



Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο
Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών
Επιστημών

Εθνικό Κέντρο Έρευνας Φυσικών Επιστημών
«Δημόκριτος»



Διατμηματικό Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών
"Μικροσυστήματα και Νανοδιατάξεις"

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

ΑΓΓΕΛΟΣ Β. ΔΙΖΗΣ

**Μελέτη ταχύτητας γένεσης επιφανειακών φορέων και πυκνότητας
παγίδων διεπιφάνειας στο πυρίτιο, με χαρακτηρισμό διατάξεων
διόδων με έλεγχο πύλης και προσομοίωση TCAD**

Ακαδημαϊκός Επιβλέπων:
Καθ. Δημήτριος Τσουκαλάς

Επιστημονικός Επιβλέπων:
Υ.Δ. Παναγιώτης Ασσιούρας

Τριμελής Επιτροπή:
Καθ. Δημήτριος Τσουκαλάς
Καθ. Θεόδωρος Αλεξόπουλος
Dr. Pascal Normand

Αθήνα, Οκτώβριος 2021

Ευχαριστίες

Για την εκπόνηση της παρούσας εργασίας θα ήθελα να ευχαριστήσω ιδιαίτερος τους ανθρώπους οι οποίοι με τον έναν ή τον άλλον τρόπο βοήθησαν και συνέβαλαν στην επίτευξή της, ξεκινώντας από τον Παναγιώτη Ασσιούρα, ο οποίος βρέθηκε κοντά μου, όσες φορές χρειάστηκε παρά το φορτωμένο του πρόγραμμα, αν και βρισκόταν στην τελική ευθεία για την ολοκλήρωση του διδακτορικού του.

Ακόμη, τον ερευνητή Δημήτρη Λουκά, με τον οποίο ήρθα αρχικά σε επαφή ως υπεύθυνο του εργαστηρίου, έχοντας μια αδρή ιδέα για το τι περίπου ήθελα για την μεταπτυχιακή μου εργασία. Ήταν αυτός ο οποίος με καθοδήγησε και μου έδωσε σαφή κατεύθυνση και πρόγραμμα, πάνω στο οποίο βασίστηκε όλη η δουλειά μου.

Για την εργαστηριακή μου υποστήριξη και εξοικείωση, ο Γιάννης Καζάς και ο Αριστοτέλης Κυριάκης ήταν εκεί, και με τις συμβουλές τους συνέβαλαν στην περαιτέρω ανάπτυξη της εργαστηριακής μου παιδείας, και για αυτό τους ευχαριστώ.

Τέλος, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον ακαδημαϊκό μου επιβλέποντα, καθηγητή Δημήτρη Τσουκαλά, του οποίου τα συναφή μαθήματα αλλά και η πρόταση, όταν αναζητούσα το θέμα της διπλωματικής μου, ήταν καίριας σημασίας για την τελική μου απόφαση.

Περίληψη

Το πείραμα CMS στο CERN θα υποβληθεί σε μείζονα αναβάθμιση στην ανιχνευτική διάταξη, ούτως ώστε να μπορέσει να αντεπεξέλθει στα υψηλά επίπεδα ακτινοβολίας και στην υψηλή πολλαπλότητα των αλληλεπιδράσεων στο High Luminosity LHC. Η ανιχνευτική διάταξη, η οποία αποτελείται από αισθητήρες πυριτίου, θα αντικατασταθεί πλήρως από ένα νέο σύστημα που βασίζεται σε n-on-p αισθητήρες πυριτίου, οι οποίοι σχεδιάστηκαν από το CMS και κατασκευάζονται από την HAMAMATSU.

Για να είναι εξασφαλισμένο ότι οι αισθητήρες πυριτίου πληρούν όλες τις προδιαγραφές, μια διαδικασία ελέγχου ποιότητας (PQC) αποτελεί αναπόσπαστο κομμάτι της διαδικασίας παραγωγής, έτσι ώστε να εξασφαλιστούν οι απαραίτητες πληροφορίες για τις παραμέτρους διαδικασιών κατασκευής. Για να επιτευχθεί ο έλεγχος αυτός υπάρχουν πολλές διατάξεις ελέγχου στην περιφέρεια των wafers πυριτίου.

Μια δίοδος ελεγχόμενη μέσω πύλης περιλαμβάνεται μέσα στις διατάξεις ελέγχου με σκοπό τη μελέτη της ταχύτητας γένεσης επιφανειακών φορέων και της πυκνότητας παγίδων διεπιφάνειας. Ο ηλεκτρικός χαρακτηρισμός, η εξαγωγή παραμέτρων και η σύγκριση με αποτελέσματα προσομοίωσης του λογισμικού Sentaurus TCAD είναι το αντικείμενο μελέτης της παρούσας διπλωματικής εργασίας.

Η τελευταία εκπονήθηκε εξ ολοκλήρου στο εργαστήριο οργανολογίας ανιχνευτικών συστημάτων του Ινστιτούτου Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής του Εθνικού Κέντρου Έρευνας Φυσικών Επιστημών «Δημόκριτος», υπό την καθοδήγηση, συνεργασία και επίβλεψη του Παναγιώτη Ασιούρα.

Abstract

The CMS experiment at CERN will undergo a major upgrade of the detector apparatus in order to cope with the high radiation levels and the high multiplicity of interactions in the High Luminosity LHC. The tracker detector that is made of silicon sensors will be completely replaced by a new system based on n-on-p silicon sensors designed by CMS and fabricated by Hamamatsu.

In order to assure that the silicon sensors meet the specifications a process quality control is part of the fabrication procedure in order to extract information on process parameters. This is achieved by including many test-structures in the periphery of the wafer.

A Gate-Controlled Diode (GCD) is included in the test-structures in order to study the surface generation velocity and the interface trap density. Electrical characterization, extraction of parameters and comparison with simulation results obtained with Sentaurus TCAD suite is the subject of the study.

The latter was completed in Detector Instrumentation Laboratory of Institute of Nuclear and Particle Physics at NCSR DEMOKRITOS, under the supervision, the collaboration and the guidance of Panagiotis Assiouras.

Περιεχόμενα

1	Φυσική των ημιαγωγών	1
1.1	Εισαγωγή στην φυσική ημιαγωγών και ημιαγωγικών διατάξεων	1
1.2	Κρυσταλλική δομή και ενεργειακές σχέσεις διασποράς	2
1.3	Συγκέντρωση φορέων στους ημιαγωγούς	8
1.4	Φορείς αγωγιμότητας	14
2	Φυσική των ημιαγωγικών διατάξεων	23
2.1	Διατάξεις επαφών P - N	23
2.2	Διατάξεις MIS	36
2.3	Μη ιδανικά χαρακτηριστικά MOS	45
3	GCD - Δίοδος ελεγχόμενη μέσω πύλης	50
3.1	Εισαγωγή	50
3.2	Αρχές λειτουργίας GCD	51
4	Αναβάθμιση του εξωτερικού ανιχνευτή τροχιών του πειράματος CMS	56
4.1	Εισαγωγή	56
4.2	Εξωτερικός ανιχνευτής τροχιών του CMS (OT - Φάση 2)	58
4.3	Αρχές λειτουργίας των strip ανιχνευτών πυριτίου	62
5	Ποιοτικός έλεγχος και χαρακτηρισμός τεστ δομών	64
5.1	Εξασφάλιση Ποιότητας (QA)	64
5.2	PQC	66
5.3	Μετρητικός σταθμός στο εργαστήριο	68
5.4	Μετρήσεις PQC	69

5.5	Υλοποίηση διεπαφής για επεξεργασία μετρήσεων PQC	76
6	TCAD - Σχεδιασμός και προσομοίωση GCD	80
6.1	Sentaurus TCAD	80
6.2	Σχεδιασμός του GCD στο TCAD	84
6.3	Αποτελέσματα - Συμπεράσματα	87
7	Μελέτη της επίδρασης γ-ακτινοβολίας από πηγή Co-60 σε διατάξεις GCD και προσομοίωση TCAD	91
7.1	Πειραματική διάταξη και μέθοδος εκτέλεσης μετρήσεων	91
7.2	Πειραματικές καμπύλες GCD	93
7.3	Προσομοίωση TCAD ακτινοβολημένου δείγματος	95
	Επίλογος	98
	Παράρτημα Α	99
	Παράρτημα Β	101
	Παράρτημα Γ	103
	Παράρτημα Δ	105
	Κατάλογος σχημάτων	106
	Βιβλιογραφία	109

Κεφάλαιο 1

Φυσική των ημιαγωγών

1.1 Εισαγωγή στην φυσική ημιαγωγών και ημιαγωγικών διατάξεων

Η φυσική των ημιαγωγών εμπίπτει στην ευρύτερη κατηγορία της φυσικής στερεάς κατάστασης. Όπως θα φανεί, κληρονομεί πολλές χρήσιμες έννοιες, από την τελευταία, πάνω και στις οποίες οικοδομείται. Παραδείγματος χάριν, μια από αυτές, είναι η έννοια του κρυσταλλικού στερεού. Βάσει αυτής μπορεί να γίνει μια ανάλυση μέσω κρυσταλλικών πλέγματα και και βάσεων και απο κει και πέρα να αρχίσει ο εμπλουτισμός της θεωρίας.

Η πλούσια φυσική όμως, πηγάζει από μια πολύ συγκεκριμένη κατηγορία υλικών, τους ημιαγωγούς. Οι τελευταίοι είναι μια από τις δύο κατηγορίες ηλεκτρικών αγωγών που μπορούν να εντοπιστούν στην φύση. Από την μια βρίσκονται η μεταλλικοί αγωγοί και από την άλλη οι ημιαγωγοί (οι μονωτές είναι απλά μια υποκατηγορία των ημιαγωγών με φοβερά μικρή αγωγιμότητα), οι οποίοι ταξινομούνται αναλόγως της εξάρτησης της αγωγιμότητας από την θερμοκρασία.

Βεβαίως εδώ, δεν θα γίνει μια γενική συζήτηση περί οποιοδήποτε τύπου ημιαγωγού, αλλά αντίθετα επικεντρωνόμαστε σε ημιαγωγούς που είναι άτομα με 4 ηλεκτρόνια στην εξωτερική τους στιβάδα και σχηματίζουν ομοιοπολικούς δεσμούς μεταξύ τους. Αυτοί, είτε είναι υλικά που αποτελούνται αμιγώς από άτομα της ομάδας (IV), όπως το πυρίτιο (Si) και το γερμάνιο (Ge), είτε είναι κράματα με την αντίστοιχη συνολική διαμόρφωση, όπως ακριβώς τα υλικά της κατηγορίας (III)-(V) σαν το GaAs.

Το βασικό πλεονέκτημα αυτών των υλικών, έναντι άλλων, είναι το μικρό ενεργειακό χάσμα ανάμεσα στην περιοχή αγωγιμότητας και στην περιοχή σθένους. Το τελευταίο, σε συνδυασμό με την δυνατότητα νόθευσης των υλικών για τον έλεγχο της παρουσίας ελεύθερων φορέων, δημιουργεί τις βάσεις για να μπορεί να αναπτυχθεί αυτό που αποκαλούμε φυσική ημιαγωγών.

Η παραγωγή τέτοιων νοθευμένων ημιαγωγών διαφόρων τύπων, επιτρέπει των συνδυασμό τους σε πιο σύνθετες δομές, στις οποίες ανακλύπουν εκ νέου νέα ενδιαφέροντα φυσικά φαινόμενα και συνεπακόλουθα φυσική. Φυσική των διαφόρων ημιαγωγικών διατάξεων δηλαδή.

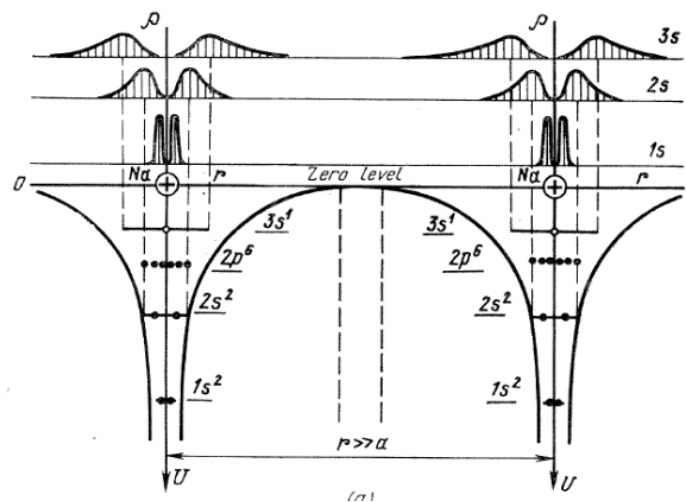
Απο την ανακάλυψη του πρώτου point-contact τρανζίστορ το 1947, που ήταν λόγος για να τιμηθούν με nobel prize, οι κύριοι William Bradford Shockley, John Bardeen και Walter Houser Brattain, πέρασε καιρός. Η φυσική των ημιαγωγών έχει κάνει τεράστια άλματα και μαζί της ακολούθησε και η ανθρώπινη τεχνολογία. Και ωστόσο, ακόμη και σήμερα, συνεχίζει να συναρπάζει με τις ασταμάτητες τεχνικές και τεχνολογικές της

εξελιξείς, από τους πυρήνες και τις μνήμες των ηλεκτρονικών υπολογιστών μέχρι τα έγκατα του πιο μεγάλου ανθρώπινου πειράματος στο CERN, αυτή η φυσική είναι μια από επιδραστικότερες στην ανθρώπινη ιστορία.

1.2 Κρυσταλλική δομή και ενεργειακές σχέσεις διασποράς

Το επόμενο υποκεφάλαιο αποτελεί μια σύντομη εισαγωγή στην θεωρία των κρυσταλλικών στερεών και βασίζονται πάνω στο βιβλίο του G. Epifanov, *Physical Principles of Microelectronics* [13].

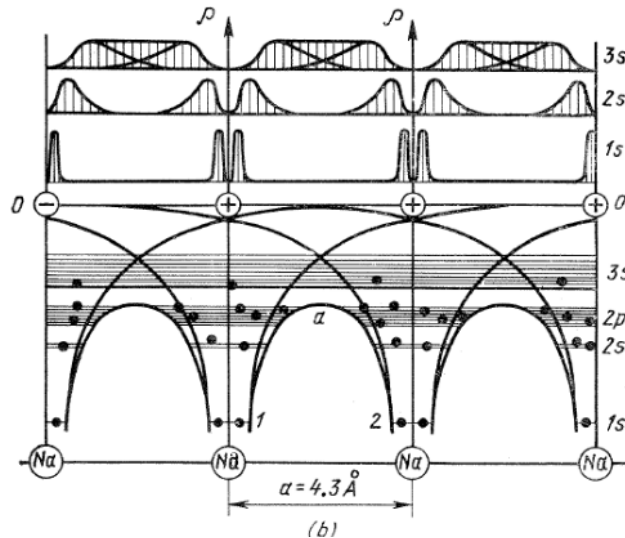
Έτσι λοιπόν γνωρίζουμε ότι στα κρυσταλλικά στερέα, οι ατομικές αποστάσεις είναι αρκούντως μικρές ώστε κάθε άτομο να μπορεί να αισθανθεί την επίδραση των γειτνιαζόντων ατόμων. Αρχικά θα κάνουμε μια υπόθεση εργασίας ότι οι πυρήνες των ατόμων είναι αρκετά μακριά μεταξύ τους ώστε να μην επηρεάζονται από τις δυνάμεις που τους ασκούν τα γειτονικά άτομα και ακόμη ότι τα ηλεκτρόνια στον μεταξύ τους χώρο κινούνται ελεύθερα έως οτου αισθανθούν κάποιον από τους πυρήνες. Ένα τέτοιο ενεργειακό διάγραμμα για δυο μεμονωμένα άτομα Νατρίου φαίνεται στην εικόνα 1.2. Τα τροχιακά ενεργειακά επίπεδα ακολουθούν τον συνήθη συμβολισμό 1s, 2s, 2p, 3s. Όπως διακρίνεται τα πρώτα τροχιακά 1s, 2s, 2p είναι κατειλημμένα, το 3s είναι μερικώς κατειλημμένο, ενώ τα παραπάνω τροχιακά είναι κενά.



Σχ. 1.2: Ενεργειακό διάγραμμα δυο απομακρυσμένων ατόμων Νατρίου[13]

Υποθέτουμε τώρα ότι οι ατομικές αποστάσεις αρχίζουν και μικραίνουν έως ότου οι πυρήνες να καταλάβουν τις φυσικές τους θέσεις στο κρυσταλλικό πλέγμα. Τότε καθώς γίνεται αυτό το "πλησίασμα" των πυρήνων τα εξωτερικά ηλεκτρόνια, αρχίζουν και αλληλεπιδρούν μεταξύ τους. Σε εκείνο το σημείο, όπως φαίνεται στο σχήμα 1.3 τα φράγματα δυναμικού των ατόμων αλληλοεπικαλύπτονται, δίνοντας μια εικόνα επαναλαμβανόμενου δυναμικού το οποίο χωρίζεται σε 3 περιοχές, την 1, την α και την 2. Όσο πιο κοντά

έρχονται οι πυρήνες τόσο πιο χαμηλά και στενά γίνονται τα φράγματα δυναμικού. Στην τελική τους θέση είναι αξιοσημείωτο ότι θα βρεθούν να έχουν ύψος μικρότερο της ενέργειας του ηλεκτρονίου αγωγιμότητας του τροχιακού 3s. Αυτό σημαίνει πως τα ηλεκτρόνια αυτά έχουν την δυνατότητα κίνησης στο πλέγμα και μεταπήδησης από πυρήνα σε πυρήνα. Μεταφραζόμενο το προηγούμενο στην γλώσσα της κβαντομηχανικής σημαίνει ότι οι κυματοσυναρτήσεις αυτών των σωματιδίων αλληλοεπικαλύπτονται αρκετά, ώστε να δημιουργούν ένα νέφος πιθανότητας για τα ηλεκτρόνια με πρακτικά σταθερή πυκνότητα στον όγκο του κρυστάλλου. Το ηλεκτρόνια χαμηλότερων τροχιακών παραμένουν ισχυρά δεσμευμένα στους πυρήνες τους.



Σχ. 1.3: Ενεργειακό διάγραμμα ατόμων Νατρίου με απόσταση την πλεγματική σταθερά[13]

Για να μπορέσουμε να προσδιορίσουμε τις καταστάσεις των ελεύθερων ηλεκτρονίων αγωγιμότητας του κρυστάλλου και να προσεγγίσουμε κάποιες λύσεις, απαιτούνται αρχικά κάποιες απλοποιήσεις. Η πρώτη απλοποίηση είναι βασισμένη στην υπόθεση ότι οι πυρήνες των ατόμων όντας πολύ βαρύτεροι των ηλεκτρονίων, κινούνται με πολύ μικρότερες ταχύτητες, τόσο ώστε τα ηλεκτρόνια κατά την κίνηση τους, να τους θεωρούν πρακτικά ακίνητους και "παγωμένους" στο κρυσταλλικό πλέγμα. Όμως ακόμη και στην περίπτωση που λάβουμε υπ' όψιν την αργή τους κίνηση, τα ηλεκτρόνια τους ακολουθούν αδιαβατικά, με την έννοια ότι δεν υπάρχουν απότομες αλλαγές στην πορεία τους. Αυτή καλείται αδιαβατική προσέγγιση και με αυτή η δυναμική του συστήματος, απλοποιείται σε κινούμενα ηλεκτρόνια στο πλέγμα και στατικούς πυρήνες.

Η επόμενη προσέγγιση είναι ότι υποθέτουμε ότι κάθε ηλεκτρόνιο αγωγιμότητας μπορεί να κινείται ελεύθερα στο συνδυαστικό δυναμικό U που δημιουργείται από τους σταθερούς πυρήνες και το νέφος των ελεύθερων ηλεκτρονίων. Τότε κάθε ηλεκτρόνιο αγωγιμότητας υπακούει στην μονοηλεκτρονική εξίσωση Schrodinger:

$$\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + U\psi = E\psi \quad (1.1)$$

με U να είναι το δυναμικό που αναφέρθηκε προηγουμένως και E η ενέργεια του ηλεκτρονίου.

Παρά το γεγονός ότι αυτό το μονοηλεκτρονικό μοντέλο απλοποιεί το πρόβλημα, η λύση της (1.1) είναι εξαιρετικά δύσκολο να εξαχθεί αναλυτικά. Συνεπώς χρειάζονται κάποιες ακόμη απλοποιήσεις, τριών εκ των οποίων θα αναφερθούν συνοπτικά. Αυτές είναι η μέθοδος tight-binding, η προσέγγιση ελεύθερου ηλεκτρονίου και η προσέγγιση σχεδόν ελεύθερου ηλεκτρονίου.

Για να προχωρήσουμε, παρατηρούμε το σχήμα 1.3. Μπορεί κανείς να εντοπίσει πως η καμπύλη $1a_2$ αποτελείται από επιμέρους περιοχές στις οποίες είτε υπάρχει απότομη αλλαγή του δυναμικού, είτε περιοχή περίπου σταθερού δυναμικού. Η πρώτη εντοπίζεται κοντά στους πυρήνες και απαρτίζει σχεδόν ένα 10% – 15% του κρυσταλλικού όγκου. Σε αυτή την περιοχή το δυναμικό πρακτικά έχει την μορφή δυναμικού απομονωμένου ατόμου. Η δεύτερη απαρτίζει τον υπολειπόμενο κρυσταλλικό όγκο. Με αυτή την παρατήρηση μπορούμε να χωρίσουμε την εξίσωση Schrodinger σε δυο επιμέρους κομμάτια.

(1) Περιοχή ασθενούς πεδίου όπου:

$$U(r) = U_o(r) + \delta U(r) \quad (1.2)$$

Με το $U_o(r)$ να είναι ένα σταθερό δυναμικό στον χώρο μεταξύ των ατόμων, το οποίο τροποποιείται ελαφρώς από μια μικρή διαταραχή $\delta U(r) \ll U_o(r)$, την οποία προσθέτουμε για να λάβουμε υπ' όψιν μια χαμηλής τάξης συνεισφορά από τον πυρήνα.

(2) Περιοχή ισχυρού πεδίου όπου:

$$U(r) = U_\alpha + \delta U(r) \quad (1.3)$$

Με το U_α να είναι η δυναμική ενέργεια ενός ηλεκτρονίου στην περιοχή ενός απομονωμένου ατόμου. Η συνάρτηση αυτή είναι περιοδική στο πλέγμα. Επίσης το $\delta U(r) \ll U_\alpha$ είναι ένας διορθωτικός παράγοντας που λαμβάνει υπ' όψιν τις επιδράσεις των γύρω ατόμων.

Οι κυματοσυναρτήσεις των εσωτερικών ισχυρά δέσιμων ηλεκτρονίων, εντοπίζονται πρακτικά πολύ κοντά στους πυρήνες τους και γρήγορα μηδενίζονται, ήδη, σε ελάχιστη απόσταση από αυτούς. Μπορούν λοιπόν να περιγραφούν από την εξίσωση (1.3). Η περιγραφή αυτή για αυτά τα ηλεκτρόνια είναι η πρώτη προσέγγιση, δηλαδή η μέθοδος tight binding.

Αντιστοίχως τα νέφη των εξωτερικών ηλεκτρονίων αγωγιμότητας είναι διασκορπισμένα σε όλο τον κρύσταλλο με ουσιαστικά σταθερή ομοιόμορφη πυκνότητα. Εφόσον το ηλεκτρικό πεδίο κατά το μεγαλύτερο όγκο του κρυστάλλου είναι ασθενές, μπορεί να περιγραφεί από ένα δυναμικό όπως της εξίσωσης (1.2). Αυτή είναι η προσέγγιση του σχεδόν

ελεύθερου ηλεκτρονίου.

Η προσέγγιση του σχεδόν ελεύθερου ηλεκτρονίου

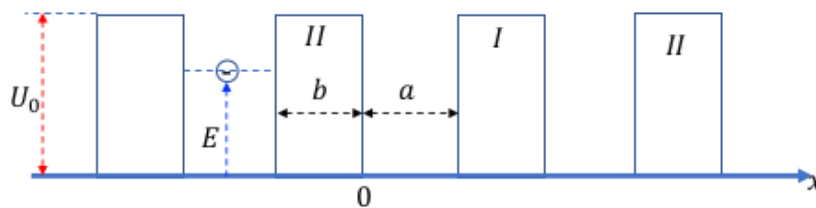
Σε αυτή την περίπτωση, το δυναμικό μπορεί να εκφραστεί με μια σχέση όπως της εξίσωσης (1.3). Για την μοντελοποίηση του κρυστάλλου χρησιμοποιείται ένα δυναμικό τρισδιάστατου πηγαδιού πεπερασμένου βάθους. Εφόσον λοιπόν αυτή η προσέγγιση διαφέρει ελαφρώς από την προσέγγιση ελεύθερου ηλεκτρονίου, είναι λογικό να αναζητήσουμε λύσεις για την εξίσωση Schrodinger στην μορφή σφαιρικών κυμάτων με ένα παράγοντα διαμόρφωσης που λαμβάνει υπ' όψιν την περιοδική φύση του πλέγματος. Μια τέτοια λύση καλείται συνάρτηση Bloch:

$$\psi(r) = u(r)e^{ikr} \quad (1.4)$$

Για να γίνει κατανοητή η φύση αυτής της προσέγγισης, από την οποία απορρέουν οι ενεργειακές ζώνες σε ένα κρυσταλλικό υλικό, θα δούμε την εφαρμογή σε ένα μονοδιάστατο πλέγμα, μελετώντας την περίπτωση του δυναμικού Kronnig-Penney.

Το μοντέλο των Kronnig-Penney

Το μοντέλο Kronnig-Penney είναι μια εξιδανικευμένη περίπτωση ενός ηλεκτρονίου που κινείται σε μια σειρά από άπειρα πεπερασμένα τετραγωνικά πηγάδια δυναμικού, βάθους U_0 και εύρους a , που απέχουν μεταξύ τους μήκος b , όπως φαίνεται στο σχήμα 1.4. Το συνολικό εύρος κάθε επανάληψης είναι $L = a + b$. Το μοντέλο αυτό αν και πολύ απλό δίνει μια καλή πρώτη προσέγγιση της συμπεριφοράς ενός κρυσταλλικού στερεού.



Σχ. 1.4: Το δυναμικό Kronnig-Penney[13]

Ας υποθέσουμε τώρα ότι το ηλεκτρόνιο διαθέτει ενέργεια $E \ll U_0$. Σύμφωνα με την εξίσωση Schrodinger, η κατάσταση του θα περιγράφεται ως:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\psi = 0 \quad (1.5)$$

Αναγνωρίζουμε δυο περιοχές λύσεων:

(1) Για $U = 0$ είναι:

$$\psi_1(x) = Ae^{i\alpha x} + Be^{-i\alpha x} \quad (1.6)$$

(2) Για $U = U_0$ είναι:

$$\psi_1(x) = Ce^{i\beta x} + De^{-i\beta x} \quad (1.7)$$

Όπου τα A,B,C,D είναι σταθερές και επίσης:

$$\alpha = \sqrt{2mE/\hbar^2} \quad \beta = \sqrt{2m(U_0 - E)/\hbar^2} \quad (1.8)$$

Αντικαθιστώντας της συναρτήσεις $\psi_1(x)$ και $\psi_2(x)$ στη συνάρτηση Bloch και απαιτώντας ακολούθως, συνέχεια συναρτήσεων και παραγώγων, παίρνουμε την σχέση:

$$\frac{\beta^2 - \alpha^2}{2\alpha\beta} \sinh(\beta b) \sin(\alpha a) + \cosh(\beta b) \cos(\alpha a) = \cos k(a + b) \quad (1.9)$$

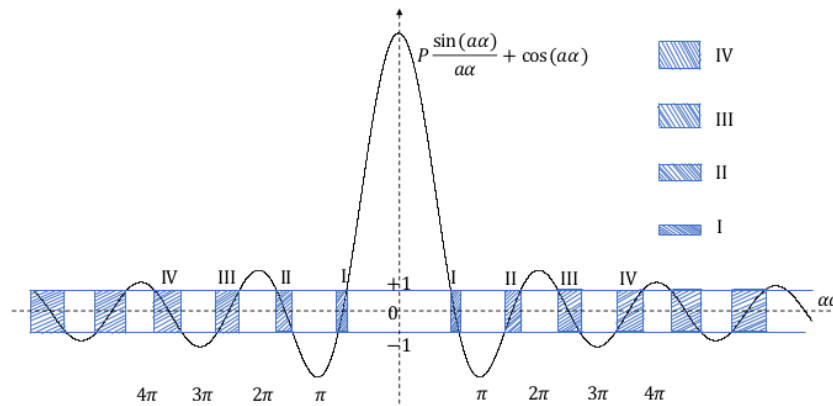
Για την περαιτέρω απλοποίηση του προβλήματος, υποθέτουμε ότι το εύρος του φράγματος δυναμικού τείνει στο 0 ($b \rightarrow 0$) και το ύψος του φραγμού στο ∞ ($U_0 \rightarrow \infty$), υπό τον περιορισμό ότι $U_0 b =$ σταθερό με τέτοιο τρόπο ώστε να προσεγγίζει το δυναμικό του πυρήνα. Κατ' αυτό τον τρόπο φτάνουμε στο συμπέρασμα ότι:

$$\cos(ka) = \cosh(\alpha a) + P \frac{\sinh(\alpha a)}{\alpha a} \quad (1.10)$$

$$\text{Με } P = \frac{ma}{\hbar^2} b U_0.$$

Στο σχήμα 1.5 φαίνεται η γραφική λύση της εξίσωσης (1.10). Εφόσον το $\cos(ka)$ είναι περιορισμένο στις τιμές -1 και +1, αυτό σημαίνει ότι το όρισμα αa στην άλλη μεριά της εξίσωσης πρέπει να παίρνει τιμές, τέτοιες ώστε να τηρείται ο προηγούμενος περιορισμός. Λύσεις αυτού του τύπου είναι οι γραμμοσκιασμένες περιοχές στο σχήμα 1.5. Αυτό μας δίνει μια πολύ σημαντική πληροφορία όσον αφορά τα κρυσταλλικά στερεά. Ότι δηλαδή εμφανίζονται περιοχές απαγορευμένης ενέργειας. Με άλλα λόγια ότι υπάρχουν επιτρεπτές ενεργειακές ζώνες.

Όσο μάλιστα μεγαλώνουν οι ενέργειες, οι επιτρεπτές περιοχές διευρύνονται και η απόσταση μεταξύ τους μικραίνει, οδηγώντας στο συμπέρασμα ότι από κάποιο σημείο και έπειτα, πρακτικά πρόκειται για συνεχές όπου πλέον δεν εμφανίζονται απαγορευμένες περιοχές.



Σχ. 1.5: Ενεργειακό φάσμα ηλεκτρονίου στο μοντέλο Kronig-Penney[13]

Ενεργός μάζα ηλεκτρονίου

Κλείνοντας το υποκεφάλαιο, ενδιαφέρον παρουσιάζει η ενεργός μάζα που αποκτά ένα ηλεκτρόνιο, κινούμενο όμως μέσα σε ένα κρύσταλλο. Είναι μάλιστα μια ποσότητα που θα συναντήσουμε παρακάτω και η τιμή της διαφέρει αναλόγως της διεύθυνσης. Εδώ εξετάζουμε την απλούστερη περίπτωση με κίνηση στο μονοδιάστατο πλέγμα του μοντέλου Kronig-Penney.

Θα υποθέσουμε αρχικά μια κίνηση ηλεκτρονίου εντός κρυστάλλου, κάτω από την επίδραση ενός ηλεκτρικού πεδίου \mathcal{E} . Η δύναμη που θα ασκείται γενικώς σε ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο λόγω του πεδίου θα είναι $F = -e\mathcal{E}$. Η εξίσωση αυτή ωστόσο, δεν μπορεί να περιγράψει την κίνηση σε ένα πλεγματοειδές περιβάλλον. Μπορεί ωστόσο να χρησιμοποιηθεί η έννοια της ταχύτητας ομάδας της κυματοσυνάρτησης v_g του πλεγματοειδούς ηλεκτρονίου. Ισχύει πως:

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} = \frac{1}{\hbar} \frac{dE}{dk} \quad (1.11)$$

Το έργο που παράγεται από την εξωτερική ηλεκτρική δύναμη F για να κινηθεί το ηλεκτρόνιο είναι αριθμητικά ίσο με:

$$dW = Fdx = Fv_g dt = \frac{F}{\hbar} \frac{dE}{dk} dt \quad (1.12)$$

Και συνεπώς:

$$F = \hbar \frac{dk}{dt} \quad (1.13)$$

Παραγωγίζοντας όμως την ταχύτητα ομάδας ως προς χρόνο παίρνουμε την επιτάχυνση ομάδας, έτσι:

$$a = \frac{dv_g}{dt} = \frac{1}{\hbar} \frac{d^2 E}{dk^2} \frac{dk}{dt} \quad (1.14)$$

Συνδυάζοντας την σχέση (1.13) και (1.14) φτιάχνουμε τον δεύτερο νόμο του Νεύτωνα:

$$a = \frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2 E}{dk^2} F \quad (1.15)$$

Σε αυτόν τον νόμο λοιπόν η μάζα που εμφανίζεται αποτελεί την φαινόμενη ή αλλιώς ενεργό μάζα με την οποία φαίνεται να κινείται το ηλεκτρόνιο στο πλέγμα.

$$m_{eff} = \frac{\hbar^2}{(d^2 E/dk^2)} \quad (1.16)$$

Αυτή η μάζα που εισήχθη λοιπόν εδώ, μπορεί να απλοποιήσει την εξήγηση της κίνησης στο πλέγμα, μετατρέποντας την όλη θεώρηση, σε κίνηση ελεύθερου ηλεκτρονίου. Δεν πρέπει ωστόσο να συγχέεται με την κλασική έννοια της μάζας αφού δεν διαθέτει ούτε βαρυτικές ούτε αδρανειακές ιδιότητες και είναι απλώς ένας βολικός τρόπος της αντιμετώπισης της κίνησης στο πλέγμα. Η τιμή της μπορεί να διαφέρει τόσο σε μέγεθος από την πραγματική μάζα του ηλεκτρονίου, όσο επίσης και σε πρόσημο.

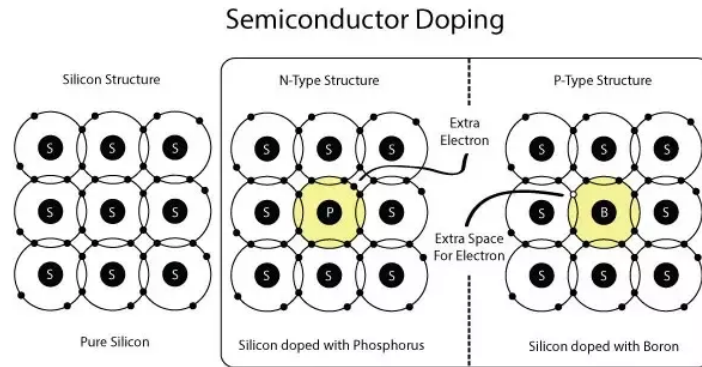
1.3 Συγκέντρωση φορέων στους ημιαγωγούς

Με την γνώση για διαμόρφωση των ενεργειακών ζωνών στους ημιαγωγούς και την έννοια της ενεργού μάζας, είναι πλέον δυνατόν να μελετηθεί η συγκέντρωση φορέων αγωγιμότητας, με ή χωρίς την επίδραση της νόθευσης τους με υλικά, τα οποία μπορούν να μεταβάλλουν τις ηλεκτρικές τους ιδιότητες.

Λόγος γίνεται για τους λεγόμενους δότες και δέκτες ηλεκτρονίων, τα οποία είναι υλικά που είτε παραχωρούν ένα ηλεκτρόνιο, είτε δημιουργούν ένα έλλειμμα του στο κρυσταλλικό πλέγμα.

Έτσι λοιπόν οι δότες είναι στοιχεία, κατα κύριο λόγο, της ομάδας 5, που προσφέρουν ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο στο πλέγμα. Τέτοια είναι τα P, As, Sb και Bi. Απ' την άλλη δέκτες είναι στοιχεία της ομάδας 3 και δημιουργούν μια έλλειψη ηλεκτρονίου, μια οπή, όπως είθισται να αποκαλείται. Σε αυτά εντάσσονται τα B, Al, In και Ga.

Οι ημιαγωγοί που νοθεύονται με δότες λέγονται n-τύπου ημιαγωγοί γιατί έχουν ελεύθερο αρνητικό φορτίο, ενώ στην αντίθετη περίπτωση p-τύπου ημιαγωγοί γιατί έχουν ελεύ-



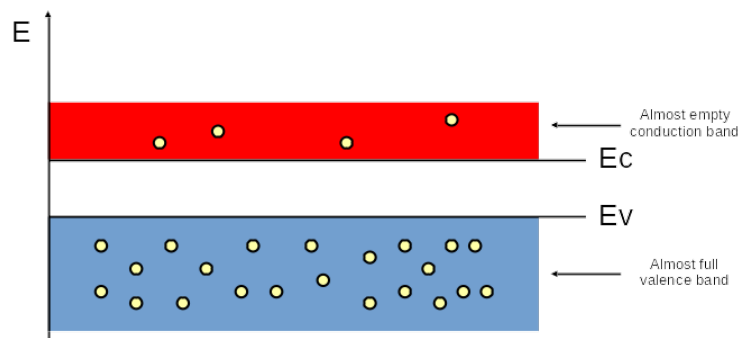
Σχ. 1.6: Νόθευση σε n και p τύπους ημιαγωγών [10]

θερο "θετικό" φορτίο (έλλειμμα αρνητικού). Η εικόνα 1.6 σχηματοποιεί την κατάσταση που αναφέρθηκε.

Ενδογενείς ημιαγωγοί (Intrinsic semiconductors)

Οι ενδογενείς ημιαγωγοί είναι ανόθευτοι, ωστόσο έχουν φορείς αγωγιμότητας. Για αρχή λοιπόν εξετάζεται τι ισχύει σε αυτή την περίπτωση.

Όπως είδαμε στο προηγούμενο υποκεφάλαιο οι ημιαγωγοί διαθέτουν ένα ενεργειακό φάσμα το οποίο αποτελείται από επιτρεπτές περιοχές που εναλλάσσονται με απαγορευμένες περιοχές. Αυτή η εικόνα απεικονίζεται με εναλλακτικό τρόπο στο σχήμα 1.7. Οι ημιαγωγοί σε χαμηλές θερμοκρασίες (συγκρίσιμες με την θερμοκρασία δωματίου) εμφανίζουν την συμπεριφορά να έχουν σχεδόν όλα τα εξωτερικά ηλεκτρόνια τους, στην πρώτη ενεργειακή ζώνη, η οποία καλείται ζώνη σθένους (Valence Band) και στην οποία τα τελευταία βρίσκονται δέσμια στους πυρήνες τους.



Σχ. 1.7: Ενεργειακές ζώνες σθένους και αγωγιμότητας σε ημιαγωγό σε χαμηλές θερμοκρασία. Οι τιμές E_V και E_C ορίζονται ως το ανώτατο σημείο της ζώνης σθένους και το κατώτατο σημείο της ζώνης αγωγιμότητας αντίστοιχα.

Ωστόσο όπως είναι γνωστό από την θεωρία των ημιαγωγών, το ενεργειακό χάσμα E_g

των τελευταίων δεν είναι μεγάλο σαν αυτό των μονωτών. Για παράδειγμα $E_g(Si(300T)) = 1.12eV$. Συνέπεια αυτού είναι, πως στατιστικά μερικά από τα ηλεκτρόνια της ζώνης σθένους αποκτούν αρκετή ενέργεια ώστε να είναι σε θέση να υπερπηδήσουν το χάσμα και να βρεθούν στην επόμενη επιτρεπτή ζώνη, την ζώνη αγωγιμότητας (Conduction Band). Στην ζώνη αυτή τα ηλεκτρόνια πλέον δεν είναι δεσμευμένα σε κίνηση γύρω από μητρικό πυρήνα, αλλά όπως δείξαμε προηγουμένως (υποκεφάλαιο 1.1) έχουν την ιδιότητα της ελευθερίας κίνησης στο κρυσταλλικό πλέγμα.

Η πιθανότητα κατάληψης, να βρούμε δηλαδή ένα ηλεκτρόνιο σε μια κατάσταση ενέργειας E , ευρισκόμενοι σε θερμοκρασία T , δίνεται από την στατιστική κατανομή Fermi-Dirac:

$$F(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_F)/k_B T}} \quad (1.17)$$

Όπου E_F είναι η ενέργεια Fermi που θα υπολογιστεί στην συνέχεια (δες 1.30) και k_B η σταθερά του Boltzmann.

Για να υπολογιστεί η πυκνότητα ελεύθερων φορέων στην ζώνη αγωγιμότητας, θα πρέπει να υπολογισθεί το ολοκλήρωμα της πυκνότητας διαθέσιμων καταστάσεων μεταξύ ενεργειών E και $E + dE$, $N(E)$, πολλαπλασιασμένο επί την συνάρτηση πιθανότητας κατάληψης $F(E)$ (κατανομή Fermi-Dirac), μεταξύ της κατώτατης ενέργειας της ζώνης αγωγιμότητας E_C έως το ∞ . Δηλαδή:

$$n = \int_{E_C}^{\infty} N(E)F(E)dE \quad (1.18)$$

Όπου για $N(E)$ για επαρκώς χαμηλή θερμοκρασία και πυκνότητα φορέων μπορεί να προσεγγιστεί ως:

$$N(E) = M_C \frac{\sqrt{2} (E - E_C)^{1/2}}{\pi^2 \hbar^3} \sqrt{m_{1C}^* m_{2C}^* m_{3C}^*} \quad (1.19)$$

Εδώ M_C είναι ο αριθμός των ισοδύναμων ελάχιστων στην ζώνη αγωγιμότητας (για το πυρίτιο 6). Τα m_{iC}^* είναι οι αντίστοιχες ενεργές μάζες κατά τους κύριους άξονες της επιφάνειας της ενέργειας στο ελάχιστο της ζώνης αγωγιμότητας και προκύπτουν με ανάλογο τρόπο από σχέσεις διασποράς, όπως αυτή στον τύπο (1.16) που αφορά ένα μονοδιάστατο κρύσταλλο. Μια απλή απόδειξη της (1.19) δίνεται στο Παράρτημα Γ.

Όπου η αναλογία της απόδειξης με την (1.19) είναι προφανής, με την μόνη αλλαγή να είναι στην αντικατάσταση της ενεργού μάζας της απόδειξης με την ενεργό μάζα που απορρέει από μια συμβολή από τους τρεις άξονες συμμετρίας και τον πολλαπλασιαστικό παράγοντα M_C για τα ισοδύναμα ελάχιστα στην ζώνη αγωγιμότητας.

Ορίζουμε ακόμη το ολοκλήρωμα Fermi-Dirac ως:

$$F_j(x_0) = \frac{1}{\Gamma(1+j)} \int_0^\infty \frac{x^j}{1+e^{x-x_0}} dx, \quad j > -1 \quad (1.20)$$

Η σχέση (1.18) για το n , με την βοήθεια των (1.19) και (1.20) γίνεται τελικά:

$$n = \left[2 \left(\frac{2\pi k_B T}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{m_{1C}^* m_{2C}^* m_{3C}^*} \right] \frac{2}{\sqrt{\pi}} F_{1/2} \left(\frac{E_F - E_C}{k_B T} \right) \quad (1.21)$$

Για τις υποθέσεις στατιστικής στο όριο Boltzmann σε μη-εκφυλισμένο ημιαγωγό (όχι πολύ υψηλές θερμοκρασίες και συνεπώς $E_F \ll E_C$), το ολοκλήρωμα $F_{1/2}$ προσεγγίζεται ως εξής [28]:

$$F_{1/2}(x) \approx \frac{\sqrt{\pi} e^x}{2} \quad (1.22)$$

Άρα η (1.21) με την συνδρομή της (1.22) δίνει:

$$n = N_C e^{\frac{E_F - E_C}{k_B T}}, \quad \text{όπου } N_C \doteq 2 \left(\frac{2\pi k_B T}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{m_{1C}^* m_{2C}^* m_{3C}^*} \quad (1.23)$$

Με ανάλογο τρόπο, αλλά τώρα στο μέγιστο της ζώνης σθένους προκύπτει για την πυκνότητα οπών ότι [28]:

$$p = N_V e^{-\frac{E_F - E_V}{k_B T}}, \quad \text{όπου } N_V \doteq 2 \left(\frac{2\pi k_B T}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{m_{1V}^* m_{2V}^* m_{3V}^*} \quad (1.24)$$

Οι ποσότητες N_V και N_C , καλούνται συχνά ενεργές πυκνότητες κατάστασεων στις ζώνες σθένους και αγωγιμότητας αντίστοιχα.

Στους ενδογενείς (ανόθευτους) ημιαγωγούς, για πεπερασμένες θερμοκρασίες συμβαίνει συνεχώς η εξής διαδικασία. Η θερμική διέγερση ηλεκτρονίων από την ζώνη σθένους στην ζώνη αγωγιμότητας αφήνει ίση ποσότητα οπών στην τελευταία. Λόγω αυτού του φαινομένου έχουμε την ισότητα $n = p = n_i$, όπου η ποσότητα n_i καλείται η ενδογενής συγκέντρωση φορέων του ημιαγωγού. Το αντίθετο φαινόμενο που εξισορροπεί το σύστημα είναι η διαδικασία επανασύνδεσης των ηλεκτρονίων της ζώνης αγωγιμότητας με τις οπές της ζώνης σθένους.

Συνδυάζοντας την (1.23) και (1.24) μπορεί να υπολογιστεί το ενδογενές επίπεδο το οποίο, στην περίπτωση του μη-εκφυλισμένου και ανόθευτου ημιαγωγού ταυτίζεται με το επίπεδο της ενέργειας Fermi $E_F = E_i$. Έτσι:

$$E_F = E_i = \frac{E_C + E_V}{2} + \frac{k_B T}{2} \ln \frac{N_V}{N_C} \quad (1.25)$$

Και εν τέλει, μαζί και με την σχέση (1.25) να προκύψει η τιμή της ενδογενούς συγκέντρωσης φορέων n_i , που θα δίδεται ως εξής:

$$n_i^2 = np = N_C N_V e^{-(E_C - E_V)/k_B T} \Rightarrow n_i = \sqrt{N_C N_V} e^{-E_g/2k_B T}$$

ή

$$E_g = 2k_B T \ln \left(\frac{N_C N_V}{n_i^2} \right) \quad (1.26)$$

Και συχνά αναφέρεται ως νόμος δράσης των μαζών.

Ημιαγωγοί με νόθευση (Doped semiconductors)

Η προηγούμενη εικόνα θα αλλάξει όταν γίνει προσθήκη δοτών ή δεκτών, διότι οι συγκεντρώσεις φορέων στον όγκο του ημιαγωγού θα μεταβληθούν. Συνέπεια αυτού, είναι ότι το επίπεδο Fermi της ενέργειας θα πρέπει να προσαρμοσθεί ακολούθως, ούτως ώστε να διατηρηθεί η ουδετερότητα του φορτίου στον ημιαγωγό.

Επιπλέον θα εμφανιστούν ενεργειακά επίπεδα δυο τύπων λόγω των νοθεύσεων κάθε είδους. Πρόκειται για τα E_D και E_A , τα οποία αφορούν αντίστοιχα στους δότες και τους δέκτες. Τα πρώτα ορίζονται ως ουδέτερα αν έχουν συμπληρωθεί από e^- και θετικά αν είναι κενά, ενώ τα δεύτερα ως ουδέτερα όντας κενά και αρνητικά αν έχουν συμπληρωθεί από e^- . Ο προσδιορισμός τους είναι πειραματικός.

Αρχικά, λοιπόν διερευνείται η περίπτωση όπου έχει γίνει νόθευση με άτομα τύπου δότες. Έστω ότι ο ημιαγωγός νοθεύεται με συγκέντρωση N_D τέτοιων ατόμων. Η συνθήκη ουδετερότητας τότε υπαγορεύει ότι η συγκέντρωση e^- στην ζώνη αγωγιμότητας, θα είναι ίση με την συγκέντρωση οπών στην ζώνη σθένους συν την συγκέντρωση των ιονισμένων ατόμων τύπου δότες N_D^+ [28]. Άρα:

$$n = p + N_D^+ \quad , \text{όπου } N_D^+ = N_D \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{1}{2} e^{(E_D - E_F)/2k_B T}} \right) \quad (1.27)$$

Κατ' αντιστοιχία για άτομα τύπου δέκτες με συγκέντρωση N_A είναι [28]:

$$n + N_A^- = p \quad , \text{όπου } N_A^- = N_A \left(\frac{1}{1 + 4e^{(E_A - E_F)/2k_B T}} \right) \quad (1.28)$$

Και στις δύο περιπτώσεις, δεδομένων των $N_C, N_D, N_V, E_C, E_D, E_V$ και T για την (1.27) και $N_C, N_A, N_V, E_C, E_A, E_V$ και T για την (1.28), το επίπεδο Fermi E_F μπορεί να καθορισθεί. Οι εξισώσεις γίνονται:

$$N_C e^{\frac{E_F - E_C}{k_B T}} = N_D \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{1}{2} e^{(E_D - E_F)/2k_B T}} \right) + N_V e^{-\frac{E_F - E_V}{k_B T}} \quad (1.29)$$

$$N_C e^{\frac{E_F - E_C}{k_B T}} + N_A \left(\frac{1}{1 + 4e^{(E_A - E_F)/2k_B T}} \right) = N_V e^{-\frac{E_F - E_V}{k_B T}} \quad (1.30)$$

Ας υποθέσουμε τώρα ότι βρισκόμαστε στην περίπτωση που υπάρχει νόθευση δοτών και δεκτών και ακόμη ότι βρισκόμαστε σε θερμοκρασία αρκούντως υψηλή ώστε να έχουν ιονιστεί οι περισσότεροι δότες και δέκτες. Η ουδετερότητα του φορτίου θα πρέπει και εδώ να ισχύει, συνεπώς:

$$n + N_A = p + N_D \quad (1.31)$$

Οι σχέσεις (1.26) και (1.31) συνδιαζόμενες δίνουν τις συγκεντρώσεις οπών και ηλεκτρονίων:

- Για την περίπτωση n-τύπου ημιαγωγών ($N_D \gg N_A$ και $|N_D - N_A| \gg n_i$)

$$n_{no} = \frac{1}{2} \left((N_D - N_A) + \sqrt{(N_D - N_A)^2 + 4n_i^2} \right) \approx N_D \quad (1.32)$$

και

$$p_{no} = \frac{n_i^2}{n_{no}} \approx n_i^2 / N_D \quad (1.33)$$

- Για την περίπτωση p-τύπου ημιαγωγών ($N_A \gg N_D$ και $|N_A - N_D| \gg n_i$)

$$p_{po} = \frac{1}{2} \left((N_A - N_D) + \sqrt{(N_A - N_D)^2 + 4n_i^2} \right) \approx N_A \quad (1.34)$$

και

$$n_{po} = \frac{n_i^2}{p_{po}} \approx n_i^2 / N_A \quad (1.35)$$

Οι δείκτες n, p των ποσοτήτων παραπάνω έχουν την σημασία του τι τύπου ημιαγωγό εξετάζουμε και το o δείχνει ότι μιλάμε για κατάσταση θερμοκικής ισορροπίας. Για ημιαγωγούς n-τύπου οι φορείς αγωγιμότητας είναι τα ηλεκτρόνια ενώ οι οπές είναι φορείς μειονότητας. Για p-τύπου ημιαγωγούς ισχύουν τα αντίστροφα.

1.4 Φορείς αγωγιμότητας

1.4.1 Ιδιότητες κίνησης φορέων και ρεύμα ολίσθησης και διάχυσης

Κατά την εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου E σε ένα ημιαγωγό, δημιουργείται προσανατολισμένη κίνηση των φορέων. Τόσο των ηλεκτρονίων στην ζώνη αγωγιμότητας, όσο και των οπών στην ζώνη σθένους. Αυτή η κίνηση προκαλεί, αυτό που συχνά αποκαλείται ρεύμα ολίσθησης. Η ταχύτητα ολίσθησης των φορέων είναι ανάλογες προς το εφαρμοζόμενο πεδίο \mathcal{E} καθώς και την ευκινησία του εκάστοτε φορέα μ [28]. Συνεπώς έχουμε:

$$\begin{aligned} v_n &= -\mu_n \cdot \mathcal{E} \quad , \text{ για τα ηλεκτρόνια} \\ v_p &= +\mu_p \cdot \mathcal{E} \quad , \text{ για τις οπές} \end{aligned} \quad (1.36)$$

Η πυκνότητα ρεύματος που απορρέει από ρ πυκνότητα φορτίου και v ταχύτητα ολίσθησης των φορτίων, υπακούει στον απλό νόμο της ηλεκτροδυναμικής:

$$J = \rho v \quad (1.37)$$

Επιστρατεύοντας τον μορφή (1.36) για μια πυκνότητα γενική φορέων g , φορτίου q_g έχουμε:

$$J = (-\mu_g \mathcal{E}) \cdot (g q_g) = -g \mu_g q_g \mathcal{E} \quad (1.38)$$

Συγκεκριμένα για τα ρεύματα ολίσθησης των ηλεκτρονίων και των οπών καθώς και το συνολικά παρατηρούμενο ρεύμα ολίσθησης, προκύπτει ότι:

$$\begin{aligned} J_n &= -n \mu_n q_n \mathcal{E} \\ J_p &= p \mu_p q_p \mathcal{E} \end{aligned} \quad (1.39)$$

$$J = J_n + J_p = (n \mu_n + p \mu_p) q \mathcal{E} \quad (1.40)$$

Όπου $q = -q_n = q_p$. Εδώ τέλος μπορεί να γίνει και σύνδεση με την αγωγιμότητα αφού:

$$J = \sigma \mathcal{E} = (n \mu_n + p \mu_p) q \mathcal{E} \quad (1.41)$$

Ένα ακόμη σημαντικό φαινόμενο είναι η μετακίνηση φορέων απο υψηλες περιοχές συγκέντρωσης φορέων, προς περιοχές χαμηλότερης συγκέντρωσης. Αυτή η κίνηση

προκαλεί το λεγόμενο ρεύμα διάχυσης. Ο συντελεστής διάχυσης D για ηλεκτρόνια (ή για οπές) δίνεται ως συνάρτηση της ευκινησίας ως εξής [28]:

$$D_{n,p} = 2 \left(\frac{k_B T}{q} \mu_{n,p} \right) \frac{F_{1/2} \left(\frac{E_F - E_C}{k_B T} \right)}{F_{-1/2} \left(\frac{E_F - E_C}{k_B T} \right)} \quad (1.42)$$

Σε μη εκφυλισμένους ημιαγωγούς, η έκφραση μπορεί να απλοποιηθεί:

$$D_{n,p} = \left(\frac{k_B T}{q} \right) \mu_{n,p} \quad (1.43)$$

Το ρεύμα διάχυσης υπακούει την θεμελιώση χρονοανεξάρτητη εξίσωση διάχυσης της φυσικής και συνεπώς:

$$\begin{aligned} J_{D_n} &= +D_n q \nabla n \\ J_{D_p} &= -D_p q \nabla p \end{aligned} \quad (1.44)$$

Εν τέλει το ρεύμα που παρατηρείται συνολικά λόγω ολίσθησης και διάχυσης είναι άθροισμα των εξισώσεων (1.39) και (1.44):

$$\begin{aligned} J_{D_n}^0 &= \mu_n q n \mathcal{E} + D_n q \nabla n = q \mu_n \left(n \mathcal{E} + \frac{k_B T}{q} \nabla n \right) \\ J_{D_p}^0 &= \mu_p q p \mathcal{E} - D_p q \nabla p = q \mu_p \left(p \mathcal{E} - \frac{k_B T}{q} \nabla p \right) \end{aligned} \quad (1.45)$$

Οι δυο παραπάνω εκφράσεις της (1.45) για το ρεύμα είναι έγκυρες όταν κάποιος αναφέρεται σε ηλεκτρικά πεδία τα οποία δεν είναι πολύ ισχυρά. Στην περίπτωση που υπάρχει ένα πεδίο το οποίο είναι αρκούντως ισχυρό τότε οι εκφράσεις $\mu_n \mathcal{E}$ και $\mu_p \mathcal{E}$ θα πρέπει να αντικατασταθούν με την ταχύτητα κορεσμού v_s . Ενδεικτικά ο κορεσμός ταχύτητας για το πυρίτιο σε $T = 300K$ συμβαίνει για πεδία έντασης $\mathcal{E} \geq 7 \cdot 10^3 V/cm$.

Αυτό είναι ένα φαινόμενο το οποίο συμβαίνει διότι, από κάποιο σημείο και έπειτα, οι σκεδάσεις των φορέων με το κρυσταλλικό πλέγμα είναι τόσο έντονες που περιορίζουν δραστικά την αύξηση της ταχύτητας, θέτοντας της πρακτικά ένα άνω φράγμα. Αυτό το φαινόμενο μπορεί να ξεπερασθεί σε συγκεκριμένες περιστάσεις όταν κάποιος έχει να κάνει με στενά και μικρά κανάλια ή διαδρομές πάνω στον ημιαγωγό (velocity overshoot).

1.4.2 Τρόποι δημιουργίας και επανασυνδεσης των φορέων αγωγιμότητας

Κατά την παρουσίαση απλουστευμένων μοντέλων, εισαγωγικά συνήθως η έννοια του ελεύθερου φορτίου και του νόμου "δράσης των μαζών" παρουσιάζονται από μια στατική σκόπια, σαν αυτά να συμβαίνουν και στην συνέχεια να καταλήγουμε σε μια στάσιμη κατάσταση. Σαν να υπάρχει δηλαδή μια παγιωμένη ισορροπία, όπου $p \cdot n = n_i^2$ ή μια ομαλή μετάβαση προς αυτή όταν $p \cdot n \neq n_i^2$

Στις πραγματικές διατάξεις και μοντέλα, ο νόμος "δράσης των μαζών" είναι μια δυναμική διαδικασία. Δηλαδή τα ζεύγη ηλεκτρονίων-οπών δημιουργούνται και επανασυνδέονται συνεχώς, με τις μέσες τιμές συγκέντρωσης μονάχα να διατηρούνται σταθερές.

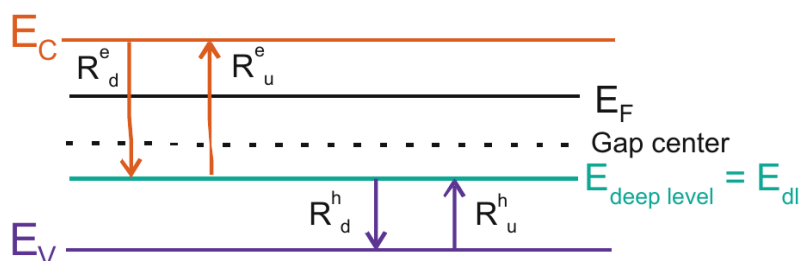
Επι της ουσίας οι τρόποι της δημιουργίας φορέων μπορούν να χωριστούν σε κάποιες κατηγορίες. Η πρώτη αφορά στην γένεση με θερμικό τρόπο, η δεύτερη με εκπομπή ή απορρόφηση ακτινοβολίας και η τρίτη μέσω διέλευσης φορτισμένων σωματιδίων.

Θερμική γένεση

Κατά την θερμική διέγερση σε ένα ημιαγωγό, τα ηλεκτρόνια της ζώνης σθένους αποκτούν αρκετή ενέργεια, ώστε να μεταπηδήσουν στην ζώνη αγωγιμότητας, μέσω βαθιών ενεργειακών επιπέδων εντός του ενεργειακού χάσματος του πυριτίου. Με φαινόμενα δεύτερης τάξης δηλαδή. Οι διεγέρσεις με άμεσες μεταβάσεις μεταξύ E_v και E_c είναι ισχνές και εμφανίζονται μόνο σε ημιαγωγούς με άμεσα ενεργειακά χάσματα όπου μπορεί να διατηρηθεί και η ορμή και την διαδικασία.

Αυτά τα βαθιά επίπεδα εμφανίζονται λόγω ατελειών στην κρυσταλλική δομή, μετάλλων όπως το Fe, Ni, Cu, Au, ανωμαλίες στις διεπιφάνειες και σαφώς άτομα νόθευσης είναι κάποιες από αυτές. Ο μηχανισμός που κυριαρχεί σε αυτού του τύπου την γέννηση φορέων αναλύεται στην θεωρία των Shockley-Read-Hall. Εποπτικά μια σχηματοποίηση της θεωρίας παρουσιάζεται στο σχήμα 1.8.

Η βασική ιδέα είναι η ακόλουθη. Οι ατέλειες χρησιμοποιούνται σαν κέντρα γένεσης και επανασύνδεσης ελεύθερων φορέων, με την κύρια συνεισφορά να έχουν αυτά που βρίσκονται στην περιοχή περί το μέσο του ενεργειακού χάσματος.



Σχ. 1.8: Οι ατέλειες της κρυσταλλικής δομής, δημιουργούν ενεργειακά επιτρεπτά επίπεδα εντός τους απαγορευμένου χάσματος (Θεωρία SRH) [14]

Αναλόγως της διαμόρφωσης αυτών των επιπέδων που προέρχονται από μια σωρεία διαφορετικών ατελειών, διαμορφώνονται διάφοροι χρόνοι ζωής για τους φορείς, οι οποίοι κυμαίνονται από νανοδευτερόλεπτα εως και μιλλιδευτερόλεπτα. Οι τελευταίοι εν τέλει μπορούν να καθορισθούν, όταν προσδιοριστούν οι διάφοροι ρυθμοί μετάβασης R .

Στο σχήμα 1.8 φαίνονται οι $R_d^e, R_u^e, R_u^h, R_d^h$, που είναι αντίστοιχα οι ρυθμοί μετάβασης ηλεκτρονίων από την E_c στο βαθύ επίπεδο E_{dl} και από το βαθύ επίπεδο E_{dl} στην E_c και των οπών από την E_v στο βαθύ επίπεδο E_{dl} και από το βαθύ επίπεδο E_{dl} στην E_v . Οι ρυθμοί μπορούν να εκτιμηθούν μέσω της παρακάτω έκφρασης [28]:

$$R^{e,h} = (n,p)_{dl} \cdot \sigma_{e,h} \cdot v_{th,e,h} \cdot N_{C,V} e^{\pm \frac{E_{dl}-E_{C,V}}{k_B T}} \quad (1.46)$$

Όπου σ η ενεργός διατομή των φορέων στα βαθιά επίπεδα και v_{th} η θερμική ταχύτητα τους.

Με αυτόν τον τρόπο ο μηχανισμός οδηγεί στην μείωση του χρόνου ζωής των φορέων του ημιαγωγού και συνεπώς επηρεάζει τα χαρακτηριστικά λειτουργίας του, όπως κατ' επέκτασιν και όποιας ημιαγωγικής διάταξης τον χρησιμοποιεί.

Η θερμοκρασία ακόμη επηρεάζει έμμεσα και ποσότητες όπως, η ενεργός διατομή των βαθιών επιπέδων, το εύρος του ενεργειακού χάσματος καθώς και το κλάσμα των βαθιών ενεργειακών επιπέδων που καταλαμβάνονται από τους αντίστοιχους φορείς, τα οποία είναι συστατικά της παραπάνω θεωρίας.

Εν κατακλείδι είναι σημαντικό κανείς να γνωρίζει την θερμοκρασία λειτουργίας του συστήματος έτσι ώστε να μπορεί να προβλέψει την επίδραση του μηχανισμού, που περιγράφηκε, στην γένεση ελεύθερων φορέων καθώς οι τελευταίοι, στις εφαρμογές, αποτελούν σημαντική πηγή θορύβου υποβάθρου.

Γένεση μέσω απορρόφησης ακτινοβολίας

Κατά την ακτινοβόληση ενός σώματος είναι γνωστό πως υπάρχει ένας μακροσκοπικός συντελεστής απορρόφησης α , εν γένει εξαρτώμενος και από την ενέργεια E της ακτινοβολίας, δηλαδή $\alpha = \alpha(E)$. Σύμφωνα με τον νόμο Beer-Lambert ισχύει για το κλάσμα απορρόφησης ακτινοβολίας $T(E)$ πως:

$$T(E) = \frac{I}{I_0} = 10^{-\alpha l} = e^{-\alpha' l} \quad (1.47)$$

Με α και α' να έχουν την ίδια σημασία αλλά να αντιστοιχούν σε διαφορετική εκθετική βάση, I_0 και I να είναι η αρχική και η τελική ένταση ακτινοβολίας και l το πάχος του μέσου από το οποίο διέρχεται. Η απόδειξη είναι του νόμου βρίσκεται στο Παράρτημα Δ και βασίζεται στη [16].

Έχοντας υπ' όψιν την (1.47), αν κάποιος υποθέσει ότι αν όλα τα απορροφώμενα φωτόνια δημιουργούν κι από ένα ελεύθερο φορέα, τότε ο ρυθμός γένεσης φορέων σε βάθος x από την επιφάνεια, είναι:

$$g(E, x) = b(E, x)\alpha(E, x) \quad (1.48)$$

Όπου το $b(E, x)$ είναι η ροή φωτονίων στο βάθος x . Λαμβάνοντας υπ' όψιν τον συντελεστή ανάκλασης $R(E) = 1 - T(E)$ και την αρχική ροή ακτινοβολίας στην επιφάνεια $b_s(E)$, είναι:

$$g(E, x) = (1 - R(E))b_s(E)e^{-\int_0^x a(E, x')dx'} \alpha(E, x) \quad (1.49)$$

Ο συνολικός ρυθμός γένεσης φορέων λόγω ακτινοβόλησης σε βάθος x στον ημιαγωγό, η οποία δεν θα είναι γενικώς μονοχρωματική αλλά έχει ένα φάσμα ενεργειών, προκύπτει ως το ολοκλήρωμα σε αυτό το φάσμα:

$$G(x) = \int g(E, x)dE \quad (1.50)$$

Γένεση λόγω διέλευσης φορτισμένων σωματιδίων

Ο συγκεκριμένος τρόπος γένεσης αποτελεί βασικό συστατικό, για την χρήση του πυριτίου ως υλικό κατασκευής ανιχνευτών σωματιδίων. Όλες οι ανιχνευτικές διατάξεις χρησιμοποιούν το γεγονός πως, όπως και εδώ, τα διερχόμενα φορτισμένα σωματίδια προκαλούν ιονισμό με αποτέλεσμα την παραγωγή ελεύθερων φορτίων, τα οποία εν συνεχεία μπορούν να συλληχθούν και να μελετηθούν για την εξαγωγή συμπερασμάτων.

Η φόρμουλα που μας δίνει την μέση απώλεια ενέργειας (Stopping Power) κατά την διέλευση ενός φορτισμένου σωματιδίου μέσα από κάποιο υλικό μέσο ονομάζεται φόρμουλα Bethe-Bloch [14] και δίδεται απευθείας:

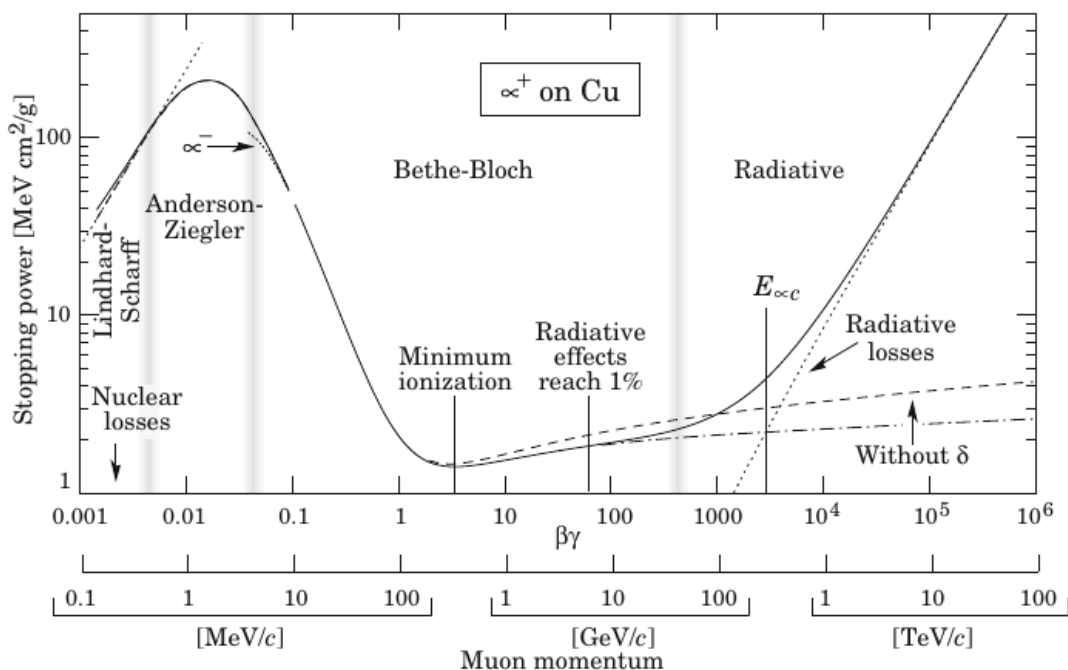
$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2}\right) - \beta^2 - \frac{\delta(\gamma)}{2} - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (1.51)$$

Με το T_{max} να δίνεται ως:

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma \frac{m_e}{M} + \left(\frac{m_e}{M}\right)^2} \quad (1.52)$$

Εδώ λοιπόν, το z είναι το φορτίο του διερχόμενου σωματιδίου, το T_{max} είναι η μέγιστη κινητική ενέργεια που μπορεί να εναποτεθεί σε ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο σε μία σκέδαση, το I είναι η μέση ενέργεια διέγερσης, το Z ο ατομικός αριθμός του στοιχείου του υλικού, το A η ατομική μάζα του στοιχείου του υλικού, το N_A ο αριθμός του Αβογαδρό, το m_e η μάζα του ηλεκτρονίου, το M η μάζα του φορτισμένου σωματιδίου, το r_e η κλασική ακτίνα του ηλεκτρονίου, το β και το γ οι παράγοντες Einstein, ενώ τέλος το $\delta(\gamma)$ η συνάρτηση διόρθωσης του φαινομένου πυκνότητας και C η διόρθωση φλοιώδους δομής, οι οποίες είναι διορθώσεις που εισέρχονται για υψηλές και χαμηλές ενέργειες αντίστοιχα.

Η πλήρης θεωρητική ανάλυση της φόρμουλας με την προσθήκη των διορθώσεων είναι πέραν του σκοπού της εργασίας, όπου εδώ ενδιαφέρει η ποιοτική κατανόηση. Για αυτό τον λόγο παρατίθεται ένα παράδειγμα της συνάρτησης απώλειας ενέργειας μιονίων που διασχίζουν υλικό όγκο χαλκού (σχήμα 1.9).



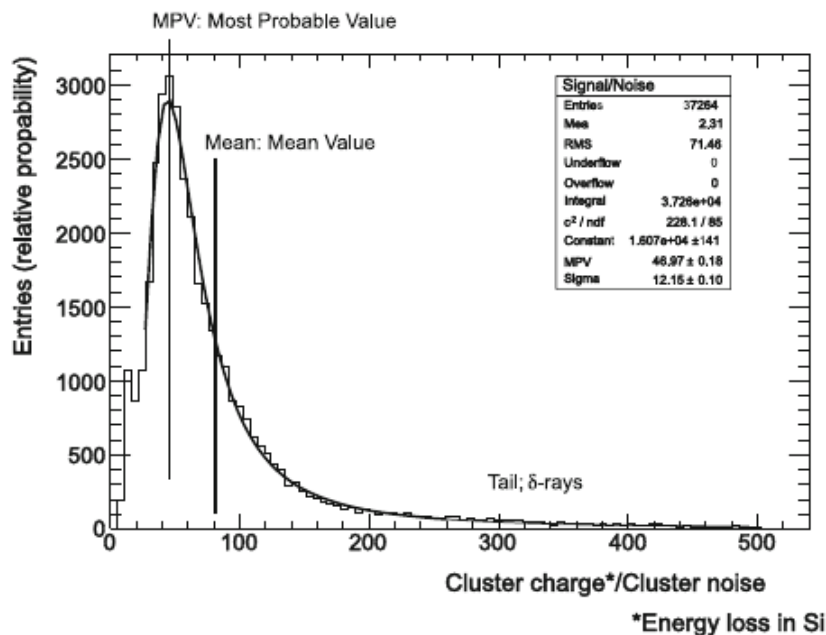
Σχ. 1.9: Θεωρία απώλειας ενέργειας κατά Bethe-Bloch (Χαλκός)[14]

Ένα κρίσιμο σημείο προσοχής για τον μετέπειτα σχεδιασμό είναι το ελάχιστο της ενέργειας ιονισμού το οποίο βρίσκεται περίπου στο $\beta\gamma = 3$. Αυτό συμβαίνει διότι η μελέτη και κατασκευή ενός ανιχνευτή, θα πρέπει να είναι πάντα τέτοιες ώστε, να διατηρούν το επίπεδο θορύβου (την ενέργεια του θορύβου) κάτω από αυτή την ελάχιστη τιμή, για να είναι στην συνέχεια σε θέση ο ανιχνευτής να καταγράψει τα ελαχίστως ιονίζοντα σωματίδια, M.I.Ps (Minimum Ionizing Particles).

Η σημασία των διορθώσεων φαίνεται και στο σχήμα 1.9. Οι διακεκομμένες καμπύλες δείχνουν την φόρμουλα Bethe χωρίς τις διορθώσεις.

Η διαφορά είναι εμφανής φερ' ειπείν στις υψηλές ενέργειες, όπου χωρίς την συνάρτηση δ , η απόκλιση είναι σημαντική. Αυτό το φαινόμενο οφείλεται στο γεγονός ότι κατά

την τροχιά του φορτισμένου σωματιδίου μέσα από το υλικό μέσο, τα άτομα του υλικού πολώνονται με συνέπεια, αυτή η πόλωση να προκαλεί μείωση του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου που δρα επί του κινούμενου σωματιδίου. Η ένταση του φαινομένου γίνεται ολοένα και ισχυρότερη σε πυκνότερα υλικά και για αυτό και η ονομασία φαινόμενο πυκνότητας. Τέλος όσο μεγαλύτερη είναι η ταχύτητα του σωματιδίου, τόσο μεγαλώνει η συνεισφορά του φαινομένου στην φόρμουλα Bethe-Bloch, καθώς σύμφωνα με την σχετικιστική συστολή Lorentz, οι σκεδάσεις μεγάλου βεληνεκούς γίνονται σταδιακά σημαντικότερες.



Σχ. 1.10: Στο σχήμα φαίνεται η κατανομή Landau με σχεδιασμένη την MVP και την μέση τιμή[14]

Πέραν των προηγούμενων, υπάρχουν και στατιστικές διακυμάνσεις, ένα θέμα που έχει μελετηθεί σε βάθος από τον Landau. Ο μέσος αριθμός σκεδάσεων σε ένα υλικό καθώς και η μεταφορά ενέργειας ανα σκέδαση ποικίλλουν. Η πρώτη διακύμανση είναι ένα φαινόμενο που περιγράφεται από μια Πουασονική κατανομή ενώ η δεύτερη από μια συνάρτηση στραγγαλισμού. Αυτά έχουν ως συνέπεια ότι η πιο πιθανή τιμή της κατανομής MPV (Most Probable Value) για την μεταφορά ενέργειας ανα σκέδαση να είναι 30% χαμηλότερη από την μέση τιμή της κατανομής. Και έτσι για το πυρίτιο που είναι ένας ημιαγωγός έμμεσου ενεργειακού χάσματος 1.12eV, η μέση ενέργεια για την δημιουργία ενός ζεύγος e-h είναι 3.6eV, γεγονός το οποίο προκύπτει από το ότι μέρος της εναποτεθείσας ενέργειας χρησιμοποιείται για την δημιουργία φωνονίου. Για ένα MIP η πιο πιθανή τιμή για τον αριθμό ζευγών e-h που παράγονται εντός 1μm πυριτίου είναι 76, ωστόσο ο μέσος όρος είναι 108 (σχήμα 1.10).

Οι διατάξεις ανίχνευσης στερεάς κατάστασης πρέπει να μπορούν να εξάγουν συμπεράσματα με το απευθείας σήμα τους καθώς δεν έχουν την ευχέρεια ενίσχυσης του, που διαθέτουν άλλες διατάξεις βασισμένες σε θαλάμους ιονισμού που μπορούν να κάνουν χρήση φαινομένων χιονοστιβάδας.

Έτσι η υψηλή πυκνότητα του πυριτίου ($\rho_{Si} = 2.33g/cm^3$) προκαλεί απώλειες ενέργειας της τάξης των $390 \frac{eV}{\mu m}$ για τα MIPs, δίνοντας την προαναφερθείσα τιμή των $108 \frac{e-h}{\mu m}$. Με έναν απλό υπολογισμό για έναν όγκο $1 \times 1 \times 0.3 cm^3$ σε $T = 300K$ υπάρχουν περίπου $4.5 \cdot 10^8$ ελεύθεροι φορείς, με $3.2 \cdot 10^4$ ζεύγη e-h να δημιουργούνται από MIP. Αυτό εξηγεί γιατί οι ανιχνευτές θα πρέπει να είναι στην περιοχή πλήρους απογύμνωσης. Σύμφωνα με την εκτίμηση απο την κατανομή Landau θα έχουμε εν τέλει $0.7 \times 3.2 \cdot 10^4$ ζεύγη e-h που είναι αλλιώς ένα σύνολο φορτίου 3.6fC.

1.4.3 Εξισώσεις Συνέχειας

Οι δύο βασικές εξισώσεις συνέχειας που εμφανίζονται για τις συγκεντρώσεις n και p , λαμβάνοντας υπ' όψιν και το φαινόμενο γένεσης επανασύνδεσης φορέων [28] είναι:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - R_n + \frac{1}{q} \nabla \cdot J_n \quad (1.53)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - R_p - \frac{1}{q} \nabla \cdot J_p \quad (1.54)$$

Όπου η χρονική μεταβολή των συγκεντρώσεων των φορέων εξαρτάται από τους ρυθμούς γένεσης G και επανασύνδεσης R αλλά και από την κλίση της πυκνότητας του ρεύματος στην περιοχή n και p αντίστοιχα.

Υπό την συνθήκη της χαμηλής νόθευσης των υλικών n και p , μπορεί να γίνει η παραδοχή ότι ο ρυθμός επανασύνδεσης (1.57) προσεγγίζεται ως $R_n = (n_p - n_{po})/\tau_n$ με $n_{po} = n_i^2/p_p$, και τ_n το χρόνο ζωής των φορέων μειονότητας (εδώ ηλεκτρόνια). Μια παρόμοια έκφραση ισχύει για τις οπές, $R_p = (p_n - p_{no})/\tau_p$ με $p_{no} = n_i^2/p_p$. Τέλος αν δεχθούμε ότι δεν υπάρχουν ενδιάμεσες παγίδες και ότι τα ζεύγη οπών-ηλεκτρονίων δημιουργούνται μαζί, μπορούμε να ισχυριστούμε ότι $\tau_n = \tau_p$. Έτσι τελικά σε συνδυασμό με τις εξισώσεις για το ρεύμα (1.45), προκύπτουν οι ακόλουθες εκφράσεις:

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = G_n - \frac{n_p - n_{po}}{\tau_p} + \mu_n \mathcal{E} \frac{\partial n_p}{\partial x} + n_p \mu_n \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2} \quad (1.55)$$

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = G_p - \frac{p_n - p_{no}}{\tau_n} - \mu_p \mathcal{E} \frac{\partial p_n}{\partial x} - p_n \mu_p \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} \quad (1.56)$$

Ο ρυθμός επανασύνδεσης του μοντέλου SRH, λόγω παγίδων ευρισκόμενων σε ένα ενεργειακό επίπεδο E_t , με πυκνότητα N_t , καθώς και για ενεργες διατομές σύλληψης σ_n , σ_p φορέων σε αυτό, δίνεται απ' ευθείας και στην γενική περίπτωση είναι [28]:

$$R = \frac{\sigma_p \sigma_n v_{th} (pn - n_i^2) N_t}{\sigma_n \left[n + n_i \exp\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right) \right] + \sigma_p \left[p + n_i \exp\left(-\frac{E_t - E_i}{kT}\right) \right]} \quad (1.57)$$

Κεφάλαιο 2

Φυσική των ημιαγωγικών διατάξεων

2.1 Διατάξεις επαφών P - N

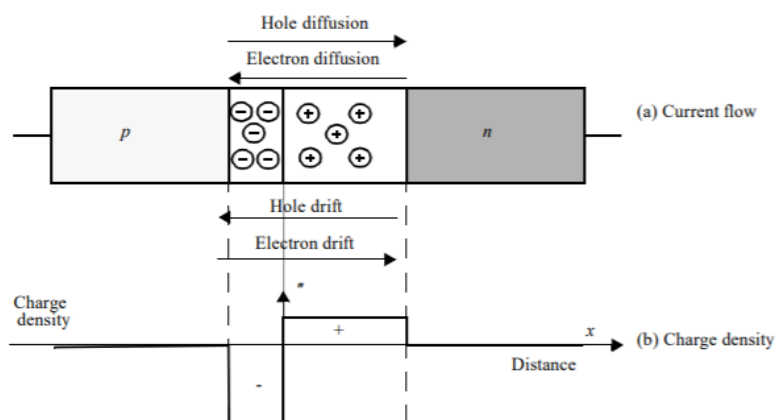
2.1.1 Εισαγωγή

Οι επαφές pn είναι μεγάλης σημασίας τόσο για τις πρακτικές ηλεκτρονικές εφαρμογές, αλλά εξίσου και για εκπαιδευτικούς λόγους, καθώς οι φυσική που τις διέπει, εμφανίζεται σε μια πληθώρα συναφών διατάξεων και αποτελεί βάση για την μελέτη τους. Η πρωταρχική θεωρία η οποία μελετά τις χαρακτηριστικές ρεύματος-τάσης, έχει αναπτυχθεί από τον Shockley με μετέπειτα συνεισφορές από τους Sah, Noyce και Moll.

Κατά την διάρθρωση αυτού του κεφαλαίου, αρχικά θα θεωρηθεί μια ιδανική επαφή pn και θα μελετηθεί η στατική και η δυναμική της συμπεριφορά, ενώ στην συνέχεια θα εξεταστεί υπό το πρίσμα μη ιδανικών φαινομένων, όπως φερ' ειπείν αυτού της γένεσης-επανασύνδεσης φορέων εντός του ενεργειακού χάσματος.

2.1.2 Φυσικό μοντέλο και ανάλυση

Μια επαφή pn είναι μια δομή, η οποία αποτελείται από δύο ημιαγωγούς νόθευσης p και n που βρίσκονται σε επαφή, η οποία παράγει πολύ ενδιαφέρουσα φυσική. Θα θεωρηθεί η απλούστερη περίπτωση μιας τέτοιας επαφής, στην οποία οι δύο περιοχές είναι ομοιόμορφα νοθευμένες. Η προσέγγιση αυτή είναι ιδανική καθώς η λύση ενός τέτοιου μοντέλου, όπως θα φανεί, μπορεί να γίνει αναλυτικά.



Σχ. 2.1: Απότομη επαφή p-n (ίοδος)

Θεωρείστε μια απότομη επαφή PN, με νόθεση περιοχών N_A και N_D αντίστοιχα.

Στο σχήμα 2.1 φαίνεται η επαφή pn, κατά την οποία οι συγκεντρώσεις φορέων ή η κατανομή φορτίου, συμβολίζονται αντίστοιχα με - για N_D και + για N_A . Η μελέτη συνεπώς ξεκινάει με αυτή την αρχική παραδοχή, καθώς και ότι δεν εφαρμόζεται εξωτερική τάση στην διάταξη, η οποία βρίσκεται σε κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας.

Εύρος ζώνης απογύμνωσης και εσωτερικό δυναμικό επαφής

Ισχύει λόγω του μηδενικού ρεύματος που πρέπει να παρατηρείται, αλλά και των εξισώσεων (1.45) ότι:

$$\begin{aligned} J_{D_n}^0 &= n\mu_n q n \mathcal{E} + D_n q \nabla n = q\mu_n \left(n \mathcal{E} + \frac{k_B T}{q} \nabla n \right) = 0 \\ J_{D_p}^0 &= p\mu_p q p \mathcal{E} - D_p q \nabla p = q\mu_p \left(p \mathcal{E} - \frac{k_B T}{q} \nabla p \right) = 0 \end{aligned} \quad (2.1)$$

Όμως λόγω της ομοιόμορφης συγκέντρωσης, οι χωρικές παράγωγοι της συγκέντρωσης κάθε περιοχής είναι:

$$\nabla n = 0 \quad \nabla p = 0 \quad (2.2)$$

Τότε όμως η (2.1) με την χρήση της (2.2) δίνει:

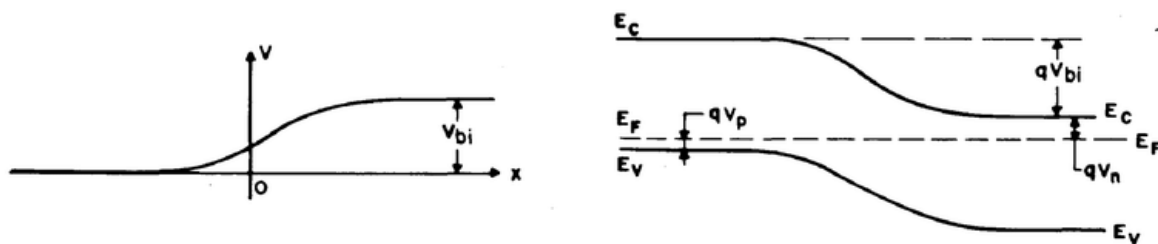
$$\begin{aligned} q\mu_n n \mathcal{E} = 0 &\rightarrow \frac{dE_F}{dx} = 0 \\ q\mu_p p \mathcal{E} = 0 &\rightarrow \frac{dE_F}{dx} = 0 \end{aligned} \quad (2.3)$$

Αυτά τα αποτελέσματα οδηγούν στην διαπίστωση ότι το επίπεδο Fermi E_F πρέπει να παραμένει σταθερό καθ' όλο το μήκος της διάταξης και επομένως πρέπει να είναι ίδιο παντού. Το εσωτερικό δυναμικό ή δυναμικό διάχυσης V_{bi} της επαφής, καθώς και οι ορισμοί των V_n και V_p , φαίνονται στο σχήμα 2.2, ορίζεται ως εξής με την βοήθεια της (1.26):

$$\begin{aligned} qV_{bi} &= E_g - (qV_n + qV_p) \\ &= kT \ln \left(\frac{N_C N_V}{n_i^2} \right) - kT \left[\ln \left(\frac{N_C}{n_{no}} \right) + \ln \left(\frac{N_V}{p_{po}} \right) \right] \\ &= kT \ln \left(\frac{n_{no} p_{po}}{n_i^2} \right) \approx kT \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right) \rightarrow \\ V_{bi} &= \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{n_{no} p_{po}}{n_i^2} \right) \approx \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right) \end{aligned} \quad (2.4)$$

Όπου από εδώ και στο εξής $k = k_B$.

2.1 Διατάξεις επαφών P - N



Σχ. 2.2: Αριστερά η τάση επαφής και δεξιά το ενεργειακό διάγραμμα για μια απότομη p-n επαφή [28]

Όμως επειδή οι ημιαγωγοί δεν είναι εκφυλισμένοι, ισχύει ο νόμος δράσης των μαζών σε κάθε μια από τις επαφές οπότε, $n_{no}p_{no} = n_{po}p_{po} = n_i^2$ και έτσι:

$$V_{bi} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{n_{no}}{n_{po}} \right) = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{p_{po}}{p_{no}} \right) \quad (2.5)$$

Αναδιατυπώνοντας την (2.5), οι σχέσεις για την πυκνότητα οπών και ηλεκτρονίων για οποιαδήποτε πλευρά της απότομης επαφής είναι:

$$p_{no} = p_{po} \exp \left(-\frac{qV_{bi}}{kT} \right) \quad n_{po} = n_{no} \exp \left(-\frac{qV_{bi}}{kT} \right) \quad (2.6)$$

Μακριά τώρα από την απότομη επαφή, οι περιοχές εκατέρωθεν πρέπει να έχουν ηλεκτρικό πεδίο 0, ούτως ώστε στην θερμοδυναμική ισορροπία να μην εμφανίζεται στην επαφή τάση. Έτσι το συνολικό φορτίο στην διάταξη πρέπει να είναι 0 και έτσι όσο αρνητικό φορτίο βρίσκεται στην περιοχή p πρέπει να ισούται με όσο θετικό φορτίο υπάρχει στην περιοχή n. Λόγω ομοιόμορφης συγκέντρωσης στην επαφή δεν χρειάζεται ολοκλήρωση καθώς τα χωρία είναι παραλληλόγραμμα και υπολογίζονται απευθείας.

Είναι δηλαδή:

$$N_A x_p = N_D x_n \quad (2.7)$$

Με τα x_p και x_n να αποτελούν τα όρια της περιοχής απογύμνωσης που σχηματίζεται.

Η διαφορική εξίσωση Poisson εφαρμοζόμενη στην διάταξη, λαμβάνοντας υπ' όψιν την (2.7) δίνει:

$$\begin{aligned} -\frac{d^2V}{dx^2} &= \frac{d\mathcal{E}}{dx} = \frac{\rho(x)}{\epsilon_s} = \frac{q}{\epsilon_s} (p(x) - n(x) + N_D^+ - N_A^-) \\ -\frac{d^2V}{dx^2} &\approx \frac{q}{\epsilon_s} N_D \quad \text{όπου} \quad 0 < x \leq x_n \\ -\frac{d^2V}{dx^2} &\approx -\frac{q}{\epsilon_s} N_A \quad \text{όπου} \quad -x_p \leq x < 0 \end{aligned} \quad (2.8)$$

2.1 Διατάξεις επαφών P - N

Ολοκληρώνοντας αυτές τις δυο τελευταίες εξισώσεις της (2.8) στον χώρο θέσης-φορτίου παίρνουμε:

$$-\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{q}{\epsilon_s} N_A \Rightarrow \int_0^E dE = \int_{-x_p}^x -\frac{q}{\epsilon_s} N_A dx \Rightarrow$$

$$E = -\frac{q}{\epsilon_s} N_A (x + x_p) \quad \text{όπου} \quad -x_p \leq x < 0$$

$$-\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{q}{\epsilon_s} N_D \Rightarrow \int_{E_m}^E dE = \int_0^x \frac{q}{\epsilon_s} N_D dx \Rightarrow \quad (2.9)$$

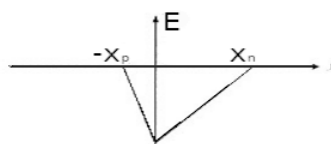
$$E - E_m = \frac{q}{\epsilon_s} N_D x \Rightarrow E = \frac{q}{\epsilon_s} N_D x + (-\frac{q}{\epsilon_s} N_A x_p) = \frac{q}{\epsilon_s} N_D x + (-\frac{q}{\epsilon_s} N_D x_n)$$

$$E = \frac{q}{\epsilon_s} N_D (x - x_n) \quad \text{όπου} \quad 0 < x \leq x_n$$

Συμβολίζοντας E_m το μέγιστο του πεδίου το οποίο μάλιστα βρίσκεται στο σημείο επαφής $x = 0$, υπολογίζουμε από την (2.9) ότι:

$$|E_m| = \frac{q}{\epsilon_s} N_D x_n = \frac{q}{\epsilon_s} N_A x_p \quad (2.10)$$

Η εικόνα που προκύπτει για την μορφή του πεδίου στον χώρο είναι τελικά (σχήμα 2.3):



Σχ. 2.3: Ηλεκτρικό πεδίο απότομης επαφής p-n. [28]

Το δυναμικό $V(x)$ είναι το ολοκλήρωμα της πρώτης εξίσωσης της σχέσης (2.8), δηλαδή:

$$V(x) = E_m \left(x - \frac{x^2}{2W} \right) \quad (2.11)$$

Με $W = x_n + x_p$, να συμβολίζουμε το συνολικό εύρος της περιοχής απογύμνωσης στην επαφή pn.

Το V_{bi} μπορεί να προκύψει με έξυπνο τρόπο παρατηρώντας το σχήμα 2.3 και το σχήμα 2.2. Επειδή προκύπτει ως ολοκλήρωμα του ηλεκτρικού πεδίου στην περιοχή απογύμνωσης ($-x_p$ έως x_n) είναι απλά το εμβαδόν του τριγώνου του σχήματος 2.3. Άρα:

$$V_{bi} = \frac{1}{2} E_m W = \frac{1}{2} E_m (x_p + x_n) \quad (2.12)$$

Όμως λόγω της (2.10), $x_p = \frac{\epsilon_s E_m}{q N_A}$ και $x_n = \frac{\epsilon_s E_m}{q N_D}$, συνεπώς:

$$V_{bi} = \frac{1}{2}(x_p + x_n)E_m = \frac{1}{2}\left(\frac{\epsilon_s E_m}{q N_A} + \frac{\epsilon_s E_m}{q N_D}\right) = \frac{1}{2}\left(\frac{\epsilon_s E_m^2}{q} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D}\right) \Rightarrow$$

$$E_m = \sqrt{\frac{2q}{\epsilon_s} \left(\frac{N_A N_D}{N_A + N_D}\right) V_{bi}} \quad (2.13)$$

Εαν η συγκέντρωση νόθευσης μιας εκ των δύο περιοχών, είναι πολύ μεγαλύτερη της άλλης, π.χ. $N_A \gg N_D = N_B$ τότε έχουμε πρακτικά μονόπλευρη απότομη επαφή και ο τύπος (2.13) τρέπεται απλά σε:

$$E_m = \sqrt{\frac{2q}{\epsilon_s} \left(\frac{N_A N_D}{N_A + N_D}\right) V_{bi}} \approx \sqrt{\frac{2q N_B}{\epsilon_s} V_{bi}} \quad (2.14)$$

Για το λεγόμενο εύρος της περιοχής απογύμνωσης $W = \frac{2V_{bi}}{E_m}$ είναι αντίστοιχα κάνοντας τις αντικαταστάσεις:

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{q} \left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D}\right) V_{bi}} \quad (2.15)$$

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{q N_B} V_{bi}} \quad (2.16)$$

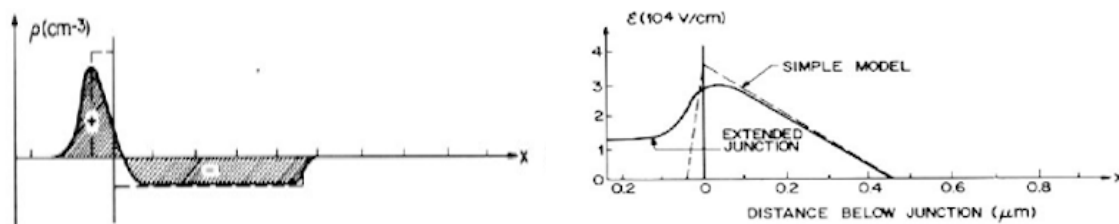
Η παραπάνω ανάλυση είναι έγκυρη και για εφαρμογή δυναμικού V κατά μήκος της επαφής, με απλή μεταβολή των τύπων ακολουθώντας την αντικατάσταση $V_{bi} \rightarrow V_{bi} \pm V$ για ανάστροφη ή ευθεία πόλωση αντίστοιχα.

Το απλό αυτό μοντέλο, είναι μια καλή αρχική προσέγγιση της απότομης επαφής pn. Ωστόσο είναι αρκετά περιορισμένο και δεν μπορεί να χρησιμοποιηθεί έτσι απλά σε πρακτικά εφαρμογές, αφού πάσχει από μη ιδανικά φαινόμενα.

Για πολύ ισχυρά ασύμμετρα νοθευμένες επαφές καθώς και για πολύ ρηχή νόθευση επαφών, πρέπει να χρησιμοποιηθούν υπολογιστικές μέθοδοι που μπορούν να επιλύσουν κατάλληλα τις διαφορικές εξισώσεις, αναλόγως του προφίλ που σχηματίζεται. Ένα τέτοιο υπολογιστικό πακέτο είναι και το Sentaurus TCAD που θα χρησιμοποιηθεί για μοντελοποίηση και επίλυση σε επόμενο κεφάλαιο.

Επίσης η πραγματική εικόνα των πεδίων διαφέρει ακόμη και κατά την προσπάθεια δημιουργίας ενός τέτοιου απότομου προφίλ. Φερ' ειπείν στα $-x_p$ και x_n δεν γίνεται να έχουμε αυτή την κατακόρυφη πτώση αλλά μια απότομη ελάττωση, η οποία προκαλεί ηλεκτρικά πεδία σαφώς εκτός της περιοχής $(-x_p, x_n)$, όπως μπορεί να φανεί στα διαγράμματα της εικόνας 2.4.

2.1 Διατάξεις επαφών P - N



Σχ. 2.4: Αριστερά η πυκνότητα νόθευσης και δεξιά το ηλεκτρικό πεδίο που δημιουργεί [28]

Χωρητικότητα περιοχής απογύμνωσης και το Σχεδιάγραμμα $(1/C^2 - V)$

Το επόμενο σημείο ενδιαφέροντος είναι η χωρητικότητα της περιοχής απογύμνωσης, ένα μέγεθος το οποίο θα μετρηθεί σε μονάδες χωρητικότητας ανά επιφάνεια (F/cm^2). Δηλαδή: $C = dQ_c/dV$ με dQ_c να είναι η στοιχειώδης αύξηση φορτίου ανά επιφάνεια, με μια στοιχειώδη μεταβολή στην τάση επαφής dV .

Ας υποθεθεί και πάλι μια απότομη επαφή τύπου p^+n με κάποιο χαρακτηριστικό N_B . Τότε η χωρητικότητα μιας τέτοιας επαφής θα είναι:

$$C = \frac{dQ_c}{dV} = \frac{d(qN_B W)}{d[(qN_B/2\epsilon_s)W^2]} = \frac{d(W)}{d(W^2)} \frac{qN_B}{qN_B/2\epsilon_s} \Rightarrow$$

$$C = \frac{2\epsilon_s}{2W} = \frac{\epsilon_s}{W} = \sqrt{\frac{q\epsilon_s N_B}{2}} \frac{1}{(V_{bi} \pm V)} \Rightarrow$$

$$C = \sqrt{\frac{q\epsilon_s N_B}{2}} (V_{bi} \pm V)^{-\frac{1}{2}} \quad F/cm^2 \quad (2.17)$$

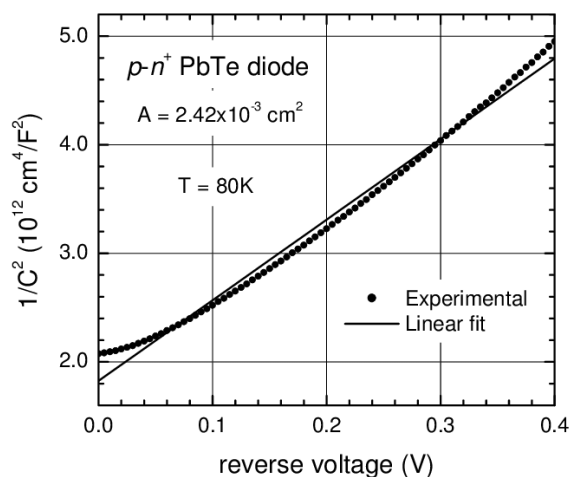
Όπου το \pm υποδηλώνει την αντίστροφη και ευθεία πόλωση αντίστοιχα. Και με μια αναδιάταξη όρων, εξάγεται μια χρήσιμη σχέση, για την μελέτη διαγραμμάτων τύπου $(1/C^2) - V$ (σχήμα 2.5).

$$(C)^2 = \left(\sqrt{\frac{q\epsilon_s N_B}{2}} (V_{bi} \pm V)^{-\frac{1}{2}} \right)^2 = \frac{q\epsilon_s N_B}{2} (V_{bi} \pm V)^{-1} \Rightarrow$$

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2}{q\epsilon_s N_B} (V_{bi} \pm V) \Rightarrow \frac{d(1/C^2)}{dV} = \pm \frac{2}{q\epsilon_s N_B}$$

Όπου πλέον από την κλίση της καμπύλης μπορεί να εκτιμηθεί η συγκέντρωση N_B και από την τομή της με την τετμημένη ($1/C^2 = 0$), η εσωτερική τάση της επαφής. Η τελευταία σχέση που εξήχθει είναι γενικότερης εφαρμογής και πέραν της μονόπλευρης απότομης επαφής p^+n . Για ένα διαφορετικό προφίλ συγκέντρωσης έχουμε ότι [28]:

$$\frac{d(1/C^2)}{dV} = \pm \frac{2}{q\epsilon_s N(x=W)} \quad \text{και} \quad W = \frac{\epsilon_s}{C(V)} \quad (2.19)$$



Σχ. 2.5: Παράδειγμα διαγράμματος τετραγώνου αντίστροφης χωρητικότητας - τάσης [3]

Μοντέλο Shockley και ρεύμα ιδανικής διόδου

Εν συνεχεία θα εξεταστούν οι χαρακτηριστικές Ρεύματος-Τάσης (IV) της επαφής. Η εξίσωση που αναζητείται είναι η ιδανική έκφραση που έχει εξάγει ο Shockley.

Για να καταλήξουμε σε αυτή θα πρέπει να γίνουν κάποιες αρχικές παραδοχές ωστέ η αναλυτική προσέγγιση του προβλήματος να είναι δυνατή

- Απότομη περιοχή απογύμνωσης. Υποθέτουμε ότι το εσωτερικό δυναμικό και το εξωτερικό εφαρμόζονται σε μια καλά καθορισμένη περιοχή απότομων ορίων.
- Η προσέγγιση Boltzmann για τις εκφράσεις συγκέντρωσης εντός της περιοχής απογύμνωσης ισχύουν κατά μεγάλη προσέγγιση.
- Υπόθεση χαμηλής νόθευσης. Παραδοχή πως οι φορείς μειονότητας με τους οποίους νοθεύεται το υλικό είναι συγκριτικά μικρής συγκέντρωσης σε σχέση με τους φορείς πλειονότητας.
- Δεν υπάρχουν ρεύματα γένεσης εντός της περιοχής απογύμνωσης, και τα ρεύματα οπών και ηλεκτρονίων είναι σταθερά εντός της τελευταίας.

Με αυτές τις παραδοχές, μπορούμε να ξεκινήσουμε από τις εκφράσεις για τις συγκεντρώσεις φορέων σε κάθε επαφή, με εφαλτήριο την σχέση κατά Boltzmann:

$$\begin{aligned}
 n &= n_i \exp\left(\frac{E_F - E_i}{kT}\right) \longrightarrow n = n_i \exp\left[\frac{q(\psi - \phi)}{kT}\right] \\
 p &= n_i \exp\left(\frac{E_i - E_F}{kT}\right) \longrightarrow p = n_i \exp\left[\frac{q(\phi - \psi)}{kT}\right]
 \end{aligned}
 \tag{2.20}$$

Έχοντας κάνει την αντικατάσταση με δυναμικά, ως $\psi = -E_i/q$ και $\phi = -E_F/q$, για ενδογενές επίπεδο ενέργειας και επίπεδο Fermi. Εάν είμαστε σε θερμοδυναμική ισορροπία ισχύει και ο νόμος

2.1 Διατάξεις επαφών P - N

δράσης των μαζών $pn = n_i^2$. Ωστόσο όταν εφαρμοστεί εξωτερική τάση, πρέπει να αναζητήσουμε εκ νέου την έκφραση αφού ο νόμος αυτός, παύει να ισχύει, διότι οι συγκεντρώσεις των φορέων μειονότητας αλλάζουν. Οπότε τα βήματα που θα ακολουθηθούν για να βρεθεί η σωστή έκφραση ξεκινούν πάλι με τα n και p :

$$\begin{aligned} n &= n_i \exp \left[\frac{q(\psi - \phi_n)}{kT} \right] & \text{όπου} & \quad \phi_n = \psi - \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{n}{n_i} \right) \\ p &= n_i \exp \left[\frac{q(\phi_p - \psi)}{kT} \right] & \text{όπου} & \quad \phi_p = \psi + \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{p}{n_i} \right) \end{aligned} \quad (2.21)$$

Έτσι το γινόμενο pn είναι:

$$pn = n_i^2 \exp \left[\frac{q(\phi_p - \phi_n)}{kT} \right] \quad (2.22)$$

Αναλόγως της πόλωσης, ευθείας ή ανάστροφης, είναι $(\phi_p - \phi_n) > 0 \Rightarrow pn > n_i^2$ και $(\phi_p - \phi_n) < 0 \Rightarrow pn < n_i^2$ αντίστοιχα. Με δεδομένες τις εξισώσεις για τις πυκνότητες ρεύματος (1.45), τις εκφράσεις κατά Boltzmann και την σχέση ηλεκτρικού πεδίου και δυναμικού $E = -\nabla\psi$, προκύπτει ότι:

$$\begin{aligned} J_n &= q\mu_n \left(n\mathcal{E} + \frac{kT}{q} \nabla n \right) = q\mu_n n\mathcal{E} + q\mu_n \frac{kT}{q} \nabla n \Rightarrow \\ J_n &= -q\mu_n n \nabla\psi + q\mu_n \frac{kT}{q} \left[\frac{qn}{kT} (\nabla\psi - \nabla\phi_n) \right] \Rightarrow \\ J_n &= -q\mu_n n \nabla\phi_n \end{aligned} \quad (2.23)$$

Αντίστοιχα για το ρεύμα οπών, έχουμε:

$$\begin{aligned} J_p &= q\mu_p \left(n\mathcal{E} + \frac{kT}{q} \nabla n \right) = q\mu_p p\mathcal{E} + q\mu_p \frac{kT}{q} \nabla p \Rightarrow \\ J_p &= -q\mu_p p \nabla\psi + q\mu_p \frac{kT}{q} \left[\frac{qp}{kT} (\nabla\psi - \nabla\phi_p) \right] \Rightarrow \\ J_p &= -q\mu_p p \nabla\phi_p \end{aligned} \quad (2.24)$$

Παρατηρούμε ότι τα ρεύματα αυτά έχουν άμεση εξάρτηση από την κλίση των ϕ_p και ϕ_n . Αυτά είναι σταθερά στην θερμοδυναμική ισορροπία και έτσι $J_n = J_p = J = 0$.

Αυτή η υπόθεση προέρχεται από το γεγονός ότι παρά το ότι η μετάβαση από την n -επαφή στην p -επαφή διαφοροποιεί την συγκέντρωση φορέων κατά πάρα πολλές τάξεις μεγέθους, το ρεύμα J_n

2.1 Διατάξεις επαφών P - N

(και J_p) παραμένει σχεδόν σταθερό. Τότε, δεν γίνεται διαφορετικά πέραν του ότι και το ϕ_n (και ϕ_p) είναι σχεδόν σταθερά σε όλη σχεδόν την έκταση της ζώνης απογύμνωσης.

Η τάση στην επαφή είναι:

$$V = \phi_p - \phi_n \quad (2.25)$$

Ακόμη λόγω της εξίσωσης (2.22) έχουμε:

$$pn = n_i^2 \exp \left[\frac{q(\phi_p - \phi_n)}{kT} \right] \Rightarrow \frac{pn}{n_i^2} = \exp \left[\frac{q(\phi_p - \phi_n)}{kT} \right] \Rightarrow \ln \left(\frac{pn}{n_i^2} \right) = \left[\frac{q(\phi_p - \phi_n)}{kT} \right] \Rightarrow$$

$$\phi_p - \phi_n = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{pn}{n_i^2} \right) \quad (2.26)$$

Αν συνδυαστούν οι σχέσεις (2.25) και (2.26) στα όρια της περιοχής απογύμνωσης, εκεί όπου $x = -x_p$ με $n = n_p, p = p_p$ και $x = x_n$ $n = n_n, p = p_n$ έχουμε:

$$\phi_p - \phi_n = V = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{pn}{n_i^2} \right) \Rightarrow$$

$$n = \frac{n_i^2}{p} \exp \left(\frac{qV}{kT} \right) \quad p = \frac{n_i^2}{n} \exp \left(\frac{qV}{kT} \right) \quad (2.27)$$

Στα όρια που αναφέρθηκαν όμως:

$$n_p = \frac{n_i^2}{p_p} \exp \left(\frac{qV}{kT} \right) \doteq n_{po} \exp \left(\frac{qV}{kT} \right) \quad (2.28)$$

$$p_n = \frac{n_i^2}{n_n} \exp \left(\frac{qV}{kT} \right) \doteq p_{no} \exp \left(\frac{qV}{kT} \right)$$

Οι παραπάνω σχέσεις είναι χρονοανεξάρτητες και συνεπώς $\partial n_p / \partial t = \partial p_n / \partial t = 0$. Χρησιμοποιώντας τις σε συνδυασμό με τους τύπους συνέχειας (1.55), (1.56) και χρησιμοποιώντας τον μέσο χρόνο επανασύνδεσης R έχουμε:

$$0 = -R + \mu_n \mathcal{E} \frac{\partial n_n}{\partial x} + n_n \mu_n \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n_n}{\partial x^2} \quad (2.29)$$

$$0 = -R - \mu_p \mathcal{E} \frac{\partial p_n}{\partial x} - p_n \mu_p \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2}$$

2.1 Διατάξεις επαφών P - N

Δεδομένης της υπόθεσης χαμηλής νόθευσης, δηλαδή $pn \ll n_n \approx n_{no}$ αλλά και λόγω του ότι ο ρυθμός επανασύνδεσης είναι $R = (p_n - p_{no})/\tau_n$, για την περιοχή n έχουμε μέσω της δεύτερης εξίσωσης της (2.29):

$$-\frac{p_n - p_{no}}{\tau_p} - \mu_p \mathcal{E} \frac{\partial p_n}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} = 0 \quad (2.30)$$

Με τον όρο $p_n \mu_p \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x}$ να φεύγει ως αμελητέος λόγω υπόθεσης χαμηλής νόθευσης.

Ακόμη στην σημείο x_n το ηλεκτρικό πεδίο \mathcal{E} είναι σχεδόν μηδέν (σχήμα 2.3) όπως δείχθηκε στην μελέτη της απότομη επαφής ωρίτερα. Αφού λοιπόν $\mathcal{E} \approx 0$, τότε η εξίσωση απλοποιείται περισσότερο:

$$-\frac{p_n - p_{no}}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} = 0 \Rightarrow \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} - \frac{p_n - p_{no}}{D_p \tau_p} = 0 \quad (2.31)$$

Η δευτεροτάξια διαφορική εξίσωση αυτή, μαζί με την συνοριακή συνθήκη για την συγκέντρωση $p_n(x \rightarrow \infty) = p_{no}$ και την δεύτερη εξίσωση της (2.28) δίνουν την ακόλουθη λύση:

$$p_n - p_{no} = p_{no} \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \exp\left(-\frac{x - x_n}{\sqrt{D_p \tau_p}}\right) \quad (2.32)$$

Όμως αντικαθιστώντας το p_n που προκύπτει από την εξίσωση (2.32) στην (1.45) υπό την συνθήκη ότι $\mathcal{E} = 0$ στο σημείο x_n παίρνουμε τελικά το ρεύμα στην περιοχή n:

$$J_p = -qD_p \frac{\partial p_n}{\partial x} \Big|_{x_n} = \frac{qD_p p_{no}}{\sqrt{D_p \tau_p}} \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.33)$$

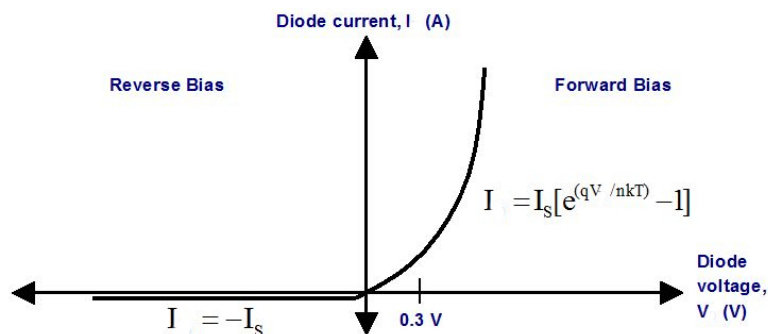
Για την p περιοχή η συλλογιστική είναι πανομοιότυπη και έτσι η έκφραση για το J_n προκύπτει:

$$J_n = \frac{qD_n n_{po}}{\sqrt{D_n \tau_n}} \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.34)$$

Η συνολική πυκνότητα ρεύματος της επαφής pn (ρεύμα της διόδου pn) που είναι γνωστή ως εξίσωση ρεύματος Shockley είναι (σχήμα 2.6):

$$J = J_p + J_n = \left[\frac{qD_p p_{no}}{\sqrt{D_p \tau_p}} + \frac{qD_n n_{po}}{\sqrt{D_n \tau_n}} \right] \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \Rightarrow \quad (2.35)$$

$$J = J_s \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]$$



Σχ. 2.6: Ρεύμα επαφής p-n (διόδου) κατά το ιδανικό μοντέλο Shockley [12]

Η παραπάνω εικόνα είναι μια αρκετά καλή προσέγγιση της επαφής pn, σε διόδους γερμανίου Ge. Για ημιαγωγούς τύπου Si και GaAs είναι μονάχα ποιοτική.

Υπάρχουν αιτίες για την απόκλιση από το ιδανικό μοντέλο οι οποίες έχουν μελετηθεί ενδελεχώς και έχει επιτευχθεί και η θεωρητική μοντελοποίηση διορθώσεων. Διακρίνονται 5 σημεία για την απόκλιση:

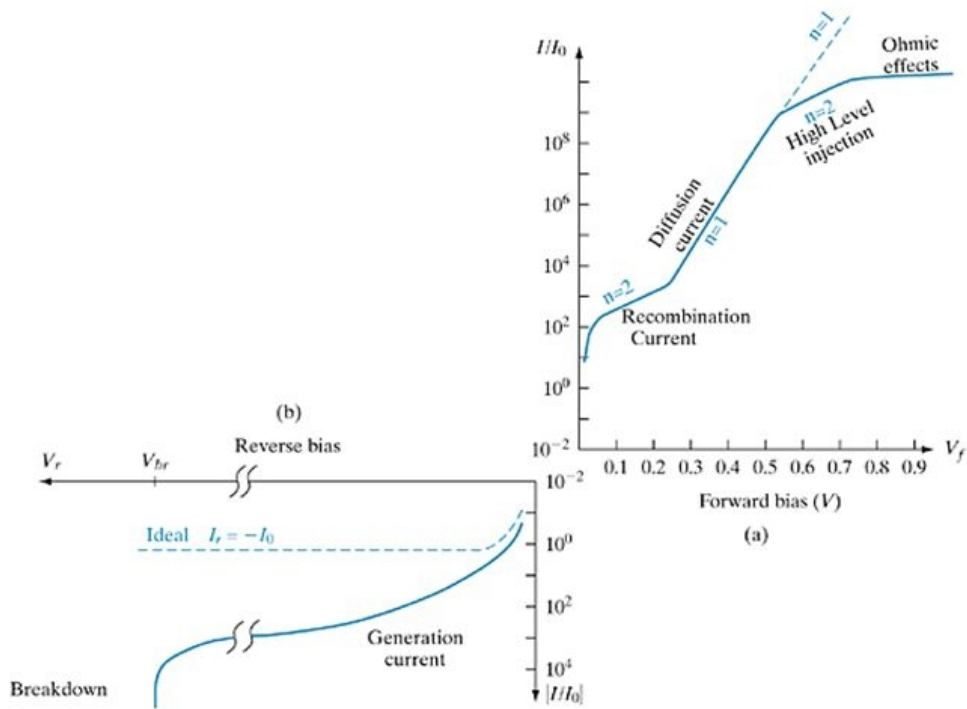
- Επιφανειακά φαινόμενα. Αφορούν σε ιονισμένα φορτία στην επιφάνεια του ημιαγωγού ή κοντά σε αυτή, επάγουν άλλα φορτία εντός της περιοχής απογύμνωσης με συνέπεια την επαναδιαμόρφωση της περιοχής απογύμνωσης.
- Δημιουργία ρεύματος λόγω γένεσης και επανασύνδεσης των φορέων εντός της περιοχής απογύμνωσης.
- Φαινόμενα σήραγγας μεταξύ καταστάσεων εντός του ενεργειακού χάσματος που επιτρέπουν ενδιάμεσες μεταβάσεις φορέων.
- Μη-ισχύ της υπόθεσης χαμηλής νόθευσης.
- Ωμικά φαινόμενα αντίστασης.

Αν κάποιος συγκρίνει τα διαγράμματα της ιδεατής (σχήμα 2.6) και πραγματικής συμπεριφοράς (σχήμα 2.7) (I-V), μπορεί να παρατηρήσει ότι μια σημαντική περιοχή ενδιαφέροντος είναι αυτή των ρευμάτων γένεσης και επανασύνδεσης, εκατέρωθεν δηλαδή στον άξονα y'γ.

Ρεύμα από γένεση φορέων στην κατάσταση ανάστροφης πόλωσης

Ξεκινώντας από την περιοχή ανάστροφης πόλωσης όπου $pn \ll n_i^2$, μπορούμε να υπολογίσουμε το ρεύμα λόγω γένεσης φορέων υπό την υπόθεση ότι $p < n_i$ και $n < n_i$. Η έκφραση (1.57) γίνεται λόγω των υποθέσεων αυτών:

$$R = - \left[\frac{\sigma_p \sigma_n v_{th} N_t}{\sigma_n \exp\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right) + \sigma_p \exp\left(-\frac{E_t - E_i}{kT}\right)} \right] n_i \doteq -\frac{n_i}{\tau_e} \quad (2.36)$$



Σχ. 2.7: Πραγματική συμπεριφορά της διόδου pn

Όπου το τ_e ορίζεται ως ο χρόνος ζωής των φορέων και είναι το αντίστροφο της έκφρασης στις αγκύλες. Συνεπώς το ρεύμα λόγω γένεσης σ' όλο το εύρος της ζώνης απογύμνωσης εύρους W , μπορεί να εξαχθεί με μια απλή ολοκλήρωση στην περιοχή αυτή, υπό την προϋπόθεση μιας αργής μεταβολής του χρόνου τ_e :

$$J_{gen} = \int_0^W q|R|dx \approx q|R|W = \frac{qn_iW}{\tau_e} \quad (2.37)$$

Αν ακόμη υποθέσουμε ότι η ενδογενής συγκέντρωση n_i έχει μια αργά μεταβαλλόμενη, με την θερμοκρασία T , συμπεριφορά, όμοια με αυτή το μέσου χρόνου επανασύνδεσης, τότε το τελικό ρεύμα γένεσης έχει μοναδική εξάρτηση από το W . Σε μια απότομη επαφή όμως είδαμε ότι η W είναι ανάλογη της εφαρμοζόμενης ανάστροφης τάσης στην επαφή.

$$J_{gen} \sim (V_{bi} + V)^{0.5} \quad (2.38)$$

Το ολικό ρεύμα στην αναστροφή ($p_{no} \ll n_{po}$, $|V| > 3kt/q$ και $(qV/kT < -3)$), θα είναι το άθροισμα του ρεύματος Shockley (2.35) και του ρεύματος γένεσης (2.37). Άρα:

$$J_R \approx q \left(\frac{D_p}{\tau_p} \right) p_{no} + \frac{qn_iW}{\tau_e} = q \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p} \frac{n_i^2}{N_D}} + \frac{qn_iW}{\tau_e} \quad (2.39)$$

Η τελευταία ισοδυναμία υποδηλώνει ότι όταν χρησιμοποιούνται υλικά με μεγάλη ενδογενή συγκέντρωση φορέων, ο πρώτος όρος, αυτός της διάχυσης δηλαδή κυριαρχεί σε θερμοκρασίες δωματίου και το ανάστροφο ρεύμα ακολουθεί σχεδόν απόλυτα την εξίσωση Shockley. Τέτοιος ημιαγωγός είναι φερ' ειπείν το γερμάνιο (Ge). Σε αντίθετη περίπτωση για ημιαγωγούς όπως το πυρίτιο (Si), που έχουν μικρότερο n_i , το ρεύμα γένεσης υπερिशύει, ενώ σε περιπτώσεις υψηλής θερμοκρασίας η συνιστώσα του ρεύματος διάχυσης υπερिशύει και πάλι.

Ρεύμα από επανασύνδεση φορέων στην περιοχή ευθείας πόλωσης

Στην περιοχή ευθείας πόλωσης, ο βασικός τρόπος γένεσης-επανασύνδεσης των φορέων είναι μέσω σύλληψης φορέων στην ζώνη απογύμνωσης. Λόγω αυτού δημιουργείται ένα ρεύμα επανασύνδεσης J_{rec} παράλληλα με το ρεύμα Shockley J_s .

Σύμφωνα και πάλι με την έκφραση (1.57) έχουμε ότι:

$$R = \frac{\sigma_p \sigma_n v_{th} N_t n_i^2 (\exp(qV/kT) - 1)}{\sigma_n \left[n + n_i \exp\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right) \right] + \sigma_p \left[p + n_i \exp\left(-\frac{E_t - E_i}{kT}\right) \right]} \quad (2.40)$$

Υπό τις υποθέσεις πως $E_i = E_t$ και $\sigma_p = \sigma_n = \sigma$ η έκφραση απλοποιείται σε:

$$R = \frac{\sigma v_{th} N_t n_i^2 (\exp(qV/kT) - 1)}{[n + n_i] + [p + n_i]} = \frac{\sigma v_{th} N_t n_i^2 (\exp(qV/kT) - 1)}{2n_i \left[1 + \exp\frac{q(\psi - \phi_n)}{kT} + \exp\frac{q(\phi_p - \psi)}{kT} \right]} \quad (2.41)$$

Το μέγιστο της R στην περιοχή απογύμνωσης όμως, εμφανίζεται όταν η ψ βρίσκεται στο μέσον των επιπέδων ϕ_n και ϕ_p , δηλαδή $\psi = (\phi_n + \phi_p)/2$. Επειδή είμαστε σε ευθεία πόλωση ισχύει ακόμη ότι $qV > kT$. Τότε με δεδομένα τα παραπάνω η (2.41) γίνεται:

$$R \approx \frac{1}{2} \sigma v_{th} N_t n_i e^{qV/2kT} \quad (2.42)$$

Το ρεύμα θα δίνεται με μια ολοκλήρωση στο εύρος της περιοχής απογύμνωσης W, έτσι:

$$J_{rec} = \int_0^W qR dx \approx \frac{qW}{2} \sigma v_{th} N_t n_i e^{qV/2kT} \sim n_i N_t \quad (2.43)$$

Όπως και προηγουμένως το ρεύμα επανασύνδεσης προκύπτει ανάλογο της ενδογενούς πυκνότητας n_i (αλλά και την πυκνότητα παγίδων N_t που θεωρούνται σταθερές). Το ολικό ρεύμα ευθείας πόλωσης είναι και εδώ το άθροισμα της (2.35) και της (2.43) όταν $p_{no} \gg n_{po}$ και $qV > kT$, και είναι:

$$J_F = q \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p} \frac{n_i^2}{N_D}} e^{qV/kT} + \frac{qW}{2} \sigma v_{th} N_t n_i e^{qV/2kT} \quad (2.44)$$

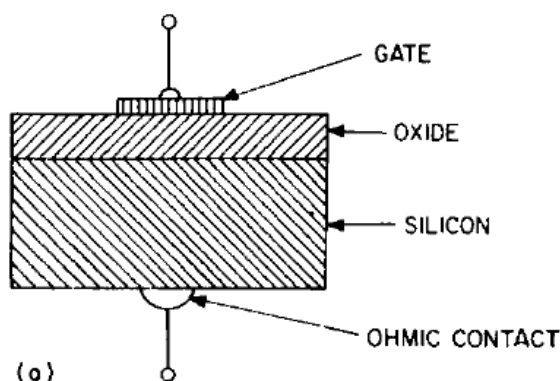
2.2 Διατάξεις MIS

2.2.1 Εισαγωγή

Τα αρχικά M.I.S. προέρχονται από τον αγγλικό όρο metal-insulator-semiconductor, που σημαίνει διάταξη μετάλλου-μονωτή-ημιαγωγού. Είναι μια διάταξη η οποία εμφανίζει ιδιαίτερη χρησιμότητα στην μελέτη των επιφανειών των ημιαγωγών και συνεπώς και σε μια πληθώρα χαρακτηριστικών όπως η αξιοπιστία και η ευστάθεια που εξαρτώνται από τις επιφανειακές συνθήκες.

Εδώ θα εξετάσουμε τα χαρακτηριστικά και την συμπεριφορά μιας MOS διόδου που υπάγεται στην ευρύτερη κατηγορία των MIS και είναι ευρέως διαδεδομένη. Τα αρχικά της σημαίνουν διάταξη μετάλλου-οξειδίου-ημιαγωγού και όταν αναφερόμαστε σε αυτή, εννοείται αν δεν διευκρινίζεται αλλιώς, ότι πρόκειται για δίοδο πυριτίου και οξειδίου του πυριτίου (Si-SiO_2) όπως στο σχήμα 2.8.

Μια πολύ σημαντική φυσική ιδιότητα αυτής της διάταξης είναι η σύζευξη φορτίου. Αυτό σημαίνει ότι το MOS έχει την δυνατότητα, με χρήση κατάλληλης παλμικής διέγερσης να μεταφέρει ηλεκτρικό φορτίο με ένα συνενταγμένο και αναλογικό τρόπο μεταξύ επαφής και υποστρώματος. Αυτό είναι εξαιρετικά χρήσιμο σε εφαρμογές αισθητήρων ευαίσθητων στην ακτινοβολία σε ευρύ πεδίο συχνοτήτων και ενεργειών. Οι φωτογραφικές κάμερες (CCD) είναι ένα μικρό δείγμα αυτής της τεχνολογίας.



Σχ. 2.8: Στο σχήμα φαίνεται μια διάταξη MIS μαζί με τα συστατικά της μέρη και τις επαφές. [28]

2.2.2 Ιδανική λειτουργία

Προτού γίνει μια αυστηρή ανάλυση για την εξαγωγή της συμπεριφοράς του ηλεκτρικού πεδίου στην διάταξη είναι σκόπιμο να αναφερθούν μερικές προπαρασκευαστικές παρατηρήσεις.

Όπως και στην περίπτωση της επαφής pn, η λειτουργία αυτής της διάταξης ερμηνεύεται ευκολότερα με την χρήση ενός διαγράμματος ενεργειακών ζωνών. Στις διατάξεις MOS πιο συγκεκριμένα, έχουμε δυο τέτοια διαγράμματα, ένα για τα p-MOS και ένα για τα n-MOS, όπου πρακτικά έχουμε αλλαγή των φορέων αγωγιμότητας αφού υπάρχει διαφορετικού τύπου νόθευση

2.2 Διατάξεις MIS

στο πυρίτιο. Τα διαγράμματα μορφοποιούνται ανάλογα με την ύπαρξη ή όχι κάποιας πόλωσης θετικής ή αρνητικής.

Το ιδανικό MOS διέπεται από κάποιες απλές παραδοχές σε μια πρώτη προσέγγιση:

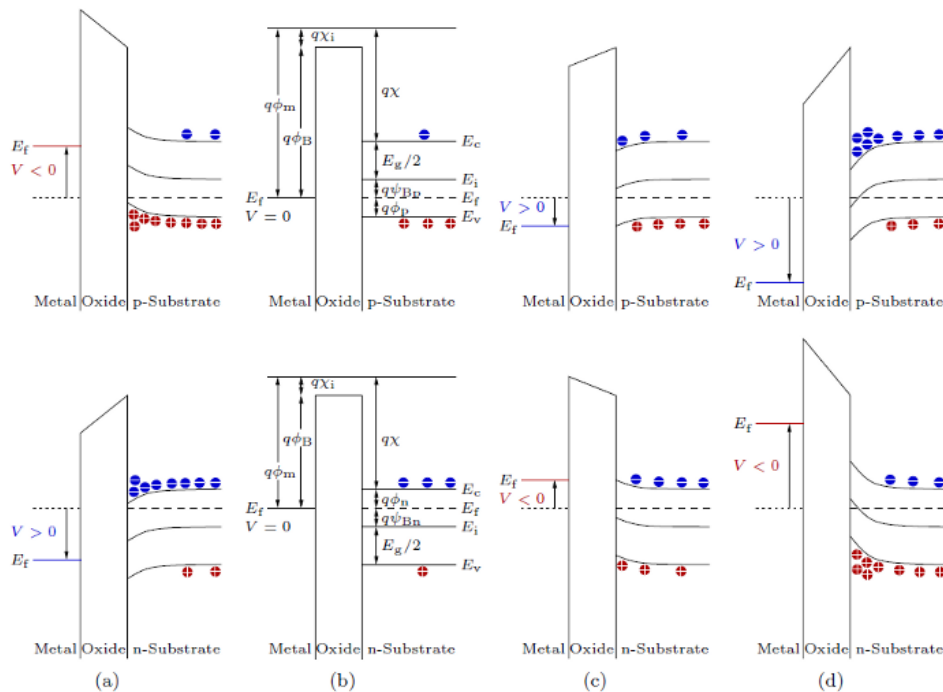
1. Όταν η διάταξη δεν βρίσκεται σε πόλωση λόγω εξωτερικά εφαρμοζόμενης τάσης, το έργο εξαγωγής $\phi_{ms} = 0$. Δηλαδή ισχύει:

$$\begin{aligned} \phi_{ms} = \phi_m - \phi_s = \phi_m - \left(\chi + \frac{E_g}{2q} - \psi_B\right) = 0 & \quad \text{για τύπο n} \\ \phi_{ms} = \phi_m - \phi_s = \phi_m - \left(\chi + \frac{E_g}{2q} + \psi_B\right) = 0 & \quad \text{για τύπο p} \end{aligned} \quad (2.45)$$

Με ϕ_m την συνάρτηση έργου του μετάλλου, χ την ηλεκτρική συγγένεια του μετάλλου, E_g το ενεργειακό χάσμα του ημιαγωγού, ψ_B την διαφορά δυναμικού μεταξύ του επιπέδου Fermi E_F και του ενδογενούς επιπέδου E_i του ημιαγωγού και q το στοιχειώδες ηλεκτρικό φορτίο του φορέα αγωγιμότητας.

2. Το φορτίο σε οποιαδήποτε κατάσταση πόλωσης στην διάταξη, εμφανίζεται πάντα, αποκλειστικά εντός του ημιαγωγού ή της επιφάνειας του μετάλλου κοντά στον μονωτή.
3. Η αντίσταση που εμφανίζει να διαθέτει ο μονωτής είναι άπειρη.

Αυτά ισχύουν για την περίπτωση (b) του σχήματος 2.9, όπου δεν υπάρχει πόλωση. Συμβολίζονται επίσης με χ_i η ηλεκτρική συγγένεια του οξειδίου, φ_B το φράγμα δυναμικού μεταξύ του μετάλλου και του οξειδίου και με φ_p και φ_n οι διαφορές δυναμικού του E_F με τα E_V και E_C αντίστοιχα.



Σχ. 2.9: Στο σχήμα φαίνεται η συμπεριφορά των p και n - MOS [23]

Μπορούν να διακριθούν ακόμη τρεις περιπτώσεις (σχήμα 2.9) οι οποίες εξαρτώνται από την πόλωση που εφαρμόζεται στο MOS. Την περίπτωση (a) όπου βρισκόμαστε **περιοχή συσσώρευσης**, την (c) όπου έχουμε **περιοχή απογύμνωσης** και την (d) που έχουμε περάσει στην **περιοχή αναστροφής**.

Εξετάζοντας την περίπτωση ενός p-MOS παρατηρούνται τα εξής για τις επιμέρους περιπτώσεις:

Όταν εφαρμόζεται μια αρνητική τάση ($V < 0$) οι ζώνες του ημιαγωγού κάμπτονται προς τα επάνω και η ζώνη σθένους E_V πλησιάζει την θεωρητικά σταθερή ζώνη της ενέργειας Fermi E_F (σταθερή διότι όπως διατυπώθηκε πριν στην ιδεατή περίπτωση δεν διαρρέουν ρεύματα την διάταξη διαμέσου του οξειδίου). Σαν αποτέλεσμα οι φορείς αγωγιμότητας (οπές για p-MOS), που είναι ανάλογοι του εκθέτη $E_F - E_V$, συσσωρεύονται στην επιφάνεια του ημιαγωγού. Έτσι η διάταξη λειτουργεί σε **περιοχή συσσώρευσης**.

Στην περίπτωση εφαρμογής μικρής θετικής τάσης ($V > 0$), οι ζώνες κάμπτονται από την αντίθετη, δηλαδή στρέφονται προς τα κάτω. Σε αυτή την περίπτωση η ζώνη σθένους E_V απομακρύνεται από την ζώνη της ενέργειας Fermi E_F και ως συνέπεια οι φορείς αγωγιμότητας απομακρύνονται από την επιφάνεια του ημιαγωγού, απογυμνώνοντας την από την παρουσία τους. Αυτή αποκαλείται λειτουργία σε **περιοχή απογύμνωσης**.

Τέλος όταν υπάρχει εφαρμογή μεγάλης θετικής τάσης ($V \gg 0$), οι ζώνες κάμπτονται προς τα κάτω περαιτέρω. Αυτό έχει ως συνέπεια ότι η ζώνη E_i θα τείνει στην ζώνη της ενέργειας Fermi E_F , με αποτέλεσμα να εμφανιστεί μεγαλύτερη συγκέντρωση ηλεκτρονίων (φορείς μειονότητας) απ' ότι οπών (φορείς πλειονότητας) στην επιφάνεια του ημιαγωγού. Αυτή η αναστροφή φορέων είναι που χαρακτηρίζει την λειτουργία σε **περιοχή αναστροφής**.

2.2.3 Χωρική κατανομή φορτίου επιφανείας

Στο υποκεφάλαιο αυτό, θα επικεντρωθούμε σε μια μελέτη πιο ποσοτική από την προηγούμενη και θα εξάγουμε την **χωρική κατανομή φορτίου**, το **δυναμικό επιφανείας** και το **ηλεκτρικό πεδίο** της διάταξης. Αυτό θα μας εξυπηρετήσει παρακάτω στην εξάγωση του διαγράμματος C-V του MOS σε σταθερή και δυναμική κατάσταση.

Η ανάλυση μπορεί να διευκολυνθεί με την απεικόνιση της συμπεριφοράς των ενεργειακών ζωνών. Εξετάζουμε την περίπτωση ενός p-MOS (σχήμα 2.10).

Το δυναμικό ψ ορίζεται να έχει σημείο αναφοράς την ενδογενή ενεργειακή στάθμη του πυριτίου E_i στο bulk του υλικού, μακριά δηλαδή από την επιφάνεια. Εκεί (στην επιφάνεια) η τιμή που παίρνει η ψ είναι αυτή του δυναμικού επιφανείας ψ_s , οπότε $\psi = \psi_s$.

Για τις συγκεντρώσεις των φορέων η σχέση ακολουθεί την πεπατημένη που συναντήσαμε και στις επαφές p-n μέσω της (2.28), συνεπώς:

$$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_s} \quad (2.48)$$

Όπου $\rho(x)$ είναι η χωρική κατανομή φορτίου στον ημιαγωγό και ϵ_s η διηλεκτρική σταθερά του ημιαγωγού (στο MOS, του πυριτίου). Το $\rho(x)$ εκφράζεται με την ακόλουθη μορφή:

$$\rho(x) = q(N_D^+ - N_A^- + p_p - n_p) \quad (2.49)$$

Αυτή η σχέση δεν εκφράζει τίποτα άλλο παρά τα φορτία που μπορούν να εντοπισθούν εντός του χώρου. Το N_D^+ και το N_A^- είναι οι κατανομές ιονισμένων δοτών και δεκτών εντός του υλικού αντίστοιχα, ενώ τα n_p και p_p οι συγκεντρώσεις των ηλεκτρονίων και των οπών στο υπόστρωμα p-τύπου.

Μακριά από την επιφάνεια και εντός του ημιαγωγού, θα πρέπει να ισχύει η συνθήκη ισοροπίας φορτίων, έτσι, $\psi(x) = 0$ και $\rho(x) = 0$. Από την πρώτη εξίσωση της (2.46) $n_p = n_{po}$, ενώ από την δεύτερη $p_p = p_{po}$. Τότε η (2.49):

$$N_D^+ - N_A^- = n_{po} - p_{po} \quad (2.50)$$

Στην γενική περίπτωση, για τυχούσα ψ ισχύει:

$$p_p - n_p = p_{po} \exp(-\beta\psi) - n_{po} \exp(\beta\psi) \quad (2.51)$$

Η εξίσωση Poisson που πρέπει να λυθεί είναι προκύπτει από τις (2.48), (2.49), (2.50) και (2.51):

$$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} = -\frac{q}{\epsilon_s} \left(p_{po}(e^{-\beta\psi} - 1) - n_{po}(e^{\beta\psi} - 1) \right) \quad (2.52)$$

Εαν γίνει ολοκλήρωση από την μια άκρη του ημιαγωγού έως την επιφάνεια, της εξίσωσης (2.52), γνωρίζοντας ακόμη ότι $\mathcal{E} \doteq -d\psi/dx$, μπορεί να προκύψει το ηλεκτρικό πεδίο εντός,

Δηλαδή:

$$\int_0^{\frac{\partial\psi}{\partial x}} \left(\frac{\partial\psi}{\partial x} \right) d \left(\frac{\partial\psi}{\partial x} \right) = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial\psi}{\partial x} \right)^2 = -\frac{q}{\epsilon_s} \int_0^{\psi} \left(p_{po}(e^{-\beta\psi} - 1) - n_{po}(e^{\beta\psi} - 1) \right) d\psi$$

$$\mathcal{E}^2 = \left(\frac{2kT}{q} \right)^2 \left(\frac{qp_{po}\beta}{2\epsilon_s} \right) \left[\left(e^{-\beta\psi} + \beta\psi - 1 \right) + \frac{n_{po}}{p_{po}} \left(e^{\beta\psi} - \beta\psi - 1 \right) \right] \quad (2.53)$$

2.2 Διατάξεις MIS

Χρησιμοποιούμε κάποιες συντομογραφίες για να μπορέσουμε να επεξεργαστούμε την τελευταία σχέση ευκολότερα. Ο παράγοντας του εξωγενούς μήκους Debye για τις οπές είναι:

$$L_D \doteq \left(\frac{kT\epsilon_s}{p_{po}q^2} \right)^{1/2} = \left(\frac{\epsilon_s}{qp_{po}\beta} \right)^{1/2} \quad (2.54)$$

Ενώ ο παράγοντας F:

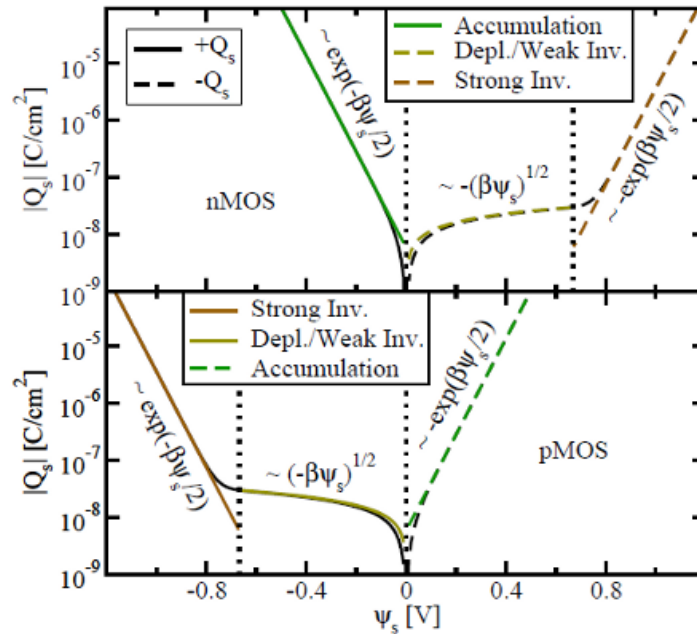
$$F \left(\beta\psi, \frac{n_{po}}{p_{po}} \right) = \left[\left(e^{-\beta\psi} + \beta\psi - 1 \right) + \frac{n_{po}}{p_{po}} \left(e^{\beta\psi} - \beta\psi - 1 \right) \right]^{1/2} \geq 0 \quad (2.55)$$

Η σχέση (2.53) με την χρήση των (2.54) και (2.55) γίνεται:

$$\mathcal{E} = -\frac{\partial\psi}{\partial x} = \pm \frac{\sqrt{2}kT}{qL_D} F \left(\beta\psi, \frac{n_{po}}{p_{po}} \right) \quad (+) \text{ για } \psi > 0 \text{ και } (-) \text{ για } \psi < 0 \quad (2.56)$$

Η χωρική κατανομή φορτίου τότε θα δίνεται από τον νόμο του Gauss:

$$Q_s = -\epsilon_s \mathcal{E}_s = \mp \frac{\sqrt{2}\epsilon_s kT}{qL_D} F \left(\beta\psi, \frac{n_{po}}{p_{po}} \right) \quad (-) \text{ για } \psi > 0 \text{ και } (+) \text{ για } \psi < 0 \quad (2.57)$$



Σχ. 2.11: Χωρική κατανομή φορτίου p-MOS και n-MOS στις περιοχές λειτουργίας [26]

Η σχέση (2.57) μπορεί να μελετηθεί σε επιμέρους περιοχές (σχήμα 2.11). Για το p-MOS, για $\psi_s < 0$ η (2.55) κυριαρχείται από τον πρώτο εκθετικό όρο και για αυτό $Q_s \sim \exp(q|\psi_s|/2kT)$,

είναι η **περιοχή συσσώρευσης**. Για $\psi_s = 0 \Rightarrow Q_s = 0$, δηλαδή **συμπεριφορά επίπεδων ζωνών**. Για $\psi_s \in (0, \psi_B)$ η σχέση της (2.51) εμφανίζει την συμπεριφορά του δεύτερου όρου της και έτσι $Q_s \sim \sqrt{\psi_s}$, οπότε και εμφανίζεται η **περίπτωση της απογύμνωσης**. Τέλος, όταν $\psi_s \gg \psi_B$, λαμβάνει χώρα το **φαινόμενο της αναστροφής** και $Q_s \sim -\exp(q\psi_s/2kT)$, εφόσον ο τέταρτος όρος της (2.51) επικρατεί. Η συμπεριφορά αυτή, φαίνεται παρακάτω για τους δυο διαφορετικούς τύπους MOS. Σημειώνουμε ότι η **ισχυρή αναστροφή**, (εμφανές σημείο καμπής στην δεξιά άκρη του διαγράμματος 2.11) ισχύει όταν $\psi_s(\text{strong - inversion}) \approx 2\psi_B = \frac{2kT}{q} \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right)$.

Η διαφορική χωρητικότητα του στρώματος απογύμνωσης του MOS μπορεί να βρεθεί με την εξής σχέση [28]:

$$C_D \doteq \frac{\partial Q_s}{\partial \psi_s} = \frac{\epsilon_s}{L_D \sqrt{2}} \frac{[1 - e^{-\beta\psi_s} + (n_{po}/p_{po})(e^{\beta\psi_s} - 1)]}{F(\beta\psi_s, \frac{n_{po}}{p_{po}})} \quad (F/cm^2) \quad (2.58)$$

Σε συνθήκες επιπέδων ζωνών η χωρητικότητα προκύπτει αν αναπτύξουμε τα εκθετικά της έκφρασης (2.57) για τιμές κοντά στο 0. Έτσι:

$$C_D(\text{flat - band}) = \frac{\epsilon_s}{L_D} \quad (F/cm^2) \quad (2.59)$$

2.2.4 Χαρακτηριστική καμπύλη C-V

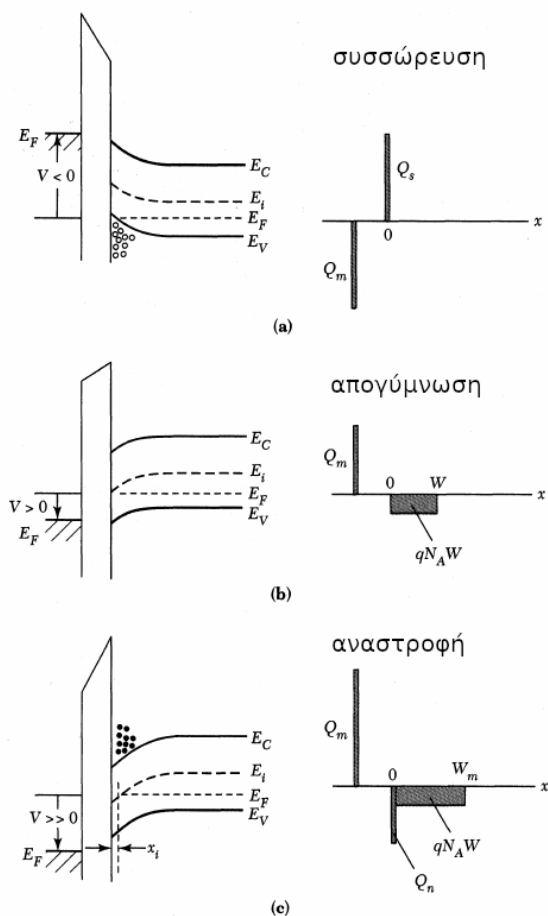
Όταν η διάταξη MOS βρίσκεται σε λειτουργία αναστροφής, τότε έχουμε την εμφάνιση φορέων μειονότητας στην επιφάνεια του ημιαγωγού που δημιουργούν ένα στρώμα αναστροφής και αμέσως μετά μια περιοχή απογύμνωσης στην οποία υπάρχει φορτίο λόγω των ιονισμένων κέντρων (που προέρχονται από την νόθευση του πυριτίου).

Στην επιφάνεια του μετάλλου αντίστοιχα εμφανίζονται θετικά φορτία που αντισταθμίζουν, τα αρνητικά φορτία από την άλλη μεριά του διηλεκτρικού. Αυτός ο μηχανισμός εκφράζει την ουδετερότητα του φορτίου που πρέπει να διέπει την διάταξη.

Αν θεωρήσουμε τα φορτία στο μέταλλο ως Q_M σε απόσταση d από τον ημιαγωγό λόγω του στρώματος οξειδίου (σχήμα 2.12), τότε αυτά θα πρέπει να ισούνται με τα φορτία Q_s που εμφανίζονται εντός του ημιαγωγού. Τα ιονισμένα κέντρα σε περιοχή εύρους W έχουν φορτίο $qN_A W$, ενώ το στρώμα αναστροφής, φορτίο Q_n λόγω των ηλεκτρονίων. Η σχέση ουδετερότητας είναι λοιπόν:

$$Q_M = Q_n + qN_A W = Q_s \quad (2.60)$$

Στις άλλες περιοχές λειτουργίας ισχύει παρόμοια λογική για την ουδετερότητα φορτίου (σχήμα 2.12).



Σχ. 2.12: Ενεργειακές ζώνες p-MOS και κατανομή φορτίων στις περιοχές λειτουργίας [28]

Από την κατανομή των φορτίων μπορεί να εξαχθεί και η συμπεριφορά της τάσης. Αν εφαρμόζεται τάση ανάστροφης πόλωσης V τότε αυτή θα πρέπει να κατανεμηθεί στο διηλεκτρικό και στον ημιαγωγό και εφόσον δεν έχουν διαφορά στις συναρτήσεις έργου τους, ισχύει πως:

$$V = V_i + \psi_s = \mathcal{E}d + \psi_s = \frac{|Q_s|d}{\epsilon_i} + \psi_s \doteq \frac{|Q_s|}{C_i} + \psi_s \quad (2.61)$$

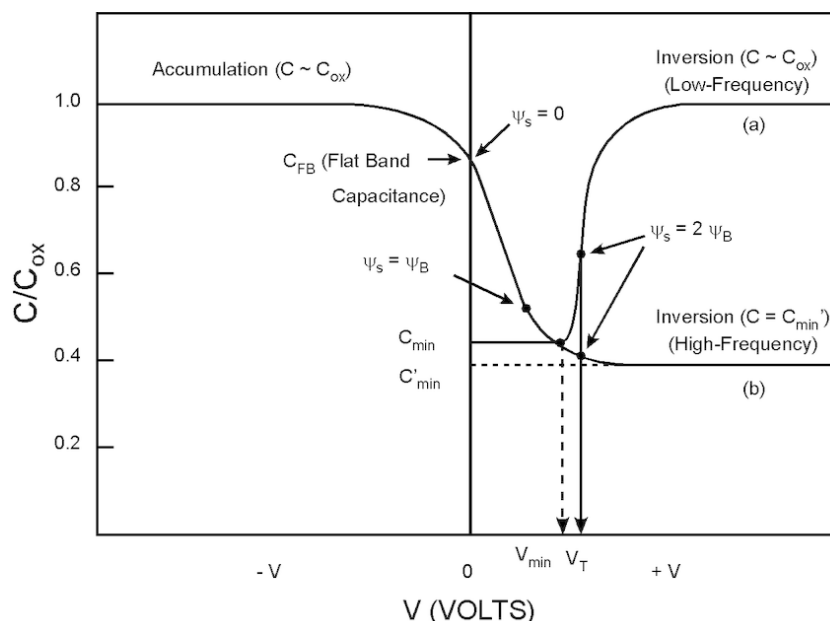
Με C_i να είναι η χωρητικότητα του οξειδίου και ϵ_i η διηλεκτρική σταθερά του οξειδίου. Επειδή έχουμε συμπεριφορά πυκνωτή επίπεδων πλακών είναι $C_i = \epsilon_i/d$. Η συνολική χωρητικότητα C του παραπάνω συστήματος αποτελείται από την χωρητικότητα του οξειδίου C_i και την χωρητικότητα του στρώματος απογύμνωσης C_D . Σύμφωνα με τον νόμο χωρητικότητας σε σειρά έχουμε ότι:

$$C = \frac{C_i C_D}{C_i + C_D} \quad (F/cm^2) \quad (2.62)$$

Η χωρητικότητα (2.62) ωστόσο παρουσιάζει μεταβλητότητα. Η C_i είναι σταθερή και εξαρτάται από το φεξαρισμένο πάχος του οξειδίου, όμως η C_D είναι εξαρτώμενη από την τάση της πόλωσης. Πρακτικά λοιπόν και η συνολική χωρητικότητα εξαρτάται από την τάση πόλωσης V .

2.2 Διατάξεις MIS

Ένα ακόμη ενδιαφέρον και σημαντικό κομμάτι που προκύπτει ως συνέπεια της παραπάνω ανάλυσης είναι το τι συμβαίνει όταν έχουμε μια δυναμική συμπεριφορά στην πόλωση. Πράγματι όπως φαίνεται στο παρακάτω διάγραμμα 2.13, η συχνότητα η οποία έχει η τάση πόλωσης επηρεάζει τα χαρακτηριστικά της χωρητικότητας.



Σχ. 2.13: Χαρακτηριστική CV του p -MOS, κανονικοποιημένο ως προς την χωρητικότητα [28]

Στην περιοχή συσσώρευσης (υψηλή αρνητική τάση) έχουμε υψηλή διαφορική χωρητικότητα C_D και έτσι η συνολική χωρητικότητα είναι κοντά σε αυτή του οξειδίου C_i . Καθώς η τάση αυτή αυξάνει (χαμηλή αρνητική τάση) περνάμε στην περιοχή απογύμνωσης που έχει ως συνέπεια την δημιουργία ενός "οιονεί" διηλεκτρικού, το οποίο σε σειρά με το οξείδιο ρίχνει δραστικά την συνολική χωρητικότητα, έως ότου φθάσει σε ένα ελάχιστο C_{min} σε μια θετική τάση V_{min} αντίστοιχα.

Από εκεί και πέρα, όπως φαίνεται στο διάγραμμα 2.13, η διάταξη περνάει από την περιοχή την ασθενούς αναστροφής και οδεύει στην ισχυρή αναστροφή. Η σταδιακή συσσώρευση ηλεκτρονίων στο στρώμα αναστροφής στην επιφάνεια έχει σαν αποτέλεσμα η χωρητικότητα σταδιακά να αυξηθεί έως ότου γίνει και πάλι ίση με C_i (στο σχήμα ίση με 1). Αυτό βέβαια στην περίπτωση της χαμηλής συχνότητας.

Όταν η συχνότητα είναι υψηλή, οι χρόνοι γένεσης και επανασύνδεσης που διέπουν τους φορείς μειονότητας οι οποίοι εμφανίζονταν προηγουμένως, δεν μπορούν να παρακολουθήσουν την ταχύτατη αλλαγή του σήματος πόλωσης, με συνέπεια την απουσία του στρώματος αναστροφής. Το τελευταίο, διατηρεί την χωρητικότητα στο ελάχιστο παρά την υψηλή εφαρμοζόμενη τάση.

Η καμπύλη της χωρητικότητας σε υψηλές συχνότητες μπορεί να προσεγγισθεί με την λογική που ακολουθήθηκε στις απότομες επαφές pn. Όταν υπάρχει περιοχή απογύμνωσης, οι ιονισμένοι δότες δίνονται ως $(-qN_AW)$, όπου W το εύρος της τελευταίας.

Η συνάρτηση του δυναμικού θα δίνεται από ολοκλήρωση της εξίσωσης Poisson [28]:

$$\psi = \psi_s \left(1 - \frac{x}{W}\right)^2 \quad \text{και} \quad \psi_s = \frac{qN_A W^2}{2\epsilon_s} \quad (2.63)$$

Με την αύξηση της τάσης πόλωσης έχουμε αύξηση του ψ_s και του W , έως ότου φθάσουμε στην περιοχή ισχυρής αναστροφής (όταν δηλαδή $\psi_s(inv) \approx 2\psi_B = (2kT/q)\ln(N_A/n_i)$). Εκεί πλέον το ευρος της περιοχής απογύμνωσης σταθεροποιείται λόγω της θωράκισης του ημιαγωγού από το ηλεκτρικό πεδίο, μέσω του στρώματος αναστροφής. Το μέγιστο αυτό εύρος είναι:

$$W_m \approx \sqrt{\frac{2\epsilon_s \psi_s(inv)}{qN_A}} = \sqrt{\frac{4\epsilon_s kT \ln(N_A/n_i)}{q^2 N_A}} \quad (2.64)$$

Ένα ακόμη μέγεθος που απορρέει στην ισχυρή αναστροφή από τον συνδυασμό των (2.61) και (2.63) μαζί με το γεγονός ότι $\psi_s \approx 2\psi_B$ είναι η τάση κατωφλίου (threshold voltage V_T):

$$V_T = \frac{Q_s}{C_i} + \psi_s = \frac{qN_A W}{C_i} + 2\psi_B \approx \frac{\sqrt{2\epsilon_s q N_A (2\psi_B)}}{C_i} + 2\psi_B \quad (2.65)$$

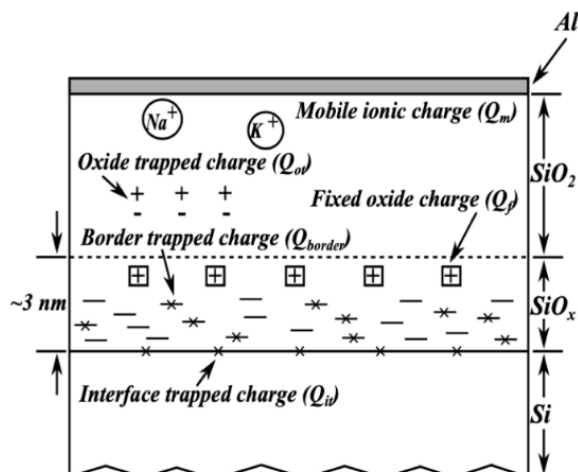
Γνωρίζοντας τώρα ότι η συνολική χωρητικότητα στην ισχυρή αναστροφή δίνεται από την χωρητικότητα του οξειδίου ($C_i = \epsilon_i/d$) σε σειρά με την χωρητικότητα της ζώνης απογύμνωσης ($C_D = \epsilon_s/W_m$), έχουμε επίσης:

$$C(\text{strong - inversion}) = C_{min} = \frac{C_D C_i}{C_i + C_D} = \frac{\frac{\epsilon_s}{W_m} \frac{\epsilon_i}{d}}{\frac{\epsilon_s}{W_m} + \frac{\epsilon_i}{d}} \Rightarrow C_{min} = \frac{\epsilon_i}{d + \frac{\epsilon_i}{\epsilon_s} W_m} \quad (2.66)$$

2.3 Μη ιδανικά χαρακτηριστικά MOS

Στην παραπάνω ανάλυση, έγινε μια γενική ιδανική προσέγγιση στα χαρακτηριστικά των διατάξεων MIS. Το παρακάτω κομμάτι αφιερώνεται στην εξέταση μη ιδανικών χαρακτηριστικών και συμπεριφορών που χαρακτηρίζουν ένα MOS. Τα MOS αποτελούν από τις πιο κοινές διατάξεις στους ημιαγωγούς με τεχνολογία πυριτίου και η φυσική τους έχει μελετηθεί εκτενέστατα. Αποτελούν κομμάτι του Process Quality Control που κάνουμε στο εργαστήριο, για το οποίο θα γίνει λόγος παρακάτω.

Μια δομή MOS αποτελείται από το μέταλλο (ή το πολυκρυσταλλικό πυρίτιο *poly - Si*), το οξείδιο του πυριτίου (SiO_2) και το νοθευμένο πυρίτιο (Si). Η διεπαφή του πυριτίου με το οξείδιο εμφανίζει την εξής μετάβαση που βλέπουμε στο σχήμα 2.14. Ξεκινώντας από μια περιοχή αμιγούς μονοκρυσταλλικού πυριτίου, εμφανίζεται μια μονοστρώση SiO_x ατελώς οξειδωμένη, την οποία διαδέχεται μια στρώση πάχους $10 \sim 40\text{\AA}$ οξειδίου του πυριτίου υπό τάση και τέλος έρχεται το άμορφο, χωρίς τάση, στοιχειομετρικό οξείδιο του πυριτίου (SiO_2). Στην έκταση αυτή της διεπαφής εμφανίζονται παγίδες (interface traps) ενώ στο οξείδιο έχουμε διάφορων ειδών φορτία (oxide charges).



Σχ. 2.14: Μη ιδανικά χαρακτηριστικά και ατέλειες της διάταξης MOS [4]

2.3.1 Παγίδες διεπιφάνειας - Interface traps

Οι παγίδες στην διεπιφάνεια των $Si - SiO_2$ αποτελούν θέσεις στις οποίες παγιδεύονται φορτία Q_{it} και οι οποίες επίσης δημιουργούν ενεργειακά κέντρα εντός της απαγορευμένης περιοχής του χάσματος του ημιαγωγού. Είναι πυκνά κατανομημένες σαν συνεχές φάσμα, συμβάλλοντας συχνά σε φαινόμενα υποβοηθούμενης μεταπήδησης φορτίων (tunneling effects). Είναι αποτέλεσμα ατελειών που εμφανίζονται στην περιοδικότητα του πλέγματος του πυριτίου ή του εκάστοτε ημιαγωγού [28, 8].

Κατά το στάδιο που δεν έχει ληφθεί μέριμνα μείωση τους, η παγίδες εμφανίζουν πολύ μεγάλη πυκνότητα D_{it} , ίδιας περίπου τάξης με αυτή των ατόμων στην επιφάνεια του υλικού ($10^{15} atoms/cm^2$). Με κατάλληλες διαδικασίες πριν από, αλλά και κατόπιν της οξείδωσης, μπορούν ωστόσο να μειωθούν σημαντικά ($10^{10} atoms/cm^2$), όπως φερ' ειπείν με θερμική ανόπτηση.

Οι ενεργειακές στάθμες των παγίδων μετακινούνται μαζί με τις ζώνες E_C και E_V όταν εφαρμόζεται πόλωση στο MOS, ενώ η E_F παραμένει σταθερή. Αυτό έχει ως συνέπεια, ότι όταν τα ενεργειακά επίπεδα των παγίδων τέμνονται με την E_F , να υπάρχουν μεταβολές στα φορτία στην διεπιφάνεια, με τελικό αποτέλεσμα να υπάρχουν αλλοιώσεις στην ηλεκτρική συμπεριφορά (αύξηση της χωρητικότητας του MOS, αλλαγή της τάσης πόλωσης), αποκλίνοντας έτσι από τις ιδανικές καμπύλες που έχουν παρουσιαστεί νωρίτερα.

Επειδή ακόμη τα ενεργειακά επίπεδα των παγίδων διεπιφάνειας κατανέμονται εντός του απαγορευμένου χάσματος του πυριτίου, ορίζουμε την ποσότητα της πυκνότητας παγίδων διεπιφάνειας D_{it} ως:

$$D_{it} = \frac{1}{q} \frac{dQ_{it}}{dE} \quad \text{αριθμός φορτίων}/eV cm^2 \quad (2.67)$$

Λόγω της σημαντικότητας της παραμέτρου, έχουν αναπτυχθεί και ανάλογες τεχνικές για την μέτρηση της. Δυο γνωστές μέθοδοι είναι αυτές της χωρητικότητας και της αγωγιμότητας. Η μεν πρώτη είναι ακριβής για μετρήσεις χαμηλής συγκέντρωσης παγίδων, η δε άλλη μπορεί να δώσει καλά αποτελέσματα για την μετακύλιση της τάσης επιπέδων ζωνών V_{fb} (flat-band shifting) και του συνολικού Q_{it} . Η τελευταία χρησιμοποιείται επίσης όταν στην πρώτη είναι δύσκολος ο προσδιορισμός της προέλευσης των διαφορετικών χωρητικοτήτων που εμφανίζονται να συνεισφέρουν στην συνολική μετρούμενη χωρητικότητα.

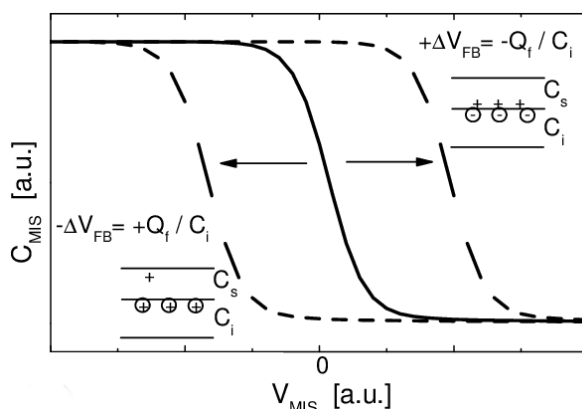
Ένας συνήθης εναλλακτικός τρόπος χειρισμού του μεγέθους του φορτίου Q_{it} , είναι μέσο του συμβολισμού $N_{it} = Q_{it}/q$. Θα εμφανιστεί στο κομμάτι των πειραματικών αποτελεσμάτων.

2.3.2 Φορτία στο οξείδιο - Oxide charges

Εντός του οξειδίου του MOS εμφανίζονται φορτία τα οποία δεν προβλέπονται απο το ιδανικό μοντέλο που παρουσιάστηκε στο προηγούμενο υποκεφάλαιο. Τα πιο συχνά θεωρούμενα από αυτά απαρτίζουν τρεις κατηγορίες, τα σταθερά φορτία οξειδίου (fixed oxide charges Q_f), παγιδευμένα φορτία οξειδίου (trapped oxide charges Q_{ot}) και τα ευκίνητα ιοντικά φορτία (mobile ionic charges Q_m).

Τα σταθερά φορτία του οξειδίου, χαρακτηρίζονται από μεγάλη σταθερότητα και εντοπίζονται σε βάθος $\sim 3nm$ εντός της διεπαφής $Si - SiO_2$ (σχήμα 2.14). Συνήθως θεωρούνται ως στρώμα φορτίου λόγω της εμφάνισής τους σε ίδιο βάθος. Ωστόσο η τυχαία κατανομή τους στο στρώμα αυτό, έχει ως συνέπεια την διακύμανση της ψ_s ανάλογα, η οποία προκαλεί διαταραχές στο ομογενές ηλεκτρικό πεδίο κατά μήκος της διάταξης.

Η αιτία ύπαρξης των φορτίων Q_f είναι η παρουσία τρισθενους πυριτίου στην διεπιφάνεια, όπως επίσης και ασύζευκτων ατόμων οξυγόνου. Γενικώς αυτά τα φορτία φαίνεται πως δεν επηρεάζονται με τις διαφορετικές τιμές της ψ_s , όπως επίσης ούτε και με το πάχος του οξειδίου ή τις προσμίξεις. Εξαρτώνται όμως από τις συνθήκες οξείδωσης και ανόπτησης και συχνά αποκτούν θετικό φορτίο. Η επίδραση που έχουν στις χαρακτηριστικές καμπύλες CV είναι η μετακύλιση (shifting) και η αλλαγή της V_{fb} όπως φαίνεται στο σχήμα 2.15.



Σχ. 2.15: Shifting της καμπύλης CV και αλλαγή της V_{fb} [17]

Η σχέση η οποία προσδιορίζει την ηλεκτρική μετακύλιση λόγω Q_f είναι:

$$\Delta V_f = \frac{Q_f}{C_i} \quad (2.68)$$

Τα παγιδευμένα φορτία οξειδίου Q_{ot} προκαλούν και αυτά shifting της V_{fb} στα διαγράμματα CV του MOS. Τα φορτία αυτά σε εμφανίζονται θέσεις που υπάρχουν λόγω ατελειών σχετιζόμενων με το οξείδιο. Αυτές οι θέσεις παρ' ότι ηλεκτρικά ουδέτερες πληρώνονται με φορτία μέσω οπών ή ηλεκτρονίων που επικάθονται σε αυτές.

Αντιστοίχως:

$$\Delta V_{ot} = \frac{Q_{ot}}{C_i} = \frac{1}{C_i} \left[\frac{1}{d} \int_0^d x \rho_{ot}(x) dx \right] \quad (2.69)$$

Μια τελευταία κατηγορία φορτίων είναι ευκίνητα ιοντικά φορτία Q_m . Αυτά τα φορτία μπορούν και κινούνται εντός του οξειδίου αναλόγως της τάσης πόλωσης. Με αυτόν το τρόπο και αυτά μπορούν να προκαλέσουν μεγάλη μετακύλιση της τάσης επιπέδων ζωνών V_{fb} κάτω από συνθήκες μεγάλης θερμοκρασίας προκαλώντας έτσι σοβαρές αστάθειες κατα την λειτουργία του MOS, όπως αύξηση της V_{th} και αύξηση των ρευμάτων διαρροής (leakage currents).

Προκαλούνται από την ύπαρξη αλκαλικών ιόντων (πχ Na^+) κατά την οξείδωση του πυριτίου που μπορούν να προέρχονται από πολλές πηγές κατά την κατεργασία των wafer. Συνήθως χρησιμοποιούνται getters για την αδρανοποίηση τους και άλλα υλικά μόνωσης από μετέπειτα επιμόλυνσεις (Silicon nitride passivation windows). Η μετακύλιση δίνεται όπως προηγουμένως από τον νόμο του Gauss στην διάταξη:

$$\Delta V_m = \frac{Q_m}{C_i} = \frac{1}{C_i} \left[\frac{1}{d} \int_0^d x \rho_m(x) dx \right] \quad (2.70)$$

Τελικά από τα φορτία οξειδίου υπάρχει μια συνολική τάση μετακύλισης (total shift voltage):

$$\Delta V = \Delta V_f + \Delta V_{ot} + \Delta V_m = \frac{Q_f + Q_{ot} + Q_m}{C_i} = \frac{Q_0}{C_i} \quad (2.71)$$

Συνυπολογίζοντας σε αυτή, και την διαφορά της συνάρτησης έργου ϕ_{ms} που στο θεωρητικό μοντέλο είχε θεωρηθεί ίση με 0, μπορεί να εξαχθεί μια νέα τιμή για την τάση επιπέδων ζωνών που προσεγγίζει καλύτερα την πραγματική περίπτωση, συνεπώς:

$$\phi_{ms} = \phi_m - \left(\chi + \frac{E_g}{2q} + \psi_B \right) \quad \text{p-type MOS} \quad (2.72)$$

$$V_{FB} = \phi_{ms} - \frac{Q_0}{C_i} \quad (2.73)$$

2.3.3 Επίδραση ακτινοβολήσης

Η ακτινοβολήση ενός MOS με ακτίνες γ ή X , προκαλεί αλλαγές στην αναμενόμενη συμπεριφορά λειτουργίας του. Καθώς οι ακτίνες διαπερνούν το οξείδιο SiO_2 σπάζουν τα ζεύγη $Si - O$, δημιουργώντας με αυτόν τον τρόπο ζεύγη οπών και ηλεκτρονίων ($e - h$ pairs).

Όταν μετέπειτα εφαρμοστεί τάση πόλωση στο MOS, το ηλεκτρικό πεδίο στο οξείδιο οδηγεί τους δυο φορείς προς διαφορετικές κατευθύνσεις. Τα ηλεκτρόνια προς την πύλη και τις οπές προς την διεπαφή $Si - SiO_2$ σε περίπτωση θετικής ως προς το σώμα πόλωσης. Τα e^- όντας πιο ευκίνητα θα φθάσουν στο ηλεκτρόδιο και από εκεί θα συνεχίσουν στο υπόλοιπο κύκλωμα. Οι h^+ ωστόσο που κινούνται πολύ πιο αργά προς την άλλη κατεύθυνση, θα παγιδευτούν στην διεπαφή κοντά στο πυρίτιο [28].

Αυτές οι παγιδευμένες οπές θα αποτελέσουν θετικό παγιδευμένο φορτίο στο οξείδιο που προκλήθηκε από ακτινοβολήση, αλλάζοντας έτσι τα ηλεκτρικά χαρακτηριστικά του MOS. Το παγιδευμένο αυτό φορτίο συνεισφέρει ακόμα στην αύξηση του παγίδων διεπαφής που μπορεί να εμφανισθούν.

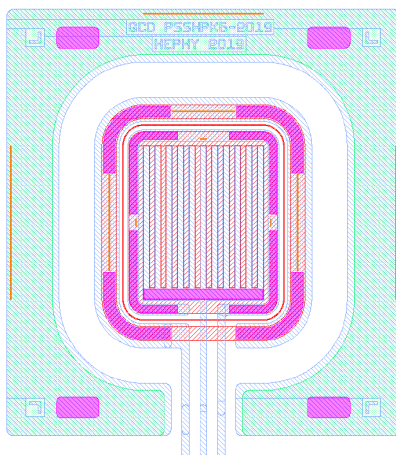
Εαν ωστόσο η πόλωση είναι αρνητική ως προς το σώμα, οι οπές αυτές παγιδεύονται κοντά στην διεπαφή $SiO_2 - \text{μεταλλο}$ και το ενεργό φορτίο οξειδίου λόγω ακτινοβολήσης θα είναι εν τέλει μικρο με μικρές συνέπειες ως προς την μετακύλιση στην CV.

Κεφάλαιο 3

GCD - Δίοδος ελεγχόμενη μέσω πύλης

3.1 Εισαγωγή

Στα σύγχρονα πειράματα της φυσικής υψηλών ενεργειών χρησιμοποιούνται εκτεταμένα αισθητήρες πυριτίου, κυρίως ως τροχιοδεικτικοί ανιχνευτές. Αποτελούν τα εσωτέρα τμήματα των πειραματικών διατάξεων, δηλαδή αυτών που είναι εγγύτερα στα σημεία σύγκρουσης δεσμών σωματιδίων. Διατάσσονται σε πολλαπλά στρώματα και έχουν τη γεωμετρία κυψελίδων (pixel) και μικρολωρίδων (microstrips) με διαμερισμό μερικών δεκάδων μικρομέτρων. Σε ότι αφορά τα πειράματα του LHC στο CERN οι ανιχνευτές αυτοί υπόκεινται σε υψηλά επίπεδα ακτινοβολίας. Δεδομένου ότι τα ανιχνευτικά συστήματα των πειραμάτων θα πρέπει να παραμείνουν σε λειτουργία αρκετά χρόνια χωρίς δυνατότητα παρέμβασης και αλλαγών, αποκτά ιδιαίτερη σημασία η συστηματική μελέτη των αισθητήρων κατά το στάδιο της R&D ανάπτυξης αλλά και πριν την εγκατάστασή τους στο πείραμα. Αυτό σημαίνει συστηματικούς ελέγχους των ηλεκτρομηχανικών ιδιοτήτων τους και πιστοποίηση των προδιαγραφών τους. Αυτό γίνεται τόσο με μελέτες των ίδιων των αισθητήρων που ως διαδικασία ονομάζεται συνοπτικά Sensor Quality Control (SQC) αλλά και με συστηματική μελέτη επιμέρους δομών μικροηλεκτρονικής (διόδων, MOS, FETs κ.λ.π.), Process Quality Control (PQC) προκειμένου να εξασφαλιστεί ότι παραμένουν σταθερές οι παράμετροι κατασκευής.



Σχ. 3.1: Πραγματική GCD δομή στο wafer [11]

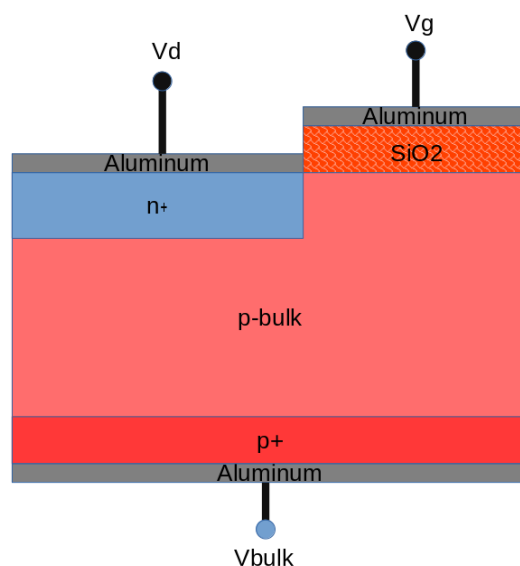
Οι δομές GCD, εξυπηρετούν σε αυτόν ακριβώς τον σκοπό, να μπορούν δηλαδή οι μελετητές να εξετάζουν τα χαρακτηριστικά κατά τα πρωταρχικά στάδια παραγωγής, αλλά και την τροποποίηση αυτών κατά τα πειράματα, ώστε να μπορούν να προβλέπουν την συμπεριφορά των αισθητήρων σε ένα μεγάλο εύρος λειτουργίας. Τα δεδομένα που εξάγονται μέσω των τελευταίων αφορούν σε επιφανειακά φαινόμενα ($Si - SiO_2$) και αφορούν στην επιφανειακή ταχύτητα γένεσης S_0 και στο επιφανειακό ρεύμα, όπως επίσης και τον χρόνο-ζωής γένεσης στο υπόστρωμα.

Όπως θα φανεί αμέσως μετά, από άποψη φυσικής και λειτουργίας, οι GCD, δεν είναι κάτι άλλο, παρά ο συνδυασμός των δύο γνωστών διατάξεων που εξετάστηκαν στο κεφάλαιο 2, μιας αναστροφα πολωμένης διόδου pn, πλάι σε ένα πυκνωτή MOS που ελέγχεται από μια τάση V_G .

Στις διατάξεις που μελετώνται στο εργαστήριο, ο κατασκευαστής (HAMAMATSU) έχει φτιάξει μια τετραγωνική δομή που περιέχει πολλές GCD τοποθετημένες παράλληλα κατά μήκος της μια ακμής που περιβάλλονται από ένα εξωτερικό περιμετρικό δακτυλίδι τύπου Guard Ring σε λειτουργία συσσώρευσης για απομόνωση της δομής από το υπόλοιπο wafer όπως αυτή του σχήματος 3.1.

3.2 Αρχές λειτουργίας GCD

Όπως αναφέρθηκε προηγουμένως μια διάταξη GCD δεν είναι παρά ο συνδυασμός μιας επαφής ή διόδου pn και μιας δομής MOS. Το σχήμα 3.2 είναι ενδεικτικό μιας τυπικής GCD.



Σχ. 3.2: Τυπικός σχεδιασμός μιας GCD δομής

Φαίνεται λοιπόν ότι η δομή χωρίζεται στα δύο επιμέρους τμήματα, το αριστερό που είναι μια επαφή n^+p , η οποία ελέγχεται από τον ακροδέκτη V_D και μια δομή MOS στα δεξιά, η οποία ελέγχεται αντιστοίχως από τον ακροδέκτη της πύλης V_G .

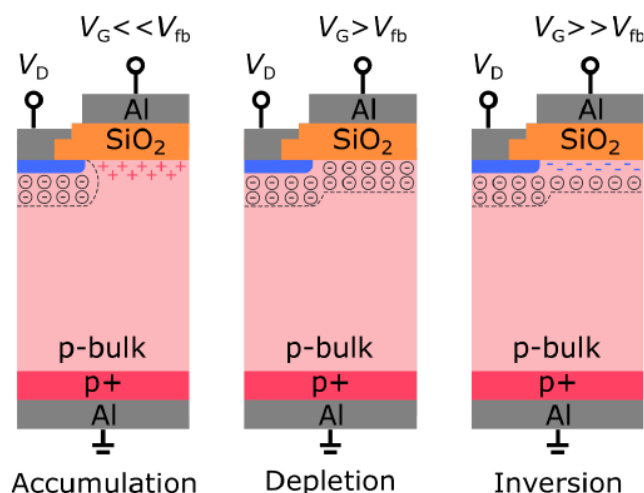
Η τυπική λειτουργία της δομής συνίσταται στο να διατηρείται η n^+p πολωμένη σε περιοχή αναστροφής και να εξετάζεται το ρεύμα καθώς μεταβάλλεται η V_G του πυκνωτή καθώς αυτός περνάει από κάθε μια από τις περιοχές λειτουργίας του (σχήμα 3.3). Δηλαδή συσσώρευση, απογύμνωση και αναστροφή. Πρακτικά λοιπόν η V_D πολώνεται σε μια τάση $V_D = V_{bias} = -5V$, ενώ η τάση υποστρώματος V_B γειώνεται δηλαδή $V_B = 0V$. Για την μελέτη της χαρακτηριστικής ($I_D - V_G$), η τάση της πύλης MOS V_G , για δείγματα που δεν έχουν ακτινοβοληθεί, παίρνει ένα εύρος από $+5V$ έως $-15V$.

Καθώς η τιμή της V_G κυμαίνεται, αρχίζουν οι μετρήσεις από την περιοχή που το MOS είναι σε

3.2 Αρχές λειτουργίας GCD

συσσώρευση. Αυτό σημαίνει ότι δεν σχηματίζεται περιοχή απογύμνωσης στην διεπαφή $Si - SiO_2$. Όταν λοιπόν το ρεύμα της διόδου θα μετρηθεί αυτό που θα παρατηρηθεί θα είναι μονάχα του ρεύμα γένεσης που προέρχεται από την διόδο pn που είναι αναστροφα πολωμένη και δίνεται από την σχέση (2.36) πολλαπλασιασμένη επί την επιφάνεια της επαφής.

Όταν η V_G φθάσει την τιμή της τάσης επιπέδων ζωνών V_{FB} , τότε στην διεπιφάνεια του πυκνωτή αρχίζει και εμφανίζεται μια ζώνη απογύμνωσης, που διευρύνεται καθώς συνεχίζει η αλλαγή της V_G . Αυτή η περιοχή απογύμνωσης ενώνεται με την αντίστοιχη της επαφής pn δίνοντας μεγαλύτερο ρεύμα γένεσης της περιοχής απογύμνωσης. Ωστόσο η αύξηση είναι πολύ απότομη στην περιοχή αμέσως μετά την V_{FB} γιατί παράλληλα με το ρεύμα γένεσης την νέας περιοχής απογύμνωσης εμφανίζεται και ένα μεγάλο επιφανειακό ρεύμα γένεσης από την διεπιφάνεια των $Si - SiO_2$.



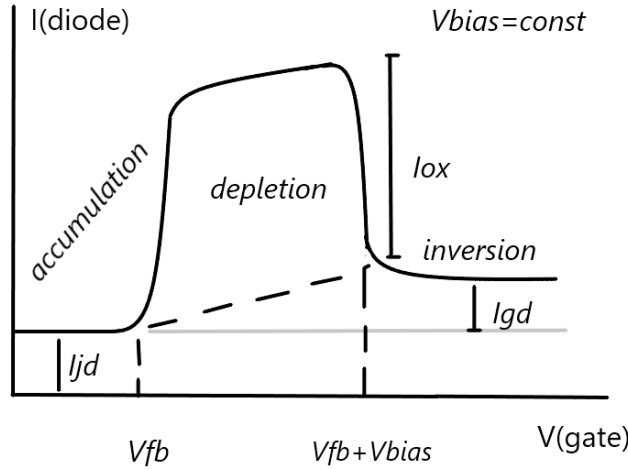
Σχ. 3.3: Η GCD δομή στις περιοχές λειτουργίας της [11]

Καθώς η περιοχή απογύμνωσης διευρύνεται περαιτέρω το ρεύμα γένεσης αυξάνει και αυτό ανάλογα μέχρι την τιμή που θα υπάρχει ζώνη αναστροφής στον πυκνωτή.

Αμέσως μόλις η V_G περάσει στην περιοχή τιμών της αναστροφής, θα υπάρξει μια ακαριαία σχεδόν μείωση του ρεύματος που είναι συνέπεια της απώλειας της συνιστώσας του επιφανειακού ρεύματος γένεσης αφού πλέον σε εκείνο το σημείο υπάρχει αναστροφή και συνεισφέρει επιπλέον, μονάχα το ρεύμα γένεσης της απομένουσας περιοχής απογύμνωσης.

Καθώς θα γίνεται περαιτέρω αλλαγή της V_G δεν θα παρατηρηθεί ιδιαίτερη αυξομείωση στο συνολικό ρεύμα καθώς η περιοχή απογύμνωσης του MOS έχει παγιωθεί στην μέγιστη τιμή της, συνεισφέροντας σταθερά στο ρεύμα γένεσης. Όλη η προηγούμενη συμπεριφορά απεικονίζεται στο διάγραμμα 3.4

Το I_{ox} ή I_{surf} είναι το ρεύμα που προέρχεται από την διεπιφάνεια και μπορεί να προσδιοριστεί από το διάγραμμα 3.4. Για να βρεθεί η σχέση του με την τιμή της επιφανειακής ταχύτητας γένεσης φορέων S_0 , κάποιος ανατρέξει στην σχέση (1.57) που είναι το μοντέλο SRH και ο ρυθμός επανασύνδεσης των φορέων:



Σχ. 3.4: Θεωρητική καμπύλη $I - V$ του GCD για p -τύπου υπόστρωμα

$$R = \frac{\sigma_p \sigma_n v_{th} (pn - n_i^2) N_t}{\sigma_n \left[n + n_i \exp\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right) \right] + \sigma_p \left[p + n_i \exp\left(-\frac{E_t - E_i}{kT}\right) \right]}$$

Υποθέτουμε ότι βρισκόμαστε στην επιφάνεια του ημιαγωγού (δείκτης s). Συνεπώς:

$$R_s = \frac{v_{th} (p_s n_s - n_i^2) N_{ts}}{(1/\sigma_{ps}) \left[n_s + n_i \exp\left(\frac{E_{ts} - E_i}{kT}\right) \right] + (1/\sigma_{ns}) \left[p_s + n_i \exp\left(-\frac{E_{ts} - E_i}{kT}\right) \right]}$$

Εκεί θα ισχύει ότι τα p_s και n_s θα είναι μικρά (αμελητέα) $\rightarrow 0$ συνεπώς έχουμε ότι:

$$R_s = -\frac{v_{th} n_i^2 N_{ts}}{(1/\sigma_{ps}) \left[n_i \exp\left(\frac{E_{ts} - E_i}{kT}\right) \right] + (1/\sigma_{ns}) \left[n_i \exp\left(-\frac{E_{ts} - E_i}{kT}\right) \right]}$$

Ο ρυθμός γένεσης είναι $G_s = -R_s$. Θα εισάγουμε επίσης την πυκνότητα παγίδων συναρτήσει της ενέργειας D_{it} ώστε να μπορέσει να αντικατασταθεί ο αριθμός παγίδων N_{ts} , έτσι έχουμε μετατροπή σε ολοκλήρωμα στο ενεργειακό χάσμα του πυριτίου, ως $N_{ts} \rightarrow D_{it}(E_{ts}) dE_{ts}$. Άρα:

$$G_s = -R_s = n_i \int_{E_V}^{E_C} dE_{ts} \frac{v_{th} D_{it}(E_{ts})}{(1/\sigma_{ps}) \left[\exp\left(\frac{E_{ts} - E_i}{kT}\right) \right] + (1/\sigma_{ns}) \left[\exp\left(-\frac{E_{ts} - E_i}{kT}\right) \right]}$$

Η επιφανειακή ταχύτητα γένεσης ορίζεται από την τελευταία σχέση ως $G_s = S_0 n_i$ και είναι μέγεθος με μονάδες μέτρησης (cm/sec). Συνεπώς έχουμε:

$$S_0 = \int_{E_V}^{E_C} dE_{ts} \frac{v_{th} D_{it}(E_{ts})}{(1/\sigma_{ps}) \left[\exp\left(\frac{E_{ts} - E_i}{kT}\right) \right] + (1/\sigma_{ns}) \left[\exp\left(-\frac{E_{ts} - E_i}{kT}\right) \right]} \quad (3.1)$$

Απ' ότι βλέπουμε το S_0 σχετίζεται με την πυκνότητα των παγίδων στην διεπιφάνεια και τα ενεργές διατομές. Γνωρίζουμε από την βιβλιογραφία ότι η τιμές των μεγεθών αυτών είναι σχεδόν σταθερές στην μέση του ενεργειακού χάσματος. Με αυτή την παραδοχή το τελευταίο ολοκλήρωμα μπορεί να απλοποιηθεί περαιτέρω[30]:

$$S_0 = \frac{(\sigma_n \sigma_p)^{0.5}}{2} v_{th} \pi k_B T D_{it} \Rightarrow D_{it} = \frac{S_0}{\sigma v_{th} \pi k_B T} \quad (3.2)$$

Όπου $\sigma = \frac{(\sigma_n \sigma_p)^{0.5}}{2}$ η ενεργός διατομή συλληψης e^- και h^+ στα μέσο του ενεργειακού χάσματος και v_{th} η θερμική ταχύτητα των φορέων μειονότητας.

Το ρεύμα I_{ox} ή I_{surf} που αναζητούσαμε θα είναι το γινόμενο του ρυθμού γένεσης φορέων στην επιφάνεια επί το στοιχειώδες φορτίο q_0 , επί την επιφάνεια την επιφάνεια της πύλης A_{gate} . Οπότε εν τέλει:

$$I_{ox} = G_s q_0 A_{gate} \Rightarrow I_{ox} = n_i S_0 q_0 A_{gate} \Rightarrow S_0 = \frac{I_{ox}}{n_i q_0 A_{gate}} \quad (3.3)$$

Όπου n_i και A_{gate} είναι η ενδογενής συγκέντρωση φορέων του πυριτίου και η επιφάνεια πύλης.

Ύψηλη τιμή ρεύματος μπορεί να σημαίνει επιμόλυνση του οξειδίου κατά την παραγωγή, που μαζί με τα φορτία οξειδίου που θα προκληθούν από την ακτινοβολία μπορεί να οδηγήσει σε σοβαρές αστάθειες κατά την λειτουργία.

Μια ακόμη παράμετρος που μπορεί να υπολογιστεί είναι ο χρόνος ζωής των φορέων στο bulk μέσω του επιπλέον ρεύματος που δίνει η περιοχή απογύμνωσης του MOS. Αν αφαιρεθεί το ρεύμα της περιοχής αναστροφής από το ρεύμα στην συσσώρευση, τότε το ρεύμα I_b που μένει είναι το ρεύμα bulk της περιοχής απογύμνωσης του MOS. Λόγω της σχέσης (2.37) είναι για μια περιοχή απογύμνωσης:

$$J_b = \frac{qn_i W}{\tau_g} \Rightarrow I_b = J_b A = \frac{qn_i W A}{\tau_g} \Rightarrow \tau_g = \frac{qn_i W A}{I_b} \quad (3.4)$$

Η περιοχή αυτή έχει εύρος $W = W_{D(inv)} - W_{D(acc)}$. Άρα η προηγούμενη σχέση γίνεται:

$$\tau_g = \frac{qn_i A (W_{D(inv)} - W_{D(acc)})}{I_b} \quad (3.5)$$

Σύμφωνα με την σχέση (2.15) όμως:

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_B} V_{bi}} \quad (3.6)$$

Συνεπώς:

$$W_{D(inv)} - W_{D(acc)} = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_B} (V_{bias} + 2\phi_F)} - \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_B} (2\phi_F)} \quad (3.7)$$

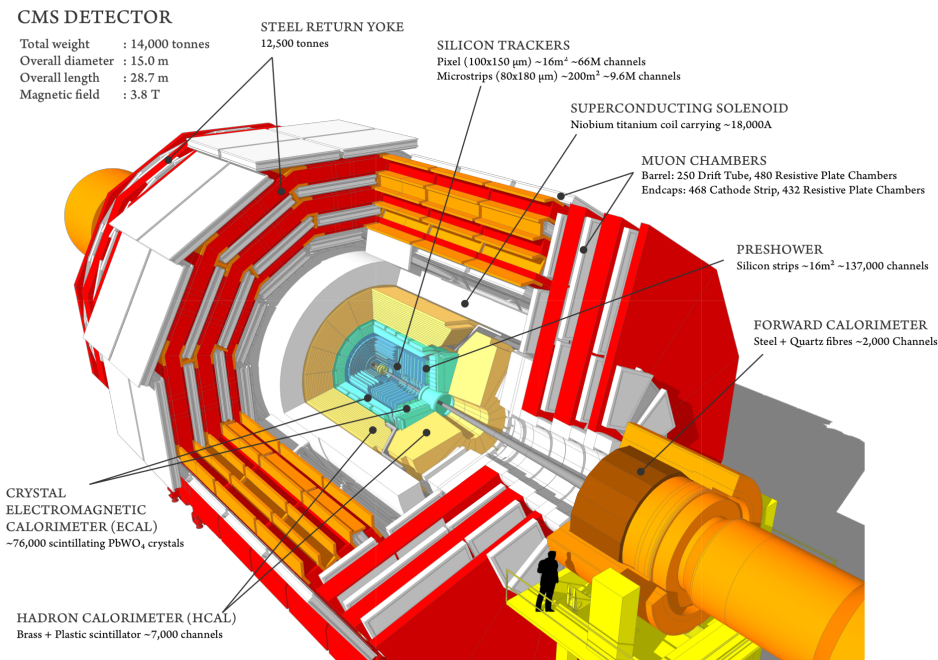
Όπου ϵ_s η διηλεκτρική σταθερά του πυριτίου, N_B η συγκέντρωση της νόθευσης στο bulk και $\phi_F = (k_B T/q) \ln(n_i/N_B)$ το δυναμικό Fermi.

Κεφάλαιο 4

Αναβάθμιση του εξωτερικού ανιχνευτή τροχιών του πειράματος CMS

4.1 Εισαγωγή

Όπως έχει σχεδιαστεί εδώ και αρκετά χρόνια, ο μεγάλος επιταχυντής αδρονίων (LHC) του CERN πρόκειται να υποβληθεί σε αναβαθμίσεις. Οι αναβαθμίσεις αυτές θα επιτρέψουν στον LHC να μπορεί να παρέχει στιγμιαία φωτεινότητα (instantaneous luminosity) πενταπλάσια της ονομαστικής $5 \cdot (10^{-34})$, επιτρέποντας έτσι στα πειράματα του LHC (CMS, ATLAS κτλ.), να διευρύνουν το δείγμα δεδομένων τους κατά μία τάξη μεγέθους σε σύγκριση με τον βασικό προγραμματισμό. Η συνολική (integrated luminosity) αναμένεται να φτάσει περίπου $3000 fb^{-1}$ ύστερα από 10 χρόνια λειτουργίας. Για την επίτευξη αυτού του στόχου, έχουν εκκινήσει διεργασίες αναβάθμισης από το 2013 και έχει προβλεφθεί να έχουν διάρκεια μέχρι το 2027. Οι φάσεις της αναβάθμισης για τα δύο από τα μεγαλύτερα πειράματα του CERN (ATLAS και CMS) είναι 2. Η φάση 1 αναμένεται να ολοκληρωθεί στα τέλη του 2021 και η φάση 2 αναμένεται να ολοκληρωθεί στα μέσα του 2027. Το αποτέλεσμα και των δυο αναβαθμίσεων θα επιτρέψει στα πειράματα του CMS και του ATLAS να ανταπεξέλθουν στις αντίστοιχες αναβαθμίσεις του LHC, οι οποίες θα έχουν σαν αποτέλεσμα του δημιουργία του HL-LHC.

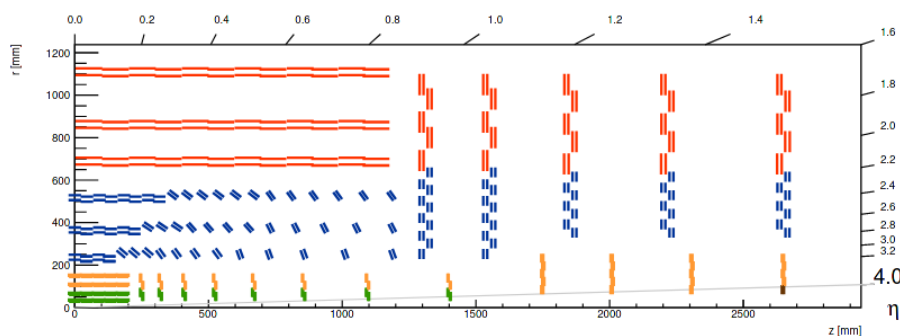


Σχ. 4.1: Στην εικόνα διακρίνεται το σύνολο της κατασκευής του ανιχνευτή CMS. Το πρώτο κομμάτι στο κέντρο (εξωτερικό τμήμα) αποτελεί το σημείο που εγκαθίσταται ο εξωτερικός ανιχνευτής τροχιών [6]

4.1 Εισαγωγή

Στόχος είναι να γίνουν 140-200 παράλληλες ανελαστικές σκεδάσεις δεσμών πρωτονίου-πρωτονίου. Στην φάση-1 στην οποία βρίσκεται αυτή την στιγμή ο ανιχνευτής του CMS, δεν θα μπορεί να συμβαδίσει με τον μεγάλο ρυθμό παραγωγής δεδομένων, ούτε και με τα επίπεδα ακτινοβολίας που προβλέπονται για το νέο πείραμα. Για αυτό τον λόγο στην φάση-2 οι ανιχνευτές που απαρτίζουν το πείραμα αναμένεται να έχουν αυξημένη αντοχή στην ακτινοβολία. Ο αναβαθμισμένος ανιχνευτής τροχιών θα πρέπει να λειτουργεί αποτελεσματικά στις αυξημένες απαιτήσεις του HL-LHC. Αυτές οι απαιτήσεις θα πρέπει να εκπληρωθούν χωρίς παρεμβάσεις συντήρησης για τον εξωτερικό ανιχνευτή τροχιών, ενώ ο εσωτερικός ανιχνευτής Pixel προβλέπεται να έχει ευκολότερη πρόσβαση προσφέροντας την δυνατότητα εργασιών συντήρησης, καθώς θα μπορούν να αντικατασταθούν ανιχνευτικές μονάδες στο εσωτερικότερο τμήμα του ανιχνευτή όπου η ροή σωματιδίων ανα επιφάνεια θα είναι και μεγαλύτερη. Θα πρέπει ακόμη να συμμορφωθεί στα πρωτόκολλα L1 trigger, που αφορούν σε θέματα χρονοκαθυστερήσης, όγκου μεταφοράς δεδομένων καθώς και διακριτικής ικανότητας, απαιτώντας για το τελευταίο μια κατάληψη καναλιών κατά τις σκεδάσεις μικρότερη του 1%. Μεταξύ άλλων απαιτήσεων είναι και η διευρυμένη κάλυψη ανίχνευσης (μέχρι $|\eta| = 4$).

Ο ανιχνευτής τροχιών του CMS (σχήμα 4.1) συναποτελείται από 2 μέρη, το εσωτερικό (IT: inner tracker) που αποτελείται από υβριδικούς pixel detectors και το εξωτερικό (OT: outer tracker) το οποίο απαρτίζεται από δυάδες ανιχνευτών πυριτίου τύπου (2S) και (PS). Η εσωτερική οργάνωση φαίνεται λεπτομερέστερα σε εγκάρσια τομή στο σχήμα 4.2



Σχ. 4.2: Σχεδιαστική απεικόνιση των ανιχνευτών πυριτίου που απαρτίζουν το ένα 1/4 του CMS, σε κάτοψη $r - z$. Τα πράσινα και κίτρινα είναι οι υβριδικοί ανιχνευτές του εσωτερικού μέρους (IT), ενώ τα μπλε και κόκκινα είναι αντίστοιχα οι ανιχνευτές (PS) και (2S) του εξωτερικού μέρους (OT) του CMS [5]

Όπως φαίνεται ο OT είναι διαρρυθμισμένος σε μορφή βαρελιού που αποτελείται από 2 υποσυστήματα, το TBPS και το TB2S. Το πρώτο αποτελεί το εσωτερικό μέρος αποτελούμενο από 3 στρώσεις αισθητήρων και το δεύτερο, το εξωτερικό, αποτελούμενο εξίσου από 3 στρώσεις αισθητήρων. Η κατασκευή ολοκληρώνεται με 5 στρώσεις που κλείνουν εκατέρωθεν την κυλινδρική κατασκευή. Ο εξωτερικός ανιχνευτής καλύπτει μια συνολική επιφάνεια $192m^2$ αποτελούμενη από $42 \cdot 10^6$ strips και $170 \cdot 10^6$ macro-pixel σε αντίστοιχα κανάλια.

4.2 Εξωτερικός ανιχνευτής τροχιών του CMS (ΟΤ - Φάση 2)

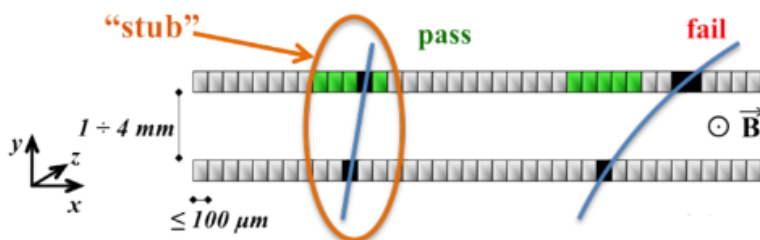
4.2.1 Συνθήκες καταγραφής - Όγκος δεδομένων

Ο εξωτερικός ανιχνευτής τροχιών είναι επιφορτισμένος με την καταγραφή σε πραγματικό χρόνο, όλων των τροχιών των φορτισμένων σωματιδίων με εγκάρσια ορμή $p_T > 2\text{GeV}/c$, για μεταφορά κατά την πυροδότηση του L1. Αυτό επιτρέπει στον CMS να συνεχίζει να λειτουργεί υπό καθεστώς μικρού ρυθμού πυροδοτήσεων, με μεγάλη όμως αποδοτικότητα στον εντοπισμό γεγονότων ενδιαφέροντος, ακόμη και στις ακραίες συνθήκες που επικρατούν στα πειράματα.

Για να επιτευχθεί ωστόσο η σωστή και αξιόπιστη καταγραφή των συμβάντων ενδιαφέροντος, ο όγκος των δεδομένων προς καταγραφή πρέπει να μειωθεί και πρακτικά να υπάρχει φιλτράρισμα. Αυτό συμβαίνει διότι ο συνδυασμός της αυξημένης διακριτικής ευχέρειας μαζί με τον ρυθμό καταγραφής των 40MHz , παράγουν έναν όγκο δεδομένων μη διαχειρίσιμο.

4.2.2 Σύστημα αισθητήρων p_T

Η θεραπεία σε αυτό το πρόβλημα είναι οι αισθητήρες p_T που επιστρατεύουν την τεχνική "track stub" σε συνδυασμό με το μεγάλο σωληνοειδές μαγνητικό πεδίο $3.8T$ του CMS. Οι αισθητήρες p_T απαρτίζονται από δύο ανιχνευτές πυριτίου σε κοντινή απόσταση συνδεδεμένους σε ένα ASIC που συσχετίζει την θέση πρόσπτωσης ενός φορτισμένου σωματιδίου στον κάτω αισθητήρα, με την θέση εξόδου στον πάνω. Λόγω του μεγάλου μαγνητικού πεδίου, τα σωματίδια με ενέργειες κάτω από μια τιμή εκτρέπονται αντίστοιχα κατά την κίνηση τους υπακούοντας στον νόμο του Lorentz. Μετρούμενη αυτή η εκτροπή από το ASIC, δίνει την πληροφορία αν αυτό αποτελεί ένα συμβάν φυσικού ενδιαφέροντος ή όχι, απορρίπτοντας έτσι καταγραφές χαμηλοενεργειακών σωματιδίων (σχήμα 4.3). Αυτή η τεχνική λέγεται "track-stubbing" και επιστρατεύεται στον CMS.



Σχ. 4.3: Σύστημα track-stubbing, όταν εκτραπεί το σωματίδιο αρκετά απορρίπτεται αυτόματα [29]

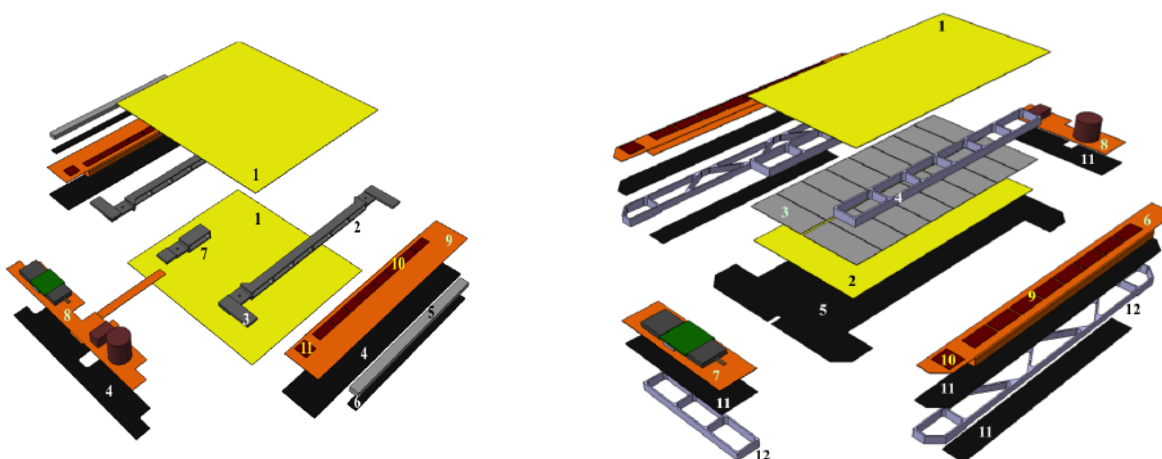
Οι ανιχνευτές πυριτίου τοποθετούνται σε μια απόσταση $1.6 - 4\text{mm}$ κατάλληλη ώστε να διατηρείται η ομοιογένεια της επιλογής συμβάντων ενδιαφέροντος μέσω των αισθητήρων p_T , σε διαφορετικές περιοχές εντός του ΟΤ. Σε ενίσχυση αυτής της ομοιογένειας, οι αισθητήρες του υποσυστήματος TBPS είναι τοποθετημένοι υπό κλίση για να εγγυηθούν την μέγιστη αποδοτικότητα του συστήματος "track-stub".

4.2 Εξωτερικός ανιχνευτής τροχιών του CMS (OT - Φάση 2)

Οι δυο τύποι ανιχνευτών πυριτίου όπως αναφέρθηκε προηγουμένως είναι ο PS και ο 2S. Ο πρώτος εξοπλίζει το TBPS και τις επιφάνειες στην εσωτερική πλευρά των άκρων του κυλίνδρου, ενώ ο δεύτερος το TB2S και τις επιφάνειες στην εξωτερική πλευρά των άκρων του κυλίνδρου. Οι PS απαρτίζονται από έναν strip ανιχνευτή πυριτίου και έναν macro-pixel ανιχνευτή πυριτίου, ενώ οι 2S από δυο strip ανιχνευτές πυριτίου (σχήμα 4.4).

Ως προς τα χαρακτηριστικά κατασκευής τους είναι:

- PS:
 1. Strip sensor - 2 rows of 960 AC-coupled strips with dimensions $2.35\text{ cm} \times 100\ \mu\text{m}$
 2. Macro-pixel sensor - 30×720 DC-coupled pixels with dimensions $1.5\text{ mm} \times 100\ \mu\text{m}$
- 2S:
 1. Strip sensor - 2 rows of 1016 AC-coupled strips with dimensions $5\text{ cm} \times 90\ \mu\text{m}$ per sensor
 2. Strip sensor - 2 rows of 1016 AC-coupled strips with dimensions $5\text{ cm} \times 90\ \mu\text{m}$ per sensor



Σχ. 4.4: Παραπάνω διακρίνονται στα αριστερά ο ανιχνευτής 2S και στα δεξιά ο ανιχνευτής PS, αναπτυσσόμενοι ως προς την εσωτερική τους δομή και διάθροση [21]

Επειδή ακόμη, μεταξύ των δύο ανιχνευτών που απαρτίζουν τα κομμάτια του OT, δεν υπάρχει υπόστρωμα υποστήριξης όλη η διάταξη είναι αυτοτελής και αποτελείται από το Front-end υβρίδιο, που περιλαμβάνει τα κυκλώματα ανάγνωσης και συσσώρευσης σημάτων και το Service υβρίδιο που περιλαμβάνει DC-DC μετατροπείς ρεύματος, συνδέσεις για δρομολόγηση των δεδομένων και μηχανικούς βραχίονες για διαχωρισμό των δύο υβριδίων. Ο τελευταίος μηχανισμός είναι πολύ σημαντικός καθώς εγγυάται την σωστή λειτουργία του συστήματος "track stub", επιτρέποντας μέγιστες κλίσεις μεταξύ των hybrids, $400\ \mu\text{rads}$ για 2S OT ανιχνευτές και $800\ \mu\text{rads}$ για PS OT ανιχνευτές.

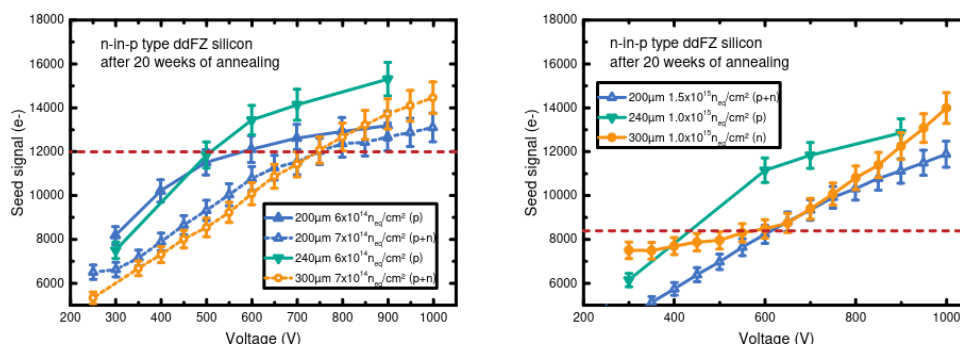
4.2.3 Σήματα των αισθητήρων του OT

Ένα από τα κύρια χαρακτηριστικά που ενδιαφέρει κατά τις μετρήσεις στον CMS είναι το φορτίο που συλλέγεται κατά την ακτινοβόληση σε ένα κανάλι του ανιχνευτή πυριτίου. Αυτό το γεγονός σε συνδυασμό με την δυαδική λογική ανάγνωσης των Front-end ASICs καθιστά ένα σημαντικό περιορισμό στους αισθητήρες του OT. Αυτό διότι τόσο οι ανιχνευτές 2S όσο και οι PS διασυνδέονται με ASICs που εισάγουν μεγάλες τιμές ισοδύναμου φορτίου θορύβου (ENC).

Πιο συγκεκριμένα για τους 2S strip ανιχνευτές είναι $ENC=1000e$ λόγω του CBC chip και $ENC=700e$ στους PS strip ανιχνευτές που έχουν το SSA chip.

Για να μπορεί να γίνει καθαρή αποτύπωση των δεδομένων απαιτείται κατ' ελαχιστο μια τιμή σήματος που είναι 4 φορές μεγαλύτερη από τον θόρυβο της κάθε διάταξης αντίστοιχα. Οι αισθητήρες εξετάστηκαν ακτινοβολώντας τους με μια ισοδύναμη ροή ακτινοβολίας 1.5 και 2 φορές μεγαλύτερη, από αυτή που αναμένεται στα τμήματα TBPS και TB2S στα $3000fb^{-1}$.

Στην ονομαστική τιμή λειτουργίας (600V) οι συγκεκριμένοι αισθητήρες με ωφέλιμο πάχος 200-240 μm , κατορθώνουν να συγκεντρώνουν φορτίο 3 φορές μεγαλύτερο το κατώτατου επιτρεπτού, όπως φαίνεται στο αριστερό διάγραμμα για τους 2S strip και στο δεξί για τους PS strip (σχήμα 4.4).



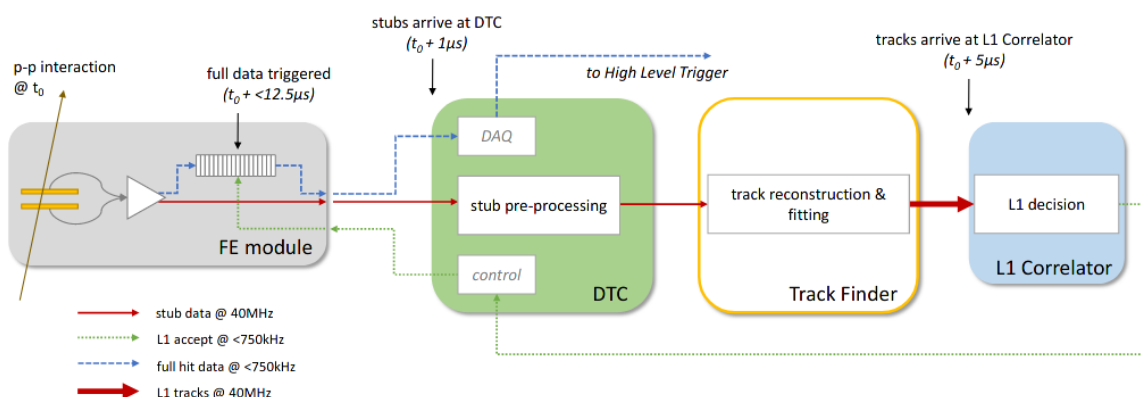
Σχ. 4.5: Παρατηρούμε στα σχεδιαγράμματα ότι το σήμα των ανιχνευτών είναι ικανοποιητικά μεγαλύτερο από το θόρυβο των ηλεκτρονικών [9]

Οι αντιστοιχοί ανιχνευτές τύπου macro-pixel των PS έχουν ASICs που εισάγουν μικρότερες τιμές ισοδύναμου φορτίου θορύβου ($ENC=200e$) και στα αντιστοιχα πάχη wafer επιτυγχάνουν καλή συλλογή φορτίου και παραγωγή σήματος.

4.2.4 Διασύνδεση του συστήματος μεταφοράς δεδομένων του CMS

Η διασύνδεση ενός τόσο μεγάλου συστήματος πάντα αποτελεί μεγάλη πρόκληση για τους ηλεκτρολόγους μηχανικούς και για τους φυσικούς. Για αυτό τον λόγο ο όγκος των δεδομένων μαζί με το πρόβλημα της ανασύστασης των τροχιών, από τοπικές συντεταγμένες στους αισθητήρες σε καθολικές συντεταγμένες, απαιτεί την χρήση εξειδικευμένων αλγορίθμων και συστημάτων. Η βασική τοπολογία που χρησιμοποιείται για την επίλυση των προβλημάτων φαίνεται στην εικόνα

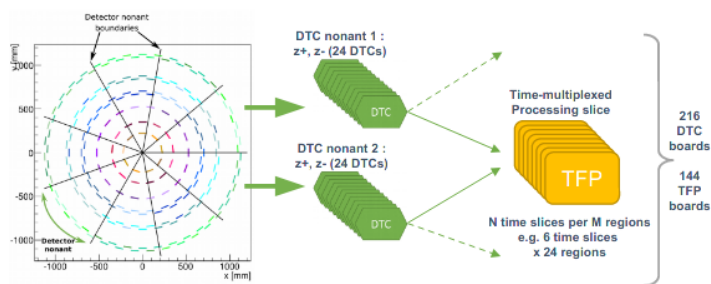
4.6. Η διαδρομή αρχίζει από το σημείο της αλληλεπίδρασης των φορτισμένων σωματιδίων και καταλήγει στο σύστημα πυροδότησης L1 trigger.



Σχ. 4.6: Σύνδεση του ανιχνευτή τροχιών από την φάση ανίχνευσης ως το L1 trigger [19]

Οι δέσμες πρωτονίου-πρωτονίου αρχικά συγκρούονται, τα προϊόντα της σύγκρουσης που αναμένονται στον ανιχνευτή είναι φορτισμένα σωματίδια. Τα τελευταία θα διέλθουν από διαδοχικούς ανιχνευτές του OT (μέχρι και 72) και θα προκαλέσουν την δημιουργία ηλεκτρικού σήματος συγκεκριμένου μεγέθους και θέσης που θα πακεταρισθεί (stubs racks) και θα αποσταλεί στο DTC μέσω οπτικών ινών.

Εκεί τα δεδομένα αυτά θα ξεπακεταρισθούν και θα γίνει μετατροπή των συντεταγμένων από τοπικές συντεταγμένες του ανιχνευτή σε καθολικές συντεταγμένες του OT. Τα δεδομένα από εκεί θα αποσταλούν, τμηματικά χωρισμένα στον χρόνο και τον χώρο, στην μονάδα επεξεργασία εύρεσης τροχιάς TFP. Οι εισόδους αυτού του συστήματος συλλέγουν το ρεύμα δεδομένων ενός συμβάντος ενδιαφέροντος από δύο ακόμη αλληλοεπικαλυπτόμενα τμήματα (overlapping nonants) του OT (σχήμα 4.7). Τα nonants αποτελούν το 1/9 ενός κυκλικού δίσκου και αποτελεί τον τρόπο με τον οποίο έχει δομηθεί ο ανιχνευτής κατα την πολική γωνία φ .



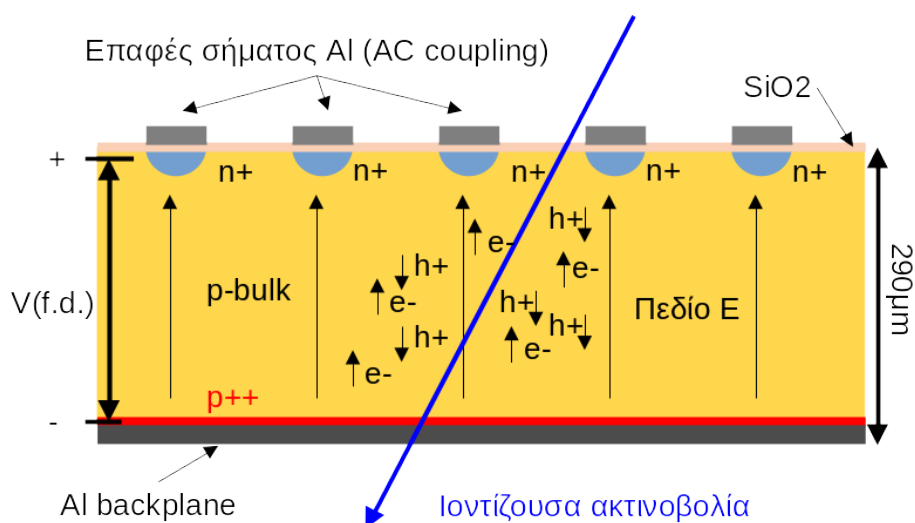
Σχ. 4.7: Τρόπος διάταξης nonants [19]

Η αναγνώριση μοτίβων και τροχιών γίνεται εντός του TFP με χρήση εμπορικών FPGAs, ενώ οι αλγόριθμοι που χρησιμοποιούνται έχουν τελειοποιηθεί έπειτα από τις αναφορές του τεχνικού σχεδιασμού (TDR) του CMS και έχουν ελεγχθεί σε πραγματικές συνθήκες 2 φορές, ανταποκρινόμενες στις απαιτήσεις του πειράματος. Να παρέχουν δηλαδή δεδομένα σχετικά με την τροχιά του συμβάντος στο σύστημα L1 trigger, εντός $4\mu s$.

4.3 Αρχές λειτουργίας των strip ανιχνευτών πυριτίου

Κλείνοντας αυτό το κεφάλαιο, είναι χρήσιμο να αναφερθεί η βασική λειτουργία των strip ανιχνευτών καθώς είναι το κεντρικής σημασίας ζήτημα σε ένα μεγάλο ανιχνευτικό σύστημα τροχιών.

Η βασική αρχή λειτουργίας είναι βασισμένη στην δίοδο pn. Οι strip ανιχνευτές για να μπορέσουν να δώσουν την πληροφορία της θέσης και της ενέργειας, χρησιμοποιούν επιμήκεις pn διόδους διατεταγμένες, η μια δίπλα και παράλληλα στην άλλη όπως μπορεί να διακρίνει κάποιος στο σχήμα 4.8.



Σχ. 4.8: Εγκάρσια τομή ενός strip αισθητήρα

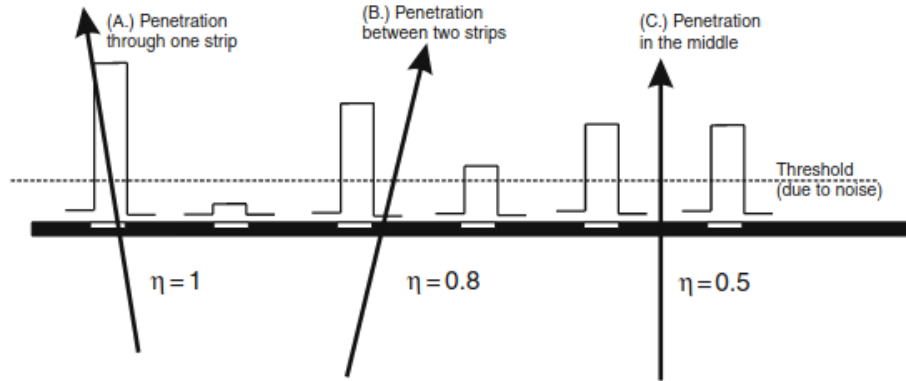
Ένα φορτισμένο σωματίδιο λοιπόν περνά μέσα από τον όγκο του ανιχνευτή και την δίοδο pn που βρίσκεται σε λειτουργία πλήρους απογύμνωσης. Αυτό το σωματίδιο κατά την διέλευση του προκαλεί ιονισμό στο όγκο στα πρότυπα της φόρμουλας του Bethe-Bloch (1.51) και συνεπώς έχουμε την δημιουργία ζευγών οπών-ηλεκτρονίων. Επειδή οι ανιχνευτές που μελετάμε έχουν νόθευση υποστρώματος p και νόθευση επαφών (strips) n+, τα ηλεκτρόνια θα συλλεγούν στα strips ενώ οι οπές θα κινηθούν προς το backplane (p++) του wafer, υπακούοντας στην κίνηση που ορίζει το ηλεκτρικό πεδίο E που δημιουργείται εντός του αισθητήρα.

Το επόμενο βήμα είναι αυτά τα φορτία να "διαβαστούν" από τα εξωτερικά ηλεκτρονικά κυκλώματα. Αυτό μπορεί να συμβεί με δυο τρόπους, με AC ή DC σύζευξη. Η DC σύζευξη γίνεται όταν οι πυκνωτές που χρειάζονται για την τελευταία, βρίσκονται εκτός του αισθητήρα (συνήθως στα ηλεκτρονικά πριν την προενίσχυση), ενώ AC σύζευξη γίνεται όταν οι πυκνωτές βρίσκονται ενσωματωμένοι στον ανιχνευτή. Οι τελευταίοι σχηματίζονται όταν πάνω από τα strips αντί επαφής μετάλλου, τοποθετηθεί οξείδιο και στην συνέχεια μέταλλο, σχηματίζοντας τελικά μια δομή MOS σχηματίζοντας μια AC σύζευξη. Με αυτό τον τρόπο τα φορτία με επαγωγή περνούν στις μεταλλικές επαφές και από εκεί απ' ευθείας, στην προενίσχυση.

Ο τρόπος που συλλέγεται το φορτίο δυστυχώς δεν έχει κάποια από τα πλεονεκτήματα που εμφανίζουν οι ανιχνευτές αερίων, όπως τον πολλαπλασιασμό φορτίου με φαινόμενα χιονοστιβάδας. Αυτός ο περιορισμός κάνει κρίσιμη την παράμετρο εύρους του κάθε strip, καθώς απαιτείται άμεση

4.3 Αρχές λειτουργίας των strip ανιχνευτών πυριτίου

συλλογή του μικρού φορτίου από όσο το δυνατόν λιγότερα strip, εφόσον η διάχυση του τελευταίου σε περισσότερα μπορεί να προκαλέσει απώλεια της πληροφορίας, αν αυτή γίνει συγκρίσιμη με τα επίπεδα θορύβου. Εποπτικά ο τρόπος με τον οποίο διαμοιράζεται το σήμα στην απλή περίπτωση που συμβάλλουν δυο strip φαίνεται στο σχήμα 4.9.



Σχ. 4.9: Κατανομή σήματος μεταξύ δυο strip κατά την ανίχνευση ενός σωματιδίου [14]

Τέλος η κάθετη διάχυση των φορτίων ως προς το ηλεκτρικό πεδίο E , λόγω θερμοκρασίας και τάσης πόλωσης, είναι άλλη μια κρίσιμη παράμετρος από την άποψη λήψης του σήματος. Μπορεί ποσοτικά να προσδιοριστεί ο χρόνος που υπάρχει διαθέσιμος για μια τέτοια κίνηση των φορτίων εντός του όγκου μέχρι και το σημείο συλλογής. Είναι σύμφωνα με το [14]:

$$t_{e,h} = \frac{d}{v_{e,h}} = \frac{d}{\mu_{e,h}E} \quad (4.1)$$

Γνωρίζοντας ότι $\mu_e = 1350 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ και $\mu_h = 450 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ όπως επίσης ότι $d = 290 \mu\text{m}$ για τα wafer και $E = 15 \text{ kV/cm}$ για το CMS, υπολογίζεται ότι ο διαθέσιμος χρόνος για την κίνηση που περιγράψαμε, είναι $t_e = 1.45 \text{ ns}$ και $t_h = 4.35 \text{ ns}$. Πρόκειται για ένα πολύ ταχύ χρόνο συλλογής, που εξυπηρετεί μάλιστα και στην ανίχνευση πολλών διαδοχικών σωματιδίων.

Κεφάλαιο 5

Ποιοτικός έλεγχος και χαρακτηρισμός τεστ δομών

5.1 Εξασφάλιση Ποιότητας (QA)

Η κατασκευή των ανιχνευτών πυριτίου μαζί με τις προδιαγραφές τις οποίες ορίζει το γκρουπ του CMS, αποτελούν ένα τεχνολογικά δύσκολο εγχείρημα το οποίο απαιτεί βαθιά τεχνική γνώση και βιομηχανικό εξοπλισμό για να επιτευχθεί. Ως εκ τούτου, το γκρουπ του CMS ορίζει ανάδοχο αυτού του έργου. Την κατασκευή του συνόλου των ανιχνευτών δηλαδή, οι οποίοι απαιτούνται για την φάση-2 της αναβάθμισης του εξωτερικού ανιχνευτή τροχιών. Έπειτα από εξέταση των διαθέσιμων επιλογών η εταιρία HAMAMATSU Photonics K.K. (HPK) επιλέχθηκε ως ανάδοχος αφού δύναται να ανταπεξέλθει στο έργο.

Για την ομαλή και επιτυχημένη ολοκλήρωση της αναβάθμισης του πειράματος απαιτείται εξασφάλιση της ποιότητας των παραγόμενων εξαρτημάτων, εν προκειμένω των wafers και των παραμέτρων κατασκευής. Ως εκ τούτου, έχουν θεσπιστεί συγκεκριμένα πρωτόκολλα που ακολουθούνται για την παρακολούθηση και των χαρακτηρισμό των αισθητήρων και των κατασκευαστικών παραμέτρων Vendor Quality Control (VQC).

Πρώτα λοιπόν γίνεται έλεγχος από τον προμηθευτή (VQC) ότι οι αισθητήρες λειτουργούν εντός των προδιαγραφών. Στην συνέχεια αποστέλλονται στο CERN και καταχωρούνται στην μεγάλη βάση δεδομένων του ανιχνευτή. Όταν φθάσουν εκεί διαπιστεύονται. Στην συνέχεια τα κέντρα των Logistics του CERN αποστέλλουν σε πακέτα των 25-30 τον αριθμό, τα wafers, για έλεγχο εξασφάλισης ποιότητας.

Η εξασφάλιση ποιότητας (QA) βασίζεται σε 3 ποιοτικούς ελέγχους που γίνονται στα αντίστοιχα κέντρα ποιοτικών ελέγχων (QC centers):

- Έλεγχος ποιότητας των αισθητήρων - Sensor Quality Control (SQC) (αφορά τους αισθητήρες αυτούς καθ' εαυτούς). Γίνεται μελέτη των ηλεκτρικών χαρακτηριστικών όπως οι χωρητικότητες των interstrip και backplane, η χωρητικότητα σύζευξης, οι αντιστάσεις του πολυκρυσταλλικού πυριτίου και του interstrip και ακόμη το ρεύμα διαρροής του τελευταίου. Από το σύνολο των αισθητήρων στην φάση της παραγωγής, ελέγχεται περίπου το 1/10.
- Έλεγχος ποιότητας διεργασιών παρασκευής - Process Quality Control (PQC) (αφορά στην εξέταση τεστ δομών στα αποκαλούμενα halfmoons τα οποία προέρχονται από τα ίδια wafers στα οποία κατασκευάζονται οι αισθητήρες και δίνουν πληροφορίες για την ποιότητα και ευστάθεια των διαδικασιών παραγωγής). Εδώ εξάγονται μια πληθώρα παραμετρών, όπως η τάση επιπέδων ζωνών, τα πάχη οξειδίου, η αντίσταση υποστρώματος. Υπολογίζονται ακόμη και ενδιάμεσες παράμετροι που δεν μπορούν να αξιολογηθούν απευθείας, σαν την επιφανειακή ταχύτητα γένεσης φορέων και την συγκέντρωση φορτίου στο οξείδιο, καθώς και παράμετροι που αφορούν καταστρεπτικές μετρήσεις που δεν μπορούν να εκτελεσθούν στους αισθητήρες όπως η τάση κατάρρευσης του διηλεκτρικού. Ένα σύνολο της τάξης των

5.1 Εξασφάλιση Ποιότητας (QA)

2/10 από το πακέτο αισθητήρων καταμετράται σε αυτούς τους ελέγχους.

- Δοκιμές ακτινοβολήσης - Irradiation Tests (IT) (Αφορούν στον έλεγχο της αντοχής στην ακτινοβολή μετρώντας την μεταβολή παραμέτρων σε μικρές δομές έπειτα από ακτινοβολήση και ανόπτηση).

Τα δεδομένα που παράγονται εξετάζονται από το πάνελ ειδικών παραγωγής στους αισθητήρες του OT (OTSEPP), το οποίο ελέγχει και αποφασίζει για τυχόν ζήτημα που ανακύπτουν και επηρεάζουν τα QC centers.

Μέλη αυτών αποτελούν και εντεταλμένα άτομα από τις QC δομές με γνώση των διαδικασιών ελέγχου τα οποία είναι επιφορτισμένα με την παρουσίαση αποτελεσμάτων και την συζήτηση τυχόν ζητημάτων σε διεβδομαδιαία βάση.

Όταν έχουν συγκεντρωθεί αρκετές πληροφορίες για κάθε πακέτο αισθητήρων, δηλαδή όταν έχουν εξέλθει και των 3 ποιοτικών ελέγχων, τότε οι αισθητήρες θεωρούνται διαπιστευμένοι και συναρμολογούνται σε OT modules για να μπορέσουν να εγκατασταθούν στον Outer Tracker. Για την εκτέλεση της QA επιστρατεύονται εξωτερικά διαπιστευμένα συνεργαζόμενα εργαστήρια που διαθέτουν κατάλληλο εξοπλισμό για την διενέργεια των μετρήσεων. Τα εργαστήρια που έχουν αναλάβει, καταγράφονται στην ακόλουθη λίστα

SQC:

- Brown University(USA)
- Delhi University(India)
- Institute of High Energy Physics in Vienna(Austria)
- Karlsruhe Institute of Technology(Germany)
- NCP(Pakistan)
- Rochester Institute of Technology(USA)

PQC:

- Brown University(USA)
- NCSR "Demokritos"(Greece)
- Institute of High Energy Physics in Vienna(Austria)
- INFN Perugia(Italy)

IT:

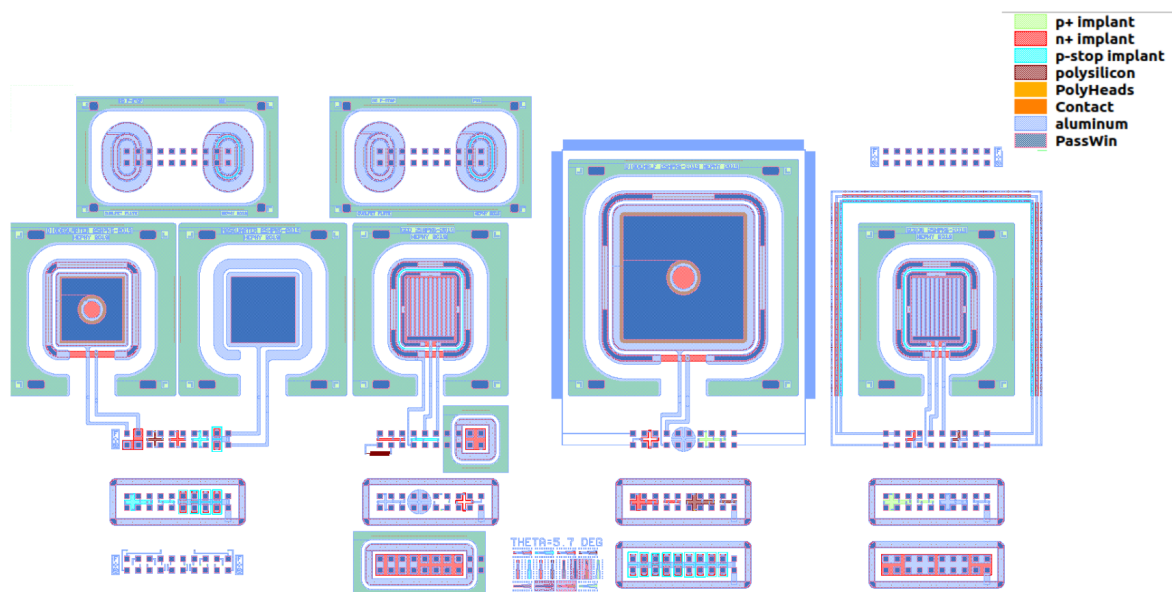
- Brown University(USA)
- Karlsruhe Institute of Technology(Germany)

5.2 PQC

Όπως φάνηκε στην προηγούμενη λίστα, το εργαστήριο του "Δημοκρίτου" εντάσσεται στις εγκαταστάσεις που εκτελούν PQC ελέγχους. Αυτό σημαίνει ότι διαθέτουν τον κατάλληλο εξοπλισμό για την διενέργεια μετρήσεων στα halfmoons των PSp, PSs και 2S. Οι τελευταίες λαμβάνονται μέσω μιας διάταξης που χρησιμοποιεί έναν probe, ο οποίος έρχεται σε επαφή με το halfmoon σε συγκεκριμένα σημεία τα οποία ονομάζονται PQC flutes (σχήμα 5.1).

Από κάθε wafer δημιουργούνται 4 συνολικά halfmoons. Τα East West και South North. Η μελέτη μας γίνεται κυρίως στα East και West halfmoons των wafer.

Ο probe αποτελείται μια κάρτα με ένα σύνολο 20 ακροδεκτών που επιτρέπουν την σύνδεση σε ένα switching matrix, το οποίο διεκπεραιώνει την λήψη αυτοματοποιημένων μετρήσεων για το κάθε flute. Στο σύνολο κάθε halfmoon διαθέτει ένα ζευγάρι από 4 PQC flutes ("PQC1-PQC4") τα οποία ονοματίζονται ως αριστερά ή δεξιά (Left, Right) αντίστοιχα. Τα PQC1 και PQC2 προορίζονται για γρήγορους ελέγχους (Quick flutes), ενώ τα PQC3 και PQC4 προορίζονται για εκτεταμένους (Extended flutes). Υπάρχουν ακόμη ένα ζευγάρι 11 βοηθητικών flutes τα οποία επιτρέπουν τον ενδελεχή έλεγχο περαιτέρω παραμέτρων, σε περίπτωση που εντοπισθούν απρόσμενες συμπεριφορές κατά την εκτέλεση των προκαθορισμένων ελέγχων, καθώς και δομές που μπορούν να μετρηθούν χειροκίνητα, όπως MOS πυκνωτές και δίοδοι.



Σχ. 5.1: Σχηματική απεικόνιση ενός αριστερού ή δεξιού τμήματος ενός halfmoon με τα 15 flutes του [11]

Κατά την εξέταση των halfmoons γίνονται ανάμεικτα, γρήγοροι και εκτεταμένοι έλεγχοι. Από κάθε flute μετρούνται τα εξής.

PQC1 flute:

- Τάση πλήρους απογύμνωσης και αντίσταση υποστρώματος μέσω μιας διόδου κλίμακας 1/4 ($1.25mm \times 1.25mm$)

5.2 PQC

- Τάση επιπέδων ζωνών και συγκέντρωση σταθερών φορτίων οξειδίου μέσω ενός πυκνωτή MOS κλίμακας 1/4 ($1.29mm \times 1.29mm$)
- Πυκνότητα διηλεκτρικού μέσω άλλων πυκνωτών
- Αντίσταση των πολυκρυσταλλικών στρωμάτων, των n^+ προσμίξεων και των p-stop μέσω διατάξεων Van Der Pauw.
- Ιδιότητες του καναλιού μέσω ενός τρανζίστορ επίδρασης πεδίου (FET)

PQC2 flute:

- Αξιολόγηση της επιφανειακής ταχύτητας γένεσης φορέων και της πυκνότητας παγίδων διεπιφάνειας μέσω μιας διόδου ελεγχόμενης μέσω πύλης (GCD)
- Αντίσταση μέσω αντιστάτη πολυκρυσταλλικού πυριτίου.
- Δύο δομές σε μέγεθος ελάχιστου πάχους γραμμής n^+ και p-stop, που συμπληρώνουν τις δομές Van Der Pauw του πρώτου flute
- Μια αποκλειστική δομή που προορίζεται για μέτρηση κατάρρευσης του διηλεκτρικού.

PQC3 flute:

- Παρέχει μια διόδο κλίμακας 1/2 ($2.5mm \times 2.5mm$)
- Μια μεταλλική επαφή σε σχήμα μαιάνδρου που περιέχει 12,853 τετράγωνα
- Μια δομή Van Der Pauw μετάλλου σε σχήμα τριφυλλιού.
- Δομές Van Der Pauw σε σχήμα σταυρού για το bulk και την νόθευση p^+

PQC4 flute:

- Μια GCD με μέγεθος πύλης, μεγαλύτερο αυτής του PQC2
- Contact chains και δομές cross bridge Kelvin για εξακρίβωση της ποιότητας των μεταλλικών επαφών

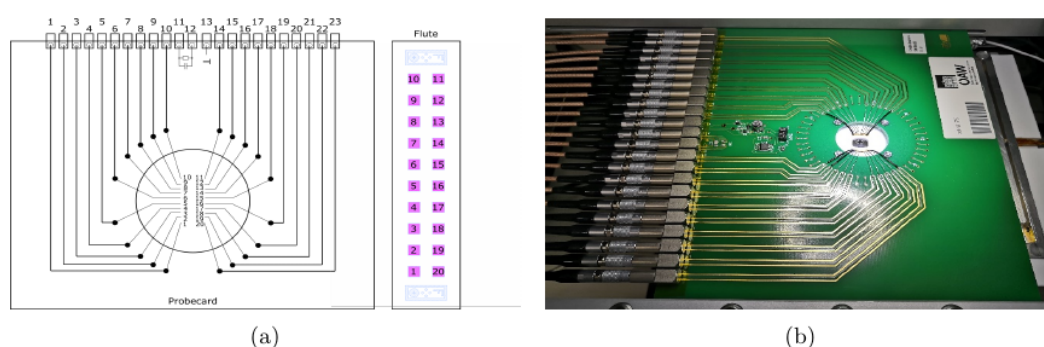


Σχ. 5.2: Πραγματική φωτογραφία ενός East halfmoon. Εντός των κόκκινων τετραγώνων φαίνονται η δεξιά και αριστερή μεριά στις οποίες βρίσκονται τα PQC flutes

5.3 Μετρητικός σταθμός στο εργαστήριο

Η πειραματική διάταξη του εργαστηρίου απαρτίζεται από ένα σύνολο μηχανημάτων που είναι απαραίτητα για να επιτευχθούν σωστές μετρήσεις.

Ο χώρος στον οποίο γίνονται οι μετρήσεις είναι ένα αλουμιένιο κιβώτιο με παράθυρο που κλειδώνει (σχήμα 5.4). Η χρησιμότητα του είναι να διατηρεί συνθήκες σκότους, ηλεκτρομαγνητικής θωράκισης, θερμοκρασίας και σχετικής υγρασίας κατά τις μετρήσεις. Η σχετική υγρασία ρυθμίζεται σε τιμές $< 30\%$ με την συνεχή παροχή ξηρού αέρα από ένα σύστημα κατάλληλων κατάλληλων συμπιεστών και φίλτρων που δουλεύει συνεχώς. Η θερμοκρασία ρυθμίζεται στους $\approx 23^{\circ}\text{C}$ μέσω του κλίματος του δωματίου, αλλά κυρίως με την χρήση της πλατφόρμας πάνω στην οποία αποτίθεται το halfmoon, η οποία το κρατά σε στενή επαφή με την επιφάνεια με ένα σύστημα συνεχούς εισρόφησης αέρα.



Σχ. 5.3: Αριστερά σχηματικό Σχεδιάγραμμα συνδέσεων probe card και δεξιά η probe card του εργαστηρίου

Η πλατφόρμα αυτή πέρα από ψύξη παρέχει με αυτό τον τρόπο, καλή ηλεκτρική αγωγή στο υπόστρωμα, όπως επίσης και δυνατότητες μετακίνησης κατά τους άξονες xyz. Πάνω από αυτή την πλατφόρμα βρίσκεται ο probe 20 ακροδεκτών (σχήμα 5.3), ο οποίος εν συνεχεία συνδέεται με ένα switching matrix που επιτρέπει αυτοματοποίηση στις μετρήσεις άπαξ και γίνει η επαφή του τελευταίου με το flute υπό μέτρηση. Πάνω από αυτόν βρίσκεται η κάμερα και ο φωτισμός που δίνουν εικόνα σε σύστημα υπολογιστή για τον χειρισμό και την μετακίνηση του halfmoon.

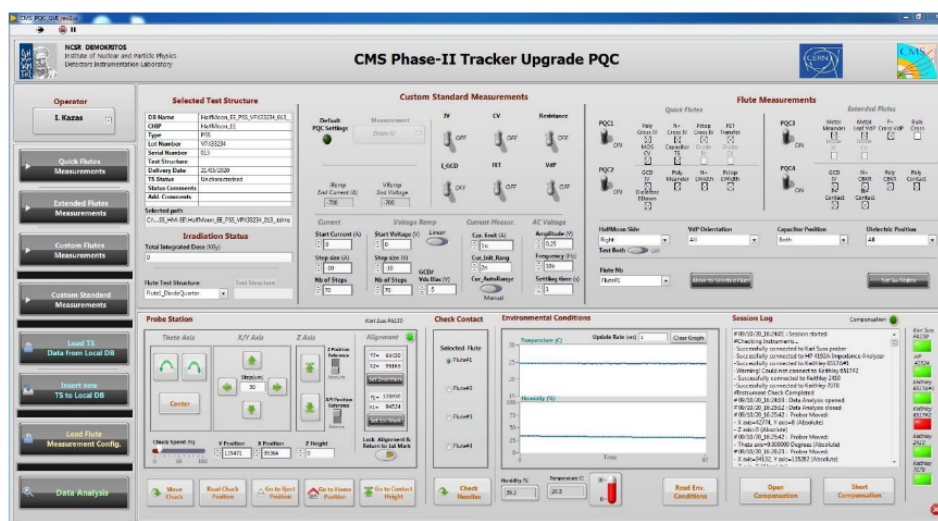


Σχ. 5.4: Ο μετρητικός σταθμός του εργαστηρίου

Από το switching matrix (Keithley 707B) το οποίο είναι εφοδιασμένο με κάρτες τύπου Keithley

7072 και 7072-HV, το σήμα δρομολογείται για μέτρηση, από τις αντίστοιχες μετρητικές διατάξεις. Για IV καμπύλες χρησιμοποιείται η μονάδα Keithley 6517A, CV καμπύλες η μονάδα HP4192A unit και για μετρήσεις υψηλών τάσεων, η μονάδα SMU Keithley 2410.

Η διασύνδεση όλου αυτού του συστήματος επιτυγχάνεται με προγραμματισμό ενός μεγάλου user interface στο πρόγραμμα LabVIEW της National Instruments. Με αυτό έχει επιτευχθεί η αυτοματοποίηση των μετρήσεων σε κάθε ένα από τα flutes (PQC1-PQC4) που υπάρχουν στα halfmoons. Υπάρχει ακόμη η δυνατότητα επαναληπτικών μεμονωμένων μετρήσεων αφού έχουμε live καταγραφή της πορείας τους, όπως επίσης και plotting για την παρακολούθηση πληθώρας παράγωγων συναρτήσεων όπως π.χ. της κλίσης των γραφικών. Το σύστημα αυτό ολοκληρώνεται με κατάλληλη ονοματοδοσία και διαχωρισμό των μετρήσεων για την μετέπειτα εύκολη επεξεργασία και καταχώρηση τους στις βάσεις δεδομένων του CERN.



Σχ. 5.5: Η διεπαφή χρήστη για την λήψη μετρήσεων στο LabVIEW

5.4 Μετρήσεις PQC

Το κύριο προϊόν όλης της προηγούμενης οργάνωσης είναι η παραγωγή μετρήσεων. Όπως αναφέρθηκε και στον κατάλογο των εργαστηρίων που περιλαμβάνονται στο QA, το εργαστήριο μας στον Δημόκριτο είναι επιφορτισμένο με ελέγχους τύπου PQC.

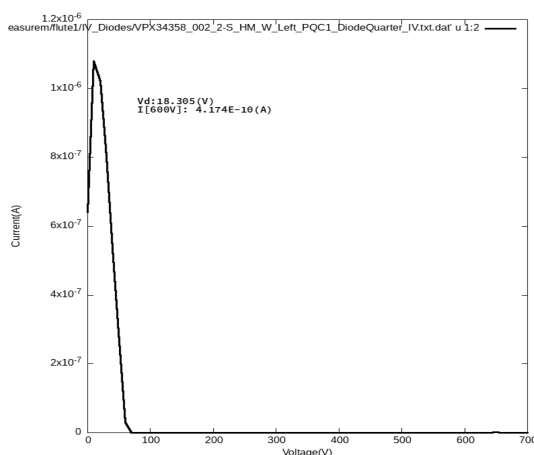
Αυτό σημαίνει πως κατά τις μετρήσεις υπολογίζονται ποσότητες και παράμετροι που έχουν να κάνουν με τις τεστ δομές που υπάρχουν στα halfmoons. Μεταξύ αυτών είναι:

- Καμπύλες IV και CV των Διόδων
- Καμπύλες CV των MOS
- Καμπύλες IV 4-ακροδεκτών

- Καμπύλες IV των FET
- Καμπύλες CV Σύζευξης χωρητικότητας
- Καμπύλες IV Κατάρρευσης του διηλεκτρικού
- Καμπύλες IV των GCD

Κάθε μια εξ' αυτών δίνει τις ζητούμενες παραμέτρους με κατάλληλη ανάλυση. Στις παρακάτω εικόνες παρουσιάζονται μάλιστα στιγμιότυπα, από το software για ανάλυση που αναπτύχθηκε στα πλαίσια της διπλωματικής εργασίας.

5.4.1 IV Διόδου



Από το διάγραμμα αυτό γίνεται εκτίμηση του ρεύματος της διόδου, στο σημείο τάσης $V = 600V$ της καμπύλης.

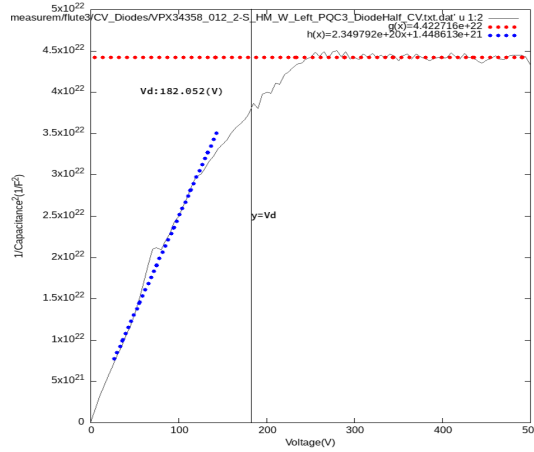
5.4.2 CV Διόδου

Στην πραγματικότητα πρόκειται για την καμπύλη που έχει στον άξονα y την ποσότητα $1/C^2$ [11]. Εδώ γίνονται δύο γραμμικές προσαρμογές, μια στον οριζόντιο κλάδο και μια στο κεκλιμένο κλάδο της καμπύλης.

Η επιλογή των ορίων των δυο προσαρμογών γίνεται με κριτήριο την μεγιστοποίηση του παράγοντα R^2 . Αυτό σημαίνει ότι το σύνολο των σημείων που χρησιμοποιούνται κάθε φορά είναι δυναμικό και δίνει πάντα την μέγιστη προσαρμογή. Οι παράμετροι που εξάγονται είναι η ελάχιστη χωρητικότητα C_{min} , η συγκέντρωση υποστρώματος N_{sub} , η τάση πλήρους απογύμνωσης V_{fd} , το ενεργό πάχος της ζώνης απογύμνωσης W_d και η αντίσταση του υποστρώματος ρ .

Η C_{min} είναι η τιμή της C στον οριζόντιο κλάδο πολλαπλασιασμένη επί το εμβαδόν της διόδου.

Η N_{sub} υπολογίζεται με την χρήση της κλίση b του κεκλιμένου κλάδου:



$$N_{sub} = \frac{2}{q\epsilon_s\epsilon_0 b A^2} \quad (5.1)$$

Η V_{fd} βρίσκεται ως το σημείο τομής των γραμμικών προσαρμογών στο διάγραμμα.

Το W_d δίδεται στην αναστροφή από τον τύπο πυκνωτή παράλληλων πλακών:

$$W_d = \frac{\epsilon_s\epsilon_0 A}{C_{min}} \quad (5.2)$$

Τέλος η αντίσταση υποστρώματος είναι ($d = 290\mu m$ το πάχος του wafer, $\mu_h = 450cm^2/Vs$ η ευκινησία των οπών):

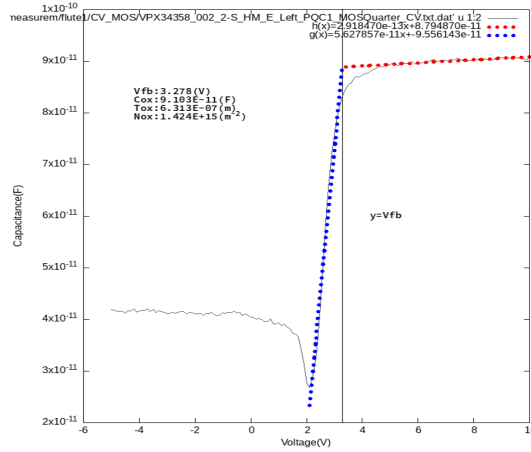
$$\rho = \frac{d^2}{2\epsilon_0\epsilon_{ox}\mu_h V_{fd}} \quad (\Omega m) \quad (5.3)$$

5.4.3 CV MOS

Σαρώνοντας την τάση της πύλης (παλμική διέγερση) σε ένα εύρος τιμών παίρνουμε το σχεδιάγραμμα CV του MOS στις τρεις περιοχές λειτουργίας του[11]. Μαζί με αυτό, για την ανάλυση θα χρειαστούν οι γραφικές της πρώτης και δεύτερης παραγώγου της χωρητικότητας συναρτήσει της τάσης.

Επίσης αναζητούμε την τάση επιπέδων ζωνών V_{fb} , η χωρητικότητα οξειδίου C_{ox} , η συγκέντρωση υποστρώματος N_{sub} , οι συγκεντρώσεις N_{ox} και Q_{ox} , και το πάχος οξειδίου t_{ox} .

Για τους υπολογισμούς αυτούς χρειάζονται οι κλίσεις των τριών περιοχών λειτουργίας. Ετσι, για τις περιοχές της αναστροφής και της συσσώρευσης έχουμε γραμμική προσαρμογή μεταξύ των σημείων που επιδεικνύουν την μέγιστη R^2 . Για την περιοχή την απογύμνωσης, υπολογίζοντας διαδοχικά την πρώτη και στην συνέχεια την δεύτερη παράγωγο, επιλέγουμε το διάστημα μεταξύ



του μεγίστου και ελαχίστου της τελευταίας και εφαρμόζουμε γραμμική προσαρμογή στην αρχική καμπύλη. Έτσι:

Η V_{fb} είναι το σημείο τομής των προσαρμογών της συσσώρευσης και της απογύμνωσης [11].

Η χωρητικότητα C_{ox} είναι η τιμή της C που δίνει η προσαρμογή στην συσσώρευση.

Η N_{sub} υπολογίζεται όπως προηγουμένως, παίρνοντας δηλαδή την κλίση b του κεκλιμένου κλάδου της $1/C^2$.

$$N_{sub} = \frac{2}{q\epsilon_s\epsilon_0 b A^2}$$

Τα N_{ox} και Q_{ox} υπολογίζονται με το σύνολο των ακόλουθων εξισώσεων για δομή $Al-SiO_2-Si$ [11]:

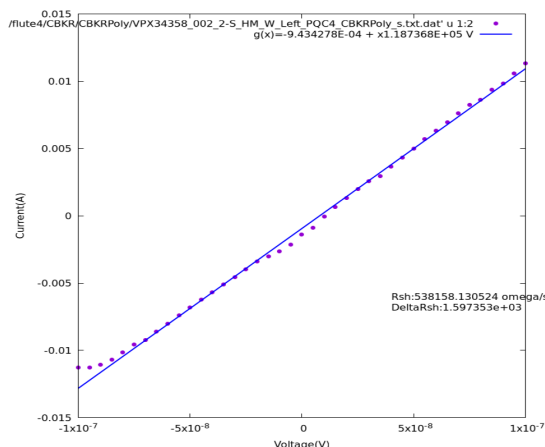
$$\left(\begin{array}{l} Q_{ox} = N_{ox} A_{gate} q \\ N_{ox} = C_{ox} \frac{\phi_{ms} - V_{fb}}{q A_{gate}} \\ \phi_{ms} = \phi_m - \left(\chi + \frac{E_g}{2} + \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_{sub}}{N_i}\right) \right) \\ V_{fb} = \phi_{ms} - \frac{Q_{ox}}{C_{ox}} \\ N_i = 5.29 \cdot 10^{19} (T/300)^{2.54} e^{(-6726/T)} \end{array} \right) \quad (5.4)$$

Ενώ το πάχος του οξειδίου είναι:

$$t_{ox} = \epsilon_{ox} \epsilon_0 \frac{A_{gate}}{C_{ox}} \quad (5.5)$$

5.4.4 IV 4-ακροδεκτών

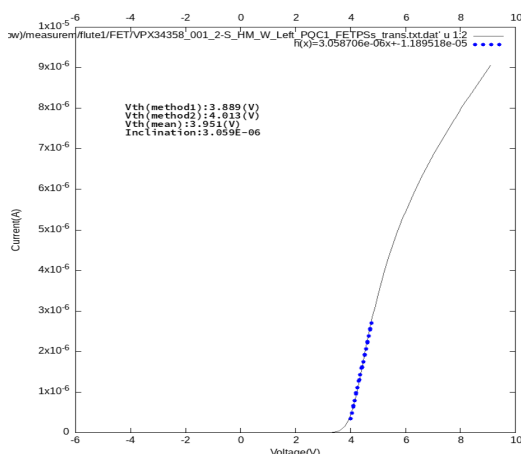
Όλες οι μετρήσεις τεσσάρων ακροδεκτών, όπως μετρήσεις polysilicon, p-stop, p-bulk, p-edge, clover-metal, metal-meander, CBKR, contact-chain και p-strip είναι μετρήσεις στις οποίες προσ-



διορίζεται η αντίσταση. Μετράται πρώτα στις δύο επαφές και στην συνέχεια στις άλλες δυο με την μέθοδο Van Der Pauw.

Η αντίσταση εξάγεται με απλή γραμμική προσαρμογή και εύρεση της κλίσης[11].

5.4.5 IV FET



Η πληροφορία που εξάγουμε εδώ είναι η τιμή V_{th} . Για να μπορέσουμε να την βρούμε υπολογίζουμε αρχικά την παράγωγο της συνάρτησης. Βρίσκουμε το μέγιστο της, το οποίο είναι και το σημείο οποίο εμφανίζεται γραμμικότητα στην αρχική παράσταση και μπορεί να αποτελέσει ένα σημείο αναφοράς για κάθε μετρούμενο FET.

Σε αυτό το σημείο γίνεται προσαρμογή στην γραφική παράσταση[11] με σκοπό την εύρεση της εφαπτομένης. Το σημείο τομής, αυτής της εφαπτομένης με τον άξονα x' είναι το σημείο που εντοπίζεται η V_{th} .

Υπάρχουν και άλλες μέθοδοι για να μπορέσει να υπολογισθεί αυτό το σημείο, όπως αυτή που κάνει χρήση της δεύτερης παραγώγου, λόγω όμως του γεγονότος ότι ήδη έχουμε καλά αποτελέσματα, δεν την χρησιμοποιούμε εν τέλει.

5.4.6 CV Σύζευξη χωρητικότητας

Ο υπολογισμός της σύζευξη χωρητικότητας είναι πολύ απλός και προκύπτει ως η διαμεσος τιμή των σημείων της μέτρησης [11].

5.4.7 IV του διηλεκτρικού

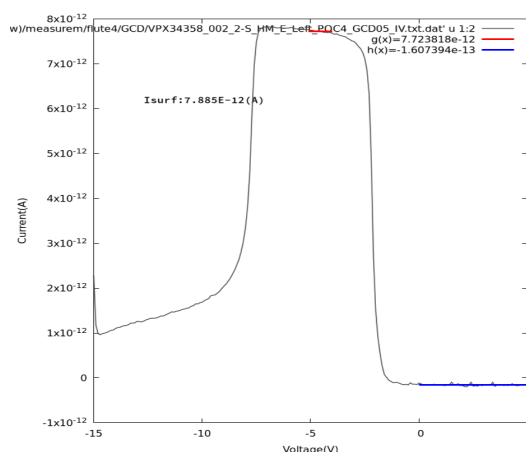
Η εκτέλεση αυτής μέτρησης γίνεται όπως και στην IV της διόδου[11].

5.4.8 IV του GCD

Οι μετρήσεις στο GCD ήταν το κεντρικό σημείο ενδιαφέροντος με το οποίο ασχοληθήκαμε περισσότερο. Κατα την εκτέλεση των μετρήσεων παίρνουμε τιμές του ρεύματος στην πύλη I_D καθώς η διάταξη διατηρείται σε ανάστροφη πόλωση $V_D = -5V$. Η σάρωση γίνεται σε ένα εύρος $-15V < V_G < 5V$ για μη ακτινοβολημένα δείγματα.

Τα ζητούμενα προς προσδιορισμό μεγέθη είναι σαφώς το επιφανειακό ρεύμα I_{surf} , η ταχύτητα γένεσης s_0 καθώς και η V_{fb} σε συσσώρευση και αναστροφή δηλαδή $V_{fb(acc)}$ και $V_{fb(inv)}$ αντίστοιχα.

Για την επίτευξη αυτού το στόχου, προγραμματιστικά, επιστρατεύουμε τεχνικές παρόμοιες με τις προηγούμενες μετρήσεις. Ξεκινώντας, γίνεται γραμμική προσαρμογή με μηδενική κλίση στις περιοχές της αναστροφής και της απογύμνωσης. Η επιλογή των σημείων μεταξύ των οποίων επιχειρείται η προσαρμογή γίνεται με βάση την μεγιστοποίηση του παράγοντα R^2 . Από εδώ είναι εύκολος ο υπολογισμός του επιφανειακού ρεύματος I_{surf} καθώς είναι απλώς η αφαίρεση των υψών των προσαρμογών[11].



Θα παρατηρήσει ενδεχομένως κάποιος ότι η προσαρμογή που κάναμε έχει κλίση μηδέν στην περιοχή απογύμνωσης σε αντίθεση με την εικόνα που παρουσιάσαμε στο υποκεφάλαιο 3.2 όπου παρατηρείται κλίση. Ο λόγος είναι ότι αυτή η κλίση είναι πολύ μικρή και συνεπώς υπολογιστικά είμαστε σωστοί, τουλάχιστον για όσον αφορά τον προσδιορισμό του I_{surf} να κάνουμε μια τέτοια απλοποιητική προσέγγιση.

5.4 Μετρήσεις PQC

Η ταχύτητα γένεσης υπολογίζεται σύμφωνα με την σχέση (3.2). Δηλαδή:

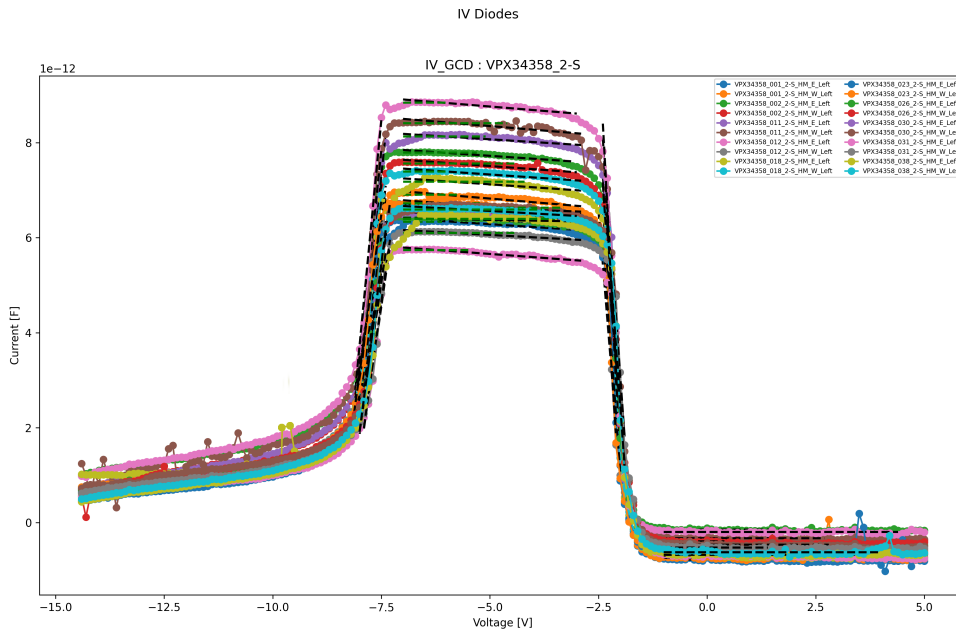
$$S_0 = \frac{I_{surf}}{q_0 n_i A_{gate}}$$

Το n_i όπως και στην περίπτωση του MOS σε σχέση με την θερμοκρασία περιβάλλοντος, το υπολογίζουμε απο την ακόλουθη φόρμουλα.:

$$n_i = 5.29 \cdot 10^{19} (T/300)^{2.54} e^{(-6726/T)} \quad (5.6)$$

Για τις τιμές $V_{fb(acc)}$ και $V_{fb(inv)}$ χρησιμοποιείται η απλή τεχνική των τομών των προσαρμογών για την εύρεση των ζητούμενων. Γίνεται προσαρμογή στις δυο μεταβατικές περιοχές συσσώρευσης-απογύμνωσης και απογύμνωσης-αναστροφής και με την χρήση γραμμικής παλινδρόμησης υπολογίζονται οι συντελεστές των ευθειών. Επίσης γίνεται επαναπροσδιορισμός της ευθείας στην περιοχή της απογύμνωσης, αυτή την φορά όμως με μη-μηδενική κλίση. Τα σημεία τομής των πρώτων δύο με την τρίτη ευθεία είναι τα $V_{fb(acc)}$ και $V_{fb(inv)}$ αντιστοίχως.

Το σχήμα 5.12 είναι αντιπροσωπευτικό μιας τέτοιας μελέτης πολλών GCD, συνήθως το σύνολο τους για ενός batch.

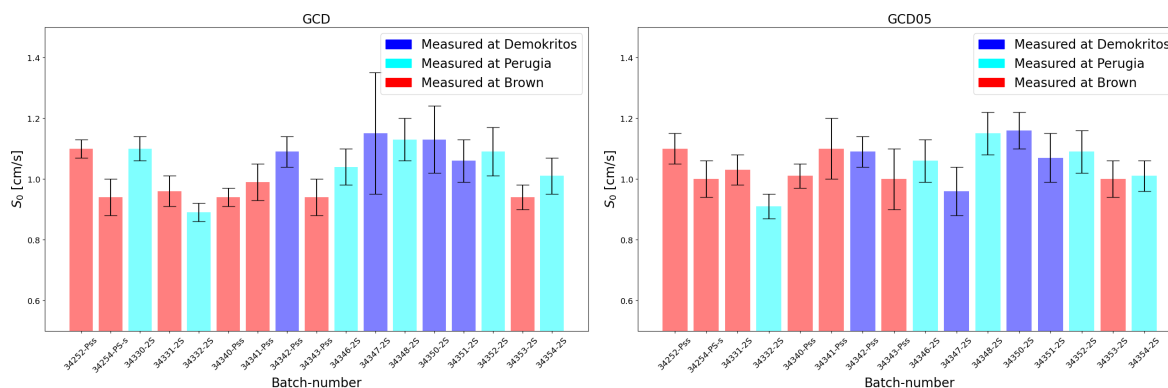


Σχ. 5.12: Πραγματική εικόνα από πειραματικές μετρήσεις του εργαστηρίου.

Εφόσον συγκεντρωθούν τα αποτελέσματα για το S_0 (αλλά και για τις άλλες παραμέτρους που μετρώνται) γίνεται μια στατιστική, η οποία μας δίνει την μέση τιμή αλλά και την απόκλιση μεταξύ των τιμών που εμφανίζονται στο batch. Το επιθυμητο και εδώ και γενικά είναι να υπάρχουν αποτελέσματα με μεγάλη ομοιογένεια (μικρές αποκλίσεις). Η αντιπαραβολή των αποτελεσμάτων

5.5 Υλοποίηση διεπαφής για επεξεργασία μετρήσεων PQC

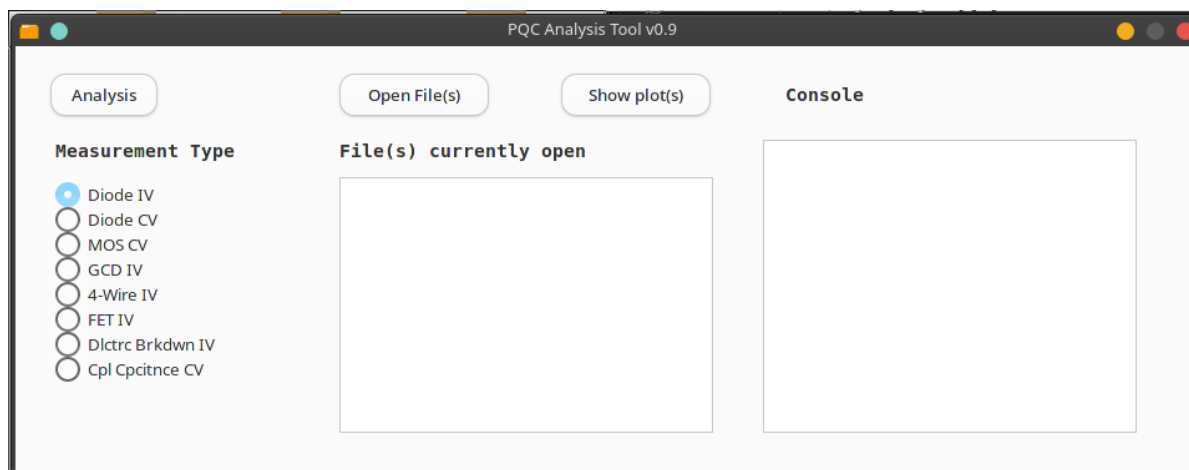
από διαφορετικά batches και απο διαφορετικά εργαστήρια εντάσσεται μέσα στα εβδομαδιαία meeting των ομάδων που συμμετέχουν στο QA (σχήμα 5.13).



Σχ. 5.13: Μετρήσεις S_0 διαφόρων batches από εργαστήρια PQC [22]

5.5 Υλοποίηση διεπαφής για επεξεργασία μετρήσεων PQC

Στα πλαίσια της διεξαγωγής των μετρήσεων στο εργαστήριο, πραγματοποιήθηκε η υλοποίηση προγραμματιστικά, ενός αυτοτελούς λογισμικού επεξεργασίας των μετρήσεων (σχήμα 5.14). Η προσπάθεια αυτή αποσκοπεί στην ενεργό εμπλοκή με την διαδικασία επεξεργασίας και παραγωγής αποτελεσμάτων από τις μετρήσεις αλλά επίσης και στην διασταύρωση των τελευταίων με ήδη γνωστά αποτελέσματα από άλλα προγράμματα που χρησιμοποιούνται ήδη στο εργαστήριο.



Σχ. 5.14: Η διεπαφή χρήστη του εργαλείου επεξεργασίας μετρήσεων PQC

Ενδεικτικά η υπάρχουσα υποδομή αποτελείται από δύο προγραμματιστικές υλοποιήσεις που χρησιμοποιούν η κάθε μία ένα διαφορετικό σετ εργαλείων για να πετύχουν την παραγωγή αποτελεσμάτων.

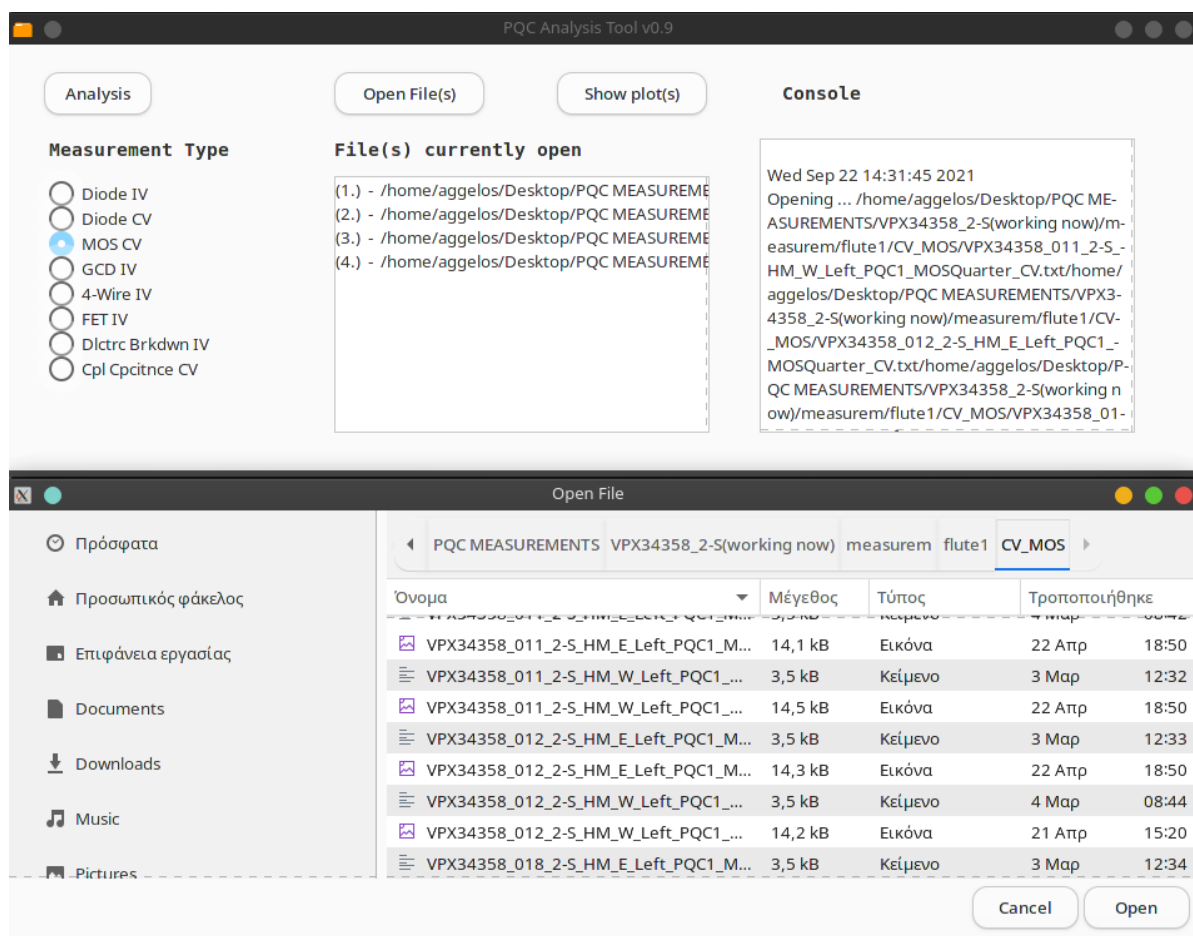
Η πρώτη είναι γραμμένη σε γλώσσα python και χρησιμοποιεί τις βιβλιοθήκες numpy και matplotlib για τις μαθηματικές διεργασίες και την απεικόνιση των δεδομένων. Η διάρθρωση αποτελείται από ξεχωριστά προγράμματα .py για κάθε δομή (MOS, GCD κτλ.), τα οποία σε περιβάλλον

5.5 Υλοποίηση διεπαφής για επεξεργασία μετρήσεων PQC

τερματικού, τρέχουν κάνοντας επεξεργασία των δεδομένων για κάθε αρχείο txt που περιέχει τα σημεία των πειραματικών καμπυλών. Στο πέρας της επεξεργασίας υπάρχει δυνατότητα εξαγωγής των γραφημάτων σε png αρχεία μαζί και με τις υπολογισμένες παραμέτρους.

Η δεύτερη είναι γραμμένη σε γλώσσα C++ και με την υποβοήθηση της βιβλιοθήκης root κάνει αντίστοιχα επεξεργασία των μετρήσεων και παραγωγή γραφημάτων για κάθε μια δομή ξεχωριστά. Και αυτή τρέχει σε περιβάλλον κονσόλας και πιο συγκεκριμένα σε περιβάλλον root. Δέχεται και αυτή αρχεία .txt για είσοδο.

Η δική μας υλοποίηση ακολουθεί μια πιο σύνθετη προγραμματιστική προσέγγιση καθώς η ενοποίηση των λειτουργιών σε μια ενιαία διεπαφή επιβάλλει έναν συγκεκριμένο τύπο οργάνωσης.



Σχ. 5.15: Μενού επιλογής αρχείων μετρήσεων και Console log στην διεπαφή

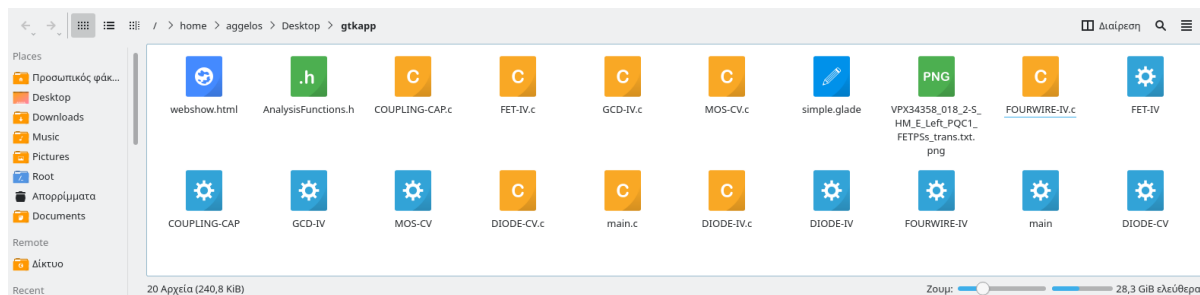
Η υλοποίηση έχει ως πυρήνα της την γλώσσα προγραμματισμού C. Οι μαθηματικές βιβλιοθήκες που χρησιμοποιήθηκαν για τις προσαρμογές και την στατιστική είναι η κλασική math.h και η μεγάλη ενοποιημένη βιβλιοθήκη της GNU, η GNU Scientific Library, που αποτελεί μάλιστα, πέρα από εξαιρετικό εργαλείο για βαρύς υπολογισμούς και ένα έργο ανοικτού κώδικα. Για την εξαγωγή γραφημάτων χρησιμοποιήθηκε το έμπιστο εργαλείο των LINUX, το GNU Octave, το οποίο όπως θα δούμε καλείται μέσω `pipring`. Τέλος για την αυτοματοποιημένη απεικόνιση δημιουργείται ένα HTML script, το οποίο με μεταβλητά ορίσματα παίρνει τα γραφήματα που παράγονται από το Octave και μέσω `pipring` και πάλι, καλεί τον Firefox που απεικονίζει τελικά το HTML. Η διεπαφή

5.5 Υλοποίηση διεπαφής για επεξεργασία μετρήσεων PQC

χρήστη έχει γραφεί σε GTK που είναι ένα native περιβάλλον για τα linux και το γραφιστικό κομμάτι έχει διαμορφωθεί με το εξαιρετικό εργαλείο glide.

Όπως λοιπόν φαίνεται στην διάρθρωση του κεντρικού μενού εμφανίζονται τα κουμπιά Analysis, Open File(s), Show plot(s). Η διαδικασία που ακολουθούμε είναι η εξής. Αρχικά από το μενού επιλογών διαλέγουμε τον τύπο μετρήσεων που ενδιαφερόμαστε να κάνουμε ανάλυση (φερ' ειπείν MOS CV). Στην συνέχεια ακολουθεί το κουμπί Open File(s), το οποίο μας επιτρέπει την πολλαπλή επιλογή .txt αρχείων με τις επιθυμητές μετρήσεις (MOS CV αφού επιλέξαμε το αντίστοιχο προηγούμενος). Μόλις επιλεγούν τα αρχεία εμφανίζονται αυτόματα στο textbox, File(s) currently open, όλα τα αρχεία που επιλέχθηκαν και είναι ανοικτά για επεξεργασία. Παράλληλα όλες αυτές οι ενέργειες που εκτελούμε καταγράφονται με χρονολογική σειρά στην logging textbox, Console. Αυτές οι ενέργειες φαίνονται στο σχήμα 5.15. Τελικό βήμα πριν την επεξεργασία είναι το πάτημα του κουμπιού Analysis.

Μετά την κλήση του κουμπιού Analysis, συμβαίνουν μια σειρά από γεγονότα. Αρχικά διατρέχεται ο κατάλογος με τα ονόματα των αρχείων. Κάθε ένα αρχείο αποστέλλεται για φόρτωση και εκτέλεση μέσω riping στο αντίστοιχο υποπρόγραμμα (σχήμα 5.16), το οποίο είναι επιφορτισμένο με τον συγκεκριμένο τύπο μετρήσεων (πχ MOS-CV) .



Σχ. 5.16: Ο φάκελος του προγράμματος, περιέχει όλα τα εκτελέσιμα που συνθέτουν το τελευταίο

Το υποπρόγραμμα θα εκτελέσει τους υπολογισμούς και τις προσαρμογές ακολουθώντας τις οδηγίες που επιβάλλει το PQC Document και παρουσιάστηκαν στο προηγούμενο υποκεφάλαιο. Μόλις τελειώσει θα κάνει κλήση στο GNU Octave με riping, διοχετεύοντας του τις απαραίτητες πληροφορίες για να γίνει η γραφιστική απεικόνιση μέσω ενός script. Το Octave θα σχεδιάσει τα γραφήματα και θα τα εξάγει ως εικόνες σε μορφή .png. Από εκεί θα επιστρέψει το handle στο υποπρόγραμμα κλείνοντας το pipe. Το υποπρόγραμμα θα κλείσει και αυτό το handle και θα επιστρέψει στην κύρια διεπαφή κλείνοντας το pipe με συνέπεια να γραφεί στο Console ότι η ενέργεια αυτή ολοκληρώθηκε.

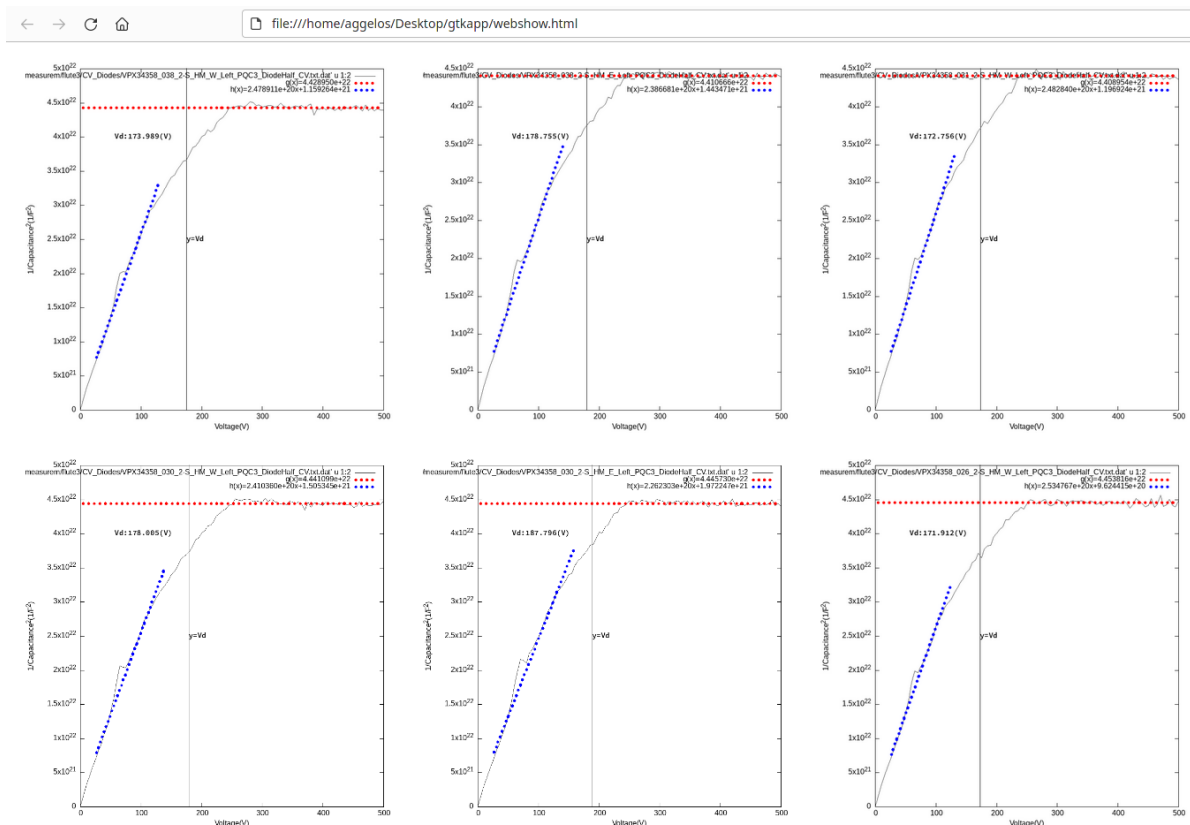
Τελικό βήμα είναι το πάτημα του κουμπιού Show plot(s). Αυτό θα δημιουργήσει ένα HTML αρχείο υπό το όνομα webshow.html. Σε αυτό θα έχουν γραφεί τα ονόματα των εικόνων που έχουν παραχθεί από το Octave και θα έχουν διευθετηθεί με ένα απλό τρόπο για απεικόνιση. Το επόμενο βήμα είναι η κλήση του Firefox μέσω riping ο οποίος θα φορτώσει το αρχείο html και θα το παρουσιάσει στον τελικό χρήστη. Αναλόγως της περίπτωσης (πχ MOS CV), στά διαγράμματα θα φαίνονται όλες οι προσαρμογές καθώς και οι παράμετροι που έπρεπε να υπολογισθούν. Η εικόνα που λαμβάνουμε φαίνεται στο σχήμα 5.17 (εδώ έχουν επιλεγεί 4 καμπύλες MOS ($1/C^2 - F$) αλλά δεν υπάρχει περιορισμός καθώς μπορούν και αναδιατάσσονται στην σελίδα).

Μόλις κλείσει ο Firefox επιστρέφει στην διεπαφή και κλείνει το pipe. Από εκεί και έπειτα ο

5.5 Υλοποίηση διεπαφής για επεξεργασία μετρήσεων PQC

χρήστης μπορεί να επιλέξει νέο σεντ μετρήσεων ή να κλείσει την εφαρμογή.

Οι αλγόριθμοι που έχουν γραφεί είναι στα πρότυπα του PQC document με αρκετές τεχνικές λεπτομέρειες κατά την υλοποίησή τους, που σε αυτό το σημείο δεν μπορούν και ούτε έχει νόημα να αναλυθούν καθώς θα έπαιρνε αρκετή έκταση χωρίς να προσθέτει χρήσιμη πληροφορία για την παρούσα εργασία.



Σχ. 5.17: Η τελική απεικόνιση των γραφημάτων στον Mozilla Firefox

Κεφάλαιο 6

TCAD - Σχεδιασμός και προσομοίωση GCD

6.1 Sentaurus TCAD

Στην σημερινή βιομηχανική εποχή, και πιο συγκεκριμένα στον τομέα που αφορά στην ανάπτυξη των ημιαγωγών, ο χρόνος αποτελεί ένα υπερπολύτιμο πόρο. Αυτό συμβαίνει διότι οι ρυθμοί ανάπτυξης νέων τεχνολογιών και βελτιώσεων των ήδη υπαρχόντων είναι πολύ γρήγοροι, καθώς ο ανταγωνισμός που υπάρχει είναι μεγάλος. Αυτού του είδους το περιβάλλον αποτελεί μεγάλη πρόκληση για τους τεχνολόγους, τους μηχανικούς και τις ομάδες τους, οι οποίοι σε λίγο χρόνο καλούνται να κάνουν prototyping, να ελέγξουν τις μεθόδους και τα κατασκευαστικά βήματα και να προσδιορίσουν την τελική συμπεριφορά και την αντοχή των προϊόντων τους. Πέραν αυτών και τα κόστη που σχετίζονται με τέτοιες μελέτες δεν είναι καθόλου ευκαταφρόνητα καθώς από τις μάσκες λιθογραφίας, έως και την διόρθωση της περιέργης ηλεκτρικής συμπεριφοράς των δομών απαιτούνται αλληπάλλληλες δοκιμές και επαναλήψεις για να φτάσουμε σε κάτι που είναι λειτουργικό.

Το πρόβλημα αυτό είχε διαφανεί ήδη αρχής γενομένης της ανάπτυξης των ημιαγωγών και πολλές φορές για την επίσπευση κατάληξης σε συμπεράσματα, χρησιμοποιούνταν διάφορα εμπειρικά υπολογιστικά μοντέλα για υπολογισμό παραμέτρων και ηλεκτρικών συμπεριφορών. Το κάθε εργαστήριο είχε τα δικά του, και τα εφάρμοζε ανάλογα με την τεχνογνωσία που είχε. Η ανάπτυξη γρήγορων υπολογιστών συνέβαλε ολοένα σε αυτή την εξέλιξη.

Η επεξεργαστική ισχύς που παρέχουν οι σημερινοί υπολογιστές, σε συνδυασμό με την κατανόηση της φυσικής και των μαθηματικών των προσομοιώσεων οδήγησαν στην ανάπτυξη αυτού που αποκαλούμε προγράμματα TCAD (technology computer-aided design). Τα TCAD προγράμματα είναι ένα σύνολο υποπρογραμμάτων, αλγορίθμων και μοντέλων προσομοίωσης, τα οποία είναι σε θέση να επιλύουν τις φυσικές εξίσωσης σε δομές που σχεδιάζουμε.

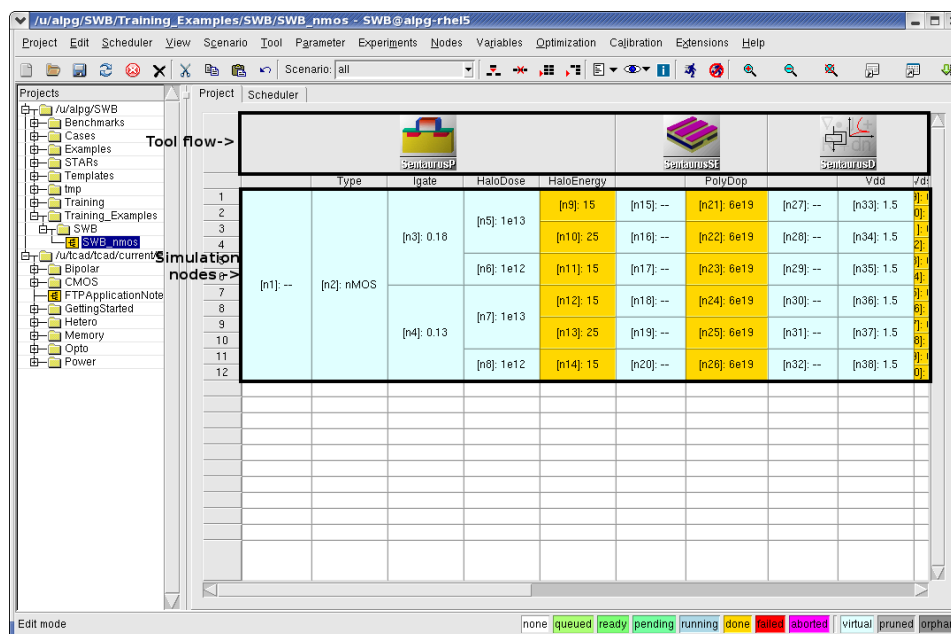
Δίνουν την δυνατότητα δηλαδή να επιλέξουμε το σύνολο των μαθηματικών εργαλείων, των φυσικών μοντέλων και του σχεδιασμού της δομής που επιθυμούμε και στην συνέχεια όταν εκτελεστούν παράγουν ένα σύνολο αρχείων που αφορούν στην συμπεριφορά που θα είχε η διάταξη αν πράγματι υπάκουγε στο σύνολο των περιορισμών που έχουμε επιβάλλει.

Αυτή η δυνατότητα δίνει τεράστια πλεονέκτημα στην εξοικονόμηση χρόνου και χρήματος, διότι είναι πολύ ταχύτερο να σχεδιάσεις μια διάταξη στον υπολογιστή και να δεις την συμπεριφορά της και σαφώς οικονομικότερο αφού δεν απαιτείται να δημιουργήσεις κάτι, επί της ουσίας πραγματικό. Με αυτό τον τρόπο, συχνά προσεγγίζεται αρχικά η επιθυμητή διάταξη, εξάγεται ποιοτικά η λειτουργία της και στην συνέχεια γίνεται η φυσική υλοποίηση, η οποία παράγει και ενδεχομένως νέα γνώση για την βελτίωση των μοντέλων.

Το Sentaurus TCAD είναι από τα γνωστότερα εμπορικά προγράμματα που υπάρχουν για προσομοιώσεις στον χώρο των ημιαγωγών και χρησιμοποιείται ευρέως τόσο από επιστήμονες για

ερευνητικούς σκοπούς, όσο και από μηχανικούς της βιομηχανίας. Αποτελεί στην πραγματικότητα, ένα σύνολο υποπρογραμμάτων τα οποία προσανατολίζονται το κάθε ένα σε μια συγκεκριμένη δουλειά.

Ο τρόπος εργασίας στο Sentaurus ακολουθεί ένα συγκεκριμένο workflow. Όλα ξεκινούν από το Sentaurus Workbench.



Σχ. 6.1: Περιβάλλον Sentaurus Workbench [7]

Το Sentaurus Workbench, όπως φαίνεται στο σχήμα 6.1, είναι ένα γραφικό εργαλείο για την διαχείριση του project, της εκάστοτε προσομοίωσης. Εκεί, αφού δημιουργηθεί το project, μπορούν να αρχίσουν να φορτώνονται τα διάφορα εργαλεία που θα χρειασθούν για την προσομοίωση καθώς και οι όποιες παράμετροι που ενδεχομένως να ορίσει ο χρήστης. Εμείς για τις προσομοιώσεις χρησιμοποιήσαμε τρία εργαλεία, το Sentaurus Structure Editor, το Sentaurus Device και το Sentaurus Visual, των οποίων την λειτουργία θα εξηγήσουμε παρακάτω.

Η ροή της εκτέλεσης στις προσομοιώσεις στο Sentaurus είναι γραμμική και μονοεπεξεργαστική, δηλαδή κάθε ένα σενάριο εκτελείται τελειώνει και προχωρούμε στο επόμενο. Η εκτέλεση γίνεται με σενάρια δηλαδή μπορούμε να επιλέξουμε ένα σύνολο τιμών για κάθε παράμετρο και να φτιάξουμε πολλά σενάρια για την ίδια προσομοίωση κάθε τέτοια διακλάδωση αποτελεί ένα node στο πρόγραμμα, και node με συγκεκριμένα χαρακτηριστικά μπορεί να εντάσσονται ή και να μην εντάσσονται σε ένα scenario. Όπως αντιλαμβάνεται κανείς όσο πιο πολλές παράμετροι και ενδεχόμενες τιμές τους εμφανίζονται σε μια προσομοίωση τόσο πιο πολλά είναι τα δυνατά πειράματα που μπορούν να εκτελεστούν. Για αυτό τον λόγο, παρά το γεγονός ότι η προσομοιώσεις μας δίνουν μια μεγάλη ελευθερία στο τι μπορούμε να κάνουμε πρέπει να είμαστε φειδωλοί και να σκεφτόμαστε καλά πριν εισάγουμε ή αυξήσουμε τον αριθμό των παραμέτρων καθώς ο υπολογιστικός χρόνος δεν είναι αμελητέος, ειδικά όταν μιλάμε για 3D προσομοιώσεις πολύπλοκων δομών.

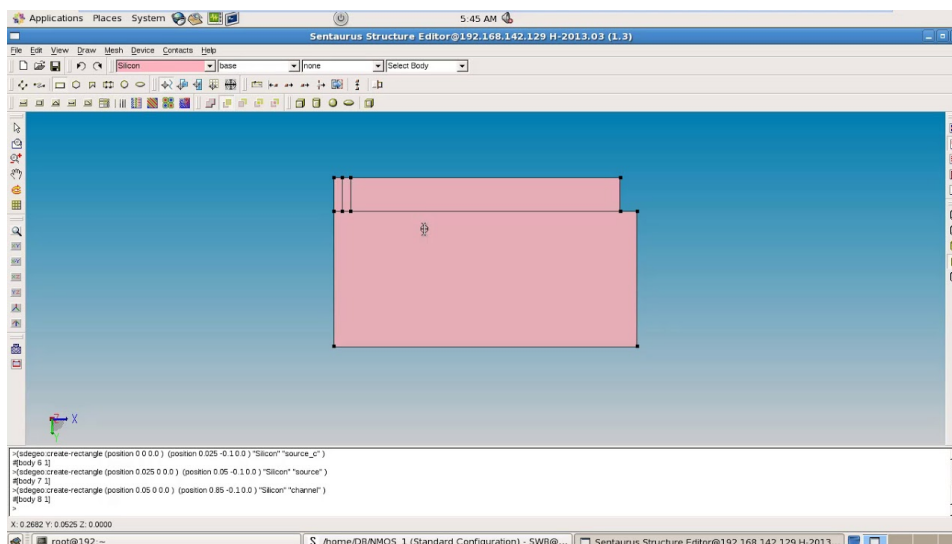
Ο σχεδιασμός της δομής ξεκινάει από το υποπρόγραμμα Sentaurus Structure Editor. Αυτό το υποπρόγραμμα αποτελείται από ένα γραφικό περιβάλλον και ένα μεγάλο μενού επιλογών, το οποίο παρέχει όλα εκείνα εργαλεία για να μπορέσει κάποιος να σχεδιάσει την επιθυμητή δομή.

6.1 Sentaurus TCAD

Στο χειρισμό του ακολουθείται η νοοτροπία των CAD σχεδιαστικών προγραμμάτων στα οποία, προβάλλεται σε ένα καμβά το σχέδιο και πάνω σε αυτόν μπορεί να τροποποιηθεί μέσω των εργαλείων που προσφέρονται (σχήμα 6.2). Υπάρχει ακόμη η δυνατότητα της προγραμματιστικής υλοποίησης της δομής, δηλαδή με ένα σύνολο εντολών που καταχωρούνται σε ένα script file, γίνεται η διερμηνεία μέσω του Structure Editor και εν τέλει παράγεται ένα τελικό αποτέλεσμα.

Αυτός μάλιστα είναι ο ενδεδειγμένος τρόπος σχεδιασμού, γιατί μπορεί μέσα στο script να μπουν παράμετροι, οι οποίες τροποποιούν γεωμετρικά ή ακόμη και φυσικά χαρακτηριστικά. Έτσι όταν το Workbench εκτελέσει κάποιο node με συγκεκριμένες παραμέτρους, φορτώνει το script, τις αντικαθιστά και παράγει την δομή προς φυσική προσομοίωση.

Πέραν λοιπόν της γεωμετρικής σχεδίασης που μπορεί να 2D ή 3D, προφανώς, δίνεται η δυνατότητα παρέμβασης στα φυσικά χαρακτηριστικά. Επιλέγονται λοιπόν τα υλικά που χρησιμοποιούνται, μέσα από μια μεγάλη γκάμα, τα οποία έχουν ήδη καλιμπραριστεί σε κοινές τιμές της βιομηχανίας (*Si, SiO₂, Al, PolySi* κτλ). Στην συνέχεια μπορεί να ορισθούν οι νοθεύσεις, οι οποίες μπορούν να ακολουθούν διάφορα προφίλ κατανομής. Από ομοιόμορφη, ως κανονική ή ακόμη και ορισμένη από τον χρήστη. Τέλος δίνεται η επιλογή ορισμού των ακροδεκτών στα οποία εφαρμόζεται ή μετράται τάση για να μπορεί να εκτελεσθεί στην συνέχεια η προσομοίωση.



Σχ. 6.2: Περιβάλλον Sentaurus Structure Editor [7]

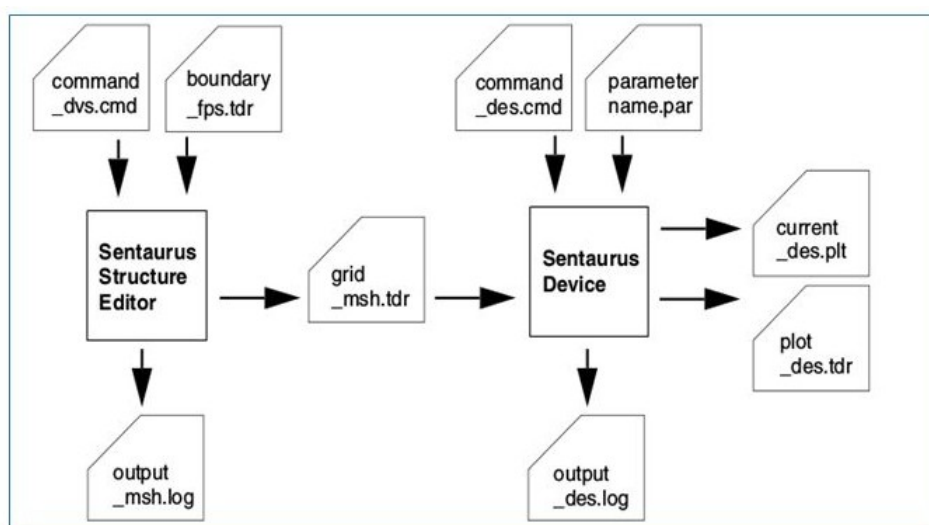
Κλείνοντας, όσον αφορά το Sentaurus Structure Editor, υπάρχει μια ακόμη σημαντική λειτουργία που εκτελεί και αυτή είναι το meshing. Το meshing είναι η διαδικασία κατά την οποία το τελικό design, διαχωρίζεται σε επιμέρους μικρά διακριτά στοιχεία ενός πλέγματος πάνω στα οποία επιτελούνται οι προσομοιώσεις με μεθόδους πεπερασμένων στοιχείων. Είναι λοιπόν στην διακριτική ευχέρεια του χρήστη να διαμορφώσει τις συνθήκες για σωστό meshing, δηλαδή ένα πλέγμα όχι πολύ πυκνό, το οποίο θα καταναλώνει μεγάλους υπολογιστικούς πόρους χωρίς να παράγει ανάλογα χρήσιμα αποτελέσματα, αλλά ούτε και τόσο αραιό ώστε να χάνεται σημαντικό μέρος πληροφορίας και ακρίβειας κατά την προσομοίωση. Συνήθως εποπτικά και με την εμπειρία κάποιος μπορεί να αναγνωρίσει αν ένα meshing είναι καλό για την δομή που προσομοιώνεται.

Εφόσον γίνει το γεωμετρικό και φυσικό design στο Sentaurus Structure Editor, το υποπρόγραμμα που έχει σειρά είναι το Sentaurus Device. Το Sentaurus Device θα μπορούσε να πει κανείς πως

αποτελεί την καρδιά της προσομοίωσης, υπό την έννοια πως είναι αυτό που διαβάζει το meshing και σύμφωνα με τα φυσικά μοντέλα εκτελεί την προσομοίωση.

Η λειτουργία του Sentaurus Device βασίζεται και αυτή στην εκτέλεση ενός ή και περισσότερων scripts, τα οποία μαζί με τα αρχεία mesh που παράγει ως έξοδο το Sentaurus Structure Editor, εκτελούνται για να δώσουν στο τέλος διάφορες εξόδους κατά τον τρόπο που παρουσιάζεται στο σχήμα 6.3. Το script που εκτελείται λέγεται και command file, καθώς εμπεριέχει 6 βασικές ενότητες οι οποίες δίνουν εντολές για τον τρόπο που εκτελείται η προσομοίωση στον υπολογιστή. Αυτές είναι:

- File
- Electrode
- Physics
- Plot
- Math
- Solve



Σχ. 6.3: Ροή εκτέλεσης και διασύνδεση εργαλείων Sentaurus [7]

Στο **File** συνήθως ορίζονται ποια είναι τα input files, όπως το mesh και οι παράμετροι και τα output files δηλαδή χαρακτηριστικές ρεύματος, τάσης, νόθευσης, θερμοκρασίας και πολλών ακόμη χαρακτηριστικών. Εμφανίζονται με καταλήξεις plt και tdr. Στο **Electrode** καταχωρούνται οι τάσεις που έχει το κάθε ηλεκτρόδιο, καθώς και μεταβλητές ηλεκτρικές διεγέρσεις τις οποίες ενδεχομένως χρειαζόμαστε. Τυπικά θεωρούνται ωμικές επαφές εκτός εάν ορισθούν διαφορετικά.

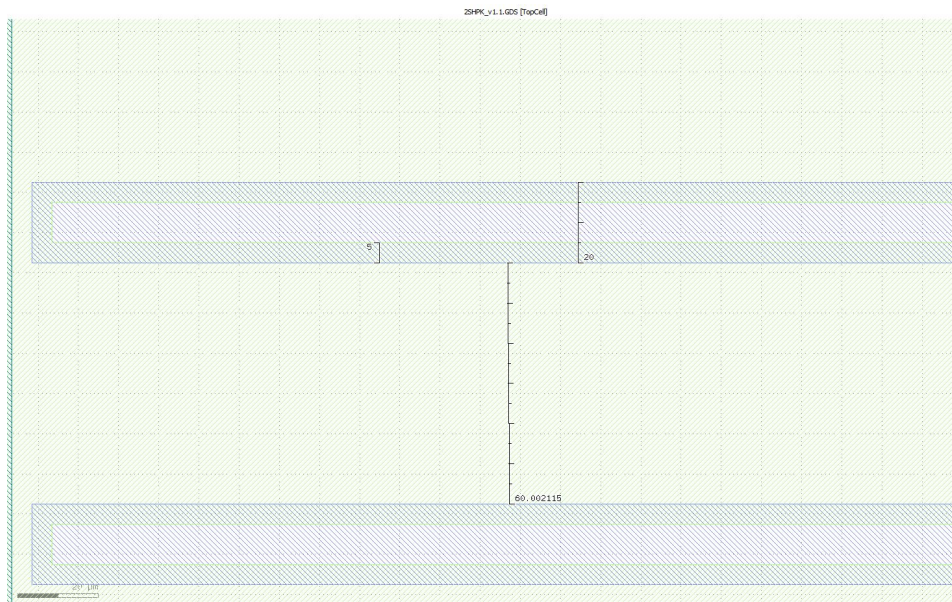
Στο **Physics** καταχωρούνται τα φυσικά μοντέλα που επιθυμούμε να διέπουν την προσομοίωση που θα εκτελέσουμε. Αυτό το τμήμα έχει είτε καθολική ισχύ, είτε μπορούμε να ορίζουμε επιμέρους φυσική για κάθε κομμάτι της διάταξης(π.χ. άλλη για το πυρίτιο και άλλη για το οξείδιο του

πυριτίου). Υπάρχει δυνατότητα τροποποίησης των προκαθορισμένων μοντέλων σχεδόν σε κάθε τομέα φυσικής. Μεταξύ άλλων από τους γνωστότερους τομείς είναι τα Carrier transport, τα Bandgap, τα Quantization, τα Mobility και τα Trap and fixed charges μοντέλα. Στον τομέα **Plot**, ορίζουμε την λίστα των φυσικών μεγεθών που θέλουμε να παρακολουθήσουμε κατά την προσομοίωση και για τις οποίες ζητούμε τελικά διαγράμματα και κατανομές. Μεταξύ πολλών αναγνωρίζουμε πυκνότητες ρεύματος οπών-ηλεκτρονίων, συγκεντρώσεις νόθευσης, ηλεκτρικά πεδία και τάσεις και πολλά ακόμη.

Οι δυο τελευταίοι τομείς αφορούν στις μαθηματικές παραμέτρους και στους solvers των εξισώσεων. Έτσι στο **Math** ορίζουμε τις παραμέτρους της σύγκλισης της προσομοίωσης. Επειδή το Sentaurus Device επιλύει μερικές διαφορικές εξισώσεις με αυτοσυνεπή τρόπο, για κάθε βήμα της προσομοίωσης απαιτείται ένα πλαίσιο γύρω από το οποίο δουλεύει το πρόγραμμα. Ορίζεται λοιπόν το μέγιστο επιτρεπτό σφάλμα, ο αριθμός επαναλήψεων στην προσπάθεια σύγκλισης και μια μεγάλη γκάμα επιλογών που αφορούν στον τομέα της σύγκλισης. Τέλος στο **Solve** τμήμα του command file ορίζεται ο τρόπος με τον οποίο εξάγονται οι λύσεις από τον solver. Δηλαδή ορίζεται το ποιες εξισώσεις εκτελούνται πρώτες, με τι τρόπο, και με ποιες αρχικές συνθήκες-μαντεψιές έως ότου φτάσουμε σε μια τελική λύση.

6.2 Σχεδιασμός του GCD στο TCAD

Ο σχεδιασμός του GCD ξεκινάει από την εξέταση της πραγματικής διάταξης. Για αυτό διαθέτουμε το σχέδιο από το εγχειρίδιο PCQ καθώς και αρχεία Klayout μορφής .gds (σχήμα 6.4), τα οποία επιτρέπουν τον γεωμετρικό προσδιορισμό των χαρακτηριστικών της διάταξης.

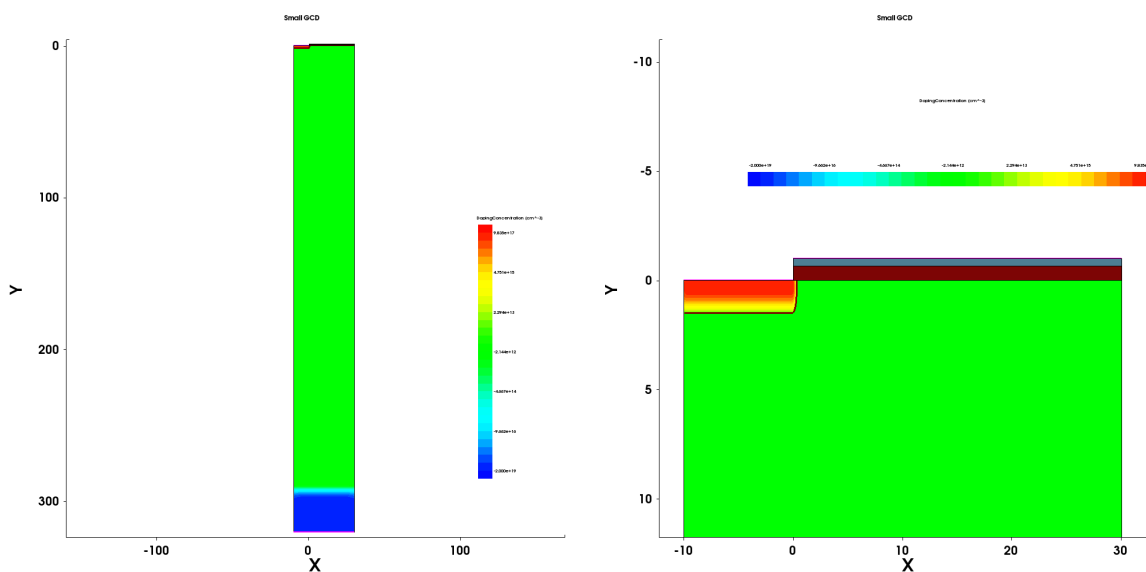


Σχ. 6.4: Απεικόνιση του GCD. Στο Klayout αρχείο έχουν μετρηθεί οι διαστάσεις ενός εκ των 11 ομοίων δομών που αποτελούν το GCD05 του PQC flute 4

Η πορεία που ακολουθήθηκε στον σχεδιασμό προσπάθησε να λάβει υπ' όψιν την ταχύτητα εκτέλεσης της προσομοίωσης σε σχέση με το πόσο ικανοποιητικά αποτελέσματα παράγονται. Για

6.2 Σχεδιασμός του GCD στο TCAD

αυτό τον λόγο, η προσέγγιση ήταν η εξής. Γίνεται επιμερισμός της διάταξης στο στοιχειώδες τμήμα και προσομοίωση της συμπεριφοράς του. Με κατάλληλη κλιμακωση επιχειρήθηκε η σύγκριση των αποτελεσμάτων της προσομοίωσης, με τα πραγματικά δεδομένα που μετράμε στην διάταξη.



Σχ. 6.5: Απεικόνιση της μικρής GCD δομής

Παρατηρούμε λοιπόν ότι η διάταξη GCD του σχήματος 3.1 αποτελείται, από 11 strip τα οποία δουλεύουν αμφίπλευρα. Ωστόσο υπάρχει και μια μεγάλη δίοδος περιμετρικά της δομής. Η δομικές μονάδες της σύνθεσης μας συνεπώς θα είναι μισή δίοδος p-n και μισό MOS. Από το σχέδιο μάλιστα (σχήμα 6.4) μπορούμε να διαβάσουμε και τις διαστάσεις σε μm . Θα είναι στο μικρό GCD (σχήμα 6.5), $10\mu\text{m}$ δίοδος και $30\mu\text{m}$ πύλη MOS, ενώ $100\mu\text{m}$ δίοδος και $30\mu\text{m}$ πύλη MOS στο μεγάλο GCD (σχήμα 6.6) της περιμέτρου. Εν τέλει προσπαθούμε να προσομοιώσουμε την πραγματική GCD δομή σαν 20 μικρά GCD και 2 μεγάλα GCD. Αυτή είναι η πρώτη απλοποίηση που κάνουμε και γίνεται κατά τον άξονα y.

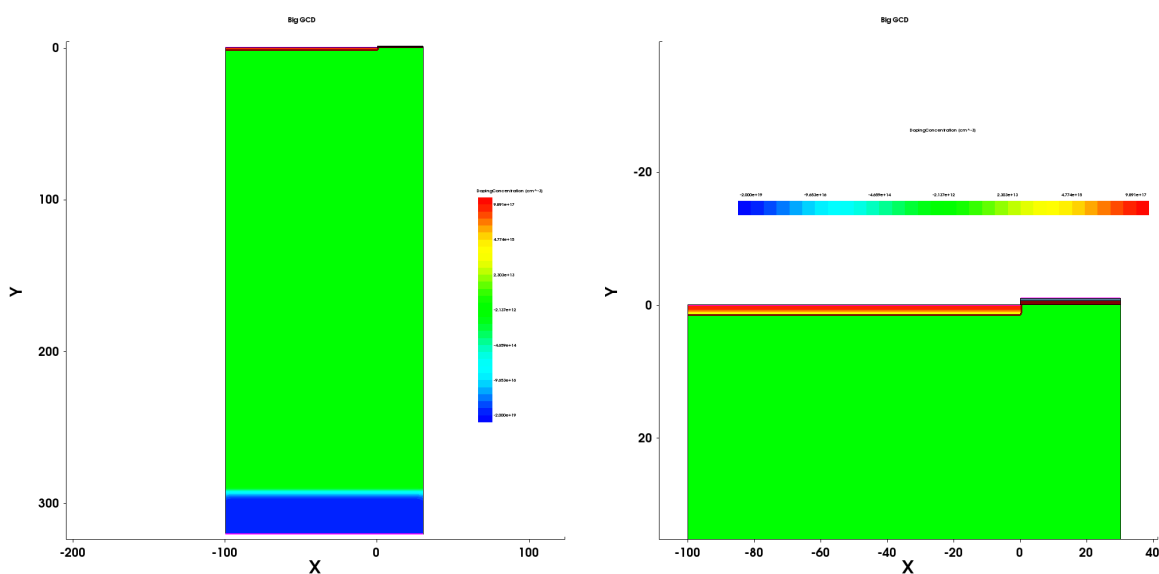
Η δεύτερη γίνεται στον οριζόντιο άξονα x. Επειδή τα strip είναι επιμήκεις γραμμές που έχουν όμοια συμπεριφορά κατά το μήκος με εξαίρεση φαινόμενα στις ακμές τους, προσεγγιστικά μπορούμε να πούμε ότι υπάρχει συμμετρία άξονα και συνεπώς να υποβιβάσουμε το πρόβλημα από 3D σε 2D. Έτσι το μοντέλο μας πλέον είναι μισό 2D strip, που με κατάλληλη κλιμάκωση θα συγκριθεί με τα πειραματικά μας δεδομένα. Η κλιμάκωση θα είναι ένας πολλαπλασιαστικός παράγοντας στο παρατηρούμενο ρεύμα της μορφής $Q = (2 \cdot 10 \cdot (small) + 2 \cdot (large))L$, με $L = 1000\mu\text{m}$ να είναι το μήκος των strips.

Μετρήσαμε ότι στις διαστάσεις του σχεδίου υπάρχει $5\mu\text{m}$ metal overhang, το οποίο σημαίνει ότι η επιμετάλλωση των δομών εξέρχει κατά αυτό το μέγεθος, όπως φερ' ειπείν στο μέταλλο πάνω από το οξειδίο του MOS του GCD. Για τον άξονα z ισχύει πως τα wafer της HKK Hamamatsu είναι τύπου FZ290, πράγμα το οποίο σημαίνει ένα οφέλιμο βάθος bulk $290\mu\text{m}$, και $30\mu\text{m}$ ακόμη από έντονα νοθευμένο πυρίτιο για την δημιουργία του backplane. Τα βάθη των n^+ επαφών των διόδων έχουν τεθεί ίσες με $1.5\mu\text{m}$ σύμφωνα με προσομοιώσεις που έχουμε κάνει σε MOSFET, ενώ το πάχος οξειδίου της διάταξης $0,65\mu\text{m}$ σύμφωνα με πειραματικές μετρήσεις που κάναμε σε MOS. Επίσης το N_{it} από το GCD παίρνει την τιμή $N_{it} = 3,07\text{cm}^{-2}$.

6.2 Σχεδιασμός του GCD στο TCAD

Για το κομμάτι των νοθεύσεων, χρησιμοποιήσαμε $N_{diode} = 1.0 \cdot 10^{18} cm^{-3}$ και $N_{backplane} = 2.0 \cdot 10^{18} cm^{-3}$. Αυτά αποτελούν τιμές αφηρησίας που έχουμε δει ότι δουλεύουν καλά και για άλλες δομές που έχουμε προσομοιώσει στο παρελθόν (MOS, MOSFET). Μια ακόμη σημαντική παράμετρος είναι το N_{bulk} καθώς καθορίζει το ρεύμα σε μεγάλο βαθμό, αφού αλλάζει το εύρος της περιοχής απογύμνωσης.

Το τελευταίο το υπολογίζουμε βάσει των χαρακτηριστικών CV των διόδων που υπάρχουν στο halfmoon. Σύμφωνα με τον τύπο (5.1) αν βρούμε την κλίση b στο διάγραμμα CV υπολογίζουμε και το N_{bulk} . Η κλίση υπολογίστηκε $4.52 \cdot 10^{20} F^{-2} V^{-1}$. Με γνωστή επίσης την επιφάνεια της διόδου από το έγγραφο PQC, $A = 6.22 mm^2$ και $\epsilon_s = 11.68$, $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} Fm^{-1}$, $q_0 = 1.6 \cdot 10^{-19}$, έχουμε ότι $N_{bulk} = 0.53 \cdot 10^{13} cm^{-3}$.



Σχ. 6.6: Απεικόνιση της μεγάλης GCD δομής

Η δομή όπως περιγράφεται στο αρχείο του Sentaurus Structure Editor, μπορεί να βρεθεί στο Παράρτημα Α.

Για το κομμάτι που αφορά στα φυσικά μοντέλα της προσομοίωσης χρησιμοποιούμε το εργαλείο Sentaurus Device. Σε αυτό έχουμε ορίσει τους ακροδέκτες της διάταξης και το σύνολο της θα δουλέψει σε mixed mode λειτουργία για να πετύχει την τάση της πύλης V_G που επιθυμούμε. Εν προκειμένω από $5V$ έως $-15V$. Τα διαγράμματα που ζητάμε να παραχθούν είναι αυτά που φαίνονται στο Plot κομμάτι του κώδικα (Παράρτημα Β). Το βασικής σημασίας διάγραμμα που μας αφορά είναι το ρεύμα διόδου - eCurrent και η τάση της πύλης - Potential. Η συνάρτηση αυτών των δύο μεγεθών ως $I_D = I_D(V_G)$ είναι το ίδιο διάγραμμα με αυτό που μετράμε πειραματικά από το GCD.

Το κομμάτι των φυσικών μοντέλων που χρησιμοποιούνται αφορά στην φυσική που διέπει όλη την διάταξη, αλλά και εξειδικευμένα την διεπιφάνεια $Si - SiO_2$. Στο κομμάτι της γενικής φυσικής χρησιμοποιήθηκαν οι κοινές επιλογές με τις οποίες ξεκινάνε οι προσομοιώσεις TCAD συνήθως.

Σε αυτές περιλαμβάνονται:

- **Mobility(DopingDep HighFieldSat Enormal)**: Αυτό το στοιχείο υπαγορεύει ότι κατά των υπολογισμό της ευκινησίας των φορέων αυτοί θα χάνουν ταχύτητα λόγω σκεδάσεων με ατέλειες στο πλέγμα(DopingDep), στα υψηλα πεδία δεν θα μεγαλώνει η ταχύτητα αναλογικά με το πεδίο αλλά θα υπάρχει κορεσμος(HighFieldSaturation) και ακόμη υποβάθμιση της ευκινησίας κοντά στην διεπιφάνεια ημιαγωγού-οξειδίου λόγω εγκάρσιων ηλεκτρικών πεδίων (Enormal)
- **EffectiveIntrinsicDensity(OldSlotBoom)**: Αυτό το στοιχείο υπαγορεύει ότι κατά την προσομοίωση λαμβάνεται υπ' όψιν το φαινόμενο της μείωσης του ενεργειακού χάσματος στο πυρίτιο. Όσο μεγαλώνει η νόθευση του το ενεργειακό χάσμα μειώνεται. Χρησιμοποιείται η προσέγγιση του μοντέλου OldSlotBoom.
- **Recombination(SRH(TempDependence DopingDependence) Avalanche(UniBo) Auger)**: Αυτό το στοιχείο αφορά στο πως γίνεται η επανασύνδεση των φορέων στην διάταξη. Χρησιμοποιείται λοιπόν το μοντέλο των Shockley-Read-Hall με εξάρτηση από θερμοκρασία και εξάρτηση του χρόνου ζωής των φορέων από την νόθευση του υλικού SRH(TempDependence DopingDependence). Χρησιμοποιείται επίσης το μοντέλο για φαινόμενα χιονοστιβάδας στον ημιαγωγό(πολλαπλασιασμού φορτίου από προσπίπτουσα ακτινοβολία υπό κατάλληλες συνθήκες) σύμφωνα με το μοντέλο UniBo, Avalanche(UniBo) και τέλος λαμβάνεται υπ' όψιν η επανασύνδεση Auger, κατά την οποία ένα ζεύγος οπής-ηλεκτρονίου επανασυνδέεται μεταφέροντας ενέργεια σε μια άλλη ελεύθερη οπή.
- Εάν έχουμε ακτινοβόληση στο δείγμα εισάγουμε διακριτά ενεργειακά επίπεδα παγίδων (Traps). Αυτά παίζουν ιδιαίτερο έμμεσο ρόλο καθώς τροποποιούν την συμπεριφορά του μοντέλου SRH. Η μοντελοποίηση των ενεργειακών επιπέδων των παγίδων για δότες και δέκτες, ακολουθεί το μοντέλο Perugia 2019 [20]
- Τέλος στην διεπιφάνεια χρησιμοποιείται και πάλι επανασύνδεση φορέων που υπακούει στο επιφανειακό μοντέλο των Shockley-Read-Hall, Recombination(surfaceSRH) καθώς και ομοιόμορφη κατανομή παγίδων σύμφωνα ξανά με το μοντέλο της Perugia 2019 [20]

Το πλήρες αρχείο του Sentaurus Device, που αφορά στον ακριβή τρόπο προσομοίωσης, μπορεί να βρεθεί στο Παράρτημα Β.

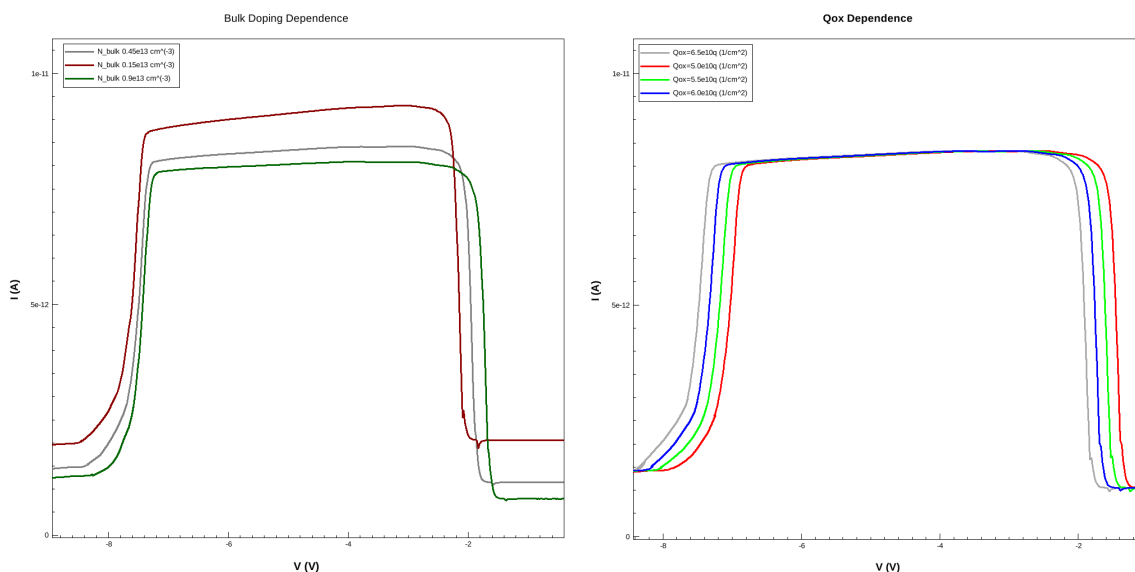
6.3 Αποτελέσματα - Συμπεράσματα

Στις προσομοιώσεις που εκτελέσαμε, η προσπάθεια επικεντρώθηκε στο να βρεθούν ποιοτικές αλλαγές στην IV κατά την μεταβολή διαφόρων παραμέτρων στο μοντέλο που δημιουργήθηκε. Προσπαθήσαμε κατά την αλλαγή, να μην αποκλείνουμε πολύ από παραμέτρους που έχουν παρατηρηθεί πειραματικά, όπως φερ' ειπείν το πάχος οξειδίου ή το N_{bulk} ή τα ενεργειακά επίπεδα των παγίδων. Κάποια αποτελέσματα φαίνονται ακολούθως.

Έτσι λοιπόν στο σχήμα 6.7, παρατηρούμε την εξάρτηση της GCD IV από νόθευση υποστρώματος και φορτίο οξειδίου.

Φαίνεται ότι η νόθευση υποστρώματος N_{bulk} επιδρά καταλυτικά στο μοντέλο μας. Διαμορφώνει τρία πολύ σημαντικά χαρακτηριστικά της καμπύλης. Πρώτον είναι η κλίση στην περιοχή

της απογύμνωσης. Όσο μικραίνει η νόθευση η κλίση φαίνεται να αυξάνει και επίσης φαίνεται πως το ρεύμα της συσσώρευσης μεγαλώνει ταχύτερα από τον αντίστοιχο ρεύμα της αναστροφής. Αυτό ενδεχομένως είναι αποτέλεσμα της διεύρυνσης της περιοχής απογύμνωσης της διόδου με την μείωση του N_{bulk} και συνεπώς την αύξηση του ρεύματος που προέρχεται από το εκεί, αναλογικά περισσότερο από το ρεύμα inversion που προέρχεται από το MOS. Δεύτερον είναι το ύψος της τιμής του ρεύματος (ανοδική κίνηση). Και εδώ ευθύνεται το N_{bulk} αφού η διεύρυνση της περιοχής απογύμνωσης σε MOS και δίοδο επιτρέπει την εμφάνιση μεγαλύτερων ρευμάτων ρευμάτων προερχόμενων από την περιοχή απογύμνωσης. Τέλος παρατηρούμε μια μετακίνηση κατά την δεξιά πλευρά του οριζόντιου άξονα. Εδώ μπορούμε να αναγνωρίσουμε από την σχέση (2.64) ότι η τάση κατωφλίου εξαρτάται ως $V_T - 2\psi_B \approx \sqrt{N_{bulk}}$. Η κίνηση υπακούει σε αυτή την σχέση.



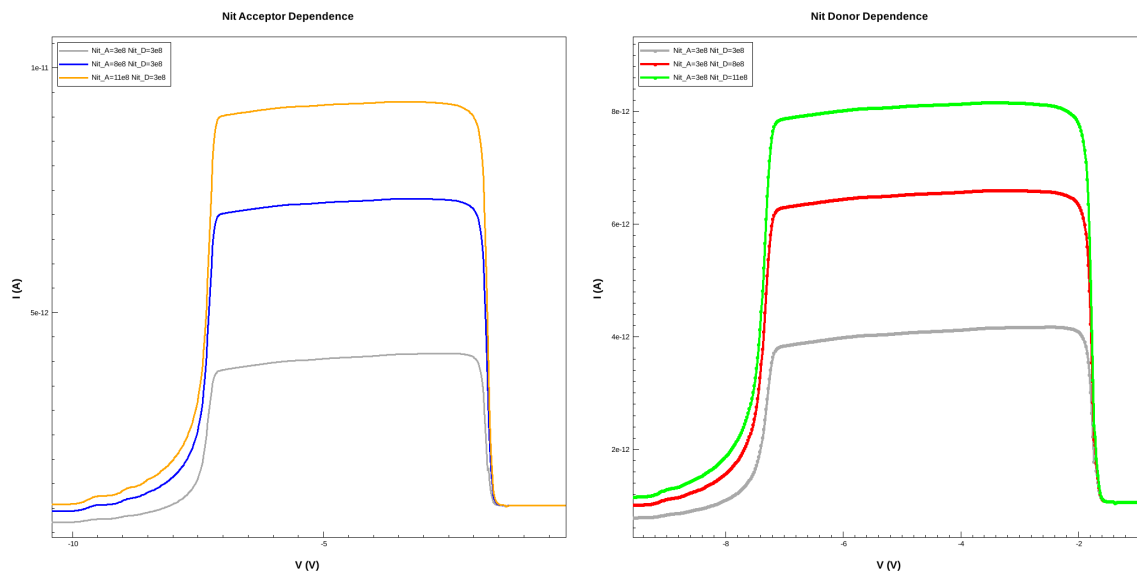
Σχ. 6.7: Εξάρτηση GCD IV από νόθευση υποστρώματος και φορτίο οξειδίου.

Όσον αφορά την δεύτερη οικογένεια καμπυλών του σχήματος 6.7, παρατηρούμε μονάχα μια παράλληλη στον x άξονα κίνηση. Αυτό είναι κάτι που αναμένεται όταν εισάγεται περισσότερο φορτίο στο οξειδίο. Πρόκειται για φαινόμενο μετακύλισης της V_{fb} όπως αναφέρεται στην σχέση (2.74).

Στα δυο διαγράμματα του σχήματος 6.8, παρατηρούμε την αύξηση του ρεύματος με την εισαγωγή περισσότερων Nit είτε για δότες είτε για δέκτες, η συμπεριφορά που παρατηρούμε είναι παρόμοια είτε πρόκειται για αύξηση στην μια κατηγορία παγίδων είτε στην άλλη. Βάσει της θεωρίας που έχει αναπτυχθεί για το GCD, ο μεγαλύτερος αριθμός παγίδων διεπιφάνειας προκαλεί μεγαλύτερη επιφανειακή ταχύτητα γένεσης, που με την σειρά της προκαλεί την εμφάνιση του μεγαλύτερου επιφανειακού ρεύματος που παρατηρείται στην περιοχή απογύμνωσης.

Από άποψη φυσικής, η εξήγηση του φαινομένου αυτού είναι ότι οι παγίδες διεπιφάνειας εμφανίζουν μια κατανομή εντός του απαγορευμένου ενεργειακού χάσματος του πυριτίου (είτε σε διακριτά επίπεδα, είτε ως ψευδοσυνεχείς κατανομές στις προσομοιώσεις). Αυτά τα ενεργειακά επίπεδα τότε λειτουργούν σαν κέντρα γένεσης και επανασύνδεσης φορέων, με συνέπεια την εμφάνιση επιπλέον ρεύματος στην επιφάνεια του ημιαγωγού. Για αυτό τον λόγο όσο η πυκνότητα τους μεγαλώνει τόσο αυξάνει και το παρατηρούμενο επιφανειακό ρεύμα.

6.3 Αποτελέσματα - Συμπεράσματα



Σχ. 6.8: Εξάρτηση GCD IV από τις παγίδες διεπιφάνειας τόσο για δότες όσο και για δέκτες.

Ο τρόπος που επιλέγουμε να μοντελοποιήσουμε τις παγίδες διεπιφάνειας στην προσομοίωση ακολουθεί δύο ομοιόμορφες ενεργειακές κατανομές με καθορισμένα κέντρα και εύρη.

Type	Energy(eV)	Width(eV)	$N_{it}(cm^{-2})$	$eXsec(cm^{-2})$	$hXsec(cm^{-2})$
Acceptor	$E_C - 0.4eV$	$0.58eV$	$0.4 \cdot N_{it}$	10^{-16}	10^{-15}
Donor	$E_V + 0.6eV$	$0.54eV$	$0.6 \cdot N_{it}$	10^{-15}	10^{-16}

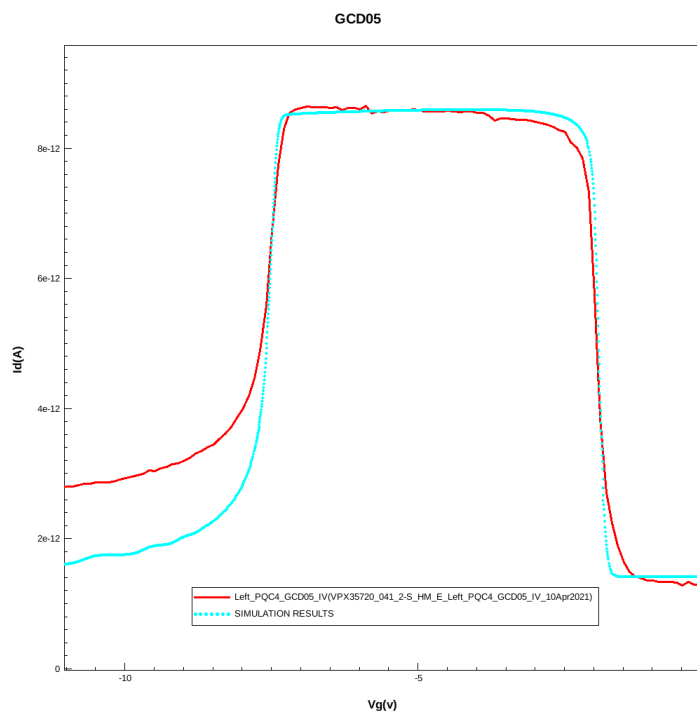
Στα μεν κέντρα τύπου acceptor γίνεται σύλληψη και εκπομπή ηλεκτρονίων, ενώ στα δε κέντρα donor σύλληψη και εκπομπή οπών. Αναλόγως των τιμών που δίνουμε έχουμε και τροποποίηση της συμπεριφοράς του επιφανειακού ρεύματος.

Στις προσομοιώσεις που εκτελέστηκαν, μπορούσε να γίνει αρκετά καλή προσαρμογή στην περιοχή αναστροφής αλλά και απογύμνωσης. Η δυνατότητα ρύθμισης των χρόνων ζωής των φορέων στο υπόστρωμα δίνει την δυνατότητα μικρορύθμισης της σωστής τιμής του ρεύματος στην αναστροφή. Μη όντας σε θέση να μετρήσουμε την τιμή αυτή, είναι μια παράμετρος ελεύθερη σε τροποποίηση.

Αντιστοίχως για την περιοχή απογύμνωσης, η αλλαγή των παραμέτρων της ενεργού διατομής οπών και ηλεκτρονίων των παγίδων διεπαφής στα δύο επίπεδα donor και acceptor δίνει την δυνατότητα μικροπροσαρμογής στο επιφανειακό ρεύμα γένεσης. Και εδώ αυτή η παράμετρος, δεν δύναται να μετρηθεί και συνεπώς ήταν ανοιχτή σε ένα πλαίσιο εκτιμήσεων.

Η προσαρμογή που έχουμε πετύχει με το μοντέλο των δύο μισών GCD, με διαφορετικό μέγεθος πύλης φαίνεται στο σχήμα 6.9.

Ενδιαφέρον τέλος παρουσιάζει το γεγονός ότι στην περιοχή συσσώρευσης δεν έχει επιτευχθεί σύγκλιση με τα πειραματικά αποτελέσματα. Το ρεύμα που παρατηρείται από την προσομοίωση κυμαίνεται κοντά στο ίδιο επίπεδο με το ρεύμα της περιοχής αναστροφής, ενώ η πειραματική



Σχ. 6.9: Αντιπαράβολή της προσομοιούμενης καμπύλης $I_D(V) - V_g(V)$ της GCD με την πειραματικά μετρούμενη.

παρατήρηση (εικόνα 5.12) δίνει σαφή διαφοροποίηση, με το ρεύμα στην περιοχή συσσώρευσης να είναι σαφώς μεγαλύτερο, το οποίο είναι κάτι που παραδόξως θεωρητικά δεν αναμένεται.

Η συμπεριφορά αυτή μάλιστα είναι και ο λόγος για τον οποίο ο χρόνος ζωής των φορέων στο bulk τ_g του τύπου (3.5) δεν μπορεί να προσδιοριστεί καθώς αυτός, λόγω των πειραματικών δεδομένων εν τέλει προκύπτει αρνητικός που είναι από θεωρητικής άποψης αφύσικο.

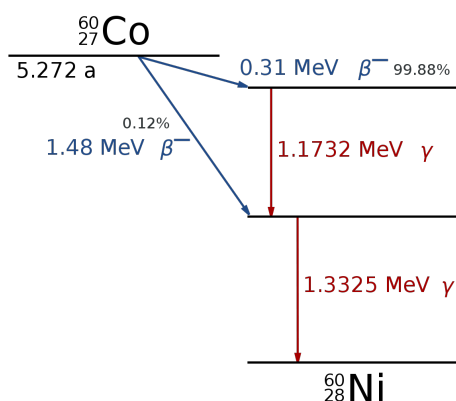
Οι προσπάθειες ταιριάσματος της προσομοίωσης, λοιπόν, επικεντρώθηκαν στην εύρεση της αιτίας αυτής της απόκλισης. Από την θεωρία του GCD, γνωρίζουμε ότι αυτό το πλεόνασμα ρεύματος προέρχεται από την επιπλέον περιοχή απογύμνωσης που δημιουργείται από το MOS. Έτσι οι πιθανές παράμετροι που μεταβλήθηκαν ήταν η γεωμετρία όσον αφορά το metal overhang, η ταχύτητα των φορέων στα bulk, ο χρόνος ζωής στο bulk, η νόθευση και το βάθος των strips της διόδου. Ωστόσο δεν μπορέσαμε να αναπαράγουμε αξιόπιστα την συμπεριφορά αυτή. Το μοντέλο των μισών διόδων σε διδιάστατη γεωμετρία ίσως αποτελεί έναν ακόμη περιοριστικό παράγοντα, καθώς στις ακμές, όπως φαίνεται στο layout στο σχήμα 6.4, δεν λαμβάνουμε υπ' όψιν ενδεχόμενες αποκλίσεις που ίσως υπάρχουν στην πραγματική διάταξη. Σύμφωνα ακόμη με την [15], από μελέτες που έχουν γίνει η συμπεριφορά αυτή αποδίδεται σε παγίδες διεπαφής που συνεισφέρουν στο επιφανειακό ρεύμα στην συσσώρευση, αλλά αποκόπτονται σε κατάσταση αναστροφής συνεισφέροντας στην εμφάνιση αυτής της συμπεριφοράς.

Κεφάλαιο 7

Μελέτη της επίδρασης γ-ακτινοβολίας από πηγή Co-60 σε διατάξεις GCD και προσομοίωση TCAD

7.1 Πειραματική διάταξη και μέθοδος εκτέλεσης μετρήσεων

Σε αυτό το τελευταίο κεφάλαιο, γίνεται μια σύντομη μελέτη για την επίδραση της γ-ακτινοβολίας στα halfmoons και πιο συγκεκριμένα στις GCD και μια προσπάθεια προσομοίωσης της μέσω του TCAD. Κατά την μετάβαση, λοιπόν, στην φάση των μεγάλων ακτινοβολήσεων στο LHC γίνονται συστηματικές μελέτες για την επίδραση που έχουν στα διάφορα μέρη του ανιχνευτή οι ροές νετρονίων και φορτισμένων αδρονίων. Το πείραμα συνεπώς που εκτελούμε έχει συμπληρωματικό χαρακτήρα στα ήδη τρέχοντα, εξετάζοντας τον αντίκτυπο της ακτινοβολίας-γ από ραδιενεργή πηγή Co-60. Η διάσπαση που ακολουθεί αυτό το στοιχείο φαίνεται στο σχήμα 7.1:



Σχ. 7.1: Σχεδιάγραμμα διάσπασης ραδιενεργού Co-60 [2]

Όπως γίνεται αντιληπτό οι ακτίνες που μας ενδιαφέρουν είναι οι δύο χαρακτηριστικές γ στα 1.1732MeV και 1.3325MeV και θα διέλθουν μέσα από τα wafer της Hamamatsu (HPK). Τα wafer αυτά έχουν πάχος 320μm και ενεργό πάχος 290μm και φέρουν επάνω τις διάφορες δομές. Το GCD05 υπό μελέτη διαθέτει 11 gate strips με συνδυαστική επιφάνεια διόδου και πύλης 1.354μm.

Οι ακτινοβολήσεις εκτελέστηκαν σε μια περίοδο 10 ημερών, στο κτίριο της Ελληνικής επιτροπής ατομικής ενέργειας, σε βάρδιες των 2 ωρών με υποχρεωτικά διαλείμματα ασφαλείας για 4-5 βάρδιες καθημερινά. Η μονάδα που χρησιμοποιήθηκε ονομάζεται Picker teletherapy (σχήμα 7.2) και ήταν εφοδιασμένη με την πηγή κοβαλτίου 60 το οποίο ήταν βαθμονομημένο στα 30TBq την περίοδο του Μαρτίου 2012, ενώ υπολογίστηκε ότι είχε ενεργότητα την περίοδο των ακτινοβολήσεων 11TBq. Στην απόσταση που τοποθετήθηκε το halfmoon στόχος (40 εκατοστά από την πηγή) υπολογίστηκε με διάταξη δοσιμετρίας ότι η ακτινοβολία που δέχεται κυμαίνεται περί τα 0.96KGY/h. Με τα δεδομένα αυτά υπολογίστηκε ότι τελικά το halfmoon συνολικά δέχθηκε 91.56KGY μετά το πέρας της περιόδου ακτινοβολήσεων.

7.1 Πειραματική διάταξη και μέθοδος εκτέλεσης μετρήσεων

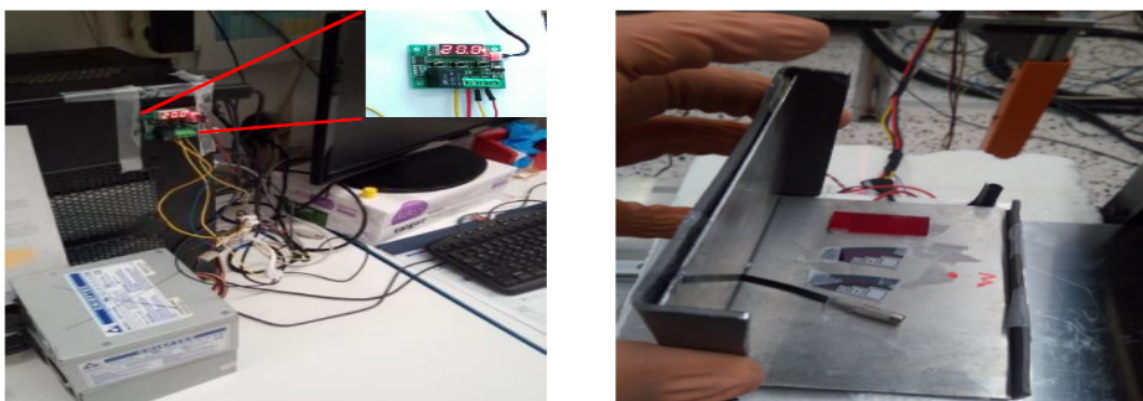
Κατά την διενέργεια των ακτινοβολήσεων, ήταν ανάγκη να αποφευχθεί η άνοδος της θερμοκρασίας και συνεπώς του annealing στην διάταξη, για αυτό τον λόγο χρησιμοποιήθηκε πρότυπο σύστημα θερμοηλεκτρικής ψύξης αποτελούμενο από ένα Peltier τύπου TEC1-12704, σε συνδυασμό με αλουμινένια βάση, ψύκτρα και μικροελεγκτή (σχήμα 7.3), το οποίο λειτουργούσε διατηρώντας το halfmoon σε σταθερή θερμοκρασία ($8^{\circ}\text{C} \pm 1^{\circ}\text{C}$).

Το ισοζύγιο φορτισμένων σωματιδίων (CPE) επετεύχθη μέσω ενός θαλάμου αποτελούμενου από θωράκιση 2mm Μολύβδου και 0.8mm εσωτερικής επένδυσης Αλουμινίου για την απορρόφηση χαμηλοενεργειακών φωτονίων και δευτερευόντων ηλεκτρονίων από σκεδιάσεις στον περιβάλλοντα χώρο.



Σχ. 7.2: Μονάδα ακτινοβολήσης Co-60 picker teletherapy και Peltier [1]

Ο έλεγχος της θερμοκρασίας καθώς και η εκκίνηση του συστήματος ακτινοβολήσης γίνεται εξωτερικά του χώρου που βρίσκεται το halfmoon και το δωμάτιο κλειδώνει κατά την όλη διαδικασία. Αυτό απαιτείται από τα πρωτόκολλα ασφαλείας καθώς ορισμένες φορές το σύστημα λόγω παλαιότητας κολλάει και δεν ασφαλίζει την πηγή όποτε πρέπει να αποφευχθεί η έκθεση οποιουδήποτε μη εγκεκριμένου επισκέπτη στον χώρο. Μια ακόμη δικλείδα ασφαλείας είναι και το σύστημα καμερών που υπάρχει εντός του χώρου στο οποίο απεικονίζονται και σπινθηρισμοί όταν υπάρχει ακτινοβολία εντός της αίθουσας.



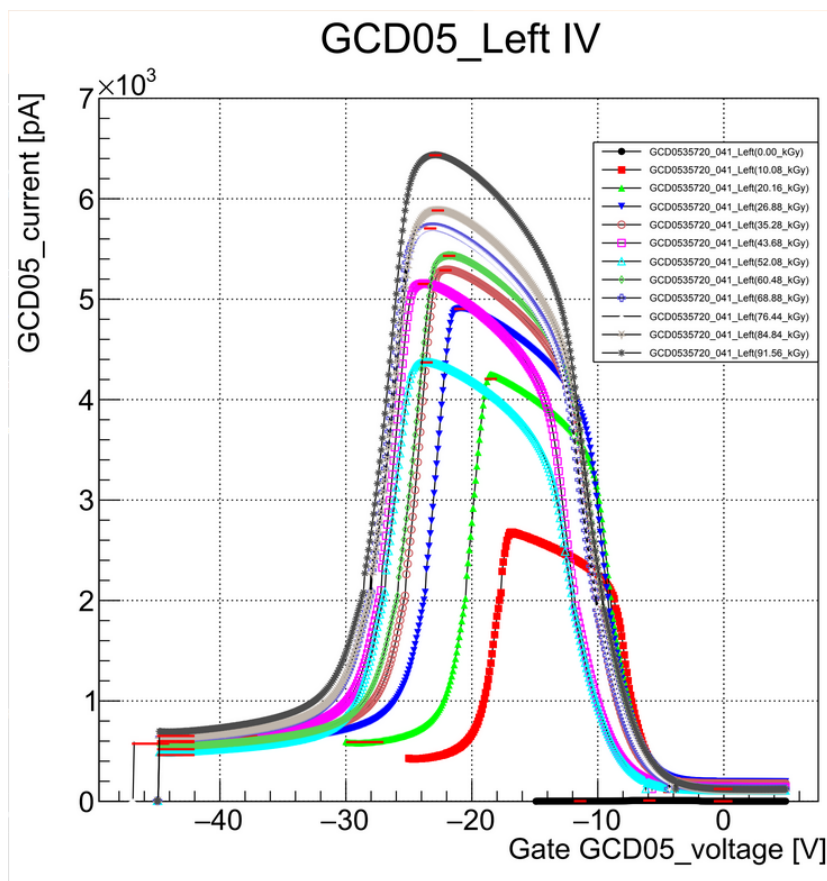
Σχ. 7.3: Σύστημα ελέγχου θερμοκρασίας και θάλαμος θωράκισης CPE [1]

Για την εξέταση της πορείας των ακτινοβολήσεων και για την εξαγωγή ποσοτικών χαρακτηριστικών που μεταβάλλονται στα halfmoon, η διαδικασία σταματούσε χονδρικά κάθε 8-10KGy επιβάρυνσης ή αλλιώς σε κύκλους 14-16 ωρών. Στην συνέχεια ακολουθούσε annealing στους 80°C για 10 λεπτά με σκοπό την μείωση των ατελειών στο πλέγμα από τις σκεδάσεις και την μείωση της πυκνότητας των κέντρων των ενεργειακών παγίδων. Τελικά ακολουθούσαν οι μετρήσεις στον μετρητικό σταθμό PQC του εργαστηρίου.

7.2 Πειραματικές καμπύλες GCD

Όπως ήδη εξηγήθηκε η διαδικασία για την εκτίμηση της μεταβολής των παραμέτρων έγινε στην βάση των κύκλων 14-16 ωρών. Για τα τεστ ακτινοβολήσης χρησιμοποιήθηκε ένα halfmoon. Πιο συγκεκριμένα το VPX35720 και οι μετρήσεις έγιναν στα left flutes του East halfmoon. Μέχρι την ολοκλήρωση του συνόλου των κύκλων απαιτήθηκε ιδιαίτερη προσοχή καθώς υπήρχε δυνατότητα μέτρησης μονάχα του VPX35720.

Οι πειραματικές καμπύλες:



Σχ. 7.4: Πειραματικές καμπύλες για το GCD καθώς αυτό δέχεται διάφορες δόσεις ακτινοβολίας γ

Αυτό που παρατηρείται αρχικά στο σχήμα 7.4, είναι ότι υπάρχει μια πολύ έντονη μεγέθυνση, με παράλληλη μετακίνηση του σημείου της $V_{fb(Acc-dep)}$ στις χαρακτηριστικές του GCD. Στην πορεία

7.2 Πειραματικές καμπύλες GCD

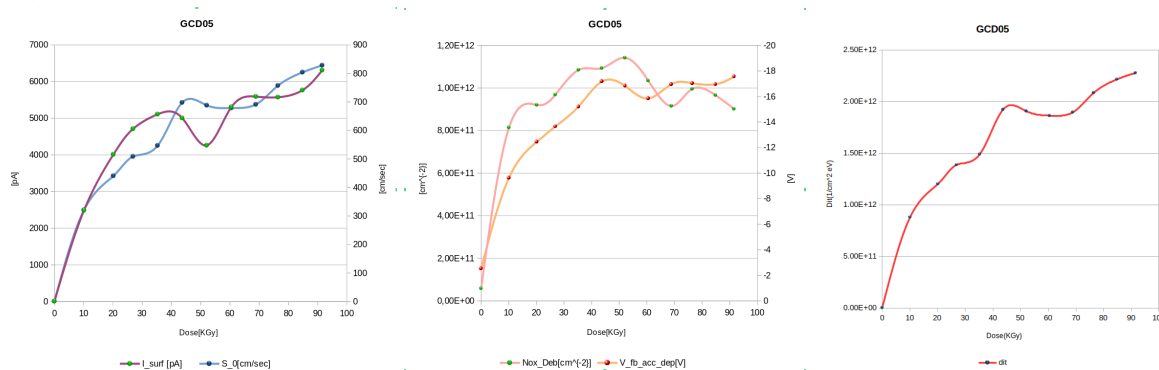
των μετρήσεων ωστόσο, φαίνεται πως αυτή η εξέλιξη ανακόπτεται και ακολουθεί αντίστροφη πορεία στα σημεία 43.68K Gy και 52.08K Gy. Αυτή η συμπεριφορά προέρχεται από ένα απρόσμενο annealing που συνέβη, με αύξηση της θερμοκρασίας στους 34°C κατά την ακτινοβολήση, λόγω προβλήματος στο relier. Στην συνέχεια όμως μετά την επιδιόρθωση του προβλήματος το πρόβλημα διορθώνεται και παρατηρείται η αναμενόμενη συμπεριφορά.

Με τις υπολογιστικές μεθόδους που περιγράφηκαν στο κεφάλαιο 5.4, έγινε εξαγωγή των παραμέτρων για το GCD, ενώ παράλληλα αναφέρονται και οι τιμές για το N_{ox} , το οποίο προέρχεται από τον χαρακτηρισμό του MOS που βρισκόταν επίσης στο υπό ακτινοβολήση halfmoon.

Προστέθηκαν επίσης οι εκτιμήσεις για το D_{it} σύμφωνα με την σχέση (3.2). Ο υπολογισμός έγινε για $v_{th} = 1.65 \cdot 10^5 m/s$ που είναι η θερμική ταχύτητα των οπών [25] που είναι οι φορείς μειονότητας, ενώ $\sigma_n = 3 \cdot 10^{-15} cm^2$ και $\sigma_p = 10^{-16} cm^2$ [8].

Πίνακας μεγεθών που αφορούν στα ακτινοβολημένα GCD

Dose (kGy)	Temp (K)	GCD			MOS	Υπολογισμός
		$I_{surf}(pA)$	$S_0(cm/sec)$	$V_{fb(Acc-Dep)}(V)$	$N_{ox}(cm^{-2})$	$D_{it}(cm^{-2}eV^{-1})$
0	293,7	7,29	1,11	-2,524	$0,0586 \cdot 10^{12}$	$3,07 \cdot 10^9$
10,08	295,6	2484,90	320,71	-9,634	$0,8139 \cdot 10^{12}$	$8,81 \cdot 10^{11}$
20,16	297,5	4012,56	440,61	-12,449	$0,9201 \cdot 10^{12}$	$1,20 \cdot 10^{12}$
26,88	297,7	4710,38	508,56	-13,660	$0,9684 \cdot 10^{12}$	$1,39 \cdot 10^{12}$
35,28	297,8	5108,20	546,88	-15,222	$1,0845 \cdot 10^{12}$	$1,49 \cdot 10^{12}$
43,68	294,7	5005,14	697,85	-17,169	$1,0930 \cdot 10^{12}$	$1,92 \cdot 10^{12}$
52,08	293,0	4260,27	688,14	-16,827	$1,1416 \cdot 10^{12}$	$1,91 \cdot 10^{12}$
60,48	295,7	5303,39	678,66	-15,842	$1,0347 \cdot 10^{12}$	$1,86 \cdot 10^{12}$
68,88	296,1	5589,98	691,30	-16,960	$0,9153 \cdot 10^{12}$	$1,90 \cdot 10^{12}$
76,44	295,0	5572,93	757,23	-17,039	$0,9952 \cdot 10^{12}$	$2,08 \cdot 10^{12}$
84,84	294,7	5766,38	803,99	-16,960	$0,9661 \cdot 10^{12}$	$2,21 \cdot 10^{12}$
91,56	295,4	6309,48	828,39	-17,551	$0,9015 \cdot 10^{12}$	$2,28 \cdot 10^{12}$



Σχ. 7.5: Αριστερά εξέλιξη των I_{surf} και S_0 συναρτήσει της δόσης, στο κέντρο η εξέλιξη των N_{ox} και $V_{fb(Acc-Dep)}$ με την δόση και δεξιά η D_{it} σε σχέση με την δόση

Στα διαγράμματα του σχήματος 7.5 φαίνονται ομαδοποιημένες οι παράμετροι συναρτήσει της δόσης που δέχεται το δείγμα.

Παρατηρούμε ότι τα μεγέθη I_{surf} και S_0 έχουν σχεδιαστεί μαζί γιατί σύμφωνα με την σχέση (3.3) θα πρέπει να είναι ανάλογα μεταξύ τους. Όντως το ρεύμα ακολουθεί την μεταβολές της επιφανειακή ταχύτητας αλλά όχι απολύτως αναλογικά. Αυτό είναι κάτι που μπορεί να ερμηνευθεί αν σκεφτεί κοιτάξει κανείς τον τρόπο υπολογισμού του ρεύματος (σχ. 7.68). Καθώς το δείγμα ακτινοβολείται όλο και περισσότερο, ξεφεύγουμε από την ιδανική καμπύλη GCD και έχουμε παραμόρφωση στην μορφή. Επειδή ο υπολογισμός του ρεύματος προέρχεται από μια απλή αφαίρεση των κορυφών, δεν είναι δυνατόν το I_{surf} να υπολογιστεί με την ίδια ακρίβεια καθώς βαίνουμε σε όλο και μεγαλύτερες τιμές ακτινοβολήσης. Το ότι τουλάχιστον ποιοτικά τα δυο μεγέθη ακολουθούν τις μεταβολές το ένα του άλλου, είναι ισχυρή ένδειξη ότι η σχέση (3.3) ισχύει σε πρώτη προσέγγιση.

Η ίδια ομαδοποίηση γίνεται και για τα N_{ox} και $V_{fb(Acc-Dep)}$. Επειδή το N_{ox} είναι μετρημένο ξεχωριστά σε έναν MOS πυκνωτή πάνω στο ίδιο ακτινοβολημένο halfmoon, μπορούμε να το συσχετίσουμε με το $V_{fb(Acc-Dep)}$ του GCD, αφού όπως δείξαμε στο κεφάλαιο 3, το τελευταίο είναι μια σύνθετη δομή αποτελούμενη από μια δίοδο pn και ένα MOS πυκνωτή. Αναμένουμε και εδώ σύμφωνα με την σχέση (2.72) και (2.74) συσχέτιση μεταξύ των N_{ox} και $V_{fb(Acc-Dep)}$. Φαίνεται και πάλι υπάρχει μια ποιοτική ισχύ της σχέσης καθώς τα μεγέθη αλληλοσκολοθούν το ένα τις μεταβολές του άλλου, πλην ωστόσο των σημείων κοντά στην ακτινοβολία των 100KGy. Υπάρχουν ενδείξεις κορεσμού του N_{ox} που επιβεβαιώνονται και από την [27]. Αυτό ωστόσο δεν φαίνεται να σταματά την μετακύλιση της $V_{fb(Acc-Dep)}$ σε όλο και μεγαλύτερες τιμές που όπως αναφέρεται στο εδάφιο (2.3.3) και στο [28], ίσως είναι απόρροια της εμφάνισης επιπρόσθετου φορτίο οξειδίου κοντά στην διεπιφάνεια, αποτελώντας ένα επιφανειακό φαινόμενο που χρήζει περαιτέρω διερεύνησης και ίσως χρειάζεται μεγαλύτερες δόσεις ακτινοβολίας για να μελετηθεί.

Όσον αφορά, την πυκνότητα παγίδων διεπιφάνειας, παρατηρείται κατά το annealing μια παροδική σταθεροποίηση τους, ωστόσο στην συνέχεια η αύξηση συνεχίζεται καθώς το δείγμα δέχεται μεγαλύτερες ποσότητες ακτινοβολήσης. Αυτή η αύξηση ίσως όπως αναφέρθηκε και στην προηγούμενη παράγραφο να συνεισφέρει στην μετακύλιση της $V_{fb(Acc-Dep)}$, παρά τον κορεσμό του N_{ox} .

7.3 Προσομοίωση TCAD ακτινοβολημένου δείγματος

Το τελευταίο υποκεφάλαιο αφιερώνεται στην προσπάθεια μελέτης της επίδρασης της ακτινοβολίας στο GCD και την προσπάθεια αναπαραγωγής αυτής της συμπεριφοράς μέσω προσομοίωσης. Για την μελέτη αυτή, χρησιμοποιήθηκε και πάλι μια μορφή του μοντέλου της Perugia που προβλέπει το radiation damage.

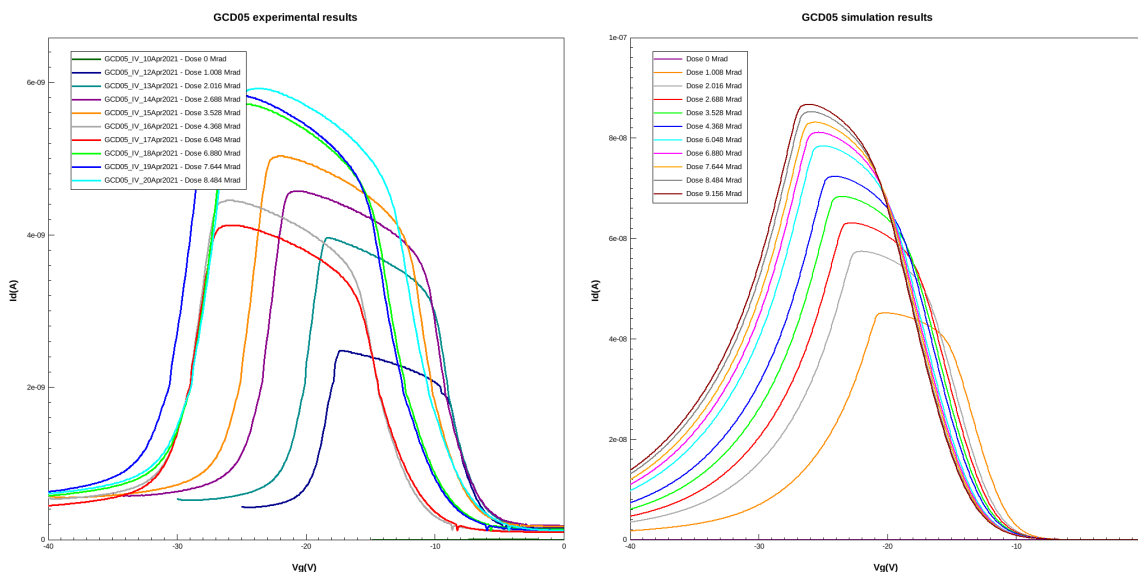
Ως σταθερές μετρημένες παράμετροι για τις προσομοιώσεις, χρησιμοποιήθηκαν οι ποσότητες N_{ox} φορτίο οξειδίου που μετρείται από την δομή MOS, $N_{it(Don)}$ και $N_{it(Acc)}$ που εξάγονται από το μετρούμενο D_{it} από το GCD. Προκύπτουν δε μέσω ολοκλήρωσης στο εύρος των Energy Bands των Donor και Acceptor που ορίζονται μέσω των traps (Παράρτημα Β).

Οι παράμετροι που χρησιμοποιήθηκαν φαίνονται στο παρακάτω πίνακα:

Πίνακας παραμέτρων που χρησιμοποιήθηκαν στην προσομοίωση των ακτινοβολημένων GCD

<i>Dose</i> (kGy)	<i>Temp</i> (K)	<i>MOS</i> $N_{ox}(cm^{-2})$	<i>GCD</i>	
			$N_{it(Acc)}(cm^{-2})$	$N_{it(Don)}(cm^{-2})$
0	293,7	$0,0586 \cdot 10^{12}$	$7,11 \cdot 10^8$	$9,93 \cdot 10^8$
10,08	295,6	$0,8139 \cdot 10^{12}$	$2,04 \cdot 10^{11}$	$2,85 \cdot 10^{11}$
20,16	297,5	$0,9201 \cdot 10^{12}$	$2,79 \cdot 10^{11}$	$3,89 \cdot 10^{11}$
26,88	297,7	$0,9684 \cdot 10^{12}$	$3,22 \cdot 10^{11}$	$4,49 \cdot 10^{11}$
35,28	297,8	$1,0845 \cdot 10^{12}$	$3,46 \cdot 10^{11}$	$4,83 \cdot 10^{11}$
43,68	294,7	$1,0930 \cdot 10^{12}$	$4,46 \cdot 10^{11}$	$6,23 \cdot 10^{11}$
52,08	293,0	$1,1416 \cdot 10^{12}$	$4,42 \cdot 10^{11}$	$6,18 \cdot 10^{11}$
60,48	295,7	$1,0347 \cdot 10^{12}$	$4,32 \cdot 10^{11}$	$6,04 \cdot 10^{11}$
68,88	296,1	$0,9153 \cdot 10^{12}$	$4,40 \cdot 10^{11}$	$6,14 \cdot 10^{11}$
76,44	295,0	$0,9952 \cdot 10^{12}$	$4,83 \cdot 10^{11}$	$6,75 \cdot 10^{11}$
84,84	294,7	$0,9661 \cdot 10^{12}$	$5,14 \cdot 10^{11}$	$7,17 \cdot 10^{11}$
91,56	295,4	$0,9015 \cdot 10^{12}$	$5,28 \cdot 10^{11}$	$7,37 \cdot 10^{11}$

Οι παράμετροι που αφορούν στις ενεργούς διατομές των ηλεκτρονίων και των οπών, σ_p και σ_n αντίστοιχα είναι ίδιες με αυτές του μη ακτινοβολημένου δείγματος που παρουσιάστηκαν στο κεφάλαιο 6. Τα αποτελέσματα που πήραμε από το μοντέλο των δυο μισών διόδων φαίνεται στα δεξιά του σχήματος 7.6.



Σχ. 7.6: Αριστερά φαίνονται τα πειραματικά δεδομένα για το Right GCD05 του VPX35720 ενώ δεξιά οι προσομοιούμενες καμπύλες που βασίζονται σε μετρούμενες παραμέτρους.

Όπως φαίνεται οι προσομοιούμενες καμπύλες δεν πετυχαίνουν την συμπεριφορά των πειραματικών.

Η πιο εμφανής διαφορά έγκειται στο μέγεθος του παραγόμενου ρεύματος το οποίο στην προσομοίωση είναι κατά μια τάξη μεγέθους μεγαλύτερο. Αυτό το φαινόμενο ίσως έχει να κάνει

με την αλλαγή στα μεγέθη των σ_p και σ_n όσο μεγαλώνει η απορροφούμενη δόση. Ακόμη ένας πιθανός παράγοντας είναι τροποποίηση των ενεργειακών επιπέδων των παγίδων των Acceptors και Donors. Τόσο το ύψος στο οποίο εμφανίζονται εντός του ενεργειακού χάσματος, όσο και η μορφή της κατανομής τους είναι πιθανόν να αλλάζει.

Μια ακόμη συμπεριφορά που δεν βοηθάει τις προσαρμογές μας είναι και το απρόσμενο annealing, που συνέβη περί τα μέσα της περιόδου των ακτινοβολήσεων, όπως έχει αναφερθεί και σε προηγούμενο υποκεφάλαιο. Δυστυχώς αυτό το φαινόμενο είναι δύσκολο να συνυπολογιστεί έτσι ώστε να αναπαραχθεί στο TCAD. Αυτό φαίνεται έντονα στο γεγονός της μετακύλισης V_{fb} για παράδειγμα. Ενώ στις πειραματικές καμπύλες φαίνεται πως όταν συμβεί το annealing η καμπύλη επιστρέφει παροδικά, στην προσομοίωση αυτό δεν επιτυγχάνεται. Για αυτό τον λόγο οι προσπάθειες επικεντρώνονται στην αναπαραγωγή της συμπεριφορά στα πρώτα στάδια των ακτινοβολήσεων πριν το annealing.

Η ανάπτυξη ενός καλύτερου μοντέλου για την ακτινοβολήση στα GCD βρίσκεται ακόμη σε στάδιο ενεργού μελέτης, με σκοπό την καλύτερη κατανόηση των μηχανισμών που παίζουν ρόλο στην διαμόρφωση των πειραματικών αποτελεσμάτων. Στα πλαίσια της μελέτης αυτής γίνεται συμβολή και μέσω αυτής της μεταπτυχιακής εργασίας, όπως επίσης και εντονότερα μέσα από την έρευνα του υποψήφιου διδάκτορα Παναγιώτη Ασσιούρα.

Επίλογος

Κλείνοντας αυτή την εργασία, θεωρώ σκόπιμο να κάνω μια σύντομη ανασκόπηση στο τι επιτεύχθη κατά την πορεία για την τελική συγγραφή.

Η απασχόληση στο εργαστηριακό κομμάτι, ήταν το πρώτο εφόδιο ουσίας που έλαβα. Η εξοικείωση με τον εργαστηριακό εξοπλισμό και την χρήση του, τις διαδικασίες μέτρησης και επίλυσης προβλημάτων κατά την καταγραφή, όπως επίσης και της σωστής μεταχείρισης και τοποθέτησης των halfmoon των wafer, ήταν πολύ χρήσιμη για την κατανόηση των ιδιαιτεροτήτων που απορρέουν από την επαφή με τόσο λεπτές και ευαίσθητες δομές.

Δεύτερος και εξίσου σημαντικός σταθμός ήταν η τριβή με την διαδικασία επεξεργασίας των μετρήσεων. Η εξαγωγή αποτελεσμάτων που έχουν απορρέουν από κάθε δομή (GCD, MOS, MOSFET, Δίοδοι κτλ), επιτρέπει την καλύτερη κατανόηση αυτών που ήδη είχαν γίνει θεωρητικό κτήμα κατά την πορεία του μεταπτυχιακού μου προγράμματος. Η διαδικασία αυτή επίσης ήταν κινητήριος δύναμη για ανάπτυξη λογισμικού που δουλεύει με αυτοματοποιημένο και συντεταγμένο τρόπο, ακονίζοντας έτσι δεξιότητες που έχουν να κάνουν με τον προγραμματισμό επιστημονικού λογισμικού. Τέλος, η εξαγωγή αποτελεσμάτων σε δομές που εμφανίζουν μη ιδανικές συμπεριφορές, εξ αντικειμένου απαιτεί τον καθορισμό προτύπων και μοντέλων, μέσω των οποίων παράγουμε γνώση, με ένα αυστηρά καθορισμένο και επαναλήψιμο τρόπο (μαθηματικές προσαρμογές σε πληθώρα περιπτώσεων).

Το επόμενο βήμα που έγινε, αφορά στην κατανόηση των φυσικών μοντέλων, ιδανικών και μη, που παίζουν μείζονα ρόλο στις συμπεριφορές που παρατηρούμε στις δομές της μικροηλεκτρονικής, στις οποίες ο κανόνας είναι να αποκλίνουν αρκετές φορές από εξειδανικευμένα μοντέλα. Ο ρόλος των παγίδων διεπιφάνειας στο GCD, αλλά και άλλα μεγέθη που είδαμε στις υπόλοιπες δομές, αποδεικνύουν τον προηγούμενο ισχυρισμό με emphaticό τρόπο.

Η κλιμάκωση τέτοιων φαινομένων φάνηκε έντονα μάλιστα και στις ακτινοβολήσεις που διενεργήσαμε. Οι δομές είναι ευάλωτες σε εξωτερικούς παράγοντες και η συμπεριφορά τους αλλάζει άρδην. Σπουδαίο παράδειγμα είναι η επίδραση της ακτινοβολίας γ , με την οποία βομβαρδίστηκε το GCD. Το αποτέλεσμα ήταν αύξηση των παγίδων διεπιφάνειας και του φορτίου στο οξειδίο. Η επίδραση τέτοιων συνθηκών πρέπει να είναι a priori γνωστή, έτσι ώστε να μπορεί να υπάρχει αντίστοιχη πρόνοια για το μέλλον, όπως απαιτείται στον CMS.

Η ανανέωση του πειράματος στο CERN και η φάση δύο της αναβάθμισης του ανιχνευτή CMS αποτέλεσε και αποτελεί μεγάλη τεχνολογική πρόκληση και προβλέπεται να βοηθήσει στην παραγωγή νέας γνώσης στην σωματιδιακή φυσική, αυξάνοντας τις ενεργειακές δυνατότητες που υφίσταντο μέχρι πρότινος.

Τέλος, πολύ σημαντική δεξιότητα που απέκτησα, αποτελεί και η τριβή με το επιστημονικό πρόγραμμα Synopsys Sentaurus TCAD για προσομοιώσεις στους ημιαγωγούς. Οι επεκτάσεις που έχει, σαφώς είναι πολύ μεγάλες και υπάρχουν τομείς που δεν εξετάσαμε. Όμως και σε αυτή την πρώτη επαφή, έγιναν κατανοητές, μια πληθώρα από έννοιες και μοντέλα που αφορούν στην φυσική των ημιαγωγών και στην δόμηση προσομοιώσεων τους. Τόσο σχετικώς απλά, όσο και ακόμη συνθετότερα.

Παράρτημα Α

```

;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;
;;; GCD 2D (with one gate and one diode)
;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;

(sde:clear)
(define Dop_Sub @DopBulk@)
(define Dop_Strips 1.0e+18)
(define Dop_Back 2.0e+19)
(define Dop_Pstop 1.0e+16)

;--- Parameters-----;
(define GateWidth @GateWidth@)
(define DiodeWidth @DiodeWidth@)
(define DetThick @DetThick@)

(define OxiThick @tox@)
(define OxiThick2 @tox@)
(define Nitride1 (- OxiThick2 0.05))
(define Nitride2 (- OxiThick2 0.05))

(define AllThick 0.35)
(define AllThick2 0.5)
(define AllBackThick 0.5)
(define posAllback (+ (* DetThick 1.0) (* AllBackThick +1.0)))

(define ImplThick @ImplThick@)
(define BackThick (- @BackThick@))
(define Metal_Overhang 20)

(define posA1 (+ (* OxiThick -1.0) (* AllThick -1.0)))
(define posA2 (+ posA1 (* AllThick2 -1.0)))

(define Total_width (+ GateWidth DiodeWidth))
(define xRtot GateWidth)
(define xLtot (* DiodeWidth -1))

;-----central strip (strip 4)-----;

(define xGate_R GateWidth)
(define xGate_L 0)

(define xDiode_R 0)
(define xDiode_L (* DiodeWidth -1))

;-----;
(set! process-up-direction "+z")
(sdegeo:set-auto-region-naming OFF)

;--- Define Geometry-----;
"ABA"
;-----Body-----;
(sdegeo:create-rectangle (position xLtot 0 0) (position xRtot @DetThick@ 0) "Silicon" "Body")
;-----Oxide-----;
(sdegeo:create-rectangle (position (- xGate_L 0) 0 0) (position (+ xGate_R 0)(* OxiThick2 -1.0) 0) "SiO2" "Oxide")
;---Aluminum-----;
(sdegeo:create-rectangle (position (- xGate_L 0) (* OxiThick -1.0) 0) (position (+ xGate_R 0) posA1 0) "Aluminum" "Gate")
;---Aluminum Backplane---;
(sdegeo:create-rectangle (position xLtot @DetThick@ 0) (position xRtot posAllback 0) "Aluminum" "BackPlaneAll")

;----- Define Vertex -----;
(sdegeo:insert-vertex (position xGate_R 0 0))
(sdegeo:insert-vertex (position xGate_L 0 0))

(sdegeo:insert-vertex (position xDiode_R 0 0))
(sdegeo:insert-vertex (position xDiode_L 0 0))

;-----Contacts-----;
(sdegeo:define-contact-set "Bias_Gate" 4.0 (color:rgb 1.0 1.0 0.0) "##" )
(sdegeo:define-contact-set "Bias_Diode" 4.0 (color:rgb 1.0 1.0 0.5) "##" )
(sdegeo:define-contact-set "HV" 4.0 (color:rgb 0.0 0.0 1.0) "##" )

;-----Define Ref/Eval Window-----

(sdedr:define-refinement-window "DRW_NPlus_Diode" "line" (position (+ xDiode_L 0.0) 0 0) (position (+ xDiode_R 0.0) 0 0))
(sdedr:define-refinement-window "DRW_PPPlus" "line" (position xLtot @DetThick@ 0) (position xRtot @DetThick@ 0))

;-----Setting contacts-----

(sdegeo:set-current-contact-set "HV")
(sdegeo:define-2d-contact (list (car (find-edge-id(position 0 @DetThick@ 0)))) "HV")
(sdegeo:set-current-contact-set "Bias_Gate")
(sdegeo:define-2d-contact (list (car (find-edge-id(position 0 posA1 0)))) "Bias_Gate")
(sdegeo:set-current-contact-set "Bias_Diode")
(sdegeo:define-2d-contact (list (car (find-edge-id(position (+ xDiode_L 2) 0 0)))) "Bias_Diode")

;-----Doping-----;

```

```

;-----Substrate Doping-----;
(sdedr:define-constant-profile "ProfileBody" "BoronActiveConcentration" Dop_Sub)
(sdedr:define-constant-profile-region "DopingBody" "ProfileBody" "Body")

;-- Doping of Strips Define----;
;-----Define Ref/Eval Window-----
(sdedr:define-refinement-window "DRW_NPlus_Diode" "line" (position (+ xDiode_L 0.0) 0 0) (position (+ xDiode_R 0.0) 0 0))
(sdedr:define-refinement-window "DRW_PPPlus" "line" (position xLtot @DetThick@ 0) (position xRtot @DetThick@ 0))
(sdedr:define-gaussian-profile "DGP_NPlus_Diode" "PhosphorusActiveConcentration" "PeakPos" (/ ImplThick 5) "PeakVal"
    Dop_Strips "ValueAtDepth" Dop_Sub "Depth" ImplThick "Erf" "Factor" 0.4)
;-- Doping of Strips Placement----;
(sdedr:define-analytical-profile-placement "APP_NPlus_Diode" "DGP_NPlus_Diode" "DRW_NPlus_Diode" "Positive" "NoReplace" "
    Eval")
;-- Doping of Backplane----;
(sdedr:define-erf-profile "DGP_PPPlus" "BoronActiveConcentration" "SymPos" (* @BackThick@ 0.75) "MaxVal" Dop_Back "
    ValueAtDepth" Dop_Sub "Depth" (* @BackThick@ 1.0) "Erf" "Factor" 0.2)
(sdedr:define-analytical-profile-placement "APP_PPPlus" "DGP_PPPlus" "DRW_PPPlus" "Negative" "NoReplace" "Eval")

;-----Meshing-----;
;----- Meshing near oxide -----;
(sdedr:define-refinement-size "RFS_Nox" 1 1 0.03 0.03)
(sdedr:define-refinement-function "RFS_Nox" "DopingConcentration" "MaxTransDiff" 1.0)
(sdedr:define-refinement-function "RFS_Nox" "MaxLenInt" "Oxide" "Silicon" 0.01 1.4 )
(sdedr:define-refinement-material "RFP_Nox" "RFS_Nox" "Oxide")
;----- Meshing near diode and gate -----;
(sdedr:define-refinement-size "RFS_Nplus" 1 0.5 0.03 0.03)
(sdedr:define-refinement-window "RefEval-NPlus" "Rectangle" (position xLtot 0 0) (position xRtot 3.0 0))
(sdedr:define-refinement-function "RFS_Nplus" "DopingConcentration" "MaxTransDiff" 1.0)
(sdedr:define-refinement-function "RFS_Nplus" "MaxLenInt" "Silicon" "Oxide" 0.01 1.4 )
(sdedr:define-refinement-placement "RFP_Nplus" "RFS_Nplus" "RefEval-NPlus")
;----- Global Meshing -----;
(sdedr:define-refinement-size "RFS_Global" 10.0 10.0 1.0 1.0)
(sdedr:define-refinement-window "RefEval-Global" "Rectangle" (position xLtot 3.0 0) (position xRtot (+ @DetThick@ BackThick) 0)
)
(sdedr:define-refinement-function "RFS_Global" "DopingConcentration" "MaxTransDiff" 1.0)
(sdedr:define-refinement-function "RFS_Global" "MaxLenInt" "Silicon" "Oxide" 0.01 1.4 )
(sdedr:define-refinement-placement "RFP_Global" "RFS_Global" "RefEval-Global")
;----- Backplane Meshing -----;
(sdedr:define-refinement-size "RFS_Pplus" 5.0 5.0 0.2 0.2)
(sdedr:define-refinement-window "DRW2_Back" "Rectangle" (position xLtot @DetThick@ 0) (position xRtot (+ @DetThick@
    BackThick) 0))
(sdedr:define-refinement-function "RFS_Pplus" "MaxLenInt" "Silicon" "Aluminum" 0.5 1.5 "DoubleSide")
(sdedr:define-refinement-function "RFS_Pplus" "DopingConcentration" "MaxTransDiff" 1.0)
(sdedr:define-refinement-placement "RFP_Pplus" "RFS_Pplus" "DRW2_Back")
;-----;

; meshing
(sde:set-meshing-command "smeshu-au-cuboxmethod")
(sde:build-mesh "smesh" "-au-cuboxmethod" "@pwd/@n@node@")
(sde:save-model "@pwd/@n@node@")

exit

```

Παράρτημα Β

```
##### Perugia 2019 #####

## Rename all the parameters on the workbench project (e.g. T--> Temp, V_bias--> Pol, ...)##

#set Temp [format %.2f @Temp@]
#set EsA [format %.2f @AccBand@]
#set EsD [format %.2f @DonBand@]
#set EnergyMidA [format %.2f @EnMidA@]
#set EnergyMidD [format %.2f @EnMidD@]
#set Dose [format %.2f @DoseMrad@]
#set Flu [format %.2e @Fluence@]
#set Qoxpre [format %.2e @Qox_pre@]

####the value depends on the technology flavor
#set Nitaccpre [format %.2e @Nit_acc_pre@]
####the value depends on the technology flavor
#set Nitdonpre [format %.2e @Nit_don_pre@]
####the value depends on the technology flavor

## SURFACE DAMAGE MODEL
#if "@Dose@" == 0
    #set DeltaQox [format %.2e 0]
    #set DeltaNitacc [format %.2e 0]
    #set DeltaNitdon [format %.2e 0]

    #set Dit_acc [format %.2e @<Nitaccpre/0.3>@]
    #set Dit_don [format %.2e @<Nitdonpre/0.3>@]
    #set Qox [format %.2e @Qoxpre@]

#else
    #from HPK Analytical model in [D. Passeri et al., "TCAD_radiation_damage_model", @Dose@ is in Mrad]
    #set DeltaQox [format %.2e [expr @<3.74e+11+6.20e+10*log(Dose)>@]]
    #set DeltaNitacc [format %.2e [expr @<6.35e+11+1.50e+11*log(Dose)>@]]
    #set DeltaNitdon [format %.2e [expr @<1.07e+12+2.90e+11*log(Dose)>@]]

    #set Dit_acc [format %.2e @<(DeltaNitacc+Nitaccpre)/EsA>@]
    #set Dit_don [format %.2e @<(DeltaNitdon+Nitdonpre)/0.3>@]
    #set Qox [format %.2e @<Qoxpre+DeltaQox>@]

#endif

## BULK DAMAGE MODEL
#set eta_don 0.006
#set eta_acc042 1.6
#set eta_acc046 0.9
#set ConcDon1 [format %.2e @<eta_don*Flu>@]
#set ConcAcc1 [format %.2e @<eta_acc042*Flu>@]
#set ConcAcc2 [format %.2e @<eta_acc046*Flu>@]

#set eta_don 0.006
#set eta_acc042 1.6
#set eta_acc046 0.9
#set ConcDon1 [format %.2e @<eta_don*Flu>@]
#set ConcAcc1 [format %.2e @<eta_acc042*Flu>@]
#set ConcAcc2 [format %.2e @<eta_acc046*Flu>@]

Device DIODE {
    File {
        Grid = "@tdr@"
        Plot = "@pwd@/n@node@_IV.tdr"
        Parameter = "@parameter@"
        Current = "@pwd@/n@node@_IV.plt"
    }
    Electrode{
        { Name="Bias_Gate" Voltage=0.0 material="Aluminum" }
        { Name="Bias_Diode" Voltage=0.0 }
        { Name="HV" Voltage=0.0 material="Aluminum" }
    }
    Physics{
        AreaFactor=1000
        Temperature=@Temp@
        Mobility( DopingDep HighFieldSat Enormal )
        EffectiveIntrinsicDensity( OldSlotboom )
        Recombination( SRH (TempDependence DopingDependence) Avalanche(UniBo) Auger)
        #if "@Fluence@" != "0"
        Traps (
            (Donor Conc=@ConcDon1@ Level EnergyMid=0.23 fromCondBand eXsection=2.3e-14
             hXsection=2.3e-15 Add2TotalDoping)
            (Acceptor Conc=@ConcAcc1@ Level EnergyMid=0.42 fromCondBand eXsection=1.0e-15
             hXsection=1.0e-14 Add2TotalDoping)
            (Acceptor Conc=@ConcAcc2@ Level EnergyMid=0.46 fromCondBand eXsection=7.00e-14
             hXsection=7.00e-13 Add2TotalDoping)
        )
        #endif
    }
}
Physics(MaterialInterface="Silicon/Oxide"){
```

```

Recombination(surfaceSRH)
Traps(
  (FixedCharge Conc=@Qxx@)
  (Acceptor Conc=@Dit_acc@ Uniform EnergyMid=@EnergyMidA@ EnergySig=@EsA@ fromValBand
    eXsection=1e-16 hXsection=1e-15 Add2TotalDoping)
  (Donor Conc=@Dit_don@ Uniform EnergyMid=@EnergyMidD@ EnergySig=@EsD@ fromValBand
    eXsection=1e-15 hXsection=1e-16 Add2TotalDoping)
)
}
}
Plot{
  *--Density and Currents, etc
  eDensity hDensity
  Current/Vector TotalCurrent/Vector eCurrent/Vector hCurrent/Vector
  eMobility hMobility
  eVelocity hVelocity

  *-- Potential Charge
  Potential
  SpaceCharge
  ElectricField/Vector

  *--Temperature
  eTemperature Temperature * hTemperature

  *--Fields and charges
  ElectricField/Vector Potential SpaceCharge

  *--Doping Profiles
  Doping DonorConcentration AcceptorConcentration

  *--Driving forces
  eParallel hParallel eNormal hNormal
}
Math{
  #Cylindrical
  Method=Blocked
  SubMethod=Pardiso
  Number_of_Threads=maximum

  Extrapolate
  Derivatives
  AvalDerivatives
  RelErrControl

  Iterations=20
  Notdamped =100

  NoAutomaticCircuitContact
}
File{
  Output="@pwd%/n@node@_IV"
  ACExtract="@pwd%/n@node@_IV_@Qox_pre@"
}
System{
  DIODE Diode1( HV=cb Bias_Gate=cg Bias_Diode=cd)
  Vsource_pset vb (cb 0) {dc=@DiodeBias@}
  Resistor_pset rd_l (cd 0) {resistance = @diode_res@}
  Vsource_pset vg (cg 0) {dc=@GateBias_init@}
}
Solve{
  Coupled(Iterations=100){Poisson}
  Coupled(Iterations=100){Poisson Electron}
  Coupled(Iterations=100){Poisson Electron Hole}
  Coupled(Iterations=100){Poisson Electron Hole Contact}
  Coupled(Iterations=100){Poisson Electron Hole Circuit}
  QuasiStationary(
    *set(vg=@GateBias_init@)
    InitialStep = 1e-8
    MaxStep = 1e-3
    MinStep = 1e-9
    Goal{Parameter=vg.dc Voltage=@GateBias_final@}
  )
  {
    Coupled{Poisson Electron Hole Contact Circuit}
    Plot(
      FilePrefix="IV_"
      Time=(0.01; 0.05; 0.1; 0.5)
      NoOverwrite
    )
  }
}
}

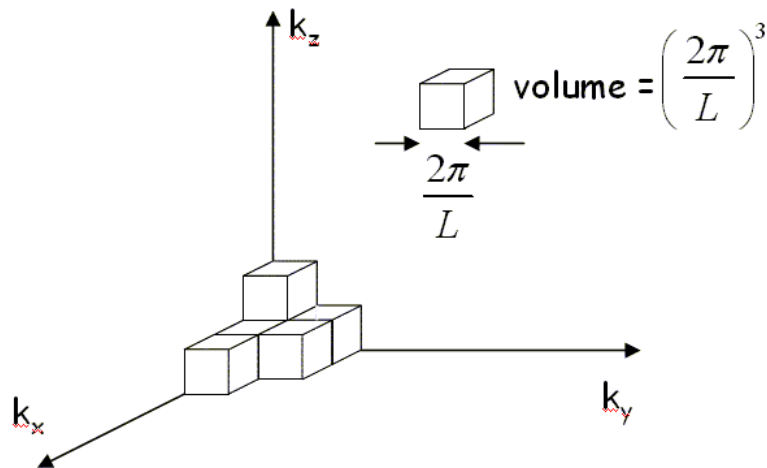
```


Παράρτημα Γ

Υποθέστε ότι διαθέτουμε ενέργεια $E \doteq E - E_C$ διαθέσιμη για κατανομή σε καταστάσεις στην ζώνη αγωγιμότητας. Είναι γνωστό από την κβαντομηχανική ότι:

$$E = p^2/2m \Rightarrow p = \sqrt{2mE} \Rightarrow \hbar k = \sqrt{2mE} \Rightarrow k = \sqrt{2mE}/\hbar \quad (a)$$

Συνεπώς μέσω της (a) είμαστε σε θέση να γνωρίζουμε το μέτρο του κυματανύσματος k , συναρτήσει της ενέργειας E . Από την φυσική στερεάς κατάστασης ακόμη ξέρουμε ότι ο χώρος των κυματανυσμάτων κβαντώνεται στις 3 διαστάσεις (k_x, k_y, k_z) με πολλαπλότητα 2 σε κάθε θέση, λόγω του επιπλέον βαθμού ελευθερίας που προέρχεται από το σπιν των ηλεκτρονίων και έχει σταθερό εύρος σε κάθε διάσταση $2\pi/L$, με L το μήκος του κρυστάλλου [18], ίσο σε κάθε διάσταση για λόγους απλότητας.



Σχ. 7.7: K-space κβάντωση [24].

Είναι προφανές ότι ο αριθμός καταστάσεων $Q = Q(k)$ που είναι διαθέσιμες σε όλο τον κρύσταλλο για μια τιμή του $k \gg \frac{2\pi}{L}$ είναι:

$$Q(k) = 2 \frac{V_{total}}{V_{single}} = 2 \left(\frac{4\pi k^3}{3} \right) / \left(\frac{2\pi}{L} \right)^3$$

Που οι παραπάνω όγκοι αντιπροσωπεύουν όγκο στον χώρο των κυματανυσμάτων. Ο $V_{crystal}$, είναι ο όγκος μια σφαίρας με ακτίνα k και V_{single} , ο όγκος μια κατάστασης του k-space. Λαμβάνοντας υπ' όψιν ότι $L^3 = V_{crystal}$ είναι ο χωρικός όγκος του κρυστάλλου και επίσης την σχέση (a), ορίζουμε τον $Q(k) \rightarrow Q(E)$:

$$Q(k) = V_{crystal} \frac{k^3}{3\pi^2} \Rightarrow Q(E) = V_{crystal} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} \frac{1}{3\pi^2} E^{3/2}$$

Ο αριθμός καταστάσεων ανα μονάδα χωρικού όγκου συναρτήσει της ενέργειας είναι συνεπώς:

$$P(E) = Q(E)/V_{crystal} = \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{3/2} \frac{1}{3\pi^2} E^{3/2}$$

Η πυκνότητα διαθέσιμων καταστάσεων $N(E)$ είναι λοιπόν η παράγωγος ως προς ενέργεια του αριθμού $P(E)$:

$$N(E) = \frac{dP(E)}{dE} = \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{3/2} \frac{1}{3\pi^2} \left(\frac{3}{2} E^{1/2}\right) \Rightarrow$$

$$N(E) = \frac{\sqrt{2}m^{3/2}}{\hbar^3} \frac{E^{1/2}}{\pi^2} \doteq \frac{\sqrt{2}m^{3/2}}{\hbar^3} \frac{(E - E_C)^{1/2}}{\pi^2}$$

Παράρτημα Δ

Για μια στοιχειώδη μείωση dI της έντασης της ακτινοβολίας που περνάει από ένα στοιχειώδες πάχος dx , η μείωση είναι ανάλογη της έντασης της προσπίπτουσα ακτινοβολίας με ένα συντελεστή $\alpha = \alpha(E)$, εν γένει εξαρτώμενο από την ενέργεια. Έτσι:

$$\frac{dI}{dx} = -\alpha(E)I$$

Ολοκληρώνοντας για ένα μη-ομοιόμορφο υλικό πάχους x κατά την γενική περίπτωση παίρνουμε:

$$I = I(0)e^{-\int_0^x \alpha(E,x')dx'}$$

Με το $I(0)$ να είναι η αρχική ένταση ακτινοβολίας. Για ένα ομοιόμορφο υλικό σταθεράς $\alpha(E)$ είναι τελικώς:

$$I(x) = I(0)e^{-\alpha x} \rightarrow T(E) = \frac{I}{I_0} = e^{-\alpha l}$$

Κατάλογος σχημάτων

1.2	Ενεργειακό διάγραμμα δυο απομακρυσμένων ατόμων Νατρίου[13]	2
1.3	Ενεργειακό διάγραμμα ατόμων Νατρίου με απόσταση την πλεγματική σταθερά[13]	3
1.4	Το δυναμικό Kronnig-Penney[13]	5
1.5	Ενεργειακό φάσμα ηλεκτρονίου στο μοντέλο Kronnig-Penney[13]	7
1.6	Νόθευση σε n και p τύπους ημιαγωγών [10]	9
1.7	Ενεργειακές ζώνες σθένους και αγωγιμότητας σε ημιαγωγό σε χαμηλές θερμοκρασία. Οι τιμές E_V και E_C ορίζονται ως το ανώτατο σημείο της ζώνης σθένους και το κατώτατο σημείο της ζώνης αγωγιμότητας αντίστοιχα.	9
1.8	Οι ατέλειες της κρυσταλλικής δομής, δημιουργούν ενεργειακά επιτρεπτά επίπεδα εντός τους απαγορευμένου χάσματος (Θεωρία SRH) [14]	16
1.9	Θεωρία απώλειας ενέργειας κατά Bethe-Bloch (Χαλκός)[14]	19
1.10	Στο σχήμα φαίνεται η κατανομή Landau με σχεδιασμένη την MVP και την μέση τιμή[14]	20
2.1	Απότομη επαφή p-n (Δίοδος)	23
2.2	Αριστερά η τάση επαφής και δεξιά το ενεργειακό διάγραμμα για μια απότομη p-n επαφή [28]	25
2.3	Ηλεκτρικό πεδίο απότομης επαφής p-n. [28]	26
2.4	Αριστερά η πυκνότητα νόθευσης και δεξιά το ηλεκτρικό πεδίο που δημιουργεί [28]	28
2.5	Παράδειγμα διαγράμματος τετραγώνου αντίστροφής χωρητικότητας - τάσης [3] .	29
2.6	Ρεύμα επαφής p-n (διόδου) κατά το ιδανικό μοντέλο Shockley [12]	33
2.7	Πραγματική συμπεριφορά της διόδου pn	34
2.8	Στο σχήμα φαίνεται μια διάταξη MIS μαζί με τα συστατικά της μέρη και τις επαφές. [28]	36
2.9	Στο σχήμα φαίνεται η συμπεριφορά των p και n - MOS [23]	37
2.10	Ενεργειακό διάγραμμα ζωνών p-MOS σε αναστροφή [28]	39
2.11	Χωρική κατανομή φορτίου p-MOS και n-MOS στις περιοχές λειτουργίας [26]	41
2.12	Ενεργειακές ζώνες p-MOS και κατανομή φορτίων στις περιοχές λειτουργίας [28] .	43

2.13	Χαρακτηριστική CV του p-MOS, κανονικοποιημένο ως προς την χωρητικότητα [28]	44
2.14	Μη ιδανικά χαρακτηριστικά και ατέλειες της διάταξης MOS [4]	46
2.15	Shifting της καμπύλης CV και αλλαγή της V_{fb} [17]	47
3.1	Πραγματική GCD δομή στο wafer [11]	50
3.2	Τυπικός σχεδιασμός μιας GCD δομής	51
3.3	Η GCD δομή στις περιοχές λειτουργίας της [11]	52
3.4	Θεωρητική καμπύλη $I - V$ του GCD για p-τύπου υπόστρωμα	53
4.1	Στην εικόνα διακρίνεται το σύνολο της κατασκευής του ανιχνευτή CMS. Το πρώτο κομμάτι στο κέντρο (εξωτερικό τμήμα) αποτελεί το σημείο που εγκαθίσταται ο εξωτερικός ανιχνευτής τροχιών [6]	56
4.2	Σχεδιαστική απεικόνιση των ανιχνευτών πυριτίου που απαρτίζουν το ένα 1/4 του CMS, σε κάτοψη $r - z$. Τα πράσινα και κίτρινα είναι οι υβριδικοί ανιχνευτές του εσωτερικού μέρους (IT), ενώ τα μπλε και κόκκινα είναι αντίστοιχα οι ανιχνευτές (PS) και (2S) του εξωτερικού μέρους (OT) του CMS [5]	57
4.3	Σύστημα track-stubbing, όταν εκτραπεί το σωματίδιο αρκετά απορρίπτεται αυτόματα [29]	58
4.4	Παραπάνω διακρίνονται στα αριστερά ο ανιχνευτής 2S και στα δεξιά ο ανιχνευτής PS, αναπτυγμένοι ως προς την εσωτερική τους δομή και διάρθρωση [21]	59
4.5	Παρατηρούμε στα σχεδιαγράμματα ότι το σήμα των ανιχνευτών είναι ικανοποιητικά μεγαλύτερο από το θόρυβο των ηλεκτρονικών [9]	60
4.6	Σύνδεση του ανιχνευτή τροχιών από την φάση ανίχνευσης ως το L1 trigger [19]	61
4.7	Τρόπος διάταξης nonants [19]	61
4.8	Εγκάρσια τομή ενός strip αισθητήρα	62
4.9	Κατανομή σήματος μεταξύ δυο strip κατά την ανίχνευση ενός σωματιδίου [14]	63
5.1	Σχηματική απεικόνιση ενός αριστερού ή δεξιού τμήματος ενός halfmoon με τα 15 flutes του [11]	66
5.2	Πραγματική φωτογραφία ενός East halfmoon. Εντός των κόκκινων τετραγώνων φαίνονται η δεξιά και αριστερή μερία στις οποίες βρίσκονται τα PQC flutes	67
5.3	Αριστερά σχηματικό Σχεδιάγραμμα συνδέσεων prober card και δεξιά η prober card του εργαστηρίου	68
5.4	Ο μετρητικός σταθμός του εργαστηρίου	68

5.5	Η διεπαφή χρήστη για την λήψη μετρήσεων στο LabVIEW	69
5.12	Πραγματική εικόνα από πειραματικές μετρήσεις του εργαστηρίου.	75
5.13	Μετρήσεις S_0 διαφόρων batches από εργαστήρια PQC [22]	76
5.14	Η διεπαφή χρήστη του εργαλείου επεξεργασίας μετρήσεων PQC	76
5.15	Μενού επιλογής αρχείων μετρήσεων και Console log στην διεπαφή	77
5.16	Ο φάκελος του προγράμματος, περιέχει όλα τα εκτελέσιμα που συνθέτουν το τελευταίο	78
5.17	Η τελική απεικόνιση των γραφημάτων στον Mozilla Firefox	79
6.1	Περιβάλλον Sentaurus Workbench [7]	81
6.2	Περιβάλλον Sentaurus Structure Editor [7]	82
6.3	Ροή εκτέλεσης και διασύνδεση εργαλείων Sentaurus [7]	83
6.4	Απεικόνιση του GCD. Στο Klayout αρχείο έχουν μετρηθεί οι διαστάσεις ενός εκ των 11 ομοίων δομών που αποτελούν το GCD05 του PQC flute 4	84
6.5	Απεικόνιση της μικρής GCD δομής	85
6.6	Απεικόνιση της μεγάλης GCD δομής	86
6.7	Εξάρτηση GCD IV από νόθευση υποστρώματος και φορτίο οξειδίου.	88
6.8	Εξάρτηση GCD IV από τις παγίδες διεπιφάνειας τόσο για δότες όσο και για δέκτες.	89
6.9	Αντιπαραβολή της προσομοιούμενης καμπύλης $I_D(V) - V_g(V)$ της GCD με την πειραματικά μετρούμενη.	90
7.1	Σχεδιάγραμμα διάσπασης ραδιενεργού Co-60 [2]	91
7.2	Μονάδα ακτινοβολήσης Co-60 picker teletherapy και Peltier [1]	92
7.3	Σύστημα ελέγχου θερμοκρασίας και θάλαμος θωράκισης CPE [1]	92
7.4	Πειραματικές καμπύλες για το GCD καθώς αυτό δέχεται διάφορες δόσεις ακτινοβολίας γ	93
7.5	Αριστερά εξέλιξη των I_{surf} και S_0 συναρτήσει της δόσης, στο κέντρο η εξέλιξη των N_{ox} και $V_{fb(Acc-Dep)}$ με την δόση και δεξιά η D_{it} σε σχέση με την δόση	94
7.6	Αριστερά φαίνονται τα πειραματικά δεδομένα για το Right GCD05 του VPX35720 ενώ δεξιά οι προσομοιούμενες καμπύλες που βασίζονται σε μετρημένες παραμέτρους.	96
7.7	K-space κβάντωση [24].	103

Βιβλιογραφία

- [1] P. Asenov, P. Assiouras, A. Boziari, K. Filippou, I. Kazas, A. Kyriakis, D. Loukas, A. Morozzi, F. Moscatelli, and D. Passeri. Study of p-type silicon mos capacitors at hl-lhc radiation levels through irradiation with a cobalt-60 gamma source and a tcad simulation. *Journal of Instrumentation*, Jun 2021.
- [2] Macchiavelli Augusto O. Gamma-ray tracking. URL: https://pls.llnl.gov/content/assets/docs/about/events/NNPSS-2015-presentations/nnpss2015_GammaDetect_Macchiavelli.pdf.
- [3] Saybeck Barros, Eduardo Abramof, P. Rappi, A. Ueta, and H. Closs. Characterization of pbte p - n+ junction grown by molecular beam epitaxy. *Brazilian Journal of Physics - BRAZ J PHYS*, 34, 2004.
- [4] Marinas C. Tid semiconductors. URL: <https://indico.ific.uv.es/event/4125/contributions/12672/attachments/7931/9577/SurfaceIrradiation.pdf>.
- [5] Suvankar Roy Chowdhury. The phase-2 upgrade of the cms outer tracker. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 979, 2020.
- [6] CERN CMS. Cms detector page. URL: <https://cms.cern/detector>.
- [7] Synopsis Co. Sentauros manuals.
- [8] Nicollian E. H. and Brews J. R. *MOS (Metal Oxide Semiconductor) Physics and Technology*. John Wiley and Sons, 1982.
- [9] Migliore Ernesto. The cms tracker upgrade for the high-luminosity lhc, 2019.
- [10] Gigi. Integrated circuits (ics): Overview, applications and projects. URL: <https://www.seeedstudio.com/blog/2020/11/25/integrated-circuits-ics-overview-applications-and-projects/>.
- [11] PQC group. Pqc spec document.
- [12] Ian Grout and Abu Khari Bin A'ain. *Using MATLAB in the teaching and learning of semiconductor device fundamentals, MATLAB - A Fundamental Tool for Scientific Computing and Engineering Applications*, volume 3. 2012. URL: <https://www.intechopen.com/chapters/39354>.
- [13] G.Yepifanov. *Physical Principles of Microelectronics*. Mir Publisher, 1974.
- [14] F. Hartmann. *Evolution of Silicon Sensor Technology in Particle Physics*. Springer, 2017.
- [15] Viktoria Hinger. *Silicon Sensor Process Quality control for the CMS Phase-2 Upgrade*. Technischen Universitat Wien, Fakultat Fur Physik, 2021.
- [16] Toyota Technological Institute. Generation and recombination. URL: <https://www.toyota-ti.ac.jp/Lab/Zairyu/QIL-Website/EC-H0110427-C4.pdf>.
- [17] Rene Kalbitz, P. Fruebing, R. Gerhard, and D. Taylor. Stability of polarization in organic ferroelectric metal-insulator-semiconductor structures. *Applied Physics Letters*, 98, 01 2011.

- [18] Efthimios Kaxiras. *Atomic and Electronic Structure of Solids*. Cambridge University Press, 2003. doi:10.1017/CB09780511755545.
- [19] Ardila L. The hl-lhc cms level-1 track trigger. URL: https://indico.desy.de/event/19924/contributions/37129/attachments/23924/30500/slides_MT_L1_TT.pdf.
- [20] A. Morozzi, F. Moscatelli, D. Passeri, and G. M. Bilei. Tcad advanced radiation damage modeling in silicon detectors. *Proceedings of Science*, 2019.
- [21] Assiouras P. *Characterization of silicon detectors for the phase II upgrade of the CMS experiment of LHC*. National Technical University of Athens, 2017.
- [22] Assiouras P., Kazas I., Kyrgiakakis A., and Loukas D. Process quality control (pqc) of silicon sensors for the phase-2 upgrade of the cms tracker. URL: https://indico.cern.ch/event/1047066/contributions/4399108/attachments/2264862/3846380/HEP2021_Assiouras_Panagiotis.pdf.
- [23] Hehenberger Philipp. Ideal mos capacitor. URL: <https://www.iue.tuwien.ac.at/phd/hehenberger/dissap2.html>.
- [24] Hehenberger Philipp. The quantization of the electromagnetic field. URL: https://lampx.tugraz.at/~hadley/ss1/emfield/quantization_em.php.
- [25] Hehenberger Philipp. Silicon electrical properties. URL: <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/Si/electric.html>.
- [26] Hehenberger Philipp. Surface space charge region of an n-type mos capacitor. URL: <https://www.iue.tuwien.ac.at/phd/hehenberger/dissse52.html>.
- [27] Klanner Robert, Fretwurst Eckhart, Pintilie Ioana, Schwandt Joern, and Zhang Jiaguo. Study of high-dose x-ray radiation damage of silicon sensors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2013. Vienna Conference on Instrumentation 2013.
- [28] Sze S. M. *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley and Sons, 1981.
- [29] Paoletti Simone. The cms tracker upgrade for the high luminosity lhc. *European Physical Society Conference on High Energy Physics*, 2019.
- [30] Au W. M., Pierret R. F., Schwartz R. J., and Sanii F. *Measurements of Carrier Generation-Recombination Parameters in Silicon Solar Cell Material Using MOS Techniques*. Department of Electrical and Computer Engineering Technical Reports, 1989.