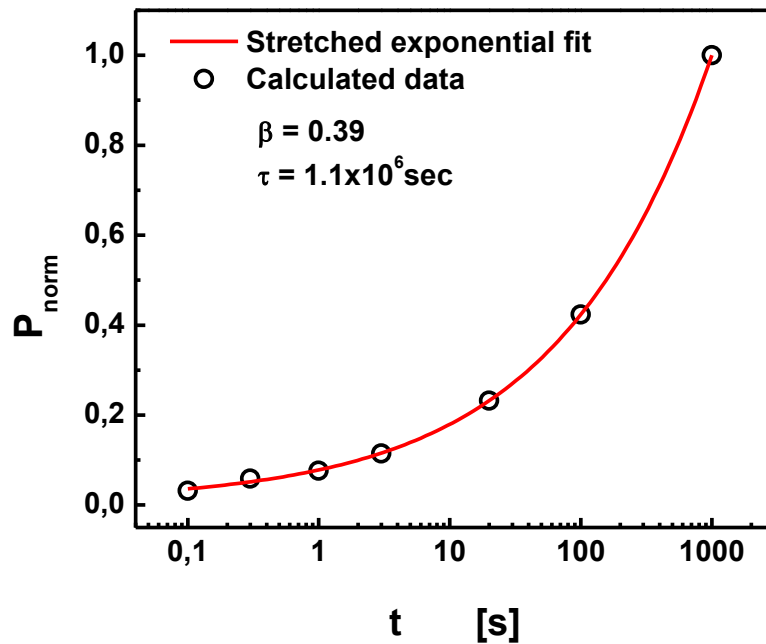
Αντίστοιχα, η πυκνότητα του ρεύματος Poole-Frenkel στην περίπτωση που υπάρχει ενεργειακή κατανομή των παγίδων έχει την μορφή:

$$J_{PF}(t) = q\mu\mathcal{E} \int_{x=0}^{\infty} \int_{E=-\infty}^{-qEx} \exp\left\{-\frac{q}{kT}\left(E - \sqrt{\frac{q\mathcal{E}}{\pi\epsilon_0\epsilon_r}}\right)\right\} \cdot n(x, E, t) \cdot dEdx \quad (5.4)$$

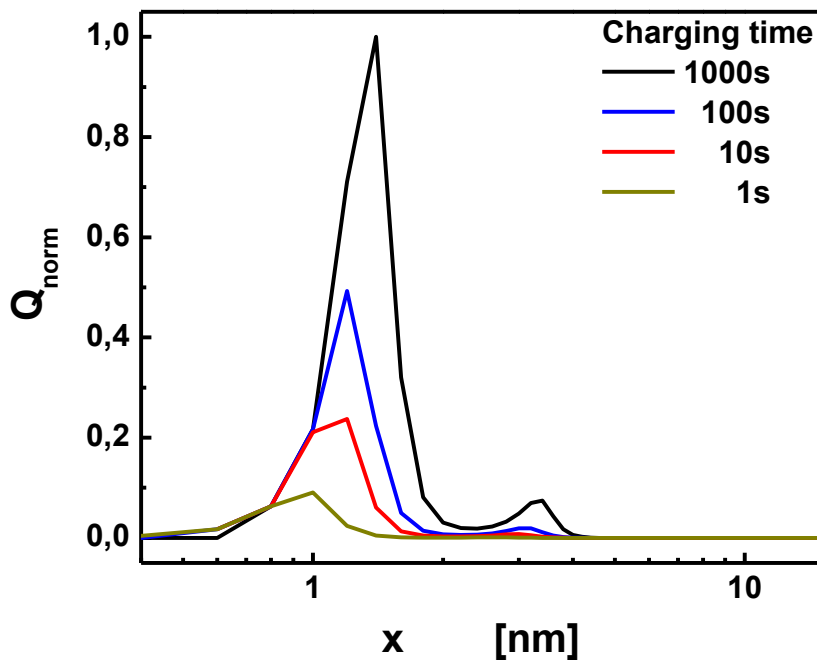
όπου με  $\mu$  συμβολίζεται η ευκινησία των φορέων,  $\epsilon_r$  είναι η σχετική διηλεκτρική σταθερά του υλικού και με  $n$  συμβολίζεται η πυκνότητα των παγιδευμένων φορτίων σε «βάθος»  $E$  από τη ζώνη αγωγιμότητας.

Η διαδικασία Poole-Frenkel μεταβάλλει την κατανομή των παγιδευμένων ηλεκτρονίων στο εσωτερικό του υμενίου γεγονός που επηρεάζει άμεσα την διαδικασία TAT. Για το λόγο αυτό είναι σημαντικό οι μηχανισμοί TAT και Poole-Frenkel να μελετηθούν ταυτόχρονα κατά τη διάρκεια της φόρτισης.





Σχήμα 5.1: Κανονικοποιημένες τιμές της πόλωσης υμενίου SiN<sub>x</sub> συναρτήσει του χρόνου φόρτισης για ηλεκτρικό πεδίο έντασης 1.33 MV/cm [28].



Σχήμα 5.2: Κανονικοποιημένες τιμές της πυκνότητας φορτίου που εμφανίζεται στο διηλεκτρικό υμένιο SiN<sub>x</sub> σαν συνάρτηση της απόστασης x από τον μεταλλικό οπλισμό που πραγματοποιείται η έγχυση, για διάφορες τιμές του χρόνου φόρτισης και για ηλεκτρικό πεδίο  $\mathcal{E}$  έντασης 1.33 MV/cm [28].

Για τη διαδικασία της προσομοίωσης, η πυκνότητα των ενεργειακών καταστάσεων ( $N^{\text{eff}}$ ) θεωρήθηκε ότι έχει την εκθετική μορφή  $\exp(-E/E_0)$ , όπου  $E_0 \approx 0.1$  eV, σε συμφωνία με την πυκνότητα καταστάσεων του άμορφου πυριτίου [138]. Το ενεργειακό χάσμα του υλικού εκλήφθηκε ίσο με 3.4 eV [93] και η ενέργεια Fermi θεωρήθηκε ότι βρίσκεται στο μέσο του χάσματος [23]. Τα αποτελέσματα της διαδικασίας προσομοίωσης αφορούν υμένα SiN<sub>x</sub> πάχους  $L = 300$  nm και η θερμοκρασία θεωρήθηκε ίση με  $T = 300$  K. Επίσης, θεωρήθηκε ότι  $\tau_0 = 10^{-8}$  s και η σχετική διηλεκτρική σταθερά  $\epsilon_r$  εκλήφθηκε ίση με 7.5. Οι τιμές του φορτίου που προσδιορίστηκαν με την διαδικασία αυτή εμφανίζονται κανονικοποιημένες με τις αντίστοιχες τιμές στην περίπτωση που ο χρόνος φόρτισης είναι  $10^3$  s.

Βρέθηκε λοιπόν ότι η πόλωση  $P$  στο υλικό αυξάνεται με το χρόνο φόρτισης ακολουθώντας νόμο ανηγμένου εκθετικού με αρκετά μεγάλο χαρακτηριστικό χρόνο αποκατάστασης ( $\sim 10^6$  s) (Σχήμα 5.1). Επιπλέον, η κατανομή φορτίου αυξάνει σε ένταση όσο αυξάνεται ο χρόνος φόρτισης αλλά σε κάθε περίπτωση το εύρος της είναι μικρό (Σχήμα 5.2). Τα ίδια αποτελέσματα για την κατανομή φορτίου στο εσωτερικό του υμενίου προέκυψαν και για την αύξηση της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου πόλωσης.

Τα φορτία που εγχέονται από τους μεταλλικούς οπλισμούς σε κάθε περίπτωση φαίνεται έτσι να συσσωρεύονται στην περιοχή κοντά στους οπλισμούς και δεν προβλέπονται μεταβολές στην κατανομή όταν αλλάζει το πάχος του υμενίου.

### 5.3 ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑΣ ΕΝΑΠΟΘΕΣΗΣ

Για τη μελέτη των διαδικασιών πόλωσης και αποπόλωσης σε υμένα SiN<sub>x</sub> διαφόρων παχών που εναποτέθηκαν με διαφορετικές θερμοκρασίες υποστρώματος χρησιμοποιήθηκαν πυκνωτές MIM της ομάδας A με συμμετρικούς οπλισμούς και υμένα LT (με θερμοκρασία εναπόθεσης 150°C) και HT (με θερμοκρασία εναπόθεσης 250°C) (βλ. Ενότητα 3.5).

Η τεχνική που χρησιμοποιήθηκε είναι η μέθοδος TSDC, εφαρμόζοντας ηλεκτρικό πεδίο πόλωσης έντασης  $E_p = 1$  MV/cm με θετική και αρνητική πολικότητα (βλ. Σχήμα 4.1) για χρόνο 20 min.

Σύμφωνα με το μοντέλο των Bisquert και Halpern [139] το ρεύμα TSDC σε άμορφα υλικά, για θερμοκρασίες μικρότερες από τη θερμοκρασία  $T_m$  που εμφανίζεται η κορυφή του φάσματος, εμφανίζει εκθετική εξάρτηση από τη θερμοκρασία  $T$  σύμφωνα με τη σχέση:

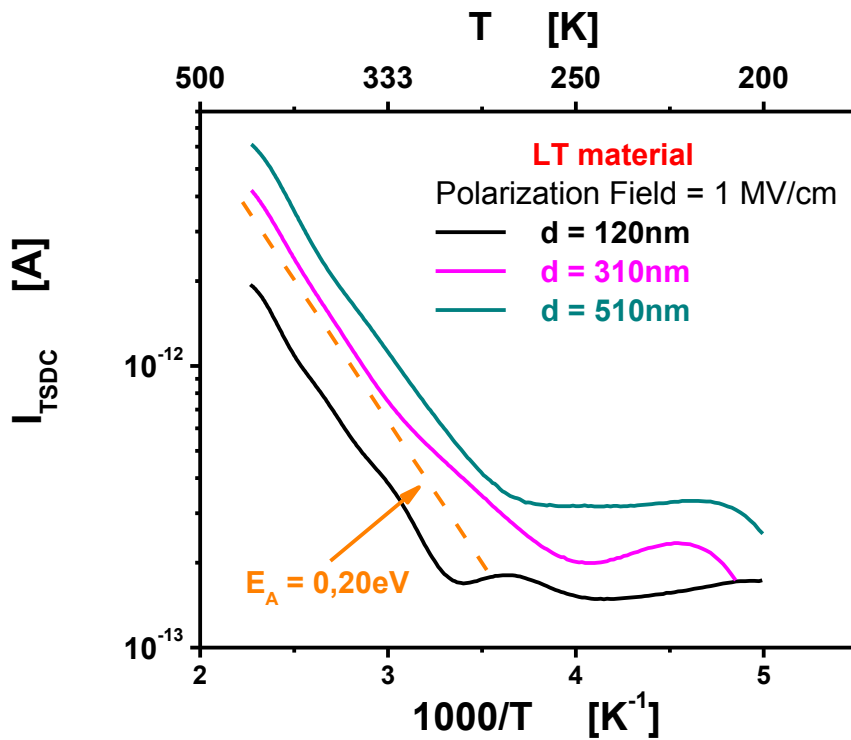
$$I(T) \propto \exp\left(-\frac{\alpha E}{kT}\right) \quad (5.5)$$

όπου  $k$  είναι η σταθερά Boltzmann,  $E$  η ενέργεια ενεργοποίησης των μηχανισμών αποπόλωσης και  $\alpha$  είναι μια σταθερά που σχετίζεται με τη διάσταση fractal των διαδικασιών αποπόλωσης, όπως προαναφέρθηκε και στην ενότητα 3.3.2.V. Επομένως η ενέργεια ενεργοποίησης  $E_A$  που προσδιορίζεται από τη γραφική παράσταση του  $\ln(I_{TSDC})$  συναρτήσεως του  $1/T$  αποτελεί μια «φαινομενική» ενέργεια ενεργοποίησης (effective activation energy) που ισούται με  $E_A = \alpha \cdot E$  και η οποία δεν είναι δυνατόν να ταυτιστεί με έναν συγκεκριμένο μηχανισμό, μπορεί όμως να αποδοθεί στη συνολική συνεισφορά των επιμέρους μηχανισμών αποκατάστασης.

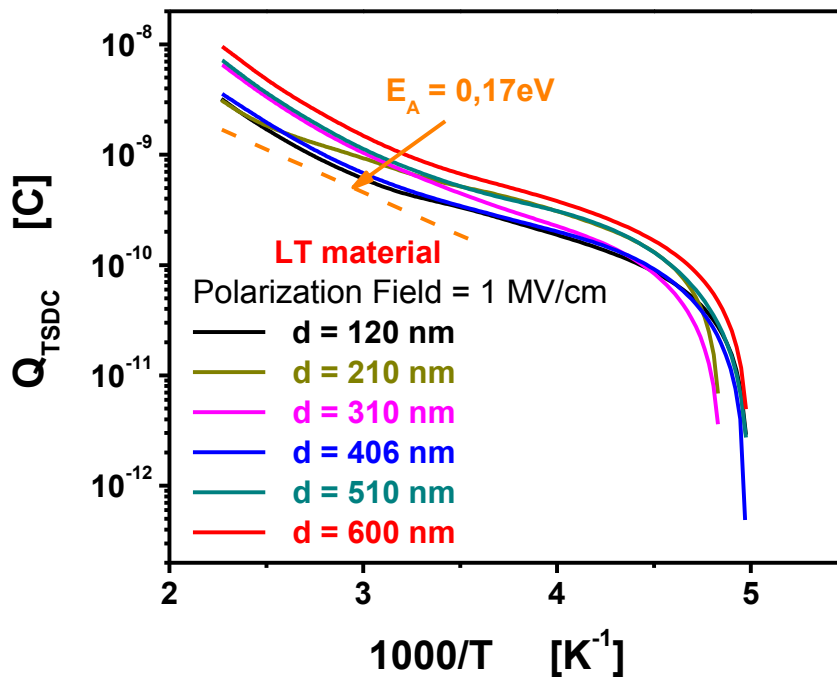
Από τα φάσματα TSDC σχεδιάστηκε το διάγραμμα Arrhenius της περιβάλλουσας του ρεύματος αποπόλωσης TSDC για τα διάφορα πάχη των διηλεκτρικών υμενίων LT και HT. Σε όλα τα δείγματα το ρεύμα αποπόλωσης βρέθηκε να ακολουθεί σχέση Arrhenius με τη θερμοκρασία, για θερμοκρασίες υψηλότερες των 300 K. Σημειώνεται ότι οι μηχανισμοί που εμφανίζονται σε χαμηλές θερμοκρασίες στα φάσματα TSDC δεν παρουσιάζουν ιδιαίτερο ενδιαφέρον για τη μελέτη της αξιοπιστίας των διακοπών MEMS καθώς αντιστοιχούν σε διαδικασίες με μικρό χρόνο αποκατάστασης στη θερμοκρασία περιβάλλοντος οπότε και δεν αναμένεται να επηρεάσουν το χρόνο ζωής των διακοπών RF MEMS.

Η διαδικασία αποπόλωσης των υμενίων LT σε θερμοκρασίες μεγαλύτερες των 300 K παρουσιάζει ενέργεια ενεργοποίησης  $E_A = 0.20$  eV. Επιπλέον, η ένταση του ρεύματος αποπόλωσης φαίνεται ότι μεγαλώνει καθώς το πάχος του διηλεκτρικού υμενίου αυξάνεται (Σχήμα 5.3). Η συμπεριφορά αυτή υποδηλώνει ότι τα φορτία χώρου που εγχέονται στο LT υλικό παγιδεύονται στο βάθος του υμενίου και όχι μόνο στην περιοχή των επιφανειών κοντά στους μεταλλικούς οπλισμούς. Επιπλέον η μετακίνηση των ιόντων υδρογόνου που αναμένεται να περιέχονται στο εσωτερικό των LT υμενίων θα επηρεάζουν τις διαδικασίες πόλωσης και αποπόλωσης των υλικών αυτών.

Το φορτίο που μετράται στο εξωτερικό κύκλωμα κατά τη διάρκεια μιας μέτρησης TSDC προσδιορίστηκε από τη σχέση (3.16) και η εξάρτηση αυτού από τη θερμοκρασία παρουσιάζεται στο Σχήμα 5.4. Η διαδικασία της καταμέτρησης φορτίων στο εξωτερικό κύκλωμα βρέθηκε λοιπόν να είναι θερμικά ενεργοποιούμενη σε όλα τα δείγματα LT, με ενέργεια ενεργοποίησης  $E_A = 0.17$  eV.



Σχήμα 5.3: Διάγραμμα Arrhenius για το ρεύμα TSDC σε δείγματα LT της ομάδας A με συμμετρικούς οπλισμούς και για θετικό πεδίο πόλωσης 1 MV/cm.



Σχήμα 5.4: Arrhenius διάγραμμα του φορτίου που μετρήθηκε στο εξωτερικό κύκλωμα κατά τη διάρκεια του πειράματος TSDC, στα δείγματα LT της ομάδας A.

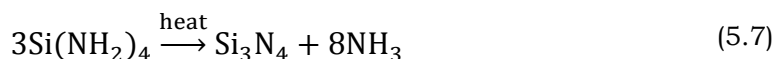
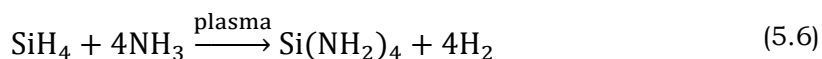
Στο Σχήμα 5.5 παρουσιάζεται το διάγραμμα Arrhenius της περιβάλλουσας του ρεύματος αποπόλωσης TSDC για διάφορα πάχη των υμενίων HT. Αντίθετα με τις διατάξεις χαμηλής θερμοκρασίας εναπόθεσης το ρεύμα αποπόλωσης των υμενίων αυτών δε φαίνεται να εμφανίζει ισχυρή εξάρτηση από το πάχος του διηλεκτρικού. Η παγίδευση των φορτίων στο HT υλικό αναμένεται έτσι να λαμβάνει χώρα στην περιοχή του υμενίου κοντά στους μεταλλικούς οπλισμούς. Η συνεισφορά στην πόλωση από την μετακίνηση ιόντων υδρογόνου στο εσωτερικό του HT υλικού θα είναι μικρότερη απ' ότι στο LT υλικό καθώς το ποσοστό του υδρογόνου που δεσμεύεται στο SiN<sub>x</sub> μειώνεται όταν αυξηθεί η θερμοκρασία εναπόθεσης του υμενίου [102], [140].

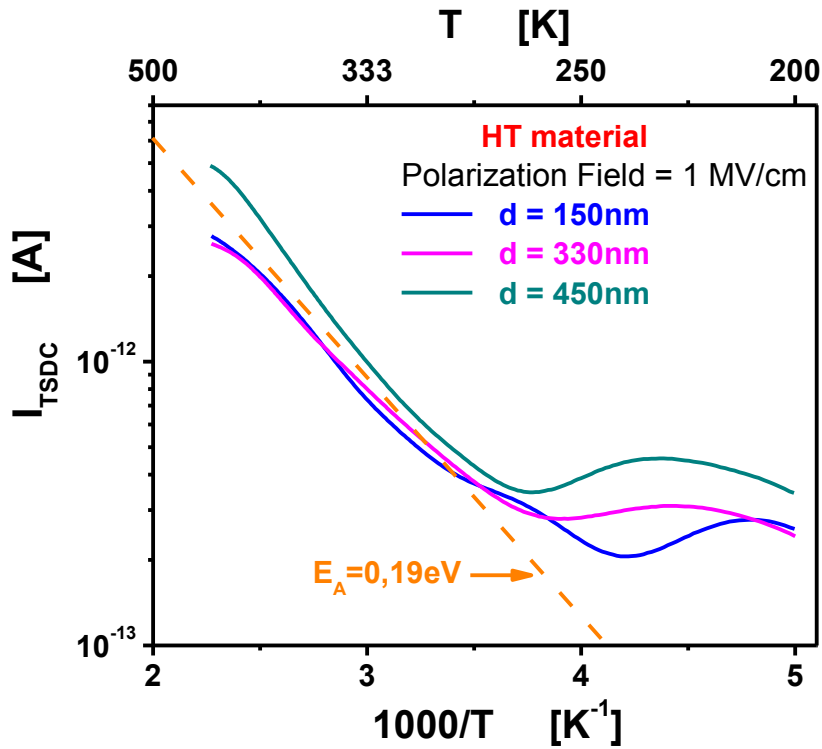
Επίσης, η διαδικασία αποπόλωσης των υμενίων HT σε θερμοκρασίες μεγαλύτερες των 300 K παρουσιάζει ενέργεια ενεργοποίησης  $E_A = 0.19$  eV και το φορτίο που μετράται στο εξωτερικό κύκλωμα βρέθηκε να είναι θερμικά ενεργοποιούμενο, με ενέργεια ενεργοποίησης  $E_A = 0.14$  eV.

Αλλάζοντας την πολικότητα του πεδίου πόλωσης ( $\mathcal{E}_p = -1$  MV/cm, βλ. Σχήμα 4.1) στη διαδικασία TSDC προκύπτει ότι το ρεύμα αποπόλωσης αλλά και το συνολικό φορτίο που μετράται στο εξωτερικό κύκλωμα αποκτούν μεγαλύτερες τιμές για όλα τα δείγματα LT και HT. Η συμπεριφορά αυτή αποκαλύπτει μια ασυμμετρία στη δομή των εναποτιθέμενων διηλεκτρικών υμενίων, η οποία εξηγήθηκε αναλυτικά στις ενότητες 2.6.1 και 4.2.1.

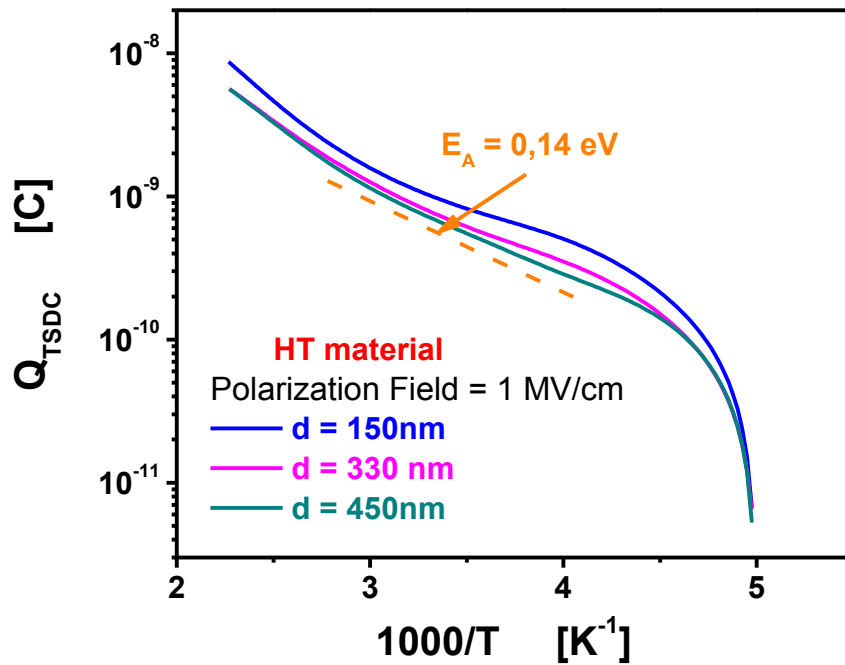
Συγκρίνοντας τα ρεύματα αποπόλωσης για υμένα παρόμοιου πάχους αλλά διαφορετικών θερμοκρασιών εναπόθεσης προκύπτει ότι τα δείγματα HT εμφανίζουν μεγαλύτερο ρεύμα TSDC από τα αντίστοιχα δείγματα LT (Σχήμα 5.7). Το ίδιο ισχύει και για το συνολικό φορτίο που συλλέγεται στο εξωτερικό κύκλωμα και για τις δύο πολικότητες του ηλεκτρικού πεδίου πόλωσης, όπως χαρακτηριστικά φαίνεται και στο Σχήμα 5.8. Επίσης, η ασυμμετρία των φασμάτων TSDC και συνεπακόλουθα του συνολικού φορτίου που μετράται για την περίπτωση θετικού και αρνητικού πεδίου πόλωσης φαίνεται να είναι εντονότερη στα HT υμένα. Για να εξηγήσουμε την συμπεριφορά αυτή θα πρέπει να λάβουμε υπόψη μας τα εξής:

- Η εναπόθεση των διηλεκτρικών υμενίων LT και HT έγινε με τη μέθοδο PECVD με αντιδρώντα NH<sub>3</sub> και SiH<sub>4</sub> και οι συνηθέστερες αντιδράσεις που λαμβάνουν χώρα στη διαδικασία αυτή είναι [141]:





Σχήμα 5.5: Διάγραμμα Arrhenius για το ρεύμα TSDC σε δείγματα HT της ομάδας A με συμμετρικούς οπλισμούς και για θετικό πεδίο πόλωσης 1 MV/cm.

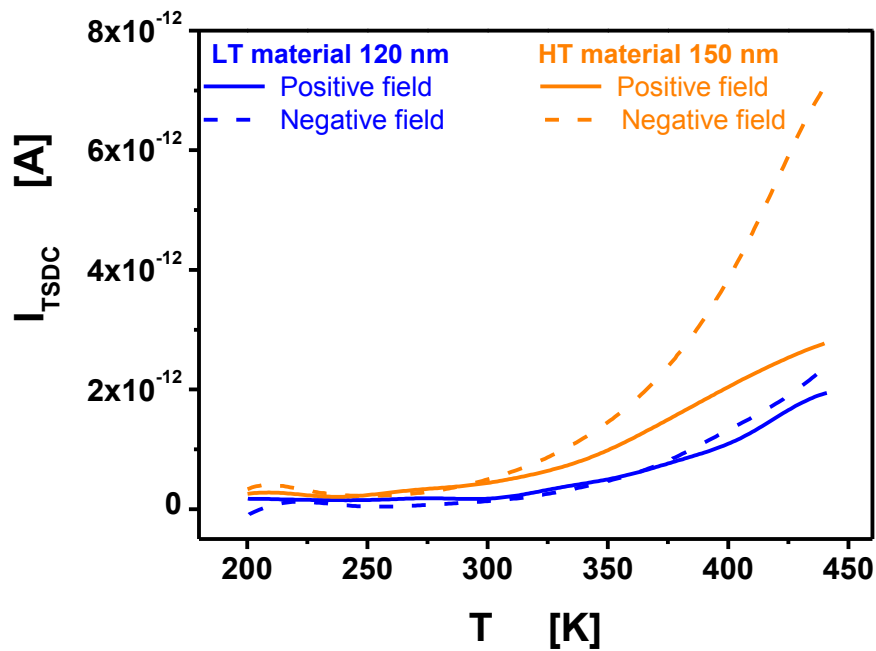


Σχήμα 5.6: Arrhenius διάγραμμα του φορτίου που μετρήθηκε στο εξωτερικό κύκλωμα κατά τη διάρκεια του πειράματος TSDC, στα δείγματα HT.

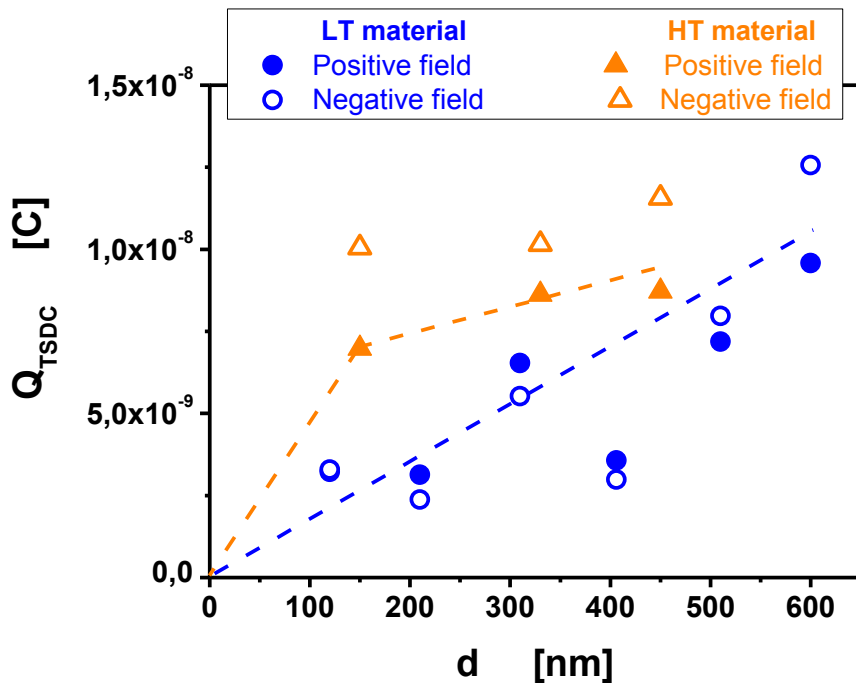
- Η στοιχειομετρία  $x = N/Si$  των δειγμάτων LT και HT βρέθηκε ίση με 0.76 και 0.52 αντίστοιχα, επομένως και τα δύο υλικά φαίνεται να παρουσιάζουν περίσσεια Si και μάλιστα μεγαλύτερη περίσσεια Si εμφανίζουν τα υμένα HT. Η μείωση της θερμοκρασίας εναπόθεσης αναμένεται να δυσχεραίνει την διάσπαση του  $Si(NH_2)_4$  [141] (αντίδραση (5.7)) με αποτέλεσμα τα παραγόμενα υμένα  $SiN_x$  να εμφανίζουν μεγαλύτερο λόγο  $N/Si$  [76], [140].
- Η συγκέντρωση υδρογόνου μειώνεται με την αύξηση της θερμοκρασίας εναπόθεσης [76], [102], [140] επομένως αναμένεται να είναι μεγαλύτερη στα LT υμένα.
- Η εμφάνιση μηχανικών τάσεων αποτελεί καθοριστικό παράγοντα στη φόρτιση των διηλεκτρικών υμενίων [23] και οι μηχανικές τάσεις των υμενίων HT βρέθηκε να είναι πέντε φορές μεγαλύτερες απ' ό,τι στα υμένα LT (200 MPa στα HT υμένα έναντι 35 MPa στα υμένα LT). Η διαφορά αυτή στις μηχανικές τάσεις των δύο υμενίων οφείλεται στη διαφορετική συγκέντρωση υδρογόνου που εμφανίζουν, αφού η μείωση της συγκέντρωσης υδρογόνου στα υμένα  $SiN_x$  έχει βρεθεί ότι αυξάνει τις μηχανικές τάσεις στο εσωτερικό τους [142].

Το γεγονός λοιπόν ότι τα δείγματα LT εμφανίζουν μικρότερη φόρτιση και μικρότερη ασυμμετρία στα φάσματα TSDC μπορεί να αποδοθεί στην μικρότερη συγκέντρωση Si (οπότε αναμένεται να έχουν και μικρότερη συγκέντρωση ελευθέρων δεσμών Si και νανοσυμπλεγμάτων Si), στις μικρότερες μηχανικές τους τάσεις και στην πιθανή διαφορετική κατανομή των ατελειών/παγίδων στο εσωτερικό τους σε σύγκριση με τα HT υμένα.

Τέλος, το συνολικό φορτίο που μετράται στο εξωτερικό κύκλωμα εμφανίζει ισχυρή εξάρτηση από το πάχος των υμενίων στα δείγματα LT ενώ στα HT υμένα η εξάρτηση αυτή είναι ασθενέστερη (Σχήμα 5.8). Αναμένεται λοιπόν ότι το φορτίο που εμφανίζεται στα δείγματα LT θα κατανέμεται σε όλο τον όγκο των υμενίων ενώ στα HT δείγματα το φορτίο θα συγκεντρώνεται κυρίως στην περιοχή των επιφανειών των υμενίων, κοντά στους μεταλλικούς οπλισμούς, προσεγγίζοντας έτσι καλύτερα το θεωρητικό μοντέλο που παρουσιάστηκε στην ενότητα 5.2 (Σχήμα 5.2). Αντίθετα η συμπεριφορά του LT υμενίου δεν επιβεβαιώνει την κατανομή φορτίου που προσδιορίστηκε στο Σχήμα 5.2 γεγονός που πιθανόν σχετίζεται με την διαφορετική κατανομή των ατελειών/παγίδων στο εσωτερικό του σε σύγκριση με το HT υμένο. Η περίσσεια Si των υμενίων LT σε συνδυασμό με την κατανομή των ατελειών στο εσωτερικό τους φαίνεται να ευνοεί την εμφάνιση διαδρομών διέλευσης (percolation paths) στα υμένα αυτά με αποτέλεσμα τα εγχεόμενα φορτία να παγιδεύονται σε μεγαλύτερο βάθος.



Σχήμα 5.7: Φάσματα TSDC για τα δείγματα LT και HT με πάχος υμενίων περίπου ίσο με 100 nm στην περίπτωση θετικού και αρνητικού πεδίου πόλωσης έντασης 1 MV/cm.



Σχήμα 5.8: Μεταβολή του συνολικού φορτίου που μετράται στο εξωτερικό κύκλωμα κατά τη διάρκεια της μέτρησης TSDC συναρτήσει του πάχους των υμενίων LT και HT, στην περίπτωση εφαρμογής θετικού και αρνητικού πεδίου πόλωσης με ένταση 1 MV/cm. Οι διακεκομμένες γραμμές δείχνουν την τάση μεταβολής του φορτίου σε κάθε περίπτωση, λαμβάνοντας υπόψη ότι σε πάχος  $d = 0$  nm το συνολικό φορτίο θα πρέπει να μηδενίζεται.



Από τα υμένα  $\text{SiN}_x$  που μελετήθηκαν στην ενότητα αυτή προκύπτει ότι η μείωση της θερμοκρασίας εναπόθεσης συνεπάγεται και ελάττωση της φόρτισης των υμενίων. Η θερμοκρασία εναπόθεσης βρέθηκε επίσης ότι επηρεάζει την κατανομή του φορτίου στο εσωτερικό των υμενίων που μελετήθηκαν, καθώς τα φορτία φαίνεται να συσσωρεύονται στις περιοχές κοντά στους μεταλλικούς οπλισμούς στα υμένα υψηλής θερμοκρασίας εναπόθεσης ενώ στα υμένα χαμηλής θερμοκρασίας εναπόθεσης τα φορτία φαίνεται να κατανέμονται σε ολόκληρο τον όγκο τους.

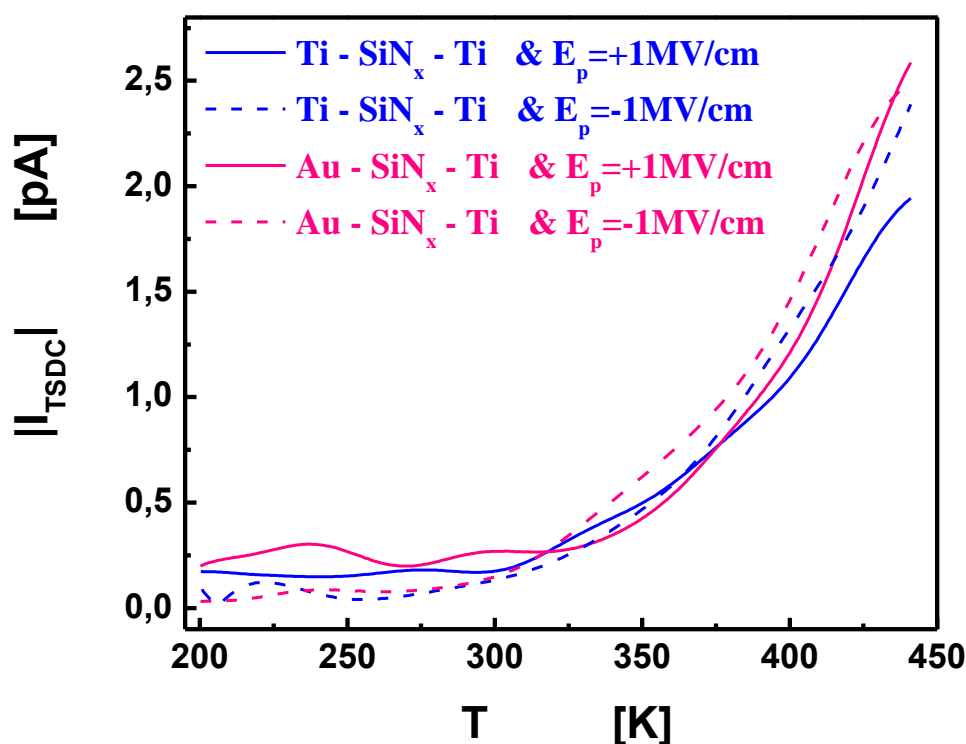
#### 5.4 ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΟΥ ΥΛΙΚΟΥ ΤΩΝ ΜΕΤΑΛΛΙΚΩΝ ΟΠΛΙΣΜΩΝ

Το υλικό των μεταλλικών οπλισμών στις διατάξεις MIM επηρεάζει το ρυθμό έγχυσης και συλλογής φορτίων στα διηλεκτρικά υμένα. Η δομή και ο συντελεστής θερμικής διαστολής του μετάλλου δεν πρέπει να διαφέρουν πολύ από τα αντίστοιχα χαρακτηριστικά του διηλεκτρικού υμενίου, ώστε να μην υπάρχουν υψηλές μηχανικές τάσεις στη διάταξη MIM. Επίσης τα μέταλλα που επιλέγονται είναι αρκετά αδρανή στις θερμοκρασίες που χρησιμοποιούνται οι διατάξεις, ώστε να αποφεύγεται τυχόν διάχυση των μορίων του μετάλλου στα διηλεκτρικά υμένα. Τα συνηθέστερα μέταλλα που χρησιμοποιούνται στις διατάξεις MIM με υμένα νιτριδίου του πυριτίου ( $\text{SiN}_x$ ) είναι ο χρυσός (Au) και το τιτάνιο (Ti).

Στην ενότητα αυτή μελετώνται οι ηλεκτρικές ιδιότητες υμενίων  $\text{SiN}_x$  που έχουν εναποτεθεί πάνω σε μεταλλικούς οπλισμούς Ti και Au. Ο πάνω οπλισμός των διατάξεων MIM είναι το Ti σε όλες τις περιπτώσεις, έτσι ώστε να μπορεί να γίνει σύγκριση των ηλεκτρικών χαρακτηριστικών.

Οι διατάξεις που χρησιμοποιήθηκαν είναι πυκνωτές MIM της ομάδας A με LT υμένα (θερμοκρασία εναπόθεσης  $150\text{ }^\circ\text{C}$ ) πάχους  $d = 120\text{ nm}$ , με συμμετρικούς (Ti –  $\text{SiN}_x$  – Ti) και ασύμμετρους (Au –  $\text{SiN}_x$  – Ti) μεταλλικούς οπλισμούς (Σχήμα 3.9). Στις διατάξεις αυτές πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις TSDC με ηλεκτρικά πεδία πόλωσης  $E_p$  έντασης  $1\text{ MV/cm}$  και των δύο πολικότητων. Σημειώνεται ότι η χρήση των όρων «θετικό» και «αρνητικό» πεδίο πόλωσης εξηγήθηκε στην ενότητα 4.2.1 (Σχήμα 4.1).

Όπως φαίνεται από το TSDC φάσμα των διατάξεων αυτών (Σχήμα 5.9) το ρεύμα αποπόλωσης είναι λίγο μεγαλύτερο στην περίπτωση των ασύμμετρων δομών. Το φορτίο που συλλέγεται στο εξωτερικό κύκλωμα κατά τη διάρκεια της μέτρησης TSDC είναι επίσης μεγαλύτερο για την περίπτωση των ασύμμετρων επαφών, όπως χαρακτηριστικά παρουσιάζεται και στον Πίνακα 5.1.



Σχήμα 5.9: TSDC φάσματα στους συμμετρικούς και ασύμμετρους πυκνωτές MIM με ηλεκτρικό πεδίο πόλωσης: 1 MV/cm και -1MV/cm.

Οι διαφορές αυτές αναμένεται να σχετίζονται με διαφορετικές μηχανικές τάσεις που αναπτύσσονται στα υμένα  $\text{SiN}_x$  των συμμετρικών και ασύμμετρων διατάξεων MIM. Το τιτάνιο ενισχύει την προσρόφηση του νιτριδίου του πυριτίου [143] και φαίνεται ότι η πυκνότητα των ατελειών/παγίδων είναι μεγαλύτερη στην περίπτωση που το  $\text{SiN}_x$  εναποτίθεται πάνω σε Au, αφού η φόρτιση ενισχύεται λίγο στην περίπτωση αυτή.

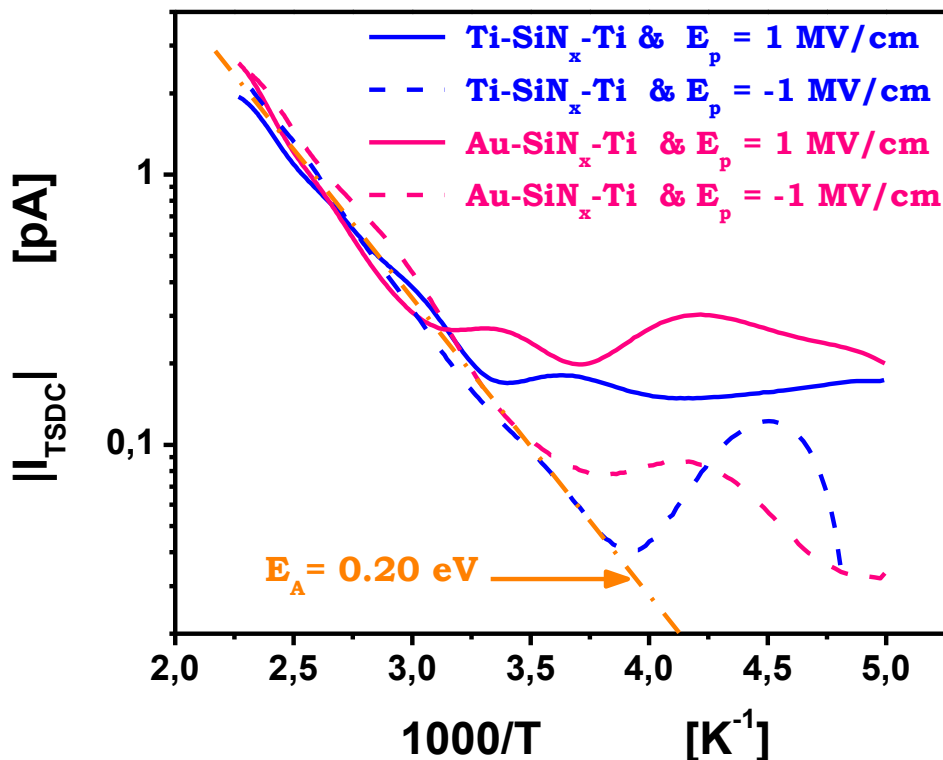
Πεδίο Πόλωσης	Συμμετρική Δομή (Ti-SiN <sub>x</sub> -Ti)	Ασύμμετρη Δομή (Au-SiN <sub>x</sub> -Ti)
+ 1 MV/cm	3.22 nC	3.73 nC
- 1 MV/cm	3.30 nC	3.75 nC

Πίνακας 5.1: Το φορτίο που συλλέγεται κατά τη διάρκεια της μέτρησης TSDC στις συμμετρικές και ασύμμετρες δομές MIM για την περίπτωση θετικού και αρνητικού ηλεκτρικού πεδίου πόλωσης έντασης 1 MV/cm.

Επίσης, και στις συμμετρικές και στις ασύμμετρες δομές εμφανίζεται μια μικρή ασύμμετρία στα φάσματα TSDC καθώς ισχυρότερο ρεύμα καταγράφεται στην περίπτωση εφαρμογής αρνητικού πεδίου πόλωσης (Πίνακας 5.1). Η ασύμμετρη μορφή των φασμάτων TSDC που εμφανίζεται για τις διαφορετικές πολικότητες του ηλεκτρικού πεδίου πόλωσης σχετίζεται με την ανομοιομορφία των εναποτιθέμενων υμενίων, όπως προαναφέρθηκε και στις ενότητες 2.6.1 και 4.2.1.

Αποδίδοντας γραφικά τα διαγράμματα Arrhenius των φασμάτων TSDC (Σχήμα 5.10) προκύπτουν τα εξής:

- i. Η ασύμμετρία λόγω ηλεκτρικών επαφών και η διεύθυνση ροής του ρεύματος πόλωσης φαίνεται να επηρεάζει σημαντικά την πόλωση του διηλεκτρικού στις χαμηλές θερμοκρασίες.
- ii. Η περιβάλλουσα του φάσματος TSDC των μελετώμενων δειγμάτων βρέθηκε ότι καθορίζεται από μια ενέργεια ενεργοποίησης ( $E_A \approx 0,20\text{eV}$ ) στην περιοχή των υψηλών θερμοκρασιών ανεξάρτητα από τη ροή του ρεύματος πόλωσης και το είδος των ηλεκτρικών επαφών.



Σχήμα 5.10: Διάγραμμα Arrhenius του φάσματος TSDC σε ασύμμετρες και συμμετρικές διατάξεις MIM με πεδία πόλωσης +1 MV/cm και -1 MV/cm.

Συμπερασματικά, η χρήση συμμετρικών μεταλλικών οπλισμών τιτανίου φαίνεται να ενδείκνυται έναντι των ασύμμετρων οπλισμών (τιτανίου και χρυσού) καθώς η φόρτιση του διηλεκτρικού υμενίου  $\text{SiN}_x$  βρέθηκε να είναι λίγο μικρότερη στην περίπτωση αυτή.

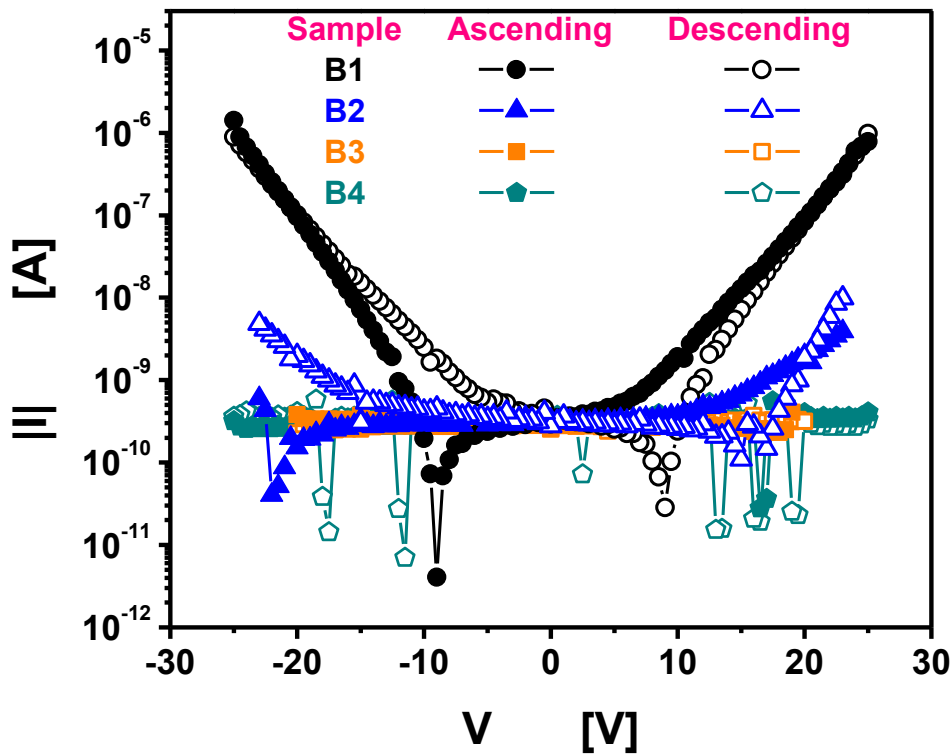
## 5.5 ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΡΟΗΣ ΤΩΝ ΑΝΤΙΔΡΩΝΤΩΝ ΑΕΡΙΩΝ

Η ροή των αντιδρώντων αερίων στη μέθοδο PECVD αποτελεί καθοριστικό παράγοντα στη στοιχειομετρία των παραγόμενων υμενίων  $\text{SiN}_x$  [88], [94], [96]. Η αύξηση της περιεκτικότητας σε Si μειώνει το οπτικό ενεργειακό χάσμα του  $\text{SiN}_x$  (Σχήμα 2.11) και συνεπώς αυξάνει το ρεύμα διαρροής στα υμένια αυτά [87]. Η αύξηση του ρεύματος διαρροής θεωρείται ότι μπορεί να αποτελεί μερική λύση στο πρόβλημα της φόρτισης των διηλεκτρικών υμενίων καθώς ευνοεί την απομάκρυνση των φορτίων που συσσωρεύονται στο εσωτερικό του υμενίου κατά τη διάρκεια λειτουργίας ενός διακόπτη RF MEMS. Στην παρούσα ενότητα ελέγχεται η εγκυρότητα του ισχυρισμού αυτού.

Οι διατάξεις που μελετήθηκαν είναι πυκνωτές MIM της ομάδας B. Τα υμένια της ομάδας αυτής (B1, B2, B3, B4) εναποτέθηκαν με διαφορετικές ροές των αντιδρώντων αερίων  $\text{NH}_3/\text{SiH}_4$  και όλα τα δείγματα εμφανίζουν περίσσεια πυριτίου, με τα υμένια B1 να έχουν τη μεγαλύτερη περιεκτικότητα σε πυρίτιο και τα B4 την μικρότερη.

Στις διατάξεις MIM πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις TSDC με ηλεκτρικά πεδία πόλωσης  $\epsilon_p$  έντασης 1 MV/cm και των δύο πολικότητων (βλ. Σχήμα 4.1 για τους όρους «θετικό» και «αρνητικό» πεδίο πόλωσης) και καταγραφή των χαρακτηριστικών ρεύματος-τάσης (I-V) για ηλεκτρικά πεδία έντασης έως 1.25 MV/cm, τιμή που αντιστοιχεί σε διαφορά δυναμικού 25 V μεταξύ των οπλισμών. Οι I-V χαρακτηριστικές καταγράφηκαν για κάθε δείγμα με δύο τρόπους: αυξάνοντας την εφαρμοζόμενη τάση από -25 V σε +25 V (ascending) και μειώνοντας την τιμή της από +25 V στα -25 V (descending). Σημειώνεται ότι σε όλες τις I-V μετρήσεις η ηλεκτρική τάση εφαρμόζεται στον πάνω οπλισμό της διάταξης MIM (Σχήμα 4.1 όταν ο διακόπτης βρίσκεται στη θέση A).

Από της I-V χαρακτηριστικές (Σχήμα 5.11) φαίνεται ότι μειώνοντας την περιεκτικότητα σε άζωτο (N) αυξάνεται το ρεύμα διαρροής των υμενίων, αφού το ρεύμα διαρροής του B1 είναι μεγαλύτερο από το αντίστοιχο του υμενίου B2. Το ρεύμα διαρροής των υμενίων B3 και B4 βρέθηκε να έχει πολύ χαμηλή ένταση, πιθανότατα λόγω επισκίασης αυτού από το ρεύμα μετατόπισης που εμφανίζεται στο εσωτερικό των υμενίων.



Σχήμα 5.11: Εξάρτηση των I-V χαρακτηριστικών από τη στοιχειομετρία του υμενίου.

Το μετρούμενο ρεύμα διαρροής μηδενίζεται σε τιμές του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου για τις οποίες το ρεύμα έγχυσης (ο ρυθμός έγχυσης φορτίων) γίνεται ίσο με το ρεύμα αποπόλωσης, κάτι που καθορίζεται από τον ρυθμό μεταβολής της εφαρμοζόμενης ηλεκτρικής τάσης, από τον συνολικό χρόνο φόρτισης, από τα χαρακτηριστικά των παγίδων του υλικού και από την κατανομή φορτίου στο εσωτερικό του υμενίου. Για το λόγο αυτό το μετρούμενο ρεύμα διαρροής των δειγμάτων φαίνεται να ελαχιστοποιείται σε τιμές της εφαρμοζόμενης τάσης που έχουν το ίδιο πρόσημο με την αρχική τάση που εφαρμόστηκε (στις μετρήσεις ascending που η αρχική τάση είναι -25 V το ρεύμα διαρροής ελαχιστοποιείται στην περιοχή των αρνητικών τάσεων ενώ στις μετρήσεις descending που η αρχική τάση είναι 25 V ελαχιστοποιείται στην περιοχή των θετικών τάσεων).

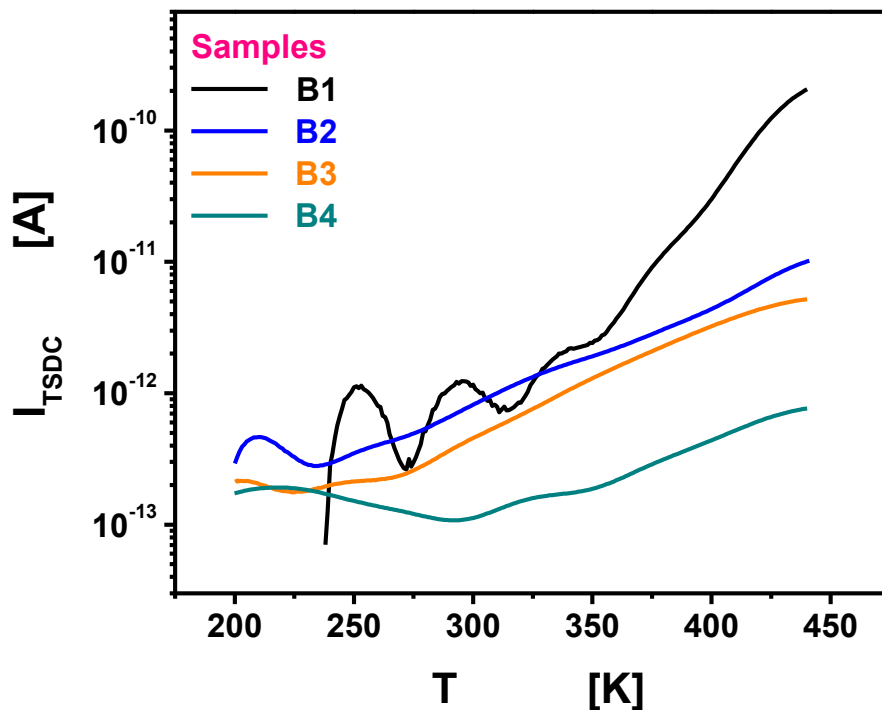
Η τάση για την οποία ελαχιστοποιείται το ρεύμα διαρροής σχετίζεται με το μηδενισμό του ηλεκτρικού πεδίου στη διεπιφάνεια μετάλλου-διηλεκτρικού και συνεπώς με το παγιδευμένο φορτίο. Η τάση αυτή φαίνεται να μειώνεται με την αύξηση της περιεκτικότητας σε πυρίτιο και το ίδιο θα ισχύει για το παγιδευμένο φορτίο. Η παραπάνω συμπεριφορά αποδίδεται στην αύξηση του ρεύματος διαρροής όταν αυξάνεται η

περιεκτικότητα του πυριτίου λόγω δημιουργίας παγίδων και νανοσυμπλεγμάτων Si [80] που διευκολύνουν την μετακίνηση των φορτίων στο υμένιο μέσω διαδικασιών hopping και tunneling [144]. Για να εξισωθούν λοιπόν έτσι τα ρεύματα έγχυσης και αποπόλωσης πρέπει να ελαττωθεί το εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο.

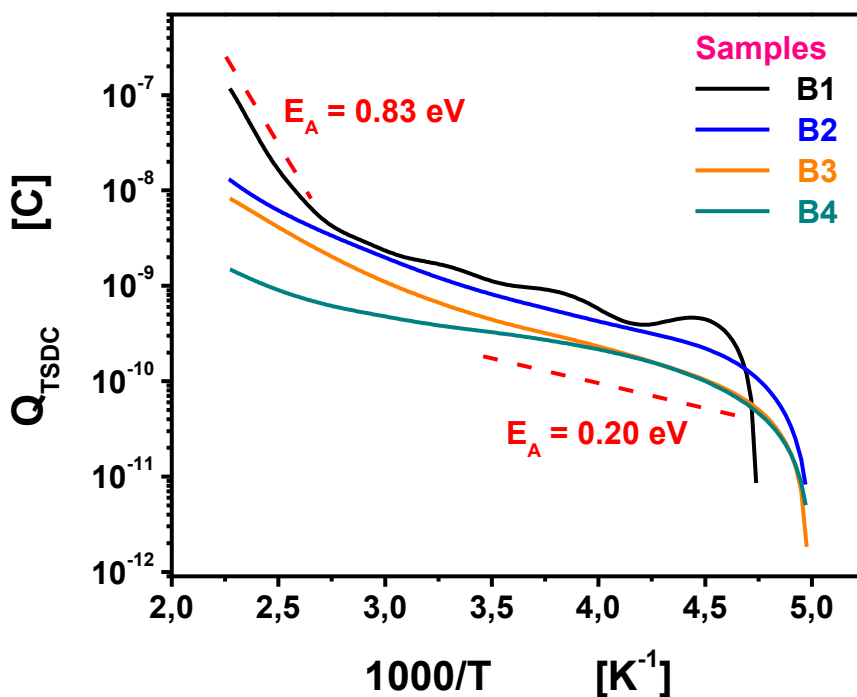
Τα φάσματα TSDC των διατάξεων MIM φάνηκε να εμφανίζουν και αυτά ισχυρή εξάρτηση από τη στοιχειομετρία των υμενίων  $\text{SiN}_x$  (Σχήμα 5.12). Στην περιοχή των υψηλών θερμοκρασιών φαίνεται να επικρατεί ένας ισχυρός μηχανισμός αποκατάστασης σε όλα τα δείγματα ενώ σε χαμηλότερες θερμοκρασίες εμφανίζονται διακριτοί μηχανισμοί. Η ένταση του ρεύματος αποπόλωσης φαίνεται να παρουσιάζει σημαντική αύξηση καθώς μεγαλώνει η περιεκτικότητα σε πυρίτιο στα δείγματα που μελετήθηκαν, καθώς το ρεύμα TSDC στο υμένιο B1 βρέθηκε να είναι δύο τάξεις μεγέθους μεγαλύτερο από το αντίστοιχο του υμενίου B4.

Οι διαφορές που εμφανίστηκαν στα φάσματα TSDC των υμενίων που μελετήθηκαν μπορούν γενικά να συνοψιστούν στα εξής:

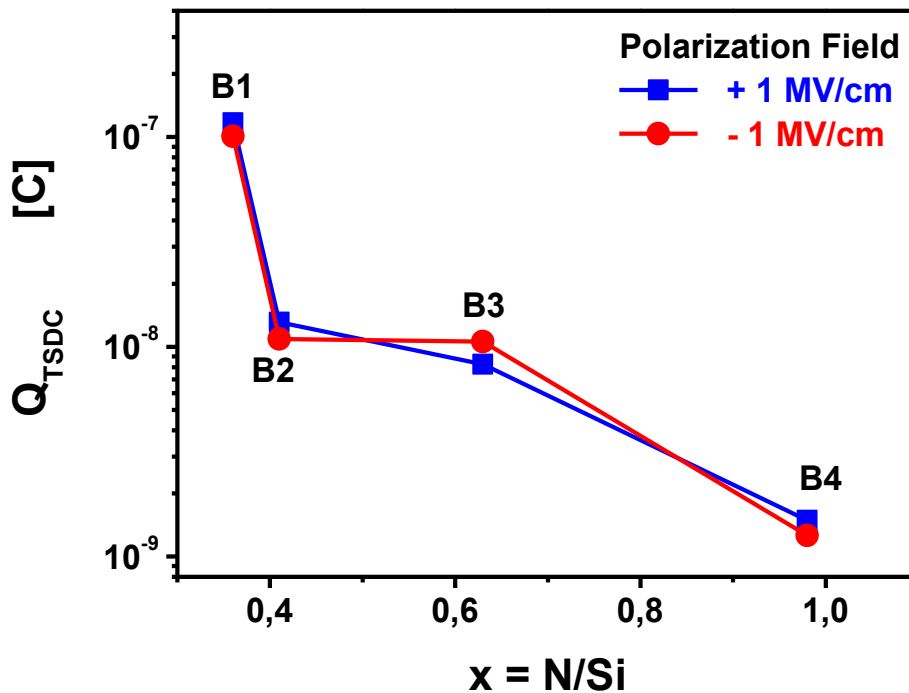
- i. Η συγκέντρωση των ατελειών στα υμένια  $\text{SiN}_x$  μειώνεται με την μείωση της περιεκτικότητας σε πυρίτιο.
- ii. Στις υψηλές θερμοκρασίες του φάσματος TSDC εμφανίστηκε ένας ισχυρός μηχανισμός σε όλα τα δείγματα, ο οποίος μπορεί να αποδοθεί στη συνολική συνεισφορά των επιμέρους μηχανισμών αποκατάστασης. Έτσι η περιβάλλουσα του φάσματος TSDC όλων των υμενίων εμφανίζεται συνεχής (μη – διακριτοί μηχανισμοί) σε θερμοκρασίες υψηλότερες της θερμοκρασίας περιβάλλοντος, γεγονός που μπορεί να αποδοθεί στην fractal μορφή της διαδικασίας αποπόλωσης [129].
- iii. Στην περιοχή των χαμηλών θερμοκρασιών ( $T < 300\text{K}$ ) το φορτίο που συλλέγεται στο εξωτερικό κύκλωμα εμφανίζει παρόμοια ενέργεια ενεργοποίησης ( $\sim 0.20\text{ eV}$ ) σε όλα τα δείγματα που μελετήθηκαν (Σχήμα 5.13), γεγονός που υποδεικνύει την ύπαρξη ομοειδών ατελειών στα υμένια αυτά.
- iv. Η αύξηση της περιεκτικότητας σε πυρίτιο συνεπάγεται την εμφάνιση «βαθύτερων» ατελειών ( $\sim 0.83\text{ eV}$ ) στο ενεργειακό χάσμα των μελετώμενων υμενίων (Σχήμα 5.13), που συνεισφέρουν στη διαδικασία αποπόλωσης στην περιοχή των υψηλών θερμοκρασιών και φαίνεται να μεταβάλλουν τη συμπεριφορά των «ρηχότερων» ατελειών (σε θερμοκρασίες μικρότερες από  $300\text{ K}$  στο υμένιο B1). Σημειώνεται ότι οι χαρακτηριστικοί χρόνοι αποκατάστασης αυτών των «βαθιών» ατελειών αναμένεται να είναι ιδιαίτερα μεγάλοι στην θερμοκρασία περιβάλλοντος αφού επικρατούν στην περιοχή υψηλών θερμοκρασιών του φάσματος TSDC.



Σχήμα 5.12: Φάσματα TSDC στα υμένα SiN<sub>x</sub> με διαφορετικές στοιχειομετρίες για ηλεκτρικό πεδίο πόλωσης + 1 MV/cm.



Σχήμα 5.13: Διάγραμμα Arrhenius του φορτίου που μετράται στο εξωτερικό κύκλωμα κατά τη διάρκεια μέτρησης TSDC σε υμένα SiN<sub>x</sub> με διαφορετικές στοιχειομετρίες, όταν εφαρμόζεται ηλεκτρικό πεδίο πόλωσης + 1 MV/cm.



Σχήμα 5.14: Η εξάρτηση του συνολικού φορτίου που μετράται στο εξωτερικό κύκλωμα κατά τη διάρκεια μιας μέτρησης TSDC συναρτίζεται της στοιχειομετρίας  $x=N/Si$  των υμενίων  $SiN_x$  που μελετήθηκαν.

Σημειώνεται τέλος ότι τα φάσματα TSDC εμφάνισαν μικρή ασυμμετρία ως προς την πολικότητα του ηλεκτρικού πεδίου πόλωσης (Σχήμα 5.14) κάτι που φανερώνει μια αρκετά ομοιόμορφη κατανομή ατελειών/παγίδων σε όλα τα υμένια.

Συμπερασματικά, αυξάνοντας την περιεκτικότητα των υμενίων  $SiN_x$  σε πυρίτιο βρέθηκε ότι αυξάνεται μεν το ρεύμα διαρροής αλλά το συνολικό φορτίο των υμενίων παρουσιάζει έντονη αύξηση. Η συμπεριφορά αυτή μπορεί να αποδοθεί στην αύξηση της συγκέντρωσης των ακόρεστων δεσμών πυριτίου στα υμένια αυτά αλλά και στην εμφάνιση νανοσυμπλεγμάτων πυριτίου στα υμένια με υψηλή περιεκτικότητα σε πυρίτιο, τα οποία λειτουργούν ως νησίδες παγίδευσης φορτίου και η διεπιφάνειά τους συμβάλλει στην εμφάνιση πόλωσης ενδοεπιφάνειας (MWS). Όσο πιο στοιχειομετρικό είναι λοιπόν ένα υμένιο  $SiN_x$  τόσο μικρότερη είναι η ηλεκτρική πόλωση που εμφανίζει, κάτι που το καθιστά καταλληλότερο για τη χρήση σε έναν διακόπτη RF MEMS από ένα αντίστοιχο υμένιο με περίσσεια πυριτίου.

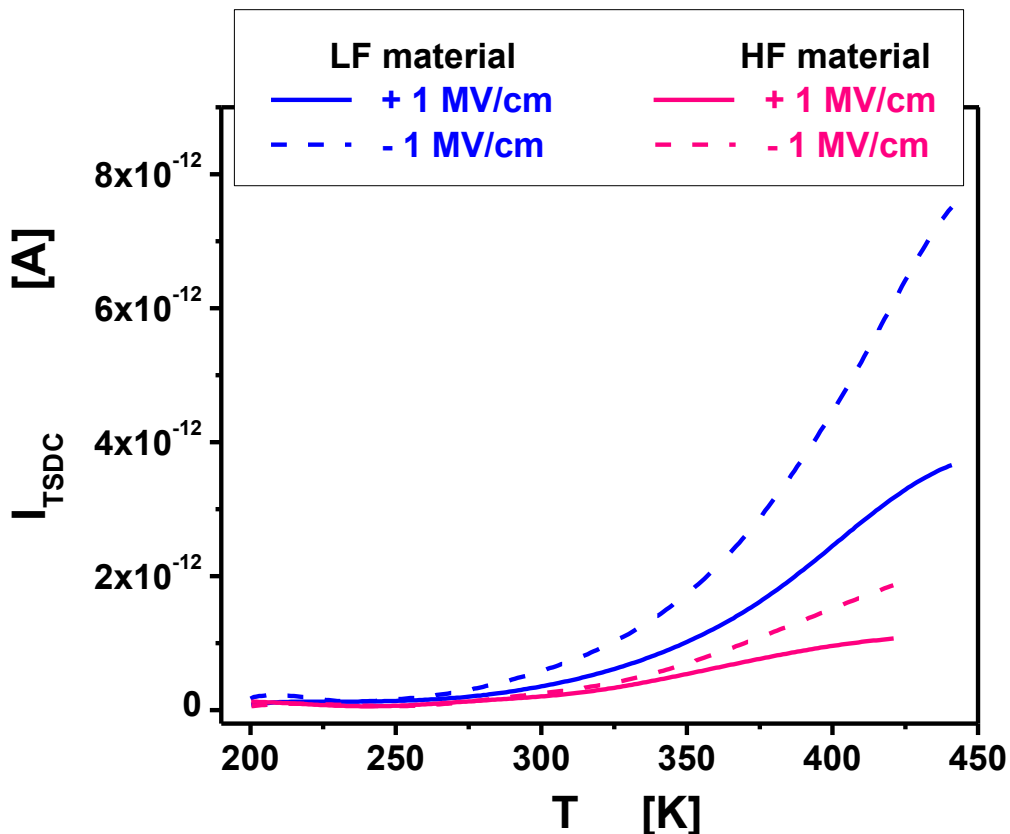


## 5.6 ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΣΥΧΝΟΤΗΤΑΣ ΠΛΑΣΜΑΤΟΣ ΣΤΗ ΜΕΘΟΔΟ PECVD

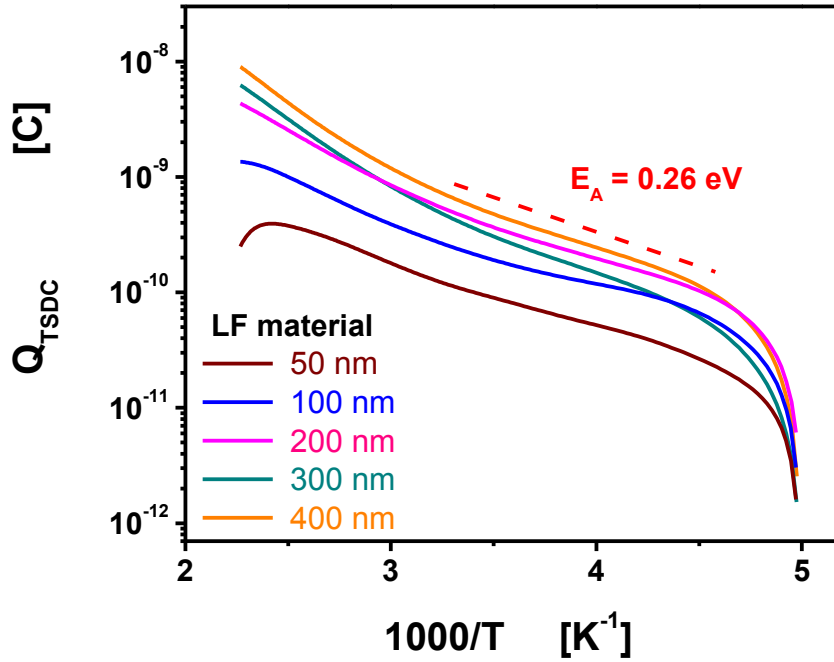
Στην παρούσα ενότητα εξετάζεται κατά πόσο η συχνότητα του ηλεκτρικού πεδίου που δημιουργεί το πλάσμα στη μέθοδο PECVD επηρεάζει τη φόρτιση των υμενίων  $\text{SiN}_x$  που χρησιμοποιούνται σε διακόπτες RF MEMS.

Οι διατάξεις που μελετήθηκαν είναι πυκνωτές MIM της ομάδας Γ με υμένα διαφόρων παχών που εναποτέθηκαν σε συχνότητα 13.56 MHz (υμένα HF) και 380 kHz (υμένα LF). Η μέθοδος που χρησιμοποιήθηκε είναι η μέθοδος TSDC για ηλεκτρικά πεδία πόλωσης έντασης 1 MV/cm και των δύο πολικότητων (ο όρος «θετικό» και «αρνητικό» πεδίο πόλωσης εξηγήθηκε στο Σχήμα 4.1).

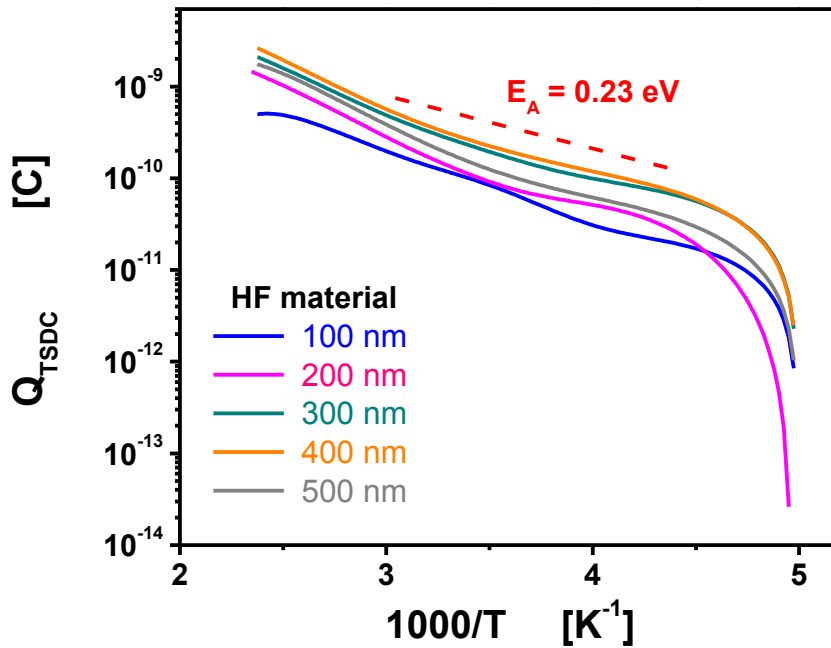
Το ρεύμα αποπόλωσης TSDC των υμενίων LF και HF βρέθηκε ότι εξαρτάται από το πάχος του υμενίου και από την πολικότητα του πεδίου πόλωσης. Η εξάρτηση αυτή είναι ισχυρότερη στα υμένα LF, τα οποία εμφανίζουν και ισχυρότερο ρεύμα αποπόλωσης από τα υμένα HF αντιστοιχών παχών (Σχήμα 5.15).



Σχήμα 5.15: Φάσματα TSDC για τα υμένα LF και HF πάχους 300nm και για τις δύο πολικότητες του πεδίου πόλωσης.



Σχήμα 5.16: Διάγραμμα Arrhenius του φορτίου που μετράται στο εξωτερικό κύκλωμα κατά τη διάρκεια της μέτρησης TSDC για τα LF υμένα, όταν εφαρμόζεται ηλεκτρικό πεδίο πόλωσης + 1 MV/cm.



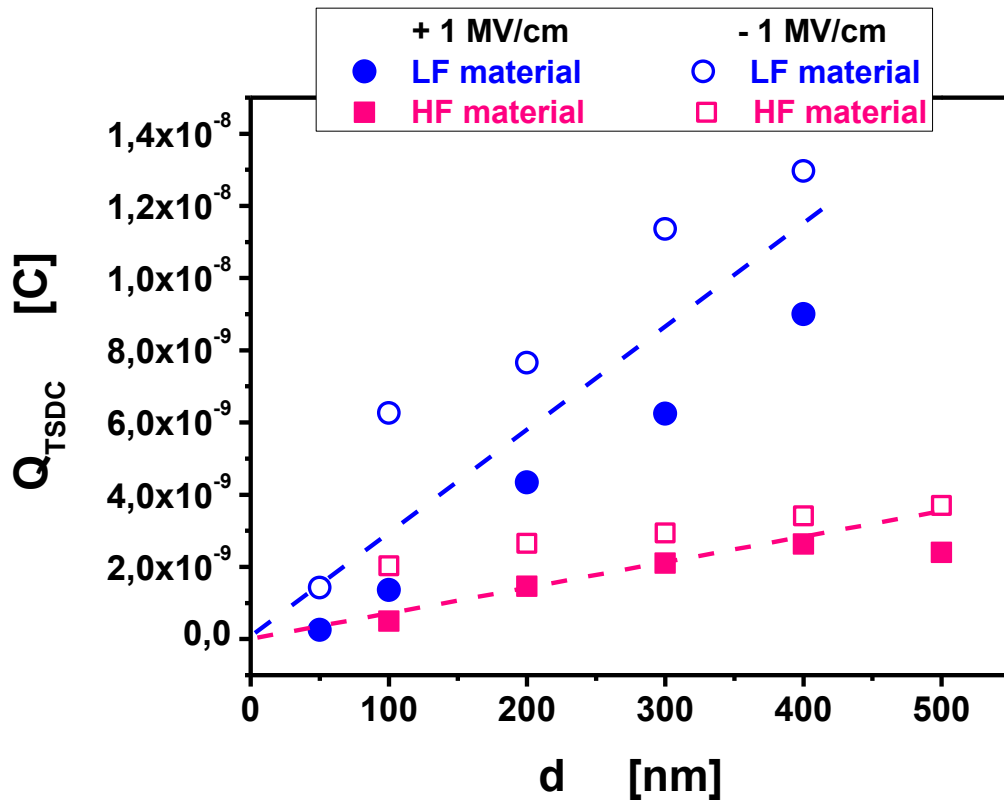
Σχήμα 5.17: Διάγραμμα Arrhenius του φορτίου που μετράται στο εξωτερικό κύκλωμα κατά τη διάρκεια της μέτρησης TSDC για τα HF υμένα, όταν εφαρμόζεται ηλεκτρικό πεδίο πόλωσης + 1 MV/cm.

Το φορτίο που μετράται στο εξωτερικό κύκλωμα κατά τη διάρκεια μέτρησης TSDC βρέθηκε επίσης ότι είναι θερμικά ενεργοποιούμενο (Σχήματα 5.16 και 5.17) για τα υμένα και των δύο ειδών με παρόμοιες ενέργειες ενεργοποίησης (~0.26 eV για τα υμένα LF και ~0.23 eV για τα HF υμένα) και για τις δύο πολικότητες του ηλεκτρικού πεδίου πόλωσης. Η συμπεριφορά αυτή υποδεικνύει την ύπαρξη ομοειδών ατελειών/παγίδων και στα δύο υλικά. Επίσης, η εμφάνιση μικρότερης ασυμμετρίας στα φάσματα TSDC των υμενίων HF δείχνει ότι η κατανομή των ατελειών στα υμένα αυτά είναι πιο ομοιόμορφη απ' ό,τι στα LF υμένα.

Το γεγονός όμως ότι το συνολικό φορτίο που μετράται στα LF υμένα είναι μεγαλύτερο από το αντίστοιχο φορτίο στα HF υμένα (Σχήμα 5.18) υποδηλώνει την ύπαρξη μεγαλύτερης συγκέντρωσης ατελειών και παγίδων στα υμένα χαμηλής συχνότητας εναπόθεσης. Η μείωση της συχνότητας του ηλεκτρικού πεδίου που δημιουργεί το πλάσμα στη μέθοδο PECVD έχει βρεθεί ότι επιτρέπει σε περισσότερα ιόντα του πλάσματος (και κυρίως ιόντα υδρογόνου) να συντονίζονται με το εναλλασσόμενο ηλεκτρικό πεδίο και να μεταφέρουν έτσι μεγαλύτερη ενέργεια στα εναποτιθέμενα υμένα  $\text{SiN}_x$  [145], γεγονός που οδηγεί στη δημιουργία υμενίων με μεγαλύτερη πυκνότητα [140], μεγαλύτερη συγκέντρωση ατελειών [145], μεγαλύτερη συγκέντρωση πυριτίου [140] και μεγαλύτερη αγωγιμότητα [146]. Οι μηχανικές τάσεις που αναπτύσσονται στα εναποτιθέμενα υμένα εμφανίζουν επίσης ισχυρή εξάρτηση από τη συχνότητα του πλάσματος, καθώς σε χαμηλές συχνότητες εμφανίζονται τάσεις θλίψης (compressive stress) ενώ σε υψηλές συχνότητες παρουσιάζονται τάσεις εφελκυσμού (tensile stress) [147].

Όσον αφορά τα υλικά που μελετήθηκαν στην ενότητα αυτή βρέθηκε ότι τα υμένα LF έχουν μεγαλύτερη περιεκτικότητα σε πυρίτιο σε σύγκριση με τα HF υμένα ( $x=\text{N}/\text{Si}= 0.79$  για τα υμένα LF και 1.04 για τα HF).

Επιπλέον, το συνολικό φορτίο που μετράται στο εξωτερικό κύκλωμα βρέθηκε να εμφανίζει ισχυρή εξάρτηση από το πάχος στα δείγματα LF, οπότε το φορτίο των υμενίων αυτών θα κατανέμεται σε όλο τον όγκο του υλικού. Αντίθετα στα HF υμένα η εξάρτηση του φορτίου από το πάχος είναι μικρή και επομένως το φορτίο αναμένεται να συγκεντρώνεται στην περίπτωση αυτή στην περιοχή των επιφανειών των υμενίων κοντά στους μεταλλικούς οπλισμούς (Σχήμα 5.18). Η συμπεριφορά αυτή μπορεί να αποδοθεί στην μεγαλύτερη συγκέντρωση Si των υμενίων LF καθώς η αύξηση της περιεκτικότητας σε Si εντείνει την εμφάνιση διαδρομών διήθησης (percolation paths) στα υμένα  $\text{SiN}_x$  [93].



Σχήμα 5.18: Η εξάρτηση του συνολικού φορτίου που μετράται στο εξωτερικό κύκλωμα από το πάχος των υμενίων για τα δείγματα LF και HF και για τις δύο πολικότητες του ηλεκτρικού πεδίου πόλωσης.

Συμπερασματικά η μείωση της συχνότητας του πλάσματος στη μέθοδο PECVD συνεπάγεται τη δημιουργία υμενίων  $\text{SiN}_x$  με μεγαλύτερη περίσσεια πυριτίου και μεγαλύτερη συγκέντρωση ατελειών γεγονός που εντείνει τη φόρτισή τους. Επιπλέον, το παγιδευμένο φορτίο των LF υμενίων αναμένεται ότι θα κατανέμεται σε ολόκληρο τον όγκο του υλικού σε αντίθεση με τα HF υμένια, όπου το φορτίο κατανέμεται στην περιοχή των επιφανειών τους κοντά στους μεταλλικούς οπλισμούς. Η χρήση υψηλής συχνότητας πλάσματος (13.56 MHz) στη μέθοδο PECVD για την εναπόθεση υμενίων  $\text{SiN}_x$  σε διακόπτες RF MEMS φαίνεται έτσι να είναι καταλληλότερη από τη χρήση χαμηλής συχνότητας (380 kHz).

## 5.7 ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Στο κεφάλαιο αυτό μελετήθηκε η εξάρτηση των ηλεκτρικών χαρακτηριστικών των υμενίων νιτρίδιου του πυριτίου ( $\text{SiN}_x$ ) από τις συνθήκες εναπόθεσης της μεθόδου PECVD.

Βρέθηκε ότι η αύξηση της θερμοκρασίας εναπόθεσης των διηλεκτρικών υμενίων  $\text{SiN}_x$  συνεπάγεται και αύξηση του φορτίου που παγιδεύεται σε αυτά. Επιπλέον, στα υμένα υψηλής θερμοκρασίας εναπόθεσης οι διαδικασίες πόλωσης και αποπόλωσης εμφανίζουν ισχυρή εξάρτηση από την πολικότητα του πεδίου πόλωσης και τα εγχεόμενα φορτία παγιδεύονται ως επί το πλείστον στις επιφάνειες των υμενίων αυτών κοντά στους μεταλλικούς οπλισμούς, αποτέλεσμα που έρχεται σε συμφωνία με θεωρητικές μελέτες που έχουν γίνει σχετικά με την κατανομή των εγχεόμενων φορτίων στο εσωτερικό των διηλεκτρικών υμενίων  $\text{SiN}_x$ . Αντίθετα, στα υμένα χαμηλής θερμοκρασίας εναπόθεσης τα παγιδευμένα φορτία φαίνεται να κατανέμονται σε όλο τον όγκο του διηλεκτρικού υλικού. Αυτή η συμπεριφορά αποδίδεται στην περίσσεια Si των υμενίων χαμηλής θερμοκρασίας εναπόθεσης σε συνδυασμό με την κατανομή των ατελειών/παγίδων στο εσωτερικό τους.

Επίσης, η χρήση συμμετρικών οπλισμών (και οι δύο οπλισμοί κατασκευασμένοι από τιτάνιο) φαίνεται να είναι καλύτερη επιλογή στην κατασκευή διατάξεων, καθώς στις διατάξεις MIM με ασύμμετρους οπλισμούς (ο ένας οπλισμός κατασκευασμένος από τιτάνιο και ο άλλος από χρυσό) η φόρτιση των διηλεκτρικών υμενίων  $\text{SiN}_x$  βρέθηκε να είναι λίγο εντονότερη.

Όσον αφορά την στοιχειομετρία του «ιδανικού» υμενίου  $\text{SiN}_x$  βρέθηκε ότι όσο πιο στοιχειομετρικό είναι ένα υμένιο  $\text{SiN}_x$  τόσο μικρότερη είναι η ηλεκτρική πόλωση που εμφανίζει, κάτι που το καθιστά καταλληλότερο για τη χρήση σε έναν διακόπτη RF MEMS. Αυξάνοντας την περιεκτικότητα των υμενίων  $\text{SiN}_x$  σε πυρίτιο αυξάνεται μεν το ρεύμα διαρροής αλλά το συνολικό φορτίο των υμενίων παρουσιάζει έντονη αύξηση.

Τέλος βρέθηκε ότι η αύξηση της συχνότητας του ηλεκτρικού πεδίου που δημιουργεί το πλάσμα στη μέθοδο PECVD δυσχεραίνει τη συσσώρευση φορτίου στο εσωτερικό των υμενίων. Το φορτίο που παγιδεύεται στα υμένα χαμηλής συχνότητας πλάσματος (380 kHz) είναι μεγάλο και φαίνεται να κατανέμεται σε όλο τον όγκο των υμενίων. Αντίθετα στα υμένα που εναποτέθηκαν σε υψηλή συχνότητα πλάσματος (13.56 MHz) τα φορτία εμφανίζονται παγιδευμένα στις επιφάνειες κοντά στους μεταλλικούς οπλισμούς και η συγκέντρωση των ατελειών στα υμένα αυτά φαίνεται να είναι μικρότερη.



## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6: ΓΕΝΙΚΑ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ & ΠΡΟΟΠΤΙΚΕΣ

---

Στην παρούσα διατριβή μελετήθηκε η ηλεκτρική συμπεριφορά υμενίων νιτριδίου του πυριτίου, που αποτελεί ένα από τα πιο διαδεδομένα διηλεκτρικά υλικά στους διακόπτες RF MEMS. Η μέθοδος εναπόθεσης των μελετώμενων υμενίων είναι η μέθοδος PECVD, η οποία αποτελεί τη δημοφιλέστερη τεχνική παρασκευής, λόγω των υψηλών ρυθμών εναπόθεσης που προσφέρει και της καλής ποιότητας των παραγόμενων υμενίων. Σημειώνεται ότι οι ιδιότητες των εναποτιθέμενων υμενίων SiN<sub>x</sub> καθορίζονται από τις μακροσκοπικές και μικροσκοπικές συνθήκες στο εργαστήριο παρασκευής τους. Για τους λόγους αυτούς η μελέτη και η σύγκριση των ηλεκτρικών ιδιοτήτων έγινε σε υμένα που παρασκευάστηκαν από το ίδιο εργαστήριο και τα αποτελέσματα που προέκυψαν αφορούν τα γενικά χαρακτηριστικά των υμενίων αυτών. Τα βασικότερα αποτελέσματα της παρούσας διατριβής συνοψίζονται στη συνέχεια.

- Οι διαδικασίες πόλωσης και αποπόλωσης των διηλεκτρικών υμενίων βρέθηκε να είναι σύνθετες και να συμφωνούν με τον εμπειρικό νόμο αποκατάστασης Kohlrausch-Williams-Watts που εμφανίζεται σε ανομοιογενή συστήματα.
- Οι διαδικασίες πόλωσης και αποπόλωσης βρέθηκε να είναι θερμικά ενεργοποιούμενες σε όλες τις περιπτώσεις.
- Προτάθηκε μια νέα πειραματική μέθοδος που στηρίζεται στην αρχή της μεθόδου Kelvin Probe και η οποία επιτρέπει τον προσδιορισμό του ρεύματος αποπόλωσης λόγω μεταφοράς των φορτίων διαμέσου των διηλεκτρικών υμενίων.
- Το ρεύμα αποπόλωσης που προκύπτει από τη μεταφορά των φορτίων διαμέσου των υμενίων νιτριδίου του πυριτίου στους διακόπτες RF MEMS υπολογίστηκε για πρώτη φορά στα πλαίσια της παρούσας διατριβής για χρόνους μεγαλύτερους από 10<sup>4</sup> s και βρέθηκε ότι η έντασή του είναι πολύ χαμηλή (10<sup>-15</sup>-10<sup>-16</sup> Amperes).
- Κυρίαρχος μηχανισμός αγωγιμότητας κατά τη διάρκεια της αποπόλωσης των διηλεκτρικών υμενίων νιτριδίου του πυριτίου στους διακόπτες RF MEMS βρέθηκε να είναι οι διαδικασίες hopping.
- Η μέση τιμή του ηλεκτρικού πεδίου στα υμένα νιτριδίου του πυριτίου των διακοπών RF MEMS κατά τη διάρκεια της αποπόλωσης βρέθηκε να έχει ένταση 10<sup>3</sup>-10<sup>4</sup> V/cm.

- Προτάθηκε μια νέα πειραματική διαδικασία που επιτρέπει την ξεχωριστή μελέτη των θερμικά διεγερόμενων μηχανισμών πόλωσης και αποπόλωσης. Η αύξηση της θερμοκρασίας πόλωσης βρέθηκε έτσι ότι ευνοεί την παγίδευση φορτίων σε καταστάσεις με μεγάλους χρόνους αποκατάστασης στα υμένα νιτριδίου του πυριτίου ενώ η αύξηση της θερμοκρασίας αποπόλωσης συντελεί στην ταχύτερη απομάκρυνση των παγιδευμένων φορτίων από τα υμένα.
- Η συνεισφορά των επιμέρους μηχανισμών στη συνολική πόλωση των διηλεκτρικών υμενίων νιτριδίου του πυριτίου μελετήθηκε ξεχωριστά πραγματοποιώντας μετρήσεις φόρτισης εξ επαγωγής και εξ επαφής στα υμένα των διακοπών RF MEMS. Οι μηχανισμοί διπολικής πόλωσης και πόλωσης φορτίων χώρου (λόγω των φορτίων ενδογενούς προέλευσης) που κυριαρχούν κατά την φόρτιση εξ επαγωγής βρέθηκε ότι μπορεί να λειτουργήσουν αντισταθμιστικά στη συνολική πόλωση του υλικού αυτού.
- Η μείωση της θερμοκρασίας εναπόθεσης, η μείωση του λόγου  $\text{SiH}_4/\text{NH}_3$  των αντιδρώντων αερίων και η χρήση ηλεκτρικού πεδίου υψηλής συχνότητας (13.56 MHz) για τη δημιουργία πλάσματος στη μέθοδο PECVD καθώς επίσης και η χρήση συμμετρικών μεταλλικών οπλισμών τιτανίου φαίνεται να οδηγούν στην ανάπτυξη υμενίων νιτριδίου του πυριτίου που εμφανίζουν μικρότερη ηλεκτρική πόλωση, γεγονός που τα καθιστά καταλληλότερα για τη χρήση σε διακόπτες RF MEMS.

Τα αποτελέσματα της παρούσας διατριβής έδωσαν απαντήσεις σε βασικά ερωτήματα που σχετίζονται με τις διαδικασίες πόλωσης και αποπόλωσης των διηλεκτρικών υμενίων και συνέβαλαν στην ανάπτυξη πειραματικών τεχνικών που χρησιμοποιούνται για τη μελέτη των φαινομένων αυτών. Απαιτείται όμως ακόμη πολύ μελέτη για την εξάλειψη του προβλήματος της πόλωσης των διηλεκτρικών υμενίων στους διακόπτες RF MEMS. Η τυποποίηση των διαδικασιών εναπόθεσης, η μελέτη και η χρήση διηλεκτρικών υλικών με υψηλή διηλεκτρική σταθερά (high-k dielectrics) και η χρήση «νέων» υλικών (π.χ. υμένα με στρώματα διαφορετικών υλικών, Nanorods κ.α.) είναι τα επόμενα και βασικότερα βήματα που πρέπει να γίνουν προς την κατεύθυνση αυτή.



- 
- [1] H. C. Nathason, R. A. Wickstrom, W. E. Newell and J. R. Davis, "The resonant gate transistor," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 14, no. 3, pp. 117-133, 1967.
  - [2] K. E. Petersen, "Silicon as a mechanical material," *Proceedings of the IEEE*, vol. 70, no. 5, pp. 420-457, 1982.
  - [3] L. E. Larson, R. H. Hacket, M. A. Melendes and R. F. Lohr, "Micromachined microwave actuator (MIMAC) technology - a new tuning approach for microwave integrated circuits," *Microwave and Millimeter-Wave Monolithic Circuits Symposium*, pp. 27-30, 1991.
  - [4] M. A. Gretillat, F. Gretillat and N. F. de Rooij, "Micromechanical relay with electrostatic actuation and metallic contacts," *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 9, pp. 324-331, 1999.
  - [5] J. A. Wright and Y. C. Tai, "Magnetostatic MEMS relays for the miniaturization of brushless DC motor controllers," *Proceedings of the 12th IEEE International Conference of Micro Electro Mechanical Systems*, pp. 594-599, 1999.
  - [6] H. C. Tilmans, E. Fullin, H. Ziad, M. J. Van de Peer, J. Kesters, E. Van Geffen, J. Bergqvist, M. Pantus, E. Beyne, K. Baert, F. Naso, C. P. Clare and N. V. Hasselt, "A fully-packaged electromagnetic microrelay," *Proceedings of the 12th IEEE International Conference of Micro Electro Mechanical Systems*, pp. 25-30, 1999.
  - [7] Y. Wang, Z. Li, D. T. McCormick and N. C. Tien, "A low-voltage lateral MEMS switch with high RF performance," *Journal of Microelectromechanical Systems*, vol. 13, no. 6, pp. 902-911, 2004.
  - [8] G. M. Rebeiz, *RF MEMS, Theory, Design and Technology*, New Jersey: John Willey and Sons, 2003.
  - [9] P. Blondy and D. Peroulis, "Handling RF Power: The latest advances in RF MEMS tunable filters," *IEEE Microwave Magazine*, vol. 14, no. 1, pp. 24-38, 2003.
  - [10] W. M. Van Spengen, R. Puers, R. Mertens and I. De Wolf, "A comprehensive model to predict the charging and reliability of capacitive RF MEMS switches," *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 14, pp. 514-521, 2004.
  - [11] W. M. Van Spengen, "MEMS reliability from a failure mechanisms perspective," *Microelectronics Reliability*, vol. 43, pp. 1049-1060, 2003.
  - [12] A. B. Yu, A. Q. Liu, Q. X. Zhang and H. M. Hosseini, "Effects of surface roughness on electromagnetic characteristics of capacitive switches," *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 16, no. 10, pp.

2157-2166, 2006.

- [13] H. M. R. Suy, R. W. Herfst, P. G. Steeneken, J. Stulemeijer and J. A. Bielen, "The static behavior of RF MEMS capacitive switches in contact," *Technical Proceedings of the 2008 NSTI Nanotechnology Conference and Trade Show, NSTI-Nanotech, Nanotechnology*, vol. 3, pp. 517-520, 2008.
- [14] Y. Jun, V. Boiadjev, R. Major and X. Y. Zhu, "Novel chemistry for surface engineering in MEMS," *Proceedings of SPIE*, vol. 4175, pp. 113-120, 2000.
- [15] R. Modlinski, A. Witvrouw, P. Ratchev, A. Jourdain, V. Simons, H. A. C. Tilmans, J. M. J. den Toonder, P. Puers and I. De Wolf, "Creep as a reliability problem in MEMS," *Microelectronics Reliability*, vol. 44, pp. 1733-1738, 2004.
- [16] H. H. Hsu, M. Koslowski and D. Peroulis, "An experimental and theoretical investigation of creep in ultrafine crystalline Nickel RF MEMS devices," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 59, no. 10, pp. 2655-2664, 2011.
- [17] G. De Pasquale, A. Soma and A. Ballestra, "Mechanical fatigue analysis of gold microbeams for RF MEMS applications by pull-in monitoring," *Analog Integrated Circuits and Signal Processing*, vol. 61, pp. 215-222, 2009.
- [18] H. D. Esinosa and B. C. Prorok, "Size effects on the mechanical behavior of gold thin films," *Journal of Material Science*, vol. 38, pp. 4125-4128, 2003.
- [19] J. Wibbeler, G. Pfeifer and M. Hietschold, "Parasitic charging of dielectric surfaces in capacitive microelectromechanical systems (MEMS)," *Sensors and Actuators A*, vol. 71, pp. 74-80, 1998.
- [20] X. Rottenberg, I. De Wolf, B. K. J. C. Nauwelaers, W. De Raedt and H. 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, 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, pp. 233507-1 - 233507-3, 2007.
- [23] 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, pp. 1812-1817, 2007.
- [24] G. J. Papaioannou, M. Exarchos, V. Theonas, J. Psychias, G.

- Konstantinidis, D. Vasilache, A. Muller and D. Neculoiu, "Effect of space charge polarization in radio frequency microelectromechanical system capacitive switch dielectric charging," *Applied Physics Letters*, vol. 89, pp. 103512-1 - 103512-3, 2006.
- [25] J. Ruan, N. Nolhier, M. Bafleur, L. Bary, F. Coccetti, T. Lisec and R. Plana, "Electrostatic discharge failure analysis of capacitive RF MEMS switches," *Microelectronics Reliability*, vol. 47, pp. 1818-1822, 2007.
- [26] J. Ruan, N. Nolhier, G. J. Papaioannou, D. Tremouilles, V. Puyal, C. Villeneuve, T. Idda, F. Coccetti and R. Plana, "Accelerated lifetime test of RF MEMS switches under ESD stress," *Microelectronics Reliability*, vol. 49, pp. 1256-1259, 2009.
- [27] Y. Nemirovsky and O. Bochobza - Degani, "A methodology and model for the pull-in parameters of electrostatic actuators," *Journal of Microelectromechanical Systems*, vol. 10, no. 4, pp. 601-615, 2001.
- [28] G. Papaioannou, F. Coccetti and R. Plana, "On the modeling of dielectric charging in RF MEMS capacitive switches," in *Topical Meeting on Silicon Monolithic Integrated Circuits in RF Systems (SiRF)*, N. Orleans, LA, USA, 2010.
- [29] Z. Peng, X. Yuan, J. C. M. Hwang, D. Forehand and C. L. Goldsmith, "Dielectric charging of RF MEMS capacitive switches under bipolar control-voltage waveforms," *Proceedings of IEEE International Microwave Symposium*, pp. 1817-1820, 2007.
- [30] 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, 2012.
- [31] X. Yuan, S. Cherepko, J. Hwang, C. L. Goldsmith, C. Nordquist and C. Dyck, "Initial observation and analysis of dielectric charging effects on RF MEMS capacitive switches," *Proceedings of IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*, vol. 3, pp. 1943-1946, 2004.
- [32] 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 of MEMSWAVE 2005*, 2005.
- [33] 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, pp. 556-563, 2006.
- [34] 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, pp. 6324-6327, 2007.
- [35] 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.
- [36] M. Fernandez-Bolanos, D. Tsamados, P. Dainesi and A. M. Ionescu, "Reliability of RF MEMS capacitive switches and distributed MEMS phase shifters using AlN dielectric," *Proceedings of IEEE International Conference on Micro Electro Mechanical Systems (MEMS)*, no. 4805463, pp. 638-641, 2009.
- [37] J. Vandershueren and J. Casiot, Thermally stimulated relaxation in solids - Topics in Applied Physics, Vol. 37, Chapter 4, P. Braunlich, Ed., Berlin: Springer - Verlag, 1979.
- [38] G. Papaioannou, Advanced RF MEMS - Chapter 6, S. Lucyszyn, Ed., The Cambridge RF and Microwave Engineering Series, 2010.
- [39] K. C. Kao, Dielectric Phenomena in Solids, Chapters 2, 5 & 6, Elsevier Academic Press, 2004.
- [40] 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.
- [41] J. G. Simmons, "Conduction in thin dielectric films," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 4, pp. 613-657, 1971.
- [42] 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.
- [43] R. Ramprasad, "Phenomenological theory to model leakage currents in Metal - Insulator - Metal capacitor systems," *Physica Status Solidi (B) Basic Research*, vol. 239, pp. 59-70, 2003.
- [44] C. Cherki, R. Coelho and R. Nannoni, "Influence of interfacial tunnel exchange on dielectric losses in thin amorphous insulating films," *Physica Status Solidi A*, vol. 2, pp. 785-796, 1970.
- [45] J. G. Simmons, "Poole - Frenkel effect and Schottky effect in Metal - Insulator - Metal systems," *Physical Review*, vol. 155, no. 3, pp. 657-660, 1967.
- [46] T. C. McGill, S. Kurtin, L. Fishbone and C. A. Mead, "Contact-limited currents in Metal - Insulator - Metal structures," *Journal of Applied Physics*, vol. 41, no. 9, pp. 3831-3839, 1970.
- [47] G. Li and X. Chen, "Modified Fowler-Nordheim tunneling for modelling charge injection into Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> in an Al/Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>/Si structure," *Applied Physics A: Materials Science and Processing*, vol. 109, pp. 539-545, 2012.
- [48] 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, pp. 2197-2205, 2003.
- [49] M. Bose, D. K. Basa and D. N. Bose, "Electrical conduction studies of plasma enhanced chemical vapor deposited silicon nitride films," *Journal*

of *Vacuum Science & Technology A*, vol. 19, no. 1, pp. 41-44, 2001.

- [50] S. D. Ganichev, E. Ziemann, W. Prettl, I. N. Yassievich, A. Istratov and E. R. Weber, "Distinction between the Poole - Frenkel and tunneling models of electric-field-simulated carrier emission from deep levels in semiconductors," *Physical Review B*, vol. 61, no. 15, pp. 10361-10365, 2000.
- [51] N. F. Mott, "Conduction in non-crystalline materials," *Philosophical Magazine*, vol. 19, no. 160, pp. 835-852, 1969.
- [52] M. Pollak, "A percolation treatment of DC hopping conduction," *Journal of Non Crystalline Solids*, vol. 11, pp. 1-24, 1972.
- [53] R. M. Hill, "Hopping conduction in amorphous solids," *Philosophical Magazine*, vol. 24, no. 192, pp. 1307-1325, 1971.
- [54] 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.
- [55] B. I. Shklovskii, "Hopping conduction in semiconductors subjected to a strong electric field," *Soviet Physics: Semiconductors*, vol. 6, no. 12, pp. 1964-1967, 1973.
- [56] M. Pollak and I. Riess, "A percolation treatment of high field hopping transport," *Journal of Physics C: Solid State Physics*, vol. 9, pp. 2339-2352, 1976.
- [57] P. Mark and W. Helfrich, "Space-charge-limited currents in organic crystals," *Journal of Applied Physics*, vol. 33, no. 1, pp. 205-215, 1962.
- [58] P. C. Joshi and S. B. Krupanidhi, "Structural and electrical characteristics of SrTiO<sub>3</sub> thin films for dynamic random access memory applications," *Journal of Applied Physics*, vol. 73, no. 11, pp. 7627-7634, 1993.
- [59] R. W. Dreyfus and A. S. Nowick, "Ionic conductivity of doped NaCl crystals," *Physical Review*, vol. 126, no. 4, pp. 1367-1377, 1962.
- [60] 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," *Proceedings of 5th Global Symposium on Millimeter Waves, GSMW 2012*, no. 6313989, pp. 637-640, 2012.
- [61] R. Herdier, M. Detalle, D. Jenkins, C. Soyer and D. Remiens, "Piezoelectric thin films for MEMS applications - A comparative study of PZT, 0.7PMN-0.3PT and 0.9PMN-0.1PT thin films grown on Si by r.f. magnetron sputtering," *Sensors and Actuators A*, vol. 148, pp. 122-128, 2008.
- [62] C. Chen, Y. Tzeng, E. Kohn, C. H. Wang and J. K. Mao, "RF MEMS capacitive switch with leaky nanodiamond dielectric film," *Diamond and Related Materials*, vol. 20, pp. 546-550, 2011.
- [63] "Accuratus Cooperation," [Online]. Available:



<http://www accuratus.com>.

- [64] M. N. Jones, Y. W. Kwon and D. P. Norton, "Dielectric constant and current transport for HfO<sub>2</sub> thin films on ITO," *Applied Physics A: Materials Science and Processing*, vol. 81, no. 2, pp. 285-288, 2005.
- [65] J. Lin, N. Masaaki, A. Tsukune and M. Yamada, "Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> thin films with exceptionally high dielectric constant," *Applied Physics Letters*, vol. 74, no. 16, pp. 2370-2372, 1999.
- [66] X. Song, R. Fu and H. He, "Frequency effects on the dielectric properties of AlN film deposited by radio frequency reactive magnetron sputtering," *Microelectronic Engineering*, vol. 86, no. 11, pp. 2217-2221, 2009.
- [67] S. Becu, S. Cremer and J. L. Autran, "Capacitance non-linearity study in Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> MIM capacitors using an ionic polarization model," *Microelectronic Engineering*, vol. 83, pp. 2422-2426, 2006.
- [68] 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.
- [69] E. Papandreou, A. Crunteanu, G. Papaioannou, P. Blondy, F. Dumas - Bouchiat, C. Champeaux and A. Catherinot, "Investigation of dielectric charging mechanisms in Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> RF MEMS capacitive switches," in *Proceedings of MEMSWAVE*, 2008.
- [70] F. Bernardini, V. Fiorentini and D. Vanderbilt, "Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides," *Physical Review B: Condensed Matter*, vol. 56, no. 16, pp. R10024-10027, 1997.
- [71] W. S. Yan, R. Zhang, X. Q. Xiu, Z. L. Xie, P. Han, R. L. Jiang, S. L. Gu, Y. Shi and Y. D. Zheng, "Temperature dependence of the pyroelectric coefficient and the spontaneous polarization of AlN," *Applied Physics Letters*, vol. 90, pp. 212102-1 - 212102-3, 2007.
- [72] S. Duenas, H. Castan, J. Barbolla, R. R. Kola and P. A. Sullivan, "Electrical characteristics of anodic tantalum pentoxide thin films under thermal stress," *Microelectronics Reliability*, vol. 40, no. 4, pp. 659-662, 2000.
- [73] A. Toriumi, K. Tomida, H. Shimizu, K. Kita and K. Kyuno, "Far- and Mid-Infrared absorption study of HfO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub>/Si system," *Proceedings of Electrochemical Society*, pp. 471-481, 2005.
- [74] J. A. Venables, G. D. T. Spiller and M. Hanbucken, "Nucleation and growth of thin films," *Reports on Progress in Physics*, vol. 47, no. 4, pp. 399-459, 1984.
- [75] M. Paunovic and M. Schlesinger, *Fundamentals of electrochemical deposition*, Hoboken, New Jersey: J. Wiley & Sons, Wiley Interscience, 2006.
- [76] H. Huang, K. J. Winchester, A. Suvorova, B. R. Lawn, Y. Liu, X. Z. Hu, J. M. Dell and L. Faraone, "Effect of deposition conditions on mechanical

- properties of low temperature PECVD silicon nitride films," *Materials Science and Engineering A*, Vols. 435-436, pp. 453-456, 2006.
- [77] 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, p. 151906, 2010.
- [78] I. J. R. Baumvol, "Atomic transport during growth of ultrathin dielectrics on silicon," *Surface and Science Reports*, vol. 36, pp. 1-166, 1999.
- [79] 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.
- [80] M. Carrada, A. Zerga, M. Amann, J. J. Grob, J. P. Stoquert, A. Slaoui, C. Bonafos and S. Schamm, "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, pp. 218-221, 2008.
- [81] S. P. Lau and J. M. Shannon, "Generation and annealing kinetics of current induced metastable defects in amorphous silicon alloys," *Journal of Non-Crystalline Solids*, Vols. 266-269, pp. 432-436, 2000.
- [82] K. J. B. M. Nieuwesteeg, J. Boogaard, G. Oversluizen and M. J. Powell, "Current - stress induced asymmetry in hydrogenated amorphous silicon n-i-n devices," *Journal of Applied Physics*, vol. 71, pp. 1290-1297, 1992.
- [83] V. A. Gritsenko, D. V. Gritsenko, Y. N. Novikov, R. W. Kwok and I. Bello, "Short-range order, large-scale potential fluctuations and photoluminescence in amorphous SiNx," *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, vol. 98, no. 4, pp. 760-769, 2004.
- [84] X. Milhet, J. L. Demenet and J. Rabier, "Stacking faults and phase transformation in silicon nitride," *The European Physical Journal Applied Physics*, vol. 4, no. 2, pp. 149-156, 1998.
- [85] J. Robertson, "Defects and hydrogen in amorphous silicon nitride," *Philosophical Magazine B*, vol. 69, no. 2, pp. 307-326, 1994.
- [86] D. Necas, V. Perina, D. Franta, I. Ohlidal and J. Zemek, "Optical characterization of non-stoichiometric silicon nitride films," *Physica Status Solidi (C) Current Topics in Solid State Physics*, vol. 5, no. 5, pp. 1320-1323, 2008.
- [87] M. H. W. M. Van Delden and P. J. Van der Wel, "Reliability and electric properties for PECVD a-SiNx:H films with an optical bandgap ranging from 2.5 to 5.38eV," *Annual Proceedings - Reliability Physics Symposium*, pp. 293-297, 2003.
- [88] K. Maeda and I. Umezu, "Atomic microstructure and electronic properties of aSiNx:H deposited by radio frequency glow discharge," *Journal of Applied Physics*, vol. 70, no. 5, pp. 2745-2754, 1991.
- [89] I. V. Afanasyev-Charkin, L. G. Jacobsohn, R. D. 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 and Technology A: Vacuum, Surfaces and Films*, vol. 22, no. 6, pp. 2342-2346, 2004.

- [90] 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.
- [91] F. Demichelis, F. Giorgis and C. F. Pirri, "Compositional and structural analysis of hydrogenated amorphous silicon-nitrogen alloys prepared by plasma enhanced chemical vapor deposition," *Philosophical Magazine B: Physics of Condensed Matter, Statistical Mechanics, Electronic, Optical and Magnetic Properties*, vol. 74, no. 2, pp. 155-168, 1996.
- [92] F. Giorgis, F. Giuliani, C. F. Pirri, E. Tresso, R. Galloni, R. Rizzoli, C. Summonte, A. Desalvo, F. Zignani, P. Rava and F. Caccavale, "Photoluminescence and optical characterization of a-SixN1-x:H based multilayers grown by PECVD," *Proceedings of Materials Research Society Symposium*, vol. 467, pp. 489-494, 1997.
- [93] J. Robertson, "Electronic structure of silicon nitride," *Philosophical Magazine B*, vol. 63, no. 1, pp. 47-77, 1991.
- [94] G. N. Parsons, J. H. Souk and J. Batey, "Low hydrogen content stoichiometric silicon nitride films deposited by plasma enhanced chemical vapor deposition," *Journal of Applied Physics*, vol. 70, no. 3, pp. 1553-1560, 1991.
- [95] D. N. Son, N. V. 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. 085003, pp. 085003-1 - 085003-5, 2010.
- [96] A. J. Flewitt, A. P. Dyson, J. Robertson and W. I. Milne, "Low temperature growth of silicon nitride by electron cyclotron resonance plasma enhanced chemical vapor deposition," *Thin Solid Films*, vol. 383, pp. 172-177, 2001.
- [97] W. L. Warren, J. Kanicki, J. Robertson and P. M. Lenahan, "Energy level of the nitrogen dangling bond in amorphous silicon nitride," *Applied Physics Letters*, vol. 59, no. 14, pp. 1699-1701, 1991.
- [98] D. T. 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, pp. 3558-3563, 1988.
- [99] 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 Analyses*, vol. 38, pp. 723-726, 2006.
- [100] Benoit D., J. Ragolini and P. Morin, "Hydrogen desorption and diffusion in PECVD silicon nitride. Application to passivation of CMOS active pixel sensors," *Microelectronic Engineering*, vol. 84, pp. 2169-2172, 2007.



- [101] B. Reynes and C. Bruyere, "High density silicon nitride thin film in PECVD," *Sensors and Actuators A*, vol. 32, pp. 2169-2172, 1992.
- [102] R. K. Pandey, L. S. Patil, J. P. Bange and D. K. Gautam, "Growth and characterization of silicon nitride films for optoelectronics applications," *Optical Materials*, vol. 27, pp. 139-146, 2004.
- [103] Z. Yin and F. W. Smith, "Studies of the deposition of high quality N-rich amorphous silicon nitride films," *Journal of Non-Crystalline Solids*, Vols. 137-138 (Part 2), pp. 879-882, 1991.
- [104] S. Hasegawa, M. Matsuda and Y. Kurata, "Si-H and N-H vibrational properties in glow-discharge amorphous SiN<sub>x</sub>:H films," *Applied Physics Letters*, vol. 57, no. 21, pp. 2211-2213, 1990.
- [105] C. Savall, J. C. Bruyere and J. P. Stoquert, "Chemical bonds and microstructure in nearly stoichiometric PECVD aSi<sub>x</sub>N<sub>y</sub>H<sub>z</sub>," *Thin Solid Films*, vol. 260, pp. 174-180, 1995.
- [106] H. F. W. Dekkers, M. Hiller, H. Charifi and A. Slaoui, "Molecular hydrogen formation in hydrogenated silicon nitride," *Applied Physics Letters*, vol. 89, pp. 211914-1 - 211914-3, 2006.
- [107] 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.
- [108] 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, pp. 1457-1464, 1998.
- [109] S. E. Curry, P. M. Lenahan, D. T. Krick, J. Kanicki and C. T. 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.
- [110] C. T. Kirk, "Valence alternation pair model of charge storage in MNOS memory devices," *Journal of Applied Physics*, vol. 50, no. 6, pp. 4190-4195, 1979.
- [111] 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.
- [112] S. Habermehl and C. Carmignani, "Correlation of charge transport to local atomic strain in Si-rich silicon nitride films," *Applied Physics Letters*, vol. 20, no. 2, pp. 261-263, 2002.
- [113] J. M. Shannon and B. A. Morgan, "Hole transport via dangling-bond states in amorphous hydrogenated silicon nitride," *Journal of Applied Physics*, vol. 86, no. 3, pp. 1548-1551, 1999.
- [114] W. B. Jackson, J. M. Marshall and M. D. Moyer, "Role of hydrogen in the formation of metastable defects in hydrogenated amorphous silicon," *Physical Review B*, vol. 39, no. 2, pp. 1164-1179, 1989.

- [115] J. M. Shannon, S. C. Deane, B. McGarvey and J. N. Sandoe, "Current induced drift mechanism in amorphous SiN<sub>x</sub>:H thin film diodes," *Applied Physics Letters*, vol. 65, no. 23, pp. 2978-2980, 1994.
- [116] J. DeNatale, R. Mihailovich and J. Waldrop, "Techniques for reliability analysis of MEMS RF switch," *Annual Proceedings - Reliability Physics Symposium*, pp. 116-117, 2002.
- [117] X. Yuan, J. C. M. Hwang, D. Forehand and C. L. Goldsmith, "Modeling and characterization of dielectric-charging effects in RF MEMS capacitive switches," *Proceedings of IEEE International Microwave Symposium*, pp. 753-756, 2005.
- [118] 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, pp. 043503-1 - 043503-3, 2009.
- [119] N. Ben Hassine, D. Mercier, P. Renaux, G. Parat, S. Basrour, P. Waltz, C. Chappaz, P. Ancey and S. Blonkowski, "Dielectrical properties of metal-insulator-metal aluminum nitride structures: Measurement and modeling," *Journal of Applied Physics*, vol. 105, pp. 044111-1 - 044111-10, 2009.
- [120] U. Zaghoul, 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 and Technology A: Vacuum, Surfaces and Films*, vol. 29, no. 5, pp. 051101-1 - 051101-17, 2011.
- [121] A. Belarni, M. Lamhamdi, P. Pons, L. Boudou, J. Guastavino, Y. Segui, G. Papaioannou and R. Plana, "Kelvin probe microscopy for reliability investigation of RF MEMS capacitive switches," *Microelectronics Reliability*, vol. 48, pp. 1232-1236, 2008.
- [122] R. W. Herfst, P. G. Steeneken, J. Schmitz, A. J. G. Mank and M. van Gils, "Kelvin probe study of laterally inhomogeneous dielectric charging and charge diffusion in RF MEMS capacitive switches," *Proceedings of IEEE International Reliability Physics Symposium (IRPS)*, pp. 492-495, 2008.
- [123] U. Zaghoul, B. Bhushan, P. Pons, G. J. Papaioannou, F. Coccetti and R. Plana, "Nanoscale characterization of different stiction mechanisms in electrostatically driven MEMS devices based on adhesion and friction measurements," *Journal of Colloid and Interface Science*, vol. 358, pp. 1-13, 2011.
- [124] H. Matsoura, "A simple graphical method for evaluating the polarization and relaxation times of dipoles or densities and energy levels of traps in a dielectric film from transient discharge current," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 36, no. 6A, pp. 3569-3575, 1997.
- [125] V. M. Gun'ko, V. I. Zarko, E. V. Goncharuk, L. S. Andriyko, V. V. Turov, Y. M. Nychiporuk, R. Leboda, J. Skubiszewska-Zieba, A. L. Gabchak, V.

- D. Osovskii, Y. G. Ptushinskii, G. R. Yurchenko, O. A. Mishchuk, P. P. Gorbik, P. Pissis and J. P. Blitz, "TSDC spectroscopy of relaxational and interfacial phenomena," *Advances in Colloid and Interface Science*, vol. 131, pp. 1-89, 2007.
- [126] C. Bucci and R. Fieschi, "Ionic thermoconductivity. Method for the investigation of polarization in insulators," *Physical Review Letters*, vol. 12, pp. 16-19, 1964.
- [127] T. Nedetzka, M. Reichle, A. Mayer and H. Vogel, "Thermally stimulated depolarization. A method for measuring the dielectric properties of solid substances," *Journal of Physical Chemistry*, vol. 74, no. 13, pp. 2652-2659, 1970.
- [128] J. Van Turnhout, *Thermally stimulated discharge of polymer electrets*, Amsterdam: Elsevier, 1975.
- [129] J. Bisquert and G. Garcia-Belmonte, "Analysis of power law response in the fractal dielectric model by thermally stimulated currents and frequency spectroscopy," *Journal of Applied Physics*, vol. 89, pp. 5657-5662, 2001.
- [130] W. L. Warren, J. Kanicki and E. H. Poindexter, "Paramagnetic point defects in silicon nitride and silicon oxynitride thin films on silicon," *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects*, vol. 115, pp. 311-317, 1996.
- [131] K. J. B. M. Nieuwesteeg, A. A. van der Put, M. T. Johnson and C. G. C. de Kort, "DC bias stress of nonstoichiometric amorphous silicon nitride thin film diodes," *Journal of Applied Physics*, vol. 79, no. 2, pp. 842-846, 1996.
- [132] 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.
- [133] A. V. Gelatos and J. Kanicki, "Bias stress induced instabilities in amorphous silicon nitride/hydrogenated amorphous silicon structures: Is the "carrier induced defect creation" model correct?," *Applied Physics Letters*, vol. 57, no. 12, pp. 1197-1199, 1990.
- [134] L. Michalas, A. Garg, A. Venkatraman, M. Koutsourelis, A. Alexeenko, D. Peroulis and G. Papaioannou, "A study of field emission process in electrostatically actuated MEMS switches," *Microelectronics Reliability*, vol. 52, pp. 2267-2271, 2012.
- [135] G. Papaioannou, G. Wang, D. Bessas and J. Papapolymerou, "Contactless dielectric charging mechanisms in RF-MEMS capacitive switches," in *European Microwave Week*, Manchester, UK, 2006.
- [136] 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.

- [137] 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, pp. 054112-1 - 054112-10, 2012.
- [138] M. Brinza, E. V. Emelianova and G. J. Adriaenssens, "Nonexponential distributions of tail states in hydrogenated amorphous silicon," *Physical Review B*, vol. 71, p. 115209, 2005.
- [139] J. Bisquert and V. Halpern, "Analysis by thermally stimulated currents of the frequency power-law domains of the dielectric loss," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 34, pp. 968-975, 2001.
- [140] F. Karouta, K. Vora, J. Tian and C. Jagadish, "Structural, compositional and optical properties of PECVD silicon nitride layers," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 45, pp. 445301-1 - 445301-10, 2012.
- [141] D. L. Smith, A. S. Alimonda, C. C. Chen, S. E. Ready and B. Wacker, "Mechanism of SiN<sub>x</sub>H<sub>y</sub> deposition from NH<sub>3</sub>-SiH<sub>4</sub> plasma," *Journal of the Electrochemical Society*, vol. 137, no. 2, pp. 614-623, 1990.
- [142] M. P. Hughey and R. F. Cook, "Hydrogen diffusion as the rate-limiting mechanism of stress development in dielectric films," *Applied Physics Letters*, vol. 85, no. 3, pp. 404 - 406, 2004.
- [143] M. Maeda, R. Oomoto, M. Naka and T. Shibayanagi, "Interfacial reaction between titanium and silicon nitride during solid state diffusion bonding," *Transactions of JWRI*, vol. 30, no. 2, pp. 59-65, 2001.
- [144] Z. H. Cen, T. P. Chen, L. Ding, Y. Liu, J. I. Wong, M. Yang, Z. Liu, W. P. Goh, F. R. Zhu and S. Fung, "Evolution of electroluminescence from multiple Si-implanted silicon nitride films with thermal annealing," *Journal of Applied Physics*, vol. 105, pp. 123101-1 - 123101-5, 2009.
- [145] A. G. Aberle, "Overview on SiN surface passivation of crystalline silicon solar cells," *Solar Energy Materials & Solar Cells*, vol. 65, pp. 239-248, 2001.
- [146] M. Lamhamdi, J. Guastavino, L. Boudou, Y. Segui, P. Pons, L. Bouscayrol and R. Plana, "Charging-effects in RF capacitive switches. Influence of insulating layers composition," *Microelectronics Reliability*, vol. 46, pp. 1700-1704, 2006.
- [147] A. Tarraf, J. Daleiden, S. Irmer, D. Prasai and H. Hillmer, "Stress investigation of PECVD dielectric layers for advanced optical MEMS," *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 14, pp. 317-323, 2004.

### ΔΗΜΟΣΙΕΥΣΕΙΣ ΣΕ ΔΙΕΘΝΗ ΠΕΡΙΟΔΙΚΑ (ISI-WOS)

- i. M. Koutsourelis, A. Adikimenakis, L. Michalas, E. Papandreou, G. Stavriniadis, G. Konstantinidis, A. Georgakilas and G. Papaioannou. “Comparative study of AlN dielectric films’ electrical properties for MEMS capacitive switches”, Article under Review in Microelectronic Engineering (2013).
- ii. M. Koutsourelis, L. Michalas and G. Papaioannou, “Assessment of dielectric charging in Micro-Electro-Mechanical system capacitive switches”. Facta Universitatis, Series: Electronics and Energetics, Vol. 23, N° 3, pp. 239-245, (2013).
- iii. M. Koutsourelis, L. Michalas, P. Martins, E. Papandreou, A. Leuliet, S. Bansropun, G. Papaioannou and A. Ziaei. “Properties of contactless and contacted charging in MEMS capacitive switches”, Microelectronics Reliability 53, pp. 1655-1658, (2013).
- iv. M. Koutsourelis, L. Michalas and G. Papaioannou. “Temperature effects on the bulk discharge current of dielectric films of MEMS capacitive switches”, Microelectronics Reliability 52, pp. 2240-2244, (2012).
- v. M. Koutsourelis, E. Papandreou, L. Michalas and G. Papaioannou. “Investigation of silicon nitride charging”, Microelectronic Engineering 90, pp. 145-148 (2012).
- vi. M. Koutsourelis and G. Papaioannou. “Determination of bulk discharge current in the dielectric film of MEMS capacitive switches”, Microelectronics Reliability 51, pp. 1874-1877, (2011).
- vii. M. Koutsourelis, N. Tavassolian, G. Papaioannou and J. Papapolymerou. “Dielectric charging in capacitive microelectromechanical system switches with silicon nitride”, Applied Physics Letters 98, 093505, (2011).
- viii. M. Koutsourelis and G. Papaioannou. “Determination of long time discharge current in microelectromechanical system capacitive switches”, Applied Physics Letters 99, 103503, (2011).
  - ❖ M. Koutsourelis and G. Papaioannou. “Determination of long time discharge current in microelectromechanical system capacitive switches”, Virtual Journal of Nanoscale Science & Technology, September 19<sup>th</sup> 2011.

- ix. U. Zaghoul, M. Koutsourelis, H. Wang, F. Coccetti, G. Papaioannou, P. Pons and R. Plana. “Assessment of dielectric charging in electrostatically driven MEMS devices: A comparison of available characterization techniques”, *Microelectronics Reliability* 50, pp. 1615-1620, (2010).
- x. N. Tavassolian, M. Koutsourelis, E. Papandreou, G. Papaioannou, B. Lacroix, Z. Liu and J. Papapolymerou. “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, art. No. 5332264, pp. 3518 – 3524, (2009).
- xi. 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* 86, pp. 404 – 407, (2009).

#### **ΔΗΜΟΣΙΕΥΣΕΙΣ ΣΕ ΠΡΑΚΤΙΚΑ ΣΥΝΕΔΡΙΩΝ (REVIEWED PUBLICATIONS)**

- i. M. Koutsourelis, A. Adikimenakis, L. Michalas, A. Pantazis, G. Konstantinidis, A. Georgakilas and G. Papaioannou. “Charging and discharging processes in AlN dielectric films deposited by plasma assisted molecular beam epitaxy”, *IEEE Proceedings of 2012 CAS International Semiconductor Conference*, Sinaia, Romania, 10/2012.
- ii. M. Koutsourelis, L. Michalas and G. Papaioannou. “Charge collection mechanism in MEMS capacitive switches”, *IEEE Proceedings of 2012 International Reliability Physics Symposium (IRPS)*, pp. M.E.2.1-M.E.2.5, Anaheim CA, USA, 4/2012.
- iii. M. Koutsourelis, L. Michalas and G. Papaioannou. “Advanced dielectric charging characterization in capacitive MEMS”, *2012 IEEE International Conference on Industrial Technology (ICIT)*, art. No. 6209995, pp. 545-550, Athens, Greece, 3/2012.
- iv. M. Koutsourelis and G. Papaioannou. “The discharge current through the dielectric film in MEMS capacitive switches”, *IEEE Proceedings of 2011 European Microwave Week (EuMW), 6<sup>th</sup> European Microwave Integrated Circuit Conference (EuMIC) 2011*, art. No. 6102894, pp. 450-453, Manchester, UK, 10/2011.
- v. M. Koutsourelis, L. Michalas and G. Papaioannou. “The effect of temperature on dielectric charging of capacitive MEMS”, *IEEE Proceedings of 2011 International Reliability Physics Symposium*



(IRPS), art. No. 5784490, pp. 3D.4.1-3D.4.7, Monterey, USA, 4/2011.

- vi. N. Tavassolian, M. Koutsourelis, G. Papaioannou and J. Papapolymerou. “Dielectric charging in capacitive RF MEMS Switches: The effect of electric stress”, Proceedings of 2010 Asian and Pacific Microwave Conference (APMC) 2010, art. No. 5728284, pp. 1833-1836, Yokohama, Japan, 12/2010.
- vii. G. Papaioannou, N. Tavassolian, M. Koutsourelis, E. Papandreou and J. Papapolymerou. “Investigation of charging mechanisms in RF-MEMS capacitive switches with silicon nitride: The effect of material stoichiometry”, IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest 2009, art. No. 5166031, pp. 1653 - 1656, Boston, USA, 6/2009.

#### **ΑΝΑΚΟΙΝΩΣΕΙΣ ΣΕ ΣΥΝΕΔΡΙΑ (ABSTRACTS)**

- i. M. Koutsourelis, L. Michalas, P. Martins, E. Papandreou, A. Leuliet, S. Bansropun, G. Papaioannou and A. Ziaei. “Properties of contactless and contacted charging in MEMS capacitive switches”, ESREF 2013, Arcachon, France, 10/2013.
- ii. M. Koutsourelis, L. Michalas, P. Martins, E. Papandreou, A. Leuliet, S. Bansropun, G. Papaioannou and A. Ziaei. “Contactless charging effects in RF MEMS capacitive switches”, XXIX Panhellenic Conference on Solid State Physics & Materials Science, Athens, Greece, 9/2013.
- iii. L. Michalas, A. Garg, A. Venkattraman, M. Koutsourelis, A. Alexeenko, D. Peroulis and G. Papaioannou. “A study of field emission process in electrostatically actuated MEMS switches” ESREF 2012, Cagliari, Italy, 10/2012.
- iv. M. Koutsourelis, L. Michalas and G. Papaioannou. “Temperature effects on the bulk discharge current of dielectric films of MEMS capacitive switches”. ESREF 2012, Cagliari, Italy, 10/2012.
- v. M. Koutsourelis, A. Adikimenakis, L. Michalas, E. Papandreou, G. Stavriniadis, G. Konstantinidis, A. Georgakilas and G. Papaioannou. “Comparative study of AlN dielectric films’ electrical properties for MEMS capacitive switches”. 5th International Conference on Micro-Nanoelectronics, Nanotechnologies & MEMS 2012, Heraclion Crete, Greece, 10/2012.

- vi. M. Koutsourelis, A. Adikimenakis, L. Michalas, A. Pantazis, G. Konstantinidis, A. Georgakilas and G. Papaioannou. “Electrical properties of AlN dielectric films for MEMS capacitive switches”, MEMSWAVE 2012 13<sup>th</sup> International Symposium on RF MEMS and RF Microsystems, Antalya, Turkey, 7/2012.
- vii. M. Koutsourelis and G. Papaioannou. “Determination of bulk discharge current in the dielectric film of MEMS capacitive switches”, ESREF 2011, Bordeaux, France, 10/ 2011.
- viii. E. Papandreou, S. Colpo, M. Koutsourelis, F. Giacomozzi, G. Papaioannou and B. Margesin. “Floating electrode microelectromechanical system capacitive switches: A different actuation mechanism”, MEMSWAVE 2011, Athens, Greece, 6/2011.
- ix. M. Koutsourelis, L. Michalas and G. Papaioannou. “The discharge current through the dielectric film in MEMS capacitive switches”, MEMSWAVE 2011, Athens, Greece, 6/2011.
- x. N. Tavasolian, M. Koutsourelis, G. Papaioannou and J. Papapolymerou. “Dielectric charging in capacitive RF MEMS switches: The effect of dielectric film leakage”, MEMSWAVE 2011, Athens, Greece, 6/2011.
- xi. M. Koutsourelis, E. Papandreou, L. Michalas and G. Papaioannou. “Investigation of silicon nitride charging”, 4<sup>th</sup> International Conference on Micro-Nanoelectronics, Nanotechnologies & MEMS 2010, NCSR Demokritos, Athens, Greece, 12/2010.
- xii. U. Zaghoul, M. Koutsourelis, H. Wang, F. Coccetti, G. Papaioannou, P. Pons and R. Plana. “Assessment of dielectric charging in electrostatically actuated MEMS devices: A comparison of available characterization techniques”, ESREF 2010, Monte Cassino and Gaeta, Italy, 10/2010.
- xiii. M. Koutsourelis, S. Colpo, L. Michalas, V. Milloni, E.N. Sgourou, F. Giacomozzi, G. Papaioannou and B. Margesin. “The impact of hydrogen mobility in silicon nitride films on dielectric charging of MEMS capacitive switches”, XXVI Panhellenic Conference on Solid State Physics & Materials Science, Ioannina, Greece, 9/2010.



Η παρούσα έρευνα έχει συγχρηματοδοτηθεί από την Ευρωπαϊκή Ένωση (Ευρωπαϊκό Κοινωνικό Ταμείο - ΕΚΤ) και από εθνικούς πόρους μέσω του Επιχειρησιακού Προγράμματος «Εκπαίδευση και Δια Βίου Μάθηση» του Εθνικού Στρατηγικού Πλαισίου Αναφοράς (ΕΣΠΑ) – Ερευνητικό Χρηματοδοτούμενο Έργο: Ηράκλειτος ΙΙ. Επένδυση στην κοινωνία της γνώσης μέσω του Ευρωπαϊκού Κοινωνικού Ταμείου.

