



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

ΣΧΟΛΗ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ

ΤΟΜΕΑΣ ΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΩΝ, ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΗΣ

ΚΑΙ ΣΥΣΤΗΜΑΤΩΝ ΠΛΗΡΟΦΟΡΙΚΗΣ

**Μελέτη της Μοντελοποίησης Γραμμών Μεταφοράς σε
Ολοκληρωμένα Κυκλώματα με Έμφαση στη
Μικροταινία**

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

του

ΔΗΜΗΤΡΙΟΥ Ν. ΛΟΪΖΟΥ

Επιβλέπων : Ιωάννης Παπανάνος
Αναπληρωτής Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Αθήνα, Ιούλιος 2003



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΩΝ, ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΗΣ
ΚΑΙ ΣΥΣΤΗΜΑΤΩΝ ΠΛΗΡΟΦΟΡΙΚΗΣ

**Μελέτη της Μοντελοποίησης Γραμμών Μεταφοράς σε
Ολοκληρωμένα Κυκλώματα με Έμφαση στη
Μικροταινία**

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

του

ΔΗΜΗΤΡΙΟΥ Ν. ΛΟΪΖΟΥ

Επιβλέπων : Ιωάννης Παπανάνος
Αναπληρωτής Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Εγκρίθηκε από την τριμελή εξεταστική επιτροπή την 16^η Ιουλίου 2003.

(Υπογραφή)

.....
Ιωάννης Παπανάνος
Αναπληρωτής Καθηγητής Ε.Μ.Π.

(Υπογραφή)

.....
Ιωάννης Αβαριτσιώτης
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

(Υπογραφή)

.....
Ελευθέριος Καγιάφας
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Αθήνα, Ιούλιος 2003

(Υπογραφή)

.....

ΔΗΜΗΤΡΙΟΣ Ν. ΛΟΪΖΟΣ

Διπλωματούχος Ηλεκτρολόγος Μηχανικός και Μηχανικός Υπολογιστών Ε.Μ.Π.

© 2003 – All rights reserved

Περίληψη

Η διπλωματική αυτή εργασία αποτελεί μία μελέτη των, έως σήμερα, γνωστών και περισσότερο διαδεδομένων τρόπων μοντελοποίησης των γραμμών μεταφοράς σε ολοκληρωμένα κυκλώματα. Η δομή στην οποία εστιάζεται το ενδιαφέρον είναι η δομή της μικροταινίας, της γραμμής μεταφοράς, δηλαδή, που αποτελείται από αγωγό σήματος πάνω από ημιαγωγίμο υπόστρωμα, το οποίο, με τη σειρά του, βρίσκεται πάνω από αγωγήμη επιφάνεια γείωσης. Αρχικά, γίνεται μία παρουσίαση των πιο διαδεδομένων μεθόδων μοντελοποίησης της μικροταινίας και, εν συνεχεία, μία θεωρητική ανάλυση πλήρους κύματος της μικροταινίας, χρησιμοποιώντας βασικές εξισώσεις της ηλεκτρομαγνητικής θεωρίας. Παράλληλα, διευκρινίζεται ότι η εργασία αυτή θα επικεντρωθεί στις φυσικές μεθόδους μοντελοποίησης.

Το κύριο μέρος της εργασίας πραγματεύεται την επεξήγηση πέντε μεθόδων φυσικής μοντελοποίησης, καθώς και των ισοδύναμων κυκλωματικών μοντέλων και των εξισώσεων απλής και κλειστής μορφής που προτείνονται από αυτές. Τα μοντέλα αυτά συγκρίνονται καταρχήν μεταξύ τους ώστε να διαπιστωθεί κατά πόσο συμφωνούν, ενώ στη συνέχεια γίνεται μία σύγκριση με εργαστηριακές μετρήσεις για συγκεκριμένη δομή μικροταινίας. Η ασυμφωνία μεταξύ θεωρητικών αποτελεσμάτων και πειραματικών μετρήσεων οδηγεί στην πρόταση ενός καινούριου μοντέλου. Το μοντέλο αυτό βασίζεται σε εξισώσεις που έχουν ήδη προταθεί και λαμβάνει υπόψη τη γεωμετρία και τα ηλεκτρικά χαρακτηριστικά της μικροταινίας. Το καινούριο μοντέλο συγκρίνεται με τις πειραματικές μετρήσεις και παρατηρείται αρκετά καλή συμφωνία. Λόγω, μάλιστα, του τρόπου εξαγωγής του, το καινούριο μοντέλο μπορεί να χρησιμοποιηθεί για οποιαδήποτε γεωμετρία μικροταινίας.

Τέλος, γίνεται μία αναφορά στο αν και πότε πρέπει μία γραμμής μεταφοράς να θεωρείται σαν απλό ή σαν κατανεμημένο κύκλωμα για τον υπολογισμό μεγεθών διάδοσης ενός σήματος σε αυτήν και παρουσιάζεται ο κώδικας τόσο σε HSpice όσο και σε Matlab όλων των μοντέλων που χρησιμοποιήθηκαν.

Abstract

This thesis constitutes a study of the, up to date, known and most used methods of transmission lines' modeling in integrated circuits. Interest is focused on the microstrip structure: a transmission line of a signal conductor on a semiconducting substrate, which, in turn, is upon a conducting surface connected to ground. The most widespread microstrip modeling methods are being presented, followed by a theoretical full wave analysis of the microstrip, using basic equations from electromagnetic theory. It is, however, clarified that this thesis will focus on the physical modeling methods.

The main part of this work deals with the explanation of five physical modeling methods, as well as, the equivalent circuit models and the simple and closed-form equations that are proposed by these methods. A comparison is firstly made among these models, in order to investigate their degree of agreement, and then between these models and laboratorial measurements for a specific microstrip structure. The nonagreement between theoretical results and experimental data leads to the proposal of a new model. This model is based on already proposed equations and takes into account the geometrical and electrical characteristics of the microstrip. This new model is compared with experimental measurements and a relatively good agreement is observed. In addition, due to its way of extraction, this new model can be used for microstrip of any geometrical characteristics.

Finally, reference is made as to if and when a transmission line should be considered as lumped or distributed elements for the calculation of propagation characteristics, and the code for implementing the models used for HSpice and Matlab is being presented.

Περιεχόμενα

Κεφάλαιο 1: Εισαγωγή	9
1.1. Η σημασία της σωστής μοντελοποίησης των γραμμών μεταφοράς	9
1.2. Γενικές μέθοδοι ανάλυσης και μοντελοποίησης γραμμών μεταφοράς	12
1.2.1. Φυσική μοντελοποίηση	13
1.2.2. Αριθμητικές μέθοδοι ανάλυσης και μοντελοποίησης	13
1.2.2.1. Ανάλυση Quasi-TEM	13
1.2.2.2. Αναλύσεις πλήρους κύματος (full-wave)	14
1.2.2.2.1. Μέθοδος FDTD	14
1.2.2.2.2. Μέθοδος SDA (Spectral Domain Approach - Προσέγγιση Φασματικού Πεδίου)	16
1.2.2.2.3. Μέθοδος FEM (Finite-Element Method – Μέθοδος Διακριτών Στοιχείων)	17
1.2.2.2.4. Μέθοδος Mode-Matching (Ταύτισης Ρυθμών)	19
Κεφάλαιο 2: Θεωρητικά Στοιχεία	22
2.1. Θεωρητική ανάλυση της δομής της μικροταινίας	22
2.2. Φυσικές ιδιότητες διάδοσης στη μικροταινία	31
Κεφάλαιο 3: Μοντελοποίηση μικροταινίας	33
3.1. Το μοντέλο του Jin και των συνεργατών του	34
3.2. Το μοντέλο των Eo και Eisenstadt	39
3.3. Το μοντέλο του Weisshaar και των συνεργατών του	41
3.4. Μία τροποποίηση του μοντέλου των Schnieder και Heinrich	47
3.5. Το μοντέλο του Wee και των συνεργατών του	52
Κεφάλαιο 4: Σύγκριση των μοντέλων	58
4.1. Σύγκριση των αποτελεσμάτων των μοντέλων με βάση τα δεδομένα στη δημοσίευση του Jin και των συνεργατών του	59
4.2. Σύγκριση των αποτελεσμάτων των μοντέλων με βάση τα δεδομένα στη δημοσίευση των Eo και Eisenstadt	62
Κεφάλαιο 5: Σύγκριση των μοντέλων με πραγματικές μετρήσεις και παρουσίαση ενός καινούριου μοντέλου	65
5.1. Σύγκριση των μοντέλων με εργαστηριακές μετρήσεις	65
5.2. Παρουσίαση ενός καινούριου μοντέλου	68
5.3. Έλεγχος της ορθότητας του καινούριου μοντέλου	72
Κεφάλαιο 6: Τεμαχισμός των γραμμών μεταφοράς και χρήση εν σειρά δικτυωμάτων	75
Κεφάλαιο 7: Επίλογος – Ανακεφαλαίωση – Συμπεράσματα	77
Βιβλιογραφία	80
Παράρτημα	83
Π1. Κώδικας υλοποιημένων μοντέλων για Matlab	83
Π1.1. Το μοντέλο του Jin και των συνεργατών του	83
Π1.2. Το μοντέλο των Eo και Eisenstadt	84
Π1.3. Το μοντέλο του Weisshaar και των συνεργατών του	85
Π1.4. Το μοντέλο των Schnieder και Heinrich	87
Π1.5. Το μοντέλο του Wee και των συνεργατών του για μικροταινία με συνεπίπεδους αγωγούς γείωσης	89
Π1.6. Μία τροποποίηση του μοντέλου του Wee και των συνεργατών του για απλή δομή μικροταινίας	91
Π1.7. Το καινούριο μοντέλο που προτείνεται στην παράγραφο 5.2.	92
Π2. Κώδικας υλοποιημένων μοντέλων για HSpice	95
Π2.1. Το μοντέλο του Jin και των συνεργατών του	95
Π2.2. Το μοντέλο των Eo και Eisenstadt	97
Π2.3. Το μοντέλο του Weisshaar και των συνεργατών του	99

Π2.4. Το μοντέλο των Schnieder και Heinrich με υπόστρωμα ενός στρώματος	101
Π2.5. Το τροποποιημένο μοντέλο των Schnieder και Heinrich για υπόστρωμα δύο στρωμάτων	105
Π2.6. Το μοντέλο του Wee και των συνεργατών του για μικροταινία με συνεπίπεδους αγωγούς γείωσης	109
Π2.7. Μία τροποποίηση του μοντέλου του Wee και των συνεργατών του για απλή δομή μικροταινίας	111
Π2.8. Το καινούριο μοντέλο που προτείνεται στην παράγραφο 5.2.	113
Π3. Βοηθητικά προγράμματα σε Matlab	116
Π3.1. Βοηθητικό πρόγραμμα για τη σύγκριση των κυκλωματικών μεγεθών που προκύπτουν από το κάθε μοντέλο	116

Κεφάλαιο 1

Εισαγωγή

Προτού περάσουμε στο κυρίως τμήμα της διπλωματικής εργασίας, κρίνεται αναγκαίο να αναφερθούν, έστω συνοπτικά, κάποια βασικά στοιχεία αναφορικά με τη γραμμή μεταφοράς. Για το λόγο αυτό, αρχικά, παρουσιάζεται η σημασία της σωστής μοντελοποίησης των γραμμών μεταφοράς και οι λόγοι που έχουν οδηγήσει μεγάλο τμήμα της επιστημονικής κοινότητας που ασχολείται με τη μοντελοποίηση κυκλωματικών στοιχείων να στρέψει την προσοχή του στο αντικείμενο αυτό. Εν συνεχεία, απαριθμούνται γενικά οι μέθοδοι που μπορούν να χρησιμοποιηθούν για ανάλυση και μοντελοποίηση της γραμμής μεταφοράς, ενώ παράλληλα, σημειώνονται τα πλεονεκτήματα και μειονεκτήματα που έχει η χρήση κάθε μίας από τις διαφορετικές αυτές μεθόδους. Στο επόμενο κεφάλαιο παρουσιάζονται θεωρητικά στοιχεία που ισχύουν για την περίπτωση της γραμμής μεταφοράς πάνω από ημιαγωγίμο υπόστρωμα καθώς και τα φυσικά φαινόμενα που λαμβάνουν χώρα κατά τη διάδοση ενός σήματος σε γραμμή μεταφοράς.

1.1. Η σημασία της σωστής μοντελοποίησης των γραμμών μεταφοράς

Η μοντελοποίηση και η προσομοίωση αποτελούν βασικά στοιχεία στοιχεία του σύγχρονου τρόπου σχεδίασης κυκλωμάτων. Η ευρεία χρήση των μεθόδων αυτών στη σχεδίαση οφείλεται σε δύο λόγους: Καταρχήν, η μαζική παραγωγή ολοκληρωμένων κυκλωμάτων και το γεγονός ότι από τη στιγμή που αυτά κατασκευαστούν δεν υπάρχουν περιθώρια διορθώσεων, αλλαγών ή τροποποιήσεων απαιτεί μεγάλη προσοχή κατά τη σχεδίαση, ενώ πριν την παραγωγή, τα οποιαδήποτε κυκλώματα θα πρέπει να είναι πλήρως ελεγμένα ως προς σωστή λειτουργία τους υπό διάφορες συνθήκες. Δεύτερον, το γεγονός ότι κάθε κύκλωμα που επιτελεί μία λειτουργία δεν κατασκευάζεται ξεχωριστά αλλά αποτελεί τμήμα ενός μεγαλύτερου ολοκληρωμένου κυκλώματος, στερεί από το σχεδιαστή τη δυνατότητα μεμονωμένων μετρήσεων κάθε τμήματος και κατ' επέκταση τη δυνατότητα αλλαγής ενός μόνο τμήματος από το όλο κύκλωμα διατηρώντας τα υπόλοιπα τμήματα [1].

Η αναγκαιότητα τα μοντέλα που περιγράφουν τα διάφορα στοιχεία ενός κυκλώματος να είναι κατά το δυνατό ακριβή στον υπολογισμό των τάσεων, ρευμάτων και στην αναπαράσταση των κυματομορφών, μέσα στα αποδεκτά, βέβαια, επίπεδα σφάλματος, είναι εμφανής. Τα περισσότερα προγράμματα προσομοίωσης αδυνατούν να προσεγγίσουν την επιθυμητή αυτή ακρίβεια χωρίς τη χρήση μοντέλων για γραμμές μεταφοράς, για τις γραμμές, δηλαδή, που ενώνουν μεταξύ τους δύο κυκλωματικά στοιχεία. Η μοντελοποίηση γραμμών μεταφοράς, στη γενικότερή της έννοια, αναφέρεται στη μοντελοποίηση των αγωγών μετάλλου που βρίσκονται μέσα στην ψηφίδα (chip), των μεταλλικών επαφών της ψηφίδας, των καλωδίων σύνδεσης των επαφών της ψηφίδας με τα pins του περιβλήματός της, καθώς και των ίδιων των pins.

Μία πλήρης περιγραφή της συμπεριφοράς των γραμμών μεταφοράς μπορεί να δοθεί μόνο επιλύοντας τις εξισώσεις του Maxwell, αναλύοντας, δηλαδή, το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο. Σύμφωνα με τις εξισώσεις του Maxwell, η κατανομή ρεύματος και φορτίου σε μία δομή επηρεάζει και επηρεάζεται από τη ροή ρεύματος και την ύπαρξη φορτίου στις γειτονικές με αυτή δομές. Δεν είναι δυνατό, επομένως, να υπάρξει πλήρης απομόνωση ενός στοιχείου σε ένα κύκλωμα, ενώ οι αλληλεπιδράσεις του στοιχείου αυτού με τις γειτονικές του δομές έχει σαν αποτέλεσμα χωρητικά και επαγωγικά φαινόμενα καθώς και φαινόμενα αγωγιμότητας, τα οποία χαρακτηρίζονται γενικά ως παρασιτικά φαινόμενα. Τα φαινόμενα αυτά μεταβάλλουν τη συμπεριφορά του στοιχείου με αποτέλεσμα αυτή να είναι διαφορετική από την αναμενόμενη και για το λόγο αυτό αρκετή έρευνα γίνεται όσον αφορά την επιρροή των φαινομένων αυτών στη συμπεριφορά ενός στοιχείου.

Είναι προφανές ότι καθώς η πολυπλοκότητα ενός κυκλώματος αυξάνεται τόσο πιο πολύπλοκη θα είναι και η επίδραση των γειτονικών δομών σε ένα στοιχείο. Αν επιλεγόταν η κατευθείαν επίλυση των εξισώσεων του Maxwell, ο υπολογιστικός χρόνος που θα έπρεπε να διατεθεί για τη διεργα-

σία αυτή θα ήταν υπερβολικός και αυτό γιατί το κύκλωμα θα έπρεπε να διαιρεθεί σε πολύ μεγάλο αριθμό μικρότερων δομών, οι οποίες με τη σειρά τους, και χρησιμοποιώντας αριθμητική ανάλυση, θα συνέθεταν πολύ μεγάλους πίνακες. Για το λόγο αυτό προτιμήθηκε, γενικότερα στη μοντελοποίηση, η περιγραφή ενός στοιχείου λαμβάνοντας υπόψη μόνο τις επιδράσεις των πολύ κοντινών σε αυτό στοιχείων και μόνο στην περίπτωση που αυτές είναι σημαντικές και μη αγνοήσιμες. Επειδή οι διάφορες επιδράσεις που μπορεί να έχει ένα στοιχείο από το γειτονικό του περιβάλλον εξαρτώνται από διάφορες παραμέτρους, όπως η συχνότητα ή η γεωμετρία του στοιχείου, είναι σύνθητες για ορισμένα στοιχεία να υπάρχουν παραπάνω από ένα μοντέλα, τα οποία βρίσκουν εφαρμογή ανάλογα με τις επικρατούσες συνθήκες. Τα μοντέλα αυτά είναι απλά αλλά ισχύουν μόνο σε ορισμένες περιπτώσεις. Πολλές φορές επιχειρείται και σύνθεση των απλών μοντέλων ώστε να προκύψει ένα ενιαίο πολυπλοκότερο μοντέλο το οποίο, όμως, θα ισχύει για πολύ μεγαλύτερο εύρος τιμών παραμέτρων του στοιχείου [2].

Το ενδιαφέρον για σωστή και ακριβή μοντελοποίηση των γραμμών μεταφοράς έχει εμφανιστεί έντονα τα τελευταία χρόνια. Η ανάγκη για πιο γρήγορα, πιο αξιόπιστα και πιο μικρά κυκλώματα έχει οδηγήσει στην όλο και μεγαλύτερη ολοκλήρωση των κυκλωμάτων, την προσπάθεια δηλαδή, όλο και περισσότερα κυκλωματικά στοιχεία που βρίσκονται εκτός ψηφίδων (off-chip components), να τοποθετηθούν εντός αυτών (on-chip), ούτως ώστε οι γραμμές μεταφοράς να μικρύνουν και να μπορέσουν να προσδώσουν στο κύκλωμα τα παραπάνω χαρακτηριστικά.

Καθώς, όμως, οι συχνότητες των σημάτων που διαδίδονται στα κυκλώματα αυξάνεται (οι συχνότητες που χρησιμοποιούνται πλέον φθάνουν τα αρκετά GHz) ενώ, παράλληλα, η πυκνότητα των στοιχείων του ολοκληρωμένου κυκλώματος γίνεται όλο και μεγαλύτερη, οι καθυστερήσεις στην διάδοση των σημάτων λόγω της ύπαρξης των γραμμών μεταφοράς γίνονται όλο και πιο σημαντικές. Στα ψηφιακά κυκλώματα η αύξηση των παρουσιαζόμενων καθυστερήσεων είχε αρχικά αποδοθεί στην πύλη των τρανζίστορ που οδηγούσε τη συνολική χωρητικότητα του φορτίου και της γραμμής μεταφοράς. Σταδιακά, όμως, άρχισε να γίνεται αντιληπτό ότι το μεγαλύτερο τμήμα της καθυστέρησης οφείλονταν στα διάφορα χωρητικά, επαγωγικά και φαινόμενα αγωγιμότητας που παρουσίαζε η γραμμή μεταφοράς. Μάλιστα, αποδείχθηκε ότι ακόμα και μέχρι 70% της παρουσιαζόμενης καθυστέρησης οφειλόταν στη γραμμή μεταφοράς [3].

Κύρια αιτία στην αύξηση των καθυστερήσεων, αρχικά, θεωρήθηκε η αντίσταση του αγωγού καθώς και η χωρητικότητα του υποστρώματος πάνω στο οποίο βρισκόταν η γραμμή μεταφοράς. Για το λόγο αυτό, έγιναν έρευνες για την αντικατάσταση των μέχρι τότε χρησιμοποιούμενων υλικών (αλουμίνιο πάνω από οξειδίο του πυριτίου) με άλλα, όπου ο μιν αγωγός να έχει μικρότερη αντίσταση, το δε υπόστρωμα μικρότερη διηλεκτρική σταθερά. Η εύρεση του χαλκού που παρουσιάζει πολύ μικρότερη αντίσταση από το αλουμίνιο και η αντικατάσταση του αλουμινίου από αυτόν δεν είχε σε αρκετές περιπτώσεις τα αναμενόμενα αποτελέσματα στη μείωση των καθυστερήσεων.

Η αιτία που παρουσιάστηκε η αναντιστοιχία αυτή μεταξύ των προσδοκούμενων αποτελεσμάτων και των αποτελεσμάτων των μετρήσεων είναι ότι μέχρι τότε, το καθολικά αποδεκτό μοντέλο για την περιγραφή των καθυστερήσεων που οφείλονται σε μία γραμμή μεταφοράς ήταν το κατανεμημένο δικτύωμα RC, που λαμβάνει υπόψη του μόνο την αντίσταση και χωρητικότητα της γραμμής. Σε πολλές περιπτώσεις, όμως, η καθυστέρηση διάδοσης καθορίζεται από τον επαγωγικό χαρακτήρα της γραμμής, κάτι που έως τότε δεν είχε ληφθεί υπόψη. Παράλληλα, οι απώλειες λόγω της μη μηδενικής αγωγιμότητας του υποστρώματος καθώς και η εμφάνιση ορισμένων φυσικών φαινομένων που παρουσιάζονται κατά τη διάδοση ενός σήματος και τα οποία θα μελετηθούν στη συνέχεια, θα πρέπει επίσης να ληφθούν υπόψη [4].

Τα περισσότερα απλά προγράμματα προσομοίωσης ηλεκτρονικών κυκλωμάτων (CAD tools) καθώς και οι περισσότεροι σχεδιαστές ηλεκτρονικών κυκλωμάτων χρησιμοποιούν ακόμα το κατανεμημένο δικτύωμα RC ως ισοδύναμο της γραμμής μεταφοράς, με αποτέλεσμα σοβαρά λάθη στην πρόβλεψη του χρόνου καθυστέρησης, του χρόνου ανόδου του διαδιδόμενου σήματος, τη διαφωνία (crosstalk) μεταξύ γραμμών μεταφοράς καθώς και το θόρυβο κοινού σήματος (common mode noise). Αυτό συμβαίνει διότι, σε υψηλές συχνότητες (της τάξης των GHz) το μοντέλο RC κάνει μία υπερεκτίμηση του χρόνου καθυστέρησης, με αποτέλεσμα να χρησιμοποιηθούν μεγαλύτερα στοιχεία από αυτά που πραγματικά χρειάζονται. Η χρήση μεγαλύτερων στοιχείων έχει με τη σειρά της

ως αποτέλεσμα μεγαλύτερη διαφωνία και υψηλότερα επίπεδα απαιτούμενης ισχύος. Παρόλη την ανάπτυξη κάποιων απλών πρακτικών κανόνων για την καλύτερη πρόβλεψη των χαρακτηριστικών των γραμμών μεταφοράς σε ολοκληρωμένα κυκλώματα, η πληθώρα των σχεδιαστικών παραμέτρων που επηρεάζουν τη διάδοση ενός σήματος, όπως, τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της γραμμής, το μήκος της, οι διαφορές των φυσικών χαρακτηριστικών των διαφόρων στρωμάτων που χρησιμοποιούνται, οι χρησιμοποιούμενες τοπολογίες, κ.ά., καθιστά αδύνατη τη χρήση των κανόνων αυτών σε γενικότερη βάση [5].

Τα περισσότερα προγράμματα προσομοίωσης ηλεκτρονικών κυκλωμάτων, αγνοούν, συνήθως και την ύπαρξη απωλειών στο υπόστρωμα. Μία τέτοια παράλειψη δεν έχει τόση σημασία όταν το χρησιμοποιούμενο υπόστρωμα έχει χαμηλές απώλειες (όπως τα υποστρώματα από GaAs), κάτι που συνήθως συμβαίνει στην περίπτωση των μικροκυματικών ολοκληρωμένων κυκλωμάτων. Στην περίπτωση, όμως, υποστρωμάτων με αξιοσημείωτες απώλειες (όπως αρκετά νοθευμένο υπόστρωμα πυριτίου), μία τέτοια παράλειψη θα οδηγούσε σε τελειώς λανθασμένα αποτελέσματα. Τα αποτελέσματα αυτά αρχίζουν να γίνονται αντιληπτά σε υψηλές συχνότητες (τάξης GHz), όπου το απλό μοντέλο του κατανεμημένου RC δικτύωματος παύει, πλέον, να προσεγγίζει σωστά τη λειτουργία της γραμμής μεταφοράς. Η ύπαρξη απωλειών στο υπόστρωμα συμβάλλει και στη διασπορά του διαδιδόμενου σήματος, άλλο ένα σημείο που θα πρέπει να ληφθεί υπόψη κατά τη σχεδίαση ενός κυκλώματος [6].

Ο τρόπος με τον οποίο το υπόστρωμα επηρεάζει τη λειτουργία ενός ολοκληρωμένου κυκλώματος είναι αρκετά περίπλοκη. Καταρχήν, ανάλογα με το επίπεδο νόθευσης του υποστρώματος, η αγωγιμότητά του μπορεί να μεταβληθεί από 1 ως και 10^5 S/m. Επίσης, η συχνότητα του μεταδιδόμενου σήματος συνδέεται άμεσα με τις ηλεκτρικές ιδιότητες που παρουσιάζει το υπόστρωμα. Ακόμα, η ίδια η γεωμετρία του αγωγού σήματος επηρεάζει τη συμπεριφορά του υποστρώματος: το πλάτος, το πάχος του αγωγού σήματος, η απόσταση από άλλους αγωγούς είναι όλοι παράγοντες που θα πρέπει να ληφθούν υπόψη. Τέλος, το υλικό από το οποίο αποτελείται ο αγωγός σήματος παίζει και αυτό το δικό του ρόλο στη συμπεριφορά που θα παρουσιάσει το υπόστρωμα [7].

Μερικά σύγχρονα βοηθητικά εργαλεία σχεδίασης χρησιμοποιούν για μοντελοποίηση την έννοια του “μερικού στοιχείου ισοδύναμου κυκλώματος (Partial Element Equivalent Circuit – PEEC). Ειδικότερα, προγράμματα που μοντελοποιούν την επαγωγή αποτελεσματικής κατανομής ισχύος χρησιμοποιούν μοντέλα PEEC για τον υπολογισμό της τιμής της επαγωγής στις χαμηλές συχνότητες για μία ολόκληρη δομή. Τα μοντέλα PEEC, πάντως, μπορούν να προσεγγίσουν τη λύση που προκύπτει με επίλυση των εξισώσεων του Maxwell μόνο με κατάλληλη διαίρεση της γραμμής μεταφοράς και σε μεγάλο αριθμό μικρότερων τμημάτων, με αποτέλεσμα να μη μπορούν εύκολα και γρήγορα να εφαρμοστούν. Όσο, μάλιστα, η πολυπλοκότητα του κυκλώματος αυξάνεται, γίνεται φανερό ότι η χρήση τους γίνεται όλο και πιο δύσκολη. Θα πρέπει, όμως, να αναφερθεί ότι γίνεται έρευνα πάνω σε τρόπους μείωσης της πολυπλοκότητας των εξισώσεων που προκύπτουν από τη χρήση μοντέλων PEEC εστιάζοντας κυρίως σε μείωση της τάξης των εξισώσεων.

Όσον αφορά τις μεθόδους υπολογισμού της χωρητικότητας μίας γραμμής μεταφοράς τα πράγματα είναι κάπως πιο εύκολα. Η θεώρηση ότι τα χωρητικά φαινόμενα που εμφανίζονται κατά τη διάδοση ενός σήματος σε μία γραμμή μεταφοράς οφείλονται κυρίως στη χωρητικότητα των υλικών γύρω από τη γραμμή μεταφοράς και ότι ως κατανομή φορτίου θα πρέπει να θεωρηθεί η επιφανειακή κατανομή φορτίου είναι αποδεκτή. Με τη βάση αυτή και τη χρήση κάποιων πρωτότυπων μεθόδων, ο υπολογισμός της χωρητικότητας μπορεί να γίνει σχετικά εύκολα και σωστά για όλα τα στοιχεία της ψηφίδας. Αντίθετα, για τον υπολογισμό της επαγωγής τα πράγματα γίνονται πιο δύσκολα. Η επαγωγική εξάρτηση μεταξύ του αγωγού σήματος και του “μονοπατιού επιστροφής” του σήματος, όπου ως “μονοπάτι επιστροφής” νοείται ο αγωγός μέσω του οποίου κλείνει το κύκλωμα, είναι πολύπλοκη και εξαρτάται τόσο από τη σχεδίαση όσο και από τη χρησιμοποιούμενη τεχνολογία. Επιπλέον, δε θα πρέπει να αγνοηθεί η εξάρτηση της επαγωγής με τη συχνότητα λόγω της διαφορετικής συμπεριφοράς που παρουσιάζει το “μονοπάτι επιστροφής” ανάλογα με τη συχνότητα.

Από την παραπάνω περιγραφή γίνεται φανερή η ανάγκη της σωστής μοντελοποίησης των γραμμών μεταφοράς. Αν ληφθεί υπόψη και το γεγονός της πολλαπλής χρήσης μίας γραμμής μεταφοράς σε ένα ολοκληρωμένο κύκλωμα, μπορούμε να διαπιστώσουμε την ακόμα μεγαλύτερη σημα-

σία της σωστής μοντελοποίησης. Γενικά, οι γραμμές μεταφοράς σε ολοκληρωμένα κυκλώματα μπορούν να χρησιμοποιηθούν ως βασικά στοιχεία για την κατασκευή πηνίων, πυκνωτών ή ως δίκτυα προσαρμογής της χαρακτηριστικής αντίστασης. Το ηλεκτρικό μήκος μίας γραμμής μεταφοράς, βέβαια, μπορεί να ληφθεί υπόψη μόνο σε συχνότητες μεγαλύτερες των μικροκυματικών (αφού σε μικρότερες συχνότητες, προκειμένου να λάβουμε ένα αξιοποιήσιμο ηλεκτρικό μήκος θα πρέπει να χρησιμοποιηθούν πολύ μακρές γραμμές μεταφοράς) με αποτέλεσμα η χρήση των γραμμών μεταφοράς ως δίκτυα προσαρμογής να περιορίζεται στις υψηλές συχνότητες.

Το αντικείμενο της σωστής μοντελοποίησης των γραμμών μεταφοράς σε ολοκληρωμένα κυκλώματα απασχόλησε και απασχολεί πολλούς ερευνητές που είτε υιοθετώντας ευρέως χρησιμοποιούμενες μεθόδους είτε προτείνοντας νέες, προσπαθούν να δώσουν μία κατά το δυνατό πλήρη (που να ισχύει σε όλες τις συχνότητες ή σε πολύ μεγάλο εύρος συχνοτήτων) και όσο το δυνατό πιο σωστή (μικρές αποκλίσεις από πραγματικά δεδομένα) προσέγγιση για τη μοντελοποίηση της γραμμής μεταφοράς. Μερικές από τις πιο γνωστές μεθόδους που χρησιμοποιούνται για την ανάλυση των γραμμών μεταφοράς θα αναφερθούν στην επόμενη παράγραφο.

Σκοπός - Στόχος

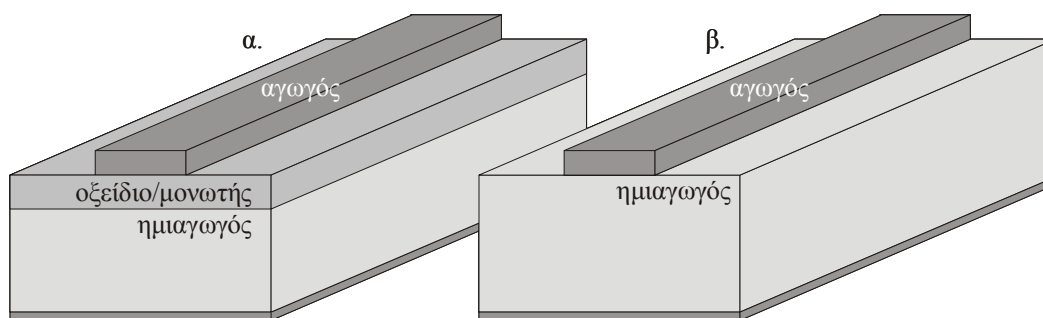
Σκοπός της παρούσας διπλωματικής εργασίας ήταν κατ' αρχήν, η βιβλιογραφική μελέτη του τρόπου μοντελοποίησης μίας γραμμής μεταφοράς πάνω από υπόστρωμα πυριτίου και κατ' επέκταση η θεωρητική μελέτη των φυσικών ιδιοτήτων της. Επόμενο στάδιο ήταν η εύρεση από τη βιβλιογραφία προτεινόμενων μοντέλων ικανών να χρησιμοποιηθούν για ενσωμάτωση σε περιβάλλον προσομοίωσης ηλεκτρονικών κυκλωμάτων (προγράμματα CAD) και ο έλεγχος της ακρίβειας και της πιστότητάς τους. Μοντέλα ικανά για ενσωμάτωση σε περιβάλλον προσομοίωσης ηλεκτρονικών κυκλωμάτων θεωρήθηκαν όσα παρείχαν εξισώσεις για τον υπολογισμό των τιμών των διαφόρων στοιχείων του μοντέλου σε κλειστή μορφή, σε μορφή, δηλαδή, που ο υπολογιστής να μπορεί να υπολογίσει την τιμή τους σε πολύ μικρό χρονικό διάστημα και πραγματοποιώντας απλές πράξεις. Ο έλεγχος της ακρίβειας και της πιστότητάς των παραπάνω μοντέλων έγινε συγκρίνοντας με μετρήσεις που είχαν ήδη πραγματοποιηθεί για συγκεκριμένη δομή γραμμής μεταφοράς. Τέλος, με βάση ήδη υπάρχοντα μοντέλα της βιβλιογραφίας, προτάθηκε ένα καινούριο μοντέλο το οποίο υλοποιήθηκε και ελέγχθηκε χρησιμοποιώντας τις ίδιες με παραπάνω μετρήσεις.

1.2. Γενικές μέθοδοι ανάλυσης και μοντελοποίησης γραμμών μεταφοράς

Η παρούσα διπλωματική εργασία επικεντρώνεται σε μία ειδική δομή γραμμής μεταφοράς, τη μικροταινία (microstrip) και για το λόγο αυτό, εφεξής και μέχρι το τέλος της εργασίας, αντί του όρου γραμμής μεταφοράς, θα χρησιμοποιείται ο όρος μικροταινία. Παρόλο που, σύμφωνα με το Wheeler [8], ο όρος αυτός, που αποτελεί συντόμηση της έκφρασης “μικροκυματική γραμμή μεταφοράς” (“microwave strip line”), δεν αποδίδει σωστά το αντικείμενο το οποίο περιγράφει ενώ παράλληλα μπορεί να προκαλέσει σύγχυση μεταξύ δύο διαφορετικών τοπολογιών (αγωγός πάνω από ημιαγωγό πάνω από επιφάνεια γείωσης – αγωγός μέσα σε ημιαγωγό ανάμεσα σε επιφάνειες γείωσης), έχει επικρατήσει να χρησιμοποιείται για την περιγραφή των τοπολογιών του σχήματος 1.1. Η διαφορά μεταξύ των τοπολογιών αυτών, όπως μπορεί να φανεί, είναι η ύπαρξη ή όχι του στρώματος οξειδίου μεταξύ του αγωγού και του υποστρώματος. Η τοπολογία του σχήματος 1.1α είναι γνωστή και ως δομή MIS (Metal Insulator Semiconductor – Μέταλλο Μονωτής Ημιαγωγός) παρόλο που αντί του μετάλλου μπορεί να χρησιμοποιηθεί γενικά οποιοδήποτε αγώγιμο υλικό, π.χ. πολυπυρίτιο.

Παρακάτω, θα αναφερθούν εν συντομία ορισμένες από τις βασικότερες μεθόδους που χρησιμοποιούνται για την ανάλυση των χαρακτηριστικών διάδοσης της μικροταινίας. Μέσα από τις μεθόδους αυτές είναι δυνατό να προκύψουν εξισώσεις για διάφορα χαρακτηριστικά διάδοσης της μικροταινίας. Οι εξισώσεις αυτές είναι κατά κανόνα συναρτήσεις των γεωμετρικών χαρακτηριστικών της μικροταινίας, καθώς και της συχνότητας, ενώ συνήθως τα αποτελέσματα που προκύπτουν από αυτές δίνονται ανά μονάδα μήκους. Με τον τρόπο αυτό μπορεί να μελετηθεί στη συνέχεια ο βέλτιστος αριθμός των τμημάτων στα οποία θα πρέπει να χωριστεί μία μικροταινία ανάλογα με το μήκος της

ώστε να έχουμε αποτελέσματα όσο το δυνατό πιο κοντά στην πραγματικότητα. Το θέμα αυτό θα μας απασχολήσει και παρακάτω.



Σχήμα 1.1 – Δομές μικροταινίας

1.2.1. Φυσική μοντελοποίηση

Στην περίπτωση της φυσικής μοντελοποίησης, λαμβάνονται υπόψη οι φυσικές ιδιότητες της μικροταινίας και με τρόπο είτε αναλυτικό είτε εμπειρικό προτείνονται μοντέλα διακριτών στοιχείων με αντίστοιχες εξισώσεις για την εύρεση των τιμών των στοιχείων αυτών. Με τον τρόπο αυτό μοντελοποίησης μπορούν να προκύψουν απλά και εύκολα στη χρήση μοντέλα τα οποία μπορούν σε πολύ μικρό χρόνο να υπολογίσουν διάφορα μεγέθη. Η χρήση τους, κατά κανόνα, περιορίζεται σε απλές διατάξεις. Πολλές φορές, όμως, χρησιμοποιούνται ως στάδιο αρχικοποίησης άλλων μοντέλων, συνήθως πλήρους κύματος, που χρησιμοποιούν ισχυρούς αριθμητικούς αλγόριθμους. Πεδίο προς μελέτη αποτελεί η εύρεση τέτοιων μοντέλων τα οποία να μπορούν να χρησιμοποιηθούν για μικροταινίες διαφόρων γεωμετρικών μεγεθών, σε μεγάλο εύρος συχνοτήτων και για διάφορες τιμές ηλεκτρικών χαρακτηριστικών των υλικών (συντελεστής αγωγιμότητας, διηλεκτρική σταθερά, κ.ά.).

Αυτός είναι και ο τρόπος μοντελοποίησης που θα μας απασχολήσει στην παρούσα διπλωματική εργασία. Παρακάτω, αναφέρονται άλλες μέθοδοι μοντελοποίησης και κυρίως ανάλυσης της διάδοσης σημάτων στη δομή της μικροταινίας. Οι μέθοδοι αυτές είναι αριθμητικές και προσβλέπουν στην εύρεση του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου που διαδίδεται στη μικροταινία, όμως, μερικές από αυτές έχουν χρησιμοποιηθεί από ερευνητές και ως βάση για την εύρεση φυσικών μοντέλων. Οι παρακάτω μέθοδοι μπορεί να μην δίνουν καλύτερα αποτελέσματα κατά την προσομοίωση σε σχέση με τα φυσικά μοντέλα, απαιτούν, όμως, πολύ μεγαλύτερο υπολογιστικό χρόνο, ο οποίος, για πολύπλοκες διατάξεις, μπορεί να μην είναι καν αποδεκτός.

1.2.2. Αριθμητικές μέθοδοι ανάλυσης και μοντελοποίησης

Παρακάτω γίνεται μία σύντομη περιγραφή των πιο διαδεδομένων μεθόδων ανάλυσης της δομής της γραμμής μεταφοράς. Αρχικά αναφέρεται η μέθοδος quasi-TEM και στη συνέχεια διάφορες μέθοδοι πλήρους κύματος, τόσο στο πεδίο του χρόνου όσο και στο πεδίο της συχνότητας. Εκτός των παρακάτω μεθόδων ανάλυσης, υπάρχουν και άλλες μέθοδοι, άλλες περισσότερο και άλλες λιγότερο διαδεδομένες. Ενδεικτικά, αναφέρουμε κάποιες από αυτές: method of lines (μέθοδος γραμμών), FDM (Finite Difference Method – Μέθοδος Διακριτής Διαφοράς), μέθοδος TLM (Transmission Line Matrix – Πίνακα Γραμμής Μεταφοράς). Για μία σύντομη περιγραφή αυτών και άλλων μεθόδων, ο αναγνώστης παραπέμπεται στην αναφορά [9].

1.2.2.1. Ανάλυση Quasi-TEM

Η quasi-TEM ανάλυση είναι η πιο διαδεδομένη ανάλυση για το χαρακτηρισμό της μικροταινίας. Βασίζεται στις εξισώσεις του Maxwell και θεωρεί ότι το κύμα που διαδίδεται στη γραμμή μεταφοράς είναι τύπου TEM (Transverse Electric and Magnetic – ηλεκτρικό και μαγνητικό πεδίο κάθετα στη διεύθυνση διάδοσης). Προφανώς, κάτι τέτοιο, όπως θα φανεί και στη συνέχεια από τη θε-

ωρητική ανάλυση της μικροταινίας δεν ισχύει γενικά. Πολύ σύντομα, αυτό μπορεί να δικαιολογηθεί από το γεγονός ότι υπάρχουν απώλειες ενέργειας και ανομοιογένεια στο υλικό διάδοσης. Αξίζει, λοιπόν, να εξεταστεί σε ποιες περιπτώσεις είναι δυνατή η χρήση της προσέγγισης πως το διαδιδόμενο κύμα στη γραμμή μεταφοράς μοιάζει με TEM. Με το θέμα αυτό ασχολήθηκαν ο Hojoo και οι συνεργάτες του [10], με αποτέλεσμα να καταλήξουν στην παρακάτω συνθήκη όσον αφορά την ισχύ της προσέγγισης αυτής:

$$d \ll \frac{1}{\omega \sqrt{\langle |\hat{\mu}(\mathbf{r}) \rangle \langle |\hat{\epsilon}(\mathbf{r}) \rangle}} \quad (1.1)$$

όπου $\langle \cdot \rangle$ δηλώνει τη μέση τιμή, $|\cdot|$ δηλώνει την απόλυτη τιμή, d είναι η διάσταση κάθετα στη διεύθυνση διάδοσης του κύματος, ω είναι η κυκλική συχνότητα, μ και ϵ είναι η μαγνητική διαπερατότητα και διηλεκτρική σταθερά αντίστοιχα ενώ το σύμβολο $\hat{\cdot}$ δηλώνει τη μιγαδική φύση ενός μεγέθους. Η συνθήκη αυτή προέκυψε από την απαίτηση η συνιστώσα του ηλεκτρικού πεδίου κατά μήκος της διεύθυνσης διάδοσης να είναι πολύ μικρότερη από την εγκάρσια συνιστώσα του ηλεκτρικού πεδίου.

Στην περίπτωση που θεωρήσουμε ότι το μέσο διάδοσης έχει απώλειες (περίπτωση υποστρώματος με απώλειες), η παραπάνω συνθήκη παίρνει τη μορφή:

$$d \ll \frac{1}{\omega \sqrt{\langle \mu(\mathbf{r}) \rangle \langle \epsilon(\mathbf{r}) \rangle} \sqrt{1 + \frac{\langle \sigma(\mathbf{r}) \rangle^2}{\omega^2 \langle \epsilon(\mathbf{r}) \rangle^2}} \quad (1.2)$$

Η ίδια συνθήκη αναφέρεται πιο απλά από τον Hasegawa και τους συνεργάτες του [11], σύμφωνα με τους οποίους, προκειμένου να ισχύσει η quasi-TEM ανάλυση, το μήκος κύματος θα πρέπει να είναι πολύ μεγαλύτερο από το πάχος του διπλού στρώματος που αποτελείται από το οξειδίο και το υπόστρωμα πυριτίου στην περίπτωση της μικροταινίας του σχήματος 1.1α, ή απλά του υποστρώματος πυριτίου στην περίπτωση της μικροταινίας του σχήματος 1.1β.

Η quasi-TEM ανάλυση μπορεί να ισχύσει για συχνότητες της τάξης μέχρι 10 GHz ή ακόμα και 100 GHz ([12], [13]) και για το λόγο αυτό και λόγω της απλότητάς της είναι αρκετά διαδεδομένη. Συνήθως, στην quasi-TEM ανάλυση γίνεται χρήση του βαθμωτού ηλεκτρικού δυναμικού (Φ) και όχι διανυσματικών μεγεθών με αποτέλεσμα απλούστερες εξισώσεις και γρηγορότερη απόκριση.

1.2.2.2. Αναλύσεις πλήρους κύματος (full-wave)

Προκειμένου να υπάρξει μία λεπτομερειακή και πλήρης ανάλυση του τρόπου διάδοσης ενός σήματος κατά μήκος μίας μικροταινίας είναι αναγκαία η ανάλυση πλήρους κύματος. Στην ανάλυση αυτή, ξεκινώντας από τις εξισώσεις του Maxwell για ηλεκτρομαγνητικά πεδία και χωρίς να γίνεται κάποια προσέγγιση για τη μορφή του κύματος που διαδίδεται στη μικροταινία, προκύπτουν εξισώσεις που περιγράφουν τα χαρακτηριστικά μεγέθη διάδοσης κατά μήκος της μικροταινίας. Διάφοροι ερευνητές έχουν κατά καιρούς χρησιμοποιήσει ορισμένες προσεγγίσεις της ανάλυσης πλήρους κύματος. Ορισμένες από τις μεθόδους αυτές είναι αρκετά διαδεδομένες και περιγράφονται σύντομα στη συνέχεια.

1.2.2.2.1. Μέθοδος FDTD

Η μέθοδος FDTD (Finite-Difference Time Domain – Μέθοδος Διακριτής-Διαφοράς στο Πεδίο του Χρόνου) αποτελεί στην ουσία μία αριθμητική μέθοδο για την επίλυση των ολοκληρωματικών εξισώσεων του Maxwell. Η μέθοδος είναι αρκετά διαδεδομένη αφού οι εξισώσεις του Maxwell μπορούν να “διακριτοποιηθούν” με σαφή τρόπο. Με την έννοια “διακριτοποίηση” εννοείται η μετατροπή ολοκληρωματικών εξισώσεων σε εξισώσεις αθροίσματος ($\int \rightarrow \Sigma$) με κατάλληλο τρόπο. Χρησιμοποιείται στην περίπτωση που ενδιαφέρει η εξάρτηση των αποτελεσμάτων από το χρόνο και όχι από τη συχνότητα και παρουσιάστηκε για πρώτη φορά από τον K.S. Yee. Παρακάτω πα-

ρουσιάζονται κάποια βασικά σημεία της μεθόδου αυτής.

Σε περίπτωση που θεωρήσουμε χώρο χωρίς πηγές, οι εξισώσεις του Maxwell μπορούν να γραφούν με τη μορφή υπερβολικών συναρτήσεων πρώτης τάξης [14]:

$$\frac{d\vec{E}}{dt} = |A_x| \frac{d\vec{H}}{dx} + |A_y| \frac{d\vec{H}}{dy} + |A_z| \frac{d\vec{H}}{dz} \quad (1.3\alpha)$$

$$\frac{d\vec{H}}{dt} = |B_x| \frac{d\vec{E}}{dx} + |B_y| \frac{d\vec{E}}{dy} + |B_z| \frac{d\vec{E}}{dz} \quad (1.3\beta)$$

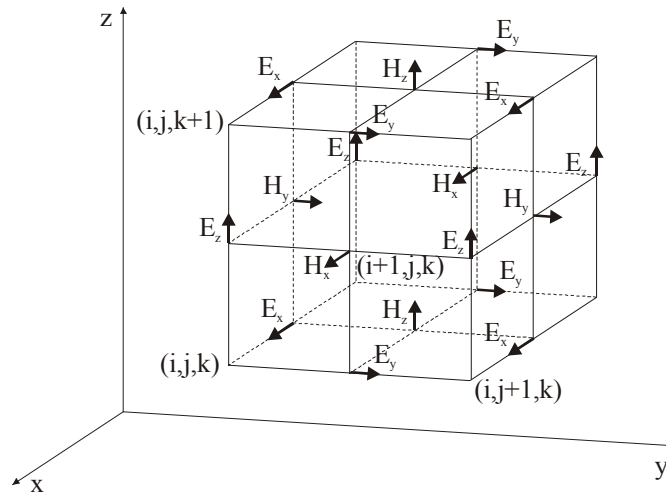
όπου $\vec{E} = (E_x, E_y, E_z)^T$ το διάνυσμα της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου και $\vec{H} = (H_x, H_y, H_z)^T$ το διάνυσμα της έντασης του μαγνητικού πεδίου. Επίσης:

$$|A_x| = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\varepsilon_{yy}^{-1} \\ 0 & \varepsilon_{zz}^{-1} & 0 \end{bmatrix}, |A_y| = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \varepsilon_{xx}^{-1} \\ 0 & 0 & 0 \\ -\varepsilon_{zz}^{-1} & 0 & 0 \end{bmatrix} \text{ και } |A_z| = \begin{bmatrix} 0 & -\varepsilon_{xx}^{-1} & 0 \\ \varepsilon_{yy}^{-1} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (1.4)$$

όπου ε_{xx} , ε_{yy} και ε_{zz} είναι τα διαγώνια στοιχεία του ταυιστή της ηλεκτρικής επιτρεπτότητας. Αντίστοιχα, τα $|B_x|$, $|B_y|$ και $|B_z|$ προκύπτουν και αυτά από την (1.4) με αντικατάσταση των ε_{xx} , ε_{yy} και ε_{zz} με τα $-\mu_{xx}$, $-\mu_{yy}$ και $-\mu_{zz}$ αντίστοιχα, που αποτελούν τα διαγώνια στοιχεία του ταυιστή μαγνητικής διαπερατότητας. Σύμφωνα με τον Yee, κάθε συνάρτηση του χρόνου και του χώρου μπορεί να διακριτοποιηθεί ως εξής:

$$F^n(i, j, k) = F(i \cdot \Delta x, j \cdot \Delta y, k \cdot \Delta z, n \cdot \Delta t) \quad (1.5)$$

όπου $\Delta x = \Delta y = \Delta z = \Delta \ell$ είναι το διάστημα αύξησης του μήκους και Δt είναι το διάστημα αύξησης του χρόνου. Οι συνιστώσες της έντασης του ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου μπορούν να τοποθετηθούν σε πλέγμα (που ονομάζεται πλέγμα του Yee) με τον τρόπο που φαίνεται στο σχήμα 1.2.



Σχήμα 1.2 – Τοποθέτηση των πεδιακών συνιστωσών στο πλέγμα του Yee

Υπολογίζοντας με κατάλληλο τρόπο, βασιζόμενοι στις θέσεις τους στο πλέγμα και τις σχέσεις (1.3), τις συνιστώσες αυτές, χρησιμοποιώντας χρονικά βήματα ίσα με το μισό του Δt , προκύπτουν οι παρακάτω εξισώσεις:

$$H_x^{n+1/2}(i, j+1/2, k+1/2) = H_x^{n-1/2}(i, j+1/2, k+1/2) + \frac{S}{\mu_{xx}}(i, j+1/2, k+1/2) [E_y^n(i, j+1/2, k+1) - E_y^n(i, j+1/2, k) + E_z^n(i, j, k+1/2) - E_z^n(i, j+1, k+1/2)] \quad (1.6\alpha)$$

$$H_y^{n+1/2}(i+1/2, j, k+1/2) = H_y^{n-1/2}(i+1/2, j, k+1/2) + \frac{S}{\mu_{yy}}(i+1/2, j, k+1/2) [E_z^n(i+1, j, k+1/2) - E_z^n(i, j, k+1/2) + E_x^n(i+1/2, j, k) - E_x^n(i+1/2, j, k+1)] \quad (1.6\beta)$$

$$H_z^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2, k) = H_z^{n-1/2}(i+1/2, j+1/2, k) + \frac{s}{\mu_{zz}}(i+1/2, j+1/2, k) [E_x^n(i+1/2, j+1, k) - E_x^n(i+1/2, j, k) + E_y^n(i, j+1/2, k) - E_y^n(i+1, j+1/2, k)] \quad (1.6\gamma)$$

$$E_x^{n+1}(i+1/2, j, k) = E_x^n(i+1/2, j, k) + \frac{s}{\epsilon_{xx}}(i+1/2, j, k) [H_z^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2, k) - H_z^{n+1/2}(i+1/2, j-1/2, k) + H_y^{n+1/2}(i+1/2, j, k-1/2) - H_y^{n+1/2}(i+1/2, j, k+1/2)] \quad (1.7\alpha)$$

$$E_y^{n+1}(i, j+1/2, k) = E_y^n(i, j+1/2, k) + \frac{s}{\epsilon_{yy}}(i, j+1/2, k) [H_x^{n+1/2}(i, j+1/2, k+1/2) - H_x^{n+1/2}(i, j+1/2, k-1/2) + H_z^{n+1/2}(i-1/2, j+1/2, k) - H_z^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2, k)] \quad (1.7\beta)$$

$$E_z^{n+1}(i, j, k+1/2) = E_z^n(i, j, k+1/2) + \frac{s}{\epsilon_{zz}}(i, j, k+1/2) [H_y^{n+1/2}(i+1/2, j, k+1/2) - H_y^{n+1/2}(i-1/2, j, k+1/2) + H_x^{n+1/2}(i, j-1/2, k+1/2) - H_x^{n+1/2}(i, j+1/2, k+1/2)] \quad (1.7\gamma)$$

όπου, ο παράγοντας s ισούται με:

$$s = \frac{c\Delta t}{\Delta \ell} \quad (1.8)$$

και c είναι η ταχύτητα του φωτός. Στις παραπάνω εξισώσεις, τα E και H έχουν κανονικοποιηθεί με τέτοιο τρόπο ώστε η χαρακτηριστική αντίσταση να είναι ίση με τη μονάδα.

Έχοντας βρει τη διακριτή μορφή που θα πρέπει να έχει το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο, παραμένουν δύο σημεία τα οποία θα πρέπει να μελετηθούν προκειμένου να βρεθούν οι εξισώσεις από τις οποίες θα υπολογιστεί το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο. Καταρχήν, θα πρέπει να θεωρηθούν κάποιες συνοριακές συνθήκες· δεύτερο, θα πρέπει να δοθούν κάποιες αρχικές συνθήκες.

Η εύρεση των κατάλληλων συνοριακών συνθηκών αποτελεί τη μεγάλη δυσκολία στη μέθοδο αυτή. Ο μετασχηματισμός Fourier, που χρησιμοποιείται για τη μετατροπή στο πεδίο της συχνότητας των αποτελεσμάτων που δίνει η μέθοδος FDTD στο πεδίο του χρόνου είναι εξαιρετικά ευαίσθητος στη μορφή των συνοριακών συνθηκών που χρησιμοποιούνται. Έτσι, η όχι και τόσο σωστή επιλογή συνοριακών συνθηκών για την εύρεση του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου με τη μέθοδο FDTD, μπορεί να οδηγήσει σε τελείως λανθασμένα αποτελέσματα στο πεδίο της συχνότητας. Το πρόβλημα της εύρεσης σωστών συνοριακών συνθηκών για την εύρεση του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου στη δομή της μικροταινίας απασχόλησε πολλούς ερευνητές, ενώ πολλές ήταν και οι λύσεις που δόθηκαν [15]. Μία από τις πιο διαδεδομένες λύσεις είναι αυτή των συνοριακών συνθηκών ανοιχτοκυκλώματος και βραχυκυκλώματος (open- and short-circuit boundary conditions). Σύμφωνα με τη λύση αυτή [16], το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο υπολογίζεται δύο φορές: την πρώτη φορά τα όρια θεωρούνται ηλεκτρικά αγωγία (μηδενικές επαπτομενικές συνιστώσες ηλεκτρικού πεδίου)· τη δεύτερη φορά τα όρια θεωρούνται μαγνητικά αγωγία (μηδενικές επαπτομενικές συνιστώσες μαγνητικού πεδίου). Ο μέσος όρος των δύο αποτελεσμάτων δίνει το ζητούμενο ηλεκτρομαγνητικό κύμα. Θεωρητικά, η μέθοδος αυτή δικαιολογείται ως εξής: ο συντελεστής ανάκλασης στην περίπτωση του βραχυκυκλώματος είναι -1 ενώ στην περίπτωση του ανοιχτοκυκλώματος είναι $+1$. Αν αθροιστούν, επομένως, οι λύσεις που προκύπτουν σε κάθε μία από τις δύο περιπτώσεις, τα ανακλώμενα κύματα θα πρέπει να απαλειφθούν.

Όσον αφορά τις αρχικές συνθήκες που πρέπει να δοθούν, αυτό εξαρτάται από τη μορφή του εκάστοτε προβλήματος που πρέπει να λυθεί. Είναι αρκετά σύνηθες, όμως, να χρησιμοποιείται είτε ημιτονική είτε παλμική διέγερση. Γενικά, η μέθοδος FDTD είναι αρκετά χρονοβόρα ενώ παρουσιάζει δυσκολίες στην περίπτωση που χρειάζεται να χρησιμοποιηθούν μεγέθη εξαρτώμενα από τη συχνότητα.

1.2.2.2.2. Μέθοδος SDA (Spectral Domain Approach – Προσέγγιση Φασματικού Πεδίου)

Η μέθοδος SDA αναφέρεται γενικά στην εφαρμογή ολοκληρωματικών μετασχηματισμών, όπως

ο μετασχηματισμός Fourier ή ο μετασχηματισμός Hankel, για την επίλυση προβλημάτων συνοριακών ή αρχικών τιμών. Αποτελεί, στην ουσία, ένα εργαλείο με το οποίο μπορεί να μειωθεί η πολυπλοκότητα ορισμένων εξισώσεων και ειδικότερα των μερικών διαφορικών εξισώσεων σε απλές διαφορικές εξισώσεις, που με τη σειρά τους μπορούν να επιδεχθούν επιπλέον απλοποιήσεις. Με τη μέθοδο SDA το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο σε μία μικροταινία μπορεί να δοθεί σαν μία απλή ολοκληρωτική εξίσωση κλειστού τύπου (εξίσωση από την οποία μπορεί να προκύψει κατευθείαν λύση χωρίς τη χρήση άλλων εξισώσεων). Με κατάλληλη επιλογή των συντεταγμένων, η εξίσωση αυτή μπορεί να έχει μία διάσταση λιγότερη από την αρχική μερική διαφορική εξίσωση που προκύπτει με κατευθείαν χρήση των εξισώσεων Maxwell. Η απλή ολοκληρωτική εξίσωση που προκύπτει συνήθως επιλύεται με τη μέθοδο του Galerkin, αν και κατά καιρούς έχουν προταθεί και άλλες προσεγγίσεις.

Η μέθοδος SDA αποτελεί στην ουσία μία υβριδική μέθοδο, με την έννοια ότι απαιτείται ένα σημαντικό αριθμός υπολογισμών πριν εφαρμοστεί, προκειμένου να επιτευχθεί υψηλή υπολογιστική απόδοση για ένα συγκεκριμένο πρόβλημα ή μία συγκεκριμένη οικογένεια προβλημάτων. Επίσης, για την ύπαρξη μικρής πολυπλοκότητας στην τελική εξίσωση, απαραίτητη είναι η κατάλληλη επιλογή συναρτήσεων βάσης που θα χρησιμοποιηθούν κατά την εφαρμογή της μεθόδου Galerkin, οι οποίες, με τη σειρά τους, θα πρέπει να ικανοποιούν τις οριακές συνθήκες της διάταξης που έχει θεωρηθεί. Για μία περιληπτική αλλά πολύ περιεκτική εξήγηση της μεθόδου SDA ο αναγνώστης παραπέμπεται στην αναφορά [17], ενώ για μία σύντομη περιγραφή στην αναφορά [18].

1.2.2.2.3. Μέθοδος FEM (Finite-Element Method – Μέθοδος Διακριτών Στοιχείων)

Η μέθοδος αυτή αποτελεί, στην ουσία, την εφαρμογή της γνωστής μαθηματικής μεθόδου για την εύρεση του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου στη δομή της μικροταινίας. Σε γενικές γραμμές, η μέθοδος περιλαμβάνει τη διακριτοποίηση της γραμμής με βάση κάποιο γεωμετρικό σχήμα (π.χ. τετράγωνο ή τρίγωνο) και εν συνεχεία με χρήση πινάκων και εύρεση χαρακτηριστικών ποσών τους (ιδιοτιμές και ιδιοδιανύσματα), τον υπολογισμό των συνιστωσών του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου. Παρακάτω, παρουσιάζεται σε γενικές γραμμές ο τρόπος με τον οποίο η μέθοδος FEM προσεγγίζει την ανάλυση πλήρους κύματος για τη δομή της μικροταινίας [19]. Κάποιες από τις χρησιμοποιούμενες σχέσεις παρουσιάζονται ή/και αποδεικνύονται και στην παράγραφο 2.1 όπου γίνεται θεωρητική ανάλυση της μικροταινίας. Για λόγους, όμως, ευκολότερης ανάγνωσης του κειμένου, παρουσιάζονται και στο σημείο αυτό.

Έστω ότι επιθυμούμε να υπολογίσουμε δύο βαθμωτά μεγέθη του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου, το βαθμωτό δυναμικό Φ και τη μαγνητική ροή ψ . Σε περίπτωση που το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο περιγραφεί με τη χρήση του βαθμωτού (Φ) και διανυσματικού (\vec{A}) δυναμικού, η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου και η μαγνητική επαγωγή θα δίνονται, αντίστοιχα, από τις σχέσεις:

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A} \quad (1.9\alpha)$$

$$\vec{E} = -\nabla\Phi - j\omega\vec{A} \quad (1.9\beta)$$

Από την 1^η εξίσωση του Maxwell (νόμος του Gauss για το ηλεκτρικό πεδίο), θεωρώντας ότι δεν υπάρχουν φορτία στο χώρο, θα έχουμε, λόγω της (1.9β):

$$\nabla\vec{D} = 0 \Rightarrow \nabla(\nabla\Phi) + j\omega\nabla\vec{A} = 0 \Rightarrow \nabla^2\Phi - \nabla \times (\nabla \times \Phi) + j\omega\nabla\vec{A} = 0 \quad (1.10)$$

Από τη συνθήκη Lorentz:

$$\nabla \cdot \vec{A} = -j\omega\epsilon_0\Phi \quad (1.11)$$

όπου ϵ η διηλεκτρική σταθερά, μπορεί να φανεί ότι:

$$\nabla \times \Phi = j(\omega\epsilon_0)^{-1} \nabla \times (\nabla\vec{A}) = 0 \quad (1.12)$$

οπότε η (1.10) αντικαθιστώντας σ' αυτή τις (1.11), (1.12) θα πάρει τη μορφή:

$$\nabla^2\Phi + \omega^2\epsilon_0\Phi = 0 \Rightarrow \nabla^2\Phi + k_0^2\epsilon_r\Phi = 0 \quad (1.13)$$

όπου ϵ_r η σχετική διηλεκτρική σταθερά και $k_0 = \omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$.

Επίσης, από την 4^η εξίσωση του Maxwell (νόμος του Ampère), θα έχουμε ότι:

$$\nabla \times \vec{H} = j\omega\vec{D} \Rightarrow \nabla \times \vec{B} = j\omega\mu_0\vec{D} \Rightarrow \nabla \times \vec{B} = j\omega\mu_0\varepsilon\vec{E} \quad (1.14)$$

Εφαρμόζοντας τον τελεστή στροβιλισμού ($\nabla \times \cdot$) στην παραπάνω σχέση και με βάση την 3^η εξίσωση του Maxwell (νόμος του Faraday), η εξίσωση (1.14) θα πάρει τη μορφή:

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{B}) = j\omega\mu_0\varepsilon\nabla \times \vec{E} \Rightarrow \nabla(\nabla\vec{B}) - \nabla^2\vec{B} = j\omega\mu_0\varepsilon(-j\omega\vec{B}) \quad (1.15)$$

Λόγω, όμως, της 2^{ης} εξίσωσης του Maxwell (νόμος του Gauss για το ηλεκτρικό πεδίο), ισχύει ότι $\nabla\vec{B} = 0$, οπότε η (1.15) θα γραφτεί:

$$\nabla^2\vec{B} + \omega^2\mu_0\varepsilon\vec{B} = 0 \quad (1.16)$$

Όπως γνωρίζουμε, η μαγνητική ροή δίνεται από τη σχέση:

$$\psi = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} \quad (1.17)$$

οπότε, ολοκληρώνοντας τη σχέση (1.16) σε μία επιφάνεια S θα προκύψει:

$$\int_S \nabla^2\vec{B} \cdot d\vec{S} + \omega^2\mu_0\varepsilon \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0 \quad (1.18)$$

Αλλάζοντας τη σειρά εφαρμογής του τελεστή της λαπλασιανής και του ολοκληρώματος, η παραπάνω σχέση θα γραφτεί:

$$\nabla^2 \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} + \omega^2\mu_0\varepsilon \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0 \Rightarrow \nabla^2\psi + k_0^2\varepsilon_r\psi = 0 \quad (1.19)$$

Από τις σχέσεις (1.13) και (1.19) μπορεί να προκύψει η παρακάτω εξίσωση:

$$L\theta + k_0^2M\theta = 0 \quad (1.20)$$

όπου:

$$L = \begin{bmatrix} \nabla^2 & 0 \\ 0 & \nabla^2 \end{bmatrix}, \quad M = \begin{bmatrix} \varepsilon_r & 0 \\ 0 & \varepsilon_r \end{bmatrix} \quad \text{και} \quad \theta = \begin{bmatrix} \Phi \\ \psi \end{bmatrix} \quad (1.21)$$

Πολλαπλασιάζοντας από αριστερά τη σχέση (1.20) με τον ανάστροφο του θ και ολοκληρώνοντας σε μία περιοχή S (κάτι που είναι δυνατό αφού τα $\theta^T L \theta$ και $\theta^T M \theta$ θα είναι πίνακες-στοιχεία, δηλαδή πραγματικοί αριθμοί) θα έχουμε:

$$k_0^2 = - \int_S \theta^T L \theta dS / \int_S \theta^T M \theta dS \quad (1.22)$$

Η παραπάνω εξίσωση παρουσιάζει μεταβλητότητα και από αυτή μπορεί να οριστεί το ακόλουθο συναρτησιακό (για την έννοια του συναρτησιακού βλ. [20, σελ. 101-104]):

$$J(\Phi, \psi) = \int_S |\nabla^2\Phi|^2 dS + \int_S |\nabla^2\psi|^2 dS + \int_S \vec{i}_z \cdot (\nabla\Phi \times \nabla\psi) dS - k_0^2 \left[\int_S \Phi^2 dS + \int_S \psi^2 dS \right] \quad (1.23)$$

Η παραπάνω ανάλυση έγινε έχοντας κάνει την υπόθεση ότι δεν υπάρχουν φορτία. Όπως θα φανεί από την ανάλυση της παραγράφου 2.1, οι παραπάνω σχέσεις ισχύουν και στην περίπτωση που υπάρχουν φορτία με αντικατάσταση της διηλεκτρικής σταθεράς από μία ισοδύναμη διηλεκτρική σταθερά.

Σύμφωνα με τη μέθοδο FEM, εντός μίας τυχαίας περιοχής, που εδώ θα θεωρήσουμε ότι έχει το σχήμα τριγώνου (σχήμα 1.3), το βαθμωτό δυναμικό Φ και η μαγνητική ροή ψ μπορούν να γραφούν σαν n -τάξης πολυώνυμα ως εξής:

$$\Phi(x, y) = u_j \sigma_{ij} \Phi_i \quad \text{και} \quad \psi(x, y) = u_j \sigma_{ij} \psi_i \quad (1.24)$$

όπου u_j είναι ένας πίνακας-γραμμή του οποίου τα στοιχεία είναι οι όροι του πολυωνύμου (π.χ. για τριγωνική περιοχή που αντιπροσωπεύει πολυώνυμο 1^{ης} τάξης και τα σημεία χαρακτηρίζονται από τις συντεταγμένες (x, y) , θα έχει τη μορφή $u_j = [1 \ x \ y]$) και σ_{ij} είναι ένας τετραγωνικός πίνακας τάξης m , όπου $m = \frac{1}{2}(n+1)(n+2)$ (n η τάξη του πολυωνύμου). Οι όροι Φ_i και ψ_i είναι πίνακες-στήλη που περιέχουν τις τιμές των Φ και ψ αντίστοιχα, σε σημεία εντός ή στα όρια της περιοχής που έχει θεωρηθεί (τριγώνου). Αν ονομάσουμε v_{ij} τον πίνακα του οποίου οι γραμμές είναι τα u_j στα σημεία αυτά, ο πίνακας σ_{ij} προκύπτει με αναστροφή του v_{ij} . Αντικαθιστώντας τις σχέσεις (1.24) στην (1.23) και παραγωγίζοντας ως προς τον πίνακα-στήλη Φ_k , θα έχουμε:

$$\frac{\partial J}{\partial \Phi_k} = S_{ik} \Phi_i + U_{ik} \Psi_i - k_0^2 A T_{ik} \Phi_i = 0 \quad (1.25)$$

όπου

A = η περιοχή στην οποία γίνεται η ολοκλήρωση

$$S_{ik} = \sigma_{ji} P_{jl} \sigma_{kl} = \sigma_{ji} \left(\int_A \left(\frac{\partial u_j}{\partial x} \frac{\partial u_l^T}{\partial x} + \frac{\partial u_j}{\partial y} \frac{\partial u_l^T}{\partial y} \right) dS \right) \sigma_{kl} \quad (1.26a)$$

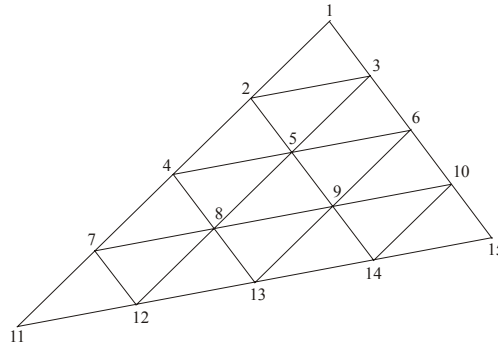
$$U_{ik} = \sigma_{ji} R_{jl} \sigma_{kl} = \sigma_{ji} \left(\int_A \left(\frac{\partial u_j}{\partial x} \frac{\partial u_l^T}{\partial y} - \frac{\partial u_j}{\partial y} \frac{\partial u_l^T}{\partial x} \right) dS \right) \sigma_{kl} \quad (1.26\beta)$$

$$T_{ik} = \sigma_{ji} Q_{jl} \sigma_{kl} = \sigma_{ji} \left(\int_A u_j u_l^T dS \right) \sigma_{kl} \quad (1.26\gamma)$$

Αν, αντίστοιχα, παραγωγίσουμε την (1.23) ως προς ψ_k θα προκύψει:

$$S_{ik} \Psi_i + U_{ik} \Phi_i - k_0^2 A T_{ik} \Psi_i = 0 \quad (1.27)$$

Κάθε στοιχείο των πινάκων S , U και T αντιστοιχεί στην περιοχή που ορίζεται από ένα τριγωνικό στοιχείο. Θεωρώντας ότι η προς μελέτη περιοχή έχει διαιρεθεί σε πολλά τριγωνικά στοιχεία και βρίσκοντας τις τιμές S_{ik} , U_{ik} και T_{ik} για κάθε μία από τις περιοχές αυτές, θα προκύψουν οι πίνακες S , U και T . Θα πρέπει να σημειωθεί, επίσης, ότι μία περιοχή που αντιστοιχεί σε πολυώνυμο n -τάξης μπορεί να διαιρεθεί περαιτέρω σε ακόμα μικρότερες περιοχές ίδιου σχήματος μέχρις ότου οι μικρότερες αυτές περιοχές αντιπροσωπεύσουν πολυώνυμο $1^{\text{ης}}$ τάξης.



Σχήμα 1.3 – Τριγωνική περιοχή που αντιστοιχεί σε πολυώνυμο $4^{\text{ης}}$ τάξης

Για την περίπτωση της μικροταινίας μπορούν να γίνουν αρκετές απλοποιήσεις λόγω της συμμετρίας που παρουσιάζει η δομή της. Επίσης, η επιλογή ορθογωνίου τριγώνου ως περιοχής που αντιστοιχεί σε πολυώνυμο $1^{\text{ης}}$ τάξης και κατ' επέκταση σε πολυώνυμο μεγαλύτερης τάξης, μπορεί να μειώσει πολύ την πολυπλοκότητα του προβλήματος. Αντικαθιστώντας τις τιμές που αντιστοιχούν σε σημεία του τριγωνικού στοιχείου στους πίνακες σ_{ij} και u_j για κάθε τριγωνικό στοιχείο που έχει θεωρηθεί, λαμβάνοντας υπόψη τις αλλαγές της διηλεκτρικής (ή ισοδύναμης διηλεκτρικής) σταθεράς, και βρίσκοντας τους πίνακες S , U και T , η τελική εξίσωση που θα προκύψει για το πρόβλημα θα είναι της μορφής:

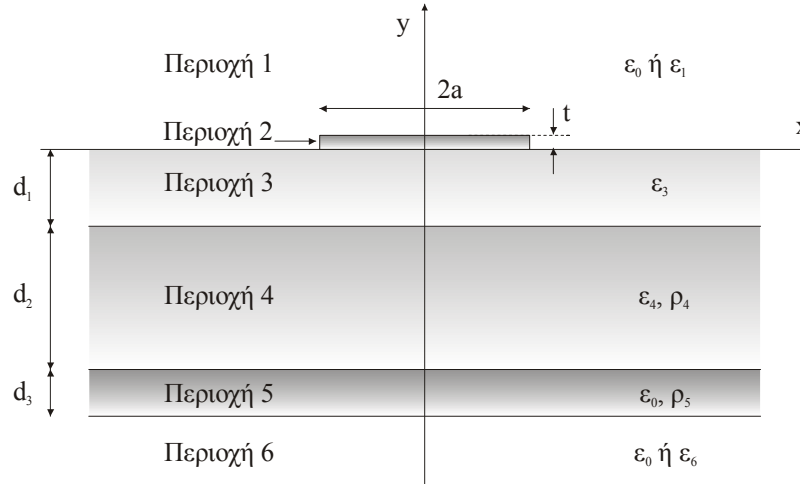
$$Ax = \lambda Bx \quad (1.28)$$

όπου x είναι ένας πίνακας-στήλη που αντιστοιχεί στο Φ ή το ψ . Η παραπάνω διαδικασία πρέπει να πραγματοποιηθεί δύο φορές, μία για το βαθμωτό δυναμικό Φ και μία για τη μαγνητική ροή ψ . Από την (1.28) μπορούμε να βρούμε τις ιδιοτιμές της εξίσωσης και τα αντίστοιχα ιδιοδιανύσματα που θα αποτελούν και λύσεις για το x .

Πλεονεκτήματα της μεθόδου αυτής είναι ότι μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την ανάλυση της μικροταινίας ακόμα και αν θεωρηθούν κεκλιμένα τα όρια της δομής. Επίσης, δεν παρουσιάζει προβλήματα σε περίπτωση που χρησιμοποιηθούν ανομοιογενή υλικά. Όπως, όμως, και η μέθοδος FDTD απαιτεί προσοχή στην επιλογή των συννοριακών συνθηκών.

1.2.2.2.4. Μέθοδος Mode-Matching (Ταύτισης Ρυθμών)

Η μέθοδος mode-matching είναι μία αρκετά διαδεδομένη μέθοδος η οποία χρησιμοποιεί την ανάπτυξη των ηλεκτρομαγνητικών μεγεθών του πεδίου σε ιδιοσυναρτήσεις. Ο τρόπος με τον οποία γίνεται η ανάλυση της δομής της μικροταινίας με τη μέθοδο αυτή θα φανεί καλύτερα με το παράδειγμα της εφαρμογής της στη δομή του σχήματος 1.4 [18].



Σχήμα 1.4 – Εγκάρσια τομή μίας δομής μικροταινίας

Για την ανάλυση της δομής αυτής, θα θεωρήσουμε μόνο τον επικρατούντα ρυθμό $TM_0 = TEM$ [21] (παρακάτω θα αναφερθεί τότε ο ρυθμός αυτός μπορεί να θεωρηθεί επικρατών) που είναι άρτιος, οπότε μπορεί να τοποθετηθεί ένας “μαγνητικός τοίχος” (μαγνητικά αγωγίμη επιφάνεια) στη θέση $x=0$ και άρα να αναλυθεί μόνο η περιοχή δεξιά από το $x=0$. Επιπλέον, προκειμένου το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο να αναπτυχθεί σε σειρά Fourier, θεωρούμε έναν “ηλεκτρικό τοίχο” (ηλεκτρικά αγωγίμη επιφάνεια) σε μία θέση $x=w$, όπου $w \gg a$. Η θεώρηση αυτή δεν επηρεάζει το αποτέλεσμα, αφού το πεδίο περιορίζεται κυρίως στην περιοχή κάτω από τον αγωγό πλάτους $2a$. Αν ως χαρακτηριστικά μεγέθη του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου χρησιμοποιηθούν το βαθμωτό ηλεκτρικό (Φ) και μαγνητικό (Ψ) δυναμικό και αναπτυχθούν σε σειρές Fourier, θα πάρουμε τις παρακάτω σχέσεις για κάθε περιοχή της προς μελέτη δομής (όπως μπορεί να φανεί και από το σχήμα 5 έχουμε 6 περιοχές ξεκινώντας από πάνω προς τα κάτω: αέρας, αγωγός σήματος, οξειδίου/μονωτής, ημιαγωγός, αγωγός γείωσης, αέρας):

$$\begin{aligned}
 \Psi^1(x, y) &= \sum_{n=1}^M A_n \cos(\beta_n x) \exp[-\alpha_{1n}(y-t)] \\
 \Phi^1(x, y) &= \sum_{n=1}^M B_n \sin(\beta_n x) \exp[-\alpha_{1n}(y-t)] \\
 \Psi^2(x, y) &= \sum_{n=2}^N \sin(\beta_{pn} x) (C_{1n} \sin(\alpha_{2n} y) + C_{2n} \cos(\alpha_{2n} y)) \\
 \Phi^2(x, y) &= \sum_{n=1}^N \cos(\beta_{pn} x) (D_{1n} \sin(\alpha_{2n} y) + D_{2n} \cos(\alpha_{2n} y)) \\
 &\vdots \\
 \Psi^6(x, y) &= \sum_{n=1}^M K_n \cos(\beta_n x) \exp[\alpha_{6n}(y+d_1+d_2+d_3)] \\
 \Phi^6(x, y) &= \sum_{n=1}^M L_n \sin(\beta_n x) \exp[\alpha_{6n}(y+d_1+d_2+d_3)]
 \end{aligned} \tag{1.29}$$

Τα A_n, B_n, \dots, L_n είναι συντελεστές προς προσδιορισμό, N είναι ο αριθμός των συναρτήσεων βά-

σης που χρησιμοποιούνται για την ανάπτυξη των Φ και Ψ στην περιοχή του αγωγού σήματος και M είναι ο αριθμός των συναρτήσεων βάσης που χρησιμοποιούνται για τις υπόλοιπες περιοχές. Όσον αφορά τις υπόλοιπες παραμέτρους ισχύει:

$$\beta_n = \frac{(n-0.5)\pi}{w}, \beta_{pn} = \frac{(n-1)\pi}{a} \quad (1.30\alpha)$$

$$\alpha_{in}^2 = \gamma^2 + \beta_n^2 - \omega^2 \epsilon_0 \mu_0, \quad i = 1, 3, \dots, 6 \quad \text{και} \quad \alpha_{2n}^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 - \gamma^2 - \beta_{pn}^2 \quad (1.30\beta)$$

όπου γ είναι ο συντελεστής διάδοσης. Οι συναρτήσεις δυναμικού (1.29) ικανοποιούν ήδη τις οριακές συνθήκες που ισχύουν στο “μαγνητικό τοίχο” στο $x=0$ και τον “ηλεκτρικό τοίχο” στο $x=w$. Οι συναρτήσεις για τα δυναμικά στην περιοχή του αγωγού σήματος (περιοχή 2) ικανοποιούν επιπλέον την οριακή συνθήκη που ισχύει για “ηλεκτρικό τοίχο” στο $x=a$. Πέραν των παραπάνω οριακών συνθηκών, οι συναρτήσεις δυναμικού θα πρέπει να ικανοποιούν συνθήκες συνέχειας μεταξύ των περιοχών. Από τις οριακές αυτές συνθήκες προκύπτει ένα σύνολο από ομογενείς εξισώσεις, το οποίο σε μορφή πινάκων μπορεί να γραφεί ως:

$$Z \cdot U = 0 \quad (1.31)$$

Ο πίνακας Z είναι ένας τετραγωνικός πίνακας τάξης $4N-2$ και το U ένα διάνυσμα το οποίο περιέχει τους συντελεστές C_{1n}, C_{2n}, D_{1n} και D_{2n} . Προκειμένου η εξίσωση (1.31) να έχει μοναδική λύση ως προς C_{1n}, C_{2n}, D_{1n} και D_{2n} θα πρέπει η ορίζουσα του Z να είναι 0. Η απαίτηση αυτή οδηγεί σε εξίσωση από την οποία είναι δυνατή η εύρεση του συντελεστή διάδοσης γ .

Η μέθοδος ταύτισης ρυθμών είναι μία υπολογιστικά αποδοτική μέθοδος. Η χρήση της, όμως, περιορίζεται σε σχετικά απλές γεωμετρικές δομές.

Κεφάλαιο 2

Θεωρητικά Στοιχεία

Στις παρακάτω παραγράφους γίνεται μία θεωρητική ανάλυση της διάταξης της μικροταινίας χρησιμοποιώντας την ηλεκτρομαγνητική θεωρία. Για την πραγματοποίηση της ανάλυσης χρησιμοποιήθηκαν εν μέρει στοιχεία από την αναφορά [22], όπου όμως γίνεται ανάλυση της διάταξης της μικροταινίας πάνω από υπόστρωμα ημιαγωγού χωρίς την ύπαρξη στρώματος οξειδίου. Για το λόγο αυτό, τα στοιχεία αυτά επεκτάθηκαν κατάλληλα ώστε να καλυφθεί και η περίπτωση της μικροταινίας πάνω από διπλό στρώμα οξειδίου και ημιαγωγού. Μέσω μιας τέτοιας ανάλυσης, που αποτελεί και τη βάση για τις μεθόδους πλήρους κύματος, μπορεί να γίνει πιο κατανοητός ο τρόπος με τον οποίο γίνεται η διάδοση ενός σήματος στη μικροταινία. Στη συνέχεια, παρουσιάζονται οι περιοχές λειτουργίας στις οποίες μπορεί να βρεθεί η μικροταινία, με αναφορά στην εργασία του Hasegawa και των συνεργατών του [11], που αποτέλεσε σημείο αναφοράς για πολλές μετέπειτα εργασίες πάνω στη λειτουργία της μικροταινίας.

2.1. Θεωρητική ανάλυση της δομής της μικροταινίας

Η ανάλυση της δομής της μικροταινίας είναι δυνατό να βασιστεί στην εύρεση του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου, των συνιστωσών, δηλαδή, του ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου, σε κάθε διαφορετική “περιοχή” της μικροταινίας (όπου με τον όρο “περιοχή” εννοείται κάθε στρώμα διαφορετικών φυσικών και ηλεκτρικών χαρακτηριστικών). Θα προτιμηθεί, όμως, μία διαφορετική προσέγγιση στην οποία θα υπολογιστούν το διανυσματικό και το βαθμωτό δυναμικό (\vec{A} και Φ αντίστοιχα). Αυτό γίνεται διότι, με την εύρεση των μεγεθών αυτών, μπορούμε άμεσα και εύκολα να υπολογίσουμε κυκλωματικά μεγέθη της μικροταινίας, όπως τάση και ρεύμα. Παρακάτω γίνεται προσπάθεια οι όποιες σχέσεις να προκύψουν με όσο το δυνατόν περισσότερο αναλυτικό τρόπο, ώστε ο αναγνώστης να μπορέσει εύκολα να παρακολουθήσει τη συλλογιστική της ανάλυσης. Λόγω, όμως, της φύσης της παρούσας διπλωματικής εργασίας, κάποιες βασικές σχέσεις της ηλεκτρομαγνητικής θεωρίας θα θεωρηθούν γνωστές και θα χρησιμοποιηθούν χωρίς απόδειξη.

Αρχικά, θεωρούμε τη διάταξη του σχήματος 2.1α, στην οποία υπάρχει μία δομή μικροταινίας 1-διάστασης (η επεξήγηση του όρου “1-διάσταση” γίνεται στην παράγραφο 3.1.) πάνω σε διπλό υπόστρωμα από οξείδιο και ημιαγωγό, όπου όμως το πάχος των μεταλλικών αγωγών θεωρείται αμελητέο (ιδανικά μηδενικό). Θεωρούμε, επίσης, ότι η δομή αυτή περιβάλλεται από αέρα (κενό). Λόγω του μηδενικού πάχους των αγωγών και λαμβάνοντας υπόψη ότι πυκνότητα φορτίου και πυκνότητα ρεύματος (ρ και \vec{J} αντίστοιχα) υπάρχουν μόνο στις αγωγούς, οι εξισώσεις με τις οποίες περιγράφονται η πυκνότητα φορτίου και ρεύματος θα έχουν την παρακάτω μορφή:

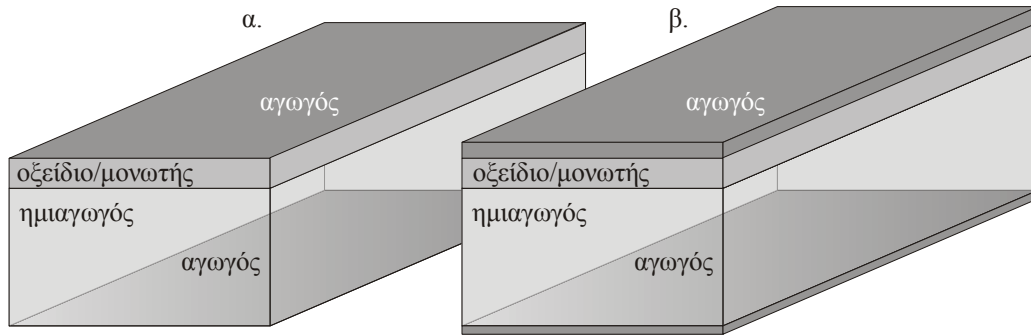
$$\rho_{i,s}(x, y, z) = \rho_{s,i,s}(x, z) \cdot \delta(y \mp t_{i,s}) \quad (2.1)$$

$$\vec{J}_{i,s}(x, y, z) = \vec{J}_{s,i,s}(x, z) \cdot \delta(y \mp t_{i,s}) \quad (2.2)$$

όπου οι δείκτες i και s αναφέρονται στα στρώματα μονωτή/οξειδίου (insulator) και ημιαγωγού (semiconductor), τα ρ_s και \vec{J}_s δηλώνουν ότι η κατανομή της πυκνότητας φορτίου και ρεύματος είναι επιφανειακή (και όχι χωρική όπως συμβαίνει στη γενικότερη περίπτωση) και τέλος οι συναρτήσεις δέλτα προσδίδουν στις συναρτήσεις την ιδιότητα ότι πυκνότητα φορτίου και ρεύματος υπάρχει μόνο στις επιφάνειες των αγωγών. Το πρόσημο $-$ στις συναρτήσεις δέλτα αναφέρεται στην περίπτωση του αγωγού πάνω από το στρώμα του μονωτή, ενώ το πρόσημο $+$ αναφέρεται στον αγωγό κάτω από το στρώμα ημιαγωγού.

Όσον αφορά τα στρώματα οξειδίου και ημιαγωγού, θεωρούμε τη γενική περίπτωση κατά την οποία τα στρώματα αυτά αποτελούνται από ανισοτροπικό υλικό, οπότε οι περιοχές αυτές χαρακτηρίζονται από δύο συνιστώσες διηλεκτρικής σταθεράς: την $\epsilon_{y,i,s}$ στη διεύθυνση y και την

ρίζονται από δύο συνιστώσες διηλεκτρικής σταθεράς: την $\epsilon_{y_{i,s}}$ στη διεύθυνση y και την $\epsilon_{x,z}$ στις διευθύνσεις x και z . Θεωρούμε ότι και οι δύο αυτές συνιστώσες είναι συναρτήσεις του y , ότι είναι σταθερές σε κάθε ένα από τα στρώματα οξειδίου και ημιαγωγού και ότι μεταβάλλονται απότομα στη μονάδα στα σημεία περάσματος από κάποιο από τα στρώματα οξειδίου ή ημιαγωγού προς τον αέρα. Επίσης, θεωρούμε ότι τα υλικά δεν έχουν μαγνητικές ιδιότητες, οπότε ως μαγνητική διαπερατότητα χρησιμοποιείται η μαγνητική διαπερατότητα του κενού.



Σχήμα 2.1 – Δομές μικροταινίας 1-διάστασης με αμελητέα (α) και διακριτά (β) πάχη αγωγών

Η παρακάτω ανάλυση ισχύει για κάθε μία από τις περιοχές οξειδίου και ημιαγωγού χωριστά. Για το λόγο αυτό, τα παρακάτω μεγέθη αναφέρονται σε οποιαδήποτε από τις περιοχές αυτές ενώ οι δείκτες i και s που χρησιμοποιήθηκαν παραπάνω για να γίνει ο διαχωρισμός μεταξύ περιοχής μονωτή/οξειδίου και ημιαγωγού παραλείπονται.

Η ανάλυση ξεκινά με τη γνωστή σχέση που συνδέει τη μαγνητική επαγωγή με το διανυσματικό δυναμικό:

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A} \quad (2.3)$$

Από την 3^η εξίσωση του Maxwell (νόμος του Faraday) και λόγω της (2.3) έχουμε:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -j\omega \vec{B} = -j\omega \nabla \times \vec{A} \quad (2.4)$$

ή

$$\nabla \times (\vec{E} + j\omega \vec{A}) = 0 \quad (2.5)$$

απ' όπου, γνωρίζοντας ότι για οποιοδήποτε μέγεθος \vec{X} ισχύει $\nabla \times (\nabla \vec{X}) = 0$, παίρνουμε:

$$\vec{E} = -\nabla \Phi - j\omega \vec{A} \quad (2.6)$$

όπου Φ ορίζεται το βαθμωτό δυναμικό.

Για ένα ανισοτροπικό υλικό ισχύει:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \Rightarrow \vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_r (E_x \vec{i}_x + E_z \vec{i}_z) + \epsilon_0 \epsilon_y E_y \vec{i}_y \quad (2.7)$$

όπου $\vec{i}_{x,y,z}$ τα μοναδιαία διανύσματα κατά τους άξονες x , y και z αντίστοιχα. Εισάγοντας στην παραπάνω σχέση το βαθμωτό και διανυσματικό δυναμικό χρησιμοποιώντας τη σχέση (2.6), έχουμε:

$$\vec{D} = -\epsilon_0 \epsilon_r \left[j\omega (A_x \vec{i}_x + A_z \vec{i}_z) + \frac{\partial \Phi}{\partial x} \vec{i}_x + \frac{\partial \Phi}{\partial z} \vec{i}_z \right] - \epsilon_0 \epsilon_y \left(j\omega A_y \vec{i}_y + \frac{\partial \Phi}{\partial y} \vec{i}_y \right) \quad (2.8)$$

όπου χρησιμοποιήθηκε η γνωστή σχέση για την περίπτωση καρτεσιανών συντεταγμένων:

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial x} \vec{i}_x + \frac{\partial}{\partial y} \vec{i}_y + \frac{\partial}{\partial z} \vec{i}_z \quad (2.9)$$

Προσθαιρώντας στην παραπάνω σχέση τον όρο $\epsilon_0 \epsilon_r \left(j\omega A_y \vec{i}_y + \frac{\partial \Phi}{\partial y} \vec{i}_y \right)$ αυτή παίρνει τη μορφή:

$$\vec{D} = -\epsilon_0 \epsilon_r (j\omega \vec{A} + \nabla \Phi) - \epsilon_0 (\epsilon_y - \epsilon_r) \left(j\omega A_y \vec{i}_y + \frac{\partial \Phi}{\partial y} \vec{i}_y \right) \quad (2.10)$$

Από την 4^η εξίσωση του Maxwell (νόμος Ampère), τώρα, έχουμε ότι:

$$\nabla \times \vec{H} = j\omega\vec{D} + \vec{J} \Rightarrow \nabla \times \vec{B} = j\omega\mu_0\vec{D} + \mu_0\vec{J} \quad (2.11)$$

και αντικαθιστώντας την εξίσωση (2.3) θα έχουμε:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{A} = j\omega\mu_0\vec{D} + \mu_0\vec{J} \Rightarrow \nabla\nabla \cdot \vec{A} - \nabla^2\vec{A} = j\omega\mu_0\vec{D} + \mu_0\vec{J} \quad (2.12)$$

Στην παραπάνω εξίσωση θέλουμε να απαλείψουμε τον όρο $\nabla\nabla \cdot \vec{A}$. Για το λόγο αυτό χρησιμοποιούμε τη συνθήκη Lorentz:

$$\nabla \cdot \vec{A} = -j\omega\epsilon_0\epsilon_r\mu_0\Phi \quad (2.13)$$

Παίρνοντας την απόκλιση της παραπάνω σχέσης, θα έχουμε ότι:

$$\nabla\nabla \cdot \vec{A} = -j\omega\epsilon_0\mu_0\nabla(\epsilon_r\Phi) = -j\omega\epsilon_0\mu_0\epsilon_r\nabla\Phi - j\omega\epsilon_0\mu_0\Phi\nabla\epsilon_r \quad (2.14)$$

Αντικαθιστώντας, τώρα, την παραπάνω σχέση στην (2.12) και λαμβάνοντας υπόψη την (2.10) θα έχουμε:

$$-\nabla^2\vec{A} = j\omega\mu_0 \left[-j\omega\epsilon_0\epsilon_r\vec{A} + \epsilon_0\Phi\nabla\epsilon_r - \epsilon_0(\epsilon_y - \epsilon_r) \left(j\omega A_y \vec{i}_y + \frac{\partial\Phi}{\partial y} \vec{i}_y \right) \right] + \mu_0\vec{J} \quad (2.15)$$

Η πυκνότητα ρεύματος δεν έχει συνιστώσα y , ενώ, λόγω της εξάρτησης του ϵ_r μόνο από τη συνιστώσα y και η απόκλισή του θα είναι μόνο συνάρτηση του y , οπότε παίρνοντας τις x και z συνιστώσες της παραπάνω εξίσωσης θα έχουμε:

$$\nabla^2 A_x + \epsilon_r(y)k_0^2 A_x = -\mu_0 J_x \quad (2.16)$$

και

$$\nabla^2 A_z + \epsilon_r(y)k_0^2 A_z = -\mu_0 J_z \quad (2.17)$$

όπου $k_0 = \omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ είναι ο κυματαριθμός (ή κυματικός αριθμός) στην περιοχή του αέρα (κενού).

Αντίστοιχα, παίρνοντας τις y συνιστώσες θα έχουμε:

$$\nabla^2 A_y + \epsilon_y(y)k_0^2 A_y = -j\omega\mu_0\epsilon_0 \left[\Phi \frac{\partial\epsilon_r}{\partial y} - (\epsilon_y - \epsilon_r) \frac{\partial\Phi}{\partial y} \right] \quad (2.18)$$

Η μερική παράγωγος του ϵ_r ως προς y μπορεί να εκφραστεί ως εξής:

$$\frac{\partial\epsilon_r}{\partial y} = -(\epsilon_r - 1) \cdot \delta(y \mp t) \quad (2.19)$$

όπου στην ουσία εκφράζεται ότι μεταβολή της ϵ_r έχουμε μόνο στα σημεία στα οποία έχουμε πέρασμα από περιοχή οξειδίου ή ημιαγωγού σε αέρα και ότι η μεταβολή της διηλεκτρικής σταθεράς είναι από την τιμή που έχει στην περιοχή του ημιαγωγού ή του οξειδίου στην τιμή που έχει στον αέρα (κενό), δηλαδή 1. Το πρόσημο $-$ αναφέρεται στην περίπτωση περάσματος από το οξείδιο προς τον αέρα ενώ το πρόσημο $+$ σε πέρασμα από ημιαγωγό στον αέρα. Για να γίνει ακόμα πιο κατανοητό το πώς έχει προκύψει η παραπάνω σχέση, αρκεί να λάβουμε υπόψη μας τον κλασικό ορισμό της παραγωγού, σύμφωνα με τον οποίο:

$$\frac{\partial\epsilon_r}{\partial y} = \lim_{h \rightarrow 0} \frac{\epsilon_r(y \pm h) - \epsilon_r(y)}{h} = \lim_{h \rightarrow 0} \frac{1 - \epsilon_r(y)}{h} = -(\epsilon_r - 1) \cdot \delta(h) \quad (2.20)$$

όπου ως h μπορούμε να θεωρήσουμε το $t \mp y$, οπότε η (2.20) γίνεται:

$$\frac{\partial\epsilon_r}{\partial y} = -(\epsilon_r - 1) \cdot \delta(t \mp y) = -(\epsilon_r - 1) \cdot \delta(y \mp t) \quad (2.21)$$

αφού η συνάρτηση δέλτα είναι άρτιο συναρτησιακό.

Χρησιμοποιώντας την (2.19) στη (2.18) θα έχουμε:

$$\nabla^2 A_y + \epsilon_y(y)k_0^2 A_y = j\omega\mu_0\epsilon_0 \left[(\epsilon_y - \epsilon_r) \frac{\partial\Phi}{\partial y} + \Phi(t)(\epsilon_r - 1) \cdot \delta(y \mp t) \right] \quad (2.22)$$

Η ύπαρξη συνιστώσας y για το διανυσματικό δυναμικό \vec{A} παρά το γεγονός ότι δεν υπάρχει αντίστοιχη συνιστώσα της πυκνότητας ρεύματος οφείλεται στην ιδιαιτερότητα των οριακών συνθηκών του συγκεκριμένου προβλήματος.

Μέχρι στιγμής έχουμε βρει τρεις εξισώσεις ((2.16), (2.17) και (2.22)) που να συνδέουν το δια-

νυσματικό δυναμικό με το βαθμωτό δυναμικό. Προκειμένου να μπορούμε να υπολογίσουμε ανεξάρτητα κάθε μία από τις τρεις συνιστώσες του διανυσματικού δυναμικού καθώς και το βαθμωτό δυναμικό, θα πρέπει να έχουμε συνολικά 4 εξισώσεις, δηλαδή, απαιτείται ακόμα μία εξίσωση. Προκειμένου να βρεθεί η εξίσωση αυτή, χρησιμοποιούμε αρχικά την 1^η εξίσωση του Maxwell (νόμος του Gauss για το ηλεκτρικό πεδίο):

$$\nabla \vec{D} = \rho \quad (2.23)$$

Αντικαθιστώντας στην εξίσωση αυτή την (2.10) θα έχουμε:

$$\begin{aligned} \nabla \vec{D} = \rho &\Rightarrow \nabla \left[-\varepsilon_0 \varepsilon_r (j\omega \vec{A} + \nabla \Phi) - \varepsilon_0 (\varepsilon_y - \varepsilon_r) \left(j\omega A_y \vec{i}_y + \frac{\partial \Phi}{\partial y} \vec{i}_y \right) \right] = \rho \Rightarrow \\ &\Rightarrow -\varepsilon_0 \left[j\omega \nabla \cdot (\varepsilon_r \vec{A}) + \nabla \cdot (\varepsilon_r \nabla \Phi) + j\omega \frac{\partial}{\partial y} (\varepsilon_y - \varepsilon_r) A_y + \frac{\partial}{\partial y} (\varepsilon_y - \varepsilon_r) \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right] = \rho \Rightarrow \\ &\Rightarrow -\varepsilon_0 \left[j\omega (\varepsilon_r \nabla \vec{A} + \vec{A} \nabla \varepsilon_r) + \nabla \cdot (\varepsilon_r \nabla \Phi) + j\omega \frac{\partial}{\partial y} (\varepsilon_y - \varepsilon_r) A_y + \frac{\partial}{\partial y} (\varepsilon_y - \varepsilon_r) \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right] = \rho \end{aligned} \quad (2.24)$$

Αν στην παραπάνω εξίσωση χρησιμοποιήσουμε τη συνθήκη Lorentz (2.13) θα έχουμε:

$$\begin{aligned} j\omega (-j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r^2 \mu_0 \Phi + \vec{A} \nabla \varepsilon_r) + \nabla \cdot (\varepsilon_r \nabla \Phi) + j\omega \frac{\partial}{\partial y} (\varepsilon_y - \varepsilon_r) A_y + \frac{\partial}{\partial y} (\varepsilon_y - \varepsilon_r) \frac{\partial \Phi}{\partial y} &= -\frac{\rho}{\varepsilon_0} \Rightarrow \\ \Rightarrow \omega^2 \varepsilon_0 \varepsilon_r^2 \mu_0 \Phi + \nabla \cdot (\varepsilon_r \nabla \Phi) + \frac{\partial}{\partial y} (\varepsilon_y - \varepsilon_r) \frac{\partial \Phi}{\partial y} &= -j\omega \vec{A} \nabla \varepsilon_r - j\omega \frac{\partial}{\partial y} (\varepsilon_y - \varepsilon_r) A_y - \frac{\rho}{\varepsilon_0} \Rightarrow \\ \Rightarrow \varepsilon_r^2 k_0^2 \Phi + \frac{\partial}{\partial y} (\varepsilon_y - \varepsilon_r) \frac{\partial \Phi}{\partial y} + \nabla \cdot (\varepsilon_r \nabla \Phi) &= -j\omega A_y \frac{\partial \varepsilon_r}{\partial y} - j\omega \frac{\partial}{\partial y} (\varepsilon_y - \varepsilon_r) A_y - \frac{\rho}{\varepsilon_0} \end{aligned} \quad (2.25)$$

Η εξίσωση (2.25) απλοποιείται αν χρησιμοποιηθούν οι παρακάτω σχέσεις:

$$\frac{\partial}{\partial y} (\varepsilon_y - \varepsilon_r) A_y = (\varepsilon_y - \varepsilon_r) \frac{\partial A_y}{\partial y} + A_y \left(\frac{\partial \varepsilon_y}{\partial y} - \frac{\partial \varepsilon_r}{\partial y} \right) \quad (2.26\alpha)$$

$$\nabla \cdot (\varepsilon_r \nabla \Phi) = \varepsilon_r \nabla^2 \Phi + \frac{\partial \varepsilon_r}{\partial y} \frac{\partial \Phi}{\partial y} \quad (2.26\beta)$$

και
$$\frac{\partial}{\partial y} (\varepsilon_y - \varepsilon_r) \frac{\partial \Phi}{\partial y} = (\varepsilon_y - \varepsilon_r) \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial \Phi}{\partial y} \left(\frac{\partial \varepsilon_y}{\partial y} - \frac{\partial \varepsilon_r}{\partial y} \right) \quad (2.26\gamma)$$

Αντικαθιστώντας τις σχέσεις (2.26) στην (2.25), θα έχουμε:

$$\begin{aligned} \varepsilon_r^2 k_0^2 \Phi + (\varepsilon_y - \varepsilon_r) \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial \Phi}{\partial y} \left(\frac{\partial \varepsilon_y}{\partial y} - \frac{\partial \varepsilon_r}{\partial y} \right) + \varepsilon_r \nabla^2 \Phi + \frac{\partial \varepsilon_r}{\partial y} \frac{\partial \Phi}{\partial y} &= \\ = -j\omega A_y \frac{\partial \varepsilon_r}{\partial y} - j\omega (\varepsilon_y - \varepsilon_r) \frac{\partial A_y}{\partial y} - j\omega A_y \left(\frac{\partial \varepsilon_y}{\partial y} - \frac{\partial \varepsilon_r}{\partial y} \right) - \frac{\rho}{\varepsilon_0} &\Rightarrow \\ \Rightarrow \varepsilon_r^2 k_0^2 \Phi + \frac{\partial}{\partial y} \left(\varepsilon_y \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) - \varepsilon_r \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \varepsilon_r \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} \right) &= \\ = -j\omega (\varepsilon_y - \varepsilon_r) \frac{\partial A_y}{\partial y} - j\omega A_y \frac{\partial \varepsilon_y}{\partial y} - \frac{\rho}{\varepsilon_0} &\Rightarrow \\ \Rightarrow \varepsilon_r^2 k_0^2 \Phi + \frac{\partial}{\partial y} \left(\varepsilon_y \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) + \varepsilon_r \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} \right) &= -j\omega (\varepsilon_y - \varepsilon_r) \frac{\partial A_y}{\partial y} - j\omega A_y \frac{\partial \varepsilon_y}{\partial y} - \frac{\rho}{\varepsilon_0} \end{aligned} \quad (2.27)$$

Αν και εδώ εκφράσουμε τη μερική παράγωγο του ε_y ως προς y όπως πριν τη μερική παράγωγο του ε_r ως προς y ως:

$$\frac{\partial \varepsilon_y}{\partial y} = -(\varepsilon_y - 1) \cdot \delta(y \mp t) \quad (2.28)$$

αφού στον αέρα (κενό) και η συνιστώσα y της διηλεκτρικής σταθεράς είναι 1, η σχέση (2.27) θα πάρει τη μορφή:

$$\varepsilon_r^2 k_0^2 \Phi + \frac{\partial}{\partial y} \left(\varepsilon_y \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) + \varepsilon_r \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} \right) = -j\omega(\varepsilon_y - \varepsilon_r) \frac{\partial A_y}{\partial y} + j\omega(\varepsilon_y - 1) A_y(t) \delta(y \mp t) - \frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (2.29)$$

όπου t υπενθυμίζουμε ότι είναι το πάχος είτε της περιοχής του οξειδίου είτε της περιοχής του ημιαγωγού.

Μέχρι στιγμής έχουν προκύψει τέσσερις διαφορετικές εξισώσεις στις οποίες συνδέονται οι τρεις συνιστώσες του διανυσματικού δυναμικού και το βαθμωτό δυναμικό. Οι εξισώσεις αυτές μαζί με τις οριακές συνθήκες είναι ικανές να μας δώσουν το βαθμωτό και διανυσματικό δυναμικό σε κάθε διαφορετική περιοχή. Προκειμένου να μπορέσουμε να πάρουμε από τις εξισώσεις αυτές τα επιθυμητά μεγέθη, καλό είναι να απλοποιηθούν για κάθε διαφορετική περιοχή ξεχωριστά. Πριν προχωρήσουμε στην απλοποίησή τους, θα πρέπει να παρατηρήσουμε ότι στις εξισώσεις (2.16), (2.17), (2.22) και (2.29) τα δεξιά μέλη περιέχουν ένα παράγοντα $\delta(y \mp t)$, ο οποίος στις εξισώσεις (2.16) και (2.17) μπορεί να μη φαίνεται άμεσα, αλλά μπορεί να γίνει αντιληπτός αν ληφθούν υπόψη και οι εξισώσεις (2.1) και (2.2). Προκειμένου τα αριστερά μέλη των εξισώσεων να μπορούν να εξισωθούν με τα αντίστοιχα δεξιά μέλη, θα πρέπει και στα αριστερά μέλη να προκύψει όρος με μορφή συνάρτησης δέλτα. Ο όρος αυτός μπορεί να προκύψει από τις μερικές παραγώγους ως προς y . Για να προκύψει, με τη σειρά του, ο όρος αυτός από τις μερικές παραγώγους, θα πρέπει, αρχικά όσον αφορά τις εξισώσεις (2.16) και (2.17), οι συνιστώσες A_x και A_z να παρουσιάζουν απότομη μεταβολή κατά το πέρασμα από το στρώμα του οξειδίου ή του ημιαγωγού προς τον αέρα. Ο όρος αυτός μπορεί να γίνει αντιληπτός με ολοκλήρωση των σχέσεων (2.16) και (2.17) σε απειροστό διάστημα γύρω από το $y = \pm t$. Οι όροι που δεν περιέχουν μερική παράγωγο θα μηδενιστούν, αφού το διάστημα ολοκλήρωσης είναι πάρα πολύ μικρό (απειροστό). Για παράδειγμα, παρά το γεγονός ότι έχουμε μεταβολή στην τιμή της διηλεκτρικής σταθεράς κατά το πέρασμα από το $y = \pm t^-$ στο $y = \pm t^+$, όπου t^- ορίζει την επιφάνεια λίγο πριν τον αγωγό μηδενικού μήκους και t^+ την επιφάνεια λίγο μετά τον αγωγό, επειδή η μεταβολή αυτή είναι πεπερασμένη (όχι άπειρη) και το διάστημα ολοκλήρωσης πάρα πολύ μικρό (μηδενικό), το ολοκλήρωμα, για παράδειγμα, του όρου $\varepsilon_r(y) k_0^2 A_x$ θα είναι μηδενικό (αυτό ισχύει και διότι το διανυσματικό δυναμικό είναι συνεχές κατά τη μετάβαση από το t^+ στο t^- οπότε, ουσιαστικά, δεν υπάρχει μεταβολή στην τιμή του).

Αν, λοιπόν, πάρουμε το ολοκλήρωμα, για παράδειγμα, της εξίσωσης (2.16) γύρω από την περιοχή $y = \pm t$ θα έχουμε:

$$\lim_{\tau \rightarrow 0} \int_{\pm t - \tau}^{\pm t + \tau} \frac{\partial^2 A_x}{\partial y^2} dy = \lim_{\tau \rightarrow 0} \int_{\pm t - \tau}^{\pm t + \tau} -\mu_0 J_{sx}(x, z) \cdot \delta(y \mp t) dy \Rightarrow \left. \frac{\partial A_x}{\partial y} \right|_{\pm t^-}^{\pm t^+} = -\mu_0 J_{sx} \quad (2.30)$$

Με όμοιο τρόπο, από την εξίσωση (2.17), προκύπτει ότι:

$$\left. \frac{\partial A_z}{\partial y} \right|_{\pm t^-}^{\pm t^+} = -\mu_0 J_{sz} \quad (2.31)$$

Αλλά ως διαπίστωση, μπορούμε να δούμε ότι από τις παραπάνω σχέσεις, προκύπτει ότι οι εφαιτομενικές συνιστώσες του μαγνητικού πεδίου θα είναι ασυνεχείς εκατέρωθεν των αγωγών μηδενικού πάχους που χωρίζουν τα στρώματα οξειδίου ή ημιαγωγού από τον αέρα. Αυτό μπορεί να γίνει εύκολα αντιληπτό αν λάβουμε υπόψη μας τη σχέση (2.3) από την οποία προκύπτουν τα παρακάτω:

$$\frac{\partial A_z}{\partial y} = \mu_0 H_x \quad \text{και} \quad \frac{\partial A_x}{\partial y} = \mu_0 H_z \quad (2.32)$$

Με παρόμοιο τρόπο μπορούν να προκύψουν επιπλέον οριακές συνθήκες, ολοκληρώνοντας τις εξισώσεις (2.22) και (2.29) σε ένα μικρό διάστημα γύρω από την περιοχή $y = \pm t$. Στην περίπτωση αυτή θα έχουμε αφενός από την εξίσωση (2.22) ότι:

$$\left. \frac{\partial A_y}{\partial y} \right|_{\pm t^-}^{\pm t^+} = j\omega\mu_0\varepsilon_0(\varepsilon_r - 1)\Phi(t) + j\omega\mu_0\varepsilon_0 \lim_{\tau \rightarrow 0} \int_{\pm t-\tau}^{\pm t+\tau} (\varepsilon_y - \varepsilon_r) \frac{\partial \Phi}{\partial y} dy \quad (2.33)$$

αφετέρου από την εξίσωση (2.29), και λόγω της (2.1), ότι:

$$\begin{aligned} \lim_{\tau \rightarrow 0} \int_{\pm t-\tau}^{\pm t+\tau} \frac{\partial}{\partial y} \left(\varepsilon_y \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) dy + \lim_{\tau \rightarrow 0} \int_{\pm t-\tau}^{\pm t+\tau} \varepsilon_r \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} \right) dy = \\ = -j\omega \lim_{\tau \rightarrow 0} \int_{\pm t-\tau}^{\pm t+\tau} (\varepsilon_y - \varepsilon_r) \frac{\partial A_y}{\partial y} dy + j\omega(\varepsilon_y - 1)A_y(t) - \frac{\rho_s}{\varepsilon_0} \end{aligned} \quad (2.34)$$

Για τις εξισώσεις (2.33) και (2.34) ισχύει ότι:

$$\lim_{\tau \rightarrow 0} \int_{\pm t-\tau}^{\pm t+\tau} (\varepsilon_y - \varepsilon_r) \frac{\partial X}{\partial y} dy = \lim_{\tau \rightarrow 0} (\varepsilon_y - \varepsilon_r) \int_{\pm t-\tau}^{\pm t} \frac{\partial X}{\partial y} dy = 0 \quad (2.35)$$

όπου $X = \Phi$ ή A_y , αφού το μέγεθος $\frac{\partial X}{\partial y}$ είναι συνεχές στο διάστημα $\pm t - \tau < y < \pm t$, οπότε η μεταβολή του θα είναι μηδενική, ενώ στο διάστημα $y > \pm t$ ισχύει ότι $\varepsilon_y = \varepsilon_r = 1$. Για την εξίσωση (2.34) ισχύει, επίσης, ότι:

$$\lim_{\tau \rightarrow 0} \int_{\pm t-\tau}^{\pm t+\tau} \varepsilon_r \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} \right) dy = 0 \quad (2.36)$$

αφού η μεταβολή του μεγέθους $\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2}$ ως προς y θα είναι πολύ μικρή (ιδανικά μηδενική) για το μικρό διάστημα στο οποίο γίνεται η ολοκλήρωση, οπότε, παρόλο που έχουμε μεταβολή του ε_y , το ολοκλήρωμα της (2.36) θα είναι μηδενικό. Με βάση, λοιπόν, τις παραπάνω διευκρινήσεις, η μεν εξίσωση (2.33) θα γραφτεί:

$$\left. \frac{\partial A_y}{\partial y} \right|_{\pm t^-}^{\pm t^+} = j\omega\mu_0\varepsilon_0(\varepsilon_r - 1)\Phi(t) \quad (2.37)$$

η δε εξίσωση (2.34) θα γραφτεί:

$$\left. \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right|_{\pm t^+} - \varepsilon_y \left. \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right|_{\pm t^-} = j\omega(\varepsilon_y - 1)A_y(t) - \frac{\rho_s}{\varepsilon_0} \quad (2.38)$$

Οι εξισώσεις (2.30), (2.31), (2.37) και (2.38) αποτελούν τις οριακές εξισώσεις του προβλήματος εύρεσης του βαθμωτού και διανυσματικού δυναμικού για την περίπτωση της δομής της μικροταινίας. Οι εξισώσεις που θα πρέπει να λυθούν για κάθε περιοχή ξεχωριστά (αρχικά αναφερόμαστε στις περιοχές όπου υπάρχει αέρας ή οξειδίο – για την περιοχή με ημιαγωγό αναφερόμαστε παρακάτω) προκειμένου να προκύψει το βαθμωτό και το διανυσματικό δυναμικό προκύπτουν από τις (2.16), (2.17), (2.18) και (2.27), θεωρώντας αφενός ότι η πυκνότητα ρεύματος είναι μηδενική σε κάθε περιοχή και αφετέρου ότι δεν υπάρχει μεταβολή των δεικτών διάθλασης μέσα σε κάθε περιοχή. Οι εξισώσεις που θα προκύψουν με βάση τα παραπάνω είναι:

$$(\nabla^2 + \varepsilon_r k_0^2)A_x = 0 \quad (2.39)$$

$$(\nabla^2 + \varepsilon_r k_0^2)A_z = 0 \quad (2.40)$$

$$(\nabla^2 + \varepsilon_y k_0^2)A_y = j\omega\mu_0\varepsilon_0(\varepsilon_y - \varepsilon_r) \frac{\partial \Phi}{\partial y} \quad (2.41)$$

$$\varepsilon_r k_0^2 \Phi + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\varepsilon_y}{\varepsilon_r} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = -j \frac{\omega}{\varepsilon_r} (\varepsilon_y - \varepsilon_r) \frac{\partial A_y}{\partial y} \quad (2.42)$$

Οι παραπάνω εξισώσεις ισχύουν για την περίπτωση του αέρα (κενού), όπου θα πρέπει να αντικαταστήσουμε οποιαδήποτε διηλεκτρική σταθερά με τη μονάδα, καθώς και για την περίπτωση οξειδίου, όπου θα πρέπει να χρησιμοποιηθεί η αντίστοιχη διηλεκτρική σταθερά του οξειδίου. Σε περίπτωση που το οξειδίο είναι ιστροπικό υλικό, προφανώς θα ισχύει ότι $\varepsilon_y = \varepsilon_r$, ενώ η ισοδύναμη

σχετική διηλεκτρική σταθερά, που για ανιστροπικό υλικό ορίζεται ως ο γεωμετρικός μέσος των συνιστωσών $\varepsilon_g = \sqrt{\varepsilon_y \varepsilon_r}$, θα είναι $\varepsilon_g = \sqrt{\varepsilon_y \varepsilon_r} = \sqrt{\varepsilon_r^2} = \varepsilon_r = \varepsilon_y$.

Ο ημιαγωγός που χρησιμοποιείται κατά κανόνα ως υπόστρωμα, εκτός από σχετική διηλεκτρική σταθερά μεγαλύτερη της μονάδας, παρουσιάζει και αγωγιμότητα. Μέχρι στιγμής, ο παράγοντας της αγωγιμότητας σε κάποιο από τα υλικά δεν έχει ληφθεί υπόψη, οπότε, παρακάτω, προχωρούμε στην ανάλυση της περίπτωσης που κάποιο από τα υλικά παρουσιάζει και αγωγιμότητα.

Όπως είναι γνωστό, η αγωγιμότητα συνδέεται με την πυκνότητα ρεύματος σύμφωνα με τη σχέση:

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (2.43)$$

όπου σ ο συντελεστής αγωγιμότητας. Από την 4^η εξίσωση του Maxwell (νόμος του Ampère) θα έχουμε ότι:

$$\begin{aligned} \nabla \times \vec{H} &= j\omega \vec{D} + \vec{J} \Rightarrow \nabla \times \vec{H} = j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E} + \sigma \vec{E} \Rightarrow \nabla \times \vec{H} = (j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r + \sigma) \vec{E} \Rightarrow \\ &\Rightarrow \nabla \times \vec{H} = j\omega \varepsilon_0 \left(\varepsilon_r - j \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0} \right) \vec{E} \Rightarrow \nabla \times \vec{H} = j\omega \varepsilon_0 \varepsilon'_r \vec{E} \end{aligned} \quad (2.44)$$

όπου ε_r η σχετική διηλεκτρική σταθερά του υλικού (θα πρέπει να προσέξουμε ότι το ε_r που χρησιμοποιείται στην εξίσωση (2.44) είναι διαφορετικό από το ε_r που είχε χρησιμοποιηθεί σε παραπάνω εξισώσεις και αποτελούσε συνιστώσα της σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς) και ε'_r μία ισοδύναμη σχετική διηλεκτρική σταθερά. Εύκολα μπορεί να διαπιστωθεί ότι η εξίσωση (2.44) είναι όμοια με την αντίστοιχη εξίσωση του Maxwell για την περίπτωση που δεν υπάρχει αγωγιμότητα:

$$\nabla \times \vec{H} = j\omega \vec{D} + \vec{J} \Rightarrow \nabla \times \vec{H} = j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E} \quad (2.45)$$

με τη διαφορά ότι αντί της σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς, χρησιμοποιείται η ισοδύναμη διηλεκτρική σταθερά, όπως ορίστηκε στη σχέση (2.44).

Επίσης, όπως γνωρίζουμε, η πυκνότητα ρεύματος συνδέεται με την πυκνότητα φορτίου μέσω του νόμου διατήρησης φορτίου:

$$\nabla \vec{J} = -\frac{\partial \rho}{\partial t} \Rightarrow \nabla \vec{J} = -j\omega \rho \quad (2.46)$$

Θεωρώντας ότι ο συντελεστής αγωγιμότητας παραμένει σταθερός σε όλη την περιοχή που παρουσιάζει αγωγιμότητα, η (2.46) λόγω της (2.43) θα πάρει τη μορφή:

$$\nabla \vec{J} = -j\omega \rho \Rightarrow \nabla(\sigma \vec{E}) = -j\omega \rho \Rightarrow \rho = j \frac{\nabla(\sigma \vec{E})}{\omega} = j \frac{\sigma \nabla \vec{E}}{\omega} \quad (2.47)$$

Η πυκνότητα φορτίου λαμβάνεται υπόψη στην 1^η εξίσωση του Maxwell (νόμος Gauss για το ηλεκτρικό πεδίο), η οποία, πλέον, με βάση την εξίσωση (2.47) θα γραφτεί:

$$\begin{aligned} \nabla \vec{D} = \rho &\Rightarrow \nabla(\varepsilon_r \varepsilon_0 \vec{E}) = j \frac{\sigma \nabla \vec{E}}{\omega} \Rightarrow \left(\varepsilon_r \varepsilon_0 - j \frac{\sigma}{\omega} \right) \nabla \vec{E} = 0 \Rightarrow \\ &\Rightarrow \varepsilon_0 \left(\varepsilon_r - j \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0} \right) \nabla \vec{E} = 0 \Rightarrow \varepsilon_0 \varepsilon'_r \nabla \vec{E} = 0 \end{aligned} \quad (2.48)$$

η οποία είναι όμοια με την αντίστοιχη εξίσωση για την περίπτωση που δεν υπάρχει αγωγιμότητα (οπότε δεν υπάρχει και πυκνότητα ηλεκτρικού φορτίου) με τη διαφορά ότι αντί της σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς χρησιμοποιείται η ισοδύναμη σχετική διηλεκτρική σταθερά που ορίζεται με τον ίδιο ακριβώς τρόπο όπως και στην εξίσωση (2.44).

Επειδή η αγωγιμότητα δεν επηρεάζει άμεσα κάποιο άλλο μέγεθος εκτός της πυκνότητας ρεύματος και της πυκνότητας φορτίου, και τα μεγέθη αυτά με τη σειρά τους δεν υπεισέρχονται σε κάποια άλλη από τις εξισώσεις του Maxwell που χρησιμοποιήθηκαν για την ανάλυση της περίπτωσης που τα υλικά δεν είχαν αγωγιμότητα, γίνεται εύκολα αντιληπτό ότι οι εξισώσεις για το βαθμωτό και διανυσματικό δυναμικό που προέκυψαν από την ανάλυση για την περίπτωση που τα υλικά δεν έχουν αγωγιμότητα, μπορούν να χρησιμοποιηθούν και στην περίπτωση που τα υλικά έχουν αγωγιμότητα με αντικατάσταση της σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς από μία ισοδύναμη σχετική διηλε-

κτρική σταθερά. Έτσι, οι εξισώσεις από τις οποίες προκύπτουν το βαθμωτό και διανυσματικό δυναμικό στην περιοχή του ημιαγωγού δίνονται από τις (2.39) – (2.42) με αντικατάσταση της σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς από την ισοδύναμη σχετική διηλεκτρική σταθερά ϵ'_r .

Έως τώρα, αναλύθηκε η περίπτωση της δομής μικροταινίας του σχήματος 2.1α. Για την ανάλυση είχε θεωρηθεί ότι οι αγωγοί ανάμεσα από τους οποίους υπάρχει το οξειδίο και ο ημιαγωγός είχαν μηδενικό πάχος. Στην πραγματικότητα, όμως, οι αγωγοί αυτοί έχουν πεπερασμένο πάχος, το οποίο θα πρέπει να ληφθεί υπόψη κατά την ανάλυση. Η δομή της μικροταινίας στην οποία οι αγωγοί έχουν πεπερασμένο πάχος φαίνεται στο σχήμα 2.1β. Θεωρώντας, τώρα, ότι οι αγωγοί έχουν πεπερασμένο πάχος, θα πρέπει το βαθμωτό και διανυσματικό δυναμικό να βρεθεί και στις περιοχές που ορίζονται από τους αγωγούς, ενώ, παράλληλα, παύουν να ισχύουν οι οριακές συνθήκες που είχαν προκύψει με την παραπάνω ανάλυση.

Για την ανάλυση της διάταξης του σχήματος 2.1β θα θεωρήσουμε ότι οι περιοχές που αντιστοιχούν στους αγωγούς έχουν συντελεστή αγωγιμότητας σ_c (ο συντελεστής αγωγιμότητας του ημιαγωγού συμβολίζεται, πλέον, ως σ_s). Η ανάλυση μπορεί να απλουστευθεί αρκετά αν και πάλι ακολουθήσουμε τη διαδικασία που χρησιμοποιήθηκε παραπάνω και αντικαταστήσουμε τη σχετική διηλεκτρική σταθερά με την ισοδύναμη σχετική διηλεκτρική σταθερά που για τις περιοχές του αγωγού και του ημιαγωγού θα είναι αντίστοιχα:

$$\epsilon'_{rc} = 1 - j \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0} \quad (2.49)$$

και

$$\epsilon'_{rs} = \epsilon_r - j \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0} \quad (2.50)$$

όπου στον αγωγό η σχετική διηλεκτρική σταθερά είναι ίση με 1. Με τη χρήση ισοδύναμων σχετικών διηλεκτρικών σταθερών στις περιοχές που παρουσιάζουν αγωγιμότητα, οι εξισώσεις που δίνουν το βαθμωτό και διανυσματικό δυναμικό σε κάθε περιοχή θα δίνονται πάλι από τις εξισώσεις (2.39) – (2.42).

Διαφορά στην ανάλυση μεταξύ των περιπτώσεων που το πάχος των αγωγών θεωρηθεί μηδενικό ή πεπερασμένο, εμφανίζεται και στις οριακές συνθήκες. Πλέον, η μετάβαση από μία περιοχή σε μία άλλη δεν είναι τόσο απότομη και η μόνη συνθήκη που απαιτείται είναι η συνέχεια του βαθμωτού και διανυσματικού δυναμικού κατά τη μετάβαση από μία περιοχή σε μία άλλη. Επιπλέον συνθήκη που απαιτείται για την εύρεση είτε του βαθμωτού είτε του διανυσματικού δυναμικού είναι η συνθήκη Lorentz που παρουσιάστηκε στη σχέση (2.13).

Με βάση τη μέχρι στιγμής ανάλυση είναι δυνατό να υπολογιστούν το βαθμωτό και διανυσματικό δυναμικό σε κάθε περιοχή. Από τα μεγέθη αυτά, με βάση τις σχέσεις (2.3) και (2.6) μπορούν να προκύψουν οι λύσεις για την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου (\vec{E}) και τη μαγνητική επαγωγή (\vec{B}). Επίσης, εκτός από την εύρεση του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου, από το βαθμωτό δυναμικό προκύπτει η τάση (διαφορά δυναμικού) μεταξύ δύο σημείων (απλά, υπολογίζοντας, το βαθμωτό δυναμικό στα δύο σημεία και παίρνοντας τη διαφορά), ενώ από το διανυσματικό δυναμικό μπορεί να προκύψει η μαγνητική ροή:

$$\psi = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = \int_S (\nabla \times \vec{A}) \cdot d\vec{S} \quad (2.51)$$

ή, χρησιμοποιώντας το θεώρημα του Stokes:

$$\psi = \int_S (\nabla \times \vec{A}) \cdot d\vec{S} = \int_C \vec{A} \cdot d\vec{l} \quad (2.52)$$

Επίσης, από την πυκνότητα ρεύματος μπορούμε να υπολογίσουμε τη μορφή του ρεύματος σ' ένα συγκεκριμένο χώρο:

$$I = \int_V \vec{J} dV \quad (2.53)$$

και από την πυκνότητα φορτίου το φορτίο που υπάρχει σ' ένα συγκεκριμένο χώρο:

$$Q = \int_V \rho dV \quad (2.54)$$

Σε περίπτωση που δεν είναι γνωστές η πυκνότητα ρεύματος και φορτίου ενώ είναι γνωστή η αγωγιμότητα, αυτές μπορούν να υπολογιστούν από τη σχέση (2.43) και το νόμο διατήρησης του φορτίου (2.46). Έχοντας τα παραπάνω δεδομένα είναι δυνατό να υπολογιστούν, για τη δομή της μικροταινίας, κυκλωματικά μεγέθη, όπως η χαρακτηριστική της αντίσταση.

Η ανάλυση και εύρεση υπόλοιπων ηλεκτρομαγνητικών ή κυκλωματικών μεγεθών για την περίπτωση της δομής μικροταινίας του σχήματος 2.1β δεν επεκτείνεται περαιτέρω διότι δεν αποτελεί σκοπό της παρούσας διπλωματικής εργασίας η εκτενής θεωρητική ανάλυση. Κρίνεται, πάντως, πως με τις εξισώσεις και την περιγραφή που έχει παρουσιαστεί μέχρι στιγμής, ο αναγνώστης έχει λάβει μία γενική εικόνα του τρόπου θεωρητικής ανάλυσης της δομής αυτής. Θα πρέπει, ακόμα, να σημειωθεί ότι η παραπάνω ανάλυση έγινε με την παραδοχή ότι το πλάτος και το μήκος της μικροταινίας ήταν πάρα πολύ μεγάλα (πολύ μεγαλύτερα από το πάχος του), κάτι το οποίο δε συμβαίνει στην πραγματικότητα, αφού, συνήθως, το πλάτος μίας τέτοιας δομής είναι αρκετά μικρότερο από το πάχος της. Μία ακόμα πιο πλήρης ανάλυση θα έπρεπε να λάβει υπόψη της το πεπερασμένο πλάτος του αγωγού μέσω του οποίου διαδίδεται το σήμα.

Πριν ολοκληρώσουμε τη θεωρητική ανάλυση της μικροταινίας, κρίνεται ενδιαφέρον να παρουσιαστεί η περίπτωση που η συχνότητα είναι μηδενική, οπότε, όπως θα φανεί από την παρακάτω ανάλυση, το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο είναι τύπου TEM.

Αρχικά, αναπτύσσουμε το βαθμωτό δυναμικό, το διανυσματικό δυναμικό, την πυκνότητα ρεύματος και την πυκνότητα φορτίου σε δυναμοσειρές ως προς την κυκλική συχνότητα ω γύρω από το σημείο μηδενικής κυκλικής συχνότητας ($\omega=0$):

$$\bar{A} = \bar{A}^0 + \omega\bar{A}^1 + \omega^2\bar{A}^2 + \dots \quad (2.55\alpha)$$

$$\Phi = \Phi^0 + \omega\Phi^1 + \omega^2\Phi^2 + \dots \quad (2.55\beta)$$

$$\bar{J} = \bar{J}^0 + \omega\bar{J}^1 + \omega^2\bar{J}^2 + \dots \quad (2.55\gamma)$$

$$\rho = \rho^0 + \omega\rho^1 + \omega^2\rho^2 + \dots \quad (2.55\delta)$$

Επειδή το κύμα διαδίδεται κατά τον άξονα z , όλα τα παραπάνω μεγέθη θα έχουν εξάρτηση της μορφής:

$$e^{-j\beta z} = e^{-j\omega\sqrt{\epsilon_0\epsilon_r\mu_0}z} \quad (2.56)$$

όπου $\beta = \omega\sqrt{\epsilon_0\epsilon_r\mu_0}$ ο μιγαδικός συντελεστής διάδοσης του κύματος (στη γενικότερη περίπτωση που θεωρήσουμε και αγωγιμότητα, η σχετική διηλεκτρική σταθερά θα πρέπει να αντικατασταθεί από την ισοδύναμη σχετική διηλεκτρική σταθερά).

Επειδή εξετάζουμε τη μικροταινία στην περίπτωση μηδενικής συχνότητας, από τις σχέσεις (2.55) θα πρέπει να θεωρήσουμε μόνο τους σταθερούς όρους (όσους έχουν δείκτη 0) για κάθε ένα από τα μεγέθη. Από τη σχέση (2.6) προκύπτει ότι:

$$\begin{aligned} \vec{E} = -\nabla\Phi - j\omega\bar{A} &\Rightarrow \vec{E} = \left(\frac{\partial}{\partial x}\hat{x} + \frac{\partial}{\partial y}\hat{y} + \frac{\partial}{\partial z}\hat{z} \right)\Phi^0 = \frac{\partial}{\partial x}\Phi^0\hat{x} + \frac{\partial}{\partial y}\Phi^0\hat{y} - j\beta\Phi^0\hat{z} \Rightarrow \\ &\Rightarrow \vec{E} = \frac{\partial}{\partial x}\Phi^0\hat{x} + \frac{\partial}{\partial y}\Phi^0\hat{y} \end{aligned} \quad (2.57)$$

όπου \hat{x} , \hat{y} και \hat{z} τα μοναδιαία διανύσματα κατά τους άξονες x , y και z αντίστοιχα. Όπως μπορούμε να δούμε από την παραπάνω σχέση, η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου έχει συνιστώσες κάθετες στη διεύθυνση διάδοσης.

Από την 3^η εξίσωση του Maxwell (νόμος του Faraday) θα έχουμε ότι:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \Rightarrow \begin{vmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ \Phi_x^0 & \Phi_y^0 & 0 \end{vmatrix} = -j\omega\vec{B} \quad (2.58)$$

όπου ο δείκτης στα Φ^0 δηλώνει μερική παράγωγο ως προς την αντίστοιχη μεταβλητή. Προχωρώντας τη σχέση (2.58) θα έχουμε:

$$-j\omega\bar{\mathbf{B}} = -\frac{\partial}{\partial z}\Phi_y^0\hat{x} + \frac{\partial}{\partial z}\Phi_x^0\hat{y} + (\Phi_{xy}^0 - \Phi_{yx}^0)\hat{z} \quad (2.59)$$

Στη γενικότερη περίπτωση που οι αγωγοί έχουν πεπερασμένο πάχος, η συνάρτηση που δίνει το βαθμωτό δυναμικό είναι συνεχής, ενώ συνεχείς είναι και οι πρώτες και δεύτερες μερικές της παράγωγοι ως προς x , y και z (στην περίπτωση που οι αγωγοί θεωρηθούν με μηδενικό πάχος, η συνάρτηση για το Φ δεν είναι συνεχής και θα πρέπει να ακολουθηθεί διαφορετική διαδικασία. Το αποτέλεσμα που προκύπτει είναι πάντως το ίδιο [22]). Σύμφωνα, λοιπόν, με το θεώρημα του Schwarz, θα ισχύει $\Phi_{xy}^0 = \Phi_{yx}^0$, οπότε η (2.59) θα γραφτεί (κάνοντας αλλαγή στη σειρά παραγώγισης, λόγω και πάλι του θεωρήματος του Schwarz):

$$\begin{aligned} -j\omega\bar{\mathbf{B}} &= -\frac{\partial}{\partial y}\frac{\partial}{\partial z}\Phi^0\hat{x} + \frac{\partial}{\partial x}\frac{\partial}{\partial z}\Phi^0\hat{y} \Rightarrow -j\omega\bar{\mathbf{B}} = j\beta\frac{\partial}{\partial y}\Phi^0\hat{x} - j\beta\frac{\partial}{\partial x}\Phi^0\hat{y} \Rightarrow \\ &\Rightarrow \bar{\mathbf{B}} = \sqrt{\epsilon_0\epsilon_r\mu_0}\left(\frac{\partial}{\partial x}\Phi^0\hat{y} - \frac{\partial}{\partial y}\Phi^0\hat{x}\right) \end{aligned} \quad (2.60)$$

Από την παραπάνω σχέση μπορούμε να δούμε ότι και η μαγνητική επαγωγή έχει συνιστώσες κάθετες στη διεύθυνση διάδοσης του κύματος. Επομένως, αφού τόσο το ηλεκτρικό όσο και το μαγνητικό πεδίο είναι κάθετα στη διεύθυνση διάδοσης το διαδιδόμενο σήμα θα είναι TEM (TM₀).

Η παραπάνω ανάλυση ισχύει έχοντας θεωρήσει μηδενική συχνότητα. Όπως φάνηκε, όμως, κατά την παρουσίαση της μεθόδου quasi-TEM, η θεώρηση κύματος TEM μπορεί να γίνει για μέχρι και πολύ υψηλότερες συχνότητες. Ενδιαφέρον παρουσιάζει η μελέτη της ισχύος της θεώρησης αυτής, καθώς αυξάνεται η συχνότητα. Ο Williams [21] μελέτησε τα χαρακτηριστικά διάδοσης ρυθμών TM σε μία δομή μικροταινίας και παρατήρησε ότι αυξανόμενης της συχνότητας, ο ρυθμός TM₀ (δηλαδή ο TEM) δε μπορεί πλέον να θεωρηθεί επικρατών. Για μία τυπική δομή μικροταινίας, για συχνότητες μεγαλύτερες των μερικών GHz, ο συντελεστής εξασθένησης του ρυθμού TM₀ γίνεται πλέον συγκρίσιμος με αυτόν του αμέσως επόμενου ρυθμού, που είναι ο TM₁. Μάλιστα, η αύξηση του συντελεστή εξασθένησης είναι τόσο μεγάλη που στις υψηλές συχνότητες ο TM₀ γίνεται πλέον ακατάλληλος για τη διάδοση ενός σήματος. Συμπεραίνεται, δηλαδή, ότι πρέπει να δοθεί ιδιαίτερη προσοχή στις υψηλές συχνότητες ως προς το αν θα πρέπει να γίνει η παραδοχή quasi-TEM.

2.2. Φυσικές ιδιότητες διάδοσης στη μικροταινία

Η μελέτη των ιδιοτήτων διάδοσης ενός σήματος στη μικροταινία αποτελεί βασική προϋπόθεση προκειμένου να μπορεί να γίνει σωστή μοντελοποίησή της. Πολλοί υπήρξαν οι ερευνητές που ασχολήθηκαν με το θέμα αυτό, σημείο αναφοράς, όμως, αποτελούν οι εργασίες του Guckel και των συνεργατών του [23] και του Hasegawa και των συνεργατών του [11]. Ο Guckel και οι συνεργάτες του προέβλεψαν την ύπαρξη δύο διαφορετικών τρόπων συμπεριφοράς της μικροταινίας κατά τη διάδοση ενός σήματος, ανάλογα με το αν ο συντελεστής αγωγιμότητας του υποστρώματος (ημιαγωγού) είναι μεγαλύτερος ή μικρότερος από μία συγκεκριμένη τιμή σ_{\min} . Ο Hasegawa και οι συνεργάτες του παρατήρησαν την ύπαρξη άλλης μίας κατάστασης και διέκριναν τους τρόπους, τους οποίους ονόμασαν “θεμελιώδεις ρυθμούς”, με τους οποίους η μικροταινία μπορεί να μεταδίδει ένα σήμα ανάλογα με το γινόμενο της συχνότητας του σήματος και του συντελεστή αγωγιμότητας του υποστρώματος (ημιαγωγού). Θα πρέπει, πάντως, να σημειώσουμε ότι η μελέτη έγινε για δομή μικροταινίας σε υπόστρωμα από SiO₂ και Si. Ο διαχωρισμός των τρόπων διάδοσης του σήματος με βάση τους παραπάνω θεμελιώδεις ρυθμούς είναι πλέον αποδεκτή από τους περισσότερους ερευνητές και χρησιμοποιείται πολλές φορές στη μοντελοποίηση.

Η ύπαρξη τριών διαφορετικών ρυθμών με τους οποίους μπορεί να διαδώσει μία μικροταινία ένα σήμα οφείλεται στη διαφορετική συμπεριφορά που έχει ο ημιαγωγός ανάλογα με το συντελεστή αγωγιμότητάς του και τη συχνότητα. Οι τρεις διαφορετικοί αυτοί ρυθμοί είναι:

- 1) Ο ρυθμός quasi-TEM, ο οποίος εμφανίζεται όταν το γινόμενο της ειδικής αντίστασης ρ (αντίστροφο του συντελεστή αγωγιμότητας) του ημιαγωγού και της συχνότητας είναι μεγάλο. Στην περίπτωση αυτή, ο συντελεστής απωλειών:

$$\tan \delta = \frac{\sigma}{\omega \epsilon_r \epsilon_0} \quad (2.61)$$

είναι μικρός, με αποτέλεσμα το υπόστρωμα να μπορεί να θεωρηθεί ότι συμπεριφέρεται όλο σαν διηλεκτρικό, αποτελούμενο από δύο διαφορετικά τμήματα (οξειδίο και ημιαγωγός). Στην περίπτωση αυτή ο ρυθμός διάδοσης μοιάζει πολύ με TEM, αρκεί το πάχος του υποστρώματος να είναι μικρότερο από το μήκος κύματος.

- 2) Ο ρυθμός “επιδερμικού φαινομένου” (skin-effect), ο οποίος εμφανίζεται όταν το γινόμενο του συντελεστή αγωγιμότητας και της συχνότητας είναι αρκετά μεγάλο ώστε το “επιδερμικό βάθος” (skin depth):

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu_0 \sigma}} \quad (2.62)$$

στο στρώμα του ημιαγωγού να είναι μικρό. Μικρό επιδερμικό βάθος έχει σαν αποτέλεσμα μικρή διείσδυση του πεδίου στο πυρίτιο. Έτσι, η δομή της μικροταινίας μπορεί να θεωρηθεί σαν μικροταινία με υπόστρωμα οξειδίου πάνω από μη τέλει αγωγό γείωσης, όπου, πλέον, το ρόλο του αγωγού γείωσης παίζει το διπλό στρώμα μετάλλου γείωσης και ημιαγωγού.

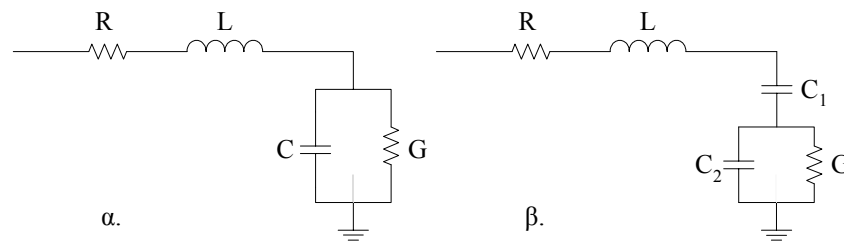
- 3) Ο ρυθμός “αργού κύματος” (slow wave), ο οποίος εμφανίζεται όταν το γινόμενο του συντελεστή αγωγιμότητας του ημιαγωγού και της συχνότητας δεν είναι ούτε πολύ μεγάλο ούτε πολύ μικρό. Ενώ στην περίπτωση του quasi-TEM ρυθμού είχε θεωρηθεί η διηλεκτρική φύση του αγωγού και στην περίπτωση του ρυθμού “επιδερμικού φαινομένου” η αγωγή φύση του, στο ρυθμό αυτό θεωρείται η δυϊκή φύση του ημιαγωγού. Θεωρώντας ότι το πάχος των αγωγών είναι αμελητέο, στην περίπτωση αυτή, όλη η ηλεκτρική ενέργεια είναι αποθηκευμένη στην περιοχή του οξειδίου, ενώ μαγνητική ενέργεια υπάρχει τόσο στο οξειδίο όσο και στον ημιαγωγό. Λαμβάνοντας υπόψη ότι το πάχος του ημιαγωγού είναι κατά κανόνα πολύ μεγαλύτερο από αυτό του οξειδίου, μπορούμε να πούμε ότι το μεγαλύτερο μέρος της μαγνητικής ενέργειας βρίσκεται στην περιοχή του ημιαγωγού. Λόγω της δυνατότητας του μαγνητικού πεδίου να εισέρχεται τόσο στο οξειδίο όσο και στον ημιαγωγό, η ταχύτητα διάδοσης του σήματος μειώνεται αρκετά και για το λόγο αυτό ο ρυθμός αυτός ονομάζεται “αργού-κύματος”.

Όσον αφορά την κατανομή του ρεύματος σε σχέση με τη συχνότητα και αναφορικά πάντα με τους παραπάνω ρυθμούς, μπορούμε να πούμε τα εξής [24]: Όταν η συχνότητα είναι μικρή, έχουμε γενικά ομοιόμορφη κατανομή του ρεύματος σε κάθε μία από τις περιοχές της μικροταινίας. Στις μεσαίες συχνότητες, η κατανομή του ρεύματος δικαιολογείται από δύο φαινόμενα. Το πρώτο είναι ότι το ρεύμα τείνει να συγκεντρωθεί στις ακμές των αγωγών, το οποίο παρατηρείται τόσο στον αγωγό σήματος όσο και στον αγωγό γείωσης. Το δεύτερο φαινόμενο παρουσιάζεται κυρίως στον αγωγό γείωσης και αναφέρεται στην τάση του ρεύματος να συγκεντρωθεί προς την πλευρά του αγωγού που είναι κοντύτερα στον αγωγό σήματος. Τέλος, στις υψηλές συχνότητες, το φαινόμενο που κυριαρχεί είναι το “επιδερμικό φαινόμενο”, όπου το ρεύμα έχει πλέον συγκεντρωθεί σε ένα πολύ λεπτό στρώμα στην επιφάνεια των αγωγών.

Κεφάλαιο 3

Μοντελοποίηση Μικροταινίας

Παρακάτω, θα παρουσιαστούν τα μοντέλα που εξετάστηκαν για τη μοντελοποίηση της μικροταινίας. Θα γίνει μία σύντομη περιγραφή τους και θα δοθούν οι σχέσεις μέσω των οποίων γίνεται ο υπολογισμός των διαφόρων στοιχείων του μοντέλου. Προηγουμένως, όμως, θα ήταν ενδιαφέρον να αναφερθούν κάποια γενικά στοιχεία που έχουν υιοθετηθεί από τους περισσότερους ερευνητές για τη φυσική μοντελοποίηση της μικροταινίας.



Σχήμα 3.1 – Ισοδύναμα κυκλωματικά δικτυώματα για τη μοντελοποίηση της μικροταινίας

Το ισοδύναμο κυκλωματικό δίκτυο που χρησιμοποιείται, κατά κανόνα, για τη μοντελοποίηση της μικροταινίας είναι το δίκτυο RLCG που φαίνεται στο σχήμα 3.1α ή το ακόμα πιο ανεπτυγμένο δίκτυο του σχήματος 3.1β. Το δίκτυο αυτό περιγράφει λογικά της ηλεκτρικές ιδιότητες της μικροταινίας: Η αντίσταση R περιγράφει την εξασθένιση που επιδέχεται το μεταδιδόμενο σήμα κυρίως λόγω της πεπερασμένης αγωγιμότητας που παρουσιάζει ο αγωγός σήματος, ενώ πολλοί ερευνητές εισάγουν στην αντίσταση αυτή και την επίδραση του αγωγού γείωσης στην εξασθένιση του σήματος. Ο αγωγός γείωσης λειτουργεί ως “μονοπάτι επιστροφής” (return path), ως μέσο, δηλαδή, μέσω του οποίου κλείνει το κύκλωμα. Δε θα πρέπει, πάντως, να παραβλεφθεί και ο ρόλος του ημιαγωγού ως τμήματος του “μονοπατιού επιστροφής” και άρα και η συμβολή της στην αντίσταση R . Η επαγωγή L αντιπροσωπεύει τον επαγωγικό χαρακτήρα της μικροταινίας, την ιδιότητά της να αλληλεπιδρά τόσο με τον αγωγό γείωσης όσο και με γειτονικές γραμμές. Επιπλέον, σε συνδυασμό και με τη χωρητικότητα, προσομοιώνει τη καθυστέρηση που εισάγει η μικροταινία κατά τη διάδοση ενός σήματος. Η επαγωγή L και η αντίσταση R αναφέρονται, συνήθως αποκλειστικά, στον αγωγό σήματος και τον αγωγό γείωσης. Όσον αφορά τη χωρητικότητα C και την αγωγιμότητα G , η μεν πρώτη αναφέρεται στο διηλεκτρικό χαρακτήρα τόσο του οξειδίου όσο και του ημιαγωγού, ενώ η δεύτερη στις απώλειες που εισάγει ο ημιαγωγός κατά τη διάδοση ενός σήματος λόγω της μη μηδενικής του αγωγιμότητας. Πολλές φορές, γίνεται διάκριση της χωρητικότητας του οξειδίου από αυτή του ημιαγωγού, οπότε καταλήγουμε στο δίκτυο του σχήματος 3.1β.

Όσον αφορά την εξάρτηση των στοιχείων του δικτύου από τη συχνότητα, η αντίσταση R και η επαγωγή L θεωρούνται σχεδόν πάντα εξαρτώμενες από τη συχνότητα, ενώ έχουν προταθεί ορισμένα μοντέλα [25] στα οποία ο κλάδος R - L έχει αντικατασταθεί από κάποιο δίκτυο του οποίου τα στοιχεία είναι ανεξάρτητα της συχνότητας. Σε περίπτωση που χρησιμοποιηθεί το ανεπτυγμένο δίκτυο του σχήματος 3.1β, οι χωρητικότητες και η αγωγιμότητα θεωρούνται, συνήθως, ανεξάρτητες της συχνότητας. Αντίθετα, για το δίκτυο του σχήματος 3.1α, τα μεγέθη αυτά θεωρούνται εξαρτώμενα της συχνότητας. Το πλεονέκτημα της μοντελοποίησης με στοιχεία ανεξάρτητα της συχνότητας είναι ότι ο χρόνος απόκρισης της προσομοίωσης είναι αρκετά μικρός. Το μειονέκτημα, αντίθετα, είναι ότι τα αποτελέσματα είναι χειρότερα απ’ ό,τι αν θεωρήσουμε εξάρτηση από τη συχνότητα.

Επιπλέον, υπάρχει γενικά η τάση οι σχέσεις για τα διάφορα στοιχεία του κυκλώματος να δίνονται ανά μονάδα μήκους και γενικά να είναι ανεξάρτητες από το μήκος της μικροταινίας. Με τον

τρόπο αυτό, ο υπολογισμός των διαφόρων μεγεθών διάδοσης σε μία μικροταινία μπορεί να γίνει είτε από το ισοδύναμο κύκλωμα που προκύπτει εφαρμόζοντας τις δοθείσες σχέσεις σε όλο το μήκος της μικροταινίας, είτε από το κατανεμημένο κύκλωμα που προκύπτει αν οι σχέσεις εφαρμοστούν σε μικρότερα κομμάτια της γραμμής και θεωρηθεί η εν σειρά σύνδεση των κυκλωμάτων που προκύπτουν για κάθε μικρότερο κομμάτι της γραμμής. Το ζήτημα της επιλογής ενός κατανεμημένου κυκλώματος αντί ενός απλού δικτύωματος θα μας απασχολήσει στη συνέχεια και για το λόγο αυτό δεν επεκτεινόμαστε περισσότερο στο σημείο αυτό.

Όσον αφορά τον υπολογισμό της ισοδύναμης χωρητικότητας, χρησιμοποιείται πλέον από όλους τους ερευνητές η έννοια της ισοδύναμης διηλεκτρικής σταθεράς. Για να γίνει περισσότερο κατανοητή η έννοια της σταθεράς αυτής θα πρέπει να παρατηρηθεί ότι χωρητικά φαινόμενα δεν εισάγει στο σήμα μόνο το υπόστρωμα αλλά όλο το περιβάλλον στο οποίο βρίσκεται η μικροταινία. Τις περισσότερες φορές, η μικροταινία θεωρείται ότι βρίσκεται σε κενό, οπότε η συνολική χωρητικότητα που συναντά το σήμα κατά τη διάδοσή του οφείλεται τόσο στο υπόστρωμα όσο και στο κενό. Η επίδραση του περιβάλλοντος χώρου στον οποίο βρίσκεται η μικροταινία στα χωρητικά φαινόμενα διάδοσης, επιπλέον της επίδρασης του υποστρώματος, λαμβάνεται υπόψη αντικαθιστώντας τη σχετική διηλεκτρική σταθερά του υποστρώματος από την ισοδύναμη σχετική διηλεκτρική σταθερά για τον υπολογισμό της ισοδύναμης χωρητικότητας. Θα πρέπει, επίσης, να παρατηρήσουμε ότι, επειδή τις περισσότερες φορές ο περιβάλλον της μικροταινίας χώρος θεωρείται το κενό, δεν παρατηρούνται επιπλέον φαινόμενα απωλειών λόγω αγωγιμότητας και έτσι για τον υπολογισμό της αγωγιμότητας της μικροταινίας λαμβάνεται υπόψη μόνο η επίδραση του υποστρώματος.

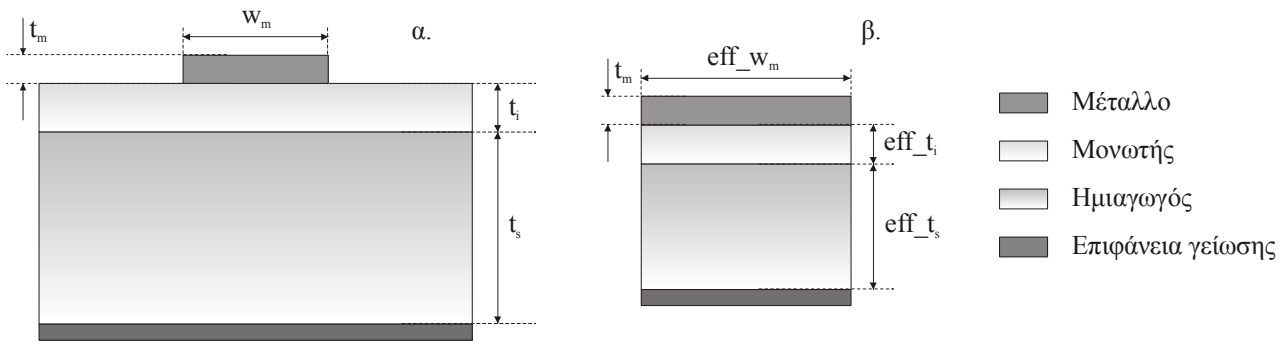
Τέλος, θα πρέπει να σημειώσουμε ότι, συνήθως, οι σχέσεις που προτείνονται σε διάφορα μοντέλα για των υπολογισμό των στοιχείων του μοντέλου έχουν προκύψει με βάση κάποιες παραδοχές ή για τοπολογία διάταξης κυματοδηγού διαφορετική από αυτή της μικροταινίας. Για το λόγο αυτό, μαζί με τις εξισώσεις για τον υπολογισμό των στοιχείων του μοντέλου προτείνονται και κάποιες εξισώσεις με τις οποίες γεωμετρικά και ηλεκτρικά μεγέθη της μικροταινίας μπορούν να μετασχηματιστούν ώστε η διάταξη της μικροταινίας να μετασχηματιστεί σε μία ισοδύναμη διάταξη για την οποία ισχύουν οι προτεινόμενες σχέσεις για τον υπολογισμό των στοιχείων του μοντέλου.

3.1. Το μοντέλο του Jin και των συνεργατών του

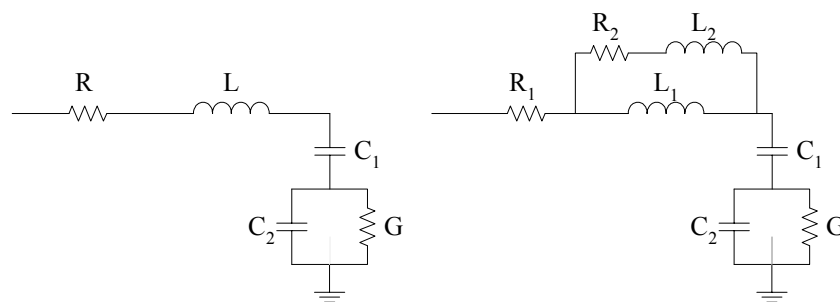
Στην εργασία τους, ο Jin και οι συνεργάτες του [25], ασχολήθηκαν κυρίως με τη μοντελοποίηση μακρών γραμμών μεταφοράς (μήκους 100 – 500μm), δομής μικροταινίας (σχήμα 3.2α) εστιάζοντας κυρίως στα προβλήματα της εύρεσης εξισώσεων που να ισχύουν για μεγάλο εύρος γεωμετρικών διαστάσεων και φυσικών-ηλεκτρικών παραμέτρων, της εύρεσης ισοδύναμου κυκλώματος αποτελούμενου από ανεξάρτητα της συχνότητας στοιχεία και της εξέτασης των περιπτώσεων που το πλήρες μοντέλο μπορεί να απλοποιηθεί σε απλούστερα. Στην παρούσα διπλωματική εργασία θα μας απασχολήσει μόνο το προτεινόμενο ισοδύναμο κύκλωμα και οι αντίστοιχες σχέσεις για τον υπολογισμό των τιμών των στοιχείων. Θα θεωρηθεί το ισοδύναμο κύκλωμα με εξαρτώμενα από τη συχνότητα στοιχεία, αφού το προτεινόμενο μοντέλο με ανεξάρτητα της συχνότητας στοιχεία, σύμφωνα με τα παρουσιαζόμενα στην εργασία τους αποτελέσματα, δε μπορεί να αποδώσει πολύ σωστά τη λειτουργία της μικροταινίας στις υψηλές συχνότητες που μας ενδιαφέρουν (περίπου 1 – 10GHz).

Το μοντέλο που πρότεινε ο Jin και οι συνεργάτες του φαίνεται στο σχήμα 3.3. Η διαδικασία που ακολούθησαν για την εύρεση των εξισώσεων με τις οποίες θα μπορούν να υπολογιστούν οι τιμές των στοιχείων του μοντέλου είναι η εξής: Θεωρώντας διάταξη μικροταινίας 2-διαστάσεων (2-D – σχήμα 3.2α), βρήκαν ισοδύναμα γεωμετρικά μεγέθη με τα οποία η διάταξη των δύο αυτών διαστάσεων θα μπορούσε να περιγραφεί από διάταξη 1-διάστασης (1-D – σχήμα 3.1β). Στο σημείο, αυτό, κρίνεται απαραίτητη η επεξήγηση των όρων 1-διάστασης και 2-διαστάσεων. Γενικά, διάταξη n-διάστασης είναι η διάταξη στην οποία μία περιοχή (στρώμα) διαφέρει γεωμετρικά από κάποια άλλη περιοχή κατά n διαστάσεις (όπου ως διάσταση στην περίπτωση της μικροταινίας εννοούνται το πλάτος, το μήκος και το πάχος). Επομένως, διάταξη μικροταινίας 2-διαστάσεων είναι η διάταξη στην οποία μία περιοχή (στρώμα) μπορεί να διαφέρει από μία άλλη κατά πλάτος ή πάχος, ενώ 1-διάστασης όταν μπορεί να διαφέρει μόνο κατά πάχος. Το μήκος, γενικά, δε λαμβάνεται υπόψη, α-

φού όλα τα στρώματα θεωρούνται ότι έχουν το ίδιο μήκος, ενώ οι προκύπτουσες εξισώσεις, όπως αναφέραμε προηγουμένως, είναι κατά κανόνα ανά μονάδα μήκους.



Σχήμα 3.2 – Μικροταινία 2-διαστάσεων (α) και 1-διάστασης (β)



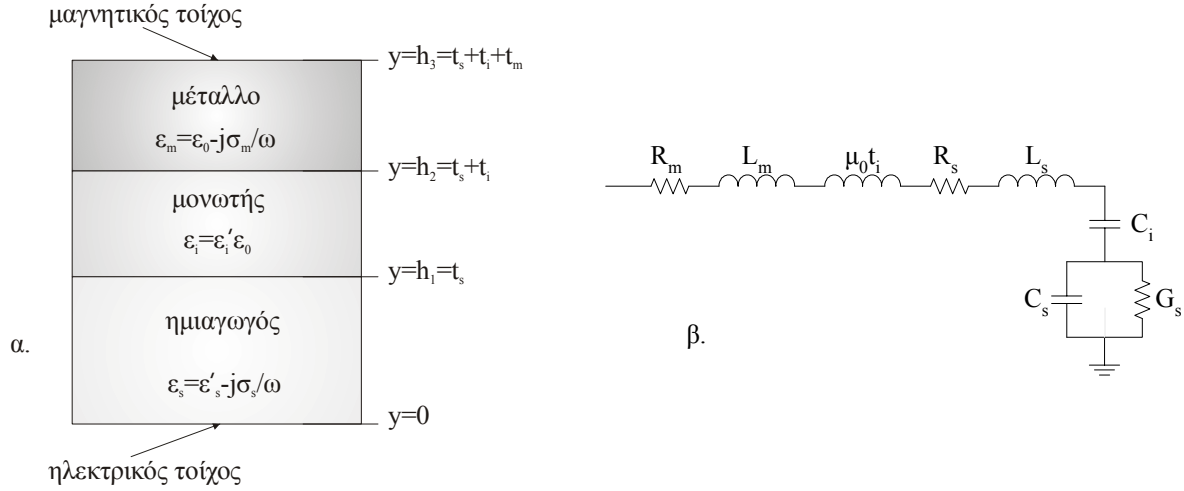
Σχήμα 3.3 – Προτεινόμενα κυκλώματα μοντελοποίησης της μικροταινίας: Με στοιχεία R και L εξαρτώμενα της συχνότητας (α) και ανεξάρτητα της συχνότητας (β)

Επανερχόμενοι στο πρόβλημα εύρεσης των εξισώσεων υπολογισμού των τιμών των στοιχείων του μοντέλου, ο Jin και οι συνεργάτες του, έχοντας υπολογίσει τα ισοδύναμα γεωμετρικά μεγέθη μίας διάταξης μικροταινίας 1-διάστασης, χρησιμοποίησαν εξισώσεις που είχαν προτείνει άλλοι ερευνητές για την εύρεση των τιμών των στοιχείων για την περίπτωση διάταξης 1-διάστασης. Τέλος, με κατάλληλη τροποποίηση, μετασχημάτισαν τις τιμές των στοιχείων για την περίπτωση διάταξης 1-διάστασης με τέτοιο τρόπο ώστε να ισχύουν σε διάταξη 2-διαστάσεων. Η ακριβής διαδικασία θα φανεί καλύτερα στη συνέχεια. Προηγουμένως, όμως, παρουσιάζεται η διάταξη 1-διάστασης και οι αντίστοιχες εξισώσεις που ισχύουν γι' αυτή. Σύμφωνα με το Jin και τους συνεργάτες του, οποιοσδήποτε εξισώσεις που έχουν προταθεί για τη διάταξη 1-διάστασης ([26], [21]) μπορούν να χρησιμοποιηθούν. Η διάταξη που τελικά χρησιμοποιήθηκε είναι αυτή του Williams [21], που προτείνεται και από το Jin και τους συνεργάτες του.

Διάταξη 1-διάστασης

Η διάταξη που μελετήθηκε από τον Williams φαίνεται στο σχήμα 3.4α. Όπως μπορεί να φανεί από το σχήμα, στη διάταξη έχουν ληφθεί υπόψη η αγωγιμότητα του αγωγού σήματος, η διηλεκτρική σταθερά του οξειδίου/μονωτή και η διηλεκτρική σταθερά και η αγωγιμότητα του ημιαγωγού. Ο αγωγός γείωσης έχει θεωρηθεί απείρου αγωγιμότητας και για την ανάλυση έχει αντικατασταθεί από “ηλεκτρικό τοίχο” (επιφάνεια στην οποία το ηλεκτρικό πεδίο ισούται με 0). Αντίθετα, στο όριο μεταξύ αγωγού γείωσης και αέρα (κενού), για την ανάλυση έχει θεωρηθεί “μαγνητικός τοίχος” (επιφάνεια στην οποία το μαγνητικό πεδίο ισούται με 0), ο οποίος προσομοιώνει την κατάσταση του σχεδόν ανοιχτοκυκλώματος που επικρατεί στο σύνορο αυτό. Οι φυσικές και γεωμετρικές παράμετροι που χρησιμοποιούνται στην ανάλυση και φαίνονται στο σχήμα 3.4α είναι: ϵ_m που είναι η μιγαδική διηλεκτρική σταθερά στην περιοχή του μετάλλου, σ_m ο συντελεστής αγωγιμότητας στην περιοχή του μετάλλου, ϵ_i και ϵ'_i η διηλεκτρική και η σχετική διηλεκτρική σταθερά αντίστοιχα στην

περιοχή του οξειδίου, ϵ_s και ϵ'_s η μιγαδική και η σχετική διηλεκτρική σταθερά αντίστοιχα στην περιοχή του ημιαγωγού, σ_s ο συντελεστής αγωγιμότητας στην περιοχή του ημιαγωγού και ω η κυκλική συχνότητα.



Σχήμα 3.4 – (α) Διάταξη μικροταινίας 1-διάστασης, (β) Ισοδύναμο κυκλωματικό μοντέλο

Το μοντέλο που προτείνεται από το Williams για τη διάταξη 1-διάστασης είναι αυτό του σχήματος 3.4β. Η ανάλυση που ακολουθείται για την εύρεση των εξισώσεων που δίνουν τις τιμές των στοιχείων του μοντέλου βασίζεται στις εξισώσεις του Maxwell και την εύρεση του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου με βάση τις συνοριακές συνθήκες που έχουν θεωρηθεί (“ηλεκτρικός” και “μαγνητικός τοίχος”). Εν συνεχεία, ακολουθείται η ολοκληρωματική μέθοδος (αποτελεί μία ακόμα αριθμητική μέθοδο ανάλυσης πλήρους κύματος), βάση της οποίας, οι ολοκληρωματικές εξισώσεις μέσω των οποίων υπολογίζονται ορισμένα κυκλωματικά μεγέθη της μικροταινίας, με ορισμένες παραδοχές, μεταπίπτουν σε απλές εξισώσεις κλειστής μορφής.

Οι εξισώσεις στις οποίες καταλήγει ο Williams για τα διάφορα στοιχεία του μοντέλου του είναι:

$$R_m + j\omega L_m \approx \frac{j k_{m1}}{\omega \epsilon_m} \frac{1}{\tan(k_{m1} t_m)} \quad (3.1)$$

όπου

$$k_{m1} = \omega \sqrt{\epsilon_m \mu_0} \quad (3.2)$$

$$L_i = \mu_0 t_i \quad (3.3)$$

$$C_i = \epsilon_i / t_i \quad (3.4)$$

$$R_s + j\omega L_s \approx \frac{j\omega}{2|\cos(k_{s2} t_s)|^2} \cdot \left[\mu_0 \left(\frac{\sin(2k'_{s2} t_s)}{2k'_{s2}} + \frac{\sinh(2k''_{s2} t_s)}{2k''_{s2}} \right) + \epsilon_s^* \left| \frac{k_{s2}}{\omega \epsilon_s} \right|^2 \left(\frac{\sin(2k'_{s2} t_s)}{2k'_{s2}} - \frac{\sinh(2k''_{s2} t_s)}{2k''_{s2}} \right) \right] \quad (3.5)$$

$$G_s + j\omega C_s \approx \frac{j\omega \epsilon_s}{2|\sin(k_{s2} t_s)|^2} \cdot \left(\frac{\sin(2k'_{s2} t_s)}{2k'_{s2}} + \frac{\sinh(2k''_{s2} t_s)}{2k''_{s2}} \right) \quad (3.6)$$

όπου

$$k_{s2}^2 \equiv \omega^2 \mu_0 \epsilon_s + j\omega \frac{(\sigma_m t_m)^{-1} + j\omega \mu_0 (t_i + t_m)}{t_i / \epsilon_i + t_s / \epsilon_s} \quad (3.7)$$

και k'_{s2} και k''_{s2} είναι το πραγματικό και το φανταστικό μέρος του k_{s2} αντίστοιχα. Η εξίσωση (3.5) είναι γραμμένη έχοντας διορθώσει ένα τυπογραφικό λάθος που υπήρχε στο δημοσιευμένο άρθρο. Τα R_m και L_m αναφέρονται στην αντίσταση και επαγωγή αντίστοιχα που εισάγει η περιοχή του αγωγού σήματος. Τα L_i και C_i είναι η επαγωγή και η χωρητικότητα της περιοχής του οξειδίου ενώ τα

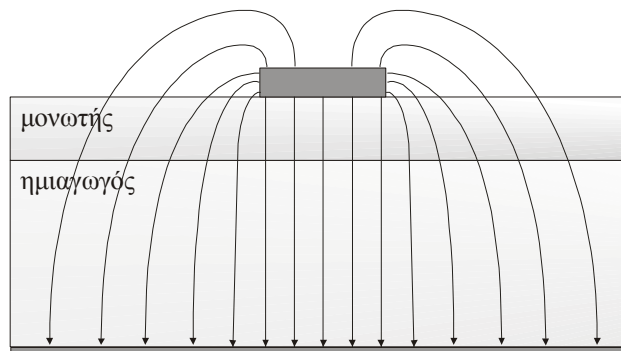
R_s , L_s , C_s και G_s είναι η αντίσταση, επαγωγή, χωρητικότητα και αγωγιμότητα που υπεισέρχονται στο μοντέλο από την περιοχή του ημιαγωγού.

Με γνωστές τις παραπάνω σχέσεις που ισχύουν για τη διάταξη 1-διάστασης, μπορεί να παρουσιαστεί η μεθοδολογία που προτείνεται από το Jin και τους συνεργάτες του. Θεωρώντας τη διάταξη 2-διαστάσεων του σχήματος 3.2α, θα πρέπει αρχικά να βρεθούν οι γεωμετρικές διαστάσεις που θα πρέπει να έχει μία διάταξη 1-διάστασης ώστε να ισοδυναμεί με τη διάταξη 2-διαστάσεων. Οι σχέσεις μετασχηματισμού των γεωμετρικών διαστάσεων που προτείνονται φαίνονται παρακάτω. Αρχικά, προτείνονται κάποιες σχέσεις για το μετασχηματισμό του πλάτους του αγωγού σήματος. Αν και δεν αναφέρεται στο δημοσιευμένο άρθρο του Jin και των συνεργατών του, θα πρέπει να τονίσουμε τα εξής για τις παρακάτω σχέσεις: Οι σχέσεις αυτές χρησιμοποιούνται σε περίπτωση που ο αγωγός έχει πάχος συγκρίσιμο με το πάχος του υποστρώματος και το προτεινόμενο μοντέλο 1-διάστασης αναφέρεται σε διάταξη όπου το πάχος του αγωγού σήματος θεωρείται αμελητέο. Με τις σχέσεις αυτές, ο αγωγός σήματος με πάχος συγκρίσιμο με αυτό του υποστρώματος αντικαθίσταται από έναν ισοδύναμο αγωγό αμελητέου πάχους και πλάτους ίσου με αυτό που δίνεται από τις παρακάτω σχέσεις:

$$\text{eff}_{-w_{mi}} = \begin{cases} w_m + 0.398 \cdot t_m \cdot \left[1 + \ln\left(\frac{2t_i}{t_m}\right) \right], & \text{αν } \frac{w_m}{t_i} > \frac{1}{2\pi} \\ w_m + 0.398 \cdot t_m \cdot \left[1 + \ln\left(\frac{4\pi w_m}{t_m}\right) \right], & \text{αν } \frac{w_m}{t_i} \leq \frac{1}{2\pi} \end{cases} \quad (3.8)$$

$$\text{eff}_{-w_{ms}} = \begin{cases} w_m + 0.398 \cdot t_m \cdot \left[1 + \ln\left(\frac{2t_s}{t_m}\right) \right], & \text{αν } \frac{w_m}{t_s} > \frac{1}{2\pi} \\ w_m + 0.398 \cdot t_m \cdot \left[1 + \ln\left(\frac{4\pi w_m}{t_m}\right) \right], & \text{αν } \frac{w_m}{t_s} \leq \frac{1}{2\pi} \end{cases} \quad (3.9)$$

όπου έχουν διορθωθεί κάποια τυπογραφικά λάθη που υπήρχαν στο δημοσιευμένο άρθρο. Οι σχέσεις αυτές προτάθηκαν από τους Gunston και Weale για τη διάταξη μικροταινίας με υπόστρωμα μόνο από ημιαγωγό και έχουν χρησιμοποιηθεί και από άλλους ερευνητές (π.χ. [22]). Ο Jin και οι συνεργάτες του στο μοντέλο τους προτείνουν την επέκταση της ισχύος των παραπάνω σχέσεων και για την περίπτωση δομής μικροταινίας με διπλό υπόστρωμα από οξειδίο και ημιαγωγό, θεωρώντας δύο ισοδύναμα πλάτη, το ένα για χρήση στους υπολογισμούς που αναφέρονται στο οξειδίο και το άλλο στους υπολογισμούς που αναφέρονται στον ημιαγωγό. Θα πρέπει, πάντως, να τονίσουμε ότι οι παραπάνω σχέσεις, κανονικά, δε θα πρέπει να χρησιμοποιηθούν σε περίπτωση που ως μοντέλο 1-διάστασης θεωρηθεί αυτό του Williams και αυτό γιατί στο μοντέλο του λαμβάνεται υπόψη το πάχος του αγωγού σήματος. Εντούτοις, όπως αναφέρεται και παρακάτω, ο Jin και οι συνεργάτες του προτείνουν τη χρησιμοποίησή τους ακόμα και με θεώρηση μοντέλου 1-διάστασης αυτού του Williams.



Σχήμα 3.5 – Ιδιομορφία του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου στα άκρα του αγωγού σήματος

Προκειμένου να ληφθεί υπόψη η ιδιομορφία του πεδίου στα άκρα της διάταξης (fringing field effect), θα πρέπει να χρησιμοποιηθούν ισοδύναμα μεγέθη και για τα πάχη των στρωμάτων οξειδίου και ημιαγωγού. Το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο στη δομή της μικροταινίας, εφόσον ο αγωγός σήματος έχει πλάτος πολύ μικρότερο από τον αγωγό γείωσης και συγκρίσιμο με το πάχος του υποστρώματος, δεν περιορίζεται αποκλειστικά στην περιοχή μεταξύ των δύο αγωγών. Η ιδιομορφία αυτή του πεδίου μπορεί να φανεί σχηματικά στο σχήμα 3.5 για την περίπτωση που θεωρηθεί ότι ο ρυθμός που μεταδίδεται είναι quasi-TEM, ενώ μπορεί να ληφθεί υπόψη στη μοντελοποίηση χρησιμοποιώντας τις παρακάτω σχέσεις για τα ισοδύναμα πάχη των στρωμάτων οξειδίου και ημιαγωγού:

$$\text{eff}_{-t_i} = \begin{cases} \frac{\text{eff}_{-w_{mi}}}{r_{mi} + 1.393 + 0.667 \cdot \ln(r_{mi} + 1.444)}, & \text{av } r_{mi} = \frac{\text{eff}_{-w_{mi}}}{t_i} > 1 \\ \frac{\text{eff}_{-w_{mi}} \cdot \ln(8/r_{mi} + 0.25 \cdot r_{mi})}{2\pi}, & \text{av } r_{mi} = \frac{\text{eff}_{-w_{mi}}}{t_i} \leq 1 \end{cases} \quad (3.10)$$

$$\text{eff}_{-t_s} = \begin{cases} \frac{\text{eff}_{-w_{ms}}}{r_{ms} + 1.393 + 0.667 \cdot \ln(r_{ms} + 1.444)}, & \text{av } r_{ms} = \frac{\text{eff}_{-w_{ms}}}{t_s} > 1 \\ \frac{\text{eff}_{-w_{ms}} \cdot \ln(8/r_{ms} + 0.25 \cdot r_{ms})}{2\pi}, & \text{av } r_{ms} = \frac{\text{eff}_{-w_{ms}}}{t_s} \leq 1 \end{cases} \quad (3.11)$$

Η ιδιομορφία του πεδίου στα άκρα της διάταξης επιβάλλει και τη χρησιμοποίηση ισοδύναμων μεγεθών για τις σχετικές διηλεκτρικές σταθερές τόσο στην περιοχή του οξειδίου όσο και στην περιοχή του ημιαγωγού. Οι ισοδύναμες σχετικές διηλεκτρικές σταθερές δίνονται από τις σχέσεις (μετά τη διόρθωση τυπογραφικού λάθους):

$$\text{eff}_{-\varepsilon'_i} = \begin{cases} \frac{\varepsilon'_i + 1}{2} + \frac{(\varepsilon'_i - 1)}{2\sqrt{1 + \frac{12t_i}{w_m}}} - \frac{0.217(\varepsilon'_i - 1)t_m}{\sqrt{w_m t_i}}, & \text{av } \frac{w_m}{t_i} > 1 \\ \frac{\varepsilon'_i + 1}{2} + \frac{(\varepsilon'_i - 1)}{2\sqrt{1 + \frac{12t_i}{w_m}}} - \frac{0.217(\varepsilon'_i - 1)t_m}{\sqrt{w_m t_i}} + 0.02(\varepsilon'_i - 1)\left(1 - \frac{w_m}{t_i}\right)^2, & \text{av } \frac{w_m}{t_i} \leq 1 \end{cases} \quad (3.12)$$

$$\text{eff}_{-\varepsilon'_s} = \begin{cases} \frac{\varepsilon'_s + 1}{2} + \frac{(\varepsilon'_s - 1)}{2\sqrt{1 + \frac{12t_s}{w_m}}} - \frac{0.217(\varepsilon'_s - 1)t_m}{\sqrt{w_m t_s}}, & \text{av } \frac{w_m}{t_s} > 1 \\ \frac{\varepsilon'_s + 1}{2} + \frac{(\varepsilon'_s - 1)}{2\sqrt{1 + \frac{12t_s}{w_m}}} - \frac{0.217(\varepsilon'_s - 1)t_m}{\sqrt{w_m t_s}} + 0.02(\varepsilon'_s - 1)\left(1 - \frac{w_m}{t_s}\right)^2, & \text{av } \frac{w_m}{t_s} \leq 1 \end{cases} \quad (3.13)$$

Με βάση τις παραπάνω σχέσεις, η διάταξη 2-διαστάσεων μπορεί να μετασχηματιστεί σε διάταξη 1-διάστασης. Από τις σχέσεις (3.1) – (3.7) είναι δυνατό να υπολογιστούν οι τιμές των στοιχείων του μοντέλου για τη διάταξη 1-διάστασης που είναι ισοδύναμη με τη διάταξη 2-διαστάσεων. Από τις τιμές που θα προκύψουν μπορούν να υπολογιστούν οι τιμές των στοιχείων του μοντέλου του σχήματος 3.3α με βάση τις παρακάτω σχέσεις:

$$\text{εν σειρά στοιχεία: } R = \frac{R_m}{w_m} + \frac{R_s}{\text{eff}_{-w_{ms}}} \text{ και } L = \frac{L_m}{w_m} + \frac{L_i}{\text{eff}_{-w_{mi}}} + \frac{L_s}{\text{eff}_{-w_{ms}}} \quad (3.14\alpha)$$

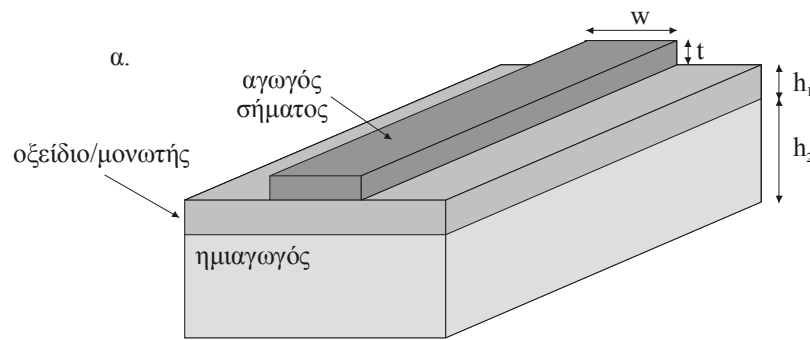
$$\text{εν παράλληλω στοιχεία: } C_1 = C_i \text{eff}_{-w_{mi}}, C_2 = C_s \text{eff}_{-w_{ms}} \text{ και } G_2 = G_s \text{eff}_{-w_{ms}} \quad (3.14\beta)$$

Το παραπάνω μοντέλο αναπτύχθηκε τόσο στο HSpice όσο και στο Matlab. Ο αντίστοιχος κώδικας υπάρχει στο Παράρτημα. Τα αποτελέσματα για μικροταινίες συγκεκριμένων γεωμετρικών διαστάσεων, με υλικά συγκεκριμένων ηλεκτρικών ιδιοτήτων και για ένα μεγάλο φάσμα συχνοτήτων που παρουσιάζονται τόσο στο άρθρο του Williams όσο και σ' αυτό του Jin και των συνεργατών του συγκρίθηκαν με αυτά που προέκυψαν από προσομοιώσεις τόσο στο HSpice όσο και στο Matlab. Μεταξύ των αποτελεσμάτων υπήρχε απόλυτη ταύτιση, γεγονός που πιστοποιεί την ορθότητα των μοντέλων στο HSpice και στο Matlab. Θα πρέπει, πάντως, να παρατηρήσουμε, ότι ο Jin και οι συνεργάτες του, όπως αναφέρθηκε και παραπάνω, παρόλο που ως μοντέλο 1-διάστασης θεώρησαν

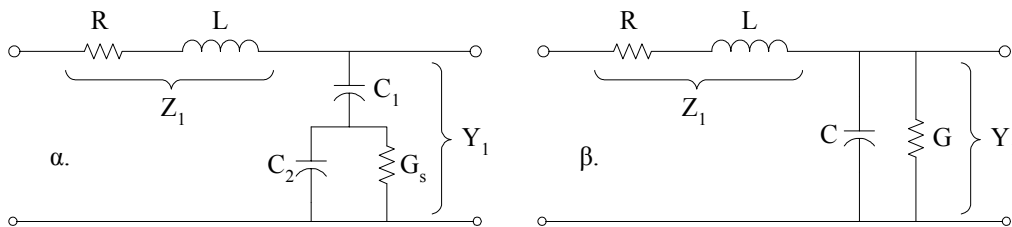
αυτό του Williams, χρησιμοποίησαν τις σχέσεις διόρθωσης πλάτους (3.8) και (3.9). Για το λόγο αυτό, αυτές συμπεριλήφθηκαν στην ανάπτυξη του μοντέλου τόσο στο HSpice όσο και στο Matlab.

3.2. Το μοντέλο των Eo και Eisenstadt

Στην εργασία τους [27], οι Eo και Eisenstadt ανέπτυξαν ένα μοντέλο για τη μοντελοποίηση της απλής δομής μικροταινίας (σχήμα 3.6) βασιζόμενοι σε μετρήσεις που έκαναν για τις S-παραμέτρους της μικροταινίας. Από τις μετρήσεις γίνεται σαφές ότι το απλό μοντέλο του κατανεμημένου δικτύωματος RC που κατά κανόνα χρησιμοποιείται από τους σχεδιαστές δεν μπορεί να αποδώσει σωστά τα χαρακτηριστικά διάδοσης της μικροταινίας στις υψηλές συχνότητες, ενώ, παράλληλα γίνεται φανερό ότι τα κυκλωματικά χαρακτηριστικά της γραμμής μεταβάλλονται με τη συχνότητα. Το μοντέλο που προτάθηκε φαίνεται στη σχήμα 3.7α και μία ισοδύναμη έκφρασή του στο σχήμα 3.7β. Παρακάτω, παρουσιάζονται οι σχέσεις που προτάθηκαν για τον υπολογισμό των στοιχείων του ισοδύναμου κυκλώματος. Αρχικά παρουσιάζονται οι σχέσεις που ισχύουν στην περιοχή των χαμηλών συχνοτήτων και στη συνέχεια οι αντίστοιχες σχέσεις για υψηλές συχνότητες.



Σχήμα 3.6 – Απλή δομή μικροταινίας



Σχήμα 3.7 – Ισοδύναμα κυκλωματικά μοντέλα της διάταξης μικροταινίας

Για σχετικά χαμηλές συχνότητες, οι εξισώσεις που προτείνονται για τον υπολογισμό των τιμών των στοιχείων του κυκλώματος του σχήματος 3.7α είναι:

$$L = \mu_0 F(h_2 + h_1, w) \quad (3.15)$$

$$R = 1/(\sigma_{\text{metal}} \cdot w \cdot t) \quad (3.16)$$

$$C_1 = \epsilon_0 \epsilon_{\text{eff}}(\epsilon_{\text{SiO}_2}, h_1)/F(h_1, w) \quad (3.17)$$

$$C_2 = \epsilon_0 \epsilon_{\text{eff}}(\epsilon_{\text{Si}}, h_2)/F(h_2, w) \quad (3.18)$$

$$G_s = \frac{\sigma_{\text{Si}} \left[1 + (1 + 10 \cdot h_2/w)^{-1/2} \right]}{2F(h_2, w)} \quad (3.19)$$

$$F(h, w) = \begin{cases} \frac{1}{2\pi} \ln\left(\frac{8h}{w} + \frac{w}{4h}\right), & \text{av } \frac{w}{h} \leq 1 \\ \frac{1}{w/h + 2.42 - 0.44 \cdot h/w + (1 - h/w)^6}, & \text{av } \frac{w}{h} \geq 1 \end{cases} \quad (3.20)$$

$$\text{και} \quad \varepsilon_{\text{eff}}(\varepsilon, h) = \frac{\varepsilon + 1}{2} + \frac{\varepsilon - 1}{2 \cdot \sqrt{1 + 10 \cdot h/w}} \quad (3.21)$$

όπου $h = h_1 + h_2$. Οι παράμετροι που εμφανίζονται στις παραπάνω εξισώσεις εξηγούνται στο σχήμα 3.6. Όσον αφορά την αντίσταση της επιφάνειας γείωσης, θεωρώντας ότι η επιφάνεια αυτή είναι πολύ μεγάλη και έχει ίδιο συντελεστή αγωγιμότητας με αυτόν του αγωγού σήματος, μπορεί να αγνοηθεί επειδή είναι πολύ μικρή.

Με την αύξηση της συχνότητας, οι παραπάνω σχέσεις δε μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την εύρεση των τιμών των στοιχείων του ισοδύναμου μοντέλου. Για τον υπολογισμό τους, στις υψηλές συχνότητες, θα πρέπει να ληφθεί υπόψη το “επιδερμικό φαινόμενο”. Λόγω του “επιδερμικού φαινομένου”, η κατανομή της πυκνότητας ρεύματος στον αγωγό σήματος δεν είναι πλέον ομοιόμορφη. Για αγωγούς απείρου πάχους, η κατανομή αυτή είναι φθίνουσα εκθετική και μπορεί να θεωρηθεί ισοδύναμη με ομοιόμορφη κατανομή ρεύματος σε περιοχή πάχους ίση με το “επιδερμικό βάθος” (σχέση (2.62)). Επειδή στην περίπτωση μας, ο αγωγός σήματος δεν έχει άπειρο πάχος, μπορεί να υπολογιστεί ένα ισοδύναμο “επιδερμικό βάθος” στο οποίο η κατανομή του ρεύματος είναι ομοιόμορφη. Το ισοδύναμο αυτό “επιδερμικό βάθος”, σύμφωνα με τους Eo και Eisenstadt, δίνεται από τη σχέση:

$$\delta^* = \delta \left(1 - e^{-\frac{t}{\delta}} \right) \left(1 + \frac{t}{w} \right) \quad (3.22)$$

όπου το δ είναι το “επιδερμικό βάθος” και δίνεται από τη σχέση (2.62). Με βάση τη σχέση (3.22), η αντίσταση του αγωγού σήματος στις υψηλές συχνότητες θα είναι:

$$R = \frac{1}{\sigma_{\text{metal}} \cdot \delta^*} \left(\frac{\ell}{w} \right) = \frac{1}{\sigma_{\text{metal}} \cdot \delta \cdot (1 - e^{-t/\delta}) (t + w)} \cdot \ell \quad (3.23)$$

όπου ℓ το μήκος του αγωγού σήματος. Για τον υπολογισμό της αντίστασης σε οποιαδήποτε συχνότητα μπορεί γενικά να χρησιμοποιηθεί η σχέση:

$$R = \begin{cases} R_{\text{dc}} = \frac{1}{\sigma_{\text{metal}} \cdot w \cdot t} \cdot \ell, & \text{αν } R_{\text{dc}} > R_{\text{ac}} \\ R_{\text{ac}} = \frac{1}{\sigma_{\text{metal}} \cdot \delta \cdot (1 - e^{-t/\delta}) (t + w)} \cdot \ell, & \text{αν } R_{\text{ac}} > R_{\text{dc}} \end{cases} \quad (3.24)$$

Για τον υπολογισμό της χωρητικότητας θα πρέπει να ληφθεί υπόψη η μεταβολή της ισοδύναμης σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς με τη συχνότητα. Ως σχέση που περιγράφει τη μεταβολή της σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς με τη συχνότητα, προτείνεται η:

$$\varepsilon_r(f) = \varepsilon_r - \frac{\varepsilon_r - \varepsilon_{\text{eff}}}{(1 + (f/f_t)^2)} \quad (3.25)$$

όπου f_t είναι η συχνότητα αποκοπής του κατώτερου ρυθμού TE που μπορεί να μεταδοθεί στη μικροταινία και δίνεται από τη σχέση:

$$f_t = \frac{c^2 Z_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r}{2 \cdot h \cdot \sqrt{\varepsilon_{\text{eff}} \varepsilon_r}} \quad (3.26)$$

Στην παραπάνω σχέση, c είναι η ταχύτητα του φωτός και Z_0 είναι η χαρακτηριστική αντίσταση της μικροταινίας που δίνεται από τη σχέση:

$$Z_0 = \frac{120 \cdot \pi \cdot F(h, w)}{\sqrt{\varepsilon_{\text{eff}}}} \quad (3.27)$$

Χρησιμοποιώντας τη σχέση (3.25) για τον υπολογισμό της σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς, οι χωρητικότητες τόσο της περιοχής του οξειδίου όσο και της περιοχής του αγωγού μπορούν να υπολογιστούν από τις σχέσεις (3.17), (3.18) αντικαθιστώντας την ισοδύναμη σχετική διηλεκτρική σταθερά με αυτή που δίνεται από τη σχέση (3.25). Η χωρητικότητα, πάντως, που μπορεί να υπολογιστεί με βάση τις παραπάνω σχέσεις είναι η χωρητικότητα που οφείλεται στο πεδίο μεταξύ των παράλληλων επιφανειών του αγωγού σήματος και της επιφάνειας γείωσης. Αν ο αγωγός σήματος θεωρη-

θεί ότι έχει πάχος συγκρίσιμο με το πλάτος του, θα πρέπει να ληφθεί υπόψη και η χωρητικότητα που οφείλεται στο πεδίο από τις περιμετρικές επιφάνειες του αγωγού προς την αγωγίμη επιφάνεια γείωσης (fringing capacitance). Για τον υπολογισμό της χωρητικότητας αυτής, χρησιμοποιείται η σχέση που προτάθηκε από τους Yuan και Trick [28]:

$$C_f = \varepsilon \frac{2\pi}{\ln \left[1 + \frac{2 \cdot h}{t} + \sqrt{\frac{2 \cdot h}{t} \left(\frac{2 \cdot h}{t} + 2 \right)} \right]} \quad (3.28)$$

Στην παραπάνω σχέση, ε είναι η διηλεκτρική σταθερά του διπλού στρώματος οξειδίου – ημιαγωγού. Προκειμένου να υπολογιστεί η διηλεκτρική αυτή σταθερά, προτείνεται η σχέση:

$$\varepsilon = \frac{\varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \cdot \varepsilon_0 \quad (3.29)$$

όπου ε_1 είναι η σχετική διηλεκτρική σταθερά του οξειδίου (SiO_2) και ε_2 είναι αυτή του ημιαγωγού (Si). Η χωρητικότητα αυτή θα πρέπει να προστεθεί στη συνολική χωρητικότητα της μικροταινίας (C – σχήμα 3.7β), η οποία υπολογίζεται με απλή εφαρμογή κυκλωματικών κανόνων στη διάταξη του σχήματος 3.7α:

$$C = \frac{G_s^2 C_1 + \omega^2 C_1 C_2 (C_1 + C_2)}{G_s^2 + \omega^2 (C_1 + C_2)^2} \quad (3.30)$$

Με τον ίδιο τρόπο, μπορεί να υπολογιστεί και η συνολική αγωγιμότητα:

$$G = \frac{\omega^2 C_1^2 G_s}{G_s^2 + \omega^2 (C_1 + C_2)^2} \quad (3.31)$$

Τέλος, η επαγωγή θεωρείται σταθερή σε κάθε συχνότητα και εξαρτώμενη από τις γεωμετρικές διαστάσεις της μικροταινίας. Θεωρώντας αγωγό σήματος τετραγωνικής διατομής, η σχέση που προτείνεται για τον υπολογισμό της είναι:

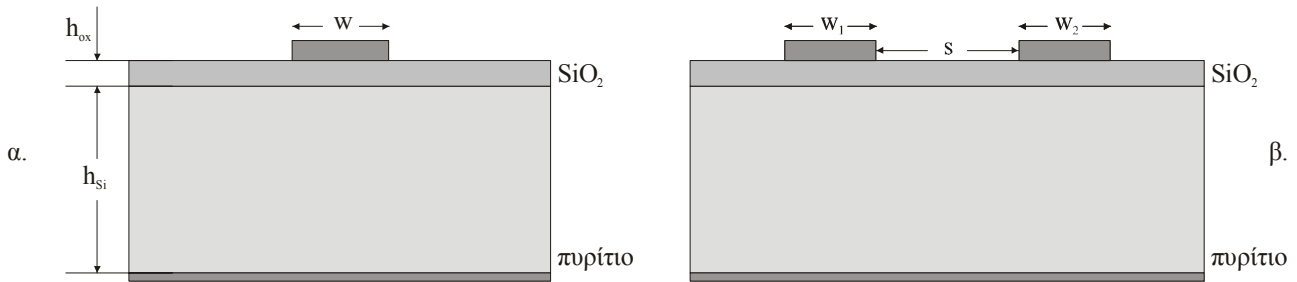
$$L = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \left[\left(\frac{h}{0.59w} + 1.1 \right) - 0.5 + \sqrt{\left(\frac{h}{0.59w} + 1.1 \right)^2 - 1.05} \right] \quad (3.32)$$

Το παραπάνω μοντέλο αναπτύχθηκε τόσο στο HSpice όσο και στο Matlab. Δυστυχώς, δεν ήταν δυνατός ο πλήρης έλεγχος της ορθότητας με την οποία αναπτύχθηκαν τα μοντέλα συγκρίνοντας με τα αποτελέσματα που δίνονται στην εργασία, και αυτό διότι στην εργασία δεν δίνονται ορισμένες τιμές ή χαρακτηριστικά της μικροταινίας, απαραίτητα για τον υπολογισμό των τιμών των στοιχείων του μοντέλου. Προκειμένου να γίνει ένας ποιοτικός έλεγχος της ορθότητας των μοντέλων στο Matlab και το HSpice, για όσα χαρακτηριστικά δεν δίνονταν τιμές χρησιμοποιήθηκαν κάποιες τυπικές τιμές. Η μορφή των αποτελεσμάτων ήταν παρόμοια με αυτή των αποτελεσμάτων στην εργασία και ποιοτικά παρουσίαζαν την ίδια συμπεριφορά. Έγινε, επίσης, προσπάθεια με βάση τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται στην εργασία να προκύψουν οι τιμές των διαφόρων χαρακτηριστικών που δεν δίνονταν και με τις τιμές αυτές να γίνει η προσομοίωση των μοντέλων του HSpice και του Matlab. Τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων παρουσίασαν ταύτιση με αυτά της εργασίας, εκτός από τη χωρητικότητα και την αγωγιμότητα που παρουσίασαν ποσοτικές (όχι ποιοτικές) διαφορές. Οι διαφορές αυτές, όμως, οφείλονται στο γεγονός ότι για την προσομοίωση θεωρήθηκε μόνο ένα στρώμα οξειδίου αντί των τριών για τα οποία παρουσιάζονται τα αποτελέσματα στο άρθρο. Με τον τρόπο αυτό, διαπιστώθηκε ότι τα μοντέλα που αναπτύχθηκαν στο HSpice και το Matlab είναι σχεδόν σύγυρα ίδια με αυτό που προτείνεται στην εργασία.

3.3. Το μοντέλο του Weisshaar και των συνεργατών του

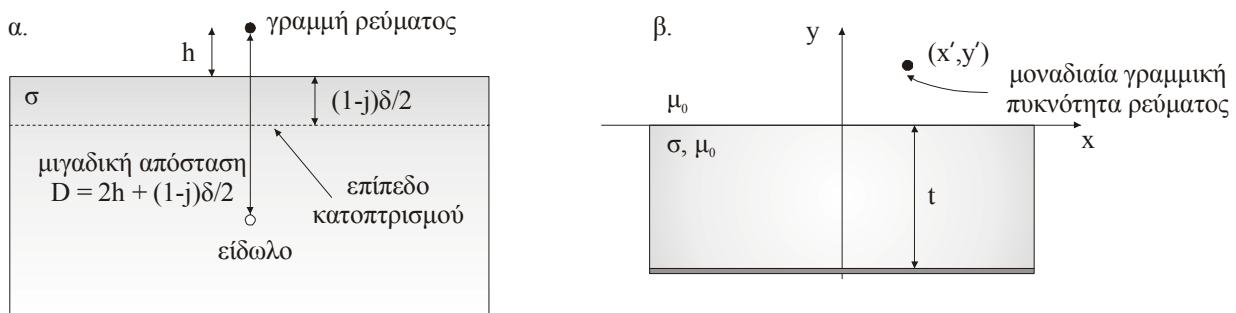
Στην εργασία τους [29], ο Weisshaar και οι συνεργάτες του εστίασαν την προσοχή τους στην εύρεση απλών κυκλωματικών μοντέλων με αντίστοιχους απλούς τύπους, κλειστής μορφής, για την εύρεση της τιμής των στοιχείων των μοντέλων, που να μοντελοποιούν με όσο το δυνατό μεγαλύτερη ακρίβεια τόσο τη δομή απλής μικροταινίας (σχήμα 3.8α) όσο και τη δομή δύο παράλληλων, στο

ίδιο επίπεδο και σε πεπερασμένη απόσταση μεταξύ τους μικροταινιών (σχήμα 3.8β). Η μεθοδολογία που ακολουθήθηκε βασίστηκε στη θεωρία των ειδώλων (complex image theory) και τα κύρια σημεία της θα παρουσιαστούν παρακάτω. Προσοχή δόθηκε κυρίως στη σωστή μοντελοποίηση της επίδρασης του στρώματος ημιαγωγού του υποστρώματος στη διάδοση ενός σήματος, που, ειδικά για την περίπτωση που ο ημιαγωγός είναι το πυρίτιο και ακόμα περισσότερο αν αυτό είναι ισχυρά νοθευμένο, αποτελεί δύσκολο εγχείρημα, λόγω των φυσικών φαινομένων (εξαρτώμενα από τη συχνότητα ρεύματα - δινορεύματα) που αυτός παρουσιάζει και οφείλονται στη μη μηδενική του αγωγιμότητα.



Σχήμα 3.8 – (α) Απλή μικροταινία και (β) συνεπίπεδες μικροταινίες

Αρχικά μελετήθηκε η απλή δομή του σχήματος 3.9α, στην οποία γραμμική ρευματική κατανομή σε περιοχή με συνθήκες κενού βρίσκεται πάνω από ημιάπειρη περιοχή που παρουσιάζει αγωγιμότητα σ . Η επίδραση της ημιάπειρης αυτής περιοχής στον υπολογισμό των μεγεθών του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου στο χώρο, σύμφωνα με τη θεωρία των ειδώλων, ισοδυναμεί με αυτή μίας ίδιας με την υπάρχουσα γραμμικής ρευματικής κατανομής σε κατάλληλη απόσταση από την υπάρχουσα γραμμική ρευματική κατανομή. Επομένως, ο ημιάπειρος χώρος μπορεί να αντικατασταθεί από γραμμική ρευματική κατανομή. Σύμφωνα και πάλι με τη θεωρία των ειδώλων, η διάταξη δύο γραμμικών ρευματικών κατανομών, μπορεί να αντικατασταθεί από διάταξη με μία γραμμική ρευματική κατανομή και απείρως αγώγιμη επιφάνεια που βρίσκεται στο μέσο της απόστασης που είχαν οι γραμμικές ρευματικές κατανομές. Επομένως, η αρχική διάταξη της γραμμικής ρευματικής κατανομής πάνω από ημιάπειρο αγώγιμο χώρο μπορεί να αντικατασταθεί από διάταξη γραμμικής ρευματικής κατανομής πάνω από απείρως αγώγιμη επιφάνεια και σε κατάλληλη απόσταση από αυτή.



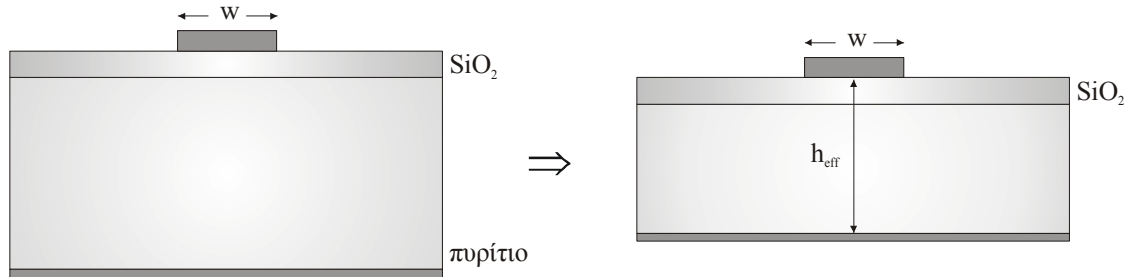
Σχήμα 3.9 – Εφαρμογή θεωρίας ειδώλων σε ημιάπειρη (α) και πεπερασμένη (β) περιοχή υποστρώματος

Η ίδια μεθοδολογία μπορεί να εφαρμοστεί και στην περίπτωση που η γραμμική ρευματική κατανομή βρίσκεται πάνω από οριοθετημένη αγώγιμη περιοχή, στο κάτω μέρος της οποίας βρίσκεται απείρως αγώγιμη επιφάνεια (σχήμα 3.9β), αν το “επιδερμικό βάθος” είναι αρκετά μικρότερο από το πάχος της αγώγιμης περιοχής (t). Τέλος, με την επιπλέον παραδοχή ότι το πλάτος του αγωγού σήματος στη μικροταινία είναι σχετικά μικρό, το ίδιο σκεπτικό μπορεί να εφαρμοστεί στην περίπτωση της δομής απλής μικροταινίας. Έτσι, αντί του στρώματος ημιαγωγού στο υπόστρωμα πάνω από μεταλλική επιφάνεια γείωσης στη δομή μικροταινίας, μπορεί να θεωρηθεί μη αγώγιμη περιοχή με κατάλληλο πάχος, κάτω από την οποία θα υπάρχει η μεταλλική επιφάνεια γείωσης. Δηλαδή, η απλή

δομή μικροταινίας μπορεί να αντικατασταθεί από ισοδύναμη δομή όπου το αγώγιμο στρώμα του ημιαγωγού έχει αντικατασταθεί από μη αγώγιμο στρώμα λεπτότερου πάχους, ενώ η απόσταση μεταξύ αγωγού σήματος και επιφάνειας γείωσης θα είναι μειωμένη και ίση με h_{eff} (σχήμα 3.10). Η νέα αυτή απόσταση μεταξύ αγωγού σήματος και επιφάνειας γείωσης, μετά από τη θεωρητική μελέτη που παρουσιάζεται στην εργασία του Weisshaar και των συνεργατών του, προκύπτει ίση με:

$$h_{\text{eff}} = h_{\text{ox}} + \frac{1-j}{2} \delta \cdot \tanh\left[\frac{(1+j)h_{\text{si}}}{\delta}\right] \quad (3.33)$$

όπου h_{ox} είναι το πάχος του στρώματος οξειδίου, δ είναι το “επιδερμικό βάθος” στην περιοχή του στρώματος ημιαγωγού και h_{si} είναι το πάχος του στρώματος ημιαγωγού (στην περίπτωση που μελετάται, ημιαγωγός είναι το πυρίτιο).



Σχήμα 3.10 – Αντικατάσταση της αγώγιμης περιοχής υποστρώματος από μη αγώγιμη πάχους h_{eff}

Έχοντας βρει μία απλούστερη ισοδύναμη διάταξη της δομής μικροταινίας, ο Weisshaar και οι συνεργάτες του πρότειναν τη χρήση υπαρχουσών εξισώσεων για την απλούστερη αυτή δομή, από τις οποίες μπορούν να προκύψουν σχέσεις για τον υπολογισμό διαφόρων κυκλωματικών μεγεθών της δομής μικροταινίας. Το ισοδύναμο κύκλωμα για την απλή δομή μικροταινίας που προτάθηκε είναι, και στην περίπτωση αυτή, αυτό του σχήματος 3.3α. Ο υπολογισμός των τιμών των εν σειρά στοιχείων γίνεται με βάση τις σχέσεις:

$$L(\omega) = \text{Re}\{L_{\text{cf}}(h\#h_{\text{eff}})\} \quad (3.34)$$

και

$$R(\omega) = -\omega \cdot \text{Im}\{L_{\text{cf}}(h\#h_{\text{eff}})\} \quad (3.35)$$

όπου L_{cf} αντιστοιχεί σε ήδη υπάρχουσα και γνωστή από τη βιβλιογραφία σχέση κλειστού τύπου για τον υπολογισμό της επαγωγής σε δομή με αγωγό σήματος, υπόστρωμα αποτελούμενο από μη αγώγιμα στρώματα και μεταλλική επιφάνεια γείωσης, και ο συμβολισμός $h\#h_{\text{eff}}$ υπονοεί αντικατάσταση στη σχέση για το L_{cf} του μεγέθους h (απόσταση αγωγού σήματος από μεταλλική επιφάνεια γείωσης) από το h_{eff} (μικραδική ισοδύναμη απόσταση αγωγού σήματος από μεταλλική επιφάνεια). Η σχέση που προτιμήθηκε και προτάθηκε από το Weisshaar και τους συνεργάτες του για το L_{cf} είναι η παρακάτω, που είχε αρχικά προταθεί από τον Wheeler και είχε προκύψει με την παραδοχή τέλειων αγωγών:

$$L_{\text{cf}}\left(\frac{w}{h}\right) = \frac{\mu_0}{4\pi} \ln\left\{1 + 32\left(\frac{h}{w}\right)^2 \left[1 + \sqrt{1 + \left(\frac{\pi w}{8h}\right)^2}\right]\right\} \quad (3.36)$$

Μέχρι στιγμής, έχουν παρουσιαστεί οι σχέσεις με βάση τις οποίες είναι δυνατός ο υπολογισμός των τιμών των εν σειρά στοιχείων του μοντέλου του σχήματος 3.3α. Παρακάτω παρουσιάζονται οι σχέσεις που προτάθηκαν για τον υπολογισμό των εν παραλλήλω στοιχείων. Ο τρόπος με τον οποίο προκύπτουν οι σχέσεις αυτές βασίζεται στις ηλεκτρικές ιδιότητες της δομής μικροταινίας. Θεωρώντας τη χαρακτηριστική αγωγιμότητα του στρώματος ημιαγωγού του υποστρώματος:

$$Y = G + j\omega C \quad (3.37)$$

όπου G η αγωγιμότητα και C η χωρητικότητα του ημιαγωγού (πυριτίου), μπορούμε να παρατηρήσουμε ότι όταν η συχνότητα είναι μικρή, η χαρακτηριστική αγωγιμότητα χαρακτηρίζεται κυρίως από την αγωγιμότητα G του ημιαγωγού, ενώ όταν η συχνότητα είναι υψηλή, κυρίως από τη χωρητικότητα του ημιαγωγού. Στο όριο που $\omega = 0$, μπορούμε να θεωρήσουμε ότι ο ημιαγωγός αποκτά

χαρακτήρα αγωγού και αποτελεί πλέον τμήμα του αγώγιμης επιφάνειας γείωσης. Στην περίπτωση αυτή η δομή της μικροταινίας μπορεί να θεωρηθεί σαν δομή μικροταινίας με υπόστρωμα ενός στρώματος (οξειδίου) και αγώγιμη επιφάνεια γείωσης. Στο όριο που $\omega \rightarrow \infty$, ο ημιαγωγός αποκτά χωρητικό χαρακτήρα, οπότε το υπόστρωμα μπορεί να θεωρηθεί πλέον σαν ένα διπλό στρώμα διηλεκτρικού (με διαφορετική σχετική διηλεκτρική σταθερά σε κάθε στρώμα) χωρίς απώλειες. Στο όριο $\omega = 0$, η χωρητικότητα της μικροταινίας συμβολίζεται με C_{ox} και είναι ίση με τη χωρητικότητα του στρώματος οξειδίου, ενώ στο όριο $\omega \rightarrow \infty$ συμβολίζεται με C_{∞} .

Με βάση το ισοδύναμο κύκλωμα του σχήματος 3.3α και σύμφωνα με απλούς κυκλωματικούς κανόνες, υπολογίζεται η χαρακτηριστική αγωγιμότητα των εν παραλλήλω στοιχείων του κυκλώματος που θα είναι ίση με:

$$Y(\omega) = \frac{\omega^2 G_{si} C_{ox}^2 + j\omega [\omega^2 C_{si} C_{ox} (C_{si} + C_{ox}) + C_{ox} G_{si}^2]}{G_{si}^2 + \omega^2 (C_{si} + C_{ox})^2} \quad (3.38)$$

απ' όπου:

$$G(\omega) = \frac{\omega^2 G_{si} C_{ox}^2}{G_{si}^2 + \omega^2 (C_{si} + C_{ox})^2} \quad (3.39)$$

και

$$C(\omega) = \frac{\omega^2 C_{si} C_{ox} (C_{si} + C_{ox}) + C_{ox} G_{si}^2}{G_{si}^2 + \omega^2 (C_{si} + C_{ox})^2} \quad (3.40)$$

Από την (3.40) μπορεί αρχικά να φανεί ότι για $\omega = 0$, θα είναι $C(\omega) = C_{ox}$. Για το όριο $\omega \rightarrow \infty$, από την ίδια σχέση προκύπτει ότι:

$$C_{si} = \frac{C_{ox} C_{\infty}}{C_{ox} - C_{\infty}} \quad (3.41)$$

Επομένως, όπως μπορεί να φανεί από τα παραπάνω, με γνωστές τις χωρητικότητες της μικροταινίας για τα όρια $\omega = 0$ (οπότε η χωρητικότητα είναι ίση με τη χωρητικότητα του οξειδίου) και $\omega \rightarrow \infty$, είναι δυνατό να υπολογιστεί η χωρητικότητα του στρώματος ημιαγωγού). Για τον υπολογισμό της αγωγιμότητας του ημιαγωγού χρησιμοποιείται η σχέση:

$$G_{si} = \frac{\sigma_{si}}{\epsilon_0 \epsilon_{si}} C_{si} \quad (3.42)$$

όπου σ_{si} είναι ο συντελεστής αγωγιμότητας του ημιαγωγού και ϵ_{si} η σχετική διηλεκτρική σταθερά του (ημιαγωγός θεωρείται το πυρίτιο). Οι σχέσεις με βάση τις οποίες μπορούν να υπολογιστούν τα C_{ox} και C_{∞} παρουσιάζονται παρακάτω.

Αρχικά, για τον υπολογισμό του C_{ox} , όπως αναφέρθηκε και παραπάνω, μπορεί να θεωρηθεί δομή μικροταινίας με υπόστρωμα ενός στρώματος, όπου το στρώμα αυτό θα είναι το οξειδίο. Ο υπολογισμός της χωρητικότητας της μικροταινίας για την περίπτωση μικροταινίας με υπόστρωμα ενός στρώματος γίνεται με βάση εξισώσεις που προτείνονται από τον Collin [22]. Σύμφωνα με τον Collin, για τον υπολογισμό της χωρητικότητας της μικροταινίας, απαραίτητος είναι ο πρωτύτερος υπολογισμός της αντίστοιχης χωρητικότητας, σε περίπτωση που η περιοχή του υποστρώματος αποτελείται από αέρα. Ο υπολογισμός αυτός μπορεί να γίνει με βάση τη σχέση:

$$C_a = \begin{cases} \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln\left(\frac{8h}{w} + \frac{w}{4h}\right)}, & \text{αν } \frac{w}{h} \leq 1 \\ \epsilon_0 \left[\frac{w}{h} + 1.393 + 0.667 \cdot \ln\left(\frac{w}{h} + 1.444\right) \right], & \text{αν } \frac{w}{h} > 1 \end{cases} \quad (3.43)$$

όπου h το πάχος του υποστρώματος και w το πλάτος του αγωγού σήματος για την περίπτωση που αυτός έχει θεωρηθεί μηδενικού πάχους. Σε περίπτωση που το πάχος του αγωγού είναι συγκρίσιμο με το πλάτος του, θα πρέπει αντί του πλάτους w να ληφθεί μία ισοδύναμη έκφρασή του:

$$w_{\text{eff}} = w + 0.398 \cdot t \cdot \left(1 + \ln\left(\frac{4\pi w}{t}\right) \right), \quad \text{αν } \frac{w}{h} \leq \frac{1}{2\pi}$$

$$\eta \quad w_{\text{eff}} = w + 0.398 \cdot t \cdot \left(1 + \ln\left(\frac{2h}{t}\right) \right), \quad \text{αν} \quad \frac{w}{h} > \frac{1}{2\pi} \quad (3.44)$$

όπου t το πάχος του αγωγού σήματος.

Προκειμένου να ληφθεί υπόψη η επίδραση του περιβάλλοντος χώρου της μικροταινίας εκτός από το υπόστρωμα στον υπολογισμό της χωρητικότητας, αντί της σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς του υλικού του υποστρώματος, χρησιμοποιείται μία ισοδύναμη σχετική διηλεκτρική σταθερά:

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \frac{\varepsilon_r + 1}{2} + \frac{\varepsilon_r - 1}{2} \left(1 + 12 \frac{h}{w} \right)^{-1/2} + F(\varepsilon_r, h) - 0.217(\varepsilon_r - 1) \frac{t}{\sqrt{w \cdot h}} \quad (3.45)$$

όπου ε_r η σχετική διηλεκτρική σταθερά του υλικού του υποστρώματος και F ένας διορθωτικός όρος για τον οποίο ισχύει:

$$F(\varepsilon_r, h) = \begin{cases} 0.02(\varepsilon_r - 1) \left(1 - \frac{w}{h} \right)^2, & \text{αν} \quad \frac{w}{h} \leq 1 \\ 0, & \text{αν} \quad \frac{w}{h} > 1 \end{cases} \quad (3.46)$$

Έχοντας υπολογίσει τα παραπάνω μεγέθη, η χωρητικότητα του υποστρώματος δίνεται από τη σχέση:

$$C = \varepsilon_{\text{eff}} C_a \quad (3.47)$$

Με βάση την ανάλυση που έγινε για τη δομή μικροταινίας με διπλό υπόστρωμα από οξειδίο και ημιαγωγό, οι παραπάνω σχέσεις μπορούν να μας δώσουν τη χωρητικότητα της μικροταινίας για το όριο $\omega = 0$, που είναι ίση με τη χωρητικότητα του στρώματος οξειδίου. Παραμένει ο υπολογισμός της χωρητικότητας C_∞ , ώστε να μπορούν να υπολογιστούν όλες οι τιμές των στοιχείων του μοντέλου που προτάθηκε από τον Weisshaar και τους συνεργάτες του.

Η χωρητικότητα C_∞ , όπως αναφέρθηκε και παραπάνω, αντιστοιχεί στη χωρητικότητα μικροταινίας στην οποία το υπόστρωμα αποτελείται από ένα διπλό στρώμα διηλεκτρικού χωρίς απώλειες (στην περίπτωση μας το ένα στρώμα είναι το οξειδίο, ενώ το άλλο στρώμα είναι ο ημιαγωγός, για τον οποίο, όμως, θεωρούμε μηδενικές απώλειες). Για τον υπολογισμό της χωρητικότητας αυτής, ο Weisshaar και οι συνεργάτες του πρότειναν τη μεθοδολογία των Yoon και Kim [12]. Η μέθοδος που προτείνουν στην εργασία τους οι Yoon και Kim για τον υπολογισμό της χωρητικότητας μίας τέτοιας μικροταινίας, βασίζεται στη μέθοδο της σύμμορφης απεικόνισης (conformal mapping). Σύμφωνα με τη μέθοδο αυτή, η γεωμετρία της δομής της μικροταινίας μπορεί να μετασχηματιστεί σε ισοδύναμη γεωμετρία που διευκολύνει τους υπολογισμούς και στην οποία ορισμένα μεγέθη, όπως η χωρητικότητα, παραμένουν ίσα με αυτά της αρχικής γεωμετρίας. Επιπλέον, έχει θεωρηθεί ότι ο ρυθμός που μεταδίδεται στη μικροταινία είναι τύπου quasi-TEM.

Σύμφωνα με τους Yoon και Kim, η χωρητικότητα μικροταινίας με διπλό στρώμα διηλεκτρικού ως υπόστρωμα, δίνεται από τη σχέση:

$$C = C_{\text{air}} + 2(\varepsilon_{\text{eq}} - 1)\varepsilon_0 \frac{K(k')}{K(k)} \quad (3.48)$$

όπου C_{air} είναι η χωρητικότητα της μικροταινίας στην περίπτωση που στην περιοχή του υποστρώματος υπήρχε αέρας, ε_{eq} είναι η ισοδύναμη σχετική διηλεκτρική σταθερά όλου του υποστρώματος, σε περίπτωση που θεωρούσαμε ότι αυτό αποτελείται από ένα μόνο υλικό, $K(k)$ είναι το πλήρες ολοκλήρωμα έλλειψης πρώτης τάξης ενώ:

$$k = \frac{1}{\cosh(\pi w / (4h))} \quad \text{και} \quad k' = \sqrt{1 - k^2} \quad (3.49)$$

είναι μεταβλητές που έχουν προκύψει από την εφαρμογή της μεθόδου της σύμμορφης απεικόνισης. Η μεταβλητή h στη σχέση (3.49) είναι το ύψος όλης της περιοχής του υποστρώματος.

Η ισοδύναμη σχετική διηλεκτρική σταθερά όλου του υποστρώματος δίνεται από τη σχέση:

$$\varepsilon_{\text{eq}} = \frac{\varepsilon_{r1}\varepsilon_{r2}(d_1 + d_2)}{\varepsilon_{r1}d_2 + \varepsilon_{r2}d_1} \quad (3.50)$$

όπου ϵ_{r1} και ϵ_{r2} οι σχετικές διηλεκτρικές σταθερές καθενός από τα δύο διαφορετικά στρώματα που αποτελούν το υπόστρωμα και:

$$d_1 = \frac{K(k_1)}{K(k'_1)} \text{ και } d_2 = \frac{K(k)}{K(k')} - \frac{K(k_1)}{K(k'_1)} \quad (3.51)$$

όπου:

$$k_1 = \frac{1}{\cosh(\pi w / (4h_1))} \quad (3.52)$$

Το h_1 στην παραπάνω σχέση είναι το πάχος του στρώματος που έχει διηλεκτρική σταθερά ίση με ϵ_{r1} . Για τον υπολογισμό του λόγου των πλήρων ελλειπτικών ολοκληρωμάτων χρησιμοποιείται η προσέγγιση του Hilberg [30], σύμφωνα με την οποία ισχύει:

$$\frac{K(k)}{K(k')} \approx \begin{cases} \frac{2}{\pi} \ln \left(2\sqrt{\frac{1+k}{1-k}} \right), & \text{αν } \frac{1}{\sqrt{2}} \leq k \leq 1 \\ \frac{\pi}{2 \ln \left(2\sqrt{\frac{1+k'}{1-k'}} \right)}, & \text{αν } 0 \leq k \leq \frac{1}{\sqrt{2}} \end{cases} \quad (3.53)$$

Απομένει ο υπολογισμός της χωρητικότητας C_{air} . Έχοντας θεωρήσει ότι ο ρυθμός που μεταδίδεται είναι quasi-TEM, η χωρητικότητα C_{air} μπορεί να συνδεθεί με τη χαρακτηριστική αντίσταση της γραμμής σε περίπτωση που στην περιοχή του υποστρώματος υπάρχει αέρας (Z_0^{air}) με βάση τη σχέση:

$$C_{\text{air}} = (Z_0^{\text{air}} \cdot v_p)^{-1} \quad (3.54)$$

όπου v_p είναι η ταχύτητα φάσης του φωτός. Για τον υπολογισμό του Z_0^{air} προτείνεται η προσέγγιση των Hammerstad και Jensen [31]. Σύμφωνα με την προσέγγιση αυτή, η χαρακτηριστική αντίσταση μικροταινίας με υπόστρωμα ενός στρώματος δίνεται από τη σχέση:

$$Z_0(u) = \frac{n_0}{2\pi} \ln \left[\frac{f(u)}{u} + \sqrt{1 + \left(\frac{2}{u} \right)^2} \right] \quad (3.55)$$

όπου u είναι το κανονικοποιημένο πλάτος του αγωγού σήματος ως προς το πάχος του υποστρώματος και n_0 είναι η χαρακτηριστική αντίσταση του κενού, δηλαδή:

$$u = \frac{w}{h} \text{ και } n_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \quad (3.56)$$

Επίσης:

$$f(u) = 6 + (2\pi - 6) \cdot \exp \left[- \left(\frac{30.666}{u} \right)^{0.7528} \right] \quad (3.57)$$

Για την περίπτωση που το υλικό του υποστρώματος δεν είναι ο αέρας, οι Hammerstad και Jensen πρότειναν, επιπλέον, τη χρησιμοποίηση μίας ισοδύναμης σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς. Κάτι τέτοιο, όμως, δεν ισχύει για την περίπτωσή μας. Τέλος, στην περίπτωση που ο αγωγός σήματος έχει πλάτος συγκρίσιμο με το πάχος του, προτείνεται μία διόρθωση για το πλάτος που θα χρησιμοποιηθεί στις σχέσεις (3.55) και (3.57). Η διόρθωση αυτή είναι ίση με:

$$\Delta u = \frac{t}{\pi} \ln \left(1 + \frac{4 \cdot \exp(1)}{t \cdot \coth^2(\sqrt{6.517 \cdot u})} \right) \quad (3.58)$$

όπου t είναι το κανονικοποιημένο πάχος του αγωγού σήματος ως προς το πάχος του υποστρώματος. Επομένως, αντί του u , στις σχέσεις (3.55) και (3.57) θα πρέπει να θεωρηθεί το $u + \Delta u$.

Παραπάνω έγινε η παρουσίαση όλων των εξισώσεων που χρειάζονται για τον υπολογισμό των στοιχείων του μοντέλου που προτάθηκε από τον Weisshaar και τους συνεργάτες του. Μία παρατήρηση που θα μπορούσαμε να κάνουμε στο σημείο αυτό είναι ότι σε μερικές από τις εξισώσεις, όπως, π.χ. στην (3.36) ή την (3.49), ο αγωγός σήματος έχει θεωρηθεί μηδενικού πάχους και, με τον

τρόπο αυτό, δεν έχει ληφθεί πιθανή περίπτωση που το πάχος του είναι συγκρίσιμο με το πλάτος του. Για τις περιπτώσεις αυτές, η διόρθωση πλάτους που χρησιμοποιήθηκε στην ανάπτυξη του μοντέλου που προσομοιώθηκε είναι αυτή της σχέσης (3.44), όπου ως h έχει θεωρηθεί όλο το πάχος του υποστρώματος.

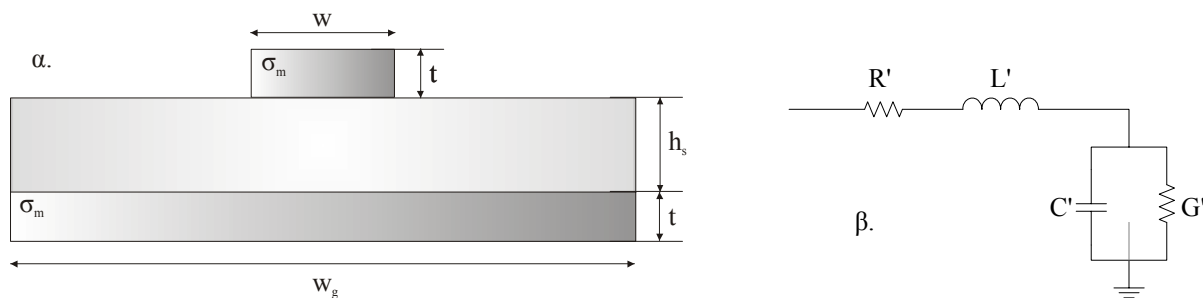
Οι παραπάνω εξισώσεις χρησιμοποιήθηκαν για την ανάπτυξη του μοντέλου του Weisshaar και των συνεργατών του τόσο στο HSpice όσο και στο Matlab. Ο αντίστοιχος κώδικας υπάρχει στο Παράρτημα. Τα αποτελέσματα που υπάρχουν στην εργασία του Weisshaar και των συνεργατών του συγκρίθηκαν με αυτά που προέκυψαν από αντίστοιχη προσομοίωση των μοντέλων στο HSpice και στο Matlab για ίδιες μικροταινίες με αυτές της εργασίας και τα αποτελέσματα ήταν απολύτως ίδια. Το γεγονός αυτό διαβεβαιώνει την ορθότητα με την οποία αναπτύχθηκαν τα μοντέλα τόσο στο HSpice όσο και στο Matlab.

3.4. Μία τροποποίηση του μοντέλου των Schnieder και Heinrich

Όλα τα μοντέλα που έχουν παρουσιαστεί μέχρι στιγμής, έχουν προκύψει θεωρώντας τη δομή μικροταινίας με υπόστρωμα αποτελούμενο από δύο στρώματα: ένα στρώμα οξειδίου (που κατά κανόνα θεωρείται το SiO_2) και ένα στρώμα ημιαγωγού (που κατά κανόνα θεωρείται το Si με ή χωρίς νόθευση). Εκτός των παραπάνω μοντέλων, επελέγη και ένα μοντέλο το οποίο έχει προταθεί για μικροταινίες με υπόστρωμα ενός στρώματος (ημιαγωγός), για το οποίο προτείνεται μία μέθοδος τροποποίησης ώστε να επεκταθεί και να μπορέσει να χρησιμοποιηθεί και για την περίπτωση δομής μικροταινίας με υπόστρωμα οξειδίου – ημιαγωγού. Το μοντέλο που χρησιμοποιήθηκε είναι αυτό των Schnieder και Heinrich [13], το οποίο είχε προταθεί για τη μοντελοποίηση μικροταινιών λεπτού φιλμ (thin-film), μικροταινιών, δηλαδή, με λεπτό, σε σχέση με το πάχος του αγωγού σήματος, υπόστρωμα. Αν και η προσοχή στο μοντέλο αυτό εστιάζεται σε thin-film δομές μικροταινίας, δεν υπάρχει κάποιος περιορισμός ώστε να μη μπορεί να εφαρμοστεί και στη γενική δομή μικροταινίας.

Το μοντέλο των Schnieder και Heinrich αποτελεί ένα συνδυασμό υπαρχόντων μοντέλων και σχέσεων, τα οποία είχαν προταθεί κατά καιρούς από διάφορους ερευνητές. Βασίζεται στην υπόθεση ότι έχουμε quasi-TEM μετάδοση του σήματος και κύριοι άξονές του είναι οι σχέσεις των Hammerstad και Jensen [31], η προσέγγιση του Gupta και η πρόταση μοντελοποίησης της ισοδύναμης αντίστασης και επαγωγής της μικροταινίας από τους Djordjević και Sarkar [24]. Παρακάτω, παρουσιάζονται η βασική ιδέα και οι σχέσεις που προτείνονται για τον υπολογισμό των τιμών του μοντέλου. Το προτεινόμενο μοντέλο, εν συνεχεία, επεκτείνεται ώστε να μπορεί να χρησιμοποιηθεί και για την περίπτωση υποστρώματος οξειδίου – ημιαγωγού.

Η δομή που μελετήθηκε από τους Schnieder και Heinrich καθώς και το μοντέλο που προτάθηκε για τη μοντελοποίησή της φαίνονται στο σχήμα 3.11. Οι σχέσεις για τον υπολογισμό των στοιχείων του ισοδύναμου κυκλωματικού μοντέλου δίνονται στη συνέχεια. Αρχικά, παρουσιάζονται οι σχέσεις για τον υπολογισμό της χωρητικότητας και αγωγιμότητας. Οι σχέσεις που χρησιμοποιούνται είναι αυτές που είχαν προταθεί από τους Hammerstad και Jensen και οι οποίες δίνουν τη μεγαλύτερη δυνατή ακρίβεια σε σχέση με άλλες που είχαν προταθεί κατά καιρούς από άλλους ερευνητές.



Σχήμα 3.11 – (α) Δομή thin-film μικροταινίας και (β) αντίστοιχο κυκλωματικό μοντέλο

Για τον υπολογισμό της ισοδύναμης χωρητικότητας, απαραίτητη είναι η καταρχήν εύρεση της

χωρητικότητας της μικροταινίας, σε περίπτωση που στην περιοχή του υποστρώματος υπήρχε αέρας. Η χωρητικότητα αυτή δίνεται από τη σχέση:

$$C'_\alpha = \frac{1}{c_0 \cdot Z_{L0}(w_{eq0})} \quad (3.59)$$

όπου Z_{L0} είναι η χαρακτηριστική αντίσταση της μικροταινίας σε περίπτωση που στην περιοχή του υποστρώματος υπήρχε αέρας, c_0 είναι η ταχύτητα του φωτός στο κενό, ενώ w_{eq0} είναι το ισοδύναμο πλάτος του αγωγού σήματος της μικροταινίας αν θεωρήσουμε ότι αντί του υποστρώματος υπάρχει αέρας, έχοντας θεωρήσει ότι αυτός έχει πάχος συγκρίσιμο με το πλάτος του και θέλοντας να βρούμε το ισοδύναμο πλάτος ενός αμελητέου πάχους αγωγού. Η χαρακτηριστική αντίσταση Z_{L0} προκύπτει από τη σχέση:

$$Z_{L0} = \frac{n_0}{2\pi} \cdot \ln \left(\frac{F_1 \cdot h_s}{w} + \sqrt{1 + \left(\frac{2 \cdot h_s}{w} \right)^2} \right) \quad (3.60)$$

όπου:

$$n_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \quad \text{και} \quad F_1 = 6 + (2\pi - 6) \cdot \exp \left[- \left(30.666 \cdot \frac{h_s}{w} \right)^{0.7528} \right] \quad (3.61)$$

Για τον υπολογισμό του ισοδύναμου πλάτους w_{eq0} χρησιμοποιείται η σχέση:

$$w_{eq0} = w + \frac{t}{\pi} \cdot \ln \left[1 + \frac{4 \cdot \exp(1)}{(t/h_s) \cdot \coth^2 \left(\sqrt{6.517 \cdot (w/h_s)} \right)} \right] \quad (3.62)$$

Σε περίπτωση που δεν θεωρηθεί αέρας στην περιοχή του υποστρώματος, το ισοδύναμο πλάτος του αγωγού σήματος θα δοθεί από τη σχέση:

$$w_{eqZ} = w + \frac{w_{eq0} - w}{2} \cdot \left(1 + \frac{1}{\cosh \left(\sqrt{\epsilon_r} - 1 \right)} \right) \quad (3.63)$$

όπου ϵ_r είναι η σχετική διηλεκτρική σταθερά του υλικού του υποστρώματος (ημιαγωγού).

Προκειμένου να ληφθεί υπόψη στον υπολογισμό της χωρητικότητας και η επίδραση του περιβάλλοντος τη μικροταινία χώρου, εισάγεται το μέγεθος της ισοδύναμης σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς $\epsilon_{r,eff}$ που δίνεται από τη σχέση:

$$\epsilon_{r,eff} = \epsilon_{r,eff,0}(w_{eqZ}) \cdot \left[\frac{Z_{L0}(w_{eq0})}{Z_{L0}(w_{eqZ})} \right]^2 \quad (3.64)$$

όπου:

$$\epsilon_{r,eff,0} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \cdot \left(1 + \frac{10 \cdot h_s}{w} \right)^{-\alpha \cdot b} \quad (3.65)$$

και:

$$\alpha = 1 + \frac{1}{49} \cdot \ln \left(\frac{\left(\frac{w}{h_s} \right)^4 + \left(\frac{w}{52 \cdot h_s} \right)^2}{\left(\frac{w}{h_s} \right)^4 + 0.432} \right) + \frac{1}{18.7} \cdot \ln \left(1 + \left(\frac{w}{18.1 \cdot h_s} \right)^3 \right) \quad (3.66)$$

$$b = 0.564 \cdot \left(\frac{\epsilon_r - 0.9}{\epsilon_r + 3} \right)^{0.053} \quad (3.67)$$

Με βάση τις εξισώσεις (3.59) ως (3.67) είναι δυνατός ο υπολογισμός της χωρητικότητας που παρουσιάζει η μικροταινία αν αντί του υποστρώματος υπήρχε αέρας. Έχοντας υπολογίσει τη χωρητικότητα αυτή, ο υπολογισμός της χωρητικότητας της μικροταινίας με υπόστρωμα γίνεται με βάση τη σχέση:

$$C' = \epsilon_{r,eff} \cdot C'_\alpha \quad (3.68)$$

Ο υπολογισμός της αγωγιμότητας που οφείλεται στο υπόστρωμα γίνεται μέσω της χωρητικότητας. Ως χωρητικότητα, όμως, δε θα πρέπει να ληφθεί όλη η χωρητικότητα της μικροταινίας όπως

αυτή δίνεται από τη σχέση (3.73), αλλά μόνο το τμήμα της χωρητικότητας που οφείλεται στο υπόστρωμα. Η χωρητικότητα αυτή είναι:

$$C'_\varepsilon = \frac{\varepsilon_{r,\text{eff}} - 1}{\varepsilon_r - 1} \cdot \varepsilon_r \cdot C'_a \quad (3.69)$$

Με βάση την παραπάνω χωρητικότητα, η αγωγιμότητα της μικροταινίας δίνεται από τη σχέση:

$$G' = \omega \cdot C'_\varepsilon \cdot \tan(\delta_\varepsilon) \quad \text{ή} \quad G' = \frac{\sigma}{\varepsilon_r \varepsilon_0} C'_\varepsilon \quad (3.70)$$

όπου σ είναι ο συντελεστής αγωγιμότητας του υποστρώματος και δ_ε είναι η γωνία απωλειών του υποστρώματος που ορίζεται ως:

$$\delta_\varepsilon = \tan^{-1} \left(\frac{\sigma}{\omega \varepsilon_r \varepsilon_0} \right) \quad (3.71)$$

Για τον υπολογισμό των εν σειρά στοιχείων του μοντέλου του σχήματος 3.11β, η μοντελοποίηση βασίζεται κυρίως στις σχέσεις που προτάθηκαν από τους Djordjević και Sarkar. Επειδή, όμως, στην εργασία τους, οι Djordjević και Sarkar είχαν μελετήσει τη δομή μικροταινίας με υπόστρωμα από διηλεκτρικό (χωρίς αγωγιμότητα και άρα χωρίς απώλειες), η εργασία τους επεκτάθηκε ώστε να συμπεριληφθούν φυσικά φαινόμενα που οφείλονται στην παρουσία του ημιαγωγού στο υπόστρωμα. Η μέθοδος που ακολουθείται για την εύρεση των κατάλληλων τύπων που θα χαρακτηρίζουν τον επαγωγικό χαρακτήρα και την αντίσταση της γραμμής σε όλο το εύρος συχνοτήτων είναι η ίδια με αυτή που ακολούθησαν οι Djordjević και Sarkar στην εργασία τους: μελέτη της μικροταινίας σε διάφορες περιοχές συχνοτήτων (το πεδίο των συχνοτήτων χωρίζεται σε 2 περιοχές (χαμηλές – υψηλές συχνότητες)) και, εν συνεχεία, προσπάθεια εύρεσης σχέσεων που να περιγράφουν επαγωγή και αντίσταση σε όλο το πεδίο των συχνοτήτων.

Στις χαμηλές συχνότητες, το μήκος κύματος είναι μεγαλύτερο από το πάχος του υποστρώματος, οπότε, σύμφωνα με το Hasegawa και τους συνεργάτες του [11] ή τη σχέση (1.2), η μετάδοση μπορεί να θεωρηθεί quasi-TEM και η πυκνότητα ρεύματος στο υπόστρωμα ομοιόμορφη. Στις συχνότητες αυτές το υπόστρωμα συμπεριφέρεται κυρίως σαν διηλεκτρικό, οπότε για την περιοχή των χαμηλών συχνοτήτων λαμβάνονται οι εξισώσεις των Djordjević και Sarkar. Όλα τα μεγέθη που παρουσιάζονται στη συνέχεια είναι σε ανά μονάδα μήκους μορφή. Η αντίσταση του αγωγού σήματος δίνεται από τη σχέση:

$$R'_{DC,w} = \frac{1}{\sigma_m \cdot w \cdot t} \quad (3.72)$$

όπου σ_m είναι ο συντελεστής αγωγιμότητας του μετάλλου που αποτελεί τον αγωγό σήματος, w το πλάτος του αγωγού σήματος και t το πάχος του. Αντίστοιχα, η αντίσταση της αγωγίμης επιφάνειας γείωσης που βρίσκεται κάτω από το υπόστρωμα είναι:

$$R'_{DC,g} = \frac{1}{\sigma_m \cdot w_g \cdot t} \quad (3.73)$$

όπου w_g είναι το πλάτος της αγωγίμης αυτής επιφάνειας ενώ έχει θεωρηθεί ότι αποτελείται από το ίδιο υλικό με αυτό του αγωγού σήματος και ότι έχει το ίδιο πάχος με αυτόν. Η συνολική αντίσταση της μικροταινίας θα είναι το άθροισμα των αντιστάσεων του αγωγού σήματος και της αγωγίμης επιφάνειας γείωσης:

$$R'_{DC} = R'_{DC,w} + R'_{DC,g} \quad (3.74)$$

Η επαγωγή της μικροταινίας που οφείλεται στις αυτεπαγωγές του αγωγού σήματος και της αγωγίμης επιφάνειας γείωσης καθώς και στην αμοιβαία επαγωγή μεταξύ αυτών, δίνεται από τη σχέση:

$$L'_{DC} = \frac{-\mu_0}{2\pi^2} \cdot \left[\frac{1}{w^2} \cdot K_s(w, t) - \frac{2}{w \cdot w_g} \cdot K_m(w, t, w_g, t, h_s + t) + \frac{1}{w_g^2} \cdot K_s(w_g, t) \right] \quad (3.75)$$

$$\text{όπου:} \quad K_s(a, b) = \text{Re} \{ 4 \cdot [K4(a) + K4(jb)] - 2 \cdot [K4(a + jb) + K4(a - jb)] \} + \frac{1}{3} \pi \cdot a \cdot b^3 \quad (3.76a)$$

$$K_m(a, b, c, d, h) = \operatorname{Re} \left\{ \left[-K4(z_1 + z_2 - z_3 - z_4 - jh) \right]_{z_1=-a/2}^{a/2} \left|_{z_2=-jb/2}^{jb/2} \right|_{z_3=-c/2}^{c/2} \left|_{z_4=-jd/2}^{jd/2} \right. \right\} \quad (3.76\beta)$$

και

$$K4(z) = \frac{z^4}{24} \left[\ln(z) - \frac{25}{12} \right] \quad (3.76\gamma)$$

Στις υψηλές συχνότητες, λαμβάνει χώρα το επιδερμικό φαινόμενο στο υπόστρωμα (ημιαγωγός), κατά το οποίο το πεδίο συγκεντρώνεται κυρίως στην επιφάνεια του αγωγού με αποτέλεσμα η κατανομή του ρεύματος στο υπόστρωμα να μην είναι ομοιόμορφη. Επιπλέον, θα πρέπει να ληφθεί υπόψη η αγώγιμη φύση του ημιαγωγού που αποτελεί το υπόστρωμα και κατ' επέκταση, δε μπορούν πλέον να χρησιμοποιηθούν οι προσεγγίσεις των Djordjević και Sarkar στον υπολογισμό της αντίστασης και της επαγωγής. Η σχέση που προτείνεται για τον υπολογισμό της αντίστασης της μικροταινίας στις υψηλές συχνότητες από τους Schnieder και Heinrich είναι:

$$R'_{se} = 2 \cdot Z_L \cdot \alpha_c(f) \quad (3.77)$$

όπου Z_L είναι η χαρακτηριστική αντίσταση της μικροταινίας και δίνεται από τη σχέση:

$$Z_L = \frac{Z_{L0}(w_{eqZ})}{\sqrt{\epsilon_{r,eff,0}(w_{eqZ})}} \quad (3.78)$$

ενώ: $\alpha_c(f) = \begin{cases} 0.1589 \cdot A \cdot \frac{R_s(f)}{h_s \cdot Z_L} \cdot \frac{32 - (w_{eq0}/h_s)^2}{32 + (w_{eq0}/h_s)^2}, & \text{αν } \frac{w}{h_s} \leq 1 \\ 7.0029 \cdot 10^{-6} \cdot A \cdot \frac{R_s(f) \cdot Z_L \cdot \epsilon_{r,eff}}{h_s} \cdot \left[\frac{w_{eq0}}{h_s} + \frac{0.667 \cdot (w_{eq0}/h_s)}{w_{eq0}/h_s + 1.444} \right], & \text{αν } \frac{w}{h_s} \geq 1 \end{cases} \quad (3.79)$

Στη σχέση (3.79) οι παράμετροι A και $R_s(f)$ δίνονται από τις σχέσεις:

$$A = 1 + \frac{h_s}{w_{eq0}} \cdot \left[1 + \frac{1.25}{\pi} \cdot \ln \left(\frac{2 \cdot h_s}{t} \right) \right] \quad (3.80)$$

και

$$R_s(f) = \sqrt{\frac{\pi \cdot f \cdot \mu_0}{\sigma_m}} \quad (3.81)$$

Για τον υπολογισμό της επαγωγής, μπορούμε να θεωρήσουμε ότι αυτή αποτελείται από δύο τμήματα: ένα εξωτερικό, που αναφέρεται στο μαγνητικό πεδίο έξω από τη δομή της μικροταινίας και ένα εσωτερικό που αναφέρεται στο μαγνητικό πεδίο εντός της δομής της μικροταινίας. Το εξωτερικό κομμάτι δεν παρουσιάζει σχεδόν καμία μεταβολή σε σχέση με την περίπτωση χαμηλών συχνοτήτων, οπότε μπορεί να υπολογιστεί από την εξίσωση:

$$L'_a = \frac{1}{c_0^2 \cdot C'_a} \quad (3.82)$$

Όσον αφορά την εξωτερική επαγωγή, αυτή εξαρτάται από την αντίσταση της μικροταινίας στις υψηλές συχνότητες (οπότε εμφανίζεται και το “επιδερμικό φαινόμενο”) και δίνεται από τη σχέση:

$$L'_i = R'_{se}(f)/\omega \quad (3.83)$$

Η συνολική επαγωγή της μικροταινίας στις υψηλές συχνότητες θα είναι το άθροισμα της εσωτερικής και εξωτερικής επαγωγής:

$$L'_{se} = L'_a + L'_i \quad (3.84)$$

Έχοντας παρουσιάσει τις εξισώσεις υπολογισμού των τιμών της επαγωγής και της αντίστασης της μικροταινίας τόσο στις χαμηλές όσο και στις υψηλές συχνότητες, παρακάτω δίνονται οι εξισώσεις που αρχικά προτάθηκαν από τους Djordjević και Sarkar και εν συνεχεία χρησιμοποιήθηκαν από τους Schnieder και Heinrich για τον υπολογισμό της επαγωγής και της αντίστασης σε όλο το πεδίο των συχνοτήτων. Για την επαγωγή, η σχέση αυτή είναι:

$$L'(f) = L'_a + \frac{L'_i(f_{se})}{1 + \sqrt{f/f_{se}}} + \frac{L'_{DC} - L'_a - L'_i(f_{se})}{\sqrt{1 + (f/f_0)^2}} \quad (3.85)$$

ενώ για την αντίσταση:

$$R'(f) = R'_{DC} + \frac{R'_{se} \cdot \frac{\sqrt{f/f_{se}} + \sqrt{1+(f/f_{se})^2}}{1 + \sqrt{f/f_{se}}} - \frac{R'_{se}(f_{se}) - R'_{DC}}{\sqrt{1+(f/f_0)^2}} - R'_{DC}}{1 + \frac{0.2}{1 + w/h_s} \cdot \ln(1 + f_{se}/f)} \quad (3.86)$$

όπου f_0 και f_{se} είναι τα σύνορα στο πεδίο της συχνότητας μεταξύ της quasi-TEM περιοχής και της περιοχής αργού κύματος και μεταξύ της περιοχής αργού κύματος και της περιοχής επιδερμικού φαινομένου αντίστοιχα. Οι σχέσεις που προτάθηκαν για τον υπολογισμό των συχνοτήτων αυτών φαίνονται παρακάτω:

$$f_0 = \frac{2 \cdot R'_{DC,w} \cdot R'_{DC,g}}{\mu_0 \cdot (R'_{DC,w} + R'_{DC,g})} \quad \text{και} \quad f_{se} = \frac{1.6 + \frac{10 \cdot t/w}{1 + w/h_s}}{\pi \cdot \mu_0 \cdot \sigma_m \cdot t^2} \quad (3.87)$$

Με βάση τις παραπάνω σχέσεις είναι δυνατός ο υπολογισμός των τιμών όλων των στοιχείων του κυκλωματικού μοντέλου που προτάθηκε από τους Schieder και Heinrich. Θα πρέπει, πάντως, να παρατηρήσουμε ότι οι σχέσεις αυτές εξάχθηκαν με την προσέγγιση της quasi-TEM μορφής διάδοσης, ενώ, στη συνέχεια, οι εξισώσεις που προτάθηκαν αναφέρονται σε όλο το πεδίο των συχνοτήτων. Για το λόγο αυτό, οι συγγραφείς πρότειναν τη χρήση διορθωτικών παραγόντων, οι οποίοι θα λαμβάνουν υπόψη τους τη διασπορά του σήματος στις υψηλές συχνότητες. Οι σχέσεις που προτάθηκαν είναι αυτές των Kirschning και Jansen [32], που παρουσιάζονται παρακάτω. Μάλιστα, σύμφωνα με την εργασία του Atwater [33], ο οποίος συνέκρινε διάφορες σχέσεις υπολογισμού διορθωτικών παραγόντων της διασποράς, οι σχέσεις των Kirschning και Jansen είναι και αυτές που δίνουν τα καλύτερα αποτελέσματα.

Όσον αφορά το διορθωτικό παράγοντα για την ισοδύναμη σχετική διηλεκτρική σταθερά, αυτός δίνεται από τη σχέση:

$$F_{-\varepsilon} = \frac{\varepsilon_r}{\varepsilon_{r,eff,0}} - \left(\frac{\varepsilon_r}{\varepsilon_{r,eff,0}} - 1 \right) / (1 + P) \quad (3.88)$$

όπου το $\varepsilon_{r,eff,0}$ δίνεται από τη σχέση (3.65) και το P από:

$$P = P_1 \cdot P_2 \cdot [(0.1844 + P_3 \cdot P_4) \cdot 10 \cdot f(\text{GHz}) \cdot h_s(\text{cm})]^{1.5763} \quad (3.89\alpha)$$

$$P_1 = 0.27488 + \left(\frac{w}{h_s} \right) \cdot \left[0.6315 + \frac{0.525}{(1 + 0.157 \cdot f(\text{GHz}) \cdot h_s(\text{cm}))^{20}} \right] - 0.065683 \cdot e^{-8.7513 \cdot \frac{w}{h_s}} \quad (3.89\beta)$$

$$P_2 = 0.33622 \cdot [1 - e^{-0.03442 \cdot \varepsilon_r}] \quad (3.89\gamma)$$

$$P_3 = 0.0363 \cdot \exp\left(-4.6 \cdot \frac{w}{h_s}\right) \cdot \left\{ 1 - \exp\left[-\left(\frac{f(\text{GHz}) \cdot h_s(\text{cm})}{3.87}\right)^{4.97}\right] \right\} \quad (3.89\delta)$$

$$P_4 = 1 + 2.571 \cdot \left\{ 1 - \exp\left[-\left(\frac{\varepsilon_r}{15.916}\right)^8\right] \right\} \quad (3.89\epsilon)$$

Από το διορθωτικό παράγοντα για την ισοδύναμη σχετική διηλεκτρική σταθερά μπορεί να βρεθεί ο διορθωτικός παράγοντας για τη χαρακτηριστική αντίσταση Z . Αυτός θα δίνεται από τη σχέση:

$$F_{-Z} = \frac{\varepsilon_{r,eff,0} \cdot F_{-\varepsilon} - 1}{\varepsilon_{r,eff,0} - 1} \cdot \frac{1}{\sqrt{F_{-\varepsilon}}} \quad (3.90)$$

Με βάση το διορθωτικό παράγοντα για τη χαρακτηριστική αντίσταση, μπορούν να προκύψουν οι διορθωτικοί παράγοντες της επαγωγής και της χωρητικότητας, σύμφωνα με τις σχέσεις:

$$F_{-L} = F_{-Z} \cdot \sqrt{F_{-\varepsilon}} \quad (3.91)$$

$$\text{και } F_{-C} = \frac{\sqrt{F_{-ε}}}{F_{-Z}} \quad (3.92)$$

Οι εξισώσεις που θα δίνουν την επαγωγή και τη χωρητικότητα αν ληφθούν, λοιπόν, υπόψη, τα φαινόμενα διασποράς, θα είναι:

$$L'_{\text{dynamic}} = L'_{\text{static}} \cdot F_{-L} \quad \text{και} \quad C'_{\text{dynamic}} = C'_{\text{static}} \cdot F_{-C} \quad (3.93)$$

όπου L'_{static} και C'_{static} είναι οι αντίστοιχες τιμές που προκύπτουν για την επαγωγή και τη χωρητικότητα από τις σχέσεις (3.85) και (3.68).

Το μοντέλο των Schnieder και Heinrich που παρουσιάστηκε παραπάνω, όπως αναφέρθηκε, προτάθηκε για τη μοντελοποίηση της μικροταινίας με υπόστρωμα μόνο από ημιαγωγό. Προκειμένου να μπορέσει να χρησιμοποιηθεί για την περίπτωση υποστρώματος από διπλό στρώμα οξειδίου και ημιαγωγού θα πρέπει να τροποποιηθεί κατάλληλα. Η τροποποίηση που προτείνεται είναι η χρήση μίας ισοδύναμης σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς και ενός ισοδύναμου συντελεστή αγωγιμότητας για περιοχή ενός στρώματος, η οποία θα έχει τις ίδιες ιδιότητες με το διπλό στρώμα ημιαγωγού και οξειδίου. Προκειμένου να υπολογιστούν τα ισοδύναμα αυτά μεγέθη, προτείνεται η χρήση της μεθοδολογίας των Yoon και Kim, όπως αυτή παρουσιάστηκε παραπάνω, στην παράγραφο 3.3. Η εργασία των Yoon και Kim αναφερόταν στον υπολογισμό της ισοδύναμης σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς ενός διπλού στρώματος δύο διαφορετικών διηλεκτρικών. Αν, στην περίπτωση μας, που το ένα στρώμα δεν παρουσιάζει μόνο διηλεκτρική αλλά και αγωγή συμπεριφορά, αντί της σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς ϵ_{r2} , θεωρήσουμε τη μιγαδική σχετική διηλεκτρική σταθερά:

$$\epsilon_2 = \epsilon_{r2} - j \frac{\sigma_s}{\omega \cdot \epsilon_0} \quad (3.94)$$

και αντικαταστήσουμε στη σχέση (3.50), τότε το πραγματικό μέρος του ϵ_{eq} θα είναι η ισοδύναμη σχετική διηλεκτρική σταθερά και το φανταστικό μέρος (επί $-\omega \cdot \epsilon_0$) ο ισοδύναμος συντελεστής αγωγιμότητας μίας περιοχής που θα έχει την ίδια συμπεριφορά με το διπλό στρώμα οξειδίου - ημιαγωγού. Έχοντας υπολογίσει τα μεγέθη αυτά είναι πλέον δυνατή η χρήση των εξισώσεων των Schnieder και Heinrich για τον υπολογισμό των διαφόρων τιμών των στοιχείων του κυκλωματικού μοντέλου που πρότειναν.

Με βάση τις παραπάνω εξισώσεις, αναπτύχθηκε το μοντέλο των Schnieder και Heinrich τόσο στο HSpice όσο και στο Matlab. Ο αντίστοιχος κώδικας και για τις δύο περιπτώσεις παρουσιάζεται στο Παράρτημα. Για τα χαρακτηριστικά μικροταινίας που δίνονταν στην εργασία τους, τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων συγκρίθηκαν με τα αποτελέσματα που παρουσιάζονταν στο άρθρο. Η ταύτιση των αποτελεσμάτων ήταν πλήρης, γεγονός που επιβεβαιώνει την ορθότητα με την οποία κατασκευάστηκε το μοντέλο τόσο στο HSpice όσο και στο Matlab.

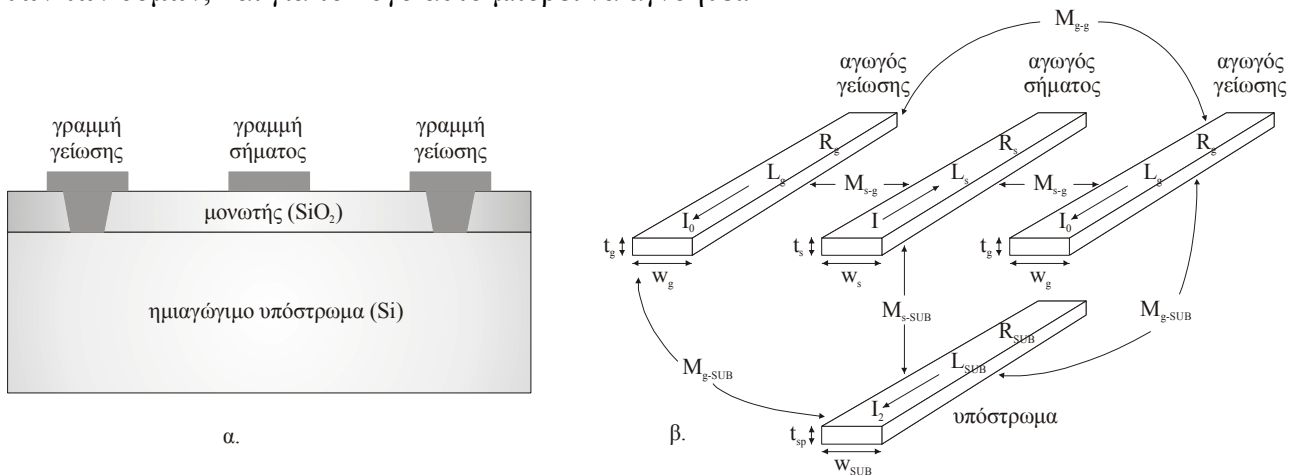
3.5. Το μοντέλο του Wee και των συνεργατών του

Τα μοντέλα που έχουν παρουσιαστεί μέχρι στιγμής αναφέρονται στη μοντελοποίηση της απλής δομής μικροταινίας όταν αυτή βρίσκεται μόνη στον υπό μελέτη χώρο. Στην παράγραφο αυτή παρουσιάζεται ένα μοντέλο το οποίο είχε προταθεί για τη μοντελοποίηση μικροταινίας όταν εκατέρωθεν του αγωγού σήματος υπάρχουν, στο ίδιο επίπεδο, και αγωγοί γείωσης. Το μοντέλο αναπτύσσεται όπως αρχικά είχε προταθεί, ενώ στη συνέχεια γίνονται κάποιες παραδοχές ώστε να μπορέσει να επεκταθεί και για την απλή δομή μικροταινίας.

Στην εργασία τους [34], στην οποία ο Wee και οι συνεργάτες του παρουσίασαν το μοντέλο αυτό, γίνεται μία μελέτη της συμβολής του υποστρώματος και ειδικότερα του στρώματος ημιαγωγού ως “μονοπάτι επιστροφής” (return path). Θεωρώντας δομή μικροταινίας με δύο επιπλέον αγωγούς γείωσης εκατέρωθεν του αγωγού σήματος και στο ίδιο επίπεδο με αυτόν (coplanar line – σχήμα 3.12α) και χρησιμοποιώντας γνωστούς νόμους για τη διατήρηση της ενέργειας και της ισχύος, πρότειναν ένα απλό κυκλωματικό μοντέλο για τη μοντελοποίηση της διάταξης μαζί με εξισώσεις για τον υπολογισμό των στοιχείων που χρησιμοποιούνται στο μοντέλο.

Ως ισοδύναμη δομή της διάταξης του σχήματος 3.12α, ο Wee και οι συνεργάτες του θεώρησαν

αυτή του σχήματος 3.12β, όπου το υπόστρωμα έχει μοντελοποιηθεί ως ένας επιπλέον αγωγός. Θα πρέπει να παρατηρήσουμε στο σημείο αυτό ότι στην προς μοντελοποίηση διάταξη του σχήματος 3.12α απουσιάζει ο αγωγός γείωσης κάτω από το υπόστρωμα. Αυτό οφείλεται στο εξής γεγονός: Η εργασία του Wee και των συνεργατών του βασίστηκε σε πειραματικά αποτελέσματα που είχαν προκύψει από μελέτη παρόμοιας διάταξης από τους Zaage και Grotelüschen [35]. Με βάση τα πειραματικά αποτελέσματα, οι Zaage και Grotelüschen, έχοντας χρησιμοποιήσει σε ορισμένες από τις δομές που μελέτησαν αγωγό γείωσης κάτω από το υπόστρωμα, είχαν καταλήξει στο συμπέρασμα ότι η επίδραση του αγωγού αυτού είναι αμελητέα στη μέτρηση των διαφόρων κυκλωματικών μεγεθών των δομών, και για το λόγο αυτό μπορεί να αγνοηθεί.

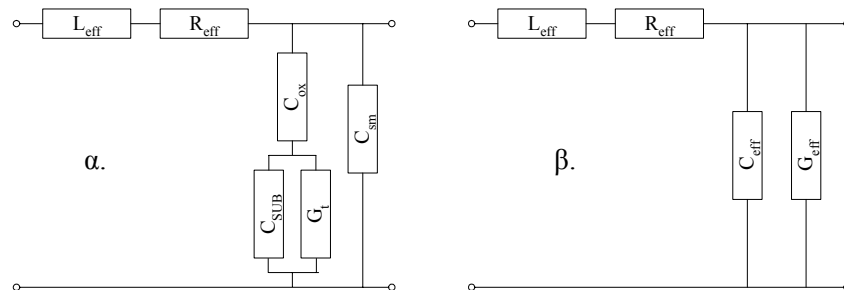


Σχήμα 3.12 – (α) Coplanar δομή μικροταινίας και (β) ισοδύναμη διάταξη

Κάθε αγωγός στη διάταξη του σχήματος 3.12β χαρακτηρίζεται από αντίσταση R_i , αυτεπαγωγή L_i και αμοιβαία επαγωγή $M_{i,j}$ μεταξύ αυτού και των υπολοίπων αγωγών. Επίσης, αν θεωρήσουμε ότι ο αγωγός σήματος διαρρέεται από ρεύμα I , οι παράλληλοι αγωγοί γείωσης από ρεύμα I_0 και το υπόστρωμα από ρεύμα I_2 , εφαρμόζοντας το νόμο ρευμάτων του Kirchhoff και λαμβάνοντας υπόψη ότι το κύκλωμα της γραμμής σήματος “κλείνει” μέσω των παράλληλων αγωγών γείωσης και του υποστρώματος, θα ισχύει:

$$I = 2I_0 + I_2 = I_1 + I_2 = \alpha I + (1 - \alpha)I \tag{3.95}$$

όπου α είναι ο λόγος του ρεύματος στους παράλληλους αγωγούς γείωσης προς το ρεύμα στον αγωγό σήματος. Έχοντας καταλήξει στην περιγραφή της διάταξης του σχήματος 3.12α με τη δομή του σχήματος 3.12β και με βάση τα παραπάνω, ο Wee και οι συνεργάτες του πρότειναν ως ισοδύναμο κυκλωματικό μοντέλο, αυτό του σχήματος 3.13.



Σχήμα 3.13 – (α) Αρχική και (β) απλοποιημένη μορφή του ισοδύναμου κυκλώματος

Για την εύρεση του L_{eff} , χρησιμοποιήθηκε ο νόμος διατήρησης της μαγνητικής ενέργειας με αποτέλεσμα να προκύψει η σχέση:

$$L_{eff} = \alpha \left[\frac{1}{2} (L_g + M_{g-g}) + L_s - 2M_{s-g} \right] + (1 - \alpha) [L_{SUB} + L_s - 2M_{SUB-s}] - \alpha(1 - \alpha) \left[\frac{1}{2} (L_g + M_{g-g}) + L_{SUB} - 2M_{g-SUB} \right] = \alpha L_{s,g} + (1 - \alpha) L_{s,SUB} - \alpha(1 - \alpha) L_{g-SUB} \tag{3.96}$$

όπου L_g , L_s και L_{SUB} οι αυτεπαγωγές των αγωγών γείωσης, σήματος και του υποστρώματος αντίστοιχα, M_{g-g} η αμοιβαία επαγωγή μεταξύ των αγωγών γείωσης, M_{s-g} η αμοιβαία επαγωγή μεταξύ αγωγού σήματος και γείωσης και M_{SUB-s} η αμοιβαία επαγωγή μεταξύ του υποστρώματος και του αγωγού σήματος.

Αντίστοιχα, για την εύρεση του R_{eff} , χρησιμοποιήθηκε ο νόμος διατήρησης της ισχύος, από τον οποίο προκύπτει:

$$R_{eff} = \alpha \left(\frac{1}{2} R_g + R_s \right) + (1 - \alpha) (R_{SUB} + R_s) - \alpha (1 - \alpha) \left(\frac{1}{2} R_g + R_{SUB} \right) \quad (3.97)$$

όπου R_g , R_s και R_{SUB} οι αντιστάσεις των αγωγών γείωσης, σήματος και του υποστρώματος, αντίστοιχα. Με βάση τις παραπάνω σχέσεις ο Wee και οι συνεργάτες του κατέληξαν στο ενδιαφέρον συμπέρασμα ότι, θεωρώντας τη δομή του σχήματος 3.12β, η διάταξη του σχήματος 3.12α ισοδυναμεί προσεγγιστικά με το συνδυασμό δύο ανεξάρτητων τοπολογιών: μίας τοπολογίας όπου έχουμε τον αγωγό σήματος και ως “μονοπάτι επιστροφής” θεωρείται μόνο το υπόστρωμα, και μίας τοπολογίας με τους δύο αγωγούς γείωσης εκατέρωθεν του αγωγού σήματος, χωρίς υπόστρωμα, όπου ως “μονοπάτι επιστροφής” θεωρούνται οι αγωγοί γείωσης (που βρίσκονται στο ίδιο επίπεδο με τον αγωγό σήματος).

Ο υπολογισμός των C_{eff} και G_{eff} μπορεί να γίνει με απλή εφαρμογή κυκλωματικών νόμων στην τοπολογία του σχήματος 3.13α. Οι σχέσεις που προκύπτουν για τα C_{eff} και G_{eff} είναι αντίστοιχα:

$$C_{eff} = \frac{G_t^2 C_{ox} + \omega^2 C_{ox} C_{SUB} (C_{ox} + C_{SUB})}{G_t^2 + \omega^2 (C_{ox} + C_{SUB})^2} + C_{sm} \quad (3.98)$$

και

$$G_{eff} = \frac{\omega^2 C_{ox}^2 G_t}{G_t^2 + \omega^2 (C_{ox} + C_{SUB})^2} \quad (3.99)$$

Για τον υπολογισμό των αυτεπαγωγών, αμοιβαίων επαγωγών, αντιστάσεων, χωρητικότητων και αγωγιμοτήτων που έχουν χρησιμοποιηθεί στους παραπάνω τύπους, χρησιμοποιούνται οι ακόλουθες εξισώσεις. Όσον αφορά τις αυτεπαγωγές και τις αμοιβαίες επαγωγές, αυτές δίνονται από τις σχέσεις (σε παρένθεση δίνονται οι μονάδες):

$$L = A \cdot \ell \cdot \left[\ln \left(\frac{4 \cdot \ell}{p} \right) + \frac{1}{2} \right] \quad (H) \quad (3.100)$$

$$M = A \cdot \ell \cdot \left[\ln \left(\frac{\ell}{d} + \sqrt{1 + \left(\frac{\ell}{d} \right)^2} \right) - \sqrt{1 + \left(\frac{d}{\ell} \right)^2} + \frac{d}{\ell} \right] \quad (H) \quad (3.101)$$

όπου στην (3.101) έχει διορθωθεί τυπογραφικό λάθος που υπάρχει στη δημοσιευμένη εργασία. Στις παραπάνω σχέσεις, A είναι μία σταθερά που ισούται με $2 \cdot 10^{-7}$, ℓ είναι το μήκος του αγωγού (όπου, σύμφωνα με το σχήμα 10β, ως αγωγός θεωρείται και το υπόστρωμα), p είναι η περίμετρος του αγωγού και d είναι η γεωμετρική απόσταση μεταξύ δύο αγωγών. Όπως μπορεί να φανεί από τις παραπάνω εξισώσεις, για το L και το M δεν έχει νόημα να θεωρηθούν ανά μονάδα μήκους τα μεγέθη αυτά, αφού στις σχέσεις (3.100) και (3.101) υπεισέρχεται το μήκος του αγωγού ℓ . Στην εργασία τους, όμως, ο Wee και οι συνεργάτες του χρησιμοποιούν την ανά μονάδα μήκους έκφραση των μεγεθών αυτών. Οι περίμετροι και οι αποστάσεις μεταξύ των αγωγών δίνονται από τις σχέσεις του Πίνακα 3.1. Στον Πίνακα 3.1, w_s , w_g είναι τα πλάτη των αγωγών σήματος και γείωσης αντίστοιχα, s_m είναι η απόσταση μεταξύ του αγωγού σήματος και ενός από τους αγωγούς γείωσης (θεωρείται ότι οι αγωγοί γείωσης ισαπέχουν από τον αγωγό σήματος), t_s , t_g είναι τα πάχη των αγωγών σήματος και γείωσης αντίστοιχα και t_{sp} είναι το “επιδερμικό βάθος” στο υπόστρωμα.

Για τον υπολογισμό των αντιστάσεων των αγωγών (σήματος και γείωσης), προτείνεται η εξής σχέση (σε παρένθεση οι μονάδες):

$$R_m = \begin{cases} R_{ac} = \frac{1}{\sigma_m \delta_m [1 - \exp(-t_m / \delta_m)] (t_m + w_m)}, & \text{αν } R_{dc} < R_{ac} \\ R_{dc} = \frac{1}{\sigma_m t_m w_m}, & \text{αν } R_{dc} \geq R_{ac} \end{cases} \quad (\Omega/m) \quad (3.102)$$

όπου σ_m ο συντελεστής αγωγιμότητας του αγωγού και δ_m το “επιδερμικό βάθος” στον αγωγό. Η αντίσταση του υποστρώματος προκύπτει από τη σχέση:

$$R_{SUB} = \frac{3}{\sigma_{sp} \cdot F \cdot A_{SUB}} \quad (\Omega) \quad (3.103)$$

όπου σ_{sp} ο συντελεστής αγωγιμότητας του υποστρώματος. Το A_{SUB} θεωρείται ως το εμβαδό της διατομής της περιοχής από την οποία διέρχεται το ρεύμα στο υπόστρωμα (στο στρώμα του ημιαγωγού) και ορίζεται ίσο με:

$$A_{SUB} = w_{SUB} \cdot t_{sp} \quad (3.104)$$

όπου το w_{SUB} με τη σειρά του είναι ίσο με:

$$w_{SUB} = \begin{cases} w_m, & \text{αν } 2w_m > s_m \\ s_m, & \text{διαφορετικά} \end{cases} \quad (3.105)$$

Το F στη σχέση (3.103) είναι ένας συντελεστής διόρθωσης ο οποίος δικαιολογείται από την ανομοιόμορφη κατανομή της μαγνητικής ροής στην περιοχή μεταξύ αγωγού σήματος και αγωγών γείωσης και ορίζεται ως:

$$F = \frac{\mu_0}{4L_{s,g}} \quad (3.106)$$

Προφανώς, τα παραπάνω μεγέθη ((3.103) – (3.106)) έχουν οριστεί εμπειρικά, οπότε επιδέχονται ελέγχου και βελτιώσεων. Όσον αφορά τις μονάδες στη σχέση (3.103) θα πρέπει να παρατηρήσουμε ότι είναι σε Ω σε περίπτωση που το $L_{s,g}$ της σχέσης (3.106) έχει υπολογιστεί σε H από τη σχέση (3.100). Αν το $L_{s,g}$ έχει διαιρεθεί με το μήκος του αγωγού ώστε να μετατραπεί σε ανά μονάδα μήκους μέγεθος, τότε και το R_{SUB} θα δίνεται σε Ω/m .

Περίμετρος της γραμμής σήματος	$p_s = 2(w_s + t_s)$
Περίμετρος γραμμής γείωσης	$p_g = 2(w_g + t_g)$
Περίμετρος υποστρώματος ως “μονοπάτι επιστροφής”	$p_{SUB} = 2(s_m + t_{sp})$
Απόσταση μεταξύ αγωγού σήματος – αγωγού γείωσης	$d_{s-g} = s_m + (w_g + w_s)/2$
Απόσταση μεταξύ αγωγών γείωσης	$d_{g-g} = 2s_m + w_g + w_s$
Απόσταση μεταξύ αγωγού σήματος – υποστρώματος	$d_{SUB-s} = t_{ox} + t_{sp}/2$
Απόσταση μεταξύ αγωγού γείωσης – υποστρώματος	$d_{g-SUB} = \sqrt{d_{g-g}^2 + d_{SUB-s}^2}$

Πίνακας 3.1

Τέλος, ο υπολογισμός των χωρητικοτήτων και αγωγιμοτήτων γίνεται με τις σχέσεις που παρουσιάζονται στη συνέχεια. Αρχικά, για τον υπολογισμό των C_{sm} , C_{SUB} και G_t έχουμε:

$$C_{sm} = \frac{1}{2c^2 L_{s,g}} \quad (F/m^2) \quad (3.107)$$

$$C_{SUB} = \epsilon_{Si} C_{sm} \quad (F/m^2) \quad (3.108)$$

$$G_t = C_{SUB} \frac{\sigma_{sp}}{\epsilon_{Si} \epsilon_0} \quad (S/m^2) \quad (3.109)$$

όπου στον τύπο (3.109) έχει διορθωθεί τυπογραφικό λάθος που υπάρχει στη δημοσιευμένη εργασία. Στις παραπάνω σχέσεις, c είναι η ταχύτητα του φωτός στο κενό και ϵ_{Si} είναι η σχετική διηλεκτρική σταθερά του στρώματος ημιαγωγού (πυριτίου). Θα πρέπει στο σημείο αυτό να προσέξουμε και πάλι τις μονάδες που προκύπτουν από εφαρμογή των τύπων (3.107) – (3.109). Οι μονάδες που αναγράφονται σε παρένθεση είναι αυτές που προκύπτουν αν το $L_{s,g}$ υπολογιστεί σε H . Αν το $L_{s,g}$ δοθεί σε H/m τότε και τα μεγέθη των (3.107) – (3.109) θα είναι ανά μονάδα μήκους.

Για τον υπολογισμό της χωρητικότητας του στρώματος οξειδίου χρησιμοποιείται η παρακάτω σχέση:

$$C_{ox} = w_s \frac{\epsilon_0 \epsilon_{ox}}{t_{ox}} + C_f \quad (\text{F/m}) \quad (3.110)$$

όπου ϵ_{ox} είναι η σχετική διηλεκτρική σταθερά του οξειδίου και C_f είναι η χωρητικότητα λόγω της ιδιομορφίας του πεδίου στα άκρα της διάταξης (fringing capacitance). Για την επιλογή της καταλληλότερης σχέσης με την οποία θα μπορούσε να περιγραφεί η χωρητικότητα C_f , μελετήθηκε η εργασία του Barke [36], στην οποία γίνεται σύγκριση της απόδοσης ορισμένων από τους τύπους που είχαν κατά καιρούς προταθεί για τον υπολογισμό χωρητικότητας. Σύμφωνα με τον Barke, η εξίσωση των Yuan και Trick [28], εκτός των σχετικά καλών αποτελεσμάτων που δίνει (σε σχέση με τις υπόλοιπες σχέσεις με τις οποίες συγκρίθηκε), απαιτεί και σχετικά μικρό υπολογιστικό χρόνο. Αυτός είναι και ο λόγος που ο Wee και οι συνεργάτες του χρησιμοποίησαν τη σχέση αυτή για τον υπολογισμό της χωρητικότητας που οφείλεται στην ιδιομορφία του πεδίου στα άκρα της διάταξης:

$$C_f = \epsilon_0 \epsilon_{\text{reff}} \cdot \left(2\pi / \ln \left[1 + 2 \frac{t_{ox}}{t_s} + \sqrt{2 \frac{t_{ox}}{t_s} \left(2 \frac{t_{ox}}{t_s} + 2 \right)} \right] - \frac{t_s}{2t_{ox}} \right) \quad (3.111)$$

Στην σχέση (3.111), ϵ_{reff} είναι η σχετική διηλεκτρική σταθερά που καθορίζεται από το συνδυασμό των στρωμάτων οξειδίου και ημιαγωγού και δίνεται από τη σχέση:

$$\epsilon_{\text{reff}} = \frac{\epsilon_{ox} \epsilon_{Si}}{\epsilon_{ox} + \epsilon_{Si}} \quad (3.112)$$

Μέχρι το σημείο αυτό έχουν μελετηθεί οι εξισώσεις με τις οποίες μπορούν να προκύψουν τα ισοδύναμα κυκλωματικά μεγέθη για κάθε αγωγό καθώς για τις επιδράσεις των αγωγών μεταξύ τους. Απομένει ο προσδιορισμός του λόγου ρευμάτων α που είναι απαραίτητος για τον υπολογισμό των ισοδύναμων μεγεθών της όλης διάταξης της μικροταινίας με αγωγούς στο ίδιο επίπεδο με τον αγωγό σήματος. Ένας γενικός και αυστηρός ορισμός για το α είναι δύσκολο να δοθεί αφού η παράμετρος αυτή εξαρτάται από πολλούς παράγοντες, όπως η γεωμετρία της διάταξης, η συχνότητα, η αλληλεπίδραση μεταξύ των αγωγών, κ.ά. Μία προσεγγιστική τιμή για το α μπορεί να δοθεί με τη προσεγγιστική θεώρηση που έγινε και παραπάνω, κατά την οποία η διάταξη του σχήματος 3.12α μπορεί να θεωρηθεί σαν δύο ανεξάρτητες και απομονωμένες τοπολογίες: μία με αγωγό σήματος και ως “μονοπάτι επιστροφής” το υπόστρωμα και μία με αγωγό σήματος και ως “μονοπάτι επιστροφής” τους αγωγούς γείωσης. Στην περίπτωση αυτή, η διάταξη του σχήματος 3.12α προκύπτει ως ο παράλληλος συνδυασμός των δύο παραπάνω ανεξάρτητων τοπολογιών, όπως μπορεί να φανεί παραστατικά στο σχήμα 3.14. Από το ίδιο σχήμα, μπορούμε να παρατηρήσουμε ότι με την προσέγγιση αυτή, η πτώση τάσης στους αγωγούς γείωσης και τον αγωγό που αντιστοιχεί στο υπόστρωμα (σχήμα 3.12β) θα είναι η ίδια. Οι πτώσεις αυτές τάσης, χωρίς, όπως αναφέραμε, να θεωρούμε τις αλληλεπιδράσεις μεταξύ των αγωγών γείωσης και του υποστρώματος, καθώς επίσης και τυχόν χωρητικότητες ή αγωγιμότητες, θα είναι:

$$V_g \approx Z_g I_1 = \left(\frac{1}{2} R_g + j\omega L_{s,g} \right) I_1 \quad (3.113)$$

$$V_{SUB} \approx Z_{SUB} I_2 = \left(R_{SUB} + j\omega L_{s,SUB} \right) I_2 \quad (3.114)$$

Εξισώνοντας τις (3.113) και (3.114) και με βάση την (3.95), προκύπτει ότι ο λόγος ρευμάτων α θα είναι:

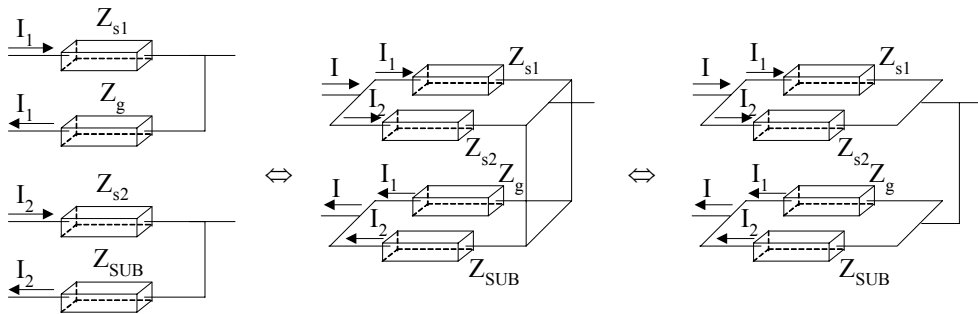
$$\alpha = \frac{|Z_{SUB}|}{|Z_g| + |Z_{SUB}|} \quad (3.115)$$

όπου: $|Z_g| = \sqrt{\left(\frac{1}{2} R_g \right)^2 + \left(\omega L_{s,g} \right)^2}$ και $|Z_{SUB}| = \sqrt{R_{SUB}^2 + \left(\omega L_{s,SUB} \right)^2}$ (3.116)

Με βάση τα παραπάνω, είναι φανερό ότι η ισχύς του μοντέλου εξαρτάται από την ορθότητα των παραδοχών που έγιναν για τον υπολογισμό του λόγου ρευμάτων α για τη διάταξη, τη γεωμετρία και τις συχνότητες που μας ενδιαφέρουν.

Μέχρι στιγμής, έχει παρουσιαστεί το πλήρες μοντέλο που πρότειναν ο Wee και οι συνεργάτες

του για την περίπτωση της δομής μικροταινίας με παράλληλους και στο ίδιο επίπεδο με τον αγωγό σήματος αγωγούς γείωσης. Για τη μελέτη της απλής δομής μικροταινίας (σχήμα 1.1), θα γίνει κατάλληλη θεώρηση διαφόρων παραμέτρων του παραπάνω μοντέλου.



Σχήμα 3.14 – Ισοδύναμη κυκλωματική θεώρηση της διάταξης του σχήματος 3.12

Αρχικά, όσον αφορά τα μεγέθη s_m, w_g, t_g και ℓ_g , η απουσία αγωγών γείωσης λαμβάνεται υπόψη θέτοντας τα μεγέθη αυτά ίσα με 0. Ο λόγος ρευμάτων α , εφόσον δεν υπάρχει ρεύμα που να διαρρέει τους αγωγούς γείωσης, θα είναι και αυτός ίσος με 0. Επίσης, από τη σχέση (3.105), προκύπτει ότι πλέον το $w_{SUB} = w_s$, οπότε η περίμετρος του υποστρώματος ως “μονοπάτι επιστροφής” θα είναι ίση με:

$$p_{SUB} = 2(w_s + t_{sp}) \quad (3.117)$$

Με βάση τα παραπάνω, θα έχουμε ακόμα:

$$L_{eff} = L_{SUB} + L_s - 2M_{SUB-s}, \quad R_{eff} = R_{SUB} + R_s \quad \text{και} \quad L_{s,g} = L_s \quad (3.118)$$

Ο υπολογισμός χωρητικότητας και αγωγιμοτήτων είναι ο ίδιος. Χρησιμοποιώντας, λοιπόν, τις παραπάνω εξισώσεις, έγινε η μελέτη του μοντέλου του Wee και των συνεργατών του για την περίπτωση της απλής δομής μικροταινίας.

Η τροποποιημένη μορφή του μοντέλου του Wee και των συνεργατών του, με τον τρόπο που περιγράφηκε παραπάνω, υλοποιήθηκε τόσο στο HSpice όσο και στο Matlab. Προκειμένου να ελεγχθεί η ορθότητα των περισσότερων εξισώσεων του μοντέλου, αναπτύχθηκε και το ίδιο το μοντέλο που πρότειναν ο Wee και οι συνεργάτες του για δομή μικροταινίας με συνεπίπεδους αγωγούς γείωσης, τόσο στο HSpice όσο και στο Matlab. Στο σημείο αυτό, είναι προσωπική εκτίμηση πως στη σχέση (3.111), αντί του πάχους t_{ox} θα πρέπει να χρησιμοποιηθεί το συνολικό πάχος του υποστρώματος (ή της περιοχής που θεωρείται για το υπόστρωμα) $t_{ox} + t_{sp}$ και αυτό προκειμένου μέσω της (3.111) να υπολογιστεί όλη η χωρητικότητα που οφείλεται στην ιδιομορφία του πεδίου στα άκρα του αγωγού σήματος. Από τις προσομοιώσεις, άλλωστε, φάνηκε ότι τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται στη δημοσιευμένη εργασία προσεγγίζονται καλύτερα με την παραπάνω θεώρηση. Γενικά τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων έδωσαν αποτελέσματα που ήταν πάρα πολύ κοντά σε αυτά της εργασίας αλλά δεν ταυτίζονταν ακριβώς με αυτά. Οι εξισώσεις ελέγχθηκαν αρκετές φορές ενώ υπήρξε και επικοινωνία με τους ίδιους τους συγγραφείς της δημοσίευσης. Πιθανότατα το μοντέλο που υλοποιήθηκε είναι σωστό, με μία μικρή, όμως, επιφύλαξη. Ο κώδικας για το HSpice και για το Matlab, τόσο για την απλή δομή μικροταινίας όσο και για μικροταινία με συνεπίπεδους αγωγούς γείωσης βρίσκεται στο Παράρτημα.

Κεφάλαιο 4

Σύγκριση των Μοντέλων

Πριν προχωρήσουμε στη σύγκριση των αποτελεσμάτων που δίνουν τα παραπάνω μοντέλα με τις πραγματικές μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν σε συγκεκριμένη δομή μικροταινίας στο εργαστήριο, κρίνεται ενδιαφέρον να γίνει μία σύγκριση των μοντέλων με βάση τα δεδομένα και τα αποτελέσματα που δίνουν οι ερευνητές που πρότειναν τα μοντέλα αυτά στις εργασίες τους. Προκειμένου, όμως, να μπορέσει να γίνει σωστά η σύγκριση αυτή, θα πρέπει να αποσαφηνιστεί πλήρως το τι μεγέθη είναι δυνατό να υπολογιστούν με κάθε ένα από τα παραπάνω μοντέλα. Κάτι τέτοιο γίνεται παρακάτω.

Στο μοντέλο του Jin και των συνεργατών του λαμβάνονται υπόψη όλα τα γεωμετρικά μεγέθη και όλα τα φυσικά και ηλεκτρικά χαρακτηριστικά της μικροταινίας προκειμένου να υπολογιστούν οι παράμετροι του μοντέλου. Το μόνο, ίσως, στοιχείο που δε λαμβάνεται υπόψη είναι η επίδραση της αγωγίμης επιφάνειας γείωσης κάτω από το υπόστρωμα, για την οποία, όμως, ο Williams, στην εργασία του στην οποία βασίζεται το μοντέλο που πρότειναν ο Jin και οι συνεργάτες του, θεωρεί ότι λειτουργεί σαν “ηλεκτρικός τοίχος”, λόγω της πολύ μεγάλης αγωγιμότητάς της. Στο μοντέλο τους, ο Jin και οι συνεργάτες του δεν έχουν κάνει κάποιες παραδοχές ούτε για τα γεωμετρικά ούτε για τα ηλεκτρικά μεγέθη της γραμμής, οπότε, θεωρητικά, το μοντέλο τους μπορεί να εφαρμοστεί για οποιαδήποτε δομή μικροταινίας, χωρίς περιορισμούς.

Στο μοντέλο του Weisshaar και των συνεργατών του, έχει γίνει η παραδοχή ότι τόσο ο αγωγός σήματος όσο και η αγωγίμη επιφάνεια γείωσης έχουν αμελητέο πάχος. Με την παραδοχή αυτή, δε λαμβάνονται υπόψη οι αντιστάσεις του αγωγού σήματος και της επιφάνειας γείωσης, ενώ, παράλληλα, δε λαμβάνεται υπόψη ο ρόλος που παίζει η γεωμετρία του αγωγού σήματος στον υπολογισμό της επαγωγής. Όσον αφορά τις χωρητικότητες και την αγωγιμότητα, δεν έχει γίνει κάποια παραδοχή για τη γεωμετρία ή τα ηλεκτρικά χαρακτηριστικά της μικροταινίας, οπότε οι τύποι για τον υπολογισμό τους μπορούν να χρησιμοποιηθούν χωρίς κανένα περιορισμό. Επομένως, τα μεγέθη που μπορούν να υπολογιστούν από το μοντέλο του Weisshaar είναι η αντίσταση λόγω του υποστρώματος, η επαγωγή μικροταινίας με αγωγό σήματος αμελητέου πάχους και η χωρητικότητα και αγωγιμότητα του υποστρώματος.

Για την ανάπτυξη του μοντέλου τους, οι Eo και Eisenstadt αγνόησαν και αυτοί την επίδραση της αγωγίμης επιφάνειας γείωσης, θεωρώντας ότι η συμβολή της στον υπολογισμό των διαφόρων παραμέτρων του μοντέλου είναι ελάχιστη ως μηδαμινή. Παράλληλα, για τον υπολογισμό της αντίστασης λαμβάνεται υπόψη μόνο η γεωμετρία και τα ηλεκτρικά χαρακτηριστικά του αγωγού σήματος, χωρίς να υπεισέρχεται στους υπολογισμούς η επίδραση του υποστρώματος. Γενικά, πάντως, δεν υπάρχουν υποθέσεις ή προσεγγίσεις στους υπολογισμούς, ενώ δεν υπάρχουν, επίσης, και περιορισμοί όσον αφορά την ακρίβεια των προτεινόμενων σχέσεων, εκτός από την περίπτωση της επαγωγής. Οι χωρητικότητες και η αγωγιμότητα υπολογίζονται λαμβάνοντας υπόψη όλα τα γεωμετρικά και ηλεκτρικά χαρακτηριστικά της μικροταινίας ενώ για την επαγωγή, θεωρείται τετραγωνική διατομή για τον αγωγό σήματος.

Για το μοντέλο τους, οι Schnieder και Heinrich έκαναν ορισμένες παραδοχές όσον αφορά τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της μικροταινίας. Καταρχήν, το πάχος του αγωγού σήματος και της αγωγίμης επιφάνειας γείωσης θεωρήθηκαν διακριτά αλλά ίσα μεταξύ τους. Επίσης, οι σχέσεις που χρησιμοποίησαν είχαν ορισμένους περιορισμούς. Ειδικότερα, τα αποτελέσματα των σχέσεων που χρησιμοποιήθηκαν έχουν πολύ μεγάλη ακρίβεια όταν:

$$\frac{1}{2\pi} \leq \frac{w}{h_s} \leq \frac{1}{0.012}, 1 \leq \varepsilon_r \leq 20, t < w \text{ και } w_g > w + 6 \cdot (h_s + t)$$

όπου έχει διατηρηθεί ο συμβολισμός που χρησιμοποιήθηκε και στην ανάλυση και παρουσίαση του μοντέλου. Για τον υπολογισμό των διαφόρων μεγεθών στο μοντέλο των Schnieder και Heinrich

λαμβάνονται υπόψη όλα τα γεωμετρικά και ηλεκτρικά χαρακτηριστικά της μικροταινίας.

Τέλος, ο Wee και οι συνεργάτες του δεν έχουν κάνει καμία παραδοχή ενώ δεν αναφέρουν κανένα περιορισμό όσον αφορά την ισχύ των σχέσεων που προτείνουν για τον υπολογισμό των διαφόρων μεγεθών του μοντέλου τους. Λαμβάνονται υπόψη όλα τα γεωμετρικά και ηλεκτρικά χαρακτηριστικά της μικροταινίας.

Με βάση τα παραπάνω, είμαστε σε θέση να αποφασίσουμε ποια μεγέθη των διαφόρων μοντέλων μπορούν να συγκριθούν μεταξύ τους. Όσον αφορά την αντίσταση, είναι δυνατό να συγκριθούν οι σχέσεις που δίνονται σε όλα τα μοντέλα εκτός από εκείνο του Weisshaar και των συνεργατών του, όπου δε λαμβάνεται υπόψη η γεωμετρία του αγωγού σήματος. Το γεγονός ότι ορισμένοι ερευνητές δε λαμβάνουν υπόψη την αντίσταση του υποστρώματος αποτελεί απλοποίηση που έχει γίνει έχοντας διαπιστώσει ότι η συμβολή της στον υπολογισμό της συνολικής αντίστασης είναι αμελητέα και όχι παραδοχή στη δομή της μικροταινίας, όπως συμβαίνει στο μοντέλο που πρότειναν ο Weisshaar και οι συνεργάτες του. Για το λόγο αυτό, λοιπόν, όλες οι υπόλοιπες εξισώσεις για την αντίσταση μπορούν να συγκριθούν μεταξύ τους. Για τον υπολογισμό της επαγωγής, και πάλι μπορούν να συγκριθούν οι εξισώσεις όλων των μοντέλων πλην αυτού του Weisshaar και των συνεργατών του. Και εδώ, θα μπορούσε να παρατηρηθεί ότι η σχέση που προτείνεται για την επαγωγή από τους Eo και Eisenstadt προκύπτει με την παραδοχή ότι η διατομή του αγωγού σήματος είναι τετραγωνική. Στην περίπτωση αυτή, όμως, η παραδοχή αυτή έγινε θεωρώντας ότι η τετραγωνική διατομή αγωγού σήματος προσεγγίζει τις περισσότερες περιπτώσεις μικροταινιών και άρα μπορεί να χρησιμοποιηθεί γενικά για οποιαδήποτε δομή μικροταινίας. Άρα και η σχέση των Eo και Eisenstadt μπορεί να συγκριθεί με αυτές των υπολοίπων μοντέλων. Για τη χωρητικότητα και την επαγωγή μπορούν να συγκριθούν οι σχέσεις όλων των μοντέλων. Σε όσα μοντέλα η χωρητικότητα του οξειδίου και η χωρητικότητα του ημιαγωγού δίνονται ξεχωριστά, με απλές κυκλωματικές πράξεις είναι δυνατό να προκύψει η συνολική χωρητικότητα του υποστρώματος.

Παρακάτω, γίνεται σύγκριση των σχέσεων που έχουν προταθεί για τα διάφορα μοντέλα, θεωρώντας τα δεδομένα που παρουσιάζουν στις εργασίες τους αφενός ο Jin και οι συνεργάτες του και αφετέρου οι Eo και Eisenstadt. Τα δεδομένα των υπόλοιπων εργασιών είτε είναι ελλιπή είτε δεν μπορούν να εφαρμοστούν για την περίπτωση των μοντέλων που μελετούνται. Πιο συγκεκριμένα, στην εργασία τους, ο Weisshaar και οι συνεργάτες του θεωρούν αγωγό σήματος αμελητέου πάχους με αποτέλεσμα να μη δίνεται ούτε το πάχος του ούτε η αγωγιμότητά του. Οι Schnieder και Heinrich δίνουν δεδομένα για μικροταινία με υπόστρωμα ενός στρώματος, οπότε και πάλι τα δεδομένα είναι ελλιπή. Τέλος, ο Wee και οι συνεργάτες του δίνουν δεδομένα και αποτελέσματα για τη σύνθετη δομή μικροταινίας με αγωγούς γείωσης εκατέρωθεν της και στο ίδιο επίπεδο με αυτή. Η δομή αυτή δεν ταιριάζει με τα μοντέλα που μελετούνται και για το λόγο αυτό ούτε τα δεδομένα αυτά μπορούν να χρησιμοποιηθούν.

Τα αποτελέσματα που προκύπτουν από κάθε μοντέλο για διάφορες συχνότητες λήφθηκαν με τη βοήθεια ενός απλού προγράμματος το οποίο κατασκευάστηκε σε Matlab. Ο κώδικας του προγράμματος αυτού δίνεται στο παράρτημα.

4.1. Σύγκριση των αποτελεσμάτων των μοντέλων με βάση τα δεδομένα στη δημοσίευση του Jin και των συνεργατών του

Αρχικά, έγινε σύγκριση των αποτελεσμάτων των μοντέλων που παρουσιάστηκαν παραπάνω με βάση τα δεδομένα που παρουσιάζονται στη δημοσίευση του Jin και των συνεργατών του. Για λόγους πληρότητας της εργασίας, τα δεδομένα αυτά παρουσιάζονται και στον Πίνακα 4.1. Τα μόνα στοιχεία που δε δίνονται είναι το πάχος, το πλάτος και ο συντελεστής αγωγιμότητας της αγωγίμης επιφάνειας γείωσης. Ως τιμές για το πάχος και το συντελεστή αγωγιμότητας επελέγη να χρησιμοποιηθούν οι ίδιες με αυτές του αγωγού σήματος, που αποτελεί μία αρκετά καλή προσέγγιση. Όσον αφορά το πλάτος της αγωγίμης επιφάνειας, αυτό επελέγη πολύ μεγαλύτερο από αυτό του αγωγού σήματος. Ούτως ή άλλως, πάντως, από άλλες προσομοιώσεις που εκτελέστηκαν διαπιστώθηκε ότι η συμβολή της αγωγίμης επιφάνειας γείωσης στον υπολογισμό της αντίστασης (γιατί μόνο εκεί λαμβάνονται υπόψη τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της) είναι πολύ μικρή ως μηδαμινή, από τη

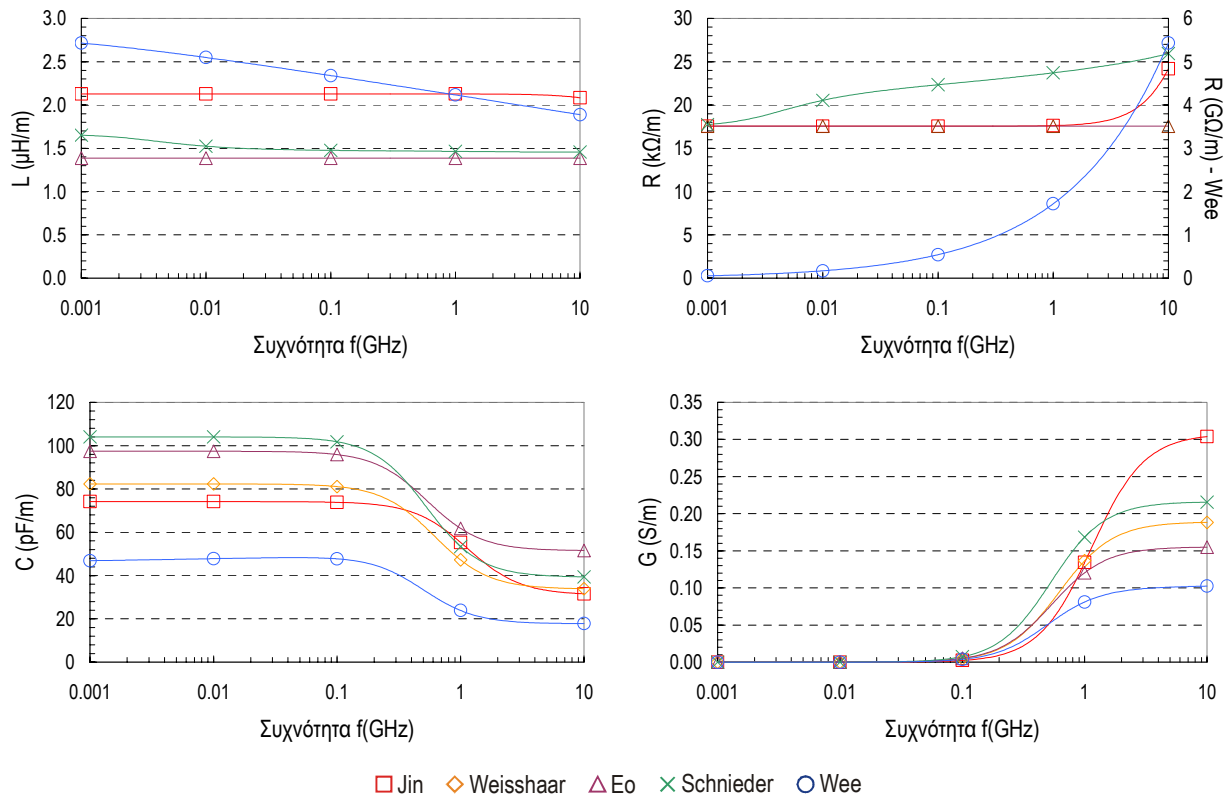
στιγμή που το πλάτος της είναι πολύ μεγαλύτερο από αυτό του αγωγού σήματος. Οι τιμές που θεωρήθηκαν για τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της αγώγιμης επιφάνειας γείωσης φαίνονται και αυτά στον Πίνακα 4.1. Τα αποτελέσματα της προσομοίωσης φαίνονται στο Διάγραμμα 4.1. Θα πρέπει, επίσης, να τονιστεί, ότι παρόλο που στο μοντέλο του Weisshaar και των συνεργατών του το πάχος του αγωγού σήματος θεωρείται αμελητέο, επειδή για τον υπολογισμό της χωρητικότητας και της αγωγιμότητας προτείνονται σχέσεις που λαμβάνουν υπόψη το πάχος αυτό, για τη σύγκριση της χωρητικότητας και της αγωγιμότητας έχει ληφθεί υπόψη και το μοντέλο αυτό.

Σχετική διηλεκτρική σταθερά SiO ₂	3.82
Σχετική διηλεκτρική σταθερά Si	11.9
Συντελεστής αγωγιμότητας ημιαγωγού (Si) (S/m)	1
Συντελεστής αγωγιμότητας αγωγού σήματος (S/m)	$5.7 \cdot 10^7$
Πλάτος αγωγού σήματος (μm)	1
Πάχος αγωγού σήματος (μm)	1
Πάχος μονωτή (SiO ₂) (μm)	1
Πάχος ημιαγωγού (Si) (μm)	300
Συντελεστής αγωγιμότητας αγώγιμης επιφάνειας γείωσης (S/m)	$5.7 \cdot 10^7$
Πάχος αγώγιμης επιφάνειας γείωσης (μm)	1
Πλάτος αγώγιμης επιφάνειας γείωσης (mm)	10

Πίνακας 4.1

Από τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων που φαίνονται στο Διάγραμμα 4.1, μπορούμε αρχικά να παρατηρήσουμε ότι όλα τα μοντέλα δίνουν την ίδια σχεδόν συμπεριφορά για τα μεγέθη που μελετήθηκαν, παρουσιάζουν, όμως, σημαντικές διαφορές μεταξύ τους. Οι παρατηρήσεις παρακάτω γίνονται για κάθε μέγεθος ξεχωριστά.

Όσον αφορά την επαγωγή, μπορούμε να δούμε ότι και τα 4 μοντέλα που μελετήθηκαν γενικά παρουσιάζουν μία σχεδόν σταθερότητα στην τιμή της με μικρή τάση για μείωση. Κάπως διαφέρει το μοντέλο του Wee και των συνεργατών του, το οποίο παρουσιάζει σημαντική μείωση της επαγωγής με τη συχνότητα, ενώ στην ακριβώς αντιδιαμετρική θέση είναι το μοντέλο των Eo και Eisenstadt, το οποίο δεν παρουσιάζει καμία μεταβολή με τη συχνότητα. Για τον έλεγχο της ορθότητας των παραπάνω μοντέλων όσον αφορά την επαγωγή, ενδιαφέρον παρουσιάζουν τα αποτελέσματα πλήρους σήματος που παρουσιάζονται στη δημοσίευση του Weisshaar και των συνεργατών του [29], όπου φαίνεται η επίδραση της αγωγιμότητας υποστρώματος στη μεταβολή της επαγωγής με τη συχνότητα. Η συμπεριφορά του υποστρώματος στις διάφορες συχνότητες αποτελεί την κύρια αιτία για τη μεταβολή της επαγωγής με τη συχνότητα (η επαγωγή που οφείλεται στον αγωγό σήματος σε συνδυασμό με την αγώγιμη επιφάνεια γείωσης θεωρείται από τους ερευνητές αμετάβλητη με τη συχνότητα). Όπως φαίνεται από τα αποτελέσματα αυτά, όταν ο συντελεστής αγωγιμότητας του ημιαγωγού στο υπόστρωμα είναι μικρός (της τάξης των 10 S/m), η επαγωγή που εμφανίζει η μικροταινία είναι σχεδόν αμετάβλητη με τη συχνότητα· παρουσιάζει μία ελάχιστη πτώση και μόνο σε υψηλές συχνότητες. Αντίθετα, όταν ο συντελεστής αγωγιμότητας του ημιαγωγού του υποστρώματος είναι μεγάλος (της τάξης των 10000 S/m), η επαγωγή μειώνεται σημαντικά με τη συχνότητα. Τα ίδια συμπεράσματα προκύπτουν και από την εργασία των Arz, Grabinski και Williams [37]. Στην περίπτωσή μας, σύμφωνα με τα δεδομένα του Πίνακα 4.1, ο συντελεστής αγωγιμότητας του Si είναι μικρός, οπότε η επαγωγή θα πρέπει να ήταν σχεδόν σταθερή, με μικρή πτώση συναρτήσεως της συχνότητας. Τα μοντέλα που μοντελοποιούν καλύτερα τη συμπεριφορά αυτή είναι αυτό του Jin και των συνεργατών του καθώς και των Schnieder και Heinrich, και μεταξύ των δύο, κάπως καλύτερα το πρώτο. Το μεν μοντέλο των Eo και Eisenstadt δίνει μία σταθερή τιμή επαγωγής σε όλη τη συχνότητα, χωρίς να λαμβάνει υπόψη την επίδραση της αγωγιμότητας του υποστρώματος, το δε μοντέλο του Wee και των συνεργατών του κάνει μία υπερεκτίμηση της επίδρασης του υποστρώματος στον υπολογισμό της επαγωγής.



Διάγραμμα 4.1

Στον υπολογισμό της αντίστασης, βλέπουμε μία τελείως διαφορετική συμπεριφορά σε κάθε μοντέλο. Καταρχήν, το μοντέλο του Wee και των συνεργατών του έχει σχεδιαστεί σε διαφορετική κλίμακα λόγω της πολύ μεγάλης τιμής που δίνει για την αντίσταση. Η πολύ μεγάλη αυτή τιμή αντίστασης οφείλεται στο γεγονός ότι για τον υπολογισμό της αντίστασης του υποστρώματος, ως διατομή της περιοχής στην οποία διαδίδεται το σήμα έχει θεωρηθεί μόνο το γινόμενο του πλάτους του αγωγού σήματος επί το επιδερμικό βάθος. Προφανώς, το σήμα δεν περιορίζεται μόνο στην περιοχή κάτω από τον αγωγό σήματος αλλά διαδίδεται σε όλο το πλάτος του υποστρώματος. Η επιλογή της διατομής αυτής έγινε στην προσπάθεια το μοντέλο του Wee και των συνεργατών του, που έχει προταθεί για συνεπίπεδες (coplanar) γραμμές μεταφοράς (μικροταινία εκατέρωθεν της οποίας υπάρχουν αγωγοί γείωσης στο ίδιο επίπεδο), να επεκταθεί και στην περίπτωση απλής δομής μικροταινίας και βασίστηκε στη δημοσίευση των ερευνητών αυτών. Είναι προφανές, όμως, ότι η επιλογή μιας τέτοιας διατομής για το χώρο στον οποίο διαδίδεται το σήμα στο υπόστρωμα είναι λανθασμένη.

Όσον αφορά την ορθότητα των υπόλοιπων μοντέλων, αναφερόμαστε αρχικά σε μετρήσεις που έχουν δημοσιευθεί κατά καιρούς για την αντίσταση που παρουσιάζει μία μικροταινία (π.χ. [37], [27]), από τις οποίες διαπιστώνεται ότι η αντίσταση στις υψηλές συχνότητες αυξάνεται με τη συχνότητα με ρυθμό κάπως μικρότερο από γραμμικό, έχοντας ελαφρώς τα κοίλα προς τα κάτω ή σε λογαριθμική κλίμακα της συχνότητας τα κοίλα προς τα άνω, ενώ στις χαμηλές συχνότητες διατηρείται σχεδόν σταθερή. Τη συμπεριφορά αυτή, όπως μπορούμε να δούμε από το διάγραμμα 4.1, προσεγγίζει μόνο η καμπύλη του μοντέλου του Jin και των συνεργατών του. Τη συμπεριφορά αυτή παρουσιάζει γενικά σε υψηλές συχνότητες και το μοντέλο των Eo και Eisenstadt, στη συγκεκριμένη όμως περίπτωση, το όριο στο οποίο το “επιδερμικό φαινόμενο” αρχίζει να γίνεται αισθητό, σύμφωνα με το μοντέλο αυτό, είναι σε υψηλότερη συχνότητα. Τέλος, το μοντέλο των Schnieder και Heinrich παρουσιάζει τελείως διαφορετική συμπεριφορά από την αναμενόμενη. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι η σχέση που προτείνεται για τον υπολογισμό της αντίστασης σε όλο το εύρος των συχνοτήτων βασίζεται στην εργασία των Djordjević και Sarkar [24], οι οποίοι με εκτεταμένες μετρήσεις και αναλύοντας αριθμητικά τα αποτελέσματα είχαν καταλήξει στη σχέση αυτή, έχοντας θεωρήσει, όμως, ότι η δομή της μικροταινίας είχε υπόστρωμα μόνο από διηλεκτρικό. Για το λόγο

αυτό, μπορεί να εφαρμοστεί στην περίπτωση των μικροταινιών με λεπτό ημιαγωγίμο υπόστρωμα, όπως προτάθηκε από τους Schnieder και Heinrich, όχι όμως και για την περίπτωση όπου το υπόστρωμα είναι αρκετά παχύ, όπως στην περίπτωση που μελετάται. Άλλωστε, το παχύ υπόστρωμα παραβαίνει τους περιορισμούς του μοντέλου, οι οποίοι αναφέρθηκαν παραπάνω.

Για τη χωρητικότητα και την αγωγιμότητα, μπορούμε να παρατηρήσουμε ότι και με τα 5 μοντέλα με τα οποία μετρήθηκαν, παρουσιάζουν την ίδια συμπεριφορά. Τόσο οι συχνότητες στις οποίες αλλάζουν τα κοίλα των συναρτήσεων, όσο και η μορφή και ο ρυθμός αύξησης ή μείωσης των μεγεθών αυτών είναι σχεδόν ίδιος σε όλα τα μοντέλα. Η μορφή αυτή των καμπυλών συμπίπτει και με αυτή πραγματικών μετρήσεων, όπως φαίνεται π.χ. στις δημοσιεύσεις [37], [27], [38].

4.2. Σύγκριση των αποτελεσμάτων των μοντέλων με βάση τα δεδομένα στη δημοσίευση των Eo και Eisenstadt

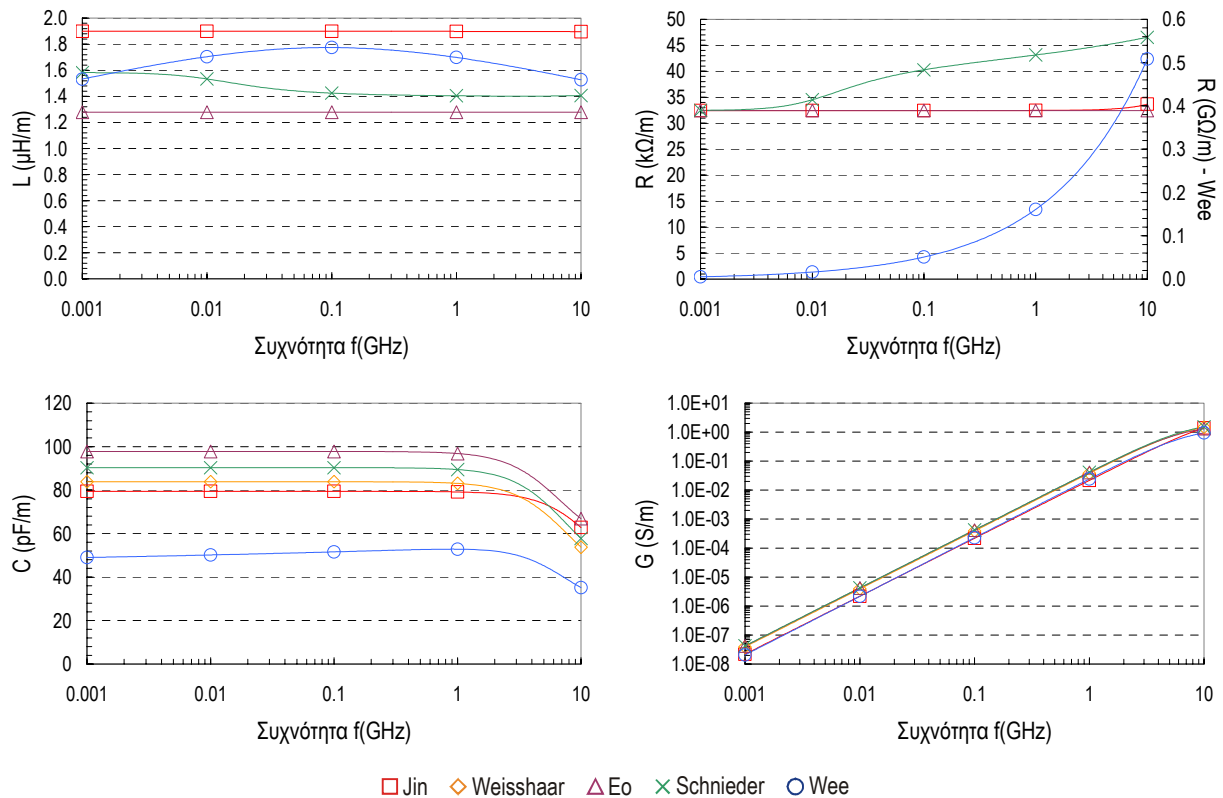
Παρακάτω γίνεται σύγκριση των αποτελεσμάτων που προκύπτουν από τα διάφορα μοντέλα θεωρώντας ως δεδομένα αυτά που παρουσιάζονται στη δημοσίευση των Eo και Eisenstadt [27]. Για λόγους πληρότητας της εργασίας, τα δεδομένα αυτά παρουσιάζονται και στον Πίνακα 4.2. Όπως αναφέρθηκε και παραπάνω, στη δημοσίευση των Eo και Eisenstadt δεν αναφέρονταν το πάχος του αγωγού σήματος και ο συντελεστής αγωγιμότητάς του. Για τα μεγέθη αυτά έγινε προσπάθεια εξαγωγής τους με βάση τα αποτελέσματα, χρησιμοποιώντας αριθμητικά προγράμματα (Mathematica) για την περίπτωση της μικροταινίας πλάτους 2μm. Οι τιμές που προέκυψαν φαίνονται στον Πίνακα 4.2. Επίσης, για το συντελεστή αγωγιμότητας του ημιαγωγού του υποστρώματος χρησιμοποιήθηκαν πίνακες στους οποίους γίνεται αντιστοίχιση της συγκέντρωσης νόθευσης με το συντελεστή αγωγιμότητας. Η τιμή που βρέθηκε φαίνεται, επίσης, στον Πίνακα 4.2. Και στην περίπτωση αυτή, το πλάτος της αγωγίμης επιφάνειας γείωσης δε δίνεται, οπότε και πάλι χρησιμοποιείται μία πολύ μεγάλη τιμή γι' αυτό. Αναφορικά με το μήκος του αγωγού σήματος, παράμετρος που απαιτείται από ορισμένα μοντέλα για τον υπολογισμό των διαφόρων μεγεθών, παρά το γεγονός ότι τα μεγέθη δίνονται ανά μονάδα μήκους, χρησιμοποιήθηκε η τιμή που δίνεται στη δημοσίευση (1cm), αν και γενικά το μήκος του αγωγού σήματος για τον υπολογισμό των ανά μονάδα μεγεθών δεν παίζει μεγάλο ρόλο, όπως διαπιστώθηκε από προσομοιώσεις, ακόμα και αν υπεισέρχεται στους υπολογισμούς. Τέλος, όσον αφορά το τριπλό στρώμα οξειδίου για το οποίο έγιναν μετρήσεις από τους Eo και Eisenstadt, για την ανάγκη των προσομοιώσεων των μοντέλων, αντικαταστάθηκε από ένα μόνο στρώμα οξειδίου SiO₂, ίσου πάχους με το τριπλό στρώμα.

Σχετική διηλεκτρική σταθερά SiO ₂	3.9
Σχετική διηλεκτρική σταθερά Si	11.7
Πλάτος αγωγού σήματος (μm)	2
Πάχος μονωτή (SiO ₂) (μm)	2.05
Πάχος ημιαγωγού (Si) (μm)	350
Πάχος αγωγού σήματος (μm)	1.07
Συντελεστής αγωγιμότητας ημιαγωγού (Si) (S/m)	12
Συντελεστής αγωγιμότητας αγωγού σήματος (S/m)	1.44·10 ⁷
Συντελεστής αγωγιμότητας αγωγίμης επιφάνειας γείωσης (S/m)	1.44·10 ⁷
Πάχος αγωγίμης επιφάνειας γείωσης (μm)	1.07
Πλάτος αγωγίμης επιφάνειας γείωσης (mm)	10

Πίνακας 4.2

Τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων φαίνονται στο Διάγραμμα 4.2. Γενικά, όπως μπορούμε να παρατηρήσουμε, το “επιδερμικό φαινόμενο” δεν εμφανίζεται τόσο έντονα και αυτό διότι τόσο το πάχος του μονωτή (SiO₂) όσο και το πάχος του ημιαγωγού (Si) (γενικά το πάχος του υποστρώματος) είναι μεγαλύτερα απ’ ότι στην προηγούμενη περίπτωση. Έτσι, σύμφωνα με τη σχέση (1.1) ή

τον εμπειρικό κανόνα του Hasegawa και των συνεργατών του, το μήκος κύματος θα αρχίσει να γίνεται συγκρίσιμο με το πάχος του υποστρώματος σε υψηλότερες συχνότητες απ' ό,τι στην προηγούμενη περίπτωση και άρα και το “επιδερμικό φαινόμενο” εμφανίζεται σε συχνότητες υψηλότερες απ' ό,τι στην προηγούμενη περίπτωση. Όσον αφορά τη μορφή των καμπυλών, οι παρατηρήσεις είναι παρόμοιες με την προηγούμενη περίπτωση, αφού εμφανίζεται η ίδια συμπεριφορά. Η μόνη διαφορά είναι ότι το διάγραμμα της αγωγιμότητας έχει σχεδιαστεί σε λογαριθμική κλίμακα ώστε να μπορεί να φανεί καλύτερα η μεταβολή του μεγέθους αυτού συναρτήσει της συχνότητας.



Διάγραμμα 4.2

Η μόνη επιπλέον παρατήρηση, σε σχέση με αυτές που έγιναν στην παράγραφο 4.1., που μπορούμε να κάνουμε στα παραπάνω αποτελέσματα είναι ο τρόπος με τον οποίο μεταβάλλεται η επαγωγή σύμφωνα με το μοντέλο του Wee και των συνεργατών του. Όπως φαίνεται στο Διάγραμμα 4.2, η επαγωγή αρχικά αυξάνεται μέχρι μία συχνότητα γύρω στα 100 MHz ενώ στη συνέχεια αρχίζει να μειώνεται. Η συμπεριφορά αυτή διαφέρει από αυτή που προκύπτει από τις μετρήσεις, όπου, όπως αναφέρθηκε παραπάνω, η επαγωγή γενικά παραμένει σταθερή με ελαφρά πτωτική τάση για χαμηλούς συντελεστές αγωγιμότητας υποστρώματος και στις συχνότητες που μελετούνται (ως 10GHz). Η μορφή αυτή που παρουσιάζει η επαγωγή στο μοντέλο του Wee και των συνεργατών του οφείλεται στο γεγονός ότι το “επιδερμικό φαινόμενο” λαμβάνεται υπόψη σε όλο το εύρος συχνοτήτων, κάτι που δεν είναι σωστό, αφού σε χαμηλές συχνότητες αυτό δεν εμφανίζεται. Στη δημοσίευσή τους, πάντως, ο Wee και οι συνεργάτες του αναφέρονται σε υψηλές συχνότητες, οπότε πιθανότατα για το λόγο αυτό να μην έχει γίνει διάκριση των σχέσεων που πρέπει να ληφθούν σε χαμηλές και υψηλές συχνότητες.

Από τις παραπάνω συγκρίσεις μπορούν να προκύψουν μόνο ποιοτικά συμπεράσματα για την ορθότητα των μοντέλων που συγκρίθηκαν. Με βάση, όμως, ακόμα και αυτή την ποιοτική σύγκριση είναι δυνατό να προκύψουν κάποια αρχικά συμπεράσματα για το πόσο σωστά μοντελοποιούν τα διάφορα μοντέλα τυχαίες διατάξεις μικροταινίας. Μία ποσοτική σύγκριση γίνεται στο επόμενο κεφάλαιο. Ανακεφαλαιωτικά, λοιπόν, από τις παραπάνω παρατηρήσεις, επισημαίνονται τα εξής: Κα-

ταρχήν, όλα τα μοντέλα παρουσιάζουν μία λογική συμπεριφορά όσον αφορά τα μεγέθη της αγωγιμότητας και της χωρητικότητας. Για τα μεγέθη της αντίστασης και της επαγωγής, όπου παρουσιάστηκε και η μεγαλύτερη δυσκολία στη μοντελοποίηση, υπήρχε αρκετή διαφορά μεταξύ ορισμένων μοντέλων. Το μοντέλο του Jin και των συνεργατών του δείχνει να παρουσιάζει μία πολύ καλή συμπεριφορά, με μία πρώτη ματιά, τόσο για την αντίσταση όσο και για την επαγωγή και στις δύο περιπτώσεις που μελετήθηκαν. Το μοντέλο των Eo και Eisenstadt για την επαγωγή παρουσιάζει μία συμπεριφορά που είναι σχεδόν σωστή για τις περιπτώσεις που μελετήθηκαν, όπου ο συντελεστής αγωγιμότητας του ημιαγωγού ήταν μικρός. Όπως σημειώσαμε, όμως, και παραπάνω, η συμπεριφορά αυτή παύει να είναι σωστή αν ο συντελεστής αγωγιμότητας είναι μεγαλύτερος. Για την αντίσταση, η γενική συμπεριφορά του είναι σωστή (σταθερότητα στην αρχή και σχεδόν γραμμική αύξηση στη συνέχεια με μικρή στροφή των κοίλων προς τα κάτω), αν και αυτό δε μπόρεσε να φανεί καλά στην πρώτη περίπτωση που μελετήθηκε. Το μοντέλο των Schnieder και Heinrich όσον αφορά την επαγωγή παρουσιάζει μία λογική συμπεριφορά αντίθετα με την αντίσταση, όπου η προσέγγισή του είναι λανθασμένη. Η σχεδόν γραμμική αύξηση της αντίστασης που παρουσιάζει ξεκινά από σχετικά χαμηλές συχνότητες (της τάξης των μερικών MHz) ενώ, όπως φάνηκε παραπάνω, μία τέτοια συμπεριφορά αρχίζει να εμφανίζεται σε υψηλές συχνότητες (πιο συγκεκριμένα, σχεδόν στις συχνότητες που εμφανίζεται και το “επιδερμικό φαινόμενο”). Τέλος, το μοντέλο του Wee και των συνεργατών του, με τον τρόπο που τροποποιήθηκε, δείχνει ότι δε μπορεί να μοντελοποιήσει σωστά τη συμπεριφορά της μικροταινίας ούτε για την αντίσταση ούτε για την επαγωγή. Τα ανακεφαλαιωτικά αυτά συμπεράσματα αποτυπώνονται συνοπτικά στον Πίνακα 4.3.

	Jin	Weisshaar	Eo	Schnieder	Wee
Επαγωγή L	+		○	○	-
Αντίσταση R	+		+	-	-
Χωρητικότητα C	+	+	+	+	+
Αγωγιμότητα G	+	+	+	+	+

Πίνακας 4.3 – Σύγκριση μοντέλων: +: σωστή, -: λανθασμένη, ○: μέτρια συμπεριφορά

Κεφάλαιο 5

Σύγκριση των Μοντέλων με Πραγματικές Μετρήσεις και Παρουσίαση Ενός Καινούριου Μοντέλου

Μέχρι το σημείο αυτό, παρουσιάστηκαν ορισμένα από τα αντιπροσωπευτικότερα μοντέλα που υπάρχουν στη διεθνή βιβλιογραφία για τη μοντελοποίηση της δομής μικροταινίας ενώ έγινε και μία σύγκριση του κατά πόσο τα αποτελέσματα που προκύπτουν από το καθένα από αυτά για τον υπολογισμό των κυκλωματικών μεγεθών της μικροταινίας συμπίπτουν μεταξύ τους και κατά πόσο προσεγγίζουν ποιοτικά τα αποτελέσματα πραγματικών μετρήσεων που κατά καιρούς έχουν δημοσιευθεί. Για την πληρότητα της διπλωματικής αυτής εργασίας, απομένει η ποσοτική σύγκριση των μοντέλων με πραγματικές μετρήσεις καθώς και η ενδεχόμενη παρουσίαση ενός καινούριου μοντέλου στην περίπτωση που κανένα από τα παραπάνω δε δίνει ικανοποιητικά αποτελέσματα.

5.1. Σύγκριση των μοντέλων με εργαστηριακές μετρήσεις

Προκειμένου να γίνει ο ποσοτικός έλεγχος των αποτελεσμάτων που προκύπτουν από τα μοντέλα, τα αποτελέσματα αυτά συγκρίθηκαν με εργαστηριακές μετρήσεις που έγιναν για συγκεκριμένη μικροταινία. Τα γεωμετρικά και ηλεκτρικά χαρακτηριστικά της μικροταινίας αυτής δίνονται στον Πίνακα 5.1, όπου, επειδή ο υπολογισμός του πλάτους της αγωγίμης επιφάνειας γείωσης ήταν δύσκολο να γίνει, και επειδή, όπως αναφέρθηκε παραπάνω, η παράμετρος αυτή δεν συμβάλλει πολύ στα αποτελέσματα, θεωρήθηκε και πάλι μία πολύ μεγάλη τιμή (πολύ μεγαλύτερη από το πλάτος του αγωγού γείωσης). Τα πειραματικά αποτελέσματα συγκρίθηκαν με τα αποτελέσματα που προέκυψαν για την ίδια δομή μικροταινίας από πρόγραμμα ανάλυσης πλήρους κύματος (Momentum) και διαπιστώθηκε ομοιότητα μεταξύ των αποτελεσμάτων, γεγονός που συνηγορεί στην ορθότητα των μετρήσεων που έγιναν. Οι μετρήσεις που έγιναν επικεντρώθηκαν στον υπολογισμό της επαγωγής και του συντελεστή ποιότητας Q που εμφανίζει μία μικροταινία. Οι υπολογισμοί των μεγεθών αυτών έγιναν έμμεσα, από μετρήσεις των Y -παραμέτρων της μικροταινίας και ειδικότερα της παραμέτρου Y_{11} . Γνωρίζοντας την παράμετρο Y_{11} , η επαγωγή L και ο συντελεστής ποιότητας Q μπορούν να υπολογιστούν με βάση τις σχέσεις [39]:

$$L = \frac{\text{Im}(1/Y_{11})}{2\pi f} \quad \text{και} \quad Q = \frac{\text{Im}(1/Y_{11})}{\text{Re}(1/Y_{11})} \quad (5.1)$$

Είναι προφανές ότι γνωρίζοντας το συντελεστή ποιότητας Q και την επαγωγή L μίας μικροταινίας είναι δυνατό να υπολογιστεί και η αντίσταση που παρουσιάζει αυτή, αφού:

$$Q = \frac{\omega L}{R} \Rightarrow R = \frac{\omega L}{Q} \quad (5.2)$$

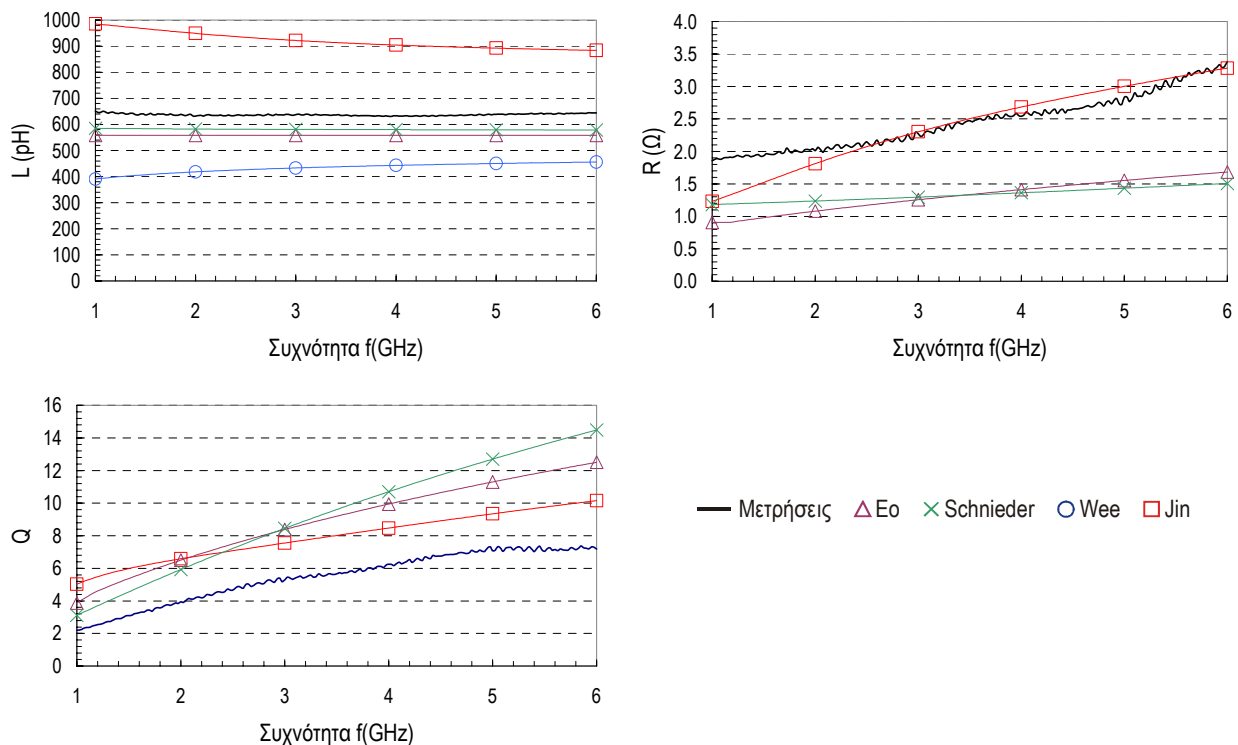
Τα μεγέθη της αντίστασης και της επαγωγής αποτελούν, όπως φάνηκε και από τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων του κεφαλαίου 4, τα μεγέθη στα οποία αφενός υπάρχει η μεγαλύτερη απόκλιση μεταξύ των αποτελεσμάτων των μοντέλων που παρουσιάστηκαν παραπάνω και αφετέρου υπάρχει η μεγαλύτερη δυσκολία για μοντελοποίηση ακόμα και στην προσέγγιση της μορφής της καμπύλης. Για το λόγο αυτό, η εξέταση του κατά πόσο τα παραπάνω μοντέλα μας δίνουν ικανοποιητικά αποτελέσματα για τα μεγέθη αυτά, παρουσιάζει μεγάλο ενδιαφέρον.

Για τη σύγκριση με τις εργαστηριακές μετρήσεις, λήφθηκαν τα αποτελέσματα μόνο όσων μοντέλων υπολόγιζαν μεγέθη συγκρίσιμα με αυτά που μετρήθηκαν. Έτσι, για τον υπολογισμό της επαγωγής, από τα 5 μοντέλα που παρουσιάστηκαν στο κεφάλαιο 3, δε θα πρέπει να ληφθεί υπόψη το μοντέλο του Weisshaar και των συνεργατών του, στο οποίο υπολογίζεται η επαγωγή της μικροταινίας που οφείλεται στο υπόστρωμα, χωρίς να λαμβάνεται υπόψη η επαγωγή του αγωγού σήματος συναρτήσει της γεωμετρίας του. Για την αντίσταση, πάλι το μοντέλο του Weisshaar και των συνεργ-

γατών του θα πρέπει να αγνοηθεί, λόγω του ότι και πάλι υπολογίζεται μόνο η αντίσταση που οφείλεται στο υπόστρωμα. Παράλληλα, όμως, αγνοείται και το μοντέλο του Wee και των συνεργατών του, και αυτό διότι, όπως αναφέρθηκε παραπάνω, για τον υπολογισμό της αντίστασης υποστρώματος λαμβάνεται λανθασμένη επιφάνεια διατομής, με αποτέλεσμα να επηρεάζεται και η συνολική αντίσταση και τα αποτελέσματα που προκύπτουν να μην είναι λογικά. Όσον αφορά το συντελεστή ποιότητας Q , επειδή για τον υπολογισμό του είναι απαραίτητη η γνώση τόσο της επαγωγής όσο και της αντίστασης, λαμβάνονται τα αποτελέσματα των μοντέλων του Jin και των συνεργατών του, των Eo και Eisenstadt και των Schnieder και Heinrich. Τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων μαζί με τις μετρήσεις παρουσιάζονται στο Διάγραμμα 5.1. Τα μεγέθη που συγκρίνονται είναι η αντίσταση, η επαγωγή και ο συντελεστής ποιότητας και αναφέρονται σε όλο το μήκος της γραμμής (όχι ανά μονάδα μήκους).

Σχετική διηλεκτρική σταθερά SiO ₂	3.9
Σχετική διηλεκτρική σταθερά Si	11.7
Ειδική αντίσταση ημιαγωγού (Si) (Ω·m)	0.13
Συντελεστής αγωγιμότητας αγωγού σήματος (S/m)	$3.44828 \cdot 10^7$
Πλάτος αγωγού σήματος (μm)	4
Πάχος αγωγού σήματος (μm)	4
Πάχος μονωτή (SiO ₂) (μm)	12.1
Πάχος ημιαγωγού (Si) (μm)	300
Μήκος αγωγού σήματος (μm)	500
Συντελεστής αγωγιμότητας αγωγίμης επιφάνειας γείωσης (S/m)	$3.44828 \cdot 10^7$
Πάχος αγωγίμης επιφάνειας γείωσης (μm)	4
Πλάτος αγωγίμης επιφάνειας γείωσης (mm)	10

Πίνακας 5.1



Διάγραμμα 5.1

Με βάση το Διάγραμμα 5.1, μπορούν να γίνουν ορισμένες παρατηρήσεις όσον αφορά την ορθότητα με την οποία τα μοντέλα που μελετήθηκαν μοντελοποιούν τη συγκεκριμένη δομή μικροταινί-

ας για την οποία έγιναν εργαστηριακές μετρήσεις. Καταρχήν, όσον αφορά την επαγωγή, μπορούμε να παρατηρήσουμε ότι τα μοντέλα που δίνουν αποτελέσματα κάπως πιο κοντά στις μετρήσεις είναι αυτό των Shnieder και Heinrich και αυτό των Eo και Eisenstadt, με την παρατήρηση ότι αυτό των Eo και Eisenstadt δε μοντελοποιεί την έστω και ανεπαίσθητη πτώση της τιμής της επαγωγής με τη συχνότητα και η οποία, όπως αναφέρθηκε και παραπάνω, οφείλεται στην αγωγιμότητα που παρουσιάζει το υπόστρωμα. Το μοντέλο του Wee και των συνεργατών του δίνει μία αρκετά διαφορετική συμπεριφορά της επαγωγής με τη συχνότητα, σύμφωνα με την οποία, όπως μπορεί να παρατηρηθεί, η επαγωγή αυξάνεται (έστω και λίγο) με τη συχνότητα. Το μοντέλο του Jin και των συνεργατών του, αφετέρου, δίνει μία αρκετά μεγαλύτερη πτώση της επαγωγής με τη συχνότητα ενώ παράλληλα η τιμή στην οποία καταλήγει για την επαγωγή διαφέρει κατά 30% περίπου από την τιμή που υπολογίζεται με βάση τις μετρήσεις, διαφορά που αποτελεί αρκετά μεγάλη απόκλιση.

Σχετικά με την αντίσταση, μπορούμε να παρατηρήσουμε ότι η προσέγγιση του Jin και των συνεργατών του είναι πολύ κοντά σε αυτή των μετρήσεων, αν εξαιρεθούν οι συχνότητες μεταξύ 1 και 2GHz. Πιο κοντά, όσον αφορά τη μορφή της καμπύλης των μετρήσεων, πάντως, θα μπορούσε να πει κανείς ότι βρίσκεται η προσέγγιση των Eo και Eisenstadt, η οποία, όμως, δίνει τιμή αρκετά μικρότερη από αυτή των μετρήσεων. Τέλος, το μοντέλο των Schnieder και Heinrich δε μοντελοποιεί τόσο σωστά την αύξηση της αντίστασης με τη συχνότητα. Αυτό, όπως αναφέρθηκε και παραπάνω, οφείλεται στο ότι οι σχέσεις που προτάθηκαν από τους ερευνητές αυτούς για τον υπολογισμό της αντίστασης σε όλο το πεδίο των συχνοτήτων ισχύουν κυρίως για μικροταινίες με υπόστρωμα από διηλεκτρικό μόνο.

Στο σημείο αυτό, μπορεί να γίνει και μία παρατήρηση αναφορικά με το μοντέλο του Jin και των συνεργατών του. Το μοντέλο αυτό, όπως αναφέρθηκε κατά την παρουσίασή του, βασίζεται στην επέκταση μοντέλων 1-διάστασης ώστε να μπορούν να ισχύουν για τη μοντελοποίηση δομών 2-διαστάσεων. Κατά την επέκταση αυτή, έχει θεωρηθεί ότι μεγέθη που αναφέρονται στον αγωγό σήματος, όπως η αντίσταση και η επαγωγή ανά μονάδα μήκους λόγω της γεωμετρίας του αγωγού σήματος, μπορούν να προκύψουν από τα αντίστοιχα μεγέθη 1-διάστασης, αν απλά διαιρεθούν τα μεγέθη 1-διάστασης με το πλάτος του αγωγού σήματος στη δομή 2-διαστάσεων, όπως φαίνεται και από τις σχέσεις (3.14a). Με τη θεώρηση αυτή, όμως, δε λαμβάνονται υπόψη φαινόμενα τα οποία οφείλονται στο πεπερασμένο πάχος του αγωγού σήματος, όπως η ιδιομορφία του πεδίου στα άκρα του αγωγού σήματος (fringing effect). Τα φαινόμενα αυτά, όπως παρατηρήθηκε από τους Eo και Eisenstadt [27], συμβάλλουν στην τιμή της συνολικής αντίστασης και επαγωγής. Πιο συγκεκριμένα, οι Eo και Eisenstadt παρατήρησαν ότι στο συνολικό ρεύμα που διέρρει τη μικροταινία, ρόλο έπαιζε και η αγωγιμότητα των πλευρικών τοιχωμάτων του αγωγού σήματος. Πιθανόν, βέβαια, καθώς η συχνότητα αυξάνεται και το “επιδερμικό φαινόμενο” γίνεται όλο και πιο έντονο, το γεγονός του πεπερασμένου πλάτους του αγωγού σήματος και της αγωγιμότητας των πλευρικών τοιχωμάτων να παίζει όλο και μικρότερο ρόλο, αφού το ρεύμα αρχίζει να περιορίζεται στην επιφάνεια του αγωγού που βρίσκεται προς την αγωγή επιφάνεια γείωσης. Το ότι δε λαμβάνεται υπόψη το πεπερασμένο πλάτος του αγωγού σήματος πιθανόν να προκαλεί τη μεγάλη αυτή τιμή της επαγωγής στη σύγκριση με τις μετρήσεις καθώς και τη μη συμφωνία του μοντέλου με τις μετρήσεις στις συχνότητες 1-2GHz για την αντίσταση.

Το κατά πόσο σωστά μοντελοποιείται ο συντελεστής ποιότητας Q εξαρτάται άμεσα από τη σωστή μοντελοποίηση της αντίστασης και της επαγωγής. Από το Διάγραμμα 5.1 μπορεί να φανεί ότι αποτελέσματα πιο κοντά σε αυτά των μετρήσεων δίνει το μοντέλο του Jin και των συνεργατών του, το οποίο προσεγγίζει και καλύτερα το ρυθμό αύξησης του συντελεστή αυτού με τη συχνότητα. Το μοντέλο των Schnieder και Heinrich παρουσιάζει μία κάπως μεγαλύτερη αύξηση του συντελεστή ποιότητας με τη συχνότητα απ’ ότι οι μετρήσεις ενώ το μοντέλο των Eo και Eisenstadt παρουσιάζει μία παρόμοια αύξηση, οι τιμές, όμως, τις οποίες δίνει είναι αρκετά μεγαλύτερες από αυτές των μετρήσεων.

Από τις παραπάνω παρατηρήσεις και από το Διάγραμμα 5.1 είναι φανερό ότι τα μοντέλα που παρουσιάστηκαν μέχρι στιγμής δυσκολεύονται να μοντελοποιήσουν σωστά τη μικροταινία για την οποία έγιναν οι μετρήσεις, με εξαίρεση το μοντέλο του Jin και των συνεργατών του, το οποίο δίνει μία αρκετά ικανοποιητική προσέγγιση της αντίστασης. Είναι αναγκαία, λοιπόν, η εύρεση ενός και-

νούριου μοντέλου, το οποίο, λαμβάνοντας υπόψη τις ηλεκτρικές ιδιότητες και τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της μικροταινίας να μας δίνει αποτελέσματα όσο το δυνατό πιο κοντά στις πραγματικές μετρήσεις. Ένα τέτοιο μοντέλο παρουσιάζεται στην επόμενη παράγραφο.

5.2. Παρουσίαση ενός καινούριου μοντέλου

Στην παράγραφο αυτή, γίνεται μία προσπάθεια να βρεθεί ένα καινούριο μοντέλο το οποίο να δίνει αποτελέσματα όσο το δυνατό πιο κοντά σε αυτά των μετρήσεων. Γενικά, για την εύρεση ενός μοντέλου το οποίο θα μπορεί να μοντελοποιεί σωστά μία δεδομένη δομή μικροταινίας με συγκεκριμένα γεωμετρικά χαρακτηριστικά έχουν προταθεί διάφορες αριθμητικές μέθοδοι, μεταξύ των οποίων η τεχνική “curve fitting” (ταιριάσματος καμπύλης σε ελεύθερη απόδοση), όπου γίνεται προσπάθεια με βάση τα δεδομένα μετρήσεων και θεωρώντας κάποιες παραμέτρους να βρεθεί μία εξίσωση, η γραφική παράσταση της οποίας θα συμπίπτει με την καμπύλη των μετρήσεων (π.χ. [40]), ή, τεχνικές που βασίζονται στη χρήση νευρωνικών δικτύων (π.χ. [41]). Οι μέθοδοι αυτές, όμως, δίνουν μοντέλα τα οποία εκτός του ότι βασίζονται σε ήδη υπάρχουσες μετρήσεις, μπορούν να δώσουν πολύ σωστά αποτελέσματα μόνο για τη συγκεκριμένη μικροταινία στον οποίοι τις μετρήσεις βασίστηκε η εξαγωγή τους, ενώ για διαφορετικές γεωμετρικές ή ηλεκτρικές χαρακτηριστικά, τα αποτελέσματα που δίνουν απέχουν πολύ από τα πραγματικά, κατά κανόνα. Για το λόγο αυτό, για την εύρεση ενός μοντέλου το οποίο θα μοντελοποιεί σωστά τη μικροταινία για την οποία έγιναν οι μετρήσεις, αποφασίστηκε να ληφθούν υπόψη γενικά οι ηλεκτρικές ιδιότητες και τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά μίας δομής μικροταινίας, ώστε το μοντέλο που θα εξαχθεί να ισχύει για μεγάλο εύρος τιμών των διαφόρων παραμέτρων της δομής της μικροταινίας. Η προσπάθεια αυτή βασίστηκε, επίσης, σε μεγάλο βαθμό σε ήδη υπάρχουσες εξισώσεις.

Αρχικά, έγινε προσπάθεια εύρεσης σχέσεων για τα μεγέθη της επαγωγής και της αντίστασης. Όπως φάνηκε και από τις προσομοιώσεις του κεφαλαίου 4, πολλά από τα υπάρχοντα μοντέλα της βιβλιογραφίας, στον υπολογισμό της επαγωγής και της αντίστασης, δε λαμβάνουν υπόψη τη συμβολή του υποστρώματος, το οποίο επηρεάζει τα μεγέθη αυτά λόγω της αγωγιμότητας της οποίας παρουσιάζει. Για το λόγο αυτό, και προκειμένου να μπορέσουν να χρησιμοποιηθούν εξισώσεις που έχουν προταθεί κατά καιρούς από διάφορους ερευνητές για τον υπολογισμό της επαγωγής σε υπόστρωμα μόνο από διηλεκτρικό και οι οποίες, για τις περιπτώσεις αυτές, δίνουν πολύ καλά αποτελέσματα, αποφασίστηκε να ακολουθηθεί η προσέγγιση του Weisshaar και των συνεργατών του. Σύμφωνα με αυτούς, και όπως παρουσιάστηκε στο κεφάλαιο 3, για δομή μικροταινίας με αγωγή υπόστρωμα, μπορεί να υπολογιστεί ένα ισοδύναμο πάχος μη αγωγίμου υποστρώματος. Το ισοδύναμο αυτό πάχος θα είναι μιγαδικό και μεταβλητό ως προς τη συχνότητα, ενώ θα μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε υπάρχουσες εξισώσεις που έχουν εξαχθεί για την περίπτωση μικροταινίας με μη αγωγή υπόστρωμα. Το ισοδύναμο αυτό πάχος βρέθηκε από το Weisshaar και τους συνεργάτες του ότι δίνεται από τη σχέση (3.33). Θα πρέπει να παρατηρηθεί ότι στον υπολογισμό του ισοδύναμου αυτού πάχους, το πάχος του στρώματος οξειδίου δε μεταβάλλεται και αυτό διότι το στρώμα αυτό δεν παρουσιάζει μαγνητικές ιδιότητες. Στον υπολογισμό, δηλαδή, της επαγωγής ή της αντίστασης ισοδυναμεί, θεωρητικά, με περιοχή κενού.

Έχοντας βρει το ισοδύναμο πάχος μίας μη αγωγίμης περιοχής, απομένει η εύρεση ενός κατάλληλου τύπου, από όσους έχουν προταθεί κατά καιρούς στη βιβλιογραφία, ο οποίος να υπολογίζει την επαγωγή μίας μικροταινίας με μη αγωγή υπόστρωμα. Αρκετά διαδοσμένες τέτοιες σχέσεις είναι αυτές του Wheeler [8], ο οποίος στην εργασία του υπολογίζει την επαγωγή μικροταινίας με μη αγωγή υπόστρωμα, τόσο για την περίπτωση που ο αγωγός σήματος θεωρηθεί αμελητέου πάχους, οπότε η επαγωγή δίνεται από τη σχέση (3.36), όσο και για την περίπτωση που ο αγωγός σήματος θεωρηθεί τετραγωνικής διατομής, οπότε η επαγωγή δίνεται από τη σχέση (3.32). Η πρώτη από τις σχέσεις αυτές, αν και φαινομενικά δεν ταιριάζει για την περίπτωση του υπολογισμού της επαγωγής μικροταινίας με διακριτό πάχος, μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την περίπτωση αυτή, αν υπολογιστεί ένα ισοδύναμο πλάτος αγωγού με αμελητέο πάχος. Στον υπολογισμό του ισοδύναμου αυτού πλάτους, λαμβάνονται υπόψη φαινόμενα που οφείλονται στην ιδιομορφία του πεδίου στα πλευρικά τοιχώματα του αγωγού σήματος (fringing effect), οπότε η επαγωγή και η αντίσταση που

υπολογίζονται χρησιμοποιώντας αυτό το πλάτος αγωγού είναι ίσες με αυτές της δομής μικροταινίας με διακριτό πάχος αγωγού. Σχέσεις για τον υπολογισμό του ισοδύναμου πλάτους αγωγού αμελητέου πάχους έχουν δοθεί αρκετές και από διάφορους ερευνητές. Πιο διαδεδομένες είναι αυτές των Wheeler [8]:

$$w_{\text{eff}} = w + \frac{t}{\pi} \ln \left(4e / \sqrt{\left(\frac{t}{h}\right)^2 + \left(\frac{1/\pi}{w/t + 1.1}\right)^2} \right) \quad (5.3)$$

όπου w το πλάτος του αγωγού, t το πάχος του και h το πάχος του υποστρώματος, των Hammerstad και Jensen (για την περίπτωση ομογενούς υποστρώματος) [31]:

$$w_{\text{eff}} = w + \frac{t}{\pi} \ln \left(1 + \frac{4 \cdot h \cdot e}{t \cdot \coth^2 \sqrt{6.517 w/h}} \right) \quad (5.4)$$

και των Gunston και Weale (σχέσεις (3.8) και (3.9)).

Αντί των σχέσεων αυτών, προτιμήθηκε μία σχέση για τον υπολογισμό της επαγωγής σε μικροταινία με μη αγώγιμο υπόστρωμα η οποία είχε αρχικά προταθεί από τον Schneider και εν συνεχεία χρησιμοποιήθηκε από αρκετούς άλλους ερευνητές, όπως ο Hasegawa και οι συνεργάτες του, ή οι Eo και Eisenstadt. Η σχέση αυτή δίνεται παρακάτω:

$$L = \begin{cases} \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \left(8 \frac{h}{w} + \frac{w}{4h} \right), & \text{αν } \frac{w}{h} \leq 1 \\ \mu_0 \left[\frac{w}{h} + 2.42 - 0.44 \frac{h}{w} + \left(1 - \frac{h}{w} \right)^6 \right]^{-1}, & \text{αν } \frac{w}{h} > 1 \end{cases} \quad (5.5)$$

όπου h το πάχος του υποστρώματος και w το πλάτος του αγωγού. Σύμφωνα με το Hasegawa και τους συνεργάτες του [11], η παραπάνω σχέση λαμβάνει υπόψη και την ιδιομορφία του πεδίου στα άκρα του αγωγού σήματος (fringing field effect). Αντικαθιστώντας στην παραπάνω σχέση το ισοδύναμο πάχος μη αγώγιμου υποστρώματος, είναι δυνατό να υπολογιστεί, από το μεν πραγματικό μέρος, η επαγωγή που παρουσιάζει η μικροταινία, από το δε φανταστικό μέρος, η αντίσταση της μικροταινίας που οφείλεται, όμως, μόνο στο υπόστρωμα.

Για τον υπολογισμό της συνολικής αντίστασης της μικροταινίας, θα πρέπει, ακόμα, να υπολογιστούν η αντίσταση που οφείλεται στον αγωγό σήματος, καθώς και η αντίσταση λόγω της αγωγιμής επιφάνειας γείωσης. Η αντίσταση της αγωγιμής επιφάνειας γείωσης, θεωρώντας ότι το πλάτος της είναι πολύ μεγαλύτερο από αυτό του αγωγού σήματος, θα είναι πολύ μικρή και σύμφωνα με προσομοιώσεις που έγιναν, δεν επηρεάζει σχεδόν καθόλου τη συνολική τιμή της αντίστασης. Επιπλέον, επειδή η μέτρηση του πλάτους της επιφάνειας αυτής είναι κατά κανόνα δύσκολη, ιδιαίτερα αν η επιφάνεια αυτή είναι κοινή σε ένα ολοκληρωμένο κύκλωμα και στο οποίο υπάρχουν και άλλες δομές, η συμβολή της στον υπολογισμό της συνολικής αντίστασης θα αγνοηθεί. Έτσι, για τον υπολογισμό της συνολικής αντίστασης, απομένει ο υπολογισμός της αντίστασης του αγωγού σήματος.

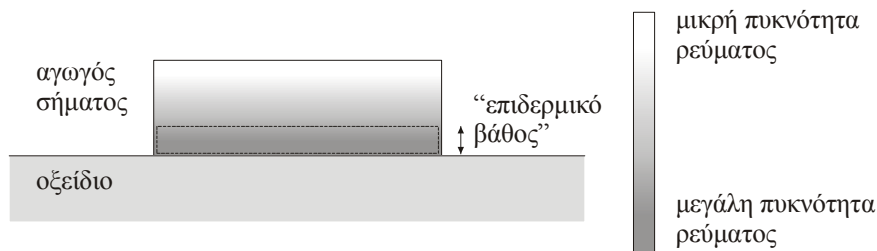
Στις χαμηλές συχνότητες, όπως έχει αναφερθεί και παραπάνω, η κατανομή του ρεύματος στον αγωγό σήματος είναι ομοιόμορφη. Για το λόγο αυτό, στις χαμηλές συχνότητες, για τον υπολογισμό της αντίστασης του αγωγού σήματος μπορεί να χρησιμοποιηθεί η γνωστή σχέση:

$$R_{\text{mdc}} = (\sigma_m w_m t_m)^{-1} \quad (5.6)$$

όπου σ_m ο συντελεστής αγωγιμότητας του αγωγού, w_m το πλάτος του αγωγού σήματος και t_m το πάχος του. Καθώς η συχνότητα αυξάνεται, όπως παρουσιάστηκε και παραπάνω, αρχίζει να λαμβάνει χώρα το “επιδερμικό φαινόμενο”. Στο σημείο αυτό, κρίνεται απαραίτητο να επεξηγηθεί κάπως καλύτερα το φαινόμενο αυτό ώστε να γίνει πλήρως κατανοητή η διαδικασία με την οποία εξάγεται η σχέση υπολογισμού της αντίστασης του αγωγού σήματος στις υψηλές συχνότητες.

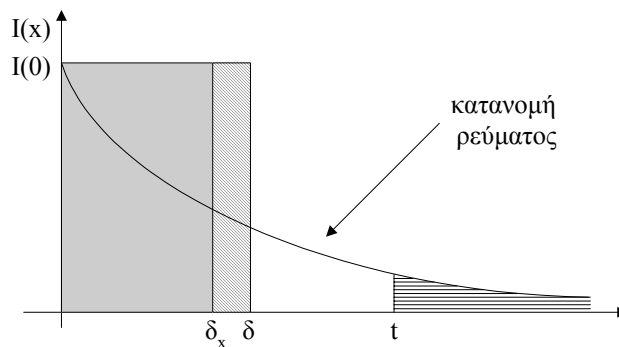
Το “επιδερμικό φαινόμενο”, σε περίπτωση που θεωρήσουμε το φαινόμενο αυτό για τον αγωγό σήματος, συνίσταται στον περιορισμό του ρεύματος κατά μεγάλο τμήμα στην επιφάνεια του αγωγού σήματος η οποία βρίσκεται ακριβώς πάνω από το υπόστρωμα. Στην ουσία, η πυκνότητα ρεύματος είναι πολύ μεγάλη στην επιφάνεια αυτή, ενώ καθώς απομακρυνόμαστε από αυτή μειώνεται.

Η μείωση αυτή, από τους περισσότερους ερευνητές θεωρείται εκθετική. Ο ρυθμός, μάλιστα, μείωσης της πυκνότητας ρεύματος αυξάνει καθώς αυξάνεται η συχνότητα. Για τη δυνατότητα αριθμητικών υπολογισμών, εισήχθη η έννοια του “επιδερμικού βάθους” δ (skin depth). Το βάθος αυτό ορίζεται ως η ισοδύναμη απόσταση από την επιφάνεια ενός αγωγού (ή γενικά οποιουδήποτε υλικού παρουσιάζει αγωγιμότητα, όπως οι ημιαγωγοί) απείρου πάχους, στην οποία η κατανομή του ρεύματος μπορεί να θεωρηθεί ομοιόμορφη και υπολογίζεται από την εξίσωση (2.62). Η έννοια του “επιδερμικού βάθους” μπορεί να φανεί παραστατικότερα στο σχήμα 5.1. Με τον τρόπο αυτό, οι ηλεκτρικές ιδιότητες ενός αγωγού με ανομοιόμορφη εκθετικά μειωνόμενη κατανομή ρεύματος μπορούν ισοδύναμα να μελετηθούν αν θεωρηθεί ομοιόμορφη κατανομή της πυκνότητας ρεύματος σε περιοχή πάχους ίσο με το “επιδερμικό βάθος”.



Σχήμα 5.1 – Επεξήγηση της έννοιας του “επιδερμικού βάθους”

Το “επιδερμικό βάθος”, όπως εξηγήθηκε παραπάνω, αναφέρεται σε αγωγό απείρου πάχους. Για τον υπολογισμό του πάχους της περιοχής στην οποία η κατανομή ρεύματος είναι ομοιόμορφη σε ένα αγωγό πεπερασμένου πάχους και στον οποίο εμφανίζεται το “επιδερμικό φαινόμενο”, μπορεί να ακολουθηθεί η διαδικασία που παρουσιάζεται στην εργασία των Eo και Eisenstadt [27]. Σύμφωνα με τη διαδικασία αυτή, ο υπολογισμός αυτός ισοδυναμεί με τον υπολογισμό της περιοχής με ομοιόμορφη κατανομή ρεύματος στην οποία το συνολικό ρεύμα είναι ίσο με το ρεύμα σε αγωγό πάχους t και με ανομοιόμορφη κατανομή ρεύματος. Η διαδικασία αυτή μπορεί να φανεί παραστατικά στο σχήμα 5.2.



Σχήμα 5.2 – Διαδικασία υπολογισμού του “επιδερμικού βάθους” σε αγωγό πεπερασμένου πάχους t

Όπως φαίνεται στο σχήμα αυτό, θα πρέπει το εμβαδό (που αντιστοιχεί στο συνολικό ρεύμα) της περιοχής πάχους δ_x και σταθερής (ομοιόμορφης) πυκνότητας ρεύματος $I(0)$, να είναι ίσο με το εμβαδό που βρίσκεται κάτω από την εκθετικά μειωνόμενη καμπύλη αρχικής τιμής $I(0)$ και για απόσταση από 0 ως t (που είναι το πάχος του αγωγού). Έτσι [27]:

$$I(0) \cdot \delta_x = \int_0^t I(0) \exp\left(-\frac{x}{\delta}\right) dx \Rightarrow \delta_x = \delta \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\delta}\right) \right] \quad (5.7)$$

Η κατανομή του ρεύματος έχει θεωρηθεί:

$$I(x) = I(0) \exp\left(-\frac{x}{\delta}\right) \quad (5.8)$$

επειδή μόνο η εκθετική αυτή κατανομή μας δίνει “επιδερμικό βάθος” δ για την περίπτωση που ο αγωγός είναι απείρου πάχους (μπορεί να φανεί με απλή ολοκλήρωση από 0 ως ∞).

Έχοντας βρει το ισοδύναμο πάχος του αγωγού σήματος στο οποίο η κατανομή του ρεύματος μπορεί να θεωρηθεί ομοιόμορφη, μπορούμε να υπολογίσουμε την αντίσταση του αγωγού αυτή για την περίπτωση που ισχύει το “επιδερμικό φαινόμενο”. Η αντίσταση αυτή, αν αντί του πάχους t_m θεωρηθεί το ισοδύναμο πάχος δ_x , θα είναι:

$$R_{\text{mac}} = (\sigma_m \delta_x w_m)^{-1} = \left(\sigma_m \delta \left(1 - \exp\left(1 - \frac{t}{\delta}\right) \right) w_m \right)^{-1} \quad (5.9)$$

Οι Εο και Eisenstadt στην εργασία τους παρατήρησαν, επίσης, τη συμβολή της αγωγιμότητας των πλευρικών τοιχωμάτων του αγωγού σήματος στον υπολογισμό της αντίστασης και για το λόγο αυτό, στη σχέση (5.9) εισήγαγαν έναν επιπλέον όρο με τον οποίο θα λαμβάνεται υπόψη η συμβολή αυτή, όπως φαίνεται στη σχέση (3.23). Σύμφωνα με τις προσομοιώσεις που έγιναν για τη δομή της μικροταινίας για την οποία έγιναν οι εργαστηριακές μετρήσεις, διαπιστώθηκε ότι ο όρος αυτός μειώνει αρκετά την αντίσταση και πιθανόν να υπερεκτιμά τη συμβολή της αγωγιμότητας των πλευρικών τοιχωμάτων του αγωγού σήματος στον υπολογισμό της αντίστασης. Για το λόγο αυτό, ο όρος αυτός δε συμπεριλήφθηκε στον υπολογισμό της αντίστασης. Άλλωστε, η σχέση (5.9) έχει χρησιμοποιηθεί από πολλούς ερευνητές για τον υπολογισμό της αντίστασης στην περιοχή που ισχύει το επιδερμικό φαινόμενο.

Η αντίσταση του αγωγού σήματος σε όλες τις συχνότητες είναι ίση είτε με την αντίσταση R_{mdc} , για όσες συχνότητες αυτή είναι μεγαλύτερη της R_{mac} , είτε με αντίσταση R_{mac} στις υπόλοιπες συχνότητες, δηλαδή:

$$R_m = \begin{cases} R_{\text{mdc}}, & \text{αν } R_{\text{mdc}} > R_{\text{mac}} \\ R_{\text{mac}}, & \text{αν } R_{\text{mac}} > R_{\text{mdc}} \end{cases} \quad (5.10)$$

Η συνολική αντίσταση της μικροταινίας υπολογίζεται ως το άθροισμα της αντίστασης του αγωγού σήματος και της αντίστασης που οφείλεται στο υπόστρωμα.

Στο σημείο αυτό, και έχοντας εξετάσει το “επιδερμικό φαινόμενο” και την έννοια του “επιδερμικού βάθους” θα πρέπει να γίνει μία σημείωση όσον αφορά τη σχέση που επελέγη για την επαγωγή. Η σχέση αυτή έχει προκύψει με την παραδοχή ότι το πάχος του αγωγού σήματος είναι αμελητέο [42], οπότε, κανονικά, δε θα μπορούσε να χρησιμοποιηθεί για την περίπτωσή μας. Για το λόγο αυτό, θα έπρεπε να χρησιμοποιηθεί κάποια από τις σχέσεις υπολογισμού του ισοδύναμου πλάτους του αγωγού, στις οποίες λαμβάνεται υπόψη και το πάχος του. Στις σχέσεις αυτές, όμως, θα πρέπει να παρατηρήσουμε ότι δε λαμβάνεται υπόψη το “επιδερμικό φαινόμενο”. Για τις συχνότητες, όμως, που μας ενδιαφέρουν (1 – 6GHz), το “επιδερμικό φαινόμενο” έχει αρχίσει να εμφανίζεται και κατ’ επέκταση η κατανομή του ρεύματος δεν είναι πλέον ομοιόμορφη στον αγωγό, ενώ το μεγαλύτερο τμήμα του ρεύματος περιορίζεται στην επιφάνεια του αγωγού σήματος που βρίσκεται προς την αγωγίμη επιφάνεια γείωσης. Κατά συνέπεια, το “επιδερμικό βάθος” είναι μικρότερο από το πάχος του αγωγού. Με βάση τις παρατηρήσεις αυτές, για τις συχνότητες που μας ενδιαφέρουν, γίνεται η παραδοχή ότι το “ισοδύναμο πάχος” του αγωγού (εκεί όπου περιορίζεται το ρεύμα) είναι αμελητέο, οπότε μπορεί να ισχύσει η σχέση (5.5).

Μέχρι στιγμής, έχουν παρουσιαστεί οι σχέσεις με τις οποίες μπορεί να υπολογιστεί η αντίσταση και η επαγωγή της μικροταινίας. Απομένουν να παρουσιαστούν οι σχέσεις υπολογισμού της χωρητικότητας και της αγωγιμότητας. Για τον υπολογισμό των μεγεθών αυτών, προτείνεται μια καινούρια μεθοδολογία, που εξηγήθηκε αρχικά κατά την παρουσίαση του μοντέλου των Schnieder και Heinrich για την επέκταση της ισχύος του μοντέλου τους και για την περίπτωση που το υπόστρωμα αποτελείται από διπλό στρώμα οξειδίου – ημιαγωγού. Η βασική ιδέα της μεθοδολογίας είναι η εξής: η εύρεση μίας ισοδύναμης σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς και ενός ισοδύναμου συντελεστή αγωγιμότητας ώστε το διπλό στρώμα οξειδίου – ημιαγωγού να έχει τις ίδιες ηλεκτρικές ιδιότητες με υπόστρωμα ενός μόνο στρώματος που να έχει ως ηλεκτρικές παραμέτρους τα ισοδύναμα αυτά μεγέθη. Μετατρέποντας το διπλό στρώμα του υποστρώματος σε ένα ενιαίο, μπορούν πλέον να χρησιμοποιηθούν γνωστές και αρκετά ακριβείς σχέσεις από τη βιβλιογραφία, οι οποίες ισχύουν για ενιαίο υπόστρωμα.

Διάφοροι ερευνητές έχουν κατά καιρούς ασχοληθεί με την εύρεση ισοδύναμων ηλεκτρικών παραμέτρων με τις οποίες μία πολυστρωματική περιοχή να μπορεί να αντικατασταθεί από μία ενιαία περιοχή που να χαρακτηρίζεται από τις παραμέτρους αυτές. Ενδεικτικά, αναφέρουμε την εργασία των Gilb και Μπαλάνη [43], στην οποία παρουσιάζεται μία τέτοια μεθοδολογία, με τη θεώρηση, όμως, ότι η διάδοση του σήματος γίνεται στην περιοχή “αργού κύματος” (slow-wave). Πολλοί ερευνητές έχουν, επίσης, ασχοληθεί με την εύρεση ισοδύναμης διηλεκτρικής σταθεράς η οποία να χαρακτηρίζει ολόκληρη την περιοχή ενός πολυστρωματικού διηλεκτρικού. Ενδεικτικά, αναφέρονται οι εργασίες του Jiří Svačina [44] και των Yoon και Kim [12] οι οποίες υπολογίζουν την ισοδύναμη διηλεκτρική σταθερά για πολυστρωματική περιοχή διηλεκτρικών χρησιμοποιώντας τη μέθοδο της σύμμορφης απεικόνισης (conformal mapping).

Η διαδικασία που προτείνεται για τον υπολογισμό των ισοδύναμων μεγεθών της σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς και του συντελεστή αγωγιμότητας, προβλέπει αρχικά τη θεώρηση της μιγαδικής σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς για την περιοχή του ημιαγωγού:

$$\epsilon'_r = \epsilon_r - j \frac{\sigma}{\omega \cdot \epsilon_0} \quad (5.11)$$

Χρησιμοποιώντας τη μιγαδική αυτή σχετική διηλεκτρική σταθερά, μπορεί να χρησιμοποιηθεί κάποια από τις μεθόδους υπολογισμού της ισοδύναμης σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς ενός διπλού στρώματος από διηλεκτρικά, όπου ως σχετική διηλεκτρική σταθερά για το ένα από τα δύο στρώματα θα θεωρηθεί η μιγαδική σχετική διηλεκτρική σταθερά. Από το αποτέλεσμα της εφαρμογής της παραπάνω μεθόδου, θα προκύψει μία σχέση με τη μορφή:

$$\epsilon'_{eq} = \epsilon_{eq} - j \frac{\sigma_{eq}}{\omega \cdot \epsilon_0} \quad (5.12)$$

όπου το πραγματικό μέρος είναι η ισοδύναμη σχετική διηλεκτρική σταθερά όλης της περιοχής και σ_{eq} είναι ο ισοδύναμος συντελεστής αγωγιμότητας όλης της περιοχής. Για τον υπολογισμό των ισοδύναμων αυτών μεγεθών προτείνεται η μέθοδος των Yoon και Kim [12], που, άλλωστε, χρησιμοποιήθηκε και για την επέκταση του μοντέλου των Schnieder και Heinrich.

Έχοντας υπολογίσει τα παραπάνω ισοδύναμα μεγέθη, είναι δυνατό να υπολογιστούν η χωρητικότητα και η αγωγιμότητα χρησιμοποιώντας σχέσεις που έχουν προταθεί για υπόστρωμα ενός στρώματος. Ως τέτοιες σχέσεις προτείνεται η χρησιμοποίηση αυτών των Schnieder και Heinrich [13], που βασίζονται σε σχέσεις των Hammerstad και Jensen [31]. Οι σχέσεις αυτές παρουσιάστηκαν στο κεφάλαιο 3 (σχέσεις (3.59) – (3.70)). Για μεγαλύτερη ακρίβεια στον υπολογισμό της χωρητικότητας μπορεί να χρησιμοποιηθεί και ο διορθωτικός παράγοντας της σχέσης (3.92) και ο οποίος λαμβάνει υπόψη τα φαινόμενα διασποράς του σήματος που παρουσιάζονται σε υψηλές συχνότητες. Στις συχνότητες, πάντως, που μελετούνται (1 – 6GHz), η χρήση ενός τέτοιου παράγοντα δε μεταβάλλει σημαντικά το αποτέλεσμα.

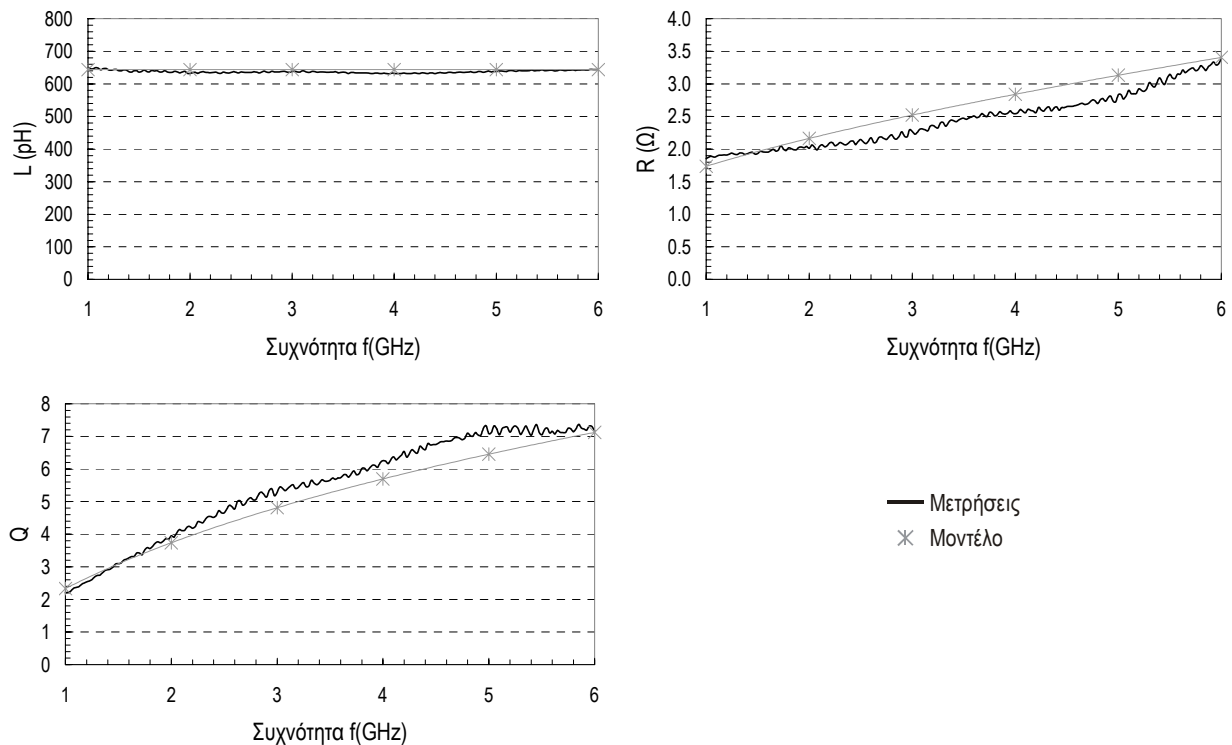
Στην παράγραφο αυτή παρουσιάστηκε ένα καινούριο μοντέλο για τη μοντελοποίηση της μικροταινίας, βασιζόμενο σε ήδη υπάρχουσες σχέσεις και λαμβάνοντας υπόψη τα γεωμετρικά και ηλεκτρικά χαρακτηριστικά της δομής μικροταινίας με υπόστρωμα διπλού στρώματος. Το μοντέλο αυτό υλοποιήθηκε τόσο στο Matlab όσο και στο HSpice και ο κώδικας υλοποίησής του βρίσκεται στο Παράρτημα. Στην επόμενη παράγραφο γίνεται ο έλεγχος της ορθότητας του μοντέλου αυτού με βάση τις εργαστηριακές μετρήσεις που χρησιμοποιήθηκαν και για τον έλεγχο των υπολοίπων μοντέλων που παρουσιάστηκαν παραπάνω.

5.3. Έλεγχος της ορθότητας του καινούριου μοντέλου

Για τον έλεγχο της ορθότητας του καινούριου μοντέλου χρησιμοποιήθηκαν οι εργαστηριακές μετρήσεις για τη δομή μικροταινίας, τα χαρακτηριστικά της οποίας φαίνονται στον Πίνακα 5.1. Τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων φαίνονται στο Διάγραμμα 5.2.

Όπως μπορούμε να δούμε από το Διάγραμμα 5.2, το καινούριο μοντέλο που προτάθηκε δίνει αποτελέσματα πολύ κοντά στις μετρήσεις. Ειδικότερα, όσον αφορά την επαγωγή, βλέπουμε μία σχεδόν πλήρη ταύτιση των πειραματικών μετρήσεων με τα αποτελέσματα που προκύπτουν από το

μοντέλο. Το μέγιστο σχετικό σφάλμα που υπολογίζεται για την επαγωγή είναι 2%. Τόσο το μοντέλο όσο και οι εργαστηριακές μετρήσεις δείχνουν μία ελαφρά μείωση της επαγωγής σε σχέση με τη συχνότητα, γεγονός που επιβεβαιώνει πως το μοντέλο μοντελοποιεί σωστά και τη συμπεριφορά της επαγωγής, όπως αυτή διαπιστώνεται μέσα από τις μετρήσεις.



Διάγραμμα 5.2

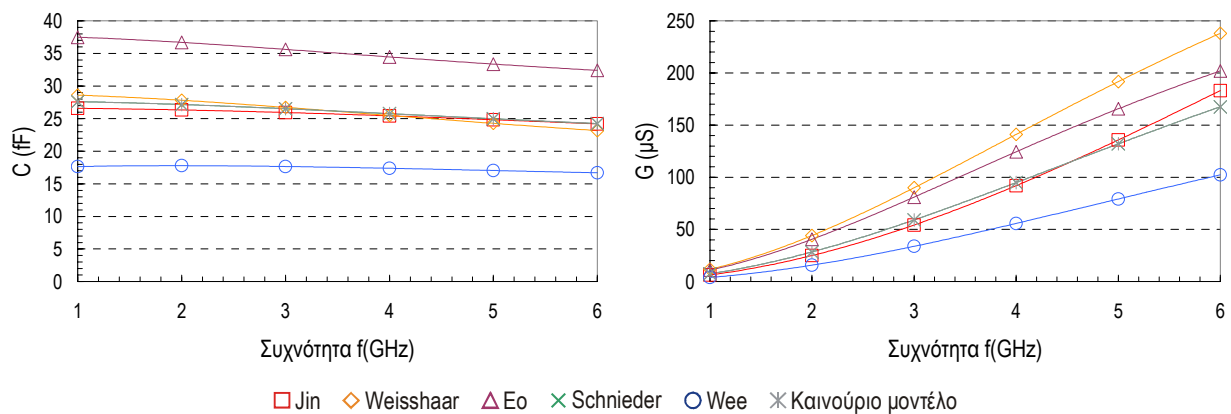
Για την αντίσταση, το μέγιστο σχετικό σφάλμα που παρατηρείται είναι 14.8%. Το σφάλμα αυτό, δεδομένου ότι το μοντέλο συγκρίνεται με πραγματικές μετρήσεις μπορεί να θεωρηθεί λογικό. Η μορφή, πάντως, της καμπύλης της αντίστασης που προκύπτει από το μοντέλο, παρουσιάζει ακριβώς την ίδια συμπεριφορά με την καμπύλη που προκύπτει από τις μετρήσεις: μία σχεδόν γραμμική αύξηση της αντίστασης, με ελαφρώς τα κοίλα προς τα κάτω. Στο σημείο αυτό, μπορούμε να σημειώσουμε ότι αν, αντί της σχέσης που χρησιμοποιήθηκε στο μοντέλο για την εύρεση της αντίστασης, χρησιμοποιούνταν η αντίστοιχη σχέση από το μοντέλο του J_{in} και των συνεργατών του, τότε τα αποτελέσματα θα ήταν εξίσου καλά, όπως παρατηρήθηκε και παραπάνω, όσον αφορά τη συμφωνία των θεωρητικών σχέσεων με τις μετρήσεις, αν βέβαια εξαιρούνταν οι συχνότητες από 1 ως 2GHz. Πάντως, στο καινούριο μοντέλο, όπως μπορεί να διαπιστωθεί και από το Διάγραμμα 5.2, ο ρυθμός αύξησης της αντίστασης ακολουθεί κάπως καλύτερα τον αντίστοιχο από τις μετρήσεις, σε σχέση με αυτόν του μοντέλου του J_{in} και των συνεργατών του.

Ο συντελεστής ποιότητας Q , όπως αναφέρθηκε και παραπάνω, εξαρτάται άμεσα από την επαγωγή και την αντίσταση, οπότε το πόσο καλά μοντελοποιείται, εξαρτάται από το πόσο καλά μοντελοποιούνται η επαγωγή και η αντίσταση. Όπως μπορεί να φανεί και από το Διάγραμμα 5.2, τα αποτελέσματα που προκύπτουν από το μοντέλο είναι πάρα πολύ κοντά σε αυτά των μετρήσεων. Σαν ένα μέτρο σύγκρισης, αναφέρεται ότι το μέγιστο σχετικό σφάλμα που παρατηρήθηκε είναι 12.1%. Και η μορφή της καμπύλης που προκύπτει από το μοντέλο ακολουθεί αρκετά πιστά αυτή που προκύπτει από τις μετρήσεις, δίνοντας ένα ρυθμό αύξησης σχεδόν ίδιο με αυτό των μετρήσεων.

Από τα παραπάνω, είναι φανερό ότι το καινούριο μοντέλο που προτάθηκε μοντελοποιεί αρκετά σωστά τη δομή μικροταινίας του Πίνακα 5.1, ενώ λαμβάνοντας υπόψη το γεγονός ότι προέκυψε βάση υπάρχουσών σχέσεων και θεωρώντας τα γεωμετρικά και ηλεκτρικά χαρακτηριστικά μίας δομής μικροταινίας, είναι δυνατό να χρησιμοποιηθεί και για οποιαδήποτε δομή μικροταινίας.

Μέχρι στιγμής, ο έλεγχος της ορθότητας του καινούριου μοντέλου περιορίστηκε στη σύγκριση

των αποτελεσμάτων τα οποία εξάγει για την αντίσταση και την επαγωγή με αντίστοιχα εργαστηριακών μετρήσεων. Δυστυχώς, οι εργαστηριακές μετρήσεις που έγιναν επικεντρώθηκαν στη μέτρηση της παραμέτρου Y_{11} , από την οποία δεν είναι δυνατό να προκύψουν η χωρητικότητα και η αγωγιμότητα που παρουσιάζει η μικροταινία. Άλλωστε, ήταν κυρίως η μοντελοποίηση της επαγωγής και της αντίστασης η οποία ενδιέφερε, αφού, όπως φάνηκε και στο κεφάλαιο 4, στα μεγέθη αυτά υπάρχει η μεγαλύτερη δυσκολία μοντελοποίησης. Για τον έλεγχο του κατά πόσο σωστά μοντελοποιούνται η χωρητικότητα και η επαγωγή, δυστυχώς δε μπορεί να γίνει σύγκριση με μετρήσεις. Για το λόγο αυτό και έχοντας ως δεδομένο ότι οι μορφές των καμπυλών που προκύπτουν από τα μοντέλα που παρουσιάστηκαν στο κεφάλαιο 3 συμπίπτουν με αυτές πραγματικών μετρήσεων, όπως παρατηρήθηκε στο κεφάλαιο 4, τα αποτελέσματα του καινούριου μοντέλου για τη χωρητικότητα και την επαγωγή θα συγκριθούν με αυτά των υπολοίπων μοντέλων που παρουσιάστηκαν. Επαναλαμβάνουμε, πάντως, ότι μία τέτοια σύγκριση μπορεί να είναι μόνο ποιοτική και όχι ποσοτική. Τα αποτελέσματα της σύγκρισης φαίνονται στο Διάγραμμα 5.3.



Διάγραμμα 5.3

Τόσο για τη χωρητικότητα όσο και για την αγωγιμότητα, τα μοντέλα που προκύπτουν από το τροποποιημένο μοντέλο των Schnieder και Heinrich και από το καινούριο μοντέλο θα είναι τα ίδια, αφού έχουν χρησιμοποιηθεί οι ίδιες εξισώσεις για τους υπολογισμούς των μεγεθών αυτών. Όσον αφορά τη χωρητικότητα, από το Διάγραμμα 5.3 μπορούμε να παρατηρήσουμε ότι τα μοντέλα του Jin και των συνεργατών του, του Weisshaar και των συνεργατών του καθώς και το καινούριο μοντέλο δίνουν σχεδόν τα ίδια αποτελέσματα. Το μοντέλο των Eo και Eisenstadt να μεν παρουσιάζει την ίδια μορφή με τα υπόλοιπα μοντέλα στη μεταβολή της χωρητικότητας, αλλά δίνει τιμή αρκετά μεγαλύτερη από αυτά. Αντίθετα, το μοντέλο του Wee και των συνεργατών του, παρόλο που και αυτό δίνει καμπύλη για τη χωρητικότητα που έχει την ίδια μορφή με τα άλλα μοντέλα, δίνει τιμή χωρητικότητας αρκετά μικρότερη.

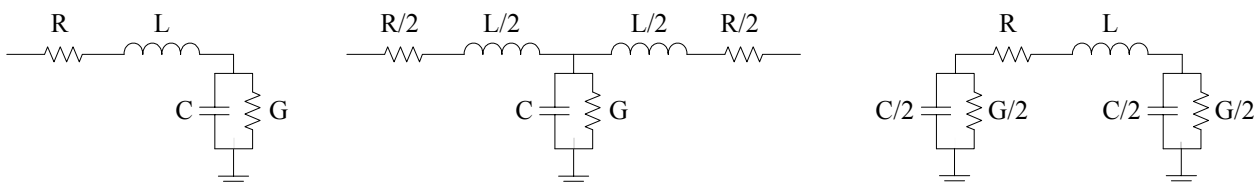
Για την αγωγιμότητα, και πάλι το μοντέλο του Jin και των συνεργατών του δίνει αποτελέσματα πολύ κοντά σε αυτά του καινούριου μοντέλου. Τα υπόλοιπα μοντέλα δίνουν και αυτά την ίδια μορφή μεταβολής της αγωγιμότητας, με τιμές, όμως, είτε μεγαλύτερες είτε μικρότερες. Η σύγκριση, γενικά, των μοντέλων που παρουσιάστηκαν, για τα μεγέθη της χωρητικότητας και της αγωγιμότητας, από τη στιγμή που δεν υπάρχουν μετρήσεις για τα μεγέθη αυτά, δε μπορεί να μας οδηγήσει σε συμπέρασμα για το ποιο μοντέλο δίνει καλύτερα αποτελέσματα. Το γεγονός, πάντως, ότι για τη χωρητικότητα το καινούριο μοντέλο συμπίπτει με άλλα 2 ενώ για την αγωγιμότητα με άλλο 1, ενώ, γενικά, δίνει την ίδια μορφή καμπυλών με όλα τα υπόλοιπα μοντέλα, μπορεί να συνηγορήσει, τουλάχιστον, στην παρατήρηση ότι οι εξισώσεις που προτείνονται για τη χωρητικότητα και την αγωγιμότητα στο καινούριο μοντέλο είναι λογικές.

Κεφάλαιο 6

Τεμαχισμός των Γραμμών Μεταφοράς και Χρήση Εν Σειρά Δικτυωμάτων

Ένα τελευταίο θέμα το οποίο θα μας απασχολήσει στη διπλωματική αυτή εργασία είναι αν και κατά πόσο βοηθάει στη λήψη καλύτερων αποτελεσμάτων από ένα μοντέλο, ο τεμαχισμός της γραμμής μεταφοράς (στην περίπτωση μας της μικροταινίας) σε τμήματα μικρότερου μήκους, η εύρεση των κυκλωματικών μεγεθών κάθε μικρότερου τμήματος και εν συνεχεία η εν σειρά θεώρηση των δικτυωμάτων που προκύπτουν για κάθε μικρότερο τμήμα, ώστε να προκύψει το τελικό κύκλωμα που θα μοντελοποιεί τη γραμμή μεταφοράς. Το πρόβλημα αυτό έχει διάφορες παραμέτρους, όπως, για παράδειγμα, σε πόσα τμήματα, αν πρέπει, θα πρέπει να τεμαχιστεί η γραμμή ή αν τα τμήματα αυτά θα πρέπει να είναι ίδιου ή διαφορετικού μήκους [2]. Κατά κανόνα, συνηθίζεται, αν γίνει τεμαχισμός της γραμμής μεταφοράς, να λαμβάνονται τμήματα ίσου μήκους. Οι περισσότεροι, πάντως, από τους ερευνητές που ασχολούνται με τη μοντελοποίηση, συνήθως αποφεύγουν να θίξουν το θέμα του τεμαχισμού των γραμμών μεταφοράς, ενώ, όπως είδαμε και από τα μοντέλα που παρουσιάστηκαν, οι εξισώσεις που προτείνονται είναι κατά κανόνα ανά μονάδα μήκους.

Μία πολύ ενδιαφέρουσα εργασία πάνω στο θέμα αυτό είναι αυτή των Dhaene και De Zutter [45]. Οι ερευνητές αυτοί ασχολήθηκαν εκτεταμένα με το θέμα του τεμαχισμού των γραμμών μεταφοράς, ενώ παρουσίασαν ορισμένες σχέσεις από τις οποίες προκύπτουν τα σχετικά σφάλματα στον υπολογισμό μεγεθών που σχετίζονται με τη διάδοση ενός σήματος στη γραμμή μεταφοράς ανάλογα με τον αριθμό των τμημάτων στα οποία έχει τεμαχιστεί η γραμμή. Οι σχέσεις αυτές προέκυψαν με τη θεώρηση τεμαχισμού των γραμμών μεταφοράς σε ίσα τμήματα και για δικτυώματα μορφής T (σχήμα 6.1). Ανάλογες σχέσεις και παρόμοια αποτελέσματα, όμως, μπορούν να προκύψουν και για δικτυώματα τύπου Π ή τύπου Γ (σχήμα 6.1), όπου τύπου Γ είναι και το δικτύωμα του ισοδύναμου κυκλώματος που κυρίως θεωρείται στη μοντελοποίηση της μικροταινίας. Άλλωστε ένα δικτύωμα τύπου T, Π ή Γ μπορεί εύκολα να μετατραπεί σε ένα από τα υπόλοιπα.



Σχήμα 6.1 – Δικτυώματα μορφής Γ, T και Π

Οι Dhaene και De Zutter, μεταξύ άλλων, μελέτησαν το σχετικό σφάλμα που εισάγεται στον υπολογισμό της χαρακτηριστικής αντίστασης μίας γραμμής μεταφοράς, αν για τον υπολογισμό της θεωρηθεί ο εν σειρά συνδυασμός δικτυωμάτων που αντιστοιχούν σε μικρότερα τμήματα της γραμμής μεταφοράς. Η χαρακτηριστική αντίσταση αποτελεί ένα μέγεθος το οποίο συνδέεται με τα κυκλωματικά μεγέθη μίας γραμμής μεταφοράς, αφού δίνεται από τη σχέση:

$$Z_c = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}} \quad (5.13)$$

όπου τα R, L, G και C δίνονται ανά μονάδα μήκους. Σύμφωνα, λοιπόν, με τους ερευνητές αυτούς, το σχετικό σφάλμα στον υπολογισμό της χαρακτηριστικής αντίστασης δίνεται από τη σχέση:

$$\varepsilon_{Z_c} = \left| 1 - \sqrt{1 + \left(\gamma \frac{\ell}{2N} \right)^2} \right| \quad (5.14)$$

όπου ℓ το μήκος της γραμμής μεταφοράς, N ο αριθμός των εν σειρά δικτυωμάτων τα οποία έχουν θεωρηθεί και γ είναι ο μιγαδικός συντελεστής διάδοσης, ο οποίος δίνεται από τη σχέση:

$$\gamma = \sqrt{(R + j\omega L) \cdot (G + j\omega C)} \quad (5.15)$$

όπου και πάλι τα R , L , G και C δίνονται ανά μονάδα μήκους. Από τη σχέση (5.14) μπορεί να διαπιστωθεί ότι, γενικά, όσο μεγαλύτερος είναι ο αριθμός των εν σειρά δικτυωμάτων που χρησιμοποιούνται, τόσο μικρότερο θα είναι και το σχετικό σφάλμα που εισάγεται από τη θεώρησή τους. Στην περίπτωση, μάλιστα, της γραμμής μεταφοράς χωρίς απώλειες ($R=G=0$), από τη σχέση (5.14), όπως μπορεί να φανεί από την εργασία των Dhaene και De Zutter, ο αριθμός των απαιτούμενων τμημάτων για να έχουμε ένα μικρό σχετικό σφάλμα θα δίνεται από τη σχέση:

$$N \geq 5 \frac{\ell \sqrt{LC}}{t_{r10\%-90\%}} \quad (5.16)$$

όπου $t_{r10\%-90\%}$ είναι ο χρόνος ανόδου του σήματος που θα εφαρμοστεί στη γραμμή μεταφοράς, απ' όπου προκύπτει και ένας εμπειρικός κανόνας για τον υπολογισμό του ελάχιστου αριθμού τμημάτων που πρέπει να θεωρηθούν, σύμφωνα με τον οποίο η καθυστέρηση που εισάγεται από ένα στοιχειώδες δικτύωμα που αντιστοιχεί σε ένα τμήμα της γραμμής μεταφοράς, δε θα πρέπει να είναι τότε μεγαλύτερη από το ένα πέμπτο του χρόνου ανόδου του εφαρμοζόμενου σήματος.

Άλλος κανόνας που γενικά χρησιμοποιείται είναι ότι μία γραμμή μεταφοράς θεωρείται ηλεκτρικά μεγάλη σε μήκος, αν η καθυστέρηση που εισάγεται σε ένα σήμα κατά τη διάδοσή του κατά μήκος της γραμμής μεταφοράς είναι μεγαλύτερη από το χρόνο ανόδου ή καθόδου του σήματος. Στην περίπτωση που μία γραμμή μεταφοράς θεωρείται ηλεκτρικά μεγάλη, συνίσταται, αν όχι επιβάλλεται, η διαίρεσή της σε τμήματα.

Στο σημείο αυτό, πάντως, θα πρέπει να τονίσουμε ότι η διαίρεση μία γραμμής μεταφοράς σε τμήματα γίνεται προκειμένου να μελετηθούν φαινόμενα διάδοσης ενός σήματος σε αυτήν, όπως η καθυστέρηση που εισάγει σε ένα σήμα. Όσον αφορά τον υπολογισμό των κυκλωματικών μεγεθών που αυτή παρουσιάζει, όπως η αντίσταση, η επαγωγή, η χωρητικότητα και η αγωγιμότητα, αυτά μπορούν απλά να υπολογιστούν πολλαπλασιάζοντας τα ανά μονάδα μεγέθη με το μήκος του αγωγού μεταφοράς.

Για την περίπτωση της μικροταινίας του Πίνακα 5.1, από τη σχέση (5.14) προκύπτει ότι αν η μικροταινία τεμαχιστεί σε ένα μικρό αριθμό τμημάτων, για παράδειγμα δύο, το σχετικό σφάλμα στην χαρακτηριστική αντίσταση λόγω του τεμαχισμού θα είναι πολύ μεγάλο, ιδιαίτερα καθώς αυξάνεται η συχνότητα. Ενδεικτικά αναφέρουμε ότι στη συχνότητα των 3GHz, σύμφωνα με τη σχέση (5.14), το σχετικό σφάλμα στον υπολογισμό της χαρακτηριστικής αντίστασης είναι πολύ μεγαλύτερο από 100%. Είναι φανερό, λοιπόν, ότι σε περίπτωση που χρειαστεί να μελετηθούν φαινόμενα διάδοσης στη μικροταινία αυτή, η μικροταινία θα πρέπει να τεμαχιστεί σε πολλά τμήματα.

Κεφάλαιο 7

Επίλογος – Ανακεφαλαίωση – Συμπεράσματα

Στη διπλωματική αυτή εργασία μελετήθηκε η δομή της μικροταινίας και οι διάφορες μέθοδοι μοντελοποίησής της. Αρχικά, έγινε μία αναφορά των πιο διαδεδομένων μεθόδων μοντελοποίησής της ενώ παρουσιάστηκε και μία θεωρητική της ανάλυση χρησιμοποιώντας γνωστές και βασικές σχέσεις της ηλεκτρομαγνητικής θεωρίας. Θέτοντας ως βασική προτεραιότητα στη μοντελοποίηση το μικρό υπολογιστικό χρόνο, έγινε μία βιβλιογραφική αναζήτηση των πιο διαδεδομένων απλών σχέσεων κλειστής μορφής, οι οποίες μοντελοποιούν κατά το δυνατό σωστά τα κυκλωματικά μεγέθη της μικροταινίας (αντίσταση, επαγωγή, χωρητικότητα και αγωγιμότητα). Τα καλύτερα από τα μοντέλα που βρέθηκαν επεξηγήθηκαν στο κεφάλαιο 3, ενώ στο κεφάλαιο 4 έγινε μία σύγκρισή τους. Εν συνεχεία, ελέγχθηκε η ορθότητά τους, συγκρίνοντας τα αποτελέσματα που το κάθε ένα από αυτά έδινε για συγκεκριμένη δομή μικροταινίας για την οποία είχαν γίνει εργαστηριακές μετρήσεις. Η σύγκριση έδειξε ότι τα μοντέλα αυτά παρουσίαζαν δυσκολία στη σωστή μοντελοποίηση της μικροταινίας αυτής. Για το λόγο αυτό, αναπτύχθηκε ένα καινούριο μοντέλο, βασιζόμενο σε ήδη υπάρχουσες εξισώσεις. Το μοντέλο αυτό έδωσε πολύ καλά αποτελέσματα σε σύγκριση με τις μετρήσεις, ενώ το γεγονός ότι η εξαγωγή του δε βασίστηκε σε μετρήσεις αλλά τα ηλεκτρικά και γεωμετρικά χαρακτηριστικά της μικροταινίας θεωρήθηκαν ως παράμετροι για την εξαγωγή του, οδηγεί στο συμπέρασμα ότι μπορεί να χρησιμοποιηθεί γενικά για οποιαδήποτε δομή μικροταινίας. Τέλος, μία μικρή αναφορά έγινε στη διαδικασία τεμαχισμού μίας γραμμής μεταφοράς σε μικρότερα τμήματα και στο πότε και αν θα πρέπει να γίνεται.

Από τα μοντέλα που παρουσιάστηκαν φάνηκαν ορισμένοι πρωτότυποι τρόποι προσέγγισης της ανάλυσης της μικροταινίας. Ειδικότερα, ο Jip και οι συνεργάτες του πρότειναν την κατάλληλη τροποποίηση και επέκταση εξισώσεων κλειστής μορφής που ισχύουν για διαστάσεις μικροταινίας 1-διάστασης έτσι ώστε αυτές να ισχύσουν και για διάταξη 2-διαστάσεων. Το γεγονός ότι η ηλεκτρομαγνητική ανάλυση μίας δομής 1-διάστασης μπορεί να γίνει με αρκετή ακρίβεια (αρκετά μεγαλύτερη απ' ότι για την περίπτωση δομής 2-διαστάσεων) σε συνδυασμό με το γεγονός ότι οι εξισώσεις μετασχηματισμού μίας δομής 2-διαστάσεων σε δομή 1-διάστασης είναι κατά κανόνα απλές κάνει την προσέγγιση αυτή έναν απλό και σχετικά σωστό τρόπο ανάλυσης της μικροταινίας. Θεωρώντας ότι οι σχέσεις για τη δομή 1-διάστασης είναι σχετικά ακριβείς, η ορθότητα του μοντέλου επαφίεται στο κατά πόσο είναι σωστές οι σχέσεις μετασχηματισμού. Στο σημείο αυτό, απλά παρατηρείται ότι επειδή οι σχέσεις για δομή 1-διάστασης προκύπτουν συνήθως από ηλεκτρομαγνητική ανάλυση, μέσω των εξισώσεων που προκύπτουν δε μπορούν εμφανώς να διακριθούν τα φυσικά φαινόμενα της μικροταινίας (όπως, π.χ. το “επιδερμικό φαινόμενο”).

Η προσέγγιση του Weisshaar και των συνεργατών του αποτελεί έναν επίσης πρωτότυπο τρόπο με τον οποίο η επίδραση του υποστρώματος μπορεί να ληφθεί υπόψη στον υπολογισμό των κυκλωματικών μεγεθών της μικροταινίας. Με τη θεώρηση ενός μιγαδικού μεγέθους για το πάχος του υποστρώματος, το οποίο περιλαμβάνει το συντελεστή αγωγιμότητας είναι δυνατό σχέσεις που είχαν προκύψει για δομές μικροταινίας με υπόστρωμα διηλεκτρικού να επεκταθούν έτσι ώστε να συμπεριλάβουν και την επίδραση της αγωγιμότητας του υποστρώματος. Με απλή αντικατάσταση στις σχέσεις αυτές του μιγαδικού πάχους αντί του πραγματικού πάχους του υποστρώματος, τα φαινόμενα που οφείλονται στην αγωγιμότητα του υποστρώματος λαμβάνονται υπόψη.

Στην εργασία των Eo και Eisenstadt παρουσιάζεται ένας πρωτότυπος τρόπος χρησιμοποίησης της έννοιας του “επιδερμικού βάθους” για τον υπολογισμό της αντίστασης του αγωγού σήματος στις υψηλές συχνότητες. Με βάση τον ορισμό του “επιδερμικού βάθους”, οι ερευνητές αυτοί, κάνοντας χρήση γνωστών και απλών σχέσεων υπολογισμού της αντίστασης στις χαμηλές συχνότητες και με χρήση μαθηματικών πρότειναν τη χρήση μίας φυσικά κατανοητής και λογικής σχέσης για τον υπολογισμό της αντίστασης στις υψηλές συχνότητες.

Τέλος, ο Wee και οι συνεργάτες του πρότειναν έναν πρωτότυπο τρόπο θεώρησης του “μονοπα-

τιού επιστροφής” για δομή μικροταινίας εκατέρωθεν της οποίας και στο ίδιο επίπεδο υπάρχουν αγωγοί γείωσης. Τα διάφορα κυκλωματικά μεγέθη υπολογίζονται κάνοντας χρήση των θεωρημάτων διατήρησης ενέργειας και ισχύος και το υπόστρωμα θεωρείται ως αγωγός μέσω του οποίου εν μέρει κλείνει το ισοδύναμο κύκλωμα της μικροταινίας. Η θεώρηση αυτή είναι λογική, απαιτείται όμως προσοχή στον υπολογισμό του λόγου του ρεύματος που διαρρέει τους αγωγούς γείωσης ως προς το συνολικό ρεύμα του αγωγού σήματος.

Μέσω της διπλωματικής αυτής εργασίας, έγινε επίσης σύγκριση των παραπάνω μοντέλων από την οποία φάνηκε ότι τα υπάρχοντα μοντέλα, γενικά, παρουσιάζουν δυσκολία στη σωστή μοντελοποίηση της δομής μικροταινίας σε υψηλές συχνότητες και ιδιαίτερα για την περίπτωση όπου το πάχος του αγωγού σήματος είναι διακριτό και συγκρίσιμο με το πλάτος του. Πολλά από τα προτεινόμενα μοντέλα είτε δε λαμβάνουν υπόψη τους το πάχος του αγωγού σήματος θεωρώντας το αμελητέο, είτε θεωρούν ότι αυτό είναι αρκετά μικρότερο από το πλάτος του. Άλλη παραδοχή που γίνεται και είναι λανθασμένη είναι ότι η επίδραση του υποστρώματος στον υπολογισμό ορισμένων μεγεθών είναι αμελητέα. Από τα όσα αναλύθηκαν στην εργασία φάνηκε ότι μία τέτοια παραδοχή δε λαμβάνει υπόψη της την αγωγιμότητα του υποστρώματος (η οποία σε ορισμένες περιπτώσεις και για υψηλή νόθευση του ημιαγωγού είναι μεγάλη) και συνεπακόλουθα το “επιδερμικό φαινόμενο” που λαμβάνει χώρα σε αυτό στις υψηλές συχνότητες. Αντίθετα, όπως διαπιστώθηκε από προσομοιώσεις, το πάχος της επιφάνειας γείωσης μπορεί να αγνοηθεί και αυτή να θεωρηθεί απείρως αγωγιμη.

Από τη σύγκριση των παραπάνω μοντέλων μεταξύ τους με βάση δεδομένα που υπήρχαν σε ορισμένες από τις εργασίες στις οποίες παρουσιάστηκαν, παρατηρήθηκε συμφωνία στα μεγέθη της χωρητικότητας και της αγωγιμότητας και ασυμφωνία στην αντίσταση και την επαγωγή. Η καταρχήν αυτή σύγκριση των μοντέλων ήταν ποιοτική ενώ βασίστηκε και στη μορφή των κυκλωματικών μεγεθών έτσι όπως παρουσιάζονται από πραγματικές μετρήσεις διαφόρων ερευνητών. Για τη χωρητικότητα και την αγωγιμότητα, όλα τα μοντέλα παρουσίασαν την ίδια μορφή στις καμπύλες των αποτελεσμάτων ενώ υπήρχε ταύτιση και στα σημεία καμψής και τους ρυθμούς ανόδου ή καθόδου των καμπυλών.

Για τη μεν επαγωγή, το μόνο μοντέλο που έδωσε ικανοποιητικά αποτελέσματα ήταν αυτό του Jin και των συνεργατών του, ενώ για την αντίσταση ικανοποιητικά αποτελέσματα έδωσε και το μοντέλο των Eo και Eisenstadt. Στα μεγέθη αυτά παρουσιάστηκαν γενικά μεγάλες αποκλίσεις μεταξύ των διαφόρων μοντέλων, γεγονός το οποίο δείχνει μία δυσκολία στη μοντελοποίησή τους. Τα μεγέθη αυτά, άλλωστε, επηρεάζονται από όλες τις παραμέτρους της μικροταινίας, γεωμετρικές και ηλεκτρικές, με αποτέλεσμα, οποιαδήποτε παραδοχή γι’ αυτές να επηρεάζει άμεσα τον υπολογισμό τους. Αντίθετα, η χωρητικότητα και η αγωγιμότητα εξαρτώνται από διάφορες παραμέτρους της μικροταινίας, αλλά όχι από όλες και η εξάρτηση είναι πιο σαφής. Για παράδειγμα, η χωρητικότητα εξαρτάται από το πλάτος του αγωγού σήματος ή το πάχος και τη σχετική διηλεκτρική σταθερά του υποστρώματος, αλλά όχι από το συντελεστή αγωγιμότητας του αγωγού σήματος.

Έχοντας συγκρίνει ποιοτικά τα μοντέλα πραγματοποιήθηκε και μία ποσοτική σύγκριση μεταξύ αυτών. Η ποσοτική αυτή σύγκριση βασίστηκε σε εργαστηριακές μετρήσεις για συγκεκριμένη δομή μικροταινίας και έδειξε ότι κανένα από τα μοντέλα που είχαν παρουσιαστεί δε μπορούσε να δώσει αποτελέσματα ικανοποιητικώς κοντά σε αυτά των μετρήσεων, με εξαίρεση το μοντέλο του Jin και των συνεργατών του για την αντίσταση. Με αφορμή την παρατήρηση της ασυμφωνίας πειραματικών και θεωρητικών αποτελεσμάτων, θίχτηκαν τα σημεία στα οποία τα μοντέλα που είχαν παρουσιαστεί εμφάνιζαν προβλήματα ενώ έγινε μία προσπάθεια εύρεσης κάποιου μοντέλου το οποίο θα λαμβάνει υπόψη του πολλά από τα φαινόμενα που παρουσιάζονται στις υψηλές συχνότητες, χωρίς να αγνοεί τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της μικροταινίας.

Το μοντέλο αυτό βασίστηκε κυρίως σε ήδη υπάρχουσες εξισώσεις ενώ χρησιμοποιήθηκαν ως ένα βαθμό στοιχεία από προσεγγίσεις διαφόρων ερευνητών. Για τον υπολογισμό της χωρητικότητας και της αγωγιμότητας σε περίπτωση υποστρώματος οξειδίου και ημιαγωγού προτάθηκε η χρήση ισοδύναμων μεγεθών με τα οποία το διπλό αυτό υπόστρωμα να μετασχηματίζεται σε υπόστρωμα ενός στρώματος. Τα αποτελέσματα για την αντίσταση και την επαγωγή τα οποία προέκυψαν από το καινούριο αυτό μοντέλο συγκρίθηκαν με αυτά των εργαστηριακών μετρήσεων και παρατη-

ρήθηκε μεγάλη ομοιότητα, γεγονός το οποίο συνηγορεί στην ορθότητα του καινούριου μοντέλου που προτάθηκε.

Γενικά, όπως μπορεί να φανεί από τα μοντέλα που ήδη έχουν προταθεί, παρουσιάζεται μία τάση απλοποίησης του προβλήματος της μοντελοποίησης της μικροταινίας κυρίως με τη χρήση μαθηματικών μεθόδων. Πολλές εξισώσεις που έχουν προταθεί για απλούστερες δομές και έχουν παρουσιάσει αρκετά μεγάλη ακρίβεια ως προς την ισχύ τους, τροποποιούνται ή επεκτείνονται κατάλληλα ώστε να ισχύσουν σε πολυπλοκότερες δομές. Με τη σειρά τους, οι πολύπλοκες δομές απλοποιούνται με τη χρήση μετασχηματισμών ώστε να μπορούν να εφαρμοστούν σε αυτές υπάρχουσες εξισώσεις. Η διαδικασία αυτή της απλοποίησης των δομών απαιτεί μεγάλη προσοχή κατά την εφαρμογή της ενώ προϋποθέτει την ορθότητα των ήδη υπάρχουσών εξισώσεων. Αποτελεί, όμως, και διαδικασία η οποία μπορεί να δώσει πολύ κομψές λύσεις που να είναι εύκολες στην εφαρμογή τους.

Βιβλιογραφία

- [1] A.M.Niknejad *et al.*, *Compact Modeling for RF and Microwave Integrated Circuits*, Technical Proceedings of the 6th International Conference on Modeling and Simulation of Microsystems (MSM), February 2003, pp.294-297.
- [2] E.Chiprout, *Interconnect and Substrate Modeling and Analysis: An Overview*, IEEE Journal of Solid-State Circuits, Vol.33, No.9, September 1998, pp.1445-1452.
- [3] C.L.Ratzlaff, L.T.Pillage, *RICE: Rapid Interconnect Circuit Evaluation Using AWE*, IEEE Transactions on Computer-Aided Design of Integrated Circuits and Systems, Vol.13, No.6, June 1994, pp.763-776.
- [4] B.Kleveland, X.Qi, L.Madden, T.Furusawa, R.Dutton, M.Horowitz, S.Wong, *High-Frequency Characterization of On-Chip Digital Interconnects*, IEEE Journal of Solid-State Circuits, Vol.37, No.6, June 2002, pp.716-725.
- [5] A.Deutsch *et al.*, *On-Chip Wiring Design Challenges for Gigahertz Operation*, Proceedings of the IEEE, Vol.89, No.4, April 2001, pp.529-555.
- [6] J.Zheng, Y.-C.Hahm, V.K.Tripathi, A.Weisshaar, *CAD-Oriented Equivalent-Circuit Modeling of On-Chip Interconnects on Lossy Silicon Substrate*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.48, No.9, September 2000, pp.1443-1451.
- [7] H.Grabinski, B.Konrad, P.Nordholz, *Simple Formulas to Calculate the Line Parameters of Interconnects on Conducting Substrates*, 7th Topical Meeting on Electrical Performance of Electronic Packaging, EPEP 98, WestPoint, New York, October 26-28 1998, pp.223-226.
- [8] H.A.Wheeler, *Transmission-Line Properties of a Strip on a Dielectric Sheet on a Plane*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-25, No.8, August 1977, pp.631-647.
- [9] G.Wang, *A Survey on Simulations of Metal-Insulator-Semiconductor (MIS) Interconnects*, November 28, 1998.
- [10] M.Horno, F.Mesa, F.Medina, R.Marqués, *Quasi-TEM Analysis of Multilayered, Multiconductor Coplanar Structures with Dielectric and Magnetic Anisotropy Including Substrate Loss*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.38, No.8, August 1990, pp.1059-1068.
- [11] H.Hasegawa, M.Furukawa, H.Yanai, *Properties of Microstrip Line on Si-SiO₂ System*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-19, No.11, November 1971, pp.869-881.
- [12] Y.J.Yoon, B.Kim, *A New Formula for Effective Dielectric Constant in Multi-Dielectric Layer Microstrip Structure*, Proc. IEEE 9th Topical Meeting Elect. Performance Electron. Packag. (EPEP'00), October 2000, pp.163-167.
- [13] F.Schnieder, W.Heinrich, *Model of Thin-Film Microstrip Line for Circuit Design*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.49, No.1, January 2001, pp.104-110.
- [14] D.H.Choi, W.J.R.Hoefler, *The Finite-Difference-Time-Domain Method and its Application to Eigenvalue Problems*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-34, No.12, December 1986, pp.1464-1470.
- [15] L.L.Liou, M.Mah, J.Cook, *An Equivalent Circuit Approach for Microstrip Component Analysis Using the FDTD Method*, IEEE Microwave and Guided Wave Letters, Vol.8, No.10, October 1998, pp.330-332.
- [16] X.Zhang, J.Fang, K.Mei, Y.Liu, *Calculations of the Dispersive Characteristics of Microstrips by the Time-Domain Finite Difference Method*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.36, No.2, February 1988, pp.263-267.
- [17] R.H.Jansen, *The Spectral-Domain Approach for Microwave Integrated Circuits*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-33, No.10, October 1985, pp.1043-1056.
- [18] Y.Fukuoka, Y.-C.Shih, T.Itoh, *Analysis of Slow-Wave Coplanar Waveguide for Monolithic*

- Integrated Circuits*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-31, No.7, July 1983, pp.567-573.
- [19] P. Daly, *Hybrid-Mode Analysis of Microstrip by Finite-Element Methods*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-19, No.1, January 1971, pp.19-25.
- [20] Γ.Δάσιος, Κ.Κυριάκη, *Μερικές Διαφορικές Εξισώσεις*, Αθήνα 1994.
- [21] D.F.Williams, *Metal-Insulator-Semiconductor Transmission Lines*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.47, No.2, February 1999, pp.176-181.
- [22] R.E.Collin, *Foundations for Microwave Engineering*, 2nd Edition, New York: MacGraw-Hill, 1992.
- [23] H.Guckel, P.Brennan, I.Palócz, *A Parallel-Plate Waveguide Approach to Microminiaturized, Planar Transmission Lines for Integrated Circuits*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-15, No.8, August 1967, pp.468-476.
- [24] A.Djordjević, T.Sarkar, *Closed-Form Formulas for Frequency-Dependent Resistance and Inductance per Unit Length of Microstrip and Strip Transmission Lines*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.42, No.2, February 1994, pp.241-248.
- [25] Z.-F.Jin, J.-J.Laurin, Y.Savaria, *A Practical Approach to Model Long MIS Interconnects in VLSI Circuits*, IEEE Transactions on Very Large Scale Integration (VLSI) Systems, Vol.10, No.4, August 2002, pp.494-507.
- [26] E.Tuncer, D.P.Neikirk, *Highly Accurate Quasi-Static Modeling of Microstrip Lines Over Lossy Substrates*, IEEE Microwave and Guided Wave Letters, Vol.2, No.10, October 1992, pp.409-411.
- [27] Y.Eo, W.R.Eisenstadt, *High-Speed VLSI Interconnect Modeling Based on S-Parameter Measurements*, IEEE Transactions on Components, Hybrids, and Manufacturing Technology, Vol.16, No.5, August 1993, pp.555-562.
- [28] C.P.Yuan, T.N.Trick, *A Simple Formula for the Estimation of the Capacitance of Two-Dimensional Interconnects in VLSI Circuits*, IEEE Electron Device Letters, Vol.EDL-3, No.12, December 1982, pp.391-393.
- [29] A.Weisshaar, H.Lan, A.Luoh, *Accurate Closed-Form Expressions for the Frequency-Dependent Line Parameters of On-Chip Interconnects on Lossy Silicon Substrate*, IEEE Transactions on Advanced Packaging, Vol.25, No.2, May 2002, pp.288-296.
- [30] W.Hilberg, *From Approximations to Exact Relations for Characteristic Impedances*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-17, No.5, May 1969, pp.259-265.
- [31] E.Hammerstad, Ø.Jensen, *Accurate Models for Microstrip Computer-Aided-Design*, IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig., 1980, pp.407-409.
- [32] M.Kirschning, R.H.Jansen, *Accurate Wide-Range Design Equations for the Frequency-Dependent Characteristic of Parallel Coupled Microstrip Lines*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-32, No.1, January 1984, pp.83-89.
- [33] H.A.Atwater, *Tests of Microstrip Dispersion Formulas*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.36, No.3, March 1988, pp.619-621.
- [34] J.-K.Wee *et al.*, *Modeling the Substrate Effect in Interconnect Line Characteristics of High-Speed VLSI Circuits*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 46, No.10, October 1998, pp.1436-1443.
- [35] S.Zaage, E.Grotelüschen, *Characterization of the Broadband Transmission Behavior of Interconnections on Silicon Substrates*, Proc. IEEE Int. Conf. WSI, San Francisco, CA, January 1993, pp.268-278.
- [36] E.Barke, *Line-To-Ground Capacitance Calculation for VLSI: A Comparison*, IEEE Transactions on Computer-Aided Design, Vol.7, No.2, February 1988, pp.295-298.
- [37] U.Arz, H.Grabinski, D.F.Williams, *Influence of the Substrate Resistivity on the Broadband Propagation Characteristics of Silicon Transmission Lines*, 54th ARFTG Conference Digest, Atlanta, Georgia, Dec. 1-2, 1999, pp.58-63.
- [38] E.Grotelüschen, L.S.Dutta, S.Zaage, *Quasi-Analytical Analysis of the Broadband Properties*

- of Multiconductor Transmission Lines on Semiconducting Substrates*, IEEE Transactions on Components, Packag. And Manufacturing Technology, B, Vol.17, August 1994, pp.376-382.
- [39] Y.K.Koutsoyannopoulos, Y.Papananos, *Systematic Analysis and Modeling of Integrated Inductors and Transformers in RF IC Design*, IEEE Transactions on Circuits and Systems – II: Analog and Digital Signal Processing, Vol. 47, No.8, August 2000, pp.699-713.
- [40] N.G.Alexopoulos, S.-C.Wu, *Frequency-Independent Equivalent Circuit Model for Microstrip Open-End and Gap Discontinuities*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 42, No.7, July 1994, pp.1268-1272.
- [41] P.L.Werner, R.Mitra, D.H.Werner, *Extraction of Equivalent Circuits for Microstrip Components and Discontinuities Using the Gneric Algorithm*, IEEE Microwave and Guided Wave Letters, Vol.8, No.10, October 1998, pp.333-335.
- [42] N.H.Weste, K.Eshraghian, *Σχεδίαση Ολοκληρωμένων Κυκλωμάτων CMOS VLSI*, (Μετάφραση - Επιμέλεια: Κ.Πεκμεστζή, Δ.Σούντρης, Κ.Γκούτης), 1^η έκδοση, Παπασωτηρίου, Αθήνα 1996.
- [43] J.P.K.Gilb, C.A.Balanis, *MIS Slow-Wave Structures Over a Wide Range of Parameters*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 40, No.12, December 1992, pp.2148-2154.
- [44] J. Svačina, *A Simple Quasi-Static Determination of Basic Parameters of Multilayer Microstrip and Coplanar Waveguide*, IEEE Microwave and Guided Letters, Vol.2, No.10, October 1992, pp.385-387.
- [45] T.Dhaene, D.De Zutter, *Selection of Lumped Element Models for Coupled Lossy Transmission Lines*, IEEE Transactions on Computer-Aided Design”, Vol.11, No.7, July 1992, pp.805-815.
- [46] L.Wang, *Modeling of High Speed Metal-Insulator-Semiconductor Interconnections: The Effect of ILD on Slow-Wave Attenuation*, thesis submitted to the graduate faculty of Rensselaer Polytechnic Institute in partial fulfillment of the requirements for the degree of Master of Science, April 1998.
- [47] N.K.Ουζούνουγλου, *Εισαγωγή στα Μικροκύματα*, Β’ Έκδοση, Παπασωτηρίου, Αθήνα 1994.

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

Π1. Κώδικας υλοποιημένων μοντέλων για Matlab

Π1.1. Το μοντέλο του Jin και των συνεργατών του

```

function [] = longMIS(f)
% Ypologismos tw n parametrwn tou motnelou tw n Jin, Laurin kai Savaria
%
% Anafores:
% Z.-F.Jin, J.-J.Laurin, Y.Savaria, "A Practical Approach to Model
% Long MIS Interconnects in VLSI Circuits", IEEE Transactions on Very Large
% Scale Integration (VLSI) Systems, Vol.10, NO.4, August 2000.
%
% D.Williams, "Metal-Insulator-Semiconductor Transmission Lines", IEEE
% Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.47, No.2, February
% 1999.

%omega (to f dinetai se GHz)
omega=2*pi*f*1e9;

%Sta8eres kai fusika xaraktiristika grammis (opws dinontai stin anafora)
wm=1e-6;
tm=1e-6;
ti=1e-6;
ts=300e-6;
sm=5.7e7;
ss=1;
eSiO2=3.82;
eSi=11.9;
eo=8.854e-12;
mo=4e-7*pi;

%Effective mege8i
if ((wm/ti)>(1/(2*pi)))
    eff_wmi=wm+0.398*tm*(1+log(2*ti/tm));
else
    eff_wmi=wm+0.398*tm*(1+log(4*pi*wm/tm));
end
if ((wm/ts)>(1/(2*pi)))
    eff_wms=wm+0.398*tm*(1+log(2*ts/tm));
else
    eff_wms=wm+0.398*tm*(1+log(4*pi*wm/tm));
end
rmi=eff_wmi/ti;
rms=eff_wms/ts;
if (rmi>1)
    eff_ti=eff_wmi/(rmi+1.393+0.667*log(rmi+1.444));
else
    eff_ti=log(8/rmi+0.25*rmi)*eff_wmi/(2*pi);
end
if (rms>1)
    eff_ts=eff_wms/(rms+1.393+0.667*log(rms+1.444));
else
    eff_ts=log(8/rms+0.25*rms)*eff_wms/(2*pi);
end
if ((wm/ti)>1) % Meta apo dior8wsi tupografikou la8ous
    eff_eri=(eSiO2+1)/2 + (eSiO2-1)/(2*sqrt(1+12*ti/wm)) -
    0.217*(eSiO2-1)*tm/sqrt(wm*ti);
else
    eff_eri=(eSiO2+1)/2 + (eSiO2-1)/(2*sqrt(1+12*ti/wm)) -
    0.217*(eSiO2-1)*tm/sqrt(wm*ti) + 0.02*(eSiO2-1)*(1-wm/ti)^2;
end
if ((wm/ts)>1) % Meta apo dior8wsi tupografikou la8ous
    eff_ers=(eSi+1)/2 + (eSi-1)/(2*sqrt(1+12*ts/wm)) -
    0.217*(eSi-1)*tm/sqrt(wm*ts);
else

```

```

    eff_ers=(eSi+1)/2 + (eSi-1)/(2*sqrt(1+12*ts/wm)) -
            0.217*(eSi-1)*tm/sqrt(wm*ts) + 0.02*(eSi-1)*(1-wm/ts)^2;
end

%Parametroi montelou 1-D
%Diilektikes sta8eres
em=eo-j*sm/omega;
ei=eff_eri*eo;
es=eff_ers*eo-j*ss/omega;

%Mege8i diadosis
km=omega*sqrt(mo*em);
ks=sqrt(omega^2*mo*es + j*omega*(1/(sm*tm) + j*omega*mo*(eff_ti+tm))/(eff_ti/ei
    + eff_ts/es));
ksa=real(ks);
ksb=imag(ks);

%Ypologismos parametrwn
Rm=abs(real(j*km/(omega*em*tan(km*tm))));
Lm=abs(1/omega*imag(j*km/(omega*em*tan(km*tm))));
Rs=abs(real(j*omega/(2*abs(cos(ks*eff_ts))^2)*(mo*(sin(2*ksa*eff_ts)/(2*ksa) +
    sinh(2*ksb*eff_ts)/(2*ksb)) +
    conj(es)*abs(ks/(omega*es))^2*(sin(2*ksa*eff_ts)/(2*ksa) -
    sinh(2*ksb*eff_ts)/(2*ksb)))));
Ls=abs(1/omega*imag(j*omega/(2*abs(cos(ks*eff_ts))^2)*(mo*(sin(2*ksa*eff_ts)/
    (2*ksa) + sinh(2*ksb*eff_ts)/(2*ksb)) +
    conj(es)*abs(ks/(omega*es))^2*(sin(2*ksa*eff_ts)/(2*ksa) -
    sinh(2*ksb*eff_ts)/(2*ksb)))));
Gs=abs(real(j*omega*es*abs(ks)^2/(2*abs(sin(ks*eff_ts))^2)*(sin(2*ksa*eff_ts)/
    (2*ksa) + sinh(2*ksb*eff_ts)/(2*ksb))));
Cs=abs(1/omega*imag(j*omega*es*abs(ks)^2/(2*abs(sin(ks*eff_ts))^2)*
    (sin(2*ksa*eff_ts)/(2*ksa) + sinh(2*ksb*eff_ts)/(2*ksb))));
Li=mo*eff_ti;
Ci=ei/eff_ti;

%Parametroi montelou 2-D (pul mege8i)
Rpul=Rm/wm + Rs/eff_wms;
Lpul=Lm/wm + Li/eff_wmi + Ls/eff_wms;
C1pul=Ci*eff_wmi;
C2pul=Cs*eff_wms;
G2pul=Gs*eff_wms;

%Ypologismos xarakteristikis antistasis Zc
Zseries=Rpul+j*omega*Lpul
Yshunt=inv(inv(j*omega*C1pul)+inv(G2pul+j*omega*C2pul));
Zc=sqrt(Zseries/Yshunt)

```

Π1.2. Το μοντέλο των Eo και Eisenstadt

```

function [] = Eo(freq)
% Ypologismos twm parametrwn tou montelou twm Eo kai Eisenstadt
%
% Αναφορά:
% Y.Eo, W.R.Eisenstadt, "High-Speed VLSI Interconnect Modeling Based on
% S-Parameter Measurements", IEEE Transactions on Comp., Hybr. and
% Manufact. Tech., Vol.16, No.5, pp.555-562, August 1993.

%omega (to freq dinetai se GHz)
omega=2*pi*freq*1e9;
f=freq*1e9;

%Sta8eres kai fusika xarakteristika
%Apo Matematika kai me basi tis grafikes parastaseis tou paper, proekupse:
%gia w=2u: sm=1.44e7 kai tm=1.07e-6
%gia w=10u: sm=2.21e7 kai tm=0.96e-6
l=0.01;
wm=2e-6;
tm=1.07e-6; %????
ti=2.05e-6; %Gia aplopoiisi twm pra3ewn, ta 3 strwmata o3eidiou exoun 8ewri8ei
%san ena me diilektriki sta8era isi me 3.9. H 8ewrisi auti

```

```

%den epireazei genika polu ta apotelesmata.
ts=350e-6;
sm=1.44e7;
ss=12;
%????
%Apo pinakes prokuptei oti gia sugkentrwsi no8euseris tupou p isi
%me 10^15cm-3, o suntelestis agwgimotitas einai peripou 7.5.
%Apo ti sxesi (15) omws tis anaforas, kai me basi ta
%apotelesmata, prokuptei oti to ss 8a prepei na einai peripou
%iso me 12.

eSiO2=3.9;
eSi=11.7;
eo=8.854e-12;
mo=4e-7*pi;
co=2.9979e8;

%Ypologismos R (se Ohm)
dm=1/sqrt(pi*f*mo*sm);
Rmdc=1/(sm*wm*tm);
Rmac=1/(sm*dm*(1-exp(-tm/dm))*(1+tm/wm)*wm);
if (Rmac<Rmdc)
    Rm=Rmdc
else
    Rm=Rmac
end

%Ypologismos xwritikotitwn - agwgimotitwn (se F - S)
h=ti+ts;
Z0SiO2=120*pi*F(ti,wm)/sqrt(eff(eSiO2,ti,wm));
Z0Si=120*pi*F(ts,wm)/sqrt(eff(eSi,ts,wm));
ftSiO2=co^2*Z0SiO2*eo*eSiO2/(2*ti*sqrt(eff(eSiO2,ti,wm)*eSiO2));
ftSi=co^2*Z0Si*eo*eSi/(2*ts*sqrt(eff(eSi,ts,wm)*eSi));
erSiO2=eSiO2-(eSiO2-eff(eSiO2,ti,wm))/(1+(f/ftSiO2)^2);
erSi=eSi-(eSi-eff(eSi,ts,wm))/(1+(f/ftSi)^2);
C1=eo*erSiO2*1/F(ti,wm);
C2=eo*erSi*1/F(ts,wm);
Gs=ss*1*(1+1/sqrt(1+10*ts/wm))/(2*F(ts,wm));

G=omega^2*C1^2*Gs/(Gs^2+omega^2*(C1+C2)^2);
CT=(omega^2*C1*C2*(C1+C2)+C1*Gs^2)/(Gs^2+omega^2*(C1+C2)^2);
Cf=1*eSi*eSiO2/(eSi+eSiO2)*eo*2*pi/log(1+2*h/tm+sqrt(2*h/tm*(2*h/tm+2)));
C=CT+Cf

%Ypologismos L (se H)
L=mo*1/(2*pi)*log((h/(0.59*wm)+1.1)-0.5+sqrt((h/(0.59*wm)+1.1)^2-1.05))

function fun1 = F(h,w)
%Ypologismos F
if (w/h)<=1
    fun1=1/(2*pi)*log(8*h/w+w/(4*h));
else
    fun1=1/(w/h+2.42-0.44*h/w+(1-h/w)^6);
end

function fun2 = eff(er,h,w)
%Ypologismos eff
fun2=(er+1)/2+(er-1)/(2*sqrt(1+10*h/w));

```

Π1.3. Το μοντέλο του Weisshaar και των συνεργατών του

```

function [] = Weisshaar(f,ssub)
% Ypologismos twn parametrwn tou montelou tou Weisshaar kai twn sunergatwn
% tou
%
% Anafores:
% A.Weisshaar, H.Lan, A.Luoh, "Accurate Closed-Form Expressions for the
% Frequency-Dependent Line Parameters of On-Chip Interconnects on Lossy
% Silicon Substrate", IEEE Transactions on Advanced Packaging, Vol.25,
% No.2, pp.288-296, May 2002. [1]
%

```

```

% R.E.Collin, "Foundations for Microwave Engineering, 2nd ed., New York:
% McGraw-Hill, 1992. [2]
%
% Y.J.Yoon, B.Kim, "A New Formula for Effective Dielectric Constant in
% Multi-Dielectric Layer Microstrip Structure", Proc. IEEE 9th Topical
% Meeting Elect. Performance Electron. Packag. (EPEP'00), Oct. 2002,
% pp.163-167. [3]
%
% E.Hammerstad, O.Jensen, "Accurate Models for Microstrip Computer Aided
% Design", IEEE MTT-S Microwave Symp. Dig., pp.407-409, 1980. [4]

%omega, freq (to f se GHz, to freq se Hz)
omega=2*pi*f*1e9;
freq=f*1e9;

%Sta8eres kai fusika xaraktiristika grammis (opws dinontai stin anafora
%[1])
wm=4e-6;
tm=0;
ti=2e-6;
ts=500e-6;
ss=ssub;
eSiO2=3.9;
eSi=11.7;
eo=8.854e-12;
mo=4e-7*pi;
co=2.9979e8;
no=sqrt(mo/eo);

%Effective mege8i
delta=1/sqrt(pi*freq*mo*ss); %skin depth tou upostrwmatos
heff=ti+(1-j)/2*delta*tanh((1+j)*ts/delta);

%Ypologismos R kai L (ana monada mikous)
Lpul=real(mo/(4*pi)*log(1+32*(heff/wm)^2*(1+sqrt(1+(pi/8*wm/heff)^2))))
Rpul=-omega*imag(mo/(4*pi)*log(1+32*(heff/wm)^2*(1+sqrt(1+(pi/8*wm/heff)^2))))

%Ypologismos C8 apo anafora [3]
u=wm/(ti+ts);
fu=6+(2*pi-6)*exp(-(30.666/u)^0.7528);
Zoair=no/(2*pi)*log(fu/u+sqrt(1+(2/u)^2));
k=1/cosh(pi*wm/(4*(ti+ts)));
k1=1/cosh(pi*wm/(4*ti));
if (k>=0.707 & k<=1)
    Kk=2/pi*log(2*sqrt((1+k)/(1-k)));
else
    k=sqrt(1-k^2);
    Kk=pi/(2*log(2*sqrt((1+k)/(1-k))));
end
if (k1>=0.707 & k1<=1)
    Kk1=2/pi*log(2*sqrt((1+k1)/(1-k1)));
else
    k1=sqrt(1-k1^2);
    Kk1=pi/(2*log(2*sqrt((1+k1)/(1-k1))));
end
d1=Kk1;
d2=Kk-Kk1;
eeq=(d1+d2)/(d1/eSiO2+d2/eSi);
C8pul=1/(Zoair*co)+2*(eeq-1)*eo/Kk;

%Ypologismos Cox apo anafora [2]
weff=wm; % epeidi o agwgos simatos 8ewreitai ameliteou paxous
if (weff/ti<=1)
    F1=0.02*(eSiO2-1)*(1-weff/ti)^2;
    Ca=2*pi*eo/log(8*ti/weff+weff/(4*ti));
else
    F1=0;
    Ca=eo*(weff/ti+1.393+0.667*log(weff/ti+1.444));
end
eeff=(eSiO2+1)/2+(eSiO2-1)/2*1/sqrt(1+12*ti/weff)+F1-0.217*(eSiO2-
1)*tm/sqrt(weff*ti);

```

```

Coxpul=eeff*Ca;

%Υπολογισμος Csipul kai Gsipul
Csipul=Coxpul*C8pul/(Coxpul-C8pul);
Gsipul=ss/(eSi*eo)*Csipul;

%Υπολογισμος Gpul kai Cpul
Gpul=omega^2*Gsipul*Coxpul^2/(Gsipul^2+omega^2*(Csipul+Coxpul)^2)
Cpul=(omega^2*Csipul*Coxpul*(Csipul+Coxpul)+Coxpul*Gsipul^2)/(Gsipul^2+omega^2*(Csipul+Coxpul)^2)

```

Π1.4. Το μοντέλο των Schnieder και Heinrich

```

function [] = ThinFilm(freq)
% Υπολογισμος twm parametrwn tou montelou twn Schnieder kai Heinrich.
%
% Αναφορες:
% F.Schnieder, W.Heinrich, "Model of Thin-Film Microstrip Line for Circuit
% Design", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.49,
% No.1, pp.104-110, January 2001. [1]
%
% Y.J.Yoon, B.Kim, "A New Formula for Effective Dielectric Constant in
% Multi-Dielectric Layer Microstrip Structure", Proc. IEEE 9th Topical
% Meeting Elect. Performance Electron. Packag. (EPEP'00), Oct. 2002,
% pp.163-167. [2]
%
% R.E.Collin, "Foundations for Microwave Engineering, 2nd ed., New York:
% McGraw-Hill, 1992. [3]
%
% Παράτηρισι: Παράκατω παρούσιαζεται ο κωδικας τωσο για το montelo me
% upostrwma enos strwmatos oso kai gia to tropopoiimeno me upostrwma duo
% strwmatwn. Me katallilo sxoliasmo i 3esxoliasmo prokuptoun ta
% apotelesmata gia ti mia i tin alli periptwsi.

%omega, f (to freq dinetai se GHz)
omega=2*pi*freq*1e9;
f=freq*1e9;

%Statheres kai fusika xaraktiristika
g=88e-6;
wm=8e-6;
tm=0.8e-6;
%ti=
%ts=
%h=ti+ts;
h=1.7e-6;
sm=2.5e7;
%ss=
tande=0.015;
%eSiO2=3.9;
%eSi=11.7;
er=2.7;
eo=8.854e-12;
mo=4e-7*pi;
co=2.9979e8;
no=sqrt(mo/eo);

%Statheres montelou
ks=1.6;
kr=0.2;

% Gia upostrwma duo strwmatwn (na sxoliastei to block gia upostrwma enos
% strwmatos).
% Υπολογισμος weff apo anafora [3]
% if ((wm/(ti+ts))<(1/(2*pi)))
%     weff=wm+0.398*tm*(1+log(4*pi*wm/tm));
% else
%     weff=wm+0.398*tm*(1+log(2*ti/tm));
% end
% Υπολογισμος eeγ kai seq apo anafora [2]

```

```

% k=1/cosh(pi*weff/(4*(ti+ts)));
% k1=1/cosh(pi*weff/(4*ti));
% if (k>=0.707 & k<=1)
%     Kk=2/pi*log(2*sqrt((1+k)/(1-k)));
% else
%     k=sqrt(1-k^2);
%     Kk=pi/(2*log(2*sqrt((1+k)/(1-k))));
% end
% if (k1>=0.707 & k1<=1)
%     Kk1=2/pi*log(2*sqrt((1+k1)/(1-k1)));
% else
%     k1=sqrt(1-k1^2);
%     Kk1=pi/(2*log(2*sqrt((1+k1)/(1-k1))));
% end
% d1=Kk1;
% d2=Kk-Kk1;
% er1=eSiO2;
% er2=eSi-j*ss/(omega*eo);
% eeq=real((d1+d2)/(d1/er1+d2/er2));
% seq=-omega*eo*imag((d1+d2)/(d1/er1+d2/er2));

%Gia upostrwma enos strwmatos (na sxoliastei to block gia upostrwma duo
%strwmatwn).
eeq=er;
seq=tande*omega*eeq*eo;

%Ypologismos C kai G
weqo=wm+tm/pi*log(1+4*exp(1)/(tm/h*(coth(sqrt(6.517*wm/h))^2)));
weqz=wm+(weqo-wm)/2*(1+1/cosh(sqrt(eeq-1)));
a=1+1/49*log(((weqz/h)^4+(weqz/(52*h))^2)/((weqz/h)^4+0.432)) +
    1/18.7*log(1+(weqz/(18.1*h))^3);
b=0.564*((eeq-0.9)/(eeq+3))^0.053;
Flweqo=6+(2*pi-6)*exp(-(30.666*h/weqo)^0.7528);
Flweqz=6+(2*pi-6)*exp(-(30.666*h/weqz)^0.7528);
ereffoweqz=(eeq+1)/2+(eeq-1)/2*(1+10*h/weqz)^(-a*b);
ZLweqo=no/(2*pi)*log(Flweqo*h/weqo+sqrt(1+(2*h/weqo)^2));
ZLweqz=no/(2*pi)*log(Flweqz*h/weqz+sqrt(1+(2*h/weqz)^2));
ereff=ereffoweqz*(ZLweqo/ZLweqz)^2;
Ca=1/(co*ZLweqo);
Clpul=ereff*Ca;
Ce=(ereff-1)/(eeq-1)*eeq*Ca;
Gpul=Ce*seq/(eeq*eo)

%Ypologismos suxnotikou oriou meta3i slow-wave kai skin-effect perioxis
fse=(ks+10*(tm/wm)/(1+wm/h))/(pi*mo*sm*tm^2);

%Ypologismos R kai L
% Gia upostrwma duo strwmatwn (na sxoliastei to block gia upostrwma enos
% strwmatos).
% er2se=eSi-j*ss/(2*pi*fse*eo);
% eeqse=real((d1+d2)/(d1/er1+d2/er2se));

%Gia upostrwma enos strwmatos (na sxoliastei to block gia upostrwma duo
%strwmatwn).
eeqse=eeq;

weqzse=wm + (weqo-wm)/2*(1+1/cosh(sqrt(eeqse-1)));
ase=1+1/49*log(((weqzse/h)^4+(weqzse/(52*h))^2)/((weqzse/h)^4+0.432)) +
    1/18.7*log(1+(weqzse/(18.1*h))^3);
bse=0.564*((eeqse-0.9)/(eeqse+3))^0.053;
Flweqzse=6+(2*pi-6)*exp(-(30.666*h/weqzse)^0.7528);
ereffoweqzse=(eeqse+1)/2+(eeqse-1)/2*(1+10*h/weqzse)^(-ase*bse);
ZLweqzse=no/(2*pi)*log(Flweqzse*h/weqzse+sqrt(1+(2*h/weqzse)^2));
ereffse=ereffoweqzse*(ZLweqo/ZLweqzse)^2;
ZL=ZLweqzse/sqrt(ereffoweqzse);
Rs=sqrt(pi*fse*mo/sm);
Alfa=1+h/weqo*(1+1.25/pi*log(2*h/tm));
if ((wm/h)<=1)
    ac=0.1589*Alfa*Rs/(h*ZL)*(32-(weqo/h)^2)/(32+(weqo/h)^2);
else
    ac=7.0229e-6*Alfa*Rs*ZL*ereffse/h*(weqo/h+0.667*weqo/(h*(weqo/h+1.444)));

```

```

end
Rse=2*ZL*ac;
La=1/(co^2*Ca);
Li=Rse/(2*pi*fse);

%Ypologismos R
Rwo=1/(sm*wm*tm);
Rgo=1/(sm*g*tm);
Ro=Rwo+Rgo;
fo=2/mo*Rwo*Rgo/(Rwo+Rgo);      %suxnotiko orio meta3i quasi-TEM kai slow-wave
F1=1/sqrt(1+(f/fo)^2);
Rpul=Ro+(Rse*(sqrt(f/fse)+sqrt(1+(f/fse)^2))/(1+sqrt(f/fse))-(Rse-Ro)*F1-
Ro)/(1+kr*log(1+fse/f)/(1+wm/h))

%Ypologismos L
Lo=-mo/(2*pi*tm^2)*(1/(wm^2)*Ks(wm,tm)-
2/(wm*g)*Km(wm,tm,g,tm,h+tm)+1/(g^2)*Ks(g,tm));
Ltot=La+Li/(1+sqrt(f/fse))+(Lo-La-Li)*F1;

%Dior8wsi gia tin periptwsi pou den eimaste se quasi-TEM
P4=1+2.751*(1-exp(-(eeq/15.916)^8));
P3=0.0363*exp(-4.6*wm/h)*(1-exp(-(freq*h*1e2/3.87)^4.97));
P2=0.33622*(1-exp(-0.03442*eeq));
P1=0.27488+wm/h*(0.6315+0.525/((1+0.157*freq*h*1e2)^2))-0.065683*exp(-8.7513*wm/h);
P=P1*P2*((0.1844+P3*P4)*10*freq*h*1e2)^1.5763;
ereffo=(eeq+1)/2+(eeq-1)/2*(1+10*wm/h)^(-a*b);
Fe=eeq/ereffo-(eeq/ereffo-1)/(1+P);
FZ=(ereffo*Fe-1)/(ereffo-1)*1/sqrt(Fe);
FL=FZ*sqrt(Fe);
FC=sqrt(Fe)/FZ;

Lpul=Ltot*FL
Cpul=C1pul*FC

ReZchar=real(sqrt((Rpul+j*omega*Lpul)/(Gpul+j*omega*Cpul)))
ImZchar=imag(sqrt((Rpul+j*omega*Lpul)/(Gpul+j*omega*Cpul)))

function fun1 = K4(z)
%sunartisi K4
fun1=(z^4)/24*(log(z)-25/12);

function fun2 = Ks(a,b)
%sunartisi Ks
fun2=real(4*(K4(a)+K4(j*b))-2*(K4(a+j*b)+K4(a-j*b)))+1/3*pi*a*(b^3);

function fun3 = Km(a,b,c,d,h)
%sunartisi Km
fun3=real((((-K4(a/2+j*b/2-c/2-j*d/2-j*h)+K4(-a/2+j*b/2-c/2-j*d/2-j*h))-(-K4(a/2-j*b/2-c/2-j*d/2-j*h)+K4(-a/2-j*b/2-c/2-j*d/2-j*h)))-((-K4(a/2+j*b/2+c/2-j*d/2-j*h)+K4(-a/2+j*b/2+c/2-j*d/2-j*h))-((-K4(a/2-j*b/2+c/2-j*d/2-j*h)+K4(-a/2-j*b/2+c/2-j*d/2-j*h)))))-(((K4(a/2+j*b/2-c/2+j*d/2-j*h)+K4(-a/2+j*b/2-c/2+j*d/2-j*h))-(-K4(a/2-j*b/2-c/2+j*d/2-j*h)+K4(-a/2-j*b/2-c/2+j*d/2-j*h)))-((-K4(a/2+j*b/2+c/2+j*d/2-j*h)+K4(-a/2+j*b/2+c/2+j*d/2-j*h))-((-K4(a/2-j*b/2+c/2+j*d/2-j*h)+K4(-a/2-j*b/2+c/2+j*d/2-j*h)))));

```

Π1.5. Το μοντέλο του Wee και των συνεργατών του για μικροταινία με συνεπίπεδους αγωγούς γείωσης

```

function [] = FullSubstrate(f)
% Ypologismos twn parametrwn tou montelou tou Wee kai twn sunergatwn tou.
%
% Αναφορά: J.-K.We, Y.-J.Park, H.-S.Min,D.-H.Cho,M.-H.Seung,H.-S.Park,
% "Modelling the Substrate Effect in Interconnect Line Characteristics of
% High-Speed VLSI Circuits", IEEE Transactions on Microwave Theory and
% Techniques, Vol.46, No.10, pp.1436-1443, October 1998

%omega, freq (to f dinetai se GHz)
omega=2*pi*f*1e9;
freq=f*1e9;

%Sta8eres kai fusika xaraktiristika

```

```

l=5000e-6;
wm=9.6e-6;
wg=20e-6;
tm=0.7e-6;
tg=tm;
ti=0.58e-6;
%sm= %Se periptwsi pou den dinetai i antistasi ana monada mikous
%sg= %Se periptwsi pou den dinetai i antistasi ana monada mikous
Rms=7400; %Se periptwsi pou dinetai i antistasi ana monada mikous
Rgs=3600; %Se periptwsi pou dinetai i antistasi ana monada mikous
s=100e-6; %Apostasi meta3u agwgou simatos kai agwgwn geiwsis
ss=15.5;
eSiO2=3.9;
eSi=11.7;
eo=8.854e-12;
mo=(4e-7)*pi;
co=2.9979e8; %Taxutita fwto sto keno

%Statheres montelou
A=2e-7;

%Perimetroi kai apostaseis
tsp=1/sqrt(pi*freq*mo*ss); %skin depth tou upostrwmatos
%Se periptwsi pou den dinetai i antistasi ana monada mikous
%dm=1/sqrt(pi*freq*mo*sm); %skin depth tou metallou simatos
%dg=1/sqrt(pi*freq*mo*sg); %skin depth tou metallou geiwsis

pg=2*(wg+tg);
ps=2*(wm+tm);
psub=2*(s+tsp);

dsubs=ti+tsp/2;
dsg=s+(wg+wm)/2;
dgg=2*s+wg+wm;
dgsub=sqrt(dgg^2+dsubs^2);

%Ypologismos epagwgn (idiwn kai amoibaiwn)
Lg=A*1*(log(4*1/pg)+0.5);
Ls=A*1*(log(4*1/ps)+0.5);
Lsub=A*1*(log(4*1/psub)+0.5);
Msg=A*1*(log(1/dsg+sqrt(1+(1/dsg)^2))-sqrt(1+(dsg/1)^2)+dsg/1);
Msubs=A*1*(log(1/dsubs+sqrt(1+(1/dsubs)^2))-sqrt(1+(dsubs/1)^2)+dsubs/1);
Mgg=A*1*(log(1/dgg+sqrt(1+(1/dgg)^2))-sqrt(1+(dgg/1)^2)+dgg/1);
Mgsub=A*1*(log(1/dgsub+sqrt(1+(1/dgsub)^2))-sqrt(1+(dgsub/1)^2)+dgsub/1);
Lsg=0.5*(Lg+Mgg)+Ls-2*Msg;
Lsubs=Lsub+Ls-2*Msubs;
Lgsub=0.5*(Lg+Mgg)+Lsub-2*Mgsub;

%Ypologismos antistasewn
Rsub=3/(ss*mo/(4*Lsg)*s*tsp);

% Se periptwsi pou den dinetai i antistasi ana monada mikous
% Rmac=1/(sm*dm*(1-exp(-tm/dm))*(tm+wm)); %Ston ari8miti to mikos tou agwgou
% Rmdc=1/(sm*tm*wm); %Ston ari8miti to mikos tou agwgou
% if (Rmdc<Rmac)
% Rm=Rmac;
% else
% Rm=Rmdc;
% end
% Rgac=1/(sg*dg*(1-exp(-tm/dg))*(tm+wg)); %Ston ari8miti to mikos tou agwgou
% Rgdc=1/(sg*tm*wg); %Ston ari8miti to mikos tou agwgou
% if (Rgdc<Rgac)
% Rg=Rgac;
% else
% Rg=Rgdc;
% end

% Se periptwsi pou dinetai i antistasi ana monada mikous
Rm=Rms*1;
Rg=Rgs*1;

```



```

Zg=sqrt((Rg/2)^2+(omega*Lsg)^2);
Zsub=sqrt(Rsub^2+(omega*Lsubs)^2);

%Logos reumatwn a
a=Zsub/(Zg+Zsub)

%Ypologismos R kai L
Leff=(a*Lsg+(1-a)*Lsubs-a*(1-a)*Lgsub)/l
Reff=(a*(0.5*Rg+Rm)+(1-a)*(Rsub+Rm)-a*(1-a)*(0.5*Rg+Rsub))/l

%Ypologismos xwritikotitwn kai agwgimotitwn
Csm=1/(2*co^2*Lsg)*l; % (pF/m)
Csub=eSi*Csm;
Gt=Csub*ss/(eSi*eo);
Coxl=wm*eo*eSiO2/ti;
teq=ti+tsp;
ereff=eSiO2*eSi/(eSiO2+eSi);
Cf=eo*ereff*(2*pi/log(1+2*teq/tm+sqrt(2*teq/tm*(2*teq/tm+2)))-tm/(2*teq));
Cox=(Coxl+Cf);

Ceff=((Gt^2*Cox+omega^2*Cox*Csub*(Cox+Csub))/(Gt^2+omega^2*(Cox+Csub)^2)+Csm)
Geff=(omega^2*Cox^2*Gt/(Gt^2+omega^2*(Cox+Csub)^2))

```

Π1.6. Μία τροποποίηση του μοντέλου του Wee και των συνεργατών του για απλή δομή μικροταινίας

```

function [] = Substrate(f)
%Ypologismos parametrwn gia domi mikrotainias, xrisimopoiwntas to montelo
%του Wee kai tw n sunergatwn tou.
%Oi parametroi 8a upologistoun 8ewrwntas oti den uparxoun grammes geiwsis
%ekaterw8en tou agwgou simatos. Kat' epektasi, 8ewreitai oti Sm=wg=tg=lg=0
%kai oti psub=2*(wm+tsp). Etsi, 8a isxuoun akoma: Leff=Lsub+Ls-2*Msubs,
%Lsg=Ls, a=0 kai Reff=Rsub+Rs.
%To kurio problima pou parousiazai to montelo auto einai oti 8ewrei tin
%antistasi tou upostrwmatos en seira me tin antistasi tou agwgou simatos.

%omega, freq (to f dinetai se GHz)
omega=2*pi*f*1e9;
freq=f*1e9;

%Sta8eres kai fusika xaraktiristika
l=500e-6;
wm=4e-6;
tm=4e-6;
ti=12.1e-6;
ts=300e-6;
sm=3.44828e7;
ss=7.6923;
eSiO2=3.9;
eSi=11.7;
eo=8.854e-12;
mo=4e-7*pi;
co=2.9979e8; %Taxutita fwtos sto keno

%Sta8eres montelou
A=2e-7;

%Perimetroi kai apostaseis
ps=2*(wm+tm);
tsp=1/sqrt(pi*freq*mo*ss); %skin depth of substrate
psub=2*(wm+tsp);
dsubs=ti+tsp/2;
dm=1/sqrt(pi*freq*mo*sm); %skin depth of metal

%Ypologismos epagwgwn (idiwn kai amoibaiwn)
Ls=A*l*(log(4*l/ps)+0.5);
Lsub=A*l*(log(4*l/psub)+0.5);
Msubs=A*l*(log(1/dsubs+sqrt(1+(1/dsubs)^2))-sqrt(1+(dsubs/l)^2)+dsubs/l);
Leff=(Lsub+Ls-2*Msubs)/l

```

```

Rsub=3/(ss*mo/(4*Ls)*wm*tsp);
Rmac=1/(sm*dm*(1-exp(-tm/dm))*(tm+wm)); %Ston arithmiti to mikos tou agwγου
Rmdc=1/(sm*tm*wm); %Ston arithmiti to mikos tou agwγου
if (Rmdc<Rmac)
    Rm=Rmac;
else
    Rm=Rmdc;
end
Reff=(Rsub+Rm)/1

%Υπολογισμος xwritikotitwn kai agwgimotitwn
Csm=1/(2*co^2*Ls)*1; % (pF/m)
Csub=eSi*Csm;
Gt=Csub*ss/(eSi*eo);
Coxl=wm*eo*eSiO2/ti;
teq=ti+tsp;
Cf=eo*eSiO2*eSi/(eSi+eSiO2)*(2*pi/log(1+2*teq/tm+sqrt(2*teq/tm*(2*teq/tm+2))))-
    tm/(2*teq);
Cox=(Coxl+Cf);

Ceff=((Gt^2*Cox+omega^2*Cox*Csub*(Cox+Csub))/(Gt^2+omega^2*(Cox+Csub)^2)+Csm)
Geff=(omega^2*Cox^2*Gt/(Gt^2+omega^2*(Cox+Csub)^2))

```

Π1.7. Το καινούριο μοντέλο που προτείνεται στην παράγραφο 5.2.

```

function [] = mymodel(freq)
% Υπολογισμος twν parametrwn enos kainourgiou montelou pou proteinetai me
% basi uparxouses e3iswseis.
%
% Anafores:
% Y.Eo, W.R.Eisenstadt, "High-Speed VLSI Interconnect Modeling Based on
% S-Parameter Measurements", IEEE Transactions on Comp., Hybr. and
% Manufact. Tech., Vol.16, No.5, pp.555-562, August 1993. [1]
%
% A.Weisshaar, H.Lan, A.Luoh, "Accurate Closed-Form Expressions for the
% Frequency-Dependent Line Parameters of On-Chip Interconnects on Lossy
% Silicon Substrate", IEEE Transactions on Advanced Packaging, Vol.25,
% No.2, pp.288-296, May 2002. [2]
%
% R.E.Collin, "Foundations for Microwave Engineering, 2nd ed., New York:
% McGraw-Hill, 1992. [3]
%
% Y.J.Yoon, B.Kim, "A New Formula for Effective Dielectric Constant in
% Multi-Dielectric Layer Microstrip Structure", Proc. IEEE 9th Topical
% Meeting Elect. Performance Electron. Packag. (EPEP'00), Oct. 2002,
% pp.163-167. [4]
%
% F.Schnieder, W.Heinrich, "Model of Thin-Film Microstrip Line for Circuit
% Design", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.49,
% No.1, pp.104-110, January 2001. [5]

%omega
omega=2*pi*freq*1e9;
f=freq*1e9;

%Staθeres kai fusika xaraktiristika
l=500e-6;
wm=4e-6;
tm=4e-6;
ti=12.1e-6;
ts=300e-6;
sm=3.44828e7;
ss=7.6923;
eSiO2=3.9;
eSi=11.7;
eo=8.854e-12;
mo=4e-7*pi;
co=2.9979e8;
no=sqrt(mo/eo);

```

```

%Ypologismos isodunamis sxetikis diilektrikis staθeras kai isodunamou
%suntelesti agwgimotitas apo anafora [4]
%Ypologismos isodunamou platous agwgou simatos apo anafora [3]
if ((wm/(ti+ts))<(1/(2*pi)))
    weff=wm+0.398*tm*(1+log(4*pi*wm/tm));
else
    weff=wm+0.398*tm*(1+log(2*(ti+ts)/tm));
end
k=1/cosh(pi*weff/(4*(ti+ts)));
k1=1/cosh(pi*weff/(4*ti));
if (k>=0.707 & k<=1)
    Kk=2/pi*log(2*sqrt((1+k)/(1-k)));
else
    k=sqrt(1-k^2);
    Kk=pi/(2*log(2*sqrt((1+k)/(1-k))));
end
if (k1>=0.707 & k1<=1)
    Kk1=2/pi*log(2*sqrt((1+k1)/(1-k1)));
else
    k1=sqrt(1-k1^2);
    Kk1=pi/(2*log(2*sqrt((1+k1)/(1-k1))));
end
d1=Kk1;
d2=Kk-Kk1;
er1=eSiO2;
er2=eSi-j*ss/(omega*eo);
eeq=real((d1+d2)/(d1/er1+d2/er2));
seq=-omega*eo*imag((d1+d2)/(d1/er1+d2/er2));

%Ypologismos Cpul kai Gpul apo anafora [5]
h=ti+ts;
weqo=wm + tm/pi*log(1+4*exp(1)/(tm/h*(coth(sqrt(6.517*wm/h))^2)));
weqz=wm + (weqo-wm)/2*(1+1/cosh(sqrt(eeq-1)));
a=1+1/49*log(((weqz/h)^4+(weqz/(52*h))^2)/((weqz/h)^4+0.432))
    + 1/18.7*log(1+(weqz/(18.1*h))^3);
b=0.564*((eeq-0.9)/(eeq+3))^0.053;
Flweqo=6+(2*pi-6)*exp(-(30.666*h/weqo)^0.7528);
Flweqz=6+(2*pi-6)*exp(-(30.666*h/weqz)^0.7528);
ereffweqz=(eeq+1)/2+(eeq-1)/2*(1+10*h/weqz)^(-a*b);
ZLweqo=no/(2*pi)*log(Flweqo*h/weqo+sqrt(1+(2*h/weqo)^2));
ZLweqz=no/(2*pi)*log(Flweqz*h/weqz+sqrt(1+(2*h/weqz)^2));
ereff=ereffweqz*(ZLweqo/ZLweqz)^2;
Ca=1/(co*ZLweqo);
Cpul=ereff*Ca;
Ce=(ereff-1)/(eeq-1)*eeq*Ca;
Gpul=Ce*seq/(eeq*eo)

%Ypologismos Lpul kai Rspul (antistasi upostrwmatos ana monada mikous) apo
%anafores [1], [2]
ds=1/sqrt(pi*f*mo*ss); %skin depth
heff=ti+(1-j)/2*ds*tanh((1+j)*ts/ds);
Lpul=real(mo/(2*pi)*log(8*heff/wm+wm/(4*heff)))
Rspul=-omega*imag(mo/(2*pi)*log(8*heff/wm+wm/(4*heff)));

%Ypologismos Rm (antistasi agwgou simatos ana monada mikous)
dm=1/sqrt(pi*f*mo*sm);
Rmac=1/(sm*dm*(1-exp(-tm/dm))*wm);
Rmdc=1/(sm*wm*tm);
if (Rmac>Rmdc)
    Rmpul=Rmac;
else
    Rmpul=Rmdc;
end

%Ypologismos sunolikis antistasis
Rpul=Rmpul+Rspul

%Ypologismos parametrwn gia sugkekrimeno mikos agwgou l
R=Rpul*1;
L=Lpul*1;
G=Gpul*1;

```

$C=C_{pu1} \cdot l;$

%Υπολογισμός suntelesti poiotitas

$Q=\omega \cdot L/R$

Π2. Κώδικας υλοποιημένων μοντέλων για HSpice

Π2.1. Το μοντέλο του Jin και των συνεργατών του

DOKIMI TOY MONTELOU TOY JIN KAI TWN SYNERGATWN TOY

```

* Anafores:
* Z.-F.Jin, J.-J.Laurin, Y.Savaria, "A Practical Approach to Model
* Long MIS Interconnects in VLSI Circuits", IEEE Transactions on Very Large
* Scale Integration (VLSI) Systems, Vol.10, NO.4, August 2000.
*
* D.Williams, "Metal-Insulator-Semiconductor Transmission Lines", IEEE
* Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.47, No.2, February
* 1999.
*
* Paratiriseis:
* Se orismenes sunartiseis, to HSpice upologizei la8os ta cosh kai sinh
* (anti sinh upologizei cosh kai antistrofa). Gia to logo auto se orismenous
* tupous pou xrisimopoiountai parakatw, exei ginei i allagi cosh->sinh kai
* sinh->cosh
*
* Anti tis domis if-then-else (pou den uparxei sto HSpice) ginetai
* xrisi tis sunartisis sgn(x) pou mas dinei to prosimo tou x. Epeidi:
* sgn(x)= {1 an x>0, 0 an x=0, -1 an x<0}, xrisimopieitai i sunartisi
* sgn(x)*(1+sgn(x))/2 pou dinei 1 an x>0, 0 an x<=0.
*
* Genika, i timi tis antistasis Rs den upologizetai akribws (diafora sto 3o
* dekadiko psifio se sxesi me to Matlab). Pi8anon ofeiletai stin akribeia me tin * opoia
ginontai oi pra3eis sto Hspice.

* omega
.PARAM omega(hertz)='2*pi*hertz'

* Diastaseis grammis metaforas
.PARAM wm=1u          $ platos agwgou
.PARAM length=100u   $ mikos agwgou
.PARAM tm=1u         $ paxos agwgou
.PARAM ti=1u         $ paxos insulator (SiO2)
.PARAM ts=300u       $ paxos semiconductor (Si)

* Sta8eres
.PARAM pi='355/113'   $ p
.PARAM eo=8.854E-12  $ diilektriki sta8era kenou
.PARAM mo='4*pi*1E-7' $ magnitiki diaperatotita kenou

* Fusika xaraktiristika grammis
.PARAM sm=5.7E7      $ metal conductivity
.PARAM ss=1          $ substrate conductivity
.PARAM eSi=11.9      $ sxetiki diilektriki sta8era substrate
.PARAM eSiO2=3.82    $ sxetiki diilektriki sta8era o3eidiou

* Sunartisi prosimou opws anaferetai stin paratirisi
.PARAM prosim(x)='sgn(x)*(1+sgn(x))/2'

* Effective mege8i
.PARAM eff_wmi='prosim(wm/ti-1/(2*pi))*(wm+0.398*tm*(1+log(2*ti/tm)))
+prosim(1/(2*pi)-wm/ti)*(wm+0.398*tm*(1+log(4*pi*wm/tm)))'
.PARAM eff_wms='prosim(wm/ts-1/(2*pi))*(wm+0.398*tm*(1+log(2*ts/tm)))
+prosim(1/(2*pi)-wm/ts)*(wm+0.398*tm*(1+log(4*pi*wm/tm)))'
.PARAM rmi='eff_wmi/ti'
.PARAM rms='eff_wms/ts'
.PARAM eff_ti='prosim(rmi-1)*(eff_wmi/(rmi+1.393+0.667*log(rmi+1.444)))
+prosim(1-rmi)*(log(8/rmi+0.25*rmi)*eff_wmi/(2*pi))'
.PARAM eff_ts='prosim(rms-1)*(eff_wms/(rms+1.393+0.667*log(rms+1.444)))
+prosim(1-rms)*(log(8/rms+0.25*rms)*eff_wms/(2*pi))'

* Meta apo dior8wsi tupografikou la8ous:
.PARAM eff_eri='(eSiO2+1)/2 + (eSiO2-1)/(2*sqrt(1+12*ti/wm)) - 0.217*(eSiO2-1)*tm/sqrt(wm*ti)
+ prosim(1-wm/ti)*(0.02*(eSiO2-1)*pow(1-wm/ti,2))'

```

```

* Meta apo dior8wsi tupografikou la8ous:
.PARAM eff_ers='(eSi+1)/2 + (eSi-1)/(2*sqrt(1+12*ts/wm)) - 0.217*(eSi-1)*tm/sqrt(wm*ts)
+ prosim(1-wm/ts)*(0.02*(eSi-1)*pow(1-wm/ts,2))'

* Ypologismos Rm kai Lm
.PARAM kmreal(hertz)='sqrt(omega(hertz))*sqrt(sqrt(pow(omega(hertz)*mo*eo,2)
+pow(mo*sm,2)))*cos(0.5*atan(-sm/(omega(hertz)*eo)))'
.PARAM kmimag(hertz)='sqrt(omega(hertz))*sqrt(sqrt(pow(omega(hertz)*mo*eo,2)
+pow(mo*sm,2)))*sin(0.5*atan(-sm/(omega(hertz)*eo)))'
.PARAM tanktreal(hertz)='sin(2*kmreal(hertz)*tm)/(cos(2*kmreal(hertz)*tm)
+sinh(2*kmimag(hertz)*tm))'
.PARAM tanktimag(hertz)='cosh(2*kmimag(hertz)*tm)/(cos(2*kmreal(hertz)*tm)
+sinh(2*kmimag(hertz)*tm))'
.PARAM help1(hertz)='tanktreal(hertz)*omega(hertz)*eo+sm*tanktimag(hertz)'
.PARAM help2(hertz)='tanktimag(hertz)*omega(hertz)*eo-sm*tanktreal(hertz)'
.PARAM Rm(hertz)='abs((kmreal(hertz)*help2(hertz)-kmimag(hertz)*help1(hertz))
/(pow(help1(hertz),2)+pow(help2(hertz),2)))'
.PARAM Lm(hertz)='abs(1/omega(hertz)*(kmreal(hertz)*help1(hertz)+kmimag(hertz)*help2(hertz))
/(pow(help1(hertz),2)+pow(help2(hertz),2)))'

* Ypologismos ks
.PARAM help3(hertz)='eff_ti/(eff_eri*eo)+eff_ts*eff_ers*eo/(pow(eff_ers*eo,2)
+pow(ss/omega(hertz),2))'
.PARAM help4(hertz)='ss*eff_ts/(omega(hertz)*(pow(eff_ers*eo,2)+pow(ss/omega(hertz),2)))'
.PARAM help5(hertz)='pow(omega(hertz),2)*mo*eff_ers*eo-omega(hertz)*(omega(hertz)*mo
*(eff_ti+tm)*help3(hertz)-1/(sm*tm)*help4(hertz))/(pow(help3(hertz),2)
+pow(help4(hertz),2))'
.PARAM help6(hertz)='(1/(sm*tm)*help3(hertz)+omega(hertz)*mo*(eff_ti+tm)*help4(hertz))
*omega(hertz)/(pow(help3(hertz),2)+pow(help4(hertz),2))
-omega(hertz)*mo*ss'
.PARAM ksreal(hertz)='sqrt(sqrt(pow(help5(hertz),2)+
pow(help6(hertz),2)))*cos(0.5*atan(help6(hertz)/help5(hertz)))'
.PARAM ksimag(hertz)='sqrt(sqrt(pow(help5(hertz),2)+
pow(help6(hertz),2)))*sin(0.5*atan(help6(hertz)/help5(hertz)))'

* Ypologismos Rs kai Ls
.PARAM abscos2(hertz)='pow(cos(ksreal(hertz)*eff_ts),2)*pow(sinh(ksimag(hertz)*eff_ts),2)
+pow(sin(ksreal(hertz)*eff_ts),2)*pow(cosh(ksimag(hertz)*eff_ts),2)'
.PARAM abskswes2(hertz)='(pow(ksreal(hertz),2)+pow(ksimag(hertz),2))/(pow(omega(hertz),2)
*(pow(eff_ers*eo,2)+pow(ss/omega(hertz),2)))'
.PARAM spluss(hertz)='sin(2*ksreal(hertz)*eff_ts)/(2*ksreal(hertz))
+cosh(2*ksimag(hertz)*eff_ts)/(2*ksimag(hertz))'
.PARAM sminuss(hertz)='sin(2*ksreal(hertz)*eff_ts)/(2*ksreal(hertz))-
cosh(2*ksimag(hertz)*eff_ts)/(2*ksimag(hertz))'
.PARAM Rs(hertz)='abs(-ss/(2*abscos2(hertz))*abskswes2(hertz)*sminuss(hertz))'
.PARAM Ls(hertz)='abs(1/(2*abscos2(hertz))*(mo*spluss(hertz)
+eff_ers*eo*abskswes2(hertz)*sminuss(hertz)))'

* Ypologismos Gs kai Cs
.PARAM abssin2(hertz)='pow(sin(ksreal(hertz)*eff_ts),2)*pow(sinh(ksimag(hertz)*eff_ts),2)
+pow(cos(ksreal(hertz)*eff_ts),2)*pow(cosh(ksimag(hertz)*eff_ts),2)'
.PARAM absks2(hertz)='pow(ksreal(hertz),2)+pow(ksimag(hertz),2)'
.PARAM Gs(hertz)='abs(ss*absks2(hertz)/(2*abssin2(hertz))*spluss(hertz))'
.PARAM Cs(hertz)='abs(eff_ers*eo*absks2(hertz)/(2*abssin2(hertz))*spluss(hertz))'

* Ypologismos Li kai Ci
.PARAM Li='mo*eff_ti'
.PARAM Ci='eff_eri*eo/eff_ti'

* Ypologismos p.u.l. mege8wn (montelou 2-D)
.PARAM Rpul(hertz)='Rm(hertz)/wm+Rs(hertz)/eff_wms'
.PARAM Lpul(hertz)='Lm(hertz)/wm+Li/eff_wmi+Ls(hertz)/eff_wms'
.PARAM C1pul='Ci*eff_wmi'
.PARAM C2pul(hertz)='Cs(hertz)*eff_wms'
.PARAM G2pul(hertz)='Gs(hertz)*eff_wms'

* Ypologismos R, L, C, G gia sugkekrimeno l
.PARAM R(hertz)='Rpul(hertz)*length'
.PARAM L(hertz)='Lpul(hertz)*length'
.PARAM C1='C1pul*length'
.PARAM C2(hertz)='C2pul(hertz)*length'

```

```
.PARAM G2(hertz)='G2pul(hertz)*length'

* Arxikes times stoixeiwn kuklwmatos
* - Oi parakatw times einai oi times twn stoixeiwn gia length=100u kai f=1GHz.
* - An den mpoun arxikes times to hspice 8a bgalei warning (antika8ista tis
* - times twn stoixeiwn me 0 prin kanei tin prwti prosomoiwsi).
* - An omws mpoun tote sto diagramma twn Y parametrwn de bgainei oikogeneia
* - kampulwn. Ta warnings pou bgainoun an den mpoun oi parakatw times den
* - empodizoun ti swsti leitourgia tou kuklwmatos.
*.PARAM Rp=0.1969
*.PARAM Lp=144.07p
*.PARAM C1p=239.37f
*.PARAM G2p=1368
*.PARAM C2p=130.95f

* Diktuwma grammis metaforas
* - To kommati auto 8a prepei na 3esxoliastei kai na sxoliastei to epomeno
* - an xrisimopoi8oun arxikes times gia ta stoixeia tou kuklwmatos.
*VIN IN 0 0 AC=0.1
*R1 IN 1 Rp='R(hertz) '
*L1 1 OUT Lp='L(hertz) '
*C1 OUT 2 C1p='C1 '
*R2 2 0 G2p='1/G2(hertz) '
*C2 2 0 C2p='C2(hertz) '
*VOUT OUT 0 0

* Gia ena diktuwma
VIN IN 0 0 AC=0.1
R1 IN 1 'R(hertz) '
L1 1 OUT 'L(hertz) '
C1 OUT 2 'C1 '
R2 2 0 '1/G2(hertz) '
C2 2 0 'C2(hertz) '
Rx OUT 0 1E14

* Gia duo diktuwmata se seira
*VIN IN 0 0 AC=0.1
*R1 IN 1 'R(hertz) '
*L1 1 OUT1 'L(hertz) '
*C1 OUT1 2 'C1 '
*R2 2 0 '1/G2(hertz) '
*C2 2 0 'C2(hertz) '
*R3 OUT1 3 'R(hertz) '
*L2 3 OUT 'L(hertz) '
*C3 OUT 4 'C1 '
*C4 4 0 'C2(hertz) '
*R4 4 0 '1/G2(hertz) '
*Rx OUT 0 1E14

* Prosomoiwsi
.NET V(OUT) VIN ROUT=50 RIN=50
.AC LIN 10 lg 10g
.PLOT AC PAR('R(hertz)') PAR('L(hertz)') PAR('C1') PAR('C2(hertz)')
PAR('G2(hertz)') PAR('1/G2(hertz)')
.PLOT AC Y11(I) Y11(R)
.PRINT AC PAR('R(hertz)') PAR('L(hertz)') PAR('C1') PAR('C2(hertz)')
PAR('G2(hertz)') PAR('1/G2(hertz)')
.PRINT AC Y11(I) Y11(R)
.option post=2

.END
```

Π2.2. Το μοντέλο των Eo και Eisenstadt

DOKIMI TOY MONTELOY TWN EO KAI EISENSTADT

```
* Ypologismos twn parametrwn tou montelou twn Eo kai Eisenstadt
*
* Anafora:
* Y.Eo, W.R.Eisenstadt, "High-Speed VLSI Interconnect Modeling Based on
```

```

* S-Parameter Measurements", IEEE Transactions on Comp., Hybr. and
* Manufact. Tech., Vol.16, No.5, pp.555-562, August 1993.
*
* Paratiriseis:
* Anti tis domis if-then-else (pou den uparxei sto HSpice) ginetai
* xrisi tis sunartisis sgn(x) pou mas dinei to prosimo tou x. Epeidi:
* sgn(x)= {1 an x>0, 0 an x=0, -1 an x<0}, xrisimopoietai i sunartisi
* sgn(x)*(1+sgn(x))/2 pou dinei 1 an x>0, 0 an x<=0.
*
* Oson afora tis diastaseis kai ta xarakteristika tis mikrotainias, epeidi
* den dinontan oles oi times stin anafora, gia orismenes apo autes egine
* prospa8eia na e3ax8oun apo tis grafikes parastaseis. Etsi, apo Mathematika
* kai me basi tis grafikes parastaseis tis anaforas, proekupse:
* gia w=2u: sm=1.44e7 kai tm=1.07e-6
* gia w=10u: sm=2.21e7 kai tm=0.96e-6
*
* Gia ton upologismo twn xwritikotitwn, 8ewri8ike oti to triplo strwma tou
* monwti apoteleitai mono apo SiO2. H 8ewrisi auti exei san apotelesma i
* timi tis xwritikotitas pou prokuptei na einai ligo diaforetiki apo auti
* pou parousiazetai stin anafora.

* omega, freq
.PARAM omega(hertz)='2*pi*hertz'
.PARAM freq(hertz)='hertz'

* Sunartisi prosimou opws anaferetai stin paratirisi
.PARAM prosim(x)='sgn(x)*(1+sgn(x))/2'

* Diastaseis mikrotainias (blepe paratirisi)
.PARAM length=0.01
.PARAM wm=2u
.PARAM tm=1.07u      $ ???
.PARAM ti=2.05u      $ Gia aplopoiisi twn pra3ewn, ta 3 strwmata o3eidiau exoun
                    $8ewri8ei san ena me diilektriki sta8era isi me 3.9.
.PARAM ts=350u

* Fusika xarakteristika tis mikrotainias
.PARAM sm=1.44E7      $ ???
.PARAM ss=12          $ Apo pinakes prokuptei oti gia sugkentrwsi no8eusch tupou p
                    $ isi me 10^15cm-3, o suntelestis agwgimotitas einai peripou
                    $ 7.5. Apo ti sxesi (15) omws tis anaforas, kai me basi ta
                    $ apotelesmata, prokuptei oti to ss 8a prepei na einai peripou
                    $ iso me 12.
.PARAM eSiO2=3.9
.PARAM eSi=11.7

* Sta8eres
.PARAM pi='355/113'    $ p
.PARAM eo=8.854E-12   $ diilektriki sta8era kenou
.PARAM mo='4*pi*1E-7' $ magnitiki diaperatotita kenou
.PARAM co=2.9979E8    $ taxutita fwtos sto keno

* Ypologismos R (se Ohm)
.PARAM dm(hertz)='1/sqrt(pi*freq(hertz)*mo*sm)'          $ skin depth metallou
.PARAM Rmdc='length/(sm*wm*tm)'                          $ Ston ari8miti to mikos tou agwgou
.PARAM Rmac(hertz)='length/(sm*dm(hertz)*(1-exp(-tm/dm(hertz)))*(1+tm/wm)*wm)'
                    $ Ston ari8miti to mikos tou agwgou
.PARAM R(hertz)='prosim(Rmac(hertz)-Rmdc)*Rmac(hertz)+prosim(Rmdc-Rmac(hertz))*Rmdc'

* Sunartisi F(a,b)
.PARAM F(a,b)='prosim(1-b/a)*(1/(2*pi)*log(8*a/b+b/(4*a)))
                +prosim(b/a-1)*(1/(b/a+2.42-0.44*a/b+pow(1-a/b,6)))'

* Sunartisi eff(a,b,c)
.PARAM eff(a,b,c)='(a+1)/2+(a-1)/(2*sqrt(1+10*b/c))'

* Ypologismos xwritikotitwn - agwgimotitwn (se F - S)
.PARAM h='ti+ts'
.PARAM Z0SiO2='120*pi*F(ti,wm)/sqrt(eff(eSiO2,ti,wm))'
.PARAM Z0Si='120*pi*F(ts,wm)/sqrt(eff(eSi,ts,wm))'
.PARAM ftSiO2='pow(co,2)*Z0SiO2*eo*eSiO2/(2*ti*sqrt(eff(eSiO2,ti,wm)*eSiO2))'

```



```
.PARAM ftSi='pow(co,2)*Z0Si*eo*eSi/(2*ts*sqrt( eff(eSi,ts,wm)*eSi))'
.PARAM erSiO2(hertz)='eSiO2-(eSiO2-eff(eSiO2,ti,wm))/(1+pow(freq(hertz)/ftSiO2,2))'
.PARAM erSi(hertz)='eSi-(eSi-eff(eSi,ts,wm))/(1+pow(freq(hertz)/ftSi,2))'
.PARAM C1(hertz)='eo*erSiO2(hertz)*length/F(ti,wm)' $ Ston ari8miti to mikos tou agwgou
.PARAM C2(hertz)='eo*erSi(hertz)*length/F(ts,wm)' $ Ston ari8miti to mikos tou agwgou
.PARAM Gs='ss*length*(1+1/sqrt(1+10*ts/wm))/(2*F(ts,wm))'

.PARAM G(hertz)='pow(omega(hertz),2)*pow(C1(hertz),2)*Gs/(pow(Gs,2)
+pow(omega(hertz),2)*pow(C1(hertz)+C2(hertz),2))'
.PARAM CT(hertz)='(pow(omega(hertz),2)*C1(hertz)*C2(hertz)*(C1(hertz)+C2(hertz))
+C1(hertz)*pow(Gs,2))/(pow(Gs,2)+pow(omega(hertz),2)*pow(C1(hertz)
+C2(hertz),2))'
.PARAM Cf='length*eSi*eSiO2/(eSi+eSiO2)*eo*2*pi/log(1+2*h/tm+sqrt(2*h/tm*(2*h/tm+2)))'
$ Ston ari8miti to mikos tou agwgou
.PARAM C(hertz)='CT(hertz)+Cf'

* Ypologismos L (se H)
.PARAM L='mo*length/(2*pi)*log((h/(0.59*wm)+1.1)-0.5
+sqrt(pow((h/(0.59*wm)+1.1),2)-1.05))'
$ Ston ari8miti to mikos tou agwgou

* Gia ena diktuwma
VIN IN 0 0 AC=0.1
R1 IN 1 'R(hertz)'
L1 1 OUT 'L'
C1 OUT 0 'C(hertz)'
R2 OUT 0 '1/G(hertz)'
Rx OUT 0 1E14

* Gia duo diktuwmata se seira
*VIN IN 0 0 AC=0.1
*R1 IN 1 'R(hertz)'
*L1 1 OUT1 'L'
*C1 OUT1 0 'C(hertz)'
*R2 OUT1 0 '1/G(hertz)'
*R3 OUT1 3 'R(hertz)'
*L2 3 OUT 'L'
*C2 OUT 0 'C(hertz)'
*R4 OUT 0 '1/G(hertz)'
*Rx OUT 0 1E14

* Prosomoiwsi
.NET V(OUT) VIN ROUT=50 RIN=50
.AC LIN 20 1g 20g
.PLOT AC PAR('R(hertz)') PAR('L') PAR('C(hertz)') PAR('G(hertz)')
.PLOT AC Y11(I) Y11(R)
.PRINT AC PAR('R(hertz)') PAR('L') PAR('C(hertz)') PAR('G(hertz)')
.PRINT AC PAR('Rmac(hertz)') PAR('dm(hertz)')
.PRINT AC Y11(I) Y11(R)
.option post=2

.END
```

Π2.3. Το μοντέλο του Weisshaar και των συνεργατών του

DOKIMI TOY MONTELOY TOY WEISSHAAR KAI TWN SYNERGATWN TOY

```
* Ypologismos twn parametrwn tou montelou tou Weisshaar kai twn sunergatwn
* tou
*
* Anafores:
* A.Weisshaar, H.Lan, A.Luoh, "Accurate Closed-Form Expressions for the
* Frequency-Dependent Line Parameters of On-Chip Interconnects on Lossy
* Silicon Substrate", IEEE Transactions on Advanced Packaging, Vol.25,
* No.2, pp.288-296, May 2002. [1]
*
* R.E.Collin, "Foundations for Microwave Engineering, 2nd ed., New York:
* McGraw-Hill, 1992. [2]
*
* Y.J.Yoon, B.Kim, "A New Formula for Effective Dielectric Constant in
```

```

* Multi-Dielectric Layer Microstrip Structure", Proc. IEEE 9th Topical
* Meeting Elect. Performance Electron. Packag. (EPEP'00), Oct. 2002,
* pp.163-167. [3]
*
* E.Hammerstad, O.Jensen, "Accurate Models for Microstrip Computer Aided
* Design", IEEE MTT-S Microwave Symp. Dig., pp.407-409, 1980. [4]
*
* Paratiriseis:
* Anti tis domis if-then-else (pou den uparxei sto HSpice) ginetai
* xrisi tis sunartisis sgn(x) pou mas dinei to prosimo tou x. Epeidi:
* sgn(x)= {1 an x>0, 0 an x=0, -1 an x<0}, xrisimopoietai i sunartisi
* sgn(x)*(1+sgn(x))/2 pou dinei 1 an x>0, 0 an x<=0.

* omega
.PARAM omega(hertz)='2*pi*hertz'

* Diastaseis mikrotainias (opws dinontai stin anafora [1])
.PARAM wm=4u          $ platos agwgou
.PARAM tm=0           $ paxos agwgou
.PARAM ti=2u          $ paxos monwti (SiO2)
.PARAM ts=500u        $ paxos imiagwgou (Si)
.PARAM l=100u         $ mikos agwgou

* Fusika xarakteristika mikrotainias
.PARAM ss=10          $ suntelestis agwgimotitas imiagwgou
.PARAM eSiO2=3.9      $ sxetiki diilektriki sta8era SiO2
.PARAM eSi=11.7       $ sxetiki diilektriki sta8era Si

* Sta8eres
.PARAM pi='355/113'    $ p
.PARAM eo=8.854E-12    $ diilektriki sta8era kenou
.PARAM mo='4*pi*1E-7'  $ magnitiki diaperatotita kenou
.PARAM co=2.9979E8     $ taxutita fwtos sto keno
.PARAM no='sqrt(mo/eo)' $ xarakteristiki antistasi kenou

* Sunartisi prosimou opws anaferetai stin paratirisi
.PARAM prosim(x)='sgn(x)*(1+sgn(x))/2'

* Skin depth upostrwmatos
.PARAM d(hertz)='1/sqrt(pi*hertz*mo*ss)'

* Ypologismos heff
.PARAM Reheff(hertz)='ti+d(hertz)/2*(cosh(2*ts/d(hertz))
+sin(2*ts/d(hertz)))/(sinh(2*ts/d(hertz))+cos(2*ts/d(hertz)))'
.PARAM Imheff(hertz)='d(hertz)/2*(sin(2*ts/d(hertz))
-cosh(2*ts/d(hertz)))/(sinh(2*ts/d(hertz))+cos(2*ts/d(hertz)))'

* Ypologismos Lpul kai Rpul
.PARAM help1(hertz)='1+pow(pi,2)/64*pow(wm,2)*(pow(Reheff(hertz),2)-pow(Imheff(hertz),2))
/pow(pow(Reheff(hertz),2)+pow(Imheff(hertz),2),2)'
.PARAM help2(hertz)='pow(pi,2)/64*pow(wm,2)*2*Reheff(hertz)*Imheff(hertz)
/pow(pow(Reheff(hertz),2)+pow(Imheff(hertz),2),2)'
.PARAM help3(hertz)='sqrt(sqrt(pow(help1(hertz),2)+pow(help2(hertz),2)))
*cos(0.5*atan(-help2(hertz)/help1(hertz)))'
.PARAM help4(hertz)='sqrt(sqrt(pow(help1(hertz),2)+pow(help2(hertz),2)))
*sin(0.5*atan(-help2(hertz)/help1(hertz)))'
.PARAM help5(hertz)='1+32/pow(wm,2)*((pow(Reheff(hertz),2)-pow(Imheff(hertz),2))
*(1+help3(hertz))-2*Reheff(hertz)*Imheff(hertz)*help4(hertz))'
.PARAM help6(hertz)='32/pow(wm,2)*(2*Reheff(hertz)*Imheff(hertz)*(1+help3(hertz))
+help4(hertz)*(pow(Reheff(hertz),2)-pow(Imheff(hertz),2)))'
.PARAM Lpul(hertz)='mo/(4*pi)*log(sqrt(pow(help5(hertz),2)+pow(help6(hertz),2)))'
.PARAM Rpul(hertz)='-omega(hertz)*mo/(4*pi)*atan(help6(hertz)/help5(hertz))'

* Ypologismos C8 apo anafora [3]
.PARAM epsilon='wm/(ti+ts)'
.PARAM fu='6+(2*pi-6)*exp(-pwr(30.666/epsilon,0.7528))'
.PARAM Zoair='no/(2*pi)*log(fu/epsilon+sqrt(1+pow(2/epsilon,2)))'
.PARAM k='1/cosh(pi*wm/(4*(ti+ts)))'
.PARAM k1='1/cosh(pi*wm/(4*ti))'
.PARAM Kk='prosim(k-0.707)*2/pi*log(2*sqrt((1+k)/(1-k))+prosim(0.707-k)*pi
/(2*log(2*sqrt((1+sqrt(1-pow(k,2)))/(1-sqrt(1-pow(k,2))))))'

```

```
.PARAM Kk1='prosim(k1-0.707)*2/pi*log(2*sqrt((1+k1)/(1-k1)))+prosim(0.707-k1)*pi
          /(2*log(2*sqrt((1+sqrt(1-pow(k1,2)))/(1-sqrt(1-pow(k1,2))))))'
.PARAM d1=Kk1
.PARAM d2='Kk-Kk1'
.PARAM eeq='(d1+d2)/(d1/eSiO2+d2/eSi)'
.PARAM C8pul='1/(Zoair*co)+2*(eeq-1)*eo/Kk'

* Ypologismos Cox apo anafora [2]
.PARAM weff=wm      $ epeidi o agwgos simatos 8ewreitai ameliteou paxous
.PARAM F1='prosim(1-weff/ti)*(0.02*(eSiO2-1)*pow(1-weff/ti,2))'
.PARAM Ca='prosim(1-weff/ti)*(2*pi*eo/log(8*ti/weff+weff/(4*ti)))
          +prosim(weff/ti-1)*(eo*(weff/ti+1.393+0.667*log(weff/ti+1.444)))'
.PARAM eeff='(eSiO2+1)/2+(eSiO2-1)/2*1/sqrt(1+12*ti/weff)
          +F1-0.217*(eSiO2-1)*tm/sqrt(weff*ti)'
.PARAM Coxpul='eeff*Ca'

* Ypologismos Csipul kai Gsipul
.PARAM Csipul='Coxpul*C8pul/(Coxpul-C8pul)'
.PARAM Gsipul='ss/(eSi*eo)*Csipul'

* Ypologismos Gpul kai Cpul
.PARAM Gpul(hertz)='pow(omega(hertz),2)*Gsipul*pow(Coxpul,2)/(pow(Gsipul,2)
          +pow(omega(hertz),2)*pow(Csipul+Coxpul,2))'
.PARAM Cpul(hertz)='(pow(omega(hertz),2)*Csipul*Coxpul*(Csipul+Coxpul)+Coxpul
          *pow(Gsipul,2))/(pow(Gsipul,2)
          +pow(omega(hertz),2)*pow(Csipul+Coxpul,2))'

* Ypologismos R, L, C, G gia sugkekrimeno l
.PARAM R(hertz)='Rpul(hertz)*1'
.PARAM L(hertz)='Lpul(hertz)*1'
.PARAM C(hertz)='Cpul(hertz)*1'
.PARAM G(hertz)='Gpul(hertz)*1'

* Gia ena diktuwma
VIN IN 0 0 AC=0.1
R1 IN 1 'R(hertz)'
L1 1 OUT 'L(hertz)'
C1 OUT 0 'C(hertz)'
R2 OUT 0 '1/G(hertz)'
Rx OUT 0 1E14

* Gia duo diktuwmata se seira
*VIN IN 0 0 AC=0.1
*R1 IN 1 'R(hertz)'
*L1 1 OUT1 'L(hertz)'
*C1 OUT1 0 'C(hertz)'
*R2 OUT1 0 '1/G(hertz)'
*R3 OUT1 3 'R(hertz)'
*L2 3 OUT 'L(hertz)'
*C2 OUT 0 'C(hertz)'
*R4 OUT 0 '1/G(hertz)'
*Rx OUT 0 1E14

* Prosomoiwsi
.NET V(OUT) VIN ROUT=50 RIN=50
.AC LIN 10 1g 10g SWEEP ss POI 4 10 20 100 10000
.PLOT AC PAR('Rpul(hertz)') PAR('Lpul(hertz)') PAR('Cpul(hertz)') PAR('Gpul(hertz)')
.PLOT AC Y11(I) Y11(R)
.PRINT AC PAR('Rpul(hertz)') PAR('Lpul(hertz)') PAR('Cpul(hertz)') PAR('Gpul(hertz)')
.PRINT AC Y11(I) Y11(R)
.option post=2

.END
```

Π2.4. Το μοντέλο των Schnieder και Heinrich με υπόστρωμα ενός στρώματος

DOKIMI TOY MONTELOU TWN SCHNIEDER KAI HEINRICH

```
* Ypologismos twn parametrwn tou montelou twn Schnieder kai Heinrich.
*
```

```

* Anafores:
* F.Schnieder, W.Heinrich, "Model of Thin-Film Microstrip Line for Circuit
* Design", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.49,
* No.1, pp.104-110, January 2001. [1]
*
* Y.J.Yoon, B.Kim, "A New Formula for Effective Dielectric Constant in
* Multi-Dielectric Layer Microstrip Structure", Proc. IEEE 9th Topical
* Meeting Elect. Performance Electron. Packag. (EPEP'00), Oct. 2002,
* pp.163-167. [2]
*
* R.E.Collin, "Foundations for Microwave Engineering, 2nd ed., New York:
* McGraw-Hill, 1992. [3]
*
* Paratiriseis:
* Parakatw parousiazetai o kwdikas toso gia to montelo me
* upostrwma enos strwmatos oso kai gia to tropopoiimeno me upostrwma duo
* strwmatwn. Me katallilo sxoliasmo i 3esxoliasmo prokuptoun ta
* apotelesmata gia ti mia i tin alli periptwsi.
*
* Anti tis domis if-then-else (pou den uparxei sto HSpice) ginetai
* xrisi tis sunartisis sgn(x) pou mas dinei to prosimo tou x. Epeidi:
* sgn(x)= {1 an x>0, 0 an x=0, -1 an x<0}, xrisimopoietai i sunartisi
* sgn(x)*(1+sgn(x))/2 pou dinei 1 an x>0, 0 an x<=0.
*
* H sunartisi Km den upologizetai me tin idia akribeia me tin opoia tin
* upologizei to Matlab, me apotelesma na uparxei mikri diafora meta3u tw
* timwn tou HSpice kai tou Matlab gia ti sunartisi auti
*
* Logw tis peperasmenis dunatotitas tis ari8mitikis kinitis upodiaspolis
* pou dia8etei to HSpice, de mporei na ginei i pra3i tou pollaplasiasmou
* tw statikwn timwn epagwgis kai xwritikotitas me tous suntelestes
* dior8wsis logw diasporas. Gia to logo auto den ginetai o pollaplasiasmos
* autos, me apotelesma oi times xwritikotitas kai epagwgis na diaferoun
* (estw kai ligo) apo autes tou Matlab.

.PARAM freq(hertz)='lg/hertz'
.PARAM f(hertz)='hertz'

* Diastaseis grammis metaforas
.PARAM wm=8u          $ platos agwgou simatos
.PARAM length=100u   $ mikos agwgou
.PARAM gm=88u        $ platos agwgou geiwsis
.PARAM tm=0.8u       $ paxos agwgou simatos
*.PARAM ti=          $ paxos monwti (SiO2)
*.PARAM ts=          $ paxos imiagwgou (Si)
*.PARAM h='ti+ts'    $ paxos upostrwmatos
.PARAM h=1.7u        $ paxos upostrwmatos

* Fusika xaraktiristika grammis
.PARAM sm=2.5E7      $ agwgimotita metallou
*.PARAM ss=          $ agwgimotita imiagwgou
.PARAM tand=0.015    $ suntelestis apwleiwn imiagwgou
*.PARAM eSiO2=3.9    $ sxetiki diilektriki sta8era SiO2
*.PARAM eSi=11.7     $ sxetiki diilektriki sta8era Si
.PARAM er=2.7        $ sxetiki diilektriki sta8era upostrwmatos

* Sta8eres
.PARAM pi='355/113'   $ p
.PARAM eo=8.854E-12   $ diilektriki sta8era kenou
.PARAM mo='4E-7*pi'   $ magnitiki diaperatotita kenou
.PARAM co=2.9979E8    $ taxutita fwtos sto keno
.PARAM no='sqrt(mo/eo)' $ xaraktiristiki antistasi kenou

*Sta8eres montelou
*.PARAM ks=1.6
*.PARAM kr=0.2

* omega
.PARAM omega(hertz)='2*pi*hertz'

* Sunartisi prosimou opws anaferetai stin paratirisi

```

```
.PARAM prosim(x)='sgn(x)*(1+sgn(x))/2'

* Gia upostrwma duo strwmatwn (na sxoliastei to block gia upostrwma enos
* strwmatos).
* Ypologismos weff apo anafora [3]
*.PARAM weff='wm+0.398*tm*(prosim(wm/(ti+ts)-1/(2*pi))*(1+log(2*ti/tm))
+prosim(1/(2*pi)-wm/(ti+ts))*(1+log(4*pi*wm/tm)))'
* Ypologismos eeq kai seq apo anafora [2]
*.PARAM k='1/cosh(pi*weff/(4*(ti+ts)))'
*.PARAM k1='1/cosh(pi*weff/(4*ti))'
*.PARAM Kk='prosim(k-0.707)*2/pi*log(2*sqrt((1+k)/(1-k)))+prosim(0.707-k)*pi
/(2*log(2*sqrt((1+sqrt(1-pow(k,2)))/(1-sqrt(1-pow(k,2))))))'
*.PARAM Kk1='prosim(k1-0.707)*2/pi*log(2*sqrt((1+k1)/(1-k1)))+prosim(0.707-k1)*pi
/(2*log(2*sqrt((1+sqrt(1-pow(k1,2)))/(1-sqrt(1-pow(k1,2))))))'
*.PARAM d1=Kk1
*.PARAM d2='Kk-Kk1'
*.PARAM er1=eSi02
*.PARAM re2=eSi
*.PARAM ie2(hertz)='ss/(omega(hertz)*eo)'
*.PARAM eeq(hertz)='er1*(d1+d2)*(pow(re2,2)+pow(ie2(hertz),2))*((pow(re2,2)
+pow(ie2(hertz),2))*d1+er1*d2*re2)/(pow((pow(re2,2)
+pow(ie2(hertz),2))*d1+er1*d2*re2),2)+pow(er1*d2*ie2(hertz),2))'
*.PARAM seq(hertz)='omega(hertz)*eo*pow(er1,2)*(d1+d2)*(pow(re2,2)
+pow(ie2(hertz),2))*d2*ie2(hertz)/(pow((pow(re2,2)
+pow(ie2(hertz),2))*d1+er1*d2*re2),2)+pow(er1*d2*ie2(hertz),2))'

*Gia upostrwma enos strwmatos (na sxoliastei to block gia upostrwma duo
*strwmatwn).
.PARAM eeq=er
.PARAM seq(hertz)='tande*omega(hertz)*eeq*eo'

* Ypologismos C kai G
* Gia tin periptwsi upostrwmatos diplou strwmatos, orismena apo ta parakatw mege8i
* einai sunartisi tou hertz
.PARAM weqo='wm+tm/pi*log(1+4*exp(1)*pow(tanh(sqrt(6.517*wm/h)),2)/(tm/h))'
.PARAM weqz='wm+(weqo-wm)/2*(1+1/cosh(sqrt(eeq-1)))'
.PARAM a='1+1/49*log((pow(weqz/h,4)+pow(weqz/(52*h),2))/(pow(weqz/h,4)+0.432))
+1/18.7*log(1+pow(weqz/(18.1*h),3))'
.PARAM b='0.564*pwr((eeq-0.9)/(eeq+3),0.053)'
.PARAM Flweqo='6+(2*pi-6)*exp(-pwr(30.666*h/weqo,0.7528))'
.PARAM Flweqz='6+(2*pi-6)*exp(-pwr(30.666*h/weqz,0.7528))'
.PARAM ereffoweqz='(eeq+1)/2+(eeq-1)/2*pwr(1+10*h/weqz,-a*b)'
.PARAM ZLoweqo='no/(2*pi)*log(Flweqo*h/weqo+sqrt(1+pow(2*h/weqo,2)))'
.PARAM ZLoweqz='no/(2*pi)*log(Flweqz*h/weqz+sqrt(1+pow(2*h/weqz,2)))'
.PARAM ereff='ereffoweqz*pow(ZLoweqo/ZLoweqz,2)'
.PARAM Ca='1/(co*ZLoweqo)'
.PARAM Clpul='ereff*Ca'
.PARAM Ce='(ereff-1)/(eeq-1)*eeq*Ca'
.PARAM Gpul(hertz)='Ce*seq(hertz)/(eeq*eo)'

* Ypologismos suxnotikou oriou meta3i slow-wave kai skin-effect perioxis
.PARAM fse='(1.6+10*(tm/wm)/(1+wm/h))/(pi*mo*sm*pow(tm,2))'

* Ypologismos R kai L
* Gia upostrwma duo strwmatwn (na sxoliastei to block gia upostrwma enos
* strwmatos).
*.PARAM re2se=eSi
*.PARAM ie2se='ss/(2*pi*fse*eo)'
*.PARAM eeqse='er1*(d1+d2)*(pow(re2se,2)+pow(ie2se,2))*((pow(re2se,2)
+pow(ie2se,2))*d1+er1*d2*re2se)/(pow((pow(re2se,2)
+pow(ie2se,2))*d1+d2*re2se),2)+pow(er1*d2*ie2se,2))'

*Gia upostrwma enos strwmatos (na sxoliastei to block gia upostrwma duo
*strwmatwn).
.PARAM eeqse=eeq

.PARAM weqzse='wm+(weqo-wm)/2*(1+1/cosh(sqrt(eeqse-1)))'
.PARAM ase='1+1/49*log((pow(weqzse/h,4)+pow(weqzse/(52*h),2))/(pow(weqzse/h,4)+0.432))
+1/18.7*log(1+pow(weqzse/(18.1*h),3))'
.PARAM bse='0.564*pwr((eeqse-0.9)/(eeqse+3),0.053)'
.PARAM Flweqzse='6+(2*pi-6)*exp(-pwr(30.666*h/weqzse,0.7528))'
```

```
.PARAM ereffweqzse='(eeqse+1)/2+(eeqse-1)/2*pwr(1+10*h/weqzse,-ase*bse) '
.PARAM ZLoweqzse='no/(2*pi)*log(Flweqzse*h/weqzse+sqrt(1+pow(2*h/weqzse,2))) '
.PARAM ereffse='ereffweqzse*pow(ZLoweqo/ZLoweqzse,2) '
.PARAM ZL='ZLoweqzse/sqrt(ereffweqzse) '
.PARAM Rs='sqrt(pi*fse*mo/sm) '
.PARAM Alfa='1+h/weqo*(1+1.25/pi*log(2*h/tm)) '
.PARAM ac='prosim(1-wm/h)*(0.1589*Alfa*Rs/(h*ZL)*(32-pow(weqo/h,2))/(32+pow(weqo/h,2)))
      +prosim(wm/h-1)*(7.0229E-6*Alfa*Rs*ZL*ereffse/h*(weqo/h
      +0.667*weqo/(h*(weqo/h+1.444)))) '
.PARAM Rse='2*ZL*ac'
.PARAM La='1/(pow(co,2)*Ca) '
.PARAM Li='Rse/(2*pi*fse) '

*Ypologismos R
.PARAM Rwo='1/(sm*wm*tm) '
.PARAM Rgo='1/(sm*gm*tm) '
.PARAM Ro='Rwo+Rgo'
.PARAM fo='2/mo*Rwo*Rgo/(Rwo+Rgo) ' $ suxnotiko orio meta3i quasi-TEM kai slow-wave
.PARAM Fl(hertz)='1/sqrt(1+pow(f(hertz)/fo,2)) '
.PARAM Rpul(hertz)='Ro+(Rse*(sqrt(f(hertz)/fse)+sqrt(1+pow(f(hertz)/fse,2)))
      /(1+sqrt(f(hertz)/fse))- (Rse-Ro)*Fl(hertz)-Ro)
      /(1+0.2*log(1+fse/f(hertz)))/(1+wm/h) '

* Sunartisi K4 (pragmatiko meros - to mono pou mas endiaferei)
.PARAM RK4(a,b)='(pow(a,4)+pow(b,4)-6*pow(a,2)*pow(b,2))/24*(0.5*log(pow(a,2)
      +pow(b,2))-25/12)-4*a*b*(pow(a,2)-pow(b,2))/24*atan(b/a) '

* Sunartisi Ks
.PARAM Ks(a,b)='4*(RK4(a,0)+RK4(0,b))-2*(RK4(a,b)+RK4(a,-b))+1/3*pi*a*pow(b,3) '

* Sunartisi Km
.PARAM Km1(a,b,c,d,h)='-(((RK4(a/2-c/2,b/2-d/2-h)-RK4(-a/2-c/2,b/2-d/2-h))- (RK4(a/2-c/2,-
b/2-d/2-h)-RK4(-a/2-c/2,-b/2-d/2-h)))-((RK4(a/2+c/2,b/2-d/2-h)-RK4(-a/2+c/2,b/2-d/2-h))-
(RK4(a/2+c/2,-b/2-d/2-h)-RK4(-a/2+c/2,-b/2-d/2-h)))) '
.PARAM Km2(a,b,c,d,h)='(((RK4(a/2-c/2,b/2+d/2-h)-RK4(-a/2-c/2,b/2+d/2-h))- (RK4(a/2-c/2,-
b/2+d/2-h)-RK4(-a/2-c/2,-b/2+d/2-h)))-((RK4(a/2+c/2,b/2+d/2-h)-RK4(-a/2+c/2,b/2+d/2-h))-
(RK4(a/2+c/2,-b/2+d/2-h)-RK4(-a/2+c/2,-b/2+d/2-h)))) '
.PARAM Km(a,b,c,d,h)='Km1(a,b,c,d,h)+Km2(a,b,c,d,h) '

* Ypologismos L
.PARAM Lo='-mo/(2*pi*pow(tm,2))* (1/pow(wm,2)*Ks(wm,tm)-2/(wm*gm)
      *Km(wm,tm,gm,tm,h+tm)+1/pow(gm,2)*Ks(gm,tm)) '
.PARAM Ltot(hertz)='La+Li/(1+sqrt(f(hertz)/fse))+(Lo-La-Li)*Fl(hertz) '

* Dior8wsi gia tin periptwsi pou den eimaste se quasi-TEM
* Gia tin periptwsi diplou upostrwmatos, oles oi metablites einai sunartisi tou hertz
.PARAM P4='1+2.751*(1-exp(-pow(eeq/15.916,8))) '
.PARAM P3(hertz)='0.0363*exp(-4.6*wm/h)*(1-exp(-pwr(freq(hertz)*h*1e2/3.87,4.97))) '
.PARAM P2='0.33622*(1-exp(-0.03442*eeq)) '
.PARAM P1(hertz)='0.27488+wm/h*(0.6315+0.525/(pow(1
      +0.157*freq(hertz)*h*1e2,20)))-0.065683*exp(-8.7513*wm/h) '
.PARAM Pall(hertz)='P1(hertz)*P2*pwr((0.1844+P3(hertz)*P4)*10*freq(hertz)*h*1e2,1.5763) '
.PARAM ereffo='(eeq+1)/2+(eeq-1)/2*pwr(1+10*h/wm,-a*b) '
.PARAM Fe(hertz)='eeq/ereffo-(eeq/ereffo-1)/(1+Pall(hertz)) '
.PARAM FZ(hertz)='(ereffo*Fe(hertz)-1)/(ereffo-1)*1/sqrt(Fe(hertz)) '
.PARAM FL(hertz)='FZ(hertz)*sqrt(Fe(hertz)) '
.PARAM FC(hertz)='sqrt(Fe(hertz))/FZ(hertz) '

.PARAM Lpul(hertz)='Ltot(hertz) '
.PARAM Cpul='Clpul'
* Stis paraktw pra3eis to HSpice parousiazei problima. Gia to logo auto
* exoun antikatastasei apo tis parapanw, opou stin ousia den ginetai
* i dior8wsi logw diasporas.
.PARAM Lpul(hertz)='Ltot(hertz)*FL(hertz) '
.PARAM Cpul(hertz)='Clpul*FC(hertz) '

* Ypologismos R, L, C, G gia sugkekrimeno l
.PARAM R(hertz)='Rpul(hertz)*length'
.PARAM L(hertz)='Lpul(hertz)*length'
.PARAM C='Cpul*length'
.PARAM G(hertz)='Gpul(hertz)*length'
```

```

* Gia ena diktuwma
VIN IN 0 0 AC=0.1
R1 IN 1 'R(hertz)'
L1 1 OUT 'L(hertz)'
C1 OUT 0 'C'
R2 OUT 0 '1/G(hertz)'
Rx OUT 0 1E14

* Gia duo diktuwmata se seira
*VIN IN 0 0 AC=0.1
*R1 IN 1 'R(hertz)'
*L1 1 OUT1 'L(hertz)'
*C1 OUT1 0 'C'
*R2 OUT1 0 '1/G(hertz)'
*R3 OUT1 3 'R(hertz)'
*L2 3 OUT 'L(hertz)'
*C2 OUT 0 'C'
*R4 OUT 0 '1/G(hertz)'
*Rx OUT 0 1E14

* Prosomoiwsi
.NET V(OUT) VIN ROUT=50 RIN=50
.AC LIN 10 1g 10g
.PLOT AC PAR('Rpul(hertz)') PAR('Lpul(hertz)') PAR('Cpul') PAR('Gpul(hertz)')
.PLOT AC Y11(I) Y11(R)
.PRINT AC PAR('Rpul(hertz)') PAR('Lpul(hertz)') PAR('Cpul') PAR('Gpul(hertz)')
.PRINT AC Y11(I) Y11(R)
.option post=2

.END

```

Π2.5. Το τροποποιημένο μοντέλο των Schnieder και Heinrich για υπόστρωμα δύο στρωμάτων

DOKIMI TOY MONTELOU TWN SCHNIEDER KAI HEINRICH

```

* Ypologismos twn parametrwn tou montelou twn Schnieder kai Heinrich.
*
* Anafores:
* F.Schnieder, W.Heinrich, "Model of Thin-Film Microstrip Line for Circuit
* Design", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.49,
* No.1, pp.104-110, January 2001. [1]
*
* Y.J.Yoon, B.Kim, "A New Formula for Effective Dielectric Constant in
* Multi-Dielectric Layer Microstrip Structure", Proc. IEEE 9th Topical
* Meeting Elect. Performance Electron. Packag. (EPEP'00), Oct. 2002,
* pp.163-167. [2]
*
* R.E.Collin, "Foundations for Microwave Engineering, 2nd ed., New York:
* McGraw-Hill, 1992. [3]
*
* Paratiriseis:
* Parakatw parousiazetai o kwdikas toso gia to montelo me
* upostrwma enos strwmatos oso kai gia to tropopoiimeno me upostrwma duo
* strwmatwn. Me katallilo sxoliasmo i 3esxoliasmo prokuptoun ta
* apotelesmata gia ti mia i tin alli periptwsi.
*
* Anti tis domis if-then-else (pou den uparxei sto HSpice) ginetai
* xrisi tis sunartisis sgn(x) pou mas dinei to prosimo tou x. Epeidi:
* sgn(x)= {1 an x>0, 0 an x=0, -1 an x<0}, xrisimopoietai i sunartisi
* sgn(x)*(1+sgn(x))/2 pou dinei 1 an x>0, 0 an x<=0.
*
* H sunartisi Km den upologizetai me tin idia akribeia me tin opoia tin
* upologizei to Matlab, me apotelesma na uparxei diafora meta3u twn timwn
* tou HSpice kai tou Matlab gia tin epagwgi.
*
* Sto HSpice ta sinh kai cosh upologizontai antistrofa (sinh->cosh kai
* cosh->sinh) otan to orisma tous einai sunartisi tou hertz. Gia to logo auto,
* se osous tupous upeiserxontai exoun allax8ei.

```

```

.PARAM freq(hertz)='lg/hertz'
.PARAM f(hertz)='hertz'

* Diastaseis grammis metaforas
.PARAM wm=4u          $ platos agwgou simatos
.PARAM length=500u   $ mikos agwgou
.PARAM gm=10000u     $ platos agwgou geiwsis
.PARAM tm=4u         $ paxos agwgou simatos
.PARAM ti=12.1u      $ paxos monwti (SiO2)
.PARAM ts=300u       $ paxos imiagwgou (Si)
.PARAM h='ti+ts'     $ paxos upostrwmatos
*.PARAM h=1.7u       $ paxos upostrwmatos

* Fusika xarakteristika grammis
.PARAM sm=3.44828E7   $ agwgimotita metallou
.PARAM ss=7.6923      $ agwgimotita imiagwgou
*.PARAM tande=0.015  $ suntelestis apwleiwn imiagwgou
.PARAM eSiO2=3.9      $ sxetiki diilektriki sta8era SiO2
.PARAM eSi=11.7       $ sxetiki diilektriki sta8era Si
*.PARAM er=2.7        $ sxetiki diilektriki sta8era upostrwmatos

* Sta8eres
.PARAM pi='355/113'   $ p
.PARAM eo=8.854E-12  $ diilektriki sta8era kenou
.PARAM mo='4E-7*pi'   $ magnitiki diaperatotita kenou
.PARAM co=2.9979E8    $ taxutita fwtos sto keno
.PARAM no='sqrt(mo/eo)' $ xarakteristiki antistasi kenou

*Sta8eres montelou
*.PARAM ks=1.6
*.PARAM kr=0.2

* omega
.PARAM omega(hertz)='2*pi*hertz'

* Sunartisi prosimou opws anaferetai stin paratirisi
.PARAM prosim(x)='sgn(x)*(1+sgn(x))/2'

* Gia upostrwma duo strwmatwn (na sxoliastei to block gia upostrwma enos
* strwmatos).
* Ypologismos weff apo anafora [3]
.PARAM weff='wm+0.398*tm*(prosim(wm/(ti+ts)-1/(2*pi))*(1+log(2*ti/tm))
+prosim(1/(2*pi)-wm/(ti+ts))*(1+log(4*pi*wm/tm)))'
* Ypologismos eeq kai seq apo anafora [2]
.PARAM k='1/cosh(pi*weff/(4*(ti+ts)))'
.PARAM k1='1/cosh(pi*weff/(4*ti))'
.PARAM Kk='prosim(k-0.707)*2/pi*log(2*sqrt((1+k)/(1-k)))+prosim(0.707-k)*pi
/(2*log(2*sqrt((1+sqrt(1-pow(k,2)))/(1-sqrt(1-pow(k,2))))))'
.PARAM Kk1='prosim(k1-0.707)*2/pi*log(2*sqrt((1+k1)/(1-k1)))+prosim(0.707-k1)*pi
/(2*log(2*sqrt((1+sqrt(1-pow(k1,2)))/(1-sqrt(1-pow(k1,2))))))'
.PARAM d1=Kk1
.PARAM d2='Kk-Kk1'
.PARAM er1=eSiO2
.PARAM re2=eSi
.PARAM ie2(hertz)='ss/(omega(hertz)*eo)'
.PARAM eeq(hertz)='er1*(d1+d2)*(pow(re2,2)+pow(ie2(hertz),2))*((pow(re2,2)
+pow(ie2(hertz),2))*d1+er1*d2*re2)/(pow((pow(re2,2)
+pow(ie2(hertz),2))*d1+er1*d2*re2,2)+pow(er1*d2*ie2(hertz),2))'
.PARAM seq(hertz)='omega(hertz)*eo*pow(er1,2)*(d1+d2)*(pow(re2,2)
+pow(ie2(hertz),2))*d2*ie2(hertz)/(pow((pow(re2,2)
+pow(ie2(hertz),2))*d1+er1*d2*re2,2)+pow(er1*d2*ie2(hertz),2))'

*Gia upostrwma enos strwmatos (na sxoliastei to block gia upostrwma duo
*strwmatwn).
*.PARAM eeq=er
*.PARAM seq(hertz)='tande*omega(hertz)*eeq*eo'

* Ypologismos C kai G
* Gia tin periptwsi upostrwmatos diplou strwmatos, orismena apo ta parakatw mege8i
* einai sunartisi tou hertz
.PARAM weqo='wm+tm/pi*log(1+4*exp(1)*pow(tanh(sqrt(6.517*wm/h)),2)/(tm/h))'

```



```

* Ston parakatw tupo exei ginei allagi tou cosh me sinh (bl. paratirisi)
.PARAM weqz (hertz)='wm+(weqo-wm)/2*(1+1/sinh(sqrt(eeq(hertz)-1)))'
.PARAM a (hertz)='1+1/49*log((pow(weqz(hertz)/h,4)+pow(weqz(hertz)/(52*h),2))
/ (pow(weqz(hertz)/h,4)+0.432))
+ 1/18.7*log(1+pow(weqz(hertz)/(18.1*h),3))'
.PARAM b(hertz)='0.564*pwr((eeq(hertz)-0.9)/(eeq(hertz)+3),0.053)'
.PARAM Flweqo='6+(2*pi-6)*exp(-pwr(30.666*h/weqo,0.7528))'
.PARAM Flweqz(hertz)='6+(2*pi-6)*exp(-pwr(30.666*h/weqz(hertz),0.7528))'
.PARAM ereffoweqz(hertz)='(eeq(hertz)+1)/2+(eeq(hertz)-1)
/2*pwr(1+10*h/weqz(hertz),-a(hertz)*b(hertz))'
.PARAM ZLweqo='no/(2*pi)*log(Flweqo*h/weqo+sqrt(1+pow(2*h/weqo,2)))'
.PARAM ZLweqz(hertz)='no/(2*pi)*log(Flweqz(hertz)*h/weqz(hertz)
+sqrt(1+pow(2*h/weqz(hertz),2)))'
.PARAM ereff(hertz)='ereffoweqz(hertz)*pow(ZLweqo/ZLweqz(hertz),2)'
.PARAM Ca='1/(co*ZLweqo)'
.PARAM Clpul(hertz)='ereff(hertz)*Ca'
.PARAM Ce(hertz)='(ereff(hertz)-1)/(eeq(hertz)-1)*eeq(hertz)*Ca'
.PARAM Gpul(hertz)='Ce(hertz)*seq(hertz)/(eeq(hertz)*eo)'

* Ypologismos suxnotikou oriou meta3i slow-wave kai skin-effect perioxis
.PARAM fse='(1.6+10*(tm/wm)/(1+wm/h))/(pi*mo*sm*pow(tm,2))'

* Ypologismos R kai L
* Gia upostrwma duo strwmatwn (na sxoliastei to block gia upostrwma enos
* strwmatos).
.PARAM re2se=eSi
.PARAM ie2se='ss/(2*pi*fse*eo)'
.PARAM eeqse='er1*(d1+d2)*(pow(re2se,2)+pow(ie2se,2))*((pow(re2se,2)
+pow(ie2se,2))*d1+er1*d2*re2se)/(pow((pow(re2se,2)
+pow(ie2se,2))*d1+d2*re2se),2)+pow(er1*d2*ie2se,2))'

*Gia upostrwma enos strwmatos (na sxoliastei to block gia upostrwma duo
*strwmatwn).
*.PARAM eeqse=eeq

.PARAM weqzse='wm+(weqo-wm)/2*(1+1/cosh(sqrt(eeqse-1)))'
.PARAM ase='1+1/49*log((pow(weqzse/h,4)+pow(weqzse/(52*h),2))
/ (pow(weqzse/h,4)+0.432))+1/18.7*log(1+pow(weqzse/(18.1*h),3))'
.PARAM bse='0.564*pwr((eeqse-0.9)/(eeqse+3),0.053)'
.PARAM Flweqzse='6+(2*pi-6)*exp(-pwr(30.666*h/weqzse,0.7528))'
.PARAM ereffoweqzse='(eeqse+1)/2+(eeqse-1)/2*pwr(1+10*h/weqzse,-ase*bse)'
.PARAM ZLweqzse='no/(2*pi)*log(Flweqzse*h/weqzse+sqrt(1+pow(2*h/weqzse,2)))'
.PARAM ereffse='ereffoweqzse*pow(ZLweqo/ZLweqzse,2)'
.PARAM ZL='ZLweqzse/sqrt(ereffoweqzse)'
.PARAM Rs='sqrt(pi*fse*mo/sm)'
.PARAM Alfa='1+h/weqo*(1+1.25/pi*log(2*h/tm))'
.PARAM ac='prosim(1-wm/h)*(0.1589*Alfa*Rs/(h*ZL)*(32-pow(weqo/h,2))/(32+pow(weqo/h,2)))
+prosim(wm/h-1)*(7.0229E-6*Alfa*Rs*ZL*ereffse/h*(weqo/h
+0.667*weqo/(h*(weqo/h+1.444)))'
.PARAM Rse='2*ZL*ac'
.PARAM La='1/(pow(co,2)*Ca)'
.PARAM Li='Rse/(2*pi*fse)'

*Ypologismos R
.PARAM Rwo='1/(sm*wm*tm)'
.PARAM Rgo='1/(sm*gm*tm)'
.PARAM Ro='Rwo+Rgo'
.PARAM fo='2/mo*Rwo*Rgo/(Rwo+Rgo)' $ suxnotiko orio meta3i quasi-TEM kai slow-wave
.PARAM Fl(hertz)='1/sqrt(1+pow(f(hertz)/fo,2))'
.PARAM Rpul(hertz)='Ro+(Rse*(sqrt(f(hertz)/fse)+sqrt(1+pow(f(hertz)/fse,2)))
/(1+sqrt(f(hertz)/fse))-(Rse-Ro)*Fl(hertz)-Ro)
/(1+0.2*log(1+fse/f(hertz)))/(1+wm/h))'

* Sunartisi K4 (pragmatiko meros - to mono pou mas endiaferei)
.PARAM RK4(a,b)='(pow(a,4)+pow(b,4)-6*pow(a,2)*pow(b,2))/24*(0.5*log(pow(a,2)
+pow(b,2))-25/12)-4*a*b*(pow(a,2)-pow(b,2))/24*atan(b/a)'

* Sunartisi Ks
.PARAM Ks(a,b)='4*(RK4(a,0)+RK4(0,b))-2*(RK4(a,b)+RK4(a,-b))+1/3*pi*a*pow(b,3)

* Sunartisi Km

```

```

.PARAM Km1(a,b,c,d,h)='-(((RK4(a/2-c/2,b/2-d/2-h)-RK4(-a/2-c/2,b/2-d/2-h))-RK4(a/2-c/2,-
b/2-d/2-h)-RK4(-a/2-c/2,-b/2-d/2-h)))-((RK4(a/2+c/2,b/2-d/2-h)-RK4(-a/2+c/2,b/2-d/2-h))-
(RK4(a/2+c/2,-b/2-d/2-h)-RK4(-a/2+c/2,-b/2-d/2-h)))'
.PARAM Km2(a,b,c,d,h)='(((RK4(a/2-c/2,b/2+d/2-h)-RK4(-a/2-c/2,b/2+d/2-h))-RK4(a/2-c/2,-
b/2+d/2-h)-RK4(-a/2-c/2,-b/2+d/2-h)))-((RK4(a/2+c/2,b/2+d/2-h)-RK4(-a/2+c/2,b/2+d/2-h))-
(RK4(a/2+c/2,-b/2+d/2-h)-RK4(-a/2+c/2,-b/2+d/2-h)))'
.PARAM Km(a,b,c,d,h)='Km1(a,b,c,d,h)+Km2(a,b,c,d,h)'

* Ypologismos L
.PARAM Lo='-mo/(2*pi*pow(tm,2))*(1/pow(wm,2)*Ks(wm,tm)-2/(wm*gm)*Km(wm,tm,gm,tm,h+tm)
+1/pow(gm,2)*Ks(gm,tm))'
.PARAM Ltot(hertz)='La+Li/(1+sqrt(f(hertz)/fse))+ (Lo-Ia-Li)*F1(hertz) '

* Dior8wsi gia tin periptwsi pou den eimaste se quasi-TEM
* Gia tin periptwsi diplou upostrwmatos, oles oi metablites einai sunartisi tou hertz
.PARAM P4(hertz)='1+2.751*(1-exp(-pow(eeq(hertz)/15.916,8)))'
.PARAM P3(hertz)='0.0363*exp(-4.6*wm/h)*(1-exp(-pwr(freq(hertz)*h*1e2/3.87,4.97)))'
.PARAM P2(hertz)='0.33622*(1-exp(-0.03442*eeq(hertz)))'
.PARAM P1(hertz)='0.27488+wm/h*(0.6315+0.525
/ (pow(1+0.157*freq(hertz)*h*1e2,20))-0.065683*exp(-8.7513*wm/h) '
.PARAM Pall(hertz)='P1(hertz)*P2(hertz)*pwr((0.1844
+P3(hertz)*P4(hertz))*10*freq(hertz)*h*1e2,1.5763) '
.PARAM ereffo(hertz)='(eeq(hertz)+1)/2
+(eeq(hertz)-1)/2*pwr(1+10*h/wm,-a(hertz)*b(hertz)) '
.PARAM Fe(hertz)='eeq(hertz)/ereffo(hertz)-(eeq(hertz)/ereffo(hertz)-1)/(1+Pall(hertz))'
.PARAM FZ(hertz)='(ereffo(hertz)*Fe(hertz)-1)/(ereffo(hertz)-1)*1/sqrt(Fe(hertz))'
.PARAM FL(hertz)='FZ(hertz)*sqrt(Fe(hertz))'
.PARAM FC(hertz)='sqrt(Fe(hertz))/FZ(hertz) '

.PARAM Lpul(hertz)='Ltot(hertz) '
.PARAM Cpul(hertz)='C1pul(hertz) '
* Stis paraktw pra3eis to HSpice parousiazei problima. Gia to logo auto
* exoun antikatasta8ei apo tis parapanw, opou stin ousia den ginetai
* i dior8wsi logw diasporas.
.PARAM Lpul(hertz)='Ltot(hertz)*FL(hertz) '
.PARAM Cpul(hertz)='C1pul(hertz)*FC(hertz) '

* Ypologismos R, L, C, G gia sugkekrimeno length
.PARAM R(hertz)='Rpul(hertz)*length'
.PARAM L(hertz)='Lpul(hertz)*length'
.PARAM C(hertz)='Cpul(hertz)*length'
.PARAM G(hertz)='Gpul(hertz)*length'

* Gia ena diktuwma
VIN IN 0 0 AC=0.1
R1 IN 1 'R(hertz) '
L1 1 OUT 'L(hertz) '
C1 OUT 0 'C(hertz) '
R2 OUT 0 '1/G(hertz) '
Rx OUT 0 1E14

* Gia duo diktuwmata se seira
*VIN IN 0 0 AC=0.1
*R1 IN 1 'R(hertz) '
*L1 1 OUT1 'L(hertz) '
*C1 OUT1 0 'C(hertz) '
*R2 OUT1 0 '1/G(hertz) '
*R3 OUT1 3 'R(hertz) '
*L2 3 OUT 'L(hertz) '
*C2 OUT 0 'C(hertz) '
*R4 OUT 0 '1/G(hertz) '
*Rx OUT 0 1E14

* Prosomoiwsi
.NET V(OUT) VIN ROUT=50 RIN=50
.AC LIN 10 1g 10g
.PLOT AC PAR('Rpul(hertz)') PAR('Lpul(hertz)') PAR('Cpul(hertz)') PAR('Gpul(hertz)')
.PLOT AC Y11(I) Y11(R)
.PRINT AC PAR('Rpul(hertz)') PAR('Lpul(hertz)') PAR('Cpul(hertz)') PAR('Gpul(hertz)')
.PRINT AC Y11(I) Y11(R)
.option post=2

```

.END

Π2.6. Το μοντέλο του Wee και των συνεργατών του για μικροταινία με συνεπίπεδους αγωγούς γείωσης

DOKIMI TOY MONTELOY TOY WEE KAI TWN SYNERGATWN TOY

```

* Ypologismos twn parametrwn tou montelou tou Wee kai twn sunergatwn tou.
*
* Anafora: J.-K.We, Y.-J.Park, H.-S.Min,D.-H.Cho,M.-H.Seung,H.-S.Park,
* "Modelling the Substrate Effect in Interconnect Line Characteristics of
* High-Speed VLSI Circuits", IEEE Transactions on Microwave Theory and
* Techniques, Vol.46, No.10, pp.1436-1443, October 1998
*
* Paratiriseis:
* Anti tis domis if-then-else (pou den uparxei sto HSpice) ginetai
* xrisi tis sunartisis sgn(x) pou mas dinei to prosimo tou x. Epeidi:
* sgn(x)= {1 an x>0, 0 an x=0, -1 an x<0}, xrisimopoietai i sunartisi
* sgn(x)*(1+sgn(x))/2 pou dinei 1 an x>0, 0 an x<=0.

* omega, freq
.PARAM omega(hertz)='2*pi*hertz'
.PARAM freq(hertz)='hertz'

* Sunartisi prosimou opws anaferetai stin paratirisi
.PARAM prosim(x)='sgn(x)*(1+sgn(x))/2'

* Diastaseis mikrotainias (gia tin periptwsi B tis anaforas)
.PARAM length=5m      $ mikos agwgou
.PARAM wm=9.6u        $ platos agwgou simatos
.PARAM wg=20u         $ platos agwgou geiwsis
.PARAM tm=0.7u        $ paxos agwgou simatos
.PARAM tg=tm          $ paxos agwgou geiwsis
.PARAM ti=0.58u       $ paxos monwti (SiO2)

* Fusika xaraktiristika mikrotainias
*.PARAM sm=           $ Se periptwsi pou den dinetai i antistasi ana monada mikous
*.PARAM sg=           $ Se periptwsi pou den dinetai i antistasi ana monada mikous
.PARAM Rms=7400       $ Se periptwsi pou dinetai i antistasi ana monada mikous
.PARAM Rgs=3600       $ Se periptwsi pou dinetai i antistasi ana monada mikous
.PARAM s=100u         $ Apostasi meta3u agwgou simatos kai agwgwn geiwsis
.PARAM ss=15.5        $ suntelestis agwgimotitas imiagwgou
.PARAM eSiO2=3.9      $ sxetiki diilektriki sta8era SiO2
.PARAM eSi=11.7       $ sxetiki diilektriki sta8era Si

* Sta8eres
.PARAM pi='355/113'    $ p
.PARAM eo=8.854E-12   $ diilektriki sta8era kenou
.PARAM mo='4*pi*1E-7' $ magnitiki diaperatotita kenou
.PARAM co=2.9979E8    $ taxutita fwtos sto keno
.PARAM Alpha=2E-7     $ sta8era montelou

* Perimetroi kai apostaseis
.PARAM tsp(hertz)='1/sqrt(pi*freq(hertz)*mo*ss)' $ skin depth tou upostrwmatos
* Se periptwsi pou den dinetai i antistasi ana monada mikous
*.PARAM dm(hertz)='1/sqrt(pi*freq(hertz)*mo*sm)' $ skin depth tou agwgou simatos
*.PARAM dg(hertz)='1/sqrt(pi*freq(hertz)*mo*sg)' $ skin depth tou agwgou geiwsis

.PARAM pg='2*(wg+tg)'
.PARAM ps='2*(wm+tm)'
.PARAM psub(hertz)='2*(s+tsp(hertz))'

.PARAM dsubs(hertz)='ti+tsp(hertz)/2'
.PARAM dsg='s+(wg+wm)/2'
.PARAM dgg='2*s+wg+wm'
.PARAM dgsub(hertz)='sqrt(pow(dgg,2)+pow(dsubs(hertz),2))'

* Ypologismos epagwgwn - idiwn kai amoibaiwn
.PARAM lg='Alpha*length*(log(4*length/pg)+0.5)'

```

```
.PARAM Ls='Alpha*length*(log(4*length/ps)+0.5) '
.PARAM Lsub(hertz)='Alpha*length*(log(4*length/psub(hertz))+0.5) '
.PARAM Msg='Alpha*length*(log(length/dsg+sqrt(1+pow(length/dsg,2)))
-sqrt(1+pow(dsg/length,2))+dsg/length) '
.PARAM Msubs(hertz)='Alpha*length*(log(length/dsubs(hertz))+sqrt(1
+pow(length/dsubs(hertz),2))-sqrt(1+pow(dsubs(hertz)/length,2))
+dsubs(hertz)/length) '
.PARAM Mgg='Alpha*length*(log(length/dgg+sqrt(1+pow(length/dgg,2)))-
sqrt(1+pow(dgg/length,2))+dgg/length) '
.PARAM Mgsub(hertz)='Alpha*length*(log(length/dgsub(hertz))+sqrt(1
+pow(length/dgsub(hertz),2))-sqrt(1+pow(dgsub(hertz)/length,2))
+dgsub(hertz)/length) '
.PARAM Lsg='0.5*(Lg+Mgg)+Ls-2*Msg'
.PARAM Lsubs(hertz)='Lsub(hertz)+Ls-2*Msubs(hertz) '
.PARAM Lgsub(hertz)='0.5*(Lg+Mgg)+Lsub(hertz)-2*Mgsub(hertz) '

* Ypologismos antistasewn
.PARAM Rsub(hertz)='3/(ss*mo/(4*Lsg)*s*tsp(hertz)) '

* Se periptwsi pou den dinetai i antistasi ana monada mikous
*.PARAM Rmac(hertz)='length/(sm*dm(hertz)*(1-exp(-tm/dm(hertz)))*(tm+wm)) '
$ Ston ari8miti to mikos tou agwgou
*.PARAM Rmdc='length/(sm*tm*wm) '
*.PARAM Rm(hertz)='prosim(Rmac(hertz)-Rmdc)*Rmac(hertz)+prosim(Rmdc-Rmac(hertz))*Rmdc '
*.PARAM Rgac(hertz)='length/(sg*dg(hertz)*(1-exp(-tm/dg(hertz)))*(tm+wg)) '
$ Ston ari8miti to mikos tou agwgou
*.PARAM Rgdc='length/(sg*tm*wg) '
*.PARAM Rg(hertz)='prosim(Rgac(hertz)-Rgdc)*Rgac(hertz)+prosim(Rgdc-Rgac(hertz))*Rgdc '

* Se periptwsi pou dinetai i antistasi ana monada mikous
.PARAM Rm='Rms*length'
.PARAM Rg='Rgs*length'

* Se periptwsi pou den dinetai i antistasi ana monada mikous to Rg 8a prepei
* na do8ei ws sunartisi tou hertz
.PARAM Zg(hertz)='sqrt(pow(Rg/2,2)+pow(omega(hertz)*Lsg,2)) '
.PARAM Zsub(hertz)='sqrt(pow(Rsub(hertz),2)+pow(omega(hertz)*Lsubs(hertz),2)) '

* Logos reumatwn a
.PARAM a(hertz)='Zsub(hertz)/(Zg(hertz)+Zsub(hertz)) '

* Ypologismos R kai L (ana monada mikous)
.PARAM Leff(hertz)='(a(hertz)*Lsg+(1-a(hertz))*Lsubs(hertz)-a(hertz)*(1-a(hertz))
*Igsub(hertz))/length'

* Se periptwsi pou den dinetai i antistasi ana monada mikous ta Rg kai Rm 8a prepei
* na do8oun ws sunartisi tou hertz
.PARAM Reff(hertz)='(a(hertz)*(0.5*Rg+Rm)+(1-a(hertz))*(Rsub(hertz)+Rm)
-a(hertz)*(1-a(hertz))*(0.5*Rg+Rsub(hertz)))/length'

* Ypologismos xwritikotitwn kai agwgimotitwn
.PARAM Csm='1/(2*pow(co,2)*Lsg)*length' $ (pF/m)
.PARAM Csub='eSi*Csm'
.PARAM Gt='Csub*ss/(eSi*eo) '
.PARAM Cox1='wm*eo*eSiO2/ti'
.PARAM teq(hertz)='ti+tsp(hertz) '
.PARAM ereff='eSiO2*eSi/(eSiO2+eSi) '
.PARAM Cf(hertz)='eo*ereff*(2*pi/log(1+2*teq(hertz)/tm+sqrt(2*teq(hertz)/tm*
(2*teq(hertz)/tm+2)))-tm/(2*teq(hertz)) '
.PARAM Cox(hertz)='Cox1+Cf(hertz) '

.PARAM Ceff(hertz)='(pow(Gt,2)*Cox(hertz)+pow(omega(hertz),2)*Cox(hertz)*Csub*
(Cox(hertz)+Csub))/(pow(Gt,2)+pow(omega(hertz),2)
*pow(Cox(hertz)+Csub,2))+Csm'
.PARAM Geff(hertz)='pow(omega(hertz),2)*pow(Cox(hertz),2)*Gt/(pow(Gt,2)
+pow(omega(hertz),2)*pow(Cox(hertz)+Csub,2)) '

* Ypologismos R, L, C, G gia sugkekrimeno l
.PARAM R(hertz)='Reff(hertz)*length'
.PARAM L(hertz)='Leff(hertz)*length'
.PARAM C(hertz)='Ceff(hertz)*length'
.PARAM G(hertz)='Geff(hertz)*length'
```

```

* Gia ena diktuwma
VIN IN 0 0 AC=0.1
R1 IN 1 'R(hertz)'
L1 1 OUT 'L(hertz)'
C1 OUT 0 'C(hertz)'
R2 OUT 0 '1/G(hertz)'
Rx OUT 0 1E14

* Gia duo diktuwmata se seira
*VIN IN 0 0 AC=0.1
*R1 IN 1 'R(hertz)'
*L1 1 OUT1 'L(hertz)'
*C1 OUT1 0 'C(hertz)'
*R2 OUT1 0 '1/G(hertz)'
*R3 OUT1 3 'R(hertz)'
*L2 3 OUT 'L(hertz)'
*C2 OUT 0 'C(hertz)'
*R4 OUT 0 '1/G(hertz)'
*Rx OUT 0 1E14

* Prosomoiwsi
.NET V(OUT) VIN ROUT=50 RIN=50
.AC LIN 10 1g 10g
.PLOT AC PAR('Reff(hertz)') PAR('Leff(hertz)') PAR('Ceff(hertz)') PAR('Geff(hertz)')
.PLOT AC Y11(I) Y11(R)
.PRINT AC PAR('Reff(hertz)') PAR('Leff(hertz)') PAR('Ceff(hertz)') PAR('Geff(hertz)')
.PRINT AC Y11(I) Y11(R)
.option post=2

.END

```

Π2.7. Μία τροποποίηση του μοντέλου του Wee και των συνεργατών του για απλή δομή μικροταινίας

DOKIMI TOY MONTELOY TOY WEE KAI TWN SYNERGATWN TOY

```

* Ypologismos twn parametrwn tou montelou tou Wee kai twn sunergatwn tou
* gia tin periptwsi pou den uparxoun agwgoi geiwsis ekaterwthen tou agwgou
* simatos Stin periptwsi auti isxuei oti:
*  $Sm=wg=lg=0$  kai  $psub=2*(wm+tsp)$ 
* Etsi,  $\theta a$  isxuoun akoma:  $Leff=Lsub+Ls-2*Ms$ ,  $Lsg=Ls$ ,  $a=0$  kai  $Reff=Rsub+Rs$ .
*
* Anafora: J.-K.We, Y.-J.Park, H.-S.Min,D.-H.Cho,M.-H.Seung,H.-S.Park,
* "Modelling the Substrate Effect in Interconnect Line Characteristics of
* High-Speed VLSI Circuits", IEEE Transactions on Microwave Theory and
* Techniques, Vol.46, No.10, pp.1436-1443, October 1998
*
* Paratiriseis:
* Anti tis domis if-then-else (pou den uparxei sto HSpice) ginetai
* xrisi tis sunartisis  $sgn(x)$  pou mas dinei to prosimo tou x. Epeidi:
*  $sgn(x) = \{1 \text{ an } x>0, 0 \text{ an } x=0, -1 \text{ an } x<0\}$ , xrisimopoietai i sunartisi
*  $sgn(x)*(1+sgn(x))/2$  pou dinei 1 an  $x>0$ , 0 an  $x<=0$ .
*
* omega, freq
.PARAM omega(hertz)='2*pi*hertz'
.PARAM freq(hertz)='hertz'

* Sunartisi prosimou opws anaferetai stin paratirisi
.PARAM prosim(x)='sgn(x)*(1+sgn(x))/2'

* Diastaseis mikrotainias (gia tin opoia eginan oi metriseis sto ergatirio)
.PARAM length=500u $ mikos agwgou
.PARAM wm=4u $ platos agwgou simatos
.PARAM tm=4u $ paxos agwgou simatos
.PARAM ti=12.1u $ paxos monwti (SiO2)

* Fusika xarakteristika mikrotainias
.PARAM sm=3.44828E7 $ suntelestis agwgimotitas metallou
.PARAM ss=7.6923 $ suntelestis agwgimotitas imiagwgou

```

```

.PARAM eSiO2=3.9      $ sxetiki diilektriki sta8era SiO2
.PARAM eSi=11.7      $ sxetiki diilektriki sta8era Si

* Sta8eres
.PARAM pi='355/113'   $ p
.PARAM eo=8.854E-12  $ diilektriki sta8era kenou
.PARAM mo='4*pi*1E-7' $ magnitiki diaperatotita kenou
.PARAM co=2.9979E8   $ taxutita fwtos sto keno
.PARAM Alpha=2E-7    $ sta8era montelou

* Perimetroi kai apostaseis
.PARAM tsp(hertz)='1/sqrt(pi*freq(hertz)*mo*ss)' $ skin depth tou upostrwmatos
.PARAM dm(hertz)='1/sqrt(pi*freq(hertz)*mo*sm)' $ skin depth tou agwgou simatos

.PARAM ps='2*(wm+tm)'
.PARAM psub(hertz)='2*(wm+tsp(hertz))'

.PARAM dsubs(hertz)='ti+tsp(hertz)/2'

* Ypologismos epagwgwn - idiwn kai amoibaiwn
.PARAM Ls='Alpha*length*(log(4*length/ps)+0.5)'
.PARAM Lsub(hertz)='Alpha*length*(log(4*length/psub(hertz))+0.5)'
.PARAM Msubs(hertz)='Alpha*length*(log(length/dsubs(hertz)
+sqrt(1+pow(length/dsubs(hertz),2))-
sqrt(1+pow(dsubs(hertz)/length,2))+dsubs(hertz)/length)'

* Ypologismos antistasewn
.PARAM Rsub(hertz)='3/(ss*mo/(4*Ls)*wm*tsp(hertz))'

.PARAM Rmac(hertz)='length/(sm*dm(hertz)*(1-exp(-tm/dm(hertz)))*(tm+wm))'
$ Ston ari8miti to mikos tou agwgou
.PARAM Rmdc='length/(sm*tm*wm)'
.PARAM Rm(hertz)='prosim(Rmac(hertz)-Rmdc)*Rmac(hertz)+prosim(Rmdc-Rmac(hertz))*Rmdc'

* Ypologismos R kai L (ana monada mikous)
.PARAM Leff(hertz)='(Lsub(hertz)+Ls-2*Msubs(hertz))/length'
* Se periptwsi pou den dinetai i antistasi ana monada mikous ta Rg kai Rm 8a prepei
* na do8oun ws sunartisi tou hertz
.PARAM Reff(hertz)='(Rsub(hertz)+Rm(hertz))/length'

* Ypologismos xwritikotitwn kai agwgimotitwn
.PARAM Csm='1/(2*pow(co,2)*Ls)*length' $ (pF/m)
.PARAM Csub='eSi*Csm'
.PARAM Gt='Csub*ss/(eSi*eo)'
.PARAM Cox1='wm*eo*eSiO2/ti'
.PARAM teq(hertz)='ti+tsp(hertz)'
.PARAM ereff='eSiO2*eSi/(eSiO2+eSi)'
.PARAM Cf(hertz)='eo*ereff*(2*pi/log(1+2*teq(hertz)/tm+sqrt(2*teq(hertz)
/tm*(2*teq(hertz)/tm+2)))-tm/(2*teq(hertz))'
.PARAM Cox(hertz)='Cox1+Cf(hertz)'

.PARAM Ceff(hertz)='(pow(Gt,2)*Cox(hertz)+pow(omega(hertz),2)*Cox(hertz)*Csub
*(Cox(hertz)+Csub))/(pow(Gt,2)+pow(omega(hertz),2)
*pow(Cox(hertz)+Csub,2))+Csm'
.PARAM Geff(hertz)='pow(omega(hertz),2)*pow(Cox(hertz),2)*Gt/(pow(Gt,2)
+pow(omega(hertz),2)*pow(Cox(hertz)+Csub,2))'

* Ypologismos R, L, C, G gia sugkekrimeno l
.PARAM R(hertz)='Reff(hertz)*length'
.PARAM L(hertz)='Leff(hertz)*length'
.PARAM C(hertz)='Ceff(hertz)*length'
.PARAM G(hertz)='Geff(hertz)*length'

* Gia ena diktuwma
VIN IN 0 0 AC=0.1
R1 IN 1 'R(hertz)'
L1 1 OUT 'L(hertz)'
C1 OUT 0 'C(hertz)'
R2 OUT 0 '1/G(hertz)'
Rx OUT 0 1E14

```

```

* Gia duo diktuwmata se seira
*VIN IN 0 0 AC=0.1
*R1 IN 1 'R(hertz)'
*L1 1 OUT1 'L(hertz)'
*C1 OUT1 0 'C(hertz)'
*R2 OUT1 0 '1/G(hertz)'
*R3 OUT1 3 'R(hertz)'
*L2 3 OUT 'L(hertz)'
*C2 OUT 0 'C(hertz)'
*R4 OUT 0 '1/G(hertz)'
*Rx OUT 0 1E14

* Prosomoiwsi
.NET V(OUT) VIN ROUT=50 RIN=50
.AC LIN 10 1g 10g
.PLOT AC PAR('Reff(hertz)') PAR('Leff(hertz)') PAR('Ceff(hertz)') PAR('Geff(hertz)')
.PLOT AC Y11(I) Y11(R)
.PRINT AC PAR('Reff(hertz)') PAR('Leff(hertz)') PAR('Ceff(hertz)') PAR('Geff(hertz)')
.PRINT AC Y11(I) Y11(R)
.option post=2

.END

```

Π2.8. Το καινούριο μοντέλο που προτείνεται στην παράγραφο 5.2.

DOKIMI ENOS KAINOYRGILOY MONTELOY ME BASI YPARXOYSES E3ISWSEIS

```

* Ypologismos twn parametrwn enos kainourgiou montelou pou proteinetai me
* basi uparxouses e3iswseis.
*
* Anafores:
* Y.Eo, W.R.Eisenstadt, "High-Speed VLSI Interconnect Modeling Based on
* S-Parameter Measurements", IEEE Transactions on Comp., Hybr. and
* Manufact. Tech., Vol.16, No.5, pp.555-562, August 1993. [1]
*
* A.Weisshaar, H.Lan, A.Luoh, "Accurate Closed-Form Expressions for the
* Frequency-Dependent Line Parameters of On-Chip Interconnects on Lossy
* Silicon Substrate", IEEE Transactions on Advanced Packaging, Vol.25,
* No.2, pp.288-296, May 2002. [2]
*
* R.E.Collin, "Foundations for Microwave Engineering, 2nd ed., New York:
* McGraw-Hill, 1992. [3]
*
* Y.J.Yoon, B.Kim, "A New Formula for Effective Dielectric Constant in
* Multi-Dielectric Layer Microstrip Structure", Proc. IEEE 9th Topical
* Meeting Elect. Performance Electron. Packag. (EPEP'00), Oct. 2002,
* pp.163-167. [4]
*
* F.Schnieder, W.Heinrich, "Model of Thin-Film Microstrip Line for Circuit
* Design", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.49,
* No.1, pp.104-110, January 2001. [5]
*
* Paratiriseis:
* Anti tis domis if-then-else (pou den uparxei sto HSpice) ginetai
* xrisi tis sunartisis sgn(x) pou mas dinei to prosimo tou x. Epeidi:
* sgn(x)= {1 an x>0, 0 an x=0, -1 an x<0}, xrisimopoietai i sunartisi
* sgn(x)*(1+sgn(x))/2 pou dinei 1 an x>0, 0 an x<=0.
*
* Sto HSpice ta sinh kai cosh upologizontai antistrofa (sinh->cosh kai
* cosh->sinh) otan to orisma tous einai sunartisi tou hertz. Gia to logo auto,
* se osous tupous upeiserxontai exoun allax8ei.

* omega, f
.PARAM omega(hertz)='2*pi*hertz'
*.PARAM f(hertz)='hertz'

* Diastaseis mikrotainias
.PARAM length=500u          $ mikos agwgou
.PARAM wm=4u                $ platos agwgou
.PARAM tm=4u                 $ paxos agwgou

```

```
.PARAM ti=12.1u          $ paxos monwti (SiO2)
.PARAM ts=300u          $ paxos imiagwou (Si)

* Fusika xarakteristika mikrotainias
.PARAM sm=3.44828E7     $ suntelestis agwgimotitas agwvou
.PARAM ss=7.6923       $ suntelestis agwgimotitas upostrwmatos
.PARAM eSiO2=3.9       $ sxetiki diilektriki sta8era monwti (SiO2)
.PARAM eSi=11.7        $ sxetiki diilektriki sta8era imiagwou (Si)

* Sta8eres
.PARAM pi='355/113'     $ p
.PARAM eo=8.854E-12    $ diilektriki sta8era kenou
.PARAM mo='4*pi*1E-7'   $ magnitiki diaperatotita kenou
.PARAM co=2.9979E8     $ taxutita fwtos sto keno
.PARAM no='sqrt(mo/eo)' $ xarakteristiki antistasi kenou

* Sunartisi prosimou opws anaferetai stin paratirisi
.PARAM prosim(x)='sgn(x)*(1+sgn(x))/2'

* Ypologismos isodunamou platous agwvou simatos apo anafora [3]
.PARAM weff='wm+0.398*tm*(prosim(wm/(ti+ts)-1/(2*pi))*(1+log(2*ti/tm))
+prosim(1/(2*pi)-wm/(ti+ts))*(1+log(4*pi*wm/tm)))'
* Ypologismos isodunamis sxetikis diilektrikis sta8eras kai isodunamou
* suntelesti agwgimotitas apo anafora [4]
.PARAM k='1/cosh(pi*weff/(4*(ti+ts)))'
.PARAM k1='1/cosh(pi*weff/(4*ti))'
.PARAM Kk='prosim(k-0.707)*2/pi*log(2*sqrt((1+k)/(1-k)))
+prosim(0.707-k)*pi/(2*log(2*sqrt((1+sqrt(1-pow(k,2))))
/(1-sqrt(1-pow(k,2)))))'
.PARAM Kk1='prosim(k1-0.707)*2/pi*log(2*sqrt((1+k1)/(1-k1)))
+prosim(0.707-k1)*pi/(2*log(2*sqrt((1+sqrt(1-pow(k1,2))))
/(1-sqrt(1-pow(k1,2)))))'

.PARAM d1=Kk1
.PARAM d2='Kk-Kk1'
.PARAM er1=eSiO2
.PARAM re2=eSi
.PARAM ie2(hertz)='ss/(omega(hertz)*eo)'
.PARAM eeq(hertz)='er1*(d1+d2)*(pow(re2,2)+pow(ie2(hertz),2))*((pow(re2,2)
+pow(ie2(hertz),2))*d1+er1*d2*re2)/(pow((pow(re2,2)
+pow(ie2(hertz),2))*d1+er1*d2*re2),2)+pow(er1*d2*ie2(hertz),2))'
.PARAM seq(hertz)='omega(hertz)*eo*pow(er1,2)*(d1+d2)*(pow(re2,2)
+pow(ie2(hertz),2))*d2*ie2(hertz)/(pow((pow(re2,2)
+pow(ie2(hertz),2))*d1+er1*d2*re2),2)+pow(er1*d2*ie2(hertz),2))'

* Ypologismos Cpul kai Gpul apo anafora [5]
.PARAM h='ti+ts'
.PARAM weqo='wm+tm/pi*log(1+4*exp(1)*pow(tanh(sqrt(6.517*wm/h)),2)/(tm/h))'
* Ston parakatw tupo exei ginei allagi tou cosh me sinh (bl. paratirisi)
.PARAM weqz(hertz)='wm+(weqo-wm)/2*(1+1/sinh(sqrt(eeq(hertz)-1)))'
.PARAM a(hertz)='1+1/49*log((pow(weqz(hertz)/h,4)+pow(weqz(hertz)/(52*h),2))
/(pow(weqz(hertz)/h,4)+0.432))+1/18.7*log(1
+pow(weqz(hertz)/(18.1*h),3))'
.PARAM b(hertz)='0.564*pwr((eeq(hertz)-0.9)/(eeq(hertz)+3),0.053)'
.PARAM Flweqo='6+(2*pi-6)*exp(-pwr(30.666*h/weqo,0.7528))'
.PARAM Flweqz(hertz)='6+(2*pi-6)*exp(-pwr(30.666*h/weqz(hertz),0.7528))'
.PARAM ereffweqz(hertz)='(eeq(hertz)+1)/2+(eeq(hertz)-1)
/2*pwr(1+10*h/weqz(hertz),-a(hertz)*b(hertz))'
.PARAM ZLweqo='no/(2*pi)*log(Flweqo*h/weqo+sqrt(1+pow(2*h/weqo,2)))'
.PARAM ZLweqz(hertz)='no/(2*pi)*log(Flweqz(hertz)*h/weqz(hertz)
+sqrt(1+pow(2*h/weqz(hertz),2)))'
.PARAM ereff(hertz)='ereffweqz(hertz)*pow(ZLweqo/ZLweqz(hertz),2)'
.PARAM Ca='1/(co*ZLweqo)'
.PARAM Cpul(hertz)='ereff(hertz)*Ca'
.PARAM Ce(hertz)='(ereff(hertz)-1)/(eeq(hertz)-1)*eeq(hertz)*Ca'
.PARAM Gpul(hertz)='Ce(hertz)*seq(hertz)/(eeq(hertz)*eo)'

* Ypologismos Lpul kai Rspul (antistasi upostrwmatos ana monada mikrous) apo
* anafores [1], [2]
.PARAM ds(hertz)='1/sqrt(pi*hertz*mo*ss)' $ skin depth upostrwmatos
* Ypologismos heff
.PARAM Reheff(hertz)='ti+ds(hertz)/2*(cosh(2*ts/ds(hertz))+sin(2*ts/ds(hertz)))'
```



```

      / (sinh (2*ts/ds (hertz)) +cos (2*ts/ds (hertz))) '
.PARAM Imheff (hertz)='ds (hertz) /2* (sin (2*ts/ds (hertz)) -cosh (2*ts/ds (hertz)))
      / (sinh (2*ts/ds (hertz)) +cos (2*ts/ds (hertz))) '
.PARAM help1 (hertz)='1+pow (pi, 2) /64*pow (wm, 2) * (pow (Reheff (hertz), 2) -pow (Imheff (hertz), 2))
      /pow (pow (Reheff (hertz), 2) +pow (Imheff (hertz), 2), 2) '
.PARAM help2 (hertz)='pow (pi, 2) /64*pow (wm, 2) *2*Reheff (hertz) *Imheff (hertz)
      /pow (pow (Reheff (hertz), 2) +pow (Imheff (hertz), 2), 2) '
.PARAM help3 (hertz)='sqrt (sqrt (pow (help1 (hertz), 2) +pow (help2 (hertz), 2)))
      *cos (0.5*atan (-help2 (hertz) /help1 (hertz))) '
.PARAM help4 (hertz)='sqrt (sqrt (pow (help1 (hertz), 2) +pow (help2 (hertz), 2)))
      *sin (0.5*atan (-help2 (hertz) /help1 (hertz))) '
.PARAM help5 (hertz)='1+32/pow (wm, 2) * ( (pow (Reheff (hertz), 2)
      -pow (Imheff (hertz), 2) ) * (1+help3 (hertz)) -2*Reheff (hertz)
      *Imheff (hertz) *help4 (hertz)) '
.PARAM help6 (hertz)='32/pow (wm, 2) * (2*Reheff (hertz) *Imheff (hertz) * (1+help3 (hertz))
      +help4 (hertz) * (pow (Reheff (hertz), 2) -pow (Imheff (hertz), 2))) '
.PARAM Lpul (hertz)='mo/ (4*pi) *log (sqrt (pow (help5 (hertz), 2) +pow (help6 (hertz), 2))) '
.PARAM Rspul (hertz)='-omega (hertz) *mo/ (4*pi) *atan (help6 (hertz) /help5 (hertz)) '

* Ypologismos Rm (antistasi agwgou simatos ana monada mikous)
.PARAM dm (hertz)='1/sqrt (pi*hertz*mo*sm) '
.PARAM Rmac (hertz)='1/ (sm*dm (hertz) * (1-exp (-tm/dm (hertz)))) *wm) '
.PARAM Rmdc='1/ (sm*wm*tm) '
.PARAM Rmpul (hertz)='prosim (Rmac (hertz) -Rmdc) *Rmac (hertz) +prosim (Rmdc-Rmac (hertz)) *Rmdc '

* Ypologismos sunolikis antistasis
.PARAM Rpul (hertz)='Rmpul (hertz) +Rspul (hertz) '

* Ypologismos R, L, C, G gia sugkekrimeno length
.PARAM R (hertz)='Rpul (hertz) *length'
.PARAM L (hertz)='Lpul (hertz) *length'
.PARAM C (hertz)='Cpul (hertz) *length'
.PARAM G (hertz)='Gpul (hertz) *length'

* Gia ena diktuwma
VIN IN 0 0 AC=0.1
R1 IN 1 'R (hertz) '
L1 1 OUT 'L (hertz) '
C1 OUT 0 'C (hertz) '
R2 OUT 0 '1/G (hertz) '
Rx OUT 0 1E14

* Gia duo diktuwmata se seira
*VIN IN 0 0 AC=0.1
*R1 IN 1 'R (hertz) '
*L1 1 OUT1 'L (hertz) '
*C1 OUT1 0 'C (hertz) '
*R2 OUT1 0 '1/G (hertz) '
*R3 OUT1 3 'R (hertz) '
*L2 3 OUT 'L (hertz) '
*C2 OUT 0 'C (hertz) '
*R4 OUT 0 '1/G (hertz) '
*Rx OUT 0 1E14

* Prosomoiwsi
.NET V (OUT) VIN ROUT=50 RIN=50
.AC LIN 10 1g 10g
.PLOT AC PAR ('Rpul (hertz) ') PAR ('Lpul (hertz) ') PAR ('Cpul (hertz) ') PAR ('Gpul (hertz) ')
.PLOT AC Y11 (I) Y11 (R)
.PRINT AC PAR ('Rpul (hertz) ') PAR ('Lpul (hertz) ') PAR ('Cpul (hertz) ') PAR ('Gpul (hertz) ')
.PRINT AC Y11 (I) Y11 (R)
.option post=2

.END

```

Π3. Βοηθητικά προγράμματα σε Matlab

Π3.1. Βοηθητικό πρόγραμμα για τη σύγκριση των κυκλωματικών μεγεθών που προκύπτουν από το κάθε μοντέλο

```
function [] = simulate()

%Prints inductance, resistance, capacitance and conductance for various
%models. Oi sunartiseis LongMIS, Weisshaar, Eo, ThinFilm kai Substrate 8a
%prepei na tropopoiisoun katallila wste na dinoun ws e3odo ta Lpul, Rpul,
%Cpul kai Gpul. Epipleon, stin periptwsi tis sunartisis LongMIS, 8a prepei
%sto swma tis na upologizontai ta sunolika Cpul kai Gpul tou upostrwmatos
%kai oxi mono gia ka8e strwma (o3eidio-imiagwgos) 3exwrista.

fid=fopen('parameters.txt','w');

f=0.001;
fprintf(fid,'f\tL\t\t\t\tR\t\t\t\tC\t\t\t\tG\n');
fprintf(fid,'\tLongMIS\tWeisshaar\tEo\tThinFilm\tSubstrate');
fprintf(fid,'\tLongMIS\tWeisshaar\tEo\tThinFilm\tSubstrate');
fprintf(fid,'\tLongMIS\tWeisshaar\tEo\tThinFilm\tSubstrate');
fprintf(fid,'\tLongMIS\tWeisshaar\tEo\tThinFilm\tSubstrate\n');
while (f<=10.025)
    fprintf(fid,'%1.4f',f);
    [Lo(1),Lo(2),Lo(3),Lo(4)]=LongMIS(f);
    [We(1),We(2),We(3),We(4)]=Weisshaar(f);
    [EE(1),EE(2),EE(3),EE(4)]=Eo(f);
    [Th(1),Th(2),Th(3),Th(4)]=ThinFilm(f);
    [Su(1),Su(2),Su(3),Su(4)]=Substrate(f);
    for i=1:4
        fprintf(fid,'\t%e\t%e\t%e\t%e\t%e',Lo(i),We(i),EE(i),Th(i),Su(i));
    end
    fprintf(fid,'\n');
    if (f<0.0099)
        f=f+0.0001;
    elseif (f<0.1)
        f=f+0.001;
    elseif (f<1)
        f=f+0.01;
    else
        f=f+0.1;
    end
end

status=fclose(fid);
```