

Προσομοίωση διόδων Ge για επαφές pn

Σ.Ε.Μ.Φ.Ε-Ε.Μ.Π

ΜΔΕ “Φυσική και τεχνολογικές εφαρμογές”

Γκόλιας Ευάγγελος

Σεπτέμβριος 2011

Περίληψη

Το γερμάνιο είναι ένα πολλά υποσχόμενο ημιαγώγιμο υλικό για ηλεκτρονικές εφαρμογές υψηλής απόδοσης και χαμηλής κατανάλωσης. Για να μπορέσουμε να χρησιμοποιήσουμε το γερμάνιο ως υλικό σε σύγχρονες ηλεκτρονικές διατάξεις και ειδικότερα στην τεχνολογία CMOS, μια σειρά προβλημάτων θα πρέπει να επιλυθούν. Μέχρι τώρα έχουν παρουσιαστεί αποδοτικές διατάξεις p-MOSFETS, ωστόσο ανάλογης απόδοσης n-MOSFET γερμανίου παρουσιάζουν προβλήματα στην υλοποίησή τους. Ένα βασικό εμπόδιο που πρέπει να ξεπεραστεί είναι η δημιουργία αποδοτικών επαφών pn για την περιοχή της πηγής (Source) και του απαγωγού (Drain). Η δυσκολία πηγάζει από την συμπεριφορά των προσμείξεων φωσφόρου στο γερμάνιο όταν η διάταξη επεξεργάζεται σε θερμοκρασίες μεγαλύτερες των 500°C με σκοπό την αποκατάσταση των εισαχθέντων ατελειών του κρυσταλλικού πλέγματος και την ενεργοποίηση των προσμείξεων. Τα άτομα φωσφόρου διαχέονται προς την επιφάνεια και το κυρίως σώμα του ημιαγωγού με αποτέλεσμα να έχουμε απώλεια προσμείξεων και δυσχέρεια στην σμίκρυνση της εγκάρσιας διάστασης της διόδου.

Στην παρούσα εργασία εφαρμόσαμε τη μέθοδο MIC (Metal Induced Crystallization) ώστε να επιτύχουμε την αποκατάσταση του κρυστάλλινου υποστρώματος σε χαμηλότερες θερμοκρασίες. Επιπλέον η ενεργοποίηση των προσμείξεων επιτυγχάνεται σε χαμηλή θερμοκρασία λόγω του φαινομένου MIDA (Metal Induced Dopant Activation). Με τη βοήθεια της μεθόδου XRD και SIMS αναλύουμε τις διόδους που παρασκευάστηκαν χημικά και κρυσταλλογραφικά. Επιπλέον η απόδοση των επαφών αξιολογήθηκε από ηλεκτρικές μετρήσεις J-V και η μοντελοποίηση τους έγινε με προσαρμογή των πειραματικών δεδομένων σε μοντέλο διόδου ώστε να εξαχθούν χρήσιμες τιμές ως προς χαρακτηριστικές παραμέτρους των επαφών.

Η παρούσα εργασία έγινε υπό την επίβλεψη του Δρ. Αθανασίου Δημουλά, Ερευνητή Α' στο Ι.Ε.Υ του Ε.ΚΕ.Φ.Ε "Δημόκριτος".

Περιεχόμενα

1	Βασικές Αρχές Ημιαγώγιμων Διατάξεων	3
1.1	Φυσική ημιαγώγιμων διατάξεων	4
1.1.1	Ενδογενείς ημιαγωγοί	4
1.1.2	Εμπλουτισμός και εξωγενείς ημιαγωγοί	7
1.1.3	Ολίσθηση φορέων,ευκινησία και ειδική αντίσταση	12
1.1.4	Γένεση και επανασύνδεση φορέων	14
1.1.5	Διάχυση	19
2	Επαφή pn	21
2.1	Η επαφή pn σε θερμική ισορροπία	22
2.2	Επαφη pn υπό ορθή και ανάστροφη πόλωση-Καμπύλες τάσης-ρεύματος	28
3	Οι δίοδοι pn για νανοηλεκτρονικές διατάξεις γερμανίου	37
3.1	Δίοδοι p^+n γερμανίου	38
3.2	Δίοδοι n^+p γερμανίου	39
3.3	Ανακρυστάλλωση και ενεργοποίηση προσμείξεων με τη μέθοδο MIC/MIDA	40
4	Παρασκευή και δομικός χαρακτηρισμός διόδων γερμανίου	45
4.1	Πειραματική Διάταξη MBE	46

4.2	Διαδικασία παρασκευής	51
4.3	Μελέτη των αντιδράσεων πλατίνας-γερμανίου	53
4.4	Δομικός χαρακτηρισμός επαφών p-n	55
5	Ηλεκτρικός χαρακτηρισμός και μοντελοποίηση διόδων pn γερμανίου	62
5.1	Εισαγωγή	62
5.2	Ηλεκτρικές μετρήσεις	62
5.3	Μοντελοποίηση διόδων-ποιοτικά χαρακτηριστικά	65
5.4	Σύνοψη	69

Κεφάλαιο 1

Βασικές Αρχές Ημιαγώγιμων Διατάξεων

Εισαγωγή

Οι ημιαγωγοί είναι υλικά που χαρακτηρίζονται από τιμές ηλεκτρικής αγωγιμότητας μεταξύ των μονωτών και των μετάλλων. Αυτή η ιδιότητα των ημιαγωγών είναι η βάση της σύγχρονης ηλεκτρονικής με πληθώρα εφαρμογών που άλλαξαν δραστικά όλες τις τεχνολογίες που χρησιμοποιούσαμε έως σήμερα. Οι μοναδικές ιδιότητες των ημιαγώγιμων υλικών οφείλονται στο ενεργειακό χάσμα τους, το σχετικά μικρό του μέγεθος επιτρέπει στα ηλεκτρόνια να μεταπηδήσουν από τη γεμάτη ζώνη σθένους στην κενή ζώνη αγωγιμότητας, λόγω θερμικής διέγερσης, καθιστώντας το υλικό αγώγιμο υπό την επίδραση εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου. Οι ηλεκτρικές επιδόσεις ενός ημιαγωγού μπορούν να βελτιωθούν περαιτέρω με την εισαγωγή ετερογενών ατόμων(προσμείξεις), μια διαδικασία γνωστή ως εμπλουτισμός. Ο εμπλουτισμός ενός ημιαγωγού εισάγει επιπλέον φορείς ρεύματος στον ημιαγωγό(ηλεκτρόνια ή/και οπές) αυξάνοντας την αγωγιμότητα του. Οι βασικοί τύποι ημιαγωγών που χρησιμοποιούνται ως βάση για την κατασκευή όλων των ημιαγώγιμων διατάξεων είναι οι αγωγοί p-τύπου και n-τύπου. Η διαφοροποίησή τους βασίζεται στο είδος των ατόμων που έχουν εισαχθεί κατά τον εμπλουτισμό τους.

Στους αγωγούς p-τύπου τα άτομα που εισήχθησαν¹ λειτουργούν ως αποδέκτες ηλεκτρονίων με αποτέλεσμα να καταστούν οι οπές φορείς πλειονότητας στον ημιαγωγό, ενώ στους αγωγούς n-τύπου τα άτομα² λειτουργούν ως δότες ηλεκτρονίων με αποτέλεσμα να γίνουν αυτά φορείς πλειονότητας στον ημιαγωγό.

1.1 Φυσική ημιαγωγικών διατάξεων

1.1.1 Ενδογενείς ημιαγωγοί

Καταρχάς θα εξετάσουμε τη συγκέντρωση φορέων στην περίπτωση ενδογενούς ημιαγωγού³ n-τύπου. Ο αριθμός των ηλεκτρονίων που βρίσκονται στην ζώνη αγωγιμότητας είναι ίσος με

$$n = \int_{E_c}^{\infty} N(E) F(E) dE \quad (1.1)$$

όπου $F(E)$ η κατανομή Fermi-Dirac

$$F(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{(E-E_F)}{kT}}} \quad (1.2)$$

και $N(E)$ η πυκνότητα καταστάσεων κοντά στη ζώνη αγωγιμότητας

$$N(E) = M_C \frac{\sqrt{2} m_{de}^{3/2} \sqrt{E - E_C}}{\pi \hbar^3} \quad (1.3)$$

¹Άτομα της τρίτης στήλης του περιοδικού πίνακα

²Άτομα της πέμπτης στήλης του περιοδικού πίνακα

³Ενδογενής ονομάζεται ένας ημιαγωγός χωρίς προσμείξεις. Πρακτικά, αν και μια ακραία τιμή χημικής καθαρότητας είναι της τάξης του 10^{13} cm^{-3} , μπορούμε να θεωρήσουμε τον ημιαγωγό απόλυτα καθαρό και την στατιστική ανάλυση που ακολουθεί ρεαλιστική

όπου m_{de} η ενεργός μάζα των ηλεκτρονίων (effective mass) που καθορίζεται από τη γεωμετρία της δομής ζώνης και M_C τα ισοδύναμα ελάχιστα της ζώνης αγωγιμότητας του ημιαγωγού. Η σχέση 1.1 έχει γενική ισχύ, στην περίπτωση όμως που μελετάμε μη εκφυλισμένους ημιαγωγούς⁴ η κατανομή 1.2 μπορεί να προσεγγιστεί από την κατανομή Boltzmann

$$F(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{(E-E_F)}{kT}}} \approx e^{-\frac{(E-E_F)}{kT}} \quad (1.4)$$

Χρησιμοποιώντας την προσέγγιση Boltzmann ο αριθμός των ηλεκτρονίων που βρίσκονται στη ζώνη αγωγιμότητας είναι ίσος με

$$n = N_C e^{-\frac{E_C-E_F}{kT}} \quad (1.5)$$

όπου $N_C \equiv 2 \left(\frac{2\pi m_{de} kT}{h^2} \right)^{3/2} M_C$ η ενεργός πυκνότητα καταστάσεων στη ζώνη αγωγιμότητας. Αντίστοιχα σε έναν p-τύπου ενδογενή ημιαγωγό ο αριθμός των οπών στη ζώνη σθένους δίνεται από τη σχέση

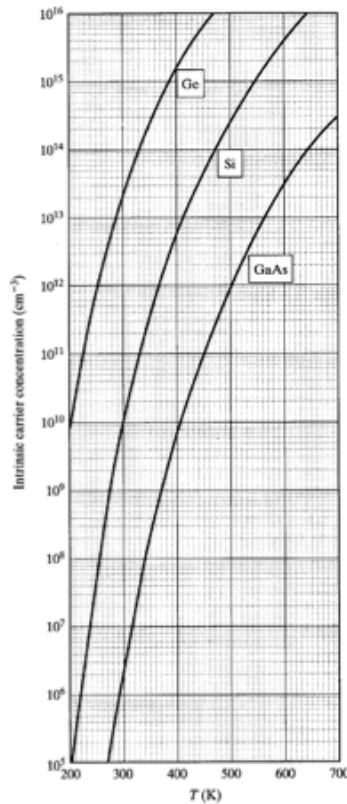
$$p = N_V e^{-\frac{E_F-E_V}{kT}} \quad (1.6)$$

όπου $N_V \equiv 2 \left(\frac{2\pi m_{dh} kT}{h^2} \right)^{3/2}$ η ενεργός πυκνότητα καταστάσεων στη ζώνη σθένους και m_{dh} η ενεργός μάζα των οπών στη ζώνη σθένους. Από τις σχέσεις 1.5, 1.6 μπορούμε να υπολογίσουμε τη στάθμη Fermi του ενδογενούς ημιαγωγού (E_i) που είναι ίση με

$$E_F = E_i = \frac{E_C + E_V}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_V}{N_C} \quad (1.7)$$

Με τη βοήθεια της παραπάνω σχέσης μπορούμε να εκτιμήσουμε την ενδογενή πυκνότητα φορέων με την αντικατάσταση $E_F \rightarrow E_i$ σε μια από τις 1.5 ή 1.6, με απλές πράξεις παίρνουμε

⁴Όταν ισχύει $|E_C - E_F| > 3kT$ ($|E_V - E_C| > 3kT$) για n-τύπου(p-τύπου), ο ημιαγωγός ονομάζεται μη-εκφυλισμένος



Σχήμα 1.1: Ενδογενής συγκέντρωση φορέων συναρτήσει της θερμοκρασίας

$$n_i = \sqrt{N_C N_V} e^{-\frac{E_g}{2kT}} \quad (1.8)$$

με $E_g = E_C - E_V$ την ενέργεια χάσματος του ημιαγωγού. Στο σχήμα 1.1 βλέπουμε συγκεντρώσεις φορέων για διαφορετικές θερμοκρασίες σε τρεις ημιαγωγούς.

Αν λύσουμε τις 1.5 και 1.6 ως προς N_C και N_V , λαμβάνοντας υπόψη ότι σε ενδογενή ημιαγωγό ισχύει $n = p = n_i$, έχουμε τις ισοδύναμες σχέσεις

$$n = n_i e^{\frac{E_F - E_i}{kT}} \quad (1.9)$$

$$p = n_i e^{\frac{E_i - E_F}{kT}} \quad (1.10)$$

Έπομένως για ενδογενή ημιαγωγό αποδεικνύεται μέσω των 1.9 και 1.10 ότι

$$np = n_i^2 \quad (1.11)$$

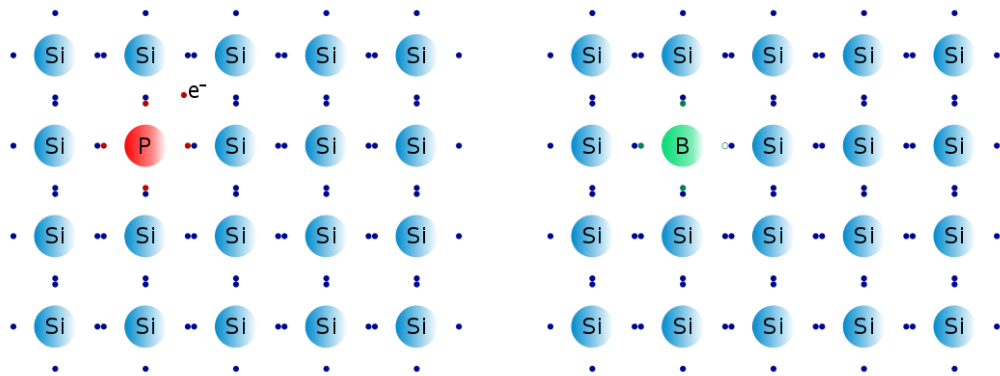
μια βασική σχέση στη φυσική των ημιαγωγών που ονομάζεται *νόμος δράσης των μαζών*⁵.

1.1.2 Εμπλουτισμός και εξωγενείς ημιαγωγοί

Στην εισαγωγή αναφερθήκαμε στη δυνατότητα θερμικής διέγερσης φορέων ηλεκτρικού ρεύματος σε έναν ημιαγωγό και στην εμφάνιση ηλεκτρικού ρεύματος σε υπό τάση. Για πρακτικές εφαρμογές η ένταση του παραπάνω ρεύματος δεν επαρκεί, έτσι εμπλουτίζουμε τον ημιαγωγό με άτομα με ξένα άτομα από γειτονική στήλη του περιοδικού πίνακα. Ένας ημιαγωγός που έχει εμπλουτιστεί με ξένα χημικά στοιχεία ονομάζεται *εξωγενής*.

Οι προσμείξεις εμπλουτισμού μπορεί να είναι άτομα της τρίτης στήλης του περιοδικού πίνακα που λειτουργούν ως αποδέκτες ηλεκτρονίων ή άτομα της πέμπτης στήλης του περιοδικού πίνακα που λειτουργούν ως δότες ηλεκτρονίων (βλέπε σχήμα 1.2). Οι προσμείξεις εισάγουν ενδοχασματικές ενεργειακές στάθμες στον ημιαγωγό, όπως βλέπουμε στο σχήμα 1.3 για το γερμάνιο. Οι ενεργειακές στάθμες που βρίσκονται κοντά στις ζώνες αγωγιμότητας ή σθένους ονομάζονται *ρηχές ενεργειακές στάθμες*, ενώ αυτές που βρίσκονται κοντά στο μέσο του χάσματος ονομάζονται *βαθιές ενεργειακές στάθμες*. Μια πρόσμειξη δότη θεωρείται ηλεκτρικά ουδέτερη όταν καταλαμβάνεται από ένα ηλεκτρόνιο και θετικά φορτισμένη όταν είναι κενή. Αντίθετα μια πρόσμειξη αποδέκτη θεωρείται αρνητικά φορτισμένη όταν καταλαμβάνεται από ένα ηλε-

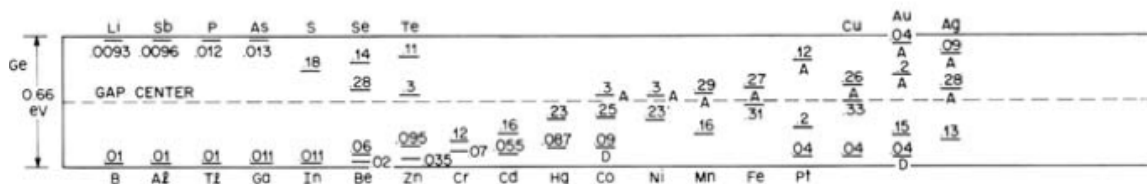
⁵Σχέση που ισχύει και για μη εκφυλισμένους εξωγενείς ημιαγωγούς, όπως και όλες όσες αναφέρθηκαν στην παράγραφο αυτή



(α') Άτομο φωσφόρου(δότης) σε κρύσταλλο πυριτίου

(β') Άτομο βορίου(αποδέκτης) σε κρύσταλλο πυριτίου

Σχήμα 1.2: Προσμίξεις σε ημιαγωγό

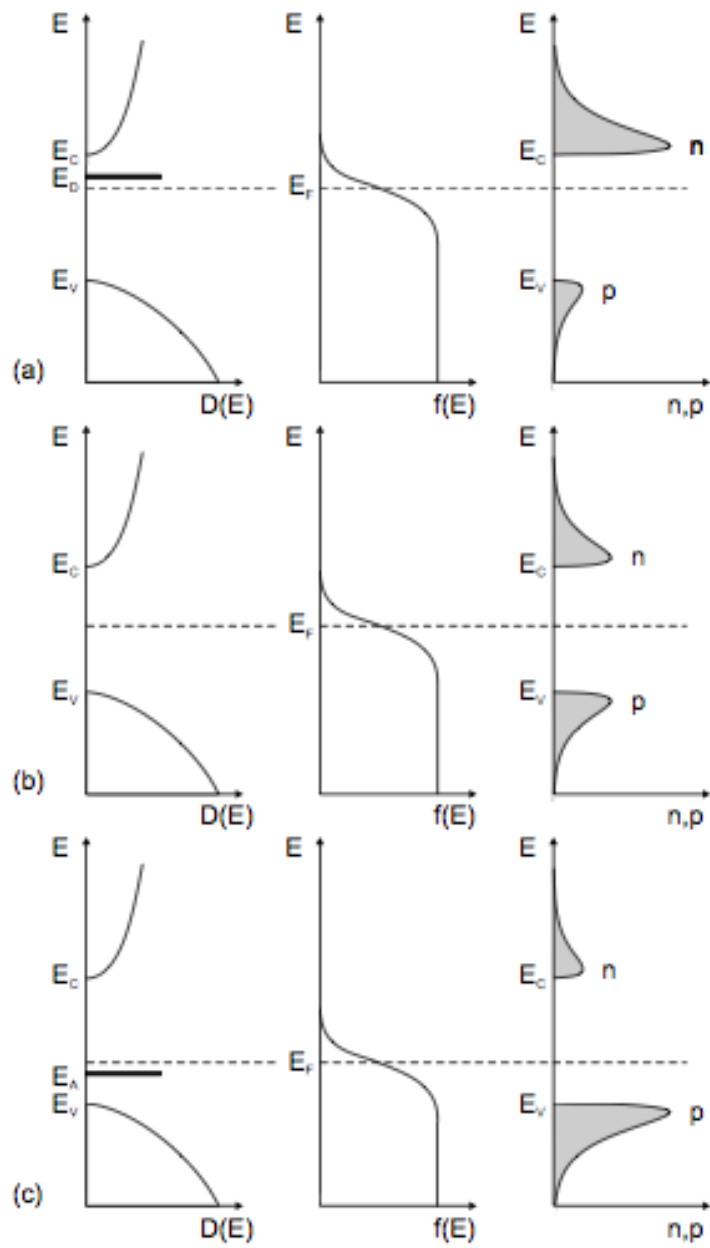


Σχήμα 1.3: Ενδοχασματικές ενεργειακές στάθμες στο Ge

κτρόνια και ουδέτερη όταν είναι κενή.

Οι ενέργειες που απαιτούνται ώστε ένα άτομο δότης να δώσει ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο στη ζώνη αγωγιμότητας(ή ένα άτομα αποδέκτης να προσλάβει ένα ηλεκτρόνιο από τη ζώνη σθένους δημιουργώντας εκεί μια οπή), είναι πολύ μικρότερες από το ενεργειακό χάσμα και στις περισσότερες περιπτώσεις μικρότερες από τη θερμική ενέργεια σε κανονικές συνθήκες⁶(βλέπε σχήμα 1.3). Ειδικότερα οι ρηχές στάθμες σε κανονικές θερμοκρασίες θα είναι σχεδόν όλες ιονισμένες καθιστώντας τα ηλεκτρόνια ή τις οπές φορείς πλειονότητας στον ημιαγωγό(ημιαγωγός n-τύπου ή p-τύπου αντίστοιχα). Στο σχήμα 1.4 βλέπουμε τις διαφοροποιήσεις για τους τρεις τύπους ημιαγωγών.

⁶Περίπου 0.025 eV



Σχήμα 1.4: Πυκνότητα καταστάσεων, κατανομή F-D και συγκέντρωση φορέων για ημιαγωγό n-τύπου(a), ενδογενή(b) και p-τύπου(c)

Αν εισάγουμε συγκέντρωση δοτών N_D τότε οι ιονισμένοι δότες δίνονται από τη σχέση

$$N_D^+ = \frac{N_D}{1 + g_D e^{\frac{(E_F - E_D)}{kT}}} \quad (1.12)$$

όπου E_D η ενεργειακή στάθμη του δότη και $g_D = 2$ διότι η στάθμη μπορεί να δεχτεί ένα ηλεκτρόνιο με spin πάνω ή κάτω⁷. Αντίστοιχα για τον ιονισμό των σταθμών των αποδεκτών έχουμε

$$N_A^- = \frac{N_A}{1 + g_A e^{\frac{(E_A - E_F)}{kT}}} \quad (1.13)$$

όπου E_A η ενεργειακή στάθμη του δότη και $g_A = 4$ διότι η στάθμη μπορεί να δεχτεί μια οπή με spin πάνω ή κάτω και στους περισσότερους ημιαγωγούς η στάθμη του αποδέκτη είναι διπλά εκφυλισμένη.

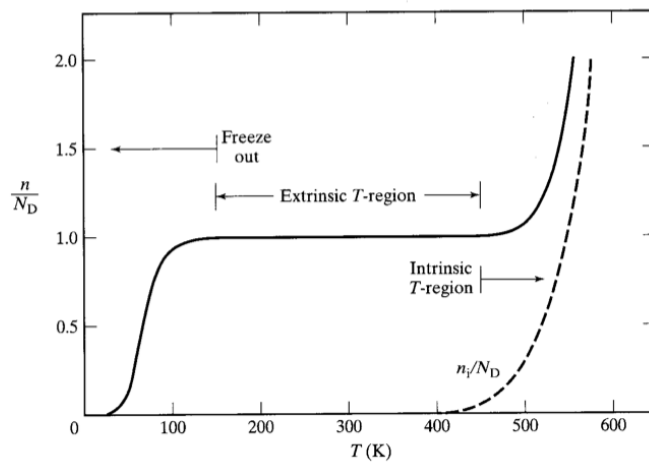
Σε θερμοκρασία δωματίου ($T = 300K$), για ημιαγωγό n-τύπου(p-τύπου) η συγκέντρωση ηλεκτρονίων(οπών) καθορίζεται από τους ιονισμένους δότες(αποδέκτες). Από τα παραπάνω εύκολα συμπεραίνουμε ότι $n \approx N_D^+ \approx N_D$ ($p \approx N_A^- \approx N_A$)⁸. Στο σχήμα 1.5 βλέπουμε την προσφορά των δοτών στους ηλεκτρικούς φορείς για υλικό n-τύπου.

Μια σημαντική σχέση που θα μας βοηθήσει να καθορίσουμε την μετατόπιση του ενεργειακού επιπέδου Fermi με την εισαγωγή προσμείξεων προέρχεται από την απαίτηση ηλεκτρικής ουδετερότητας στον ημιαγωγό, θα πρέπει δηλαδή να ισχύει

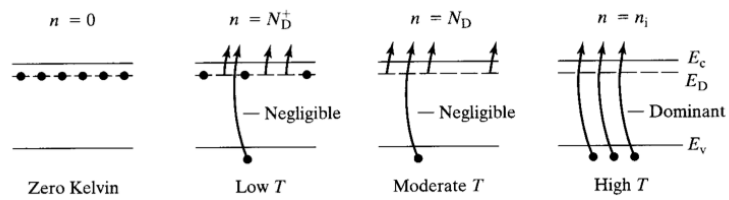
$$n + N_A^- = p + N_D^+ \quad (1.14)$$

⁷Αυτός ο παράγοντας προκύπτει γιατί στον υπολογισμό της κατανομής Fermi θεωρήσαμε ότι κάθε κατάσταση μπορεί να καταληφθεί από ένα μόνο ηλεκτρόνιο με διαφορετικούς κβαντικούς αριθμούς

⁸Αφού $N_D \gg n_i$ ($N_A \gg n_i$)



(a)



Σχήμα 1.5: Συγκέντρωση φορέων συναρτήσει της θερμοκρασίας

Στην περίπτωση n-τύπου ημιαγωγού θα ισχύει

$$n \approx N_D^+ \quad (1.15)$$

αφού $N_D \gg N_A$ και $N_D \gg n_i$. Από τις 1.5 και 1.12 έχουμε

$$N_C e^{-\frac{E_C - E_F}{kT}} \approx \frac{N_D}{1 + 2e^{\frac{E_F - E_D}{kT}}} \quad (1.16)$$

Από την 1.16 μπορούμε να υπολογίσουμε το επίπεδο Fermi με γραφική ή αριθμητική επίλυση.⁹

Έτσι σε n-τύπου ημιαγωγό τα ηλεκτρόνια με συγκέντρωση $n \approx N_D$ ονομάζονται *φορείς πλειονότητας* ενώ οι οπές με συγκέντρωση $p \approx \frac{n_i^2}{N_D}$ (από 1.11) ονομάζονται *φορείς μειονότητας*. Αντίστοιχα σε p-τύπου ημιαγωγό ($N_A \gg N_D$ και $N_A \gg n_i$) θα ισχύει $p \approx N_A$ και $n \approx \frac{n_i^2}{N_A}$.

1.1.3 Ολίσθηση φορέων, ευκινησία και ειδική αντίσταση

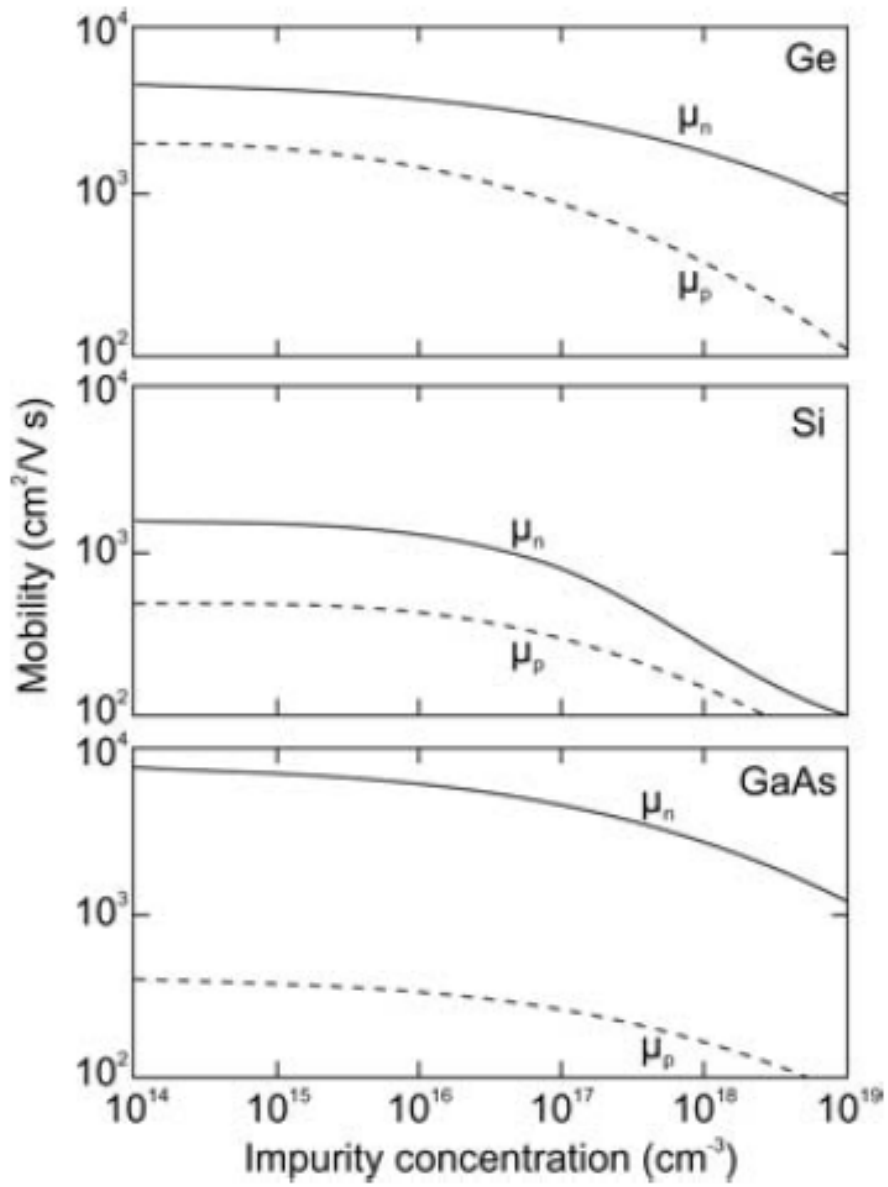
Σε ηλεκτρικό πεδίο χαμηλής έντασης η ταχύτητα ολίσθησης ηλεκτρικών φορέων είναι ανάλογη του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου, δηλαδή

$$u_d = \mu E \quad (1.17)$$

όπου μ το φυσικό μέγεθος που ορίζουμε ως ευκινησία¹⁰. Η ευκινησία εξαρτάται από διάφορους μηχανισμούς σκέδασης και είναι γενικά μια συνάρτηση της θερμοκρασίας. Στην παρούσα ανάλυση δεν θα μας απασχολήσει λεπτομερώς η συμβολή κάθε μηχανισμού στην ευκινησία, σημαντική όμως είναι η σχέση ευκινησίας και συγκέντρωσης προσμείξεων (σχήμα 1.6) που

⁹ Συνήθως η προσθήκη δοτών μετατοπίζει τη στάθμη Fermi προς τη ζώνη αγωγιμότητας ενώ η προσθήκη αποδεκτών προς τη ζώνη σθένους.

¹⁰ Ηλεκτρόνια και οπές έχουν διαφορετικές κινητικότητες (μ_n και μ_p αντίστοιχα), με εξάρτηση αντιστρόφως ανάλογη με την ενεργό μάζα τους



Σχήμα 1.6: Ευκινησία συναρτήσει της συγκέντρωσης προσμείξεων

επιτρέπει τον υπολογισμό της ευκινησίας δεδομένης συγκέντρωσης προσμείξεων.

Αυτή η συνισταμένη κίνηση φορέων έχει ως αποτέλεσμα την εμφάνιση μιας πυκνότητας ρεύματος που δίνεται από το νόμο του Ohm

$$J = \sigma E \quad (1.18)$$

όπου σ η αγωγιμότητα που συνδέεται με την ειδική αντίσταση του υλικού μέσω της σχέσης

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = q(\mu_n n + \mu_p p) \quad (1.19)$$

Σε υλικό n-τύπου(p-τύπου) όπου $n \gg p$ ($p \gg n$) για την ευκινησία και την ειδική αντίσταση θα έχουμε αντίστοιχα $\rho = \frac{1}{q\mu_n n}$ ($\frac{1}{q\mu_p p}$) και $\sigma = q\mu_n n$ ($q\mu_p p$). Από το σχήμα 1.7 μπορούμε να εκτιμήσουμε την συγκέντρωση προσμείξεων για υλικό δεδομένης ειδικής αντίστασης.

1.1.4 Γένεση και επανασύνδεση φορέων

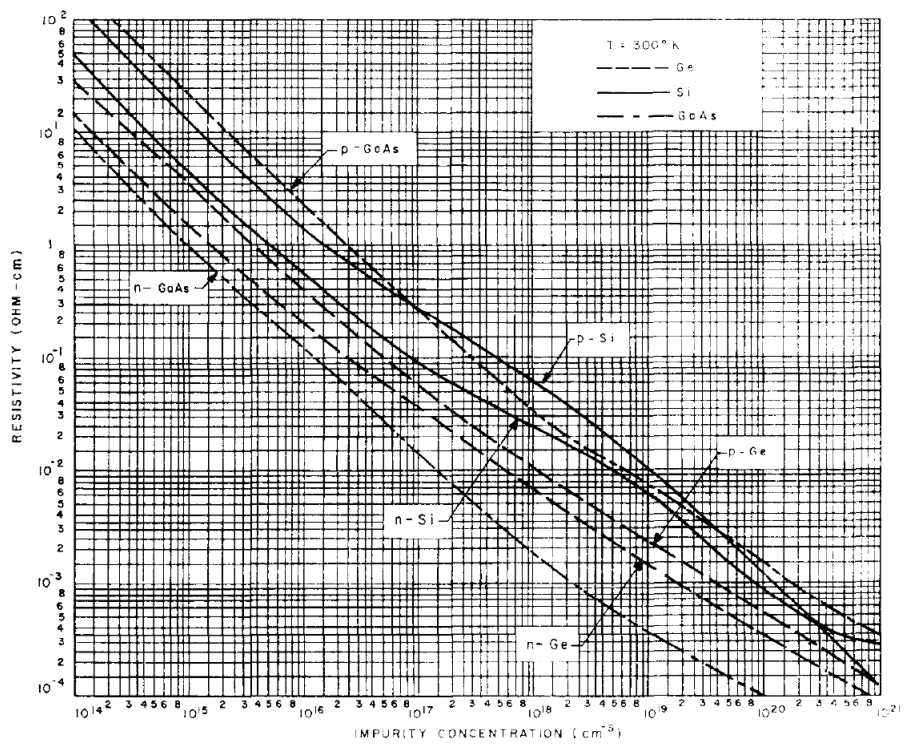
Όταν σε ένα μη εκφυλισμένο εξωγενή ημιαγωγό διαταραχθεί η ισορροπία ($pn \neq n_i^2$)¹¹, δύο ανταγωνιστικοί μηχανισμοί ενεργοποιούνται για την επαναφορά της, η επανασύνδεση(αν $pn > n_i^2$) και η γένεση φορέων(αν $pn < n_i^2$).

Επανασύνδεση φορέων

Κατα την επανασύνδεση φορέων ηλεκτρόνια και οπές εξαυλώνονται, οι διαδικασίες που μπορούν να ενεργοποιηθούν είναι οι εξής

Διαζωνιακή επανασύνδεση Άμεση εξαύλωση ενός ηλεκτρονίου από την ζώνη αγωγιμότητας

¹¹ Λόγω θερμοκρασιακής αλλαγής ή εφαρμογής ηλεκτρομαγνητικού πεδίου



Σχήμα 1.7: Ειδική αντίσταση συναρτήσει της συγκέντρωσης προσμείξεων

με μια οπή στην ζώνη σθένους. Το ηλεκτρόνιο εκπέμπει ένα φωτόνιο, μειώνει την ενέργεια του και μετατοπίζεται σε μια κενή θέση στη ζώνη αγωγιμότητας.

Έμμεση θερμική επανασύνδεση ¹² Τα άτομα προσμείξεων μπορούν να δημιουργήσουν βαθιές διαζωνιακές ενεργειακές καταστάσεις. Σε αυτές τις στάθμες παγιδεύονται δύο αντίθετοι φορείς (ηλεκτρόνιο και οπή) από διαφορετικές ζώνες και εξαυλώνονται. Η διαδικασία R-G συνοδεύεται με την εκπομπή φωνονίου (θερμική ενέργεια).

Επανασύνδεση μέσω ρηχών ενεργειακών επιπέδων Ο μηχανισμός αυτός προσομοιάζει με τον R-G, σε θερμοκρασίες δωματίου όμως ο φορέας που πέφτει σε αυτή τη στάθμη έχει πολλή μεγάλη πιθανότητα να επανεκπεμφθεί στην ζώνη προέλευσης. Συνεπώς η συμβολή του στην επανασύνδεση είναι αμελητέα σε σύγκριση με την διαδικασία R-G.

Επανασύνδεση Auger Αν ένα ηλεκτρόνιο που συμμετέχει σε μια από τις δύο παραπάνω διαδικασίες, συγκρουστεί ταυτόχρονα με ένα άλλο ηλεκτρόνιο, η ενέργεια που απελευθερώνεται από την επανασύνδεση απορροφάται από το σκεδαζόμενο ηλεκτρόνιο. Το ηλεκτρόνιο που δεν επανασυνδέθηκε χάνει σταδιακά την προσληφθείσα ενέργεια σε μια σειρά διαδοχικών κρούσεων με το κρυσταλλικό πλέγμα. Αυτή η διαδικασία ονομάζεται επανασύνδεση Auger.

Γένεση φορέων

Όλοι οι μηχανισμοί που αναφέραμε για την επανασύνδεση μπορούν να εξελιχθούν αντίστροφα δίνοντας μας τις αντίστοιχες διαδικασίες γένεσης φορέων, αυτές είναι

Άμεση θερμική διέγερση Ένα ηλεκτρόνιο στη ζώνη σθένους απορροφά θερμική ενέργεια ή ακτινοβολία και μεταβαίνει στη ζώνη αγωγιμότητας.

¹²Στη διεθνή βιβλιογραφία είναι γνωστή ως R-G Center Recombination (R-G θα αναφέρεται στο εξής)

Έμμεση θερμική διέγερση Ένα ηλεκτρόνιο στη ζώνη σθένους απορροφά θερμική ενέργεια ή ακτινοβολία και μεταβαίνει στη ζώνη σθένους μέσω μια βαθιάς ή ρηχής ενδοχασματικής ενεργειακής στάθμης.

Μαζικός Ιονισμός Δημιουργία ζεύγους ηλεκτρονίου οπής λόγω σύγκρουσης ηλεκτρονίου με το κρυσταλλικό πλέγμα.

Οι ποσοτικές σχέσεις που χρησιμοποιούμε για τον καθορισμό των ρυθμών εξέλιξης των παραπάνω διαδικασιών εξαρτάται από το είδος του ημιαγωγού που μελετάμε. Η διαφοροποίηση προέρχεται από τον μηχανισμό που θεωρείται ότι συμβάλει περισσότερο για κάθε ημιαγωγό. Σε ημιαγωγούς άμεσου χάσματος(GaAs)¹³ η άμεση θερμική διέγερση και η διαζωνιακή επανασύνδεση θεωρείται οι πλέον πιθανές. Στους ημιαγωγούς έμμεσου χάσματος(Ge,Si) οι διαζωνιακές μεταβάσεις φορέων γίνονται με την συμμετοχή φωνονίου, αφού απαιτείται για να διατηρηθεί η ορμή. Έτσι οι μεταβάσεις μέσω ενδοχασματικών επιπέδων(και κυρίως η διαδικασία R-G και η έμμεση θερμική διέγερση μέσω βαθιάς ενδοχασματικής ενεργειακής στάθμης) επικρατούν.

Ας θεωρήσουμε έναν άμεσο ημιαγωγό n-τύπου όπου κατά την διαταραχή της ισορροπίας οι πλεονάζοντες φορείς Δp και Δn με $\Delta p = \Delta n$ είναι πολύ λιγότεροι από τους φορείς πλειονότητας στον ημιαγωγό¹⁴. Τότε για τις συγκεντρώσεις ηλεκτρονίων και οπών εκτός ισορροπίας θα ισχύει

$$p_n = p_{no} + \Delta p \quad (1.20)$$

$$n \approx n_D \quad (1.21)$$

¹³Ημιαγωγοί όπου το μέγιστο της ζώνης σθένους και το ελάχιστο της ζώνης αγωγιμότητας αντιστοιχούν στο ίδιο διάλυμα αντιστρόφου πλέγματος στην πρώτη ζώνη Brillouin. Στην αντίθετη περίπτωση ο ημιαγωγός ονομάζεται έμμεσου χάσματος

¹⁴Αυτή η συνθήκη είναι γνωστή ως χαμηλού επιπέδου έγχυση

όπου p_{n0} η συγκέντρωση οπών σε θερμική ισορροπία. Αποδεικνύεται ότι ο συνολικός ρυθμός γένεσης φορέων δίνεται από τη σχέση

$$U = R_{ec}\Delta p N_D \equiv \frac{\Delta p}{\tau_p} \quad (1.22)$$

όπου τ_p ο χρόνος ζωής των οπών και R_{ec} ο συντελεστής επανασύνδεσης. Αντίστοιχα σε ημιαγωγό p-τύπου

$$U = R_{ec}\Delta n N_D \equiv \frac{\Delta n}{\tau_n} \quad (1.23)$$

όπου τ_n ο χρόνος ζωής των ηλεκτρονίων.

Γενικά για έναν ημιαγωγό εμμέσου χάσματος ο ρυθμός επανασύνδεσης φορέων δίνεται από τη σχέση

$$U = \frac{\sigma_n \sigma_p u_{th} N_t (pn - n_i^2)}{\sigma_n \left(n + n_i e^{\frac{E_t - E_i}{kT}} \right) + \sigma_p \left(p + n_i e^{\frac{E_i - E_t}{kT}} \right)} \quad (1.24)$$

όπου N_t η πυκνότητα βαθιών ενεργειακών σταθμών, σ_n και σ_p η ενεργός διατομή ηλεκτρονίων και οπών. Η παραπάνω σχέση για ημιαγωγό n-τύπου σε συνθήκες χαμηλής έγχυσης

$$U = \sigma_p u_{th} \Delta p N_t \equiv \frac{\Delta p}{\tau_p} \quad (1.25)$$

Αντίστοιχα για έναν ημιαγωγό p-τύπου έχουμε

$$U = \sigma_n u_{th} \Delta n N_t \equiv \frac{\Delta n}{\tau_n} \quad (1.26)$$

Όταν οι φορείς έχουν συγκεντρώσεις μικρότερων των τιμών τους στην ισορροπία ενεργοποιείται η διαδικασία γένεσης φορέων με ρυθμό

$$U = -\frac{\sigma_p \sigma_n u_{th} N_t n_i}{\sigma_p \left(1 + \left(\frac{p}{n_i}\right)\right) + \sigma_n \left(1 + \left(\frac{n}{n_i}\right)\right)} \equiv -\frac{n_i}{\tau_g} \quad (1.27)$$

όπου τ_g ο χρόνος ζωής των φορέων. Ο χρόνος ζωής μπορεί να γραφεί και ως

$$\tau_g = \left(1 + \frac{n}{n_i}\right) \tau_p + \left(1 + \frac{p}{n_i}\right) \tau_n \quad (1.28)$$

1.1.5 Διάχυση

Στην περίπτωση που η συγκέντρωση των φορέων στον ημιαγωγό δεν είναι ομογενής, παρατηρείται διάχυση φορέων από περιοχές υψηλής σε περιοχές χαμηλής συγκέντρωσης. Η ροή των φορέων υπακούει στον πρώτο νόμο του Fick

$$F_n = -D_n \nabla n \quad (1.29)$$

$$F_p = -D_p \nabla p \quad (1.30)$$

όπου D_n, D_p οι συντελεστές διάχυσης ηλεκτρονίων και οπών. Η διάχυση των φορέων δημιουργεί πυκνότητες ρεύματος ίσες με

$$J_n^{diff} = q D_n \nabla n \quad (1.31)$$

$$J_p^{diff} = -q D_p \nabla p \quad (1.32)$$

ο φυσικός μηχανισμός πίσω από την ολίσθηση και διάχυση φορέων είναι ο ίδιος¹⁵, υπάρχει λοιπόν μια σχέση που συνδέει την ολίσθηση με την διάχυση, η *σχέση του Einstein*

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{D_p}{\mu_p} = \frac{kT}{q} \quad (1.33)$$

με την οποία μπορούμε να υπολογίσουμε τους συντελεστές διάχυσης αν γνωρίζουμε τις κινητικότητες.

Τέλος μια πολύ σημαντική παράμετρος που μας δίνει μια εκτίμηση για το μήκος διάχυσης ενός φορέα μέχρι να επανασυνδεθεί είναι το *μήκος διάχυσης*

$$L_d = \sqrt{D\tau} \quad (1.34)$$

¹⁵Η τυχαία κίνηση και οι συγκρούσεις σωματιδίων σε μικροσκοπικό επίπεδο

Κεφάλαιο 2

Επαφή pn

Εισαγωγή

Οι επαφές pn¹ είναι βασικό συστατικό στοιχείο σε κάθε ηλεκτρονική διάταξη που χρησιμοποιούμε στη μικροηλεκτρονική (τρανζίστορ, δίοδοι κ.α.). Η επαφή pn σχηματίζεται όταν ενώσουμε δύο ημιαγωγούς διαφορετικού τύπου. Σήμερα, όπως και στην παρούσα εργασία, μια δεδομένη μέθοδος δημιουργίας επαφών pn πραγματοποιείται με ιοντική εμφύτευση σε έναν τύπο ημιαγωγού (πχ εμφύτευση φωσφόρου σε ημιαγωγό p-τύπου ή βορίου σε n-τύπου). Σε αυτό το κεφάλαιο θα μελετήσουμε την επαφή pn σε θερμική ισορροπία, υπό ορθή και ανάστροφη πόλωση. Στο τέλος του κεφαλαίου θα μελετηθούν οι καμπύλες τάσης-ρεύματος (I-V) της επαφής και σε μερικά σημεία θα γίνουν παρατηρήσεις για επαφές p^+n και n^+p^2 , αφού αυτές τέθηκαν υπό μελέτη κατά την πειραματική διαδικασία.

¹Μερικές φορές στο κείμενο θα αναφέρεται και ως δίοδος pn ή απλά δίοδος

²Όταν $N_A \gg N_D$ ή $N_D \gg N_A$ αντίστοιχα

2.1 Η επαφή pn σε θερμική ισορροπία

Ας θεωρήσουμε δύο ημιαγωγούς n και p τύπου με συγκεντρώσεις προσμειξέων N_D και N_A αντίστοιχα. Οι συγκεντρώσεις φορέων στους ημιαγωγούς σε θερμική ισορροπία θα είναι³

$$\begin{cases} p_{po} = N_A, n_{po} = \frac{n_i^2}{N_A} & \text{n-τύπου,} \\ n_{no} = N_D, p_{no} = \frac{n_i^2}{N_D} & \text{p-τύπου.} \end{cases} \quad (2.1)$$

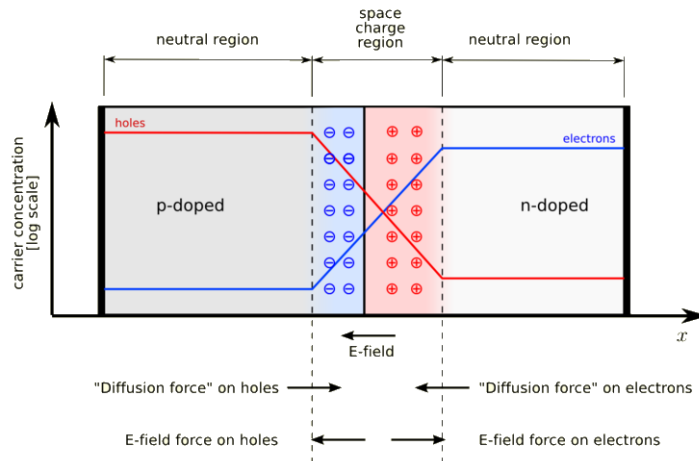
Όταν οι ημιαγωγοί έρθουν σε επαφή τα εξής φαινόμενα θα συμβούν

1. Αρχικά, λόγω της διαφοράς συγκέντρωσης φορέων στις δύο πλευρές, θα έχουμε διάχυση ηλεκτρονίων προς τον p-ημιαγωγό και διάχυση οπών προς τον n-ημιαγωγό.
2. Η διαδικασία της διάχυσης μεταφέρει ηλεκτρόνια στην p πλευρά και οπές στην n, η πιθανότητα ανασύστασης είναι μεγάλη λόγω της υψηλής συγκέντρωσης αντίθετων φορέων. Έτσι καταλήγουμε με αρνητικά φορτισμένα ιόντα στην p πλευρά και θετικά στην n.
3. Το φορτίο που συγκεντρώνεται δημιουργεί ένα συνεχώς αυξανόμενο ηλεκτρικό πεδίο τροφοδοτώντας ένα ρεύμα ολίσθησης που αντιτίθεται στο ρεύμα διάχυσης.
4. Τελικά το ρεύμα ολίσθησης αντισταθμίζει το ρεύμα διάχυσης, γύρω από την επαφή έχει δημιουργηθεί ηλεκτροστατικό πεδίο.

Το αποτέλεσμα της παραπάνω διαδικασίας φαίνεται στο σχήμα 2.1. Στην επαφή έχουν δημιουργηθεί δύο περιοχές

I Η περιοχή γύρω από την ένωση των ημιαγωγών ονομάζεται περιοχή φορτίου χώρου(space-charge region) ή περιοχή απογύμνωσης(depletion region). Στην περιοχή απογύμνωσης οι

³Το σύμβολο “ο” στις συγκεντρώσεις σημαίνει ότι οι ημιαγωγοί δεν έχουν έρθει ακόμα σε επαφή.



Σχήμα 2.1: Επαφή pn σε θερμική ισορροπία.

συγκεντρώσεις των φορέων πλειονότητας μειώνονται εκθετικά, ενώ αυξάνονται εκθετικά οι φορείς μειονότητας.

II Δύο ηλεκτρικά ουδέτερες περιοχές(quasi-neutral region) εκατέρωθεν της περιοχής απογύμνωσης.

Στο σχήμα 2.2 βλέπουμε την κατανομή φορτίου, το ηλεκτρικό πεδίο και δυναμικό της επαφής. Προτού προχωρήσουμε θα πρέπει να εξηγήσουμε τη μορφή του ενεργειακού διαγράμματος του σχήματος 2.2 (δ) . Ας πάρουμε για παράδειγμα την περίπτωση των ηλεκτρονίων, η συγκέντρωσή τους υπολογίστηκε από την εξίσωση 1.1. Η εξίσωση αυτή βασίζεται στο μοντέλο του φερμιονικού αερίου στα μέταλλα, από το οποίο δανειζόμαστε ως έχει την κατανομή Fermi και η προσαρμογή στους ημιαγωγούς γίνεται δια του αποκλεισμού της πιθανότητας κατάληψης των ενδοχασματικών καταστάσεων(βλέπε εξίσωση 1.3). Η κατανομή Fermi(1.2) μας δίνει την πιθανότητα κατάληψης μιας κατάστασης σε θερμική ισορροπία χωρίς εξωτερική διέγερση. Η πιθανότητα κατάληψης μιας ενεργειακής στάθμης καθορίζεται από τη διαφορά της με την ενέργεια Fermi, η οποία ορίζεται ως η τιμή του χημικού δυναμικού μ στους μηδέν βαθμούς

Κέλβιν($E_F = \mu(0) = \mu$)⁴. Όταν, όπως στην περίπτωση γύρω από την επαφή, υπάρχει ηλεκτρικό πεδίο η κατανομή Fermi δεν δίνει πλέον τις σωστές πιθανότητες κατάληψης. Η κατανομή μπορεί να προσαρμοστεί ορίζοντας στη θέση του χημικού δυναμικού μ το ηλεκτροχημικό δυναμικό $\mu(x) = \mu + q\phi(x)$ που περιλαμβάνει την ενεργειακή συνεισφορά του ηλεκτρικού πεδίου, έτσι η συγκέντρωση των ηλεκτρονίων θα δίνεται από τη σχέση

$$n(x) = N_C e^{-\frac{E_C - \mu(x)}{kT}} \quad (2.2)$$

$$= N_C e^{-\frac{E_C - q\phi(x) - \mu}{kT}} \quad (2.3)$$

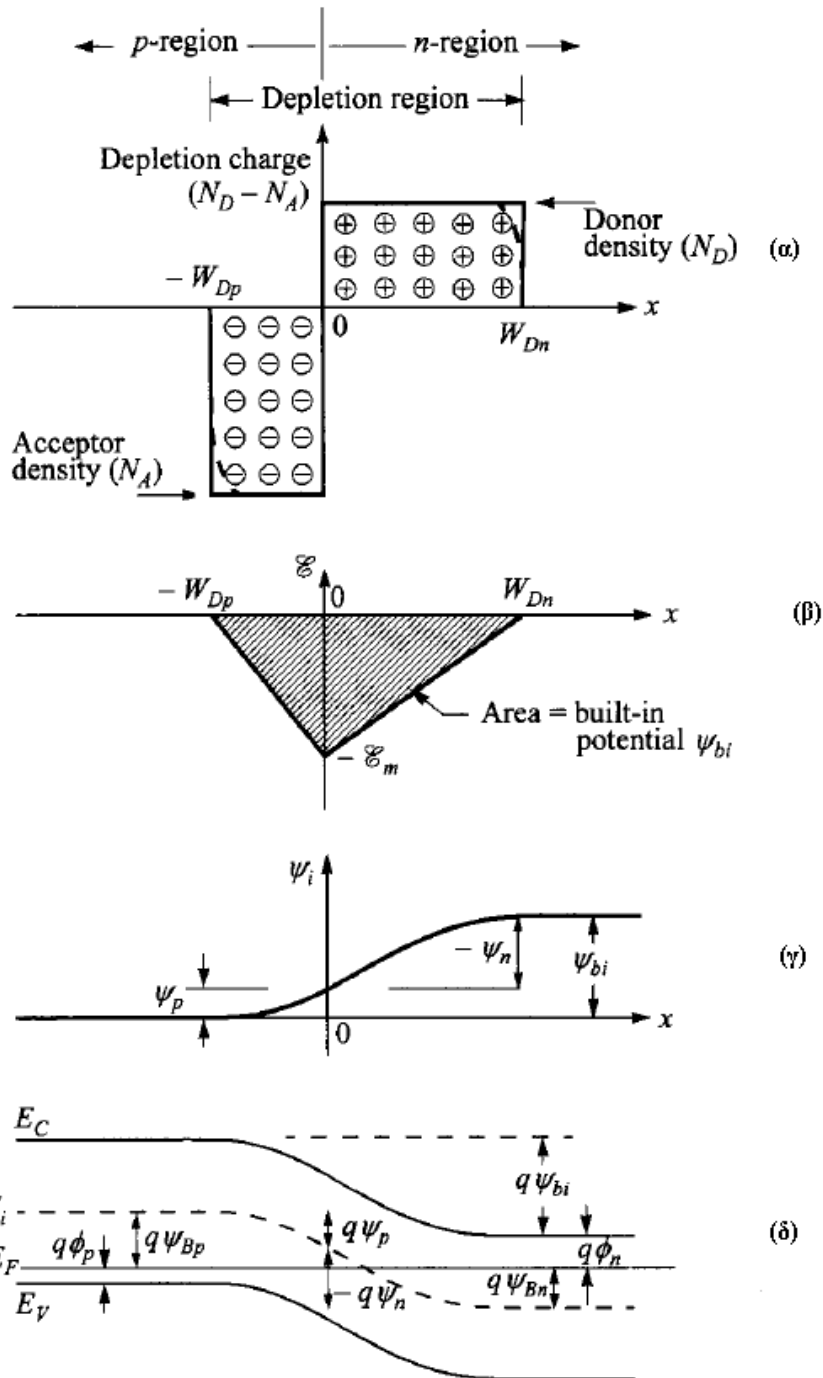
Από τις παραπάνω σχέσεις έχουμε την δυνατότητα να σχεδιάσουμε ενεργειακά διαγράμματα αλλάζοντας είτε τη μορφή της ενέργειας Fermi $\mu(x)$ (2.2) ή αλλάζοντας τη μορφή των ενεργειών των ζωνών(2.3)⁵. Στη φυσική των ημιαγωγών επιλέγουμε τη δεύτερη προσαρμογή τα αποτελέσματα της οποίας φαίνονται στο σχήμα 2.2(δ). Η ενέργεια Fermi είναι σταθερή παντού υποδηλώνοντας θερμική ισορροπία ενώ οι ενεργειακές στάθμες της ζώνης σθένους και αγωγιμότητας έχουν κυρτωθεί (band bending). Η σταθερότητα της στάθμης Fermi προκύπτει και από την απαίτηση του μηδενισμού της πυκνότητας του ρεύματος οπών και ηλεκτρονίων

Από το σχήμα 2.2(γ) μπορούμε να υπολογίσουμε το δυναμικό στο δεξί άκρο της επαφής με δυναμικό αναφοράς το δυναμικό στο αριστερό άκρο, θα έχουμε

$$q\psi_{bi} = q\psi_{B_n} + q\psi_{B_p} \quad (2.4)$$

⁴Τιμή που θεωρείται ίδια ακόμη και για $T = 300K$ αφού η μεταβολή της σε χαμηλές θερμοκρασίες είναι πάρα πολλή μικρή

⁵Όμοια αποτελέσματα έχουμε και για την E_V



Σχήμα 2.2: (α)Κατανομή φορτίου (β)Ηλεκτρικο πεδίο (γ)Δυναμικό (δ)Ενεργειακό διάγραμμα

Αποδεικνύεται με χρήση των εξισώσεων 1.9,1.10 ότι για μη εκφυλισμένο ημιαγωγό θα ισχύει

$$\psi_{bi} = \frac{kT}{q} \left(\ln \left(\frac{n_{n_0}}{n_i} \right) + \ln \left(\frac{p_{p_0}}{n_i} \right) \right) \approx \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_D N_A}{n_i^2} \right) \quad (2.5)$$

Για να υπολογίσουμε το ηλεκτρικό πεδίο και το δυναμικό ως συνάρτηση της απόστασης από την επαφή θα πρέπει να επεκτείνουμε τις αρχικές παραδοχές θεωρώντας ότι στην περιοχή απογύμνωσης δεν υπάρχουν πλέον ελεύθεροι φορείς ($n \approx p \approx 0$)⁶. Η περιοχή απογύμνωσης περιέχει δυο αντίθετα φορτισμένες περιοχές με κατανομή φορτίου όπως του σχήματος 2.2(α). Επιπλέον αφού εκτός περιοχής απογύμνωσης υπάρχει ηλεκτρική ουδετερότητα θα πρέπει

$$N_A W_{D_p} = N_D W_{D_n} \quad (2.6)$$

με W_{D_p}, W_{D_n} τα όρια της περιοχής απογύμνωσης στον p,n ημιαγωγό αντίστοιχα. Για να βρούμε το ηλεκτροστατικό πεδίο θα επιλύσουμε την εξίσωση Poisson σε μια διάσταση

$$\frac{d^2 \psi_i}{dx^2} = \frac{\rho(x)}{\epsilon_s} \Leftrightarrow \frac{dE}{dx} = -\frac{q(N_D^+ - N_A^-)}{\epsilon_s} \quad (2.7)$$

όπου ϵ_s ηλεκτρική διαπερατότητα του υλικού. Ολοκληρώνοντας για τις δύο περιοχές έχουμε

$$\begin{cases} E(x) = -\frac{qN_A}{\epsilon_s} (x + W_{D_p}) & \text{για } -W_{D_p} \leq x \leq 0, \\ E(x) = -\frac{qN_D}{\epsilon_s} (W_{D_n} - x) & \text{για } 0 \leq x \leq W_{D_n}. \end{cases} \quad (2.8)$$

⁶Στην πραγματικότητα αυτό δεν συμβαίνει, είναι μια παραδοχή που διευκολύνει τους υπολογισμούς. Η συνθήκη που πρέπει να ικανοποιείται ώστε η παραδοχή αυτή να δίνει λογικά αποτελέσματα είναι η συγκέντρωση των δοτών και αποδεκτών να είναι πολλή μεγαλύτερη από των ελεύθερων φορέων.

Ολοκληρώνοντας άλλη μια φορά υπολογίζουμε το δυναμικό

$$\begin{cases} \psi_i(x) = \frac{qN_A}{2\epsilon_s} (x + W_{D_p})^2 & \text{για } -W_{D_p} \leq x \leq 0, \\ \psi_i(x) = \frac{qN_A}{2\epsilon_s} W_{D_p}^2 + \frac{qN_D}{2\epsilon_s} (W_{D_n} - \frac{x}{2}) x & \text{για } 0 \leq x \leq W_{D_n}. \end{cases} \quad (2.9)$$

Για να μπορέσουμε να συνδέσουμε το δυναμικό μέσα στην επαφή ψ_{bi} με την συγκέντρωση φορέων βλέπουμε ότι από το σχήμα 2.2 ισχύει

$$\psi_{bi} = \psi_p + |\psi_n|^7 \quad (2.10)$$

Έχουμε λοιπόν από την εξίσωση 2.9 για $x = W_{D_n}$ με τη βοήθεια της 2.6

$$\psi_{bi} = \frac{qN_A W_{D_p}^2}{2\epsilon_s} (W_{D_p} + W_{D_n}) = \frac{qN_D W_{D_n}^2}{2\epsilon_s} (W_{D_p} + W_{D_n}) \quad (2.11)$$

Ευκολα τώρα μπορούμε να παρούμε το W_{D_p}, W_{D_n} αλλά και το μήκος της ζώνης απογύμνωσης W_D

$$W_{D_p} = \sqrt{\frac{2\epsilon_s \psi_{bi} N_D}{q} \frac{N_A}{N_A + N_D}} \quad (2.12)$$

$$W_{D_n} = \sqrt{\frac{2\epsilon_s \psi_{bi} N_A}{q} \frac{N_D}{N_A + N_D}} \quad (2.13)$$

$$W_D = \sqrt{\frac{2\epsilon_s \psi_{bi} N_A + N_D}{q} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D}} \quad (2.14)$$

Όταν έχουμε επαφές τύπου n^+p (p^+n) όπου $N_D \gg N_A$ ($N_A \gg N_D$) τότε το μήκος την περιοχής απογύμνωσης στον n -τύπου (p -τύπου) είναι πάρα πολύ μικρό και ολόκληρη η περιοχή

⁷Το δυναμικό ψ_p υπολογίζεται με δυναμικό αναφοράς το αριστερό άκρο του ημιαγωγού p -τύπου. Το δυναμικό ψ_n έχει δυναμικό αναφοράς το δεξί άκρο του ημιαγωγού n -τύπου, άρα είναι αρνητικό.

απογύμνωσης θεωρείται ότι ανήκει στον p-τύπου(n-τύπου) και είναι ίση με

$$W_D = \sqrt{\frac{2\epsilon_s\psi_{bi}}{qN_A}} \left(\sqrt{\frac{2\epsilon_s\psi_{bi}}{qN_D}} \right) \quad (2.15)$$

$$W_D = \sqrt{\frac{2\epsilon_s(\psi_{bi} - V)}{q} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D}} \quad (2.16)$$

2.2 Επαφή pn υπό ορθή και ανάστροφη πόλωση-Καμπύλες τάσης-ρεύματος

Θα αναλύσουμε τώρα την περίπτωση κατά την οποία η επαφή pn έχει συνδεθεί με πηγή σταθερής τάσης. Όταν ο ημιαγωγός p-τύπου είναι σε υψηλότερο δυναμικό από τον n-τύπου τότε η επαφή θεωρείται *ορθά πολωμένη* ($V > 0$) ενώ στην αντίστροφη περίπτωση θεωρούμε ότι η επαφή είναι *ανάστροφα πολωμένη* ($V < 0$).

Η εξωτερική τάση εκτρέπει το σύστημα από την κατάσταση ισορροπίας που μελετήσαμε παραπάνω και το οδηγεί σε μια μόνιμη κατάσταση ροής ηλεκτρικού ρεύματος εξαρτώμενο από την τιμή και πολικότητα της πηγής. Η πυκνότητα του συνολικού ρεύματος που διαρρέει την διάταξη είναι αποτέλεσμα των οπών και των ηλεκτρονίων

$$J = J_n + J_p \quad (2.17)$$

όπου,

$$J_n = J_n^{drift} + J_n^{diff} = qn\mu_n E + qD_n \frac{dn}{dx} \quad (2.18)$$

$$J_p = J_p^{drift} + J_p^{diff} = qp\mu_p E - qD_p \frac{dp}{dx} \quad (2.19)$$

Επιπλέον θα πρέπει να ικανοποιούνται οι εξισώσεις συνέχειας αφού ο ρυθμός μεταβολής της συγκέντρωσης φορέων είναι ίση με τη ροή του ρεύματος συν το ρυθμό γένεσης/επανασύνδεσης, έχουμε δηλαδή ότι

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n - n_0}{\tau_n} + \frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x} \quad (2.20)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p - p_0}{\tau_p} - \frac{1}{q} \frac{\partial J_p}{\partial x} \quad (2.21)$$

Οι παραπάνω σχέσεις μαζί με την εξίσωση Poisson μας δίνουν το συνολικό ρεύμα που διαρρέει την επαφή υπό τάση και τις συγκεντρώσεις φορέων. Η ακριβής επίλυση του προβλήματος είναι αρκετά πολύπλοκη επομένως θα πρέπει να εισάγουμε κάποιες παραδοχές που θα μας επιτρέψουν να προσδιορίσουμε το συνολικό ρεύμα χωρίς να καταφύγουμε σε αριθμητικές μεθόδους.

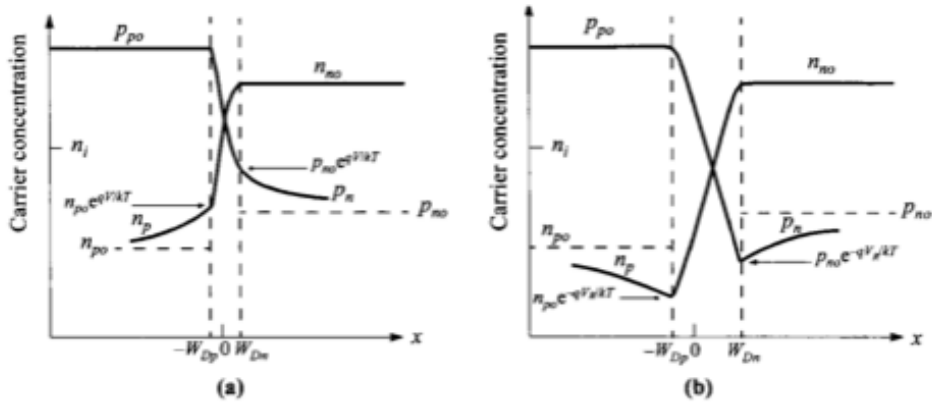
Στην περίπτωση επαφής σε θερμική ισορροπία υπολογίσαμε τη διαφορά τάσης γύρω από την επαφή ψ_{bi} , για την οποία υπεύθυνη ήταν μόνο η περιοχή απογύμνωσης. Θα θεωρήσουμε ότι το ίδιο συμβαίνει όταν η επαφή βρίσκεται υπο τάση V αφού όλη η αντίσταση της επαφής είναι συγκεντρωμένη στην περιοχή αυτή, έτσι η συνολική διαφορά δυναμικού στην επαφή θα είναι $\psi = \psi_{bi} - V$. Τα όρια της ζώνης απογύμνωσης υπολογίζονται από τις σχέσεις 2.12,2.13 με την αντικατάσταση $\psi_{bi} \rightarrow \psi$ Για τις συγκεντρώσεις φορέων στα όρια θα έχουμε από την 2.2

$$\frac{n(-W_{Dp})}{n(W_{Dn})} = \frac{e^{\frac{q\psi(-W_{Dp})}{kT}}}{e^{\frac{q\psi(W_{Dn})}{kT}}} = e^{-\frac{q\psi}{kT}} = e^{-\frac{q\psi_{bi}}{kT}} e^{\frac{qV}{kT}} \quad (2.22)$$

Επομένως η συγκέντρωση ηλεκτρονίων στα όρια της ζώνης απογύμνωσης στον ημιαγωγό p-τύπου είναι

$$n(-W_{Dp}) = \frac{n_i^2}{N_A} e^{\frac{qV}{kT}} \quad (2.23)$$

Ομοίως για τη συγκέντρωση οπών στα όρια της ζώνης απογύμνωσης στον ημιαγωγό n-τύπου



Σχήμα 2.3: Συγκέντρωση φορέων υπό (α) Ορθή πόλωση και (β) Ανάστροφη πόλωση

θα ισχύει

$$p(W_{Dn}) = \frac{n_i^2}{N_D} e^{\frac{qV}{kT}} \quad (2.24)$$

Από τις δύο παραπάνω σχέσεις βλέπουμε ότι οι συγκεντρώσεις στα άκρα της περιοχής απογύμνωσης δεν είναι αυτές που έχουμε στην ισορροπία. Μεταξύ των περιοχών απογύμνωσης και των ουδέτερων περιοχών υπάρχουν μεταβάτικες περιοχές έως ότου οι συγκεντρώσεις αποκτήσουν τις τιμές $\frac{n_i^2}{N_A}$, $\frac{n_i^2}{N_D}$ στην p και n περιοχή αντίστοιχα. Η εξισορρόπηση επιτυγχάνεται μέσω διάχυσης λόγω της παρουσίας βαθμίδας συγκέντρωσης, το εύρος των περιοχών αυτών μπορεί να εκτιμηθεί από την σχέση 1.34 και είναι $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$ και $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$. Στις περιοχές λοιπόν που υπάρχει αυτή η βαθμίδα συγκέντρωσης το ρεύμα διάχυσης θα κυριαρχεί αφού το ηλεκτρικό πεδίο δεν έχει εκεί μεγάλες τιμές, μπορούμε έτσι να θεωρήσουμε ότι

$$J_n(-W_{Dp}) \approx qD_n \left. \frac{dn}{dx} \right|_{x=-W_{Dp}} \quad (2.25)$$

$$J_p(W_{Dn}) \approx -qD_p \left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=W_{Dn}} \quad (2.26)$$

Επιπροσθέτως θα πρέπει να τονίσουμε ότι οι φορείς μειονότητας που δημιουργούνται εκατέρω-

θεν της περιοχής απογύμνωσης μεταφέρονται πολύ γρήγορα στην αντίθετη πλευρά της επαφής από το ηλεκτροστατικό πεδίο, έτσι ο χρόνος ζωής ηλεκτρονίων και οπών (τ_n, τ_p) είναι μεγαλύτερος από το χρόνο που χρειάζεται για να διασχίσουν τη ζώνη απογύμνωσης. Έπομένως η πιθανότητα επανασύνδεσης μπορεί να θεωρηθεί αμελητέα και το συνολικό ρεύμα που διαρρέει την περιοχή απογύμνωσης θα είναι πρακτικά σταθερό σε όλο το μήκος της, μπορούμε λοιπόν να υποστηρίξουμε ότι

$$J \approx J_n(-W_{D_p}) + J_p(W_{D_n}) \quad (2.27)$$

Τέλος για να υπολογίσουμε τα παραπάνω ρεύματα θεωρούμε ότι οι συγκεντρώσεις ηλεκτρονίων και οπών δεν μεταβάλλονται χρονικά (στατική προσέγγιση) άρα από τις 2.20, 2.25, 2.26 έχουμε

$$\begin{cases} D_n \frac{d^2 n}{dx^2} = \frac{n-n_0}{\tau_n} & \text{για } x \leq -W_{D_p} \\ D_p \frac{d^2 p}{dx^2} = \frac{p-p_0}{\tau_p} & \text{για } x \geq W_{D_n} \end{cases} \quad (2.28)$$

Επιλύοντας τις παραπάνω διαφορικές εξισώσεις με τις κατάλληλες συνοριακές συνθήκες (προφανείς από το σχήμα 2.3) και με χρήση της εξίσωσης που μας δίνει το συνολικό ρεύμα (2.17) παίρνουμε την εξίσωση της ιδανικής επαφής, γνωστής και ως εξίσωση Shockley

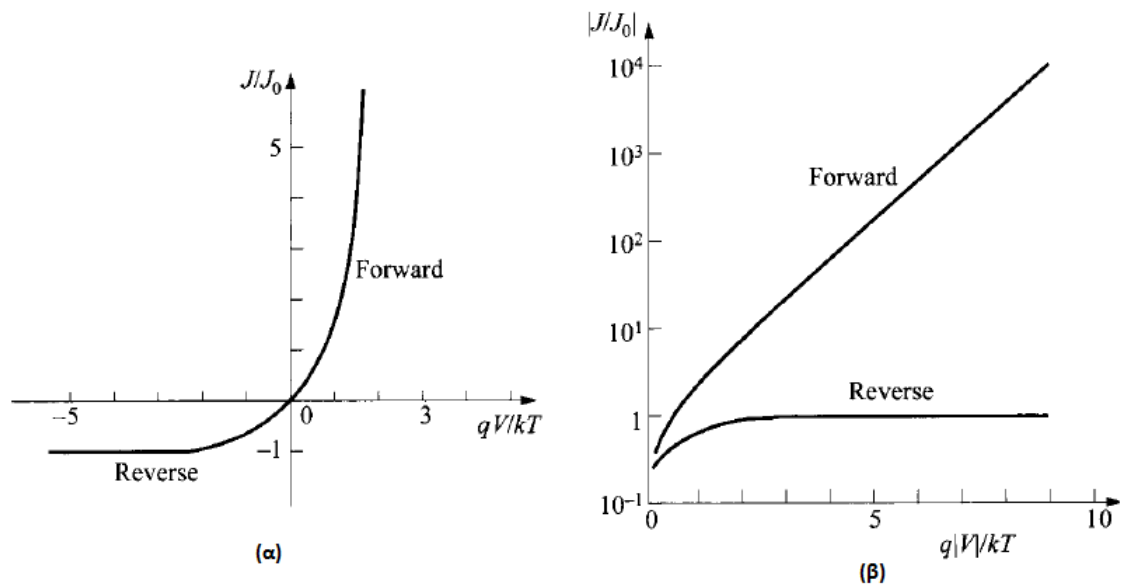
$$J = J_0 \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) \quad (2.29)$$

όπου

$$J_0 \equiv \frac{qD_p n_i^2}{L_p N_D} + \frac{qD_n n_i^2}{L_n N_A} \quad (2.30)$$

το ρεύμα κόρου της ανάστροφης πόλωσης. Ουσιαστικά το ρεύμα αυτό είναι ίσο με την πυκνότητα του ρεύματος γένεσης των φορέων μειονότητας⁸. Στο σχήμα 2.4 βλέπουμε την πυκνότητα ρεύματος σε γραμμική και λογαριθμική κλίμακα

⁸Για τις επαφές τύπου n^+p (p^+n) μόνο ο ένας όρος συνεισφέρει και η σχέση απλοποιείται περαιτέρω



Σχήμα 2.4: Πυκνότητα ρεύματος επαφής υπό τάση σε κλίμακα (α)Γραμμική (β)Λογαριθμική

Ο ακρογωνιαίος λίθος για την απόδειξη της εξίσωσης Shockley ήταν η παραδοχή της μη-δαμινής συνεισφοράς στο ρεύμα λόγω της επανασύνδεσης/γένεσης φορέων στην περιοχή απογύμνωσης. Εάν λάβουμε υπόψη τη συνεισφορά αυτή θα πρέπει να προστεθεί μια επιπλέον συνιστώσα του ρεύματος. Ολοκληρώνοντας την σχέση 1.24 σε όλο το μήκος την περιοχή απογύμνωσης παίρνουμε το ρεύμα γένεσης/επανασύνδεσης⁹ έχουμε λοιπόν ότι

$$J_{re/ge} = \int_0^{W_D} q|U|dx \quad (2.31)$$

Το ρεύμα που θα πάρουμε εξαρτάται από την πόλωση της επαφής, όταν η επαφή είναι υπό ανάστροφη πόλωση Όταν η επαφή βρίσκεται υπό τάση είναι εκτός θερμοδυναμικής ισορροπίας, συνεπώς ο νόμος δράσης των μαζών δεν ισχύει και χρειάζεται τροποποίηση. Για την περιοχή

⁹Υπόθεση που υπερεκτιμά το μέγεθος του ρεύματος γένεσης/επανασύνδεσης αλλά απλοποιεί τις πράξεις

απογύμνωσης¹⁰θα έχουμε

$$np = n_i^2 e^{\frac{qV}{kT}} \quad (2.32)$$

ο οποίος προκύπτει κάνοντας ότι και στην 2.22.

Όταν η επαφή βρίσκεται υπό ανάστροφη πόλωση θα έχουμε για $|V| > 3\frac{kT}{q}$ ότι $pn \ll n_i^2$, επομένως από τις 2.31,1.27 έχουμε

$$J_{ge} \approx \frac{qn_i W_D}{\tau_g} \quad (2.33)$$

Έτσι η συνολική πυκνότητα ρεύματος υπό ανάστροφη τάση θα είναι

$$J_R = J_0 + \frac{qn_i W_D}{\tau_g}, |V| > \frac{3kT}{q} \quad (2.34)$$

Όταν η επαφή βρίσκεται υπό ορθή πόλωση θα έχουμε από την 1.24 υποθέτοντας ότι $E_t = E_i$ και $\sigma_n = \sigma_p = \sigma$ για την απλοποίηση των πράξεων ότι

$$U = \frac{\sigma u_{th} N_t n_i^2 \left(e^{\frac{qV}{kT}} \right)}{n + p + 2n_i^2} \quad (2.35)$$

Για να κάνουμε τον υπολογισμό ευκολότερα θα υπολογίσουμε το μέγιστο ρυθμό επανασύνδεσης που συμβαίνει όταν $n = p = n_i e^{\frac{qV}{2kT}}$, έχουμε λοιπόν ότι

$$U = \frac{\sigma u_{th} N_t n_i \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right)}{2 \left(e^{\frac{qV}{2kT}} + 1 \right)} \quad (2.36)$$

¹⁰Και μόνο εκεί αφού αρκετά μακριά από την περιοχή απογύμνωσης ο νόμος δράσης των μαζών ισχύει.

Τέλος αν θεωρήσουμε ότι $V > \frac{kT}{q}$ έχουμε

$$U \approx \frac{1}{2} \sigma u_{th} N_t n_i e^{\frac{qV}{2kT}} \quad (2.37)$$

Έτσι μέσω της 2.31 έχουμε

$$J_{re} \approx \frac{qW_D}{2} \sigma u_{th} N_t n_i e^{\frac{qV}{2kT}} \quad (2.38)$$

Έτσι το συνολικό ρεύμα υπό ορθή πόλωση θα δίνεται από τη σχέση

$$J_F = J_0 \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) + \frac{qW_D}{2} \sigma u_{th} N_t n_i e^{\frac{qV}{2kT}} \quad (2.39)$$

Όταν $V \gg \frac{kT}{q}$ μπορούμε να γράψουμε

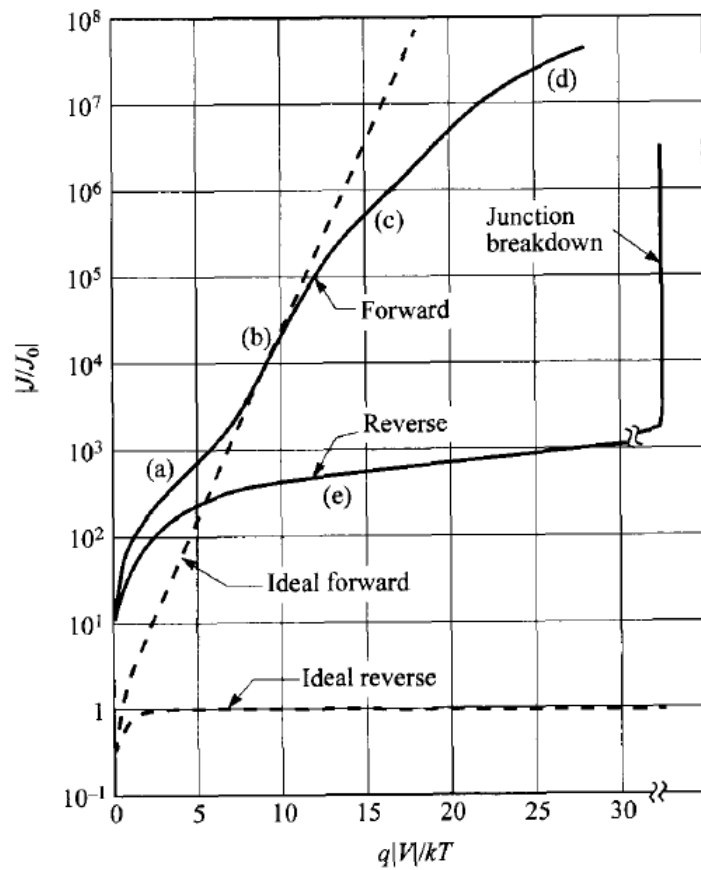
$$J_F = J_0 e^{\frac{qV}{kT}} + \frac{qW_D}{2} \sigma u_{th} N_t n_i e^{\frac{qV}{2kT}} \quad (2.40)$$

Όπου η πρώτη συνιστώσα προέρχεται από το ρεύμα διάχυσης και η δεύτερη από το ρεύμα επανασύνδεσης. Σε πρακτικές εφαρμογές χρησιμοποιείται αντί της 2.40 ο εμπειρικός τύπος

$$J_F \propto e^{\frac{qV}{\eta kT}} \quad (2.41)$$

Η παράμετρος η ονομάζεται *συντελεστής ιδανικότητας* και μπορεί να πάρει τιμές μεταξύ 1 και 2. Όταν το $\eta \approx 1$ τότε το ρεύμα διάχυσης κυριαρχεί ενώ όταν το $\eta \approx 2$ κυριαρχεί το ρεύμα επανασύνδεσης. Στο σχήμα 2.5 βλέπουμε την πυκνότητα ρεύματος μιας πραγματικής δίοδου πυριτίου. Για μικρές τιμές τάσης το ρεύμα επανασύνδεσης υπερिशύει ενώ καθώς η τάση αυξάνεται το ρεύμα διάχυσης κυριαρχεί. Για ακόμα μεγαλύτερες τιμές περνάμε στην περιοχή υψηλής έγχυσης¹¹ όπου η πτώση τάσης στους ακροδέκτες της επαφής είναι πολλή σημαντική και

¹¹Όταν οι φορεις μειονότητας γίνονται συγκρίσιμοι με τους φορεις πλειονότητας



Σχήμα 2.5: Πυκνότητα ρεύματος επαφής πυριτίου (a) Περιοχή ρεύματος γένεσης/επανάσυνδεσης (b) Περιοχή ρεύματος διάχυσης (c) Περιοχή υψηλής έγχυσης (d) Επίδραση σειριακής αντίστασης (e) Διαρροές στην ανάστροφη πόλωση λόγω ρεύματος γένεσης και επιφανειακών φαινομένων

η εξίσωση Shockley αποκλίνει αισθητά από τις πειραματικές τιμές. Κλείνοντας είναι πολύ σημαντικό να τονίσουμε ότι οι επαφές γερμανίου δεν παρουσιάζουν τις αποκλίσεις των επαφών πυριτίου σε μικρές τάσεις. Εξετάζοντας προσεκτικότερα τις σχέσεις 2.40,2.34 βλέπουμε ότι το ρεύμα διάχυσης είναι ανάλογο της δεύτερης δύναμης της ενδογενούς συγκέντρωσης φορέων ενώ το ρεύμα γένεσης/επανασύνδεσης της πρώτης. Λόγω της μεγάλης συγκέντρωσης φορέων¹² στο γερμάνιο η περιοχή του ρεύματος γένεσης/επανασύνδεσης δεν έχει αξιοσημείωτη έκταση και το ρεύμα διάχυσης καθορίζει σε μεγάλο βαθμό τη μορφή της καμπύλης.

¹²Ικανή να επικαλύψει και την συνεισφορά του παραγοντά 2 στον παρονομαστή του εκθετικού για μικρές τάσεις

Κεφάλαιο 3

Οι δίοδοι pn για νανοηλεκτρονικές διατάξεις γερμανίου

Εισαγωγή

Με τη συνεχή σμίκρυνση των ηλεκτρονικών διατάξεων το γερμάνιο (Ge) κερδίζει συνεχώς έδαφος στην αντικατάσταση του πυριτίου (Si) ως υλικό για το κανάλι στα μελλοντικά MOSFET (metal oxide semiconductor field effect transistor). Η μεγαλύτερη κινητικότητα ηλεκτρονίων και οπών του γερμανίου θα οδηγήσει σε ταχύτερα και ενεργειακά οικονομικότερα τρανζίστορ. Για να μπορέσουμε όμως να δημιουργήσουμε τρανζίστορ με την τεχνολογία CMOS (complementary metal-oxide semiconductor) θα πρέπει να διαθέτουμε αποδοτικά MOSFETs με n και p αγωγιμότητα καναλιού. Μέχρι σήμερα έχουν δημιουργηθεί p-MOSFETs σε γερμάνιο με πολύ καλά χαρακτηριστικά [1, 2], τα προβλήματα όμως που υπάρχουν για την παρασκευή αποδοτικών n-MOSFETs σε γερμάνιο δεν έχουν μέχρι σήμερα ξεπεραστεί. Ένα βασικό πρόβλημα που πρέπει να ξεπεραστεί είναι η παρασκευή επαφών n^+p μικρών διαστάσεων για τις περιοχές της πηγής (source) και του απαγωγού (Drain) [3].

Στην σύγχρονη μικροηλεκτρονική οι προσμείξεις εισάγονται στον ημιαγωγό με τη μέθοδο της ιοντικής εμφύτευσης. Μια δέσμη ιόντων αφού επιταχυνθεί μέσα σε ηλεκτρικό πεδίο βομβαρδίζει τις περιοχές που θέλουμε να δημιουργήσουμε τις επαφές. Αφού εμπλουτίζουμε τις περιοχές που επιλέγουμε με προσμείξεις θα πρέπει να θερμάνουμε τον ημιαγωγό ώστε να ενεργοποιήσουμε τις προσμείξεις. Με τον όρο ενεργοποίηση εννοούν την κατάληψη πλεγματικών θέσεων του ημιαγωγού από άτομα προσμείξεων ώστε να καταστούν ηλεκτρικά ενεργές. Η ενεργοποίηση των προσμείξεων γίνεται με θέρμανση του ημιαγωγού μετά την ιοντική εμφύτευση με τήξη και ανακρυστάλλωση του ημιαγωγού δίνοντας τη δυνατότητα στις προσμείξεις να καταλάβουν πλεγματικές θέσεις στον ημιαγωγό.

Σε αυτό το κεφάλαιο θα παρουσιάσουμε τα προβλήματα που αντιμετωπίζουμε κατά την δημιουργία επαφών n^+p και p^+n και τους τρόπους που βρίσκουμε στη βιβλιογραφία για την αντιμετώπιση τους. Θα παρουσιάσουμε επίσης τις πιο αποδοτικές διόδους που βρήκαμε στη βιβλιογραφία των τελευταίων ετών καθώς και τη μέθοδο που επιλέξαμε για την ενεργοποίηση των προσμείξεων στις διόδους που παρασκευάστηκαν για την παρούσα μεταπτυχιακή εργασία.

3.1 Δίοδοι p^+n γερμανίου

Οι διόδους p^+n δεν παρουσιάζουν σημαντικά προβλήματα κατά την παρασκευή τους σε γερμάνιο λόγω των καλών χαρακτηριστικών που παρουσιάζουν τα άτομα βορίου με τα οποία εμπλουτίζουμε τον ημιαγωγό. Τα καλά χαρακτηριστικά οφείλονται στην χαμηλή διάχυση που υφίστανται τα άτομα του βορίου στο γερμάνιο [4]. Λόγω του χαμηλού συντελεστή διάχυσης οι προσμείξεις βορίου είναι ηλεκτρικά ενεργές ακόμη και χωρίς να θερμανθεί ο ημιαγωγός μετά την εμφύτευση [5, 6]. Επιπλέον οι ατέλειες που δημιουργούνται κατά τη διάρκεια της εμφύτευσης μπορούν να αποκατασταθούν με θέρμανση σε θερμοκρασίες κάτω από τους 400° [5].

Το μοναδικό πρόβλημα που αντιμετωπίζουμε κατά την εμφύτευση προσμείξεων βορίου στο

γερμάνιο παρουσιάζεται όταν η δοσολογία των ατόμων βορίου είναι μεγάλη (μεγαλύτερη από $10^{20} \frac{at}{cm^3}$). Σε τέτοιες συγκεντρώσεις οι προσμείξεις βορίου δημιουργούν συσσωματώσεις που εμποδίζουν την πλήρη ενεργοποίησή τους [4, 5, 7, 8].

3.2 Δίοδοι n^+p γερμανίου

Ο εμπλουτισμός με άτομα που λειτουργούν ως δότες ηλεκτρονίων δημιουργεί αρκετά εμπόδια, γι' αυτό και η δημιουργία αποδοτικών n^+p διόδων είναι δυσκολότερη. Καταρχάς πολλά άτομα μπορούν να παίξουν το ρόλο του δότη όταν εμφυτευτούν στο γερμάνιο (P,As,Sb) αλλά συνήθως ο φώσφορος προτιμάται γιατί έχει τη μεγαλύτερη διαλυτότητα στο γερμάνιο και δίνει διόδους με μικρότερη επιφανειακή αντίσταση [4].

Ο φώσφορος έχει διαφορετική συμπεριφορά από το βόριο κατά την εμφύτευση του στο γερμάνιο. Τα βαρύτερα άτομα του φωσφόρου δημιουργούν περισσότερες ατέλειες και το γερμάνιο μπορεί να θεωρηθεί σχεδόν άμορφο κοντά στην επιφάνεια. Επιπλέον αμέσως μετά την εμφύτευση η επαφή που έχει δημιουργηθεί παρουσιάζει ωμική συμπεριφορά, συνεπώς η αγωγιμότητα στην περιοχή που εμφυτεύσαμε φώσφορο είναι p-τύπου [5]. Έτσι η θέρμανση μετά τον εμπλουτισμό είναι αναγκαία για να μπορέσει η επαφή να αποκτήσει ανορθωτική συμπεριφορά.

Για να επιλύσουμε τα προβλήματα που μόλις αναφέραμε ο ημιαγωγός θα πρέπει να θερμανθεί σε θερμοκρασίες μεγαλύτερες από 500°C [4, 9]. Σε τόσο υψηλές θερμοκρασίες θέρμανσης όμως ο φώσφορος διαχέεται προς την επιφάνεια και τελικά διαφεύγει από αυτήν με αποτέλεσμα να έχουμε μεγάλη απώλεια προσμείξεων. Επιπλέον ο φώσφορος διαχέεται και προς το κυρίως σώμα του ημιαγωγού ισοκατανέμοντας τις προσμείξεις από την επιφάνεια του ημιαγωγού προς το κυρίως σώμα του. Αυτό το προφίλ εμπλουτισμού στη διεθνή βιβλιογραφία καλείται box-like profile και μας εμποδίζει να μειώσουμε την εγκάρσια διάσταση της διόδου [10].

Η διάχυση του φωσφόρου και τα εμπόδια που δημιουργεί εμφανίζονται ανεξάρτητα από

τη μέθοδο που χρησιμοποιούμε για να επιτύχουμε την ενεργοποίηση των προσμείξεων. Οι μέθοδοι που χρησιμοποιούνται είναι η συμβατική θέρμανση σε φούρνο [11], η μέθοδος flash lamp annealing [12] και η μέθοδος laser annealing [13]. Αν και στη διεθνή βιβλιογραφία παρασκευάστηκαν πρόσφατα δίοδοι με τη μέθοδο flash lamp annealing [14] όπου αποφεύχθηκε η ισοκατανομή των προσμείξεων στον ημιαγωγό, η μέθοδος όμως αυτή είναι πολύ δύσκολο να εφαρμοστεί στην τεχνολογία CMOS αφού υποβαθμίζει την ποιότητα της διεπιφάνειας μεταξύ ημιαγωγού και διηλεκτρικού [15].

3.3 Ανακρυστάλλωση και ενεργοποίηση προσμείξεων με τη μέθοδο MIC/MIDA

Για να αντιμετωπίσουμε τις δυσκολίες που αναφέραμε στην προηγούμενη παράγραφο θα πρέπει να εφαρμόσουμε μια μέθοδο για να ενεργοποιήσουμε τις προσμείξεις χωρίς να χρειαστεί να θερμάνουμε το υπόστρωμα γερμανίου σε θερμοκρασίες μεγαλύτερες των 400°C.

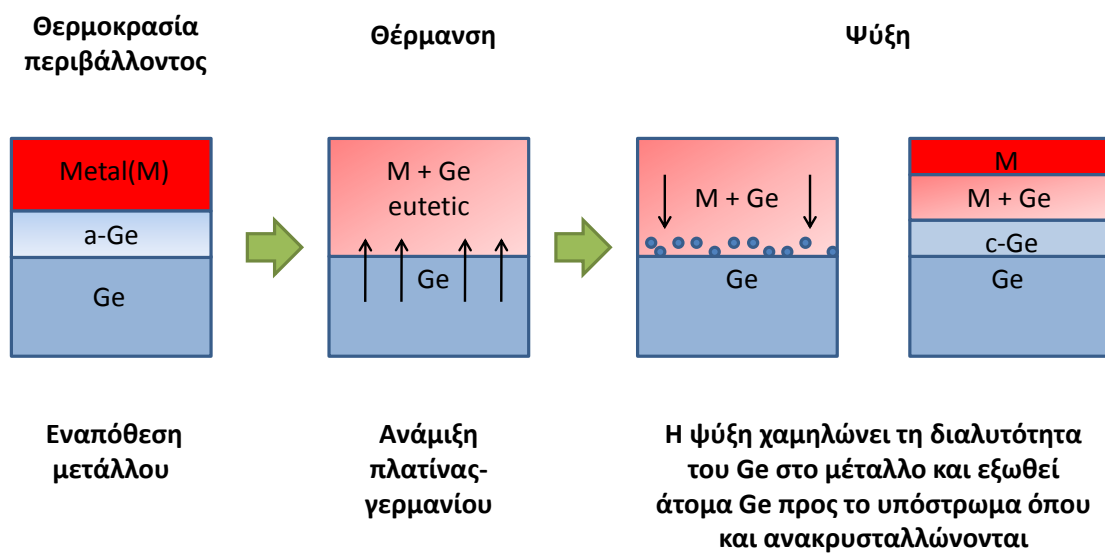
Στη διεθνή βιβλιογραφία εδώ και τουλάχιστον τέσσερις δεκαετίες υπάρχουν δημοσιεύσεις για την κρυστάλλωση άμορφου γερμανίου σε θερμοκρασίες χαμηλότερες από τις αναμενόμενες, όταν στα ημιαγωγικά υλικά έχει εναποτεθεί ένα στρώμα μετάλλου [16, 17]. Η διαδικασία αυτή είναι γνωστή ως MIC (Metal Induced Crystallization). Η μείωση της θερμοκρασίας κρυστάλλωσης είναι σε αρκετές περιπτώσεις πολλή μεγάλη, για παράδειγμα είναι γνωστό ότι το άμορφο γερμάνιο κρυσταλλώνεται σε θερμοκρασία περίπου 500°C, ενώ όταν άμορφο γερμάνιο είναι σε επαφή με χαλκό η θερμοκρασία κρυστάλλωσης μειώνεται στους 280°C [18].

Στη βιβλιογραφία υπάρχουν διαφορετικές απόψεις για την εξήγηση του φαινομένου MIC. Μια θεώρηση [19, 20] υποστηρίζει ότι όταν έχουμε εναποθέσει μέταλλο σε άμορφο γερμάνιο και θερμάνουμε το σύστημα δημιουργούνται γερμανίδια του μετάλλου. Τα γερμανίδια αυτά

διαχέονται στο στρώμα του άμορφου γερμανίου και κατά τη διάχυση τους άτομα του γερμανίου προσκολλώνται σε αυτά σχηματίζοντας κρυσταλλικό γερμάνιο. Τα γερμανίδια παίζουν τον ρόλο πυρήνων συμπύκνωσης και επιταχύνουν την ανακρυστάλλωση του ημιαγωγού. Στο σχήμα 3.1 παρουσιάζουμε ένα άλλο σενάριο [16] που έχει ιδιαίτερο ενδιαφέρον και είναι συμβατό εν γένει με τα διαγράμματα φάσης των κραμάτων. Όταν εναποθέσουμε μέταλλο πάνω από έναν άμορφο στρώμα γερμανίου ¹ δημιουργείται ένα εύτηκτο σύστημα που θα τήκεται (ή ανακρυσταλλώνεται) σε θερμοκρασία μικρότερη από τις θερμοκρασίες τήξης του μετάλλου ή του ημιαγωγού. Καθώς θερμαίνουμε σε θερμοκρασία χαμηλότερη από τη θερμοκρασία τήξης του εύτηκτου συστήματος το γερμάνιο εισχωρεί και διαλύεται μέσα στο στρώμα του μετάλλου. Σύμφωνα με την τυπική συμπεριφορά των κραμάτων διαλυτότητας του γερμανίου μέσα στο μέταλλο εξαρτάται από τη θερμοκρασία, έτσι όταν αρχίζει το σύστημα να ψύχεται και η διαλυτότητα του γερμανίου μειώνεται, άτομα γερμανίου διαχέονται προς το υπόστρωμα όπου και κρυσταλλώνονται. Καταλήγουμε λοιπόν με ένα στρώμα γερμανιδίων (ή και ένα στρώμα μετάλλου στην κορυφή) και ένα ανακρυσταλλωμένο στρώμα γερμανίου πάνω από το κρυσταλλικό υπόστρωμα.

Η διαδικασία ενεργοποίησης των προσμείξεων σε χαμηλές θερμοκρασίες παρουσία μετάλλου εμφανίζεται στη βιβλιογραφία το 2008 [21] και ονομάζεται MIDA (Metal Induced Dopant Activation). Η MIDA στηρίζεται στη διαδικασία MIC για την ενεργοποίηση των προσμείξεων σε χαμηλές θερμοκρασίες και την αποτροπή των αρνητικών επιπτώσεων που προαναφέρθηκαν. Το μέταλλο εναποτίθεται στις περιοχές που εμφυτεύουμε τις προσμείξεις και η διάταξη θερμαίνεται σε σχετικά χαμηλή θερμοκρασία κοντά στη θερμοκρασία ανακρυστάλλωσης του εύτηκτου συστήματος μετάλλου-γερμανίου, έτσι κατά την ανακρυστάλλωση που συμβαίνει όταν η διάταξη ψύχεται οι προσμείξεις έχουν μεγάλη πιθανότητα να καταλάβουν πλεγματικές

¹ Τα ίδια ισχύουν και για εναπόθεση σε κρυσταλλικό γερμάνιο αλλά επειδή η εναπόθεση του μετάλλου γίνεται μετά την ιοντική εμφύτευση θεωρούμε το στρώμα κοντά στη διεπιφάνεια μετάλλου-γερμανίου σχεδόν άμορφο



Σχήμα 3.1: Σχηματική αναπαράσταση της διαδικασίας MIC

θέσεις και να καταστούν ηλεκτρικά ενεργές.

Εκτός από τη μείωση της θερμοκρασίας κρυστάλλωσης η MIDA έχει μια ακόμα ευεργετική επίδραση στις διόδους, το φαινόμενο snow-plough [22]. Όταν δημιουργούνται γερμανίδια σε μια περιοχή που έχουμε εμφυτεύσει προσμείξεις υπάρχει η τάση τα άτομα της πρόσμειξης να συσσωρεύονται προς την διεπιφάνεια γερμανιδίων-ημιαγωγού και γερμανιδίων-μετάλλου. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα τη μείωση της σειριακής αντίστασης της διόδου.

Τέλος θα πρέπει να αναφέρουμε ότι η παρουσία των ατόμων μετάλλου στον ημιαγωγό εισάγει ενδοχασματικές καταστάσεις στον ημιαγωγό [19,20] που μπορεί να αυξήσουν το ανάστροφο ρεύμα της διόδου. Όλα τα παραπάνω θα είναι χρήσιμα για την αξιολόγηση των ηλεκτρικών επιδόσεων της διόδου που θα παρουσιάσουμε σε επόμενο κεφάλαιο.

Κλείνοντας θα πρέπει να αναφέρουμε τις επιδόσεις που βρίσκουμε για διόδους που έχουν παρασκευαστεί σε γερμάνιο ώστε να έχουμε ένα μέτρο σύγκρισης για την αξιολόγηση των αποτελεσμάτων μας. Στο πλαίσιο της MIDA οι J.H Park et al [21] κατασκεύασαν διόδους p^+n,n^+p εμφυτεύοντας βόριο και φώσφορο και ενεργοποίησαν τις προσμείξεις σε θερμοκρασία 380°C επικαλύπτοντας τη διάταξη πριν τη θέρμανση με 50nm καβαλτίου. Οι μετρήσεις τους έδωσαν υψηλές πυκνότητες ρεύματος, $221 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$ και $135 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$ για τις διόδους n^+p και p^+n αντίστοιχα υπό ορθή πόλωση $|V_F| = 2\text{V}$ και λόγο ορθού προς ανάστροφο ρεύμα ίσο με 2×10^4 . Οι Nishimura et al [23] έφτιαξαν διόδους και των δύο τύπων χρησιμοποιώντας ένα στρώμα νικελίου 50nm για να ενεργοποιήσουν τις προσμείξεις στους 300°C . Η πυκνότητα ρεύματος που πέτυχαν στις n^+p διόδους ήταν της τάξης των $300 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$ υπό ορθή πόλωση $|V_F| = 1\text{V}$ και ο λόγος των πυκνοτήτων ρεύματος ορθής προς ανάστροφης πόλωσης βρέθηκε ίσος με 3×10^3 . Τέλος οι Yu et al [24] κατάφεραν να παρασκευάσουν το 2009 διόδους n^+p με πυκνότητα ρεύματος $120 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$ και λόγο ορθής προς ανάστροφης τάσης ίσο με 1.1×10^4 σε τάση 1 V. Η μέθοδος που ακολούθησαν ήταν να αναπτύξουν πάνω σε πυρίτιο ένα στρώμα γερμανίου το οποίο εμπλουτίστηκε κατά την ανάπτυξη του, συναπότεθηκε δηλαδή φώσφορος καθώς το στρώμα γερμανίου αναπτυσσόταν

στους 600°C.

Κεφάλαιο 4

Παρασκευή και δομικός χαρακτηρισμός

διόδων γερμανίου

Εισαγωγή

Οι δίοδοι γερμανίου που παρασκευάστηκαν και θα αναλυθούν είναι προϊόν συνεργασίας μεταξύ του εργαστηρίου Μοριακής Επιταξίας του Ινστιτούτου Επιστήμης Υλικών (Ι.Ε.Υ) του Ε.ΚΕ.Φ.Ε Δημόκριτος με το Ινστιτούτο Μικροηλεκτρονικής του κέντρου. Ακολουθεί μια σύντομη περιγραφή της πειραματικής διάταξης που χρησιμοποιήθηκε για την εναπόθεση του στρώματος θωράκισης και της επιμετάλλωσης των διόδων. Τα υπόλοιπα στάδια της παρασκευής έγιναν από τον Δρ Βασίλειο Ιωάννου-Σουγλερίδη στο ινστιτούτο Μικροηλεκτρονικής. Επιπλέον θα αναλυθούν πειράματα που έγιναν για να μελετηθούν οι αντιδράσεις γερμανίου-πλατινας στα πλαίσια της MIC. Τέλος με τη βοήθεια μετρήσεων SIMS θα μπορέσουμε να αναλύσουμε την κατανομή των προσμείξεων στη διάταξη μας ώστε να γίνει η σύνδεση της με τον ηλεκτρικό χαρακτηρισμό των διόδων που θα ακολουθήσει στο επόμενο κεφάλαιο.

4.1 Πειραματική Διάταξη MBE

Η επιταξία με μοριακές δέσμες(MBE-Molecular Beam Epitaxy) είναι μια μέθοδος εναπόθεσης λεπτών υμενίων σε υπερυψηλό κενό($\sim 10^{-10}$ torr). Η μέθοδος MBE παρουσιάζει πολλά πλεονεκτήματα σε σύγκριση με άλλες μεθόδους ανάπτυξης λεπτών υμενίων(π.χ CVD-Chemical Vapor Deposition) όπως

- Έλεγχος της ανάπτυξης σε πραγματικό χρόνο
- Ανάπτυξη ετεροδομών ατομικών διαστάσεων
- Έλεγχος της στοιχειομετρίας
- Ανάπτυξη ομοιόμορφων δειγμάτων υψηλής καθαρότητας ελαχιστοποιώντας τις προσμείξεις

Η επίτευξη υπερυψηλού κενού πραγματοποιείται με συνδυαστική χρήση μοριακών αντλιών, κρυοαντλιάς αζώτου και αντλιάς TSP(Titanium Sublimation Pump). Σε αυτές τις συνθήκες(πολλή χαμηλής πίεσης) είναι δυνατή η ταυτόχρονη καταγραφή της επιφανειακής ανάπτυξης με τη χρήση τεχνικών όπως RHEED(Relfection High Energy Electron Diffraction) ή LEED(Low Energy Electron Diffraction). Τα υλικά προς εναπόθεση εξαχνώνονται σε κατάλληλα κελιά(Knudsen cells) ή με τη χρήση κανονίου ηλεκτρονίων(e-gun) για τα λιγότερο πτητικά υλικά. Ο ρυθμός εναπόθεσης καταγράφεται με τη βοήθεια κρυστάλλων quartz. Επιπλέον υπάρχει η δυνατότητα ανάπτυξης οξειδίων με μοριακό ή ατομικό οξυγόνο που δημιουργείται με τη βοήθεια πηγής RF(Radio Frequency) πλάσματος.

Η διάταξη MBE του Ε.ΚΕ.Φ.Ε Δημόκριτος είναι τύπου DCA 600, στο σχήμα 4.1 βλέπουμε το εμπρόσθιο τμήμα του θαλάμου ανάπτυξης και απαριθμούμε τα βασικότερα στοιχεία του

1. Στοιχείο θέρμανσης του υποστρώματος



Σχήμα 4.1: Διάταξη MBE DCA 600, πρόσθια όψη

2. Βαλβίδα διαχωρισμού μεταξύ προθαλάμου και κεντρικού θαλάμου
3. Προθάλαμος
4. Κάμερα RHEED
5. Παράθυρο άμεσης παρατήρησης δείγματος
6. Κανόνι ηλεκτρονίων για την εξάχνωση υλικών
7. Knudsen Cell
8. Σύστημα περιστροφής υποστρώματος
9. Άξονας μεταφοράς υποστρώματος
10. Ανιχνευτής πίεσης θαλάμου (Ion Gauge)

11. Αντλία TSP(Titanium Sublimation Pump)
12. Ανεμιστήρας
13. Κρυοαντλία
14. Μπουκάλες αερίων οξυγόνου,αζώτου
15. Μαγνητικό σκέπαστρο κανονιού ηλεκτρονίων
16. Μαγνητικό σκέπαστρο κρυστάλλου μέτρησης του ρυθμού ανάπτυξης



Σχήμα 4.2: Διάταξη MBE DCA 600,οπίσθια όψη

Στο σχήμα 4.2 βλέπουμε την οπίσθια όψη του θαλάμου με τα βασικά του στοιχεία

1. Στροβιλομοριακή αντλία(Turbomolecular pump)
2. Σωλήνας κενού του RHEED
3. Knudsen cell
4. Κανόνι ηλεκτρονίων για το RHEED
5. Φασματογράφος μάζας
6. Πηγή πλάσματος αερίων(RF plasma)



(α') Κεντρική μονάδα ελέγχου



(β') Ηλεκτρονικοί υπολογιστές κεντρικής μονάδας

Σχήμα 4.3: Μηχανισμός ελέγχου MBE

Η θερμοκρασία του υποστρώματος, τα μαγνητικά σκέπαστρα, ο ρυθμός εναπόθεσης, η καταγραφή της πίεσης και η στοιχειομετρία των αερίων στον θάλαμο ελέγχονται από την κεντρική μονάδα ελέγχου με τη συνδρομή δύο ηλεκτρονικών υπολογιστών(σχήμα 4.3).

Η διαδικασία για την εναπόθεση υλικού σε επιλεγμένο υπόστρωμα είναι η εξής:

- Αρχικά το υλικό κόβεται σε τετράγωνο κομμάτι με πλευρά 1cm και τοποθετείται σε έναν ειδικό υποδοχέα(holder).
- Το δείγμα εισάγεται στον προθάλαμο και τοποθετείται στον άξονα μεταφοράς υποστρώματος.
- θέτουμε σε λειτουργία την μηχανική και την στροβιλομοριακή αντλία και περιμένουμε έως ότου η πίεση πέσει στα 10^{-5} torr.
- Ανοίγουμε τη βαλβίδα διαχωρισμού θαλάμου/προθαλάμου και με τον άξονα μεταφοράς εισάγουμε τον υποδοχέα στον κεντρικό θάλαμο.
- Αποσπάμε με το σύστημα περιστροφής υποστρώματος τον υποδοχέα από τον άξονα μεταφοράς και ο τελευταίος αποσύρεται στον προθάλαμο.

- Κλείνουμε τη βαλβίδα ασφαλείας περιμένοντας η πίεση να πέσει περίπου στα 10^{-9} – 10^{-10} torr.
- Η εναπόθεση μπορεί να αρχίσει χρησιμοποιώντας τα Knudsen cells ή το κανόνι ηλεκτρονίων για την εξάχνωση των υλικών. Παράλληλα μπορούμε να εισάγουμε στο θάλαμο μοριακό ή ατομικό οξυγόνο εάν επιθυμούμε την παρασκευή οξειδίων.

4.2 Διαδικασία παρασκευής

Για την παρασκευή των διόδων χρησιμοποιήθηκαν υποστρώματα γερμανίου p και n τύπου ειδικής αντίστασης (1.1 – 2.1) Ωcm και (2.1 – 2.9) Ωcm . Τα δείγματα p-τύπου περιείχουν Βόριο(Boron) με συγκέντρωση της τάξης $5 \cdot 10^{15} \frac{at}{cm^3}$ και τα n-τύπου περιέχουν φώσφορο με συγκέντρωση της τάξης $10^{15} \frac{at}{cm^3}$, η εκτίμηση γίνεται από το σχήμα 1.7.

Αρχικά τα υποστρώματα και των δύο τύπων θερμάνθηκαν για 30 λεπτά στους $500^\circ C$ σε υψηλό κενό για να καθαριστούν οι επιφάνειες τους. Ακολούθησε εναπόθεση 100 nm SiO_x με sputtering και θέρμανση των δειγμάτων για 30 λεπτά σε ατμόσφαιρα μοριακού οξυγόνου στους $500^\circ C$ για τον εμπλουτισμό του οξειδίου του πυριτίου με οξυγόνο(δημιουργία μάσκας). Ο εμπλουτισμός γίνεται ώστε να έχουμε περαιτέρω οξείδωση του SiO_x ¹ για να πάρουμε σταθερότερο διηλεκτρικό. Έπειτα επικαλύπτουμε τα δείγματα με φωτοευαίσθητο υλικό και μετά με χημική χάραξη αφαιρούμε επιλεγμένα κομμάτια της μάσκας και του στρώματος θωράκισης για να δημιουργήσουμε τις περιοχές που θα γίνει η ιοντική εμφύτευση.

Οι συνθήκες της ιοντικής εμφύτευσης και τα ιόντα που χρησιμοποιήθηκαν φαίνονται στον πίνακα που ακολουθεί Μετά την εμφύτευση επαναλάβαμε την χημική χάραξη για να εξασφαλίσουμε την απομάκρυνση πιθανών υπολειμμάτων του διηλεκτρικού.

Κατά την διαδικασία της εμφύτευσης, ο ημιαγωγός βομβαρδίζεται από ιόντα με μεγάλη

¹ Δημιουργώντας σε μεγάλη στοιχειομετρία SiO_2

Ημιαγωγός	Ιόντα	Ενέργεια Εμφύτευσης(keV)	Διατομή Δέσμης(cm^{-2})	Ρεύμα Δέσμης(μA)
n τύπου	BF_2	50	210^{15}	3 μA
p τύπου	P	25	210^{15}	3 μA

Πίνακας 4.1: Συνθήκες ιοντικής εμφύτευσης

κινητική ενέργεια δημιουργώντας πληθώρα ατελειών στο κρυσταλλικό πλέγμα. Για να μπορέσουμε να επαναφέρουμε τον ημιαγωγό στην αρχική κρυσταλλική του μορφή θα πρέπει να τον θερμάνουμε για να επιτευχθεί ανακρυστάλλωση του ημιαγωγού. Επιπλέον κατά τη διαδικασία της ανακρυστάλλωσης οι προσμείξεις έχουν μεγάλη πιθανότητα να ενεργοποιηθούν, να αντικαταστήσουν δηλαδή ένα άτομο ημιαγωγού στο κρυσταλλικό πλέγμα. Η συνήθης πρακτική που ακολουθείται είναι να θερμάνουμε τον αγωγό για να αποκαταστήσουμε την κρυσταλλική του δομή και στην συνέχεια να φτιάξουμε την μεταλλική επαφή για να μπορέσουμε να μετρήσουμε τα ηλεκτρικά χαρακτηριστικά του. Στην παρούσα εργασία θα ακολουθήσουμε την αντίστροφη πορεία για να εκμεταλλευτούμε τη διαδικασία MIC/MIDA ώστε να μπορέσουμε να ενεργοποιήσουμε τις προσμείξεις σε χαμηλότερη θερμοκρασία.

Μετά την εμφύτευση των προσμείξεων και την δεύτερη χημική χάραξη εναποτέθηκε στρώμα πλατίνας (Pt) πάχους 50nm σε θερμοκρασία περιβάλλοντος, η πλατίνα εξαχνώθηκε χρησιμοποιώντας το κανόνη ηλεκτρονίων του θαλάμου μοριακής επιταξίας, με ρυθμό $0.4 \frac{\text{\AA}}{s}$. Στο τελικό στάδιο τα δείγματα θερμάνθηκαν σε ατμόσφαιρα μοριακού αζώτου (N_2) υπό σταθερή θερμοκρασία 350°C για 2,5,10,20 και 30 λεπτά ώστε να μελετήσουμε την επίδοσή τους για διαφορετικούς χρόνους θέρμανσης. Παρασκευάστηκε επίσης μια δεύτερη σειρά δειγμάτων πανομοιότυπη με την προηγούμενη η οποία όμως στο τελικό στάδιο θερμάνθηκε στους 300°C για τα ίδια χρονικά διαστήματα. Κλείνοντας το κεφάλαιο θα πρέπει να σημειώσουμε ότι η συγκέντρωση των προσμείξεων που εμφυτεύτηκαν στο εργαστήριο είναι περίπου 4 τάξεις μεγέθους μεγαλύτερη από την συγκέντρωση φορέων που περιείχαν τα υποστρώματα, επομένως οι επαφές που

Κορυφή	Φάση	Κορυφή	Φάση	Κορυφή	Φάση	Κορυφή	Φάση
A1	<i>Ge</i> (200)	B1	<i>Ge₃Pt₂</i> (301)	C1	<i>Ge₃Pt₂</i> (201)	D1	<i>GePt</i> (100)
A2	<i>Pt</i> (100)	B2	<i>Ge₂Pt₃</i> (041)	C2	<i>Ge₃Pt₂</i> (301)	D2	<i>GePt</i> (020)
A3	<i>Pt</i> (200)	B3	<i>Ge₂Pt</i> (011)	C3	<i>Ge₃Pt₂</i> (401)	D3	<i>Ge₂Pt</i> (011)
		B4	<i>Ge₂Pt</i> (200)	C4	<i>Ge₂Pt</i> (011)	D4	<i>Ge₃Pt₂</i> (312)
		B5	<i>GePt</i> (200)	C5	<i>Ge₂Pt₃</i> (060)	D5	<i>GePt₂</i> (300)
		B6	<i>Ge₂Pt₃</i> (313)	C6	<i>Ge₂Pt₃</i> (213)	D6	<i>GePt</i> (130)

Πίνακας 4.2: Κορυφές XRD του σχήματος 4.4 και οι αντίστοιχες φάσεις πλατίνας-γερμανίου

δημιουργήσαμε ήταν τύπου p^+n και n^+p .

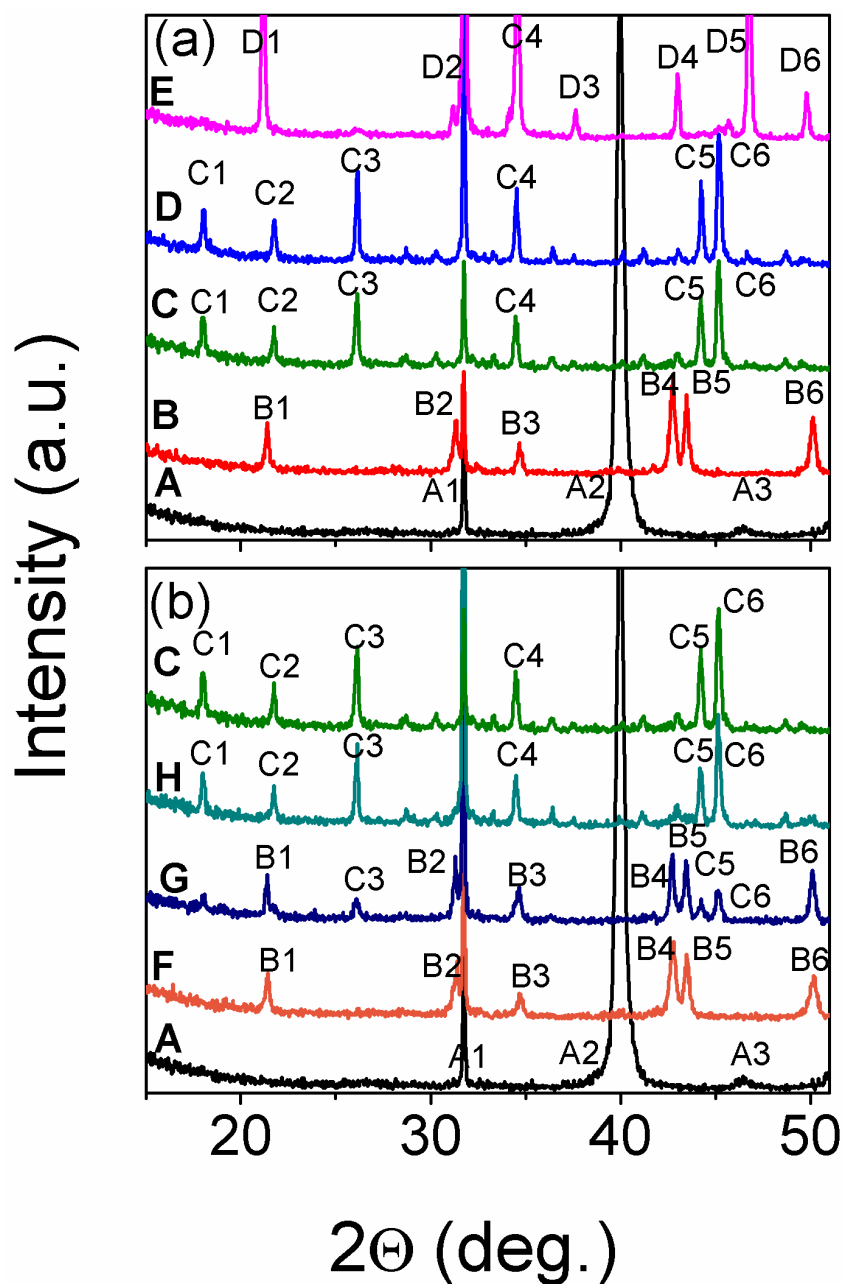
4.3 Μελέτη των αντιδράσεων πλατίνας-γερμανίου

Για να κατανοήσουμε καλύτερα τις αντιδράσεις μεταξύ γερμανίου-πλατίνας στο πλαίσιο της MIC δημιουργήσαμε δείγματα στα οποία εναποθέσαμε πλατίνα πάχους 50 nm σε υπόστρωμα γερμανίου χωρίς να προηγηθεί εμφύτευση προσμείξεων. Τα δείγματα αυτά χωρίστηκαν σε δύο ομάδες και υποβλήθησαν σε θέρμανση υπό διαφορετικές συνθήκες. Η πρώτη ομάδα υποβλήθηκε σε ισοχρονική θέρμανση για 30 λεπτά σε θερμοκρασίες 300,350,400 και 450°C ενώ η δεύτερη σε ισόθερμη θέρμανση στους 350°C για χρονικό διάστημα 5,10,15,20 και 30 λεπτά.

Όλα τα δείγματα μετρήθηκαν με τη τεχνική XRD (X-ray diffraction) για να αναλυθεί η χημική και κρυσταλλογραφική τους σύσταση. Τα αποτελέσματα των μετρήσεων φαίνονται στο διάγραμμα 4.4.

Η χημική σύσταση και οι κρυσταλλογραφικές διευθύνσεις των κορυφών που εμφανίζονται στο XRD φάσμα καταγράφονται στον πίνακα 4.2.

Όπως βλέπουμε από τα φάσματα XRD η πλατίνα δεν αντιδρά με το γερμάνιο σε θερμοκρασία περιβάλλοντος αφού οι μόνες κορυφές που εμφανίζονται είναι αυτές τις πλατίνας και του υποστρώματος του ημιαγωγού. Στην ισοχρονική θέρμανση όταν η θερμοκρασία θέρμανσης είναι 300°C εμφανίζονται κορυφές που αντιστοιχούν σε φάσεις γερμανιδίων με μεγαλύτερη



Σχήμα 4.4: Φάσματα XRD για την ανίχνευση γερμανιδίων σε δείγματα υποστρώματος γερμανίου με 50 nm πλατίνες χωρίς εμφύτευση προσμείξεων. (a) Ισόχρονη θέρμανση για 30 λεπτά. Η γραμμή A αντιστοιχεί σε δείγμα που δεν θερμάνθηκε και οι γραμμές B,C,D και E αντιστοιχούν σε δείγματα που θερμάνθηκαν 300,350,400 και 450°C (b) Ισόθερμη θέρμανση σε θερμοκρασία 350°C, η γραμμή A αντιστοιχεί σε δείγμα που δεν θερμάνθηκε και οι γραμμές F,G,H και C αντιστοιχούν σε δείγματα που θερμάνθηκαν για 5,10,15,20 και 30 λεπτά αντίστοιχα.

στοιχειομετρία σε γερμάνιο (B4) ή πλατίνα (B6). Τα φάσματα για τις θερμοκρασίες των 350°C και 400°C είναι πανομοιότυπα, με ισορροπία στις φάσεις όπου υπερισχύει το γερμάνιο ή η πλατίνα. Όταν η θερμοκρασία θέρμανσης είναι 450°C τότε οι επικρατούσες κορυφές είναι πλούσιες σε γερμάνιο (D1,C4,D5).

Από την εξέλιξη των φάσεων μπορούμε να συμπεράνουμε ότι υπάρχει διάχυση πλατίνας προς το υποστρώμα γερμανίου και αντίστροφα. Οι φάσεις που είναι πλούσιες σε πλατίνα θα σχηματίζονται στο πάνω μέρος της διάταξης όπου έχει εναποτεθεί το μέταλλο. Αντίστοιχα οι φάσεις που είναι πλούσιες σε γερμάνιο θα σχηματίζονται προς το μέρος του υποστρώματος γερμανίου. Στη θερμοκρασία των 350°C ή 400°C η διάχυση προχωρά ταχύτερα γι' αυτό παρατηρούμε μια ισορροπία μεταξύ των διαφορετικών φάσεων των γερμανιδίων. Τελικά όταν η θερμοκρασία θέρμανσης φθάσει τους 450°C η επιτάχυνση της διάχυσης θα δημιουργήσει περισσότερα γερμανίδια πλούσια σε γερμάνιο αφού η ποσότητα του γερμανίου είναι κατα πολύ μεγαλύτερη.

Στα φάσματα της ισοθερμικής θέρμανσης γερμανίδια εμφανίζονται στο δείγμα που θερμάνθηκε για 5 λεπτά και η κορυφή της πλατίνας δεν παρατηρείται. Από την ένταση των κορυφών μπορούμε να συμπεράνουμε ότι οι αντιδράσεις αρχίζουν πολύ νωρίτερα. Θα πρέπει τέλος να τονίσουμε ότι τα φάσματα της ισόχρονης θέρμανσης για 5 λεπτά (4.5b-F) και της θέρμανσης στους 300°C για 30 λεπτά(4.5a-B) δεν έχουν διαφορές. Επομένως μια θερμοκρασία μεταξύ των 300°C και 350°C για την θέρμανση των διόδων θα οδηγήσει στη δημιουργία διαφορετικών φάσεων γερμανιδίων της πλατίνας.

4.4 Δομικός χαρακτηρισμός επαφών p-n

Για να μελετήσουμε το προφίλ του εμπλουτισμού των επαφών αλλά και να διερευνήσουμε τις αντιδράσεις πλατίνας-γερμανίου παρουσία προσμείξεων, αναλύσαμε τις διόδους με τις με-

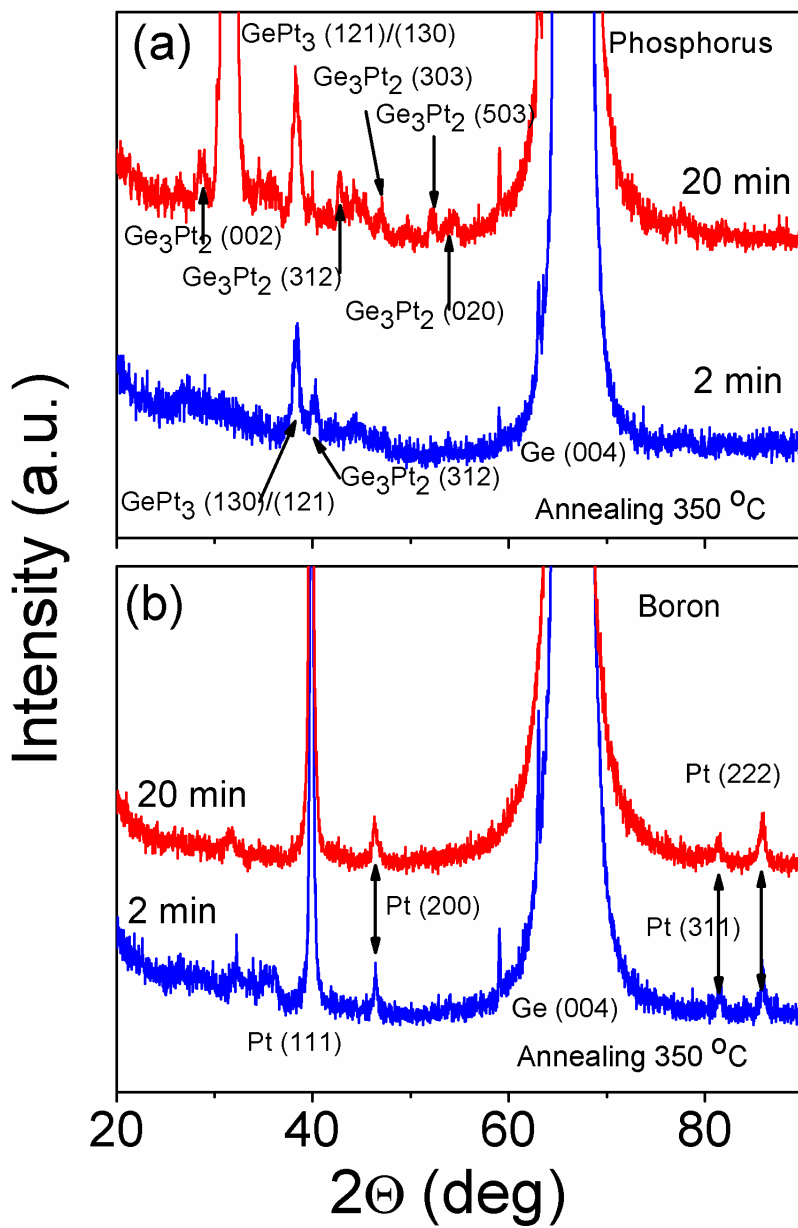
θόδους XRD και SIMS (Secondary ion mass spectroscopy). Τα XRD φάσματα θα μας δώσουν πληροφορίες για τις αντιδράσεις πλατίνας-γερμανίου κατά τη θέρμανση των εμφυτευμένων υποστρωμάτων. Με τη βοήθεια της μεθόδου SIMS θα μπορούσαμε να πάρουμε μια αναλυτική εικόνα της της εγκάρσιας κατανομής πλατίνας, γερμανίου και προσμείξεων των διόδων.

Στο διάγραμμα 4.5 βλέπουμε τα φάσματα XRD διόδων n^+p και p^+n για δυο διαφορετικές θερμοκρασίες θέρμανσης. Τα διαγράμματα έχουν εστιαστεί γιατί η ένταση των κορυφών είναι μικρή, αφού η επιφάνεια των διόδων είναι μικρή σε σύγκριση με την ολική επιφάνεια του δείγματος.

Τα δύο φάσματα του διαγράμματος 4.5 έχουν μεγάλες διαφοροποιήσεις. Καταρχάς το φάσμα της διόδου n^+p είναι όπως διαισθητικά περιμέναμε, αν λάβουμε υπόψιν μας τα συμπεράσματα από τα πειράματα πλατίνας-γερμανίου που προαναφέραμε. Από τα 2 πρώτα λεπτά της θέρμανσης στους 350°C δημιουργούνται γερμανίδια. Με την αύξηση του χρόνου θέρμανσης το στρώμα των γερμανιδίων αυξάνεται σημαντικά όπως υποδεικνύει και η αύξηση της έντασης των κορυφών.

Στην περίπτωση όμως της διόδου p^+n οι μόνες κορυφές που παρατηρούνται, ακόμα και μετά από 20 λεπτά θέρμανσης στους 350°C είναι αυτή του υποστρώματος (γερμάνιο) και του στρώματος πλατίνας που εναποθέσαμε στις διόδους. Αυτή η διαφοροποίηση δεν μπορεί να αποδοθεί στη μικρότερη ζημιά που υπέστη το υπόστρωμα κατά την εμφύτευση του βορίου, όπως αναφέραμε και σε προηγούμενη παράγραφο. Ο παραπάνω λόγος θα πρέπει να αποκλειστεί αφού όπως είδαμε από τα πειράματα που έγιναν στα δείγματα που δεν προηγήθηκε εμφύτευση, επομένως δείγματα με σχεδόν μηδαμινές ατέλειες στο υπόστρωμα, οι αντιδράσεις μεταξύ πλατίνας και γερμανίου λαμβάνουν χώρα ακόμη και σε μικρότερες θερμοκρασίες. Η διαφοροποίηση αυτή μπορεί να αποδοθεί στην παρουσία του βορίου. Βιβλιογραφικά αναφέρεται ότι όταν εμφυτεύεται βόριο σε μεγάλες συγκεντώσεις² δημιουργούνται συσσωματώσεις ατόμων βορίου που είναι

²Αυτό ισχύει στις διόδους p^+n που δημιουργήσαμε



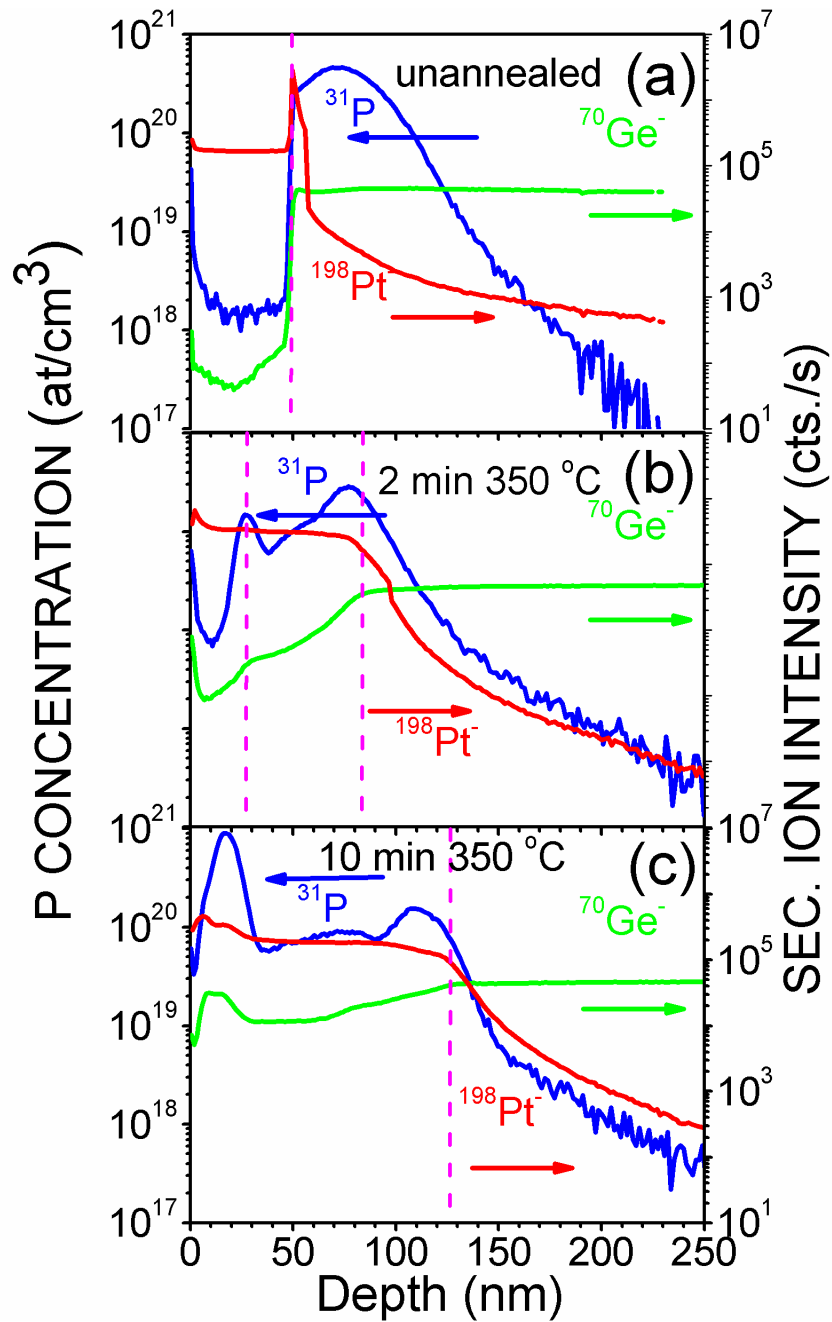
Σχήμα 4.5: Φάσματα XRD για τις διόδους (a) n^+p και (b) p^+n σε θερμοκρασία θέρμανσης 350°C για χρόνο 2 και 20 λεπτών

σταθερές σε θέρμανση υπό χαμηλή θερμοκρασία [4, 5, 7, 8]. Είναι λοιπόν πιθανό αυτές οι συσσωματώσεις να επιβραδύνουν τη διάχυση που είναι απαραίτητη για τη δημιουργία γερμανιδίων.

Οι μετρήσεις SIMS είναι για τις διόδους n^+p παρατίθενται στο διάγραμμα 4.6. Στο δείγμα που δεν υποβλήθηκε σε θέρμανση βλέπουμε ότι δεν υπάρχει ανάμιξη γερμανίου-πλατίνας. Ο εμφυτευμένος φώσφορος κατανέμεται σε βάθος περίπου 25nm μέσα στο υπόστρωμα γερμανίου. Μετά από 2 λεπτά θέρμανσης είναι εμφανής η διάχυση γερμανίου προς το στρώμα πλατίνας και αντίστροφα με αποτέλεσμα τη δημιουργία γερμανιδίων της πλατίνας όπως είχαμε παρατηρήσει και προηγουμένως στα φάσματα XRD. Το πάχος του στρώματος των γερμανιδίων εκτιμάται περίπου στα 58nm το πάχος του στρώματος πλατίνας έχει μειωθεί περίπου στα 26nm(από τα αρχικά 50nm). Η κατανομή του φωσφόρου έχει δύο κορυφές στα όρια του στρώματος των γερμανιδίων με την μεγαλύτερη στη διεπιφάνεια γερμανιδίων-υποστρώματος. Αυτή η κατανομή εξηγείται από το φαινόμενο snow-plough σύμφωνα με το οποίο όταν οι εισαγόμενες προσμείξεις έχουν χαμηλή διαλυτότητα στο γερμάνιο τότε θα συσσωρευτούν στα άκρα του στρώματος των γερμανιδίων που θα δημιουργηθεί [22].

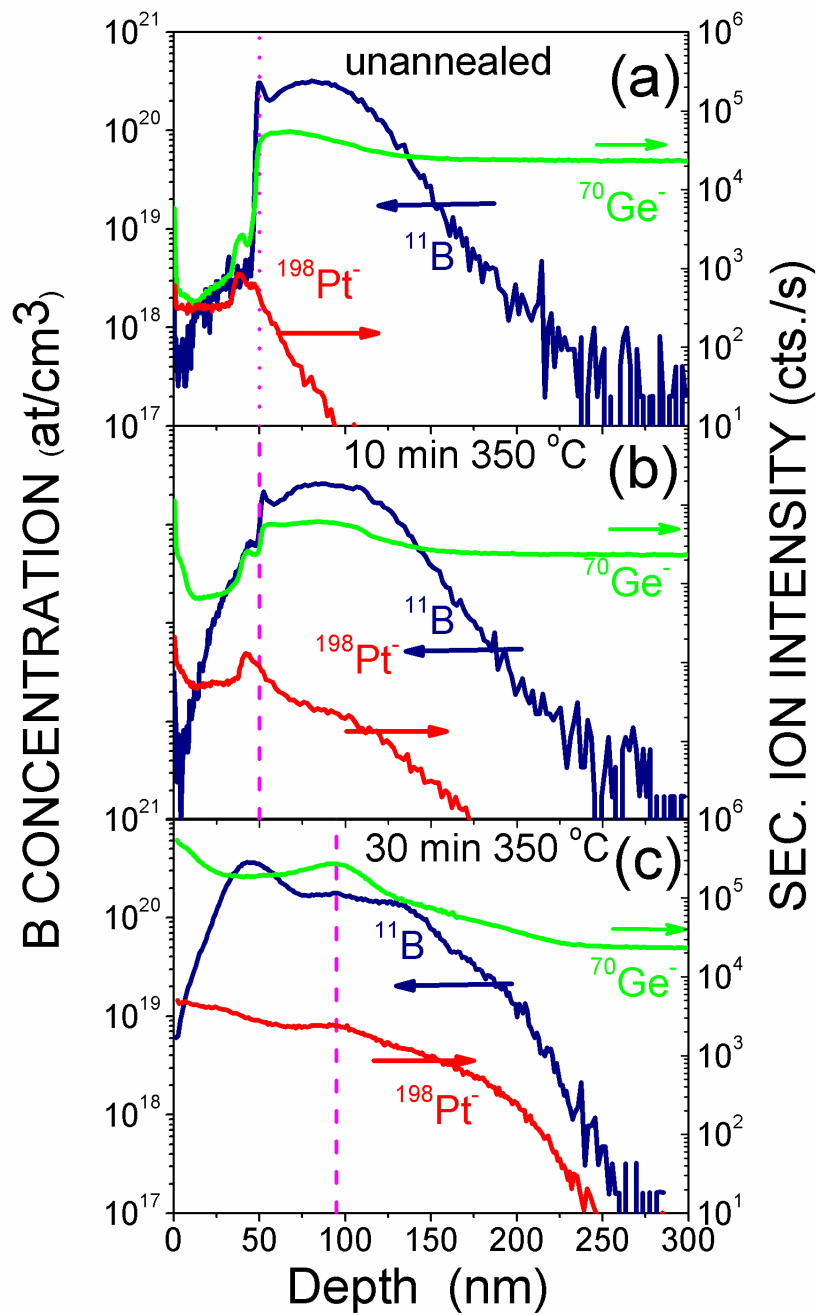
Όταν ο χρόνος θέρμανσης αυξηθεί στα 10 λεπτά τότε η διάχυση της πλατίνας προς το γερμάνιο και του γερμανίου προς την επιφάνεια επιταχύνεται. Το πάχος του στρώματος των γερμανιδίων αυξάνεται και φθάνει τα 100nm και ο περισσότερος φώσφορος μετατοπίζεται κοντά στην επιφάνεια, αφού η δεύτερη κορυφή που βρισκόταν στην διεπιφάνεια γερμανιδίων-γερμανίου μειώνεται. Καθώς ο χρόνος θέρμανσης αυξάνεται στα 20 ή 30 λεπτά τα φάσματα δεν διαφοροποιούνται από αυτά των δειγμάτων που θερμάνθηκαν για 10 λεπτά. Με την ολοκλήρωση των καμπυλών SIMS συμπεραίνουμε ότι δεν υπάρχει σημαντική απώλεια προσμείξεων που θέ.

Στο διάγραμμα 4.7 βλέπουμε τα φάσματα SIMS για τις διόδους p^+n σε διαφορετικές θερμοκρασίες θέρμανσης. Αρχικά από το φάσμα της διόδου που δεν έχει υποβληθεί σε θέρμανση παρατηρούμε ότι δεν υπάρχει ανάμειξη βορίου, γερμανίου και πλατίνας. Το βόριο που εμφυτεύσαμε έχει κατανεμηθεί 33nm βαθύτερα από τη διεπιφάνεια πλατίνας-γερμανίου. Τα φάσματα



Σχήμα 4.6: Φάσματα SIMS για τις διόδους n^+p . Οι στικτές κόκκινες γραμμές σηματοδοτούν το όριο μεταξύ πλατίνας ή γερμανιδίων της πλατίνας και του υποστρώματος γερμανίου

για χρόνους θέρμανσης 2 και 5 λεπτών δεν διαφοροποιούνται από την που μόλις περιγράψαμε. Η διάχυση και ανάμειξη πλατίνας-γερμανίου ξεκινά μετά τα 10 λεπτά θέρμανση όπως βλέπουμε και από το φάσμα 4.7(b), επιπλέον άτομα βορίου αρχίζουν και μετακινούνται προς την επιφάνεια ενώ στο υπόστρωμα οι κατανομές των στοιχείων δεν μεταβάλλονται (παρόμοια δεδομένα παίρνουμε και από τα φάσματα των 20 λεπτών θέρμανσης). Με τη συνδρομή και των φασμάτων XRD συμπεραίνουμε ότι δεν έχουμε ακόμα τον σχηματισμό γερμανιδίων της πλατίνας. Τέλος όταν ο χρόνος θέρμανσης φθάσει στα 30 λεπτά, η πλατίνα εισχωρεί βαθύτερα προς το κυρίως σώμα του υποστρώματος ενώ το βόριο διαχέεται προς την επιφάνεια 4.7(c).



Σχήμα 4.7: Φάσματα SIMS για τις διόδους p^+n . Οι στικτές κόκκινες γραμμές σηματοδοτούν το όριο μεταξύ πλατίνας ή γερμανιδίων της πλατίνας και του υποστρώματος γερμανίου

Κεφάλαιο 5

Ηλεκτρικός χαρακτηρισμός και μοντελοποίηση διόδων pn γερμανίου

5.1 Εισαγωγή

Στο παρών κεφάλαιο θα παρατεθούν οι ηλεκτρικές μετρήσεις για τις διόδους p^+n και n^+p που παρασκευάστηκαν. Διαφορετικές μετρήσεις έγιναν για διαφορετικούς χρόνους θέρμανσης των διόδων. Θα προταθεί ένα μοντέλο για την προσαρμογή των πειραματικών δεδομένων και θα υπολογιστούν χαρακτηριστικά μεγέθη των διόδων. Κλείνοντας την εισαγωγή θα πρέπει να αναφέρουμε ότι οι ηλεκτρικές μετρήσεις έγιναν σε συνεργασία με το Ινστιτούτο Μικροηλεκτρονικής του Ε.ΚΕ.Φ.Ε Δημόκριτος από τον Δρ Βασίλειο Ιωάννου-Σουγλερίδη.

5.2 Ηλεκτρικές μετρήσεις

Στο διαγράμμα 5.1 που ακολουθεί βλέπουμε την πυκνότητα ρεύματος στις n^+p και p^+n διόδους συναρτήσει της εφαρμοζόμενης συνεχούς(DC) τάσης για δείγματα που διαφοροποιού-

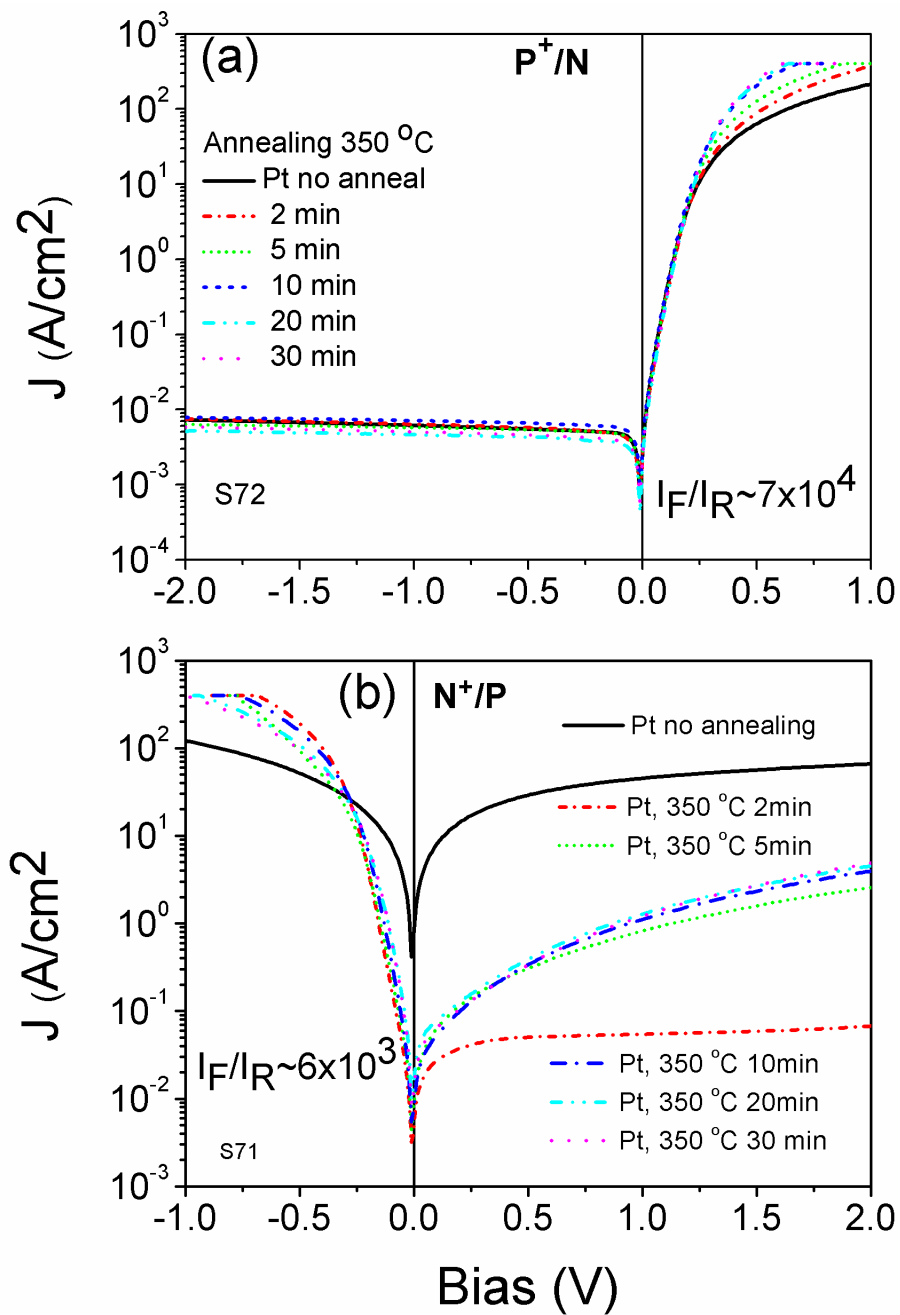
νται μόνο ως προς το χρόνο θέρμανσης τους μετά την επιμετάλλωση. Το εμβαδόν της επιφάνεια των διόδων είναι $2.5 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2}$. Όταν η πυκνότητα ρεύματος φθάσει τα $400 \frac{\text{A}}{\text{cm}^{-2}}$ η μέτρηση διακόπτεται (σημεία με φορέα παράλληλο στον άξονα της τάσης) για να αποφευχθεί η καταστροφή της διόδου. Για την πραγματοποίηση των μετρήσεων εκτός από την μεταλλική επαφή από πλατίνα στην πλευρά n στις διόδους n^+p (p στις p^+n) τύπου, επικαλύφθηκε η πλευρά p(n) τύπου με Γάλλιο-Ινδίο (GaIn) για τη δημιουργία ωμικής επαφής.

Όπως αναμέναμε (δες κεφάλαιο 3) οι επαφές p^+n έχουν ανορθωτική συμπεριφορά ακόμα και χωρίς να ακολουθήσει θέρμανση μετά την επιμετάλλωση. Η κύρτωση που παρατηρείται στην καμπύλη για τάσεις μεγαλύτερες από 0.4 V μπορεί να αποδοθεί σε μια σειριακή αντίσταση που εμφανίζεται κυρίως εξαιτίας των ατελειών που δημιουργήθηκαν μετά την εμφύτευση των ιόντων βορίου. Όπως παρατηρούμε η θέρμανση μειώνει την σειριακή αντίσταση αφού η κύρτωση εμφανίζεται σε μεγαλύτερες τάσεις όσο αυξάνεται ο χρόνος θέρμανσης. Αυτό προφανώς οφείλεται στην εξάλειψη των ατελειών λόγω της θέρμανσης στους 350°C . Είναι προφανές από το διάγραμμα ότι η θέρμανση μετά την επιμετάλλωση δεν έχει καμιά αλλη επίδραση στις ηλεκτρικές ιδιότητες της διόδου. Η διόδος με τον μεγαλύτερο λόγο¹ $\frac{I_f}{I_r}$ ίσο με 7×10^4 είναι αυτή που θερμάνθηκε μετά την επιμετάλλωση για 20 λεπτά.

Στον αντίποδα η διόδος n^+p χωρίς θέρμανση παρουσιάζει ωμική συμπεριφορά. Αυτό αποδίδεται όπως αναφέραμε στο προηγούμενο κεφάλαιο στην p-τύπου αγωγιμότητα που παρουσιάζει ένα σχεδόν άμορφο στρώμα γερμανίου εμπλουτισμένο με φωσφόρο. Η καμπύλη που αντιστοιχεί στη διόδο για χρόνο θέρμανσης 2 λεπτών έχει καθαρή ανορθωτικό χαρακτήρα με λόγο² $\frac{I_f}{I_r}$ ίσο με 6×10^3 . Ο λόγος των ρευμάτων είναι μια τάξη μεγέθους μικρότερος σε σχέση με αυτόν της p^+n διόδου λόγω του μεγάλου ανάστροφου ρεύματος στην περίπτωση των διόδων n^+p . Η αύξηση του χρόνου θέρμανσης αυξάνει αισθητά το ανάστροφο ρεύμα.

¹Τιμές που αντιστοιχούν σε τάσεις 0.67 V και -2 V αντίστοιχα

²Τιμές που αντιστοιχούν σε τάσεις -0.69 V και 2 V αντίστοιχα



Σχήμα 5.1: Μετρήσεις πυκνότητας ρεύματος J συναστίσει της εφαρμοζόμενης τάσης για διόδους (a) p^+n και (b) n^+p . Όλες οι διόδους έχουν διαστάσεις $50 \times 50 \mu m^2$

5.3 Μοντελοποίηση διόδων-ποιοτικά χαρακτηριστικά

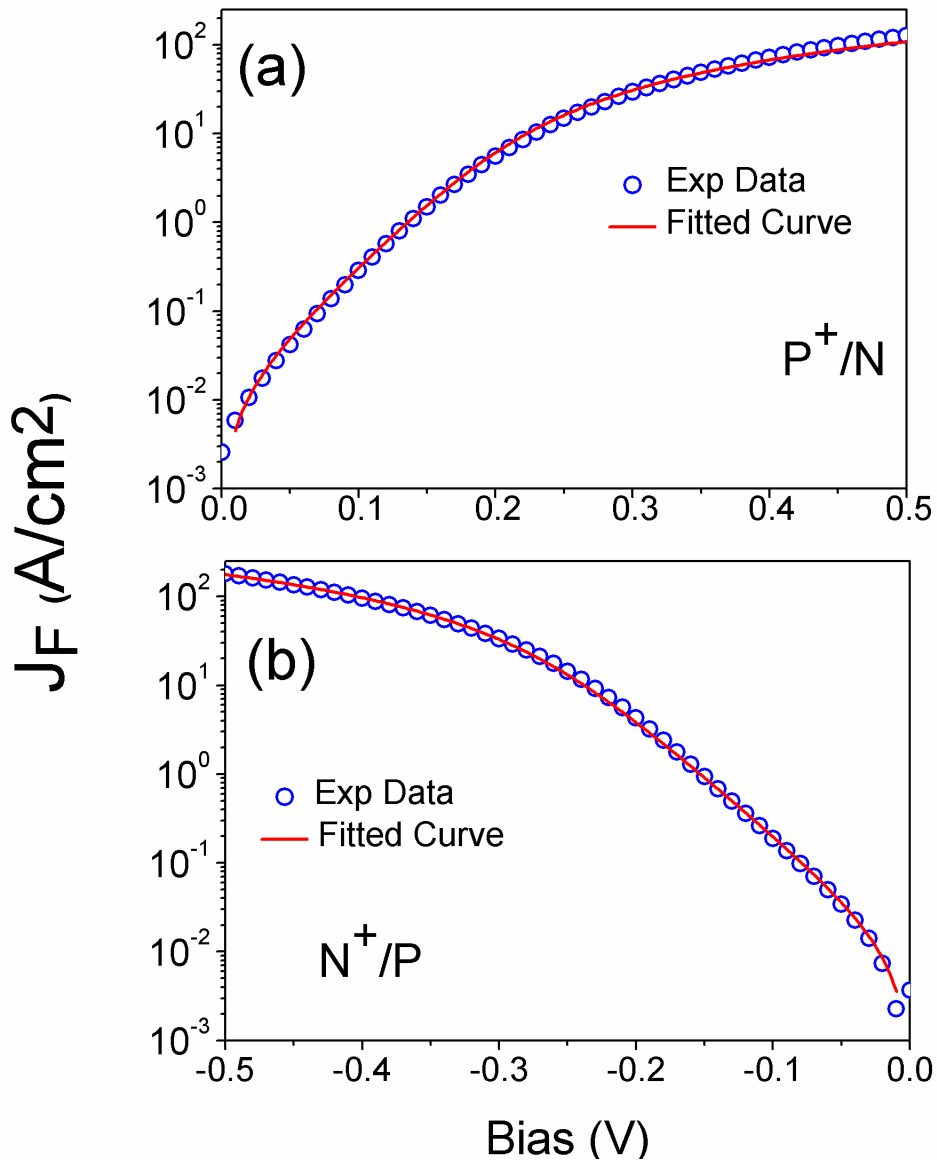
Για τη μοντελοποίηση των πειραματικών δεδομένων χρησιμοποιήσαμε τον προσεγγιστικό τύπο για την δίοδο υπό ορθή πόλωση [25]

$$I = I_0 \left[e^{\frac{q(V-IR_s)}{\eta kT}} - 1 \right] \quad (5.1)$$

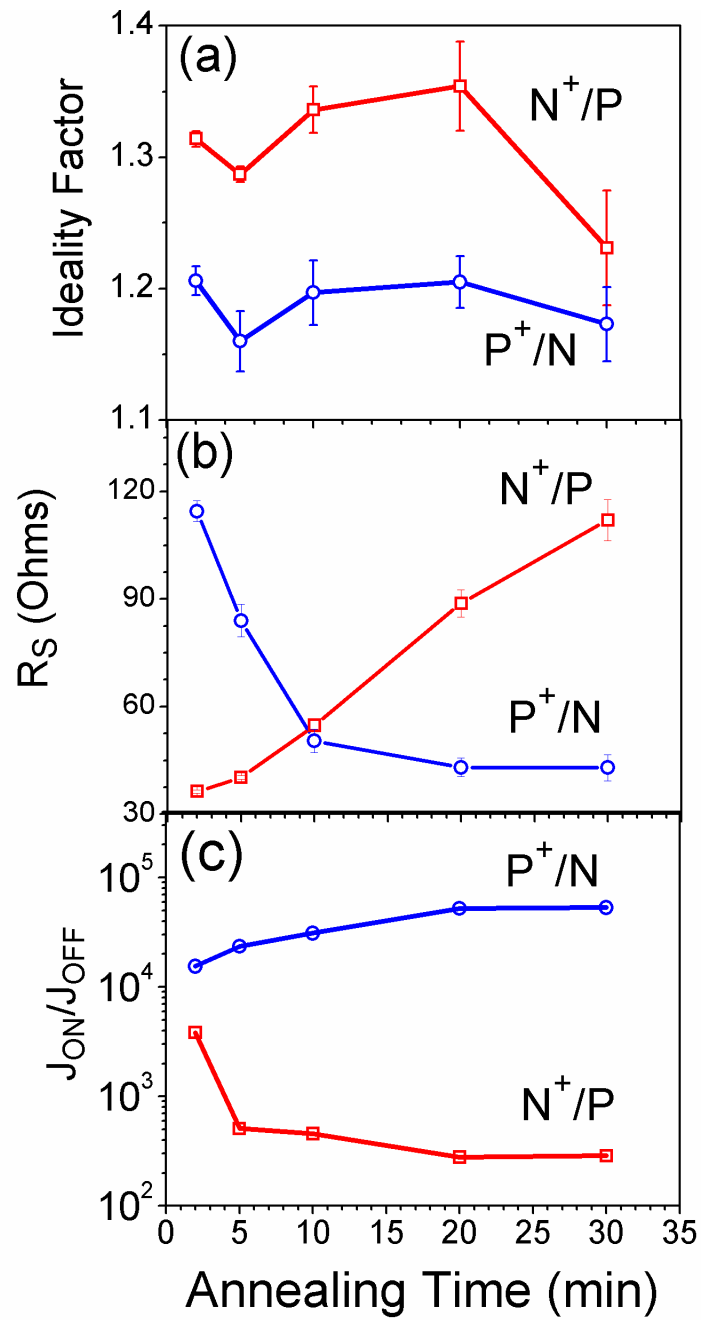
όπου I_0 το ρεύμα κόρου, R_s η σειριακή αντίσταση και η ο συντελεστής ιδανικότητας. Η προσαρμογή της καμπύλης στα πειραματικά δεδομένα έγινε με τη βοήθεια του μαθηματικού πακέτου λογισμικού *Mathematica*. Κατά την προσαρμογή της καμπύλης τα I_0, R_s και η θεωρήθηκαν ελεύθεροι παράμετροι και οι τιμές τους καθορίστηκαν ως η τριάδα τιμών με την οποία επιτυγχάνουμε την καλύτερη καμπύλη προσαρμογής για τα πειραματικά μας δεδομένα. Στο διάγραμμα 5.2 βλέπουμε ένα τέτοιο παράδειγμα, όλες οι καμπύλες είχαν παρόμοια συμπεριφορά για αυτό και η παραθεση τους δεν κρίνεται απαραίτητη.

Οι τιμές που πήραμε για όλες τις διόδους που θερμάνθηκαν σε θερμοκρασία 350°C μετά την προσαρμογή των πειραματικών δεδομένων συνοψίζονται στο διάγραμμα 5.3

Ο συντελεστής ιδανικότητας κυμαίνεται γύρω από το 1.2 για τις διόδους p^+n και γύρω από το 1.3 για τις διόδους τύπου n^+p . Και στις δύο περιπτώσεις το ρεύμα διάχυσης έχει τη σημαντικότερη συνεισφορά στο συνολικό ρεύμα. Ο μεγαλύτερος συντελεστής ιδανικότητας στις n^+p διόδους μπορεί να αποδοθεί στην βαθύτερη εισχώρηση της πλατίνας στο υπόστρωμα όπως είδαμε και στα φάσματα SIMS στο προηγούμενο κεφάλαιο. Από τα διαγράμματα SIMS εξάγουμε το συμπέρασμα ότι υπάρχει πλατίνα στην περιοχή απογύμνωσης της δίοδου, επομένως τα άτομα πλατίνας εισάγουν βαθιές ενδοχασματικές καταστάσεις στον ημιαγωγό που δρουν ως κέντρα γέννησης-επανασύνδεσης φορέων [26]. Για αυτό το λόγο επίσης το ρεύμα στον ανάστροφη πόλωση της δίοδου n^+p είναι μεγαλύτερο συνεπώς και ο λόγος $\frac{I_f}{I_r}$ είναι τελικά μικρότερος. Για την περίπτωση της δίοδου p^+n , όπου η πλατίνα δεν εισχωρεί βαθιά στον



Σχήμα 5.2: Η πυκνότητα ρεύματος J υπο ορθή τάση (μπλέ κύκλοι) και η καμπύλη προσαρμογής (κόκκινη καμπύλη) για διόδο (a) p^+n και (b) n^+p



Σχήμα 5.3: (a) Συντελεστής ιδανικότητας (b) Σειριακή αντιστάση και (c) Λόγος ρεύματος υπό ορθή τάση προς ρεύμα υπό ανάστροση τάση

ημιαγωγό η συνεισφορά του ρεύματος επανασύνδεσης μπορεί να αποδοθεί σε μη αδρανοποιημένες επιφανειακές ενεργειακές καταστάσεις(πράγμα που ισχύει και για τις διόδους n^+p).

Επιπλέον η σειριακή αντίσταση έχει διαφορετική τάση για τους δύο τύπους διόδων. Στην περίπτωση της διόδου p^+n η σειριακή αντίσταση μειώνεται με την αύξηση του χρόνου θέρμανσης και μετά τα 20 λεπτά σταθεροποιείται στο 43 Ω. Η τάση αυτή μπορεί να αποδοθεί στην μείωση των ατελειών του ημιαγωγού που προήλθαν από την ιοντική εμφύτευση. Αντιθέτως οι διόδοι n^+p αυξάνουν συνεχώς την σειριακή αντίσταση τους όσο αυξάνεται ο χρόνος θέρμανσης. Η τάση αυτή μπορεί να εξηγηθεί από τη μείωση της συγκέντρωσης φωσφόρου στη διεπιφάνεια γερμανιδίων πλατίνας-γερμανίου όπως μπορούμε να δούμε από το διάγραμμα 4.6.

Τέλος μετρήσαμε ηλεκτρικά και τις διόδους που είχαν θερμανθεί στους 300°C, οι μετρήσεις μας φαίνονται στο διάγραμμα 5.4 όπου έχουν σχεδιαστεί και οι διόδοι που θερμάνθηκαν στους 350°C για χρόνο ίσο με 2 λεπτά.

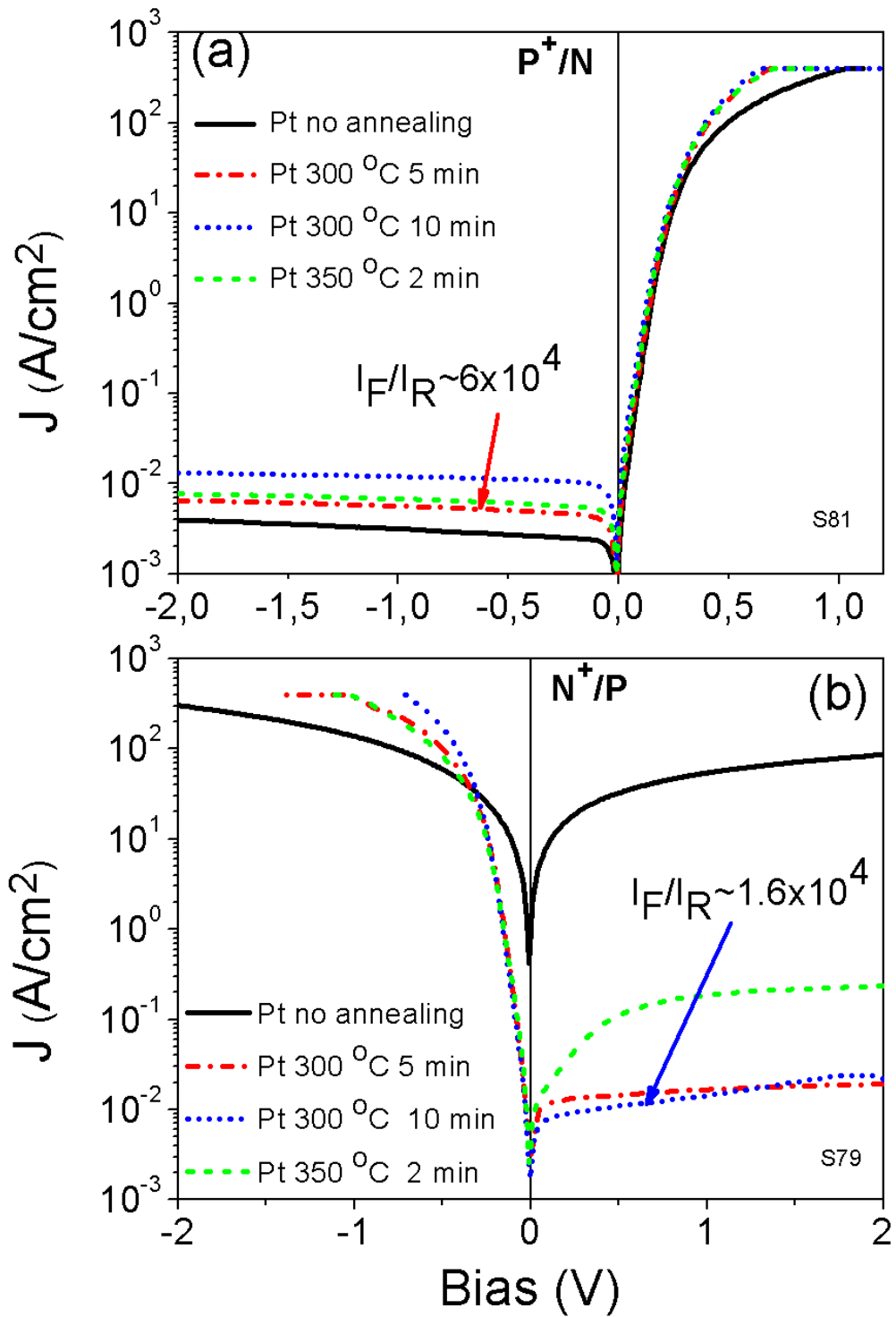
Οι αλλαγές που βλέπουμε για τις διόδους p^+n δεν είναι σημαντικές. Η μοναδική διαφοροποίηση είναι μια αύξηση του ανάστροφου ρεύματος με την αύξηση του χρόνου θέρμανσης της διόδου. Στις διόδους n^+p έχουμε μια πολλή σημαντική μείωση του ανάστροφου ρεύματος με μια παράλληλη μετατόπιση του μέγιστου ρεύματος υπό ορθή πόλωση σε μικρότερη τάση(μπλέ καμπύλη που αντιστοιχεί στα 10 λεπτά θέρμανσης). Η βελτίωση της επίδοσης των διόδων n^+p οφείλεται στη μικρότερη θερμοκρασία θέρμανσης που μειώνει την διάχυση της πλατίνας στην περιοχή απογύμνωσης της διόδου με αποτέλεσμα την πτώση του ρεύματος επανασύνδεσης. Ο λόγος $\frac{I_f}{I_r}$ σχεδόν διπλάσιάζεται και γίνεται ίσος με 1.6×10^4 ένας από τους μεγαλύτερους που βρίσκουμε στην βιβλιογραφία.

5.4 Σύνοψη

Στην παρούσα πτυχιακή εργασία δημιουργήσαμε επαφές p^+n και n^+p σε χαμηλή θερμοκρασία θέρμανσης 300-350°C με τη βοήθεια της διαδικασίας MIC/MIDA για την ανακρυστάλλωση και ενεργοποίηση των προσμειξέων. Εναποθέτοντας ένα στρώμα πλατίνας 50nm προτού θερμάνουμε τα δείγματα καταφέραμε να πάρουμε διόδους με μεγάλη πυκνότητα ρεύματος ($400 \frac{A}{cm^2}$ ³) και λόγο $\frac{I_f}{I_r}$ πάνω από 10^4 υπό ορθή πόλωση μέτρου 0.7 V περίπου. Η πυκνότητα ρεύματος που μετρήσαμε είναι μεγαλύτερη από τις τιμές που βρήκαμε στη βιβλιογραφία και την πήραμε σε τάση μικρότερη από 1 V σε σύγκριση με τις άλλες μελέτες. Επιπλέον ο λόγος $\frac{I_f}{I_r}$ βρίσκεται κοντά στην τιμή των Yu et al [24], όμως και σε αυτή την περίπτωση τα αποτελέσματά μας μετρήθηκαν σε μικρότερες τάσεις.

Τελικά μετά από συστηματική μελέτη μπορούσαμε να προσδιορίσουμε τις βέλτιστες συνθήκες για την παρασκευή αποδοτικών διόδων σε γερμάνιο. Έτσι μπορούμε να εκμεταλλευτούμε την υψηλή κινητικότητα φορέων του γερμανίου για να κατασκευάσουμε γρηγορότερα τρανζίστορ με χαμηλή κατανάλωση ενέργειας. Η θέρμανση στους 300°C για 10 λεπτά μας δίνει τις διόδους με τις καλύτερες επιδόσεις. Είναι σημαντικό ότι και για τους δυο τύπους διόδων έχουμε πολύ καλές επιδόσεις για την ίδια θερμοκρασία, γεγονός που επιτρέπει την εφαρμογή της μεθόδου στην τεχνολογία CMOS.

³Η πυκνότητα ρεύματος θα μπορούσε να είναι ακόμα μεγαλύτερη αν η μέτρηση δεν είχε διακοπή για την προστασία των διόδων



Σχήμα 5.4: Μετρήσεις πυκνότητας ρεύματος J συναρτήσει της εφαρμοζόμενης τάσης για διόδους (a) p^+n και (b) n^+p που θερμάνθηκαν στους 300°C. Όλες οι διόδοι έχουν διαστάσεις $50 \times 50 \mu m^2$.

Βιβλιογραφία

- [1] J. Mittard et al. Review of high-k dielectrics reliability issues. *Tech. Dig. - IEDM*, page 4796837, 2008.
- [2] K. Romanjek et al. Empty. *Solid State Electronics*, 53:723, 2009.
- [3] S.E Mohny A. Dimoulas, A. Toriumi. Empty. *MRS Bull.*, 34:522, 2009.
- [4] A. D' Alamore T. Janssens T. Clarysee K. Matrens B. De Jaeger A. Benedetti I. Brijs M. Meuris W. Vandervorst E. Simoen, A. Satta. Empty. *Materials Science in Semiconductor Processing*, 9:634, 2006.
- [5] EE Haller KS Jones. Empty. *J. Appl. Phys*, 61:2469, 1987.
- [6] DW Palmer PJ McDonald. Empty. *Inst Phys Conf Ser*, 23:504, 1975.
- [7] T. Janssens T. Clarysee B. De Jaeger A. Benedetti M. Meuris W. Vandervorst A. Satta, E. Simoen. Empty. *Appl. Phys. Lett*, 87:172109, 2005.
- [8] E. Bruna A.M Piro M.G Grimaldi G. Impellizzeri, S. Mirabella. Empty. *J. Appl. Phys*, 105:063533, 2009.
- [9] P. Kozlowski C.D. Emic I. Babich E. Sikorski M. Jeong H.S.P. Wong K. Guarini H. Shang, K.L. Lee and W. Haensch. Empty. *IEEE Electr. Device Lett.*, 25:135, 2004.

- [10] E. Simoen and J. Vanhellemont. Empty. *J. Appl. Phys*, 103516:106, 2009.
- [11] C. Tsamis C.A. Krintiras S.N. Georga A. Christofi N. Ioannou, D. Skarlatos and D.S. McPhail. Empty. *Appl. Phys. Lett*, 93:101910, 2008.
- [12] E. Simoen W. Anward W. Skorupa T. Clarysse B. Van Daele A. Satta, A. D'Amore and T. Janssens. Empty. *Nucl. Instrum. Meth. B*, 257:157, 2007.
- [13] I. Zergioti N. Cherkaskin P. Tsouroutas, D. Tsoukalas and A. Claverie. Empty. *J. Appl. Phys*, 105:094921, 2009.
- [14] B. Schmidt V. Heera T. Schumann A. Mucklich R. Grotzschel W. Skorupa T. Clarysse E. Simoen C. Wundisch, M. Posselt and H. Hortenbach. Empty. *Appl. Phys. Lett*, 252107:95, 2009.
- [15] H. Nomura T. Takahasi T. Nishimura K. Kita, S. Suzuki and A. Toriumi. Empty. *Jpn J. Appl. Phys*, 2349:47, 2008.
- [16] J.W Mayer V. Marrello, J.M Caywood and M.A Nicolet. Empty. *Phys. Stat. Sol.*, 13:531, 1972.
- [17] C. Canali G. Ottaviani and G. Majni. Empty. *J. Appl. Phys*, 47:627, 1976.
- [18] A.J. Desjardins S. Gaudet, C. Detavernier and C. Lavoie. Empty. *J. Vac. Sci. Techn. A*, 24:474, 2006.
- [19] W.S. Jung H.S.P. Wong J.H. Park, M. Tada and K.C. Saraswat. Empty. *J. Appl. Phys*, 106:074510, 2009.
- [20] C. Detavernier R.L. Van Meirhaeghe J. Jordan Sweet W. Knaepen, S. Gaudet and C. Lavoie. Empty. *J. Appl. Phys*, 105:083532, 2009.

- [21] M. Tada J.H. Park, D. Kuzum and K.C. Saraswat. Empty. *J. Appl. Phys*, 93:193507, 2008.
- [22] M. Wittmer and T.E. Seidel. Empty. *J. Appl. Phys*, 49:5827, 1979.
- [23] Kosuke Nagashio Koji Kita Tomonori Nishimura, Shuichi Sakata and Akira Toriumi. Low temperature phosphorus activation in germanium through nickel germanidation for shallow n^+p junction. *Applied Physics Express*, 2:021202, 2009.
- [24] Peter B. Griffin Yoshio Nishi Hyun-Yong Yu, Szu-Lin Cheng and Krishna C. Saraswat. Empty. *IEEE ELECTRON DEVICE LETTERS*, 30:1002, 2009.
- [25] Dieter K. Schroder. *Semiconductor Material and Device Characterization*. Wiley-IEEE Press, 2006.
- [26] S.M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices*. Wiley, 1981.

Κατάλογος σχημάτων

1.1	Ενδογενής συγκέντρωση φορέων συναρτήσει της θερμοκρασίας	6
1.2	Προσμείξεις σε ημιαγωγό	8
1.3	Ενδοχασματικές ενεργειακές στάθμες στο Ge	8
1.4	Πυκνότητα καταστάσεων, κατανομή F-D και συγκέντρωση φορέων για ημιαγωγό n-τύπου(a),ενδογενή(b) και p-τύπου(c)	9
1.5	Συγκέντρωση φορέων συναρτήσει της θερμοκρασίας	11
1.6	Ευκινησία συναρτήσει της συγκέντρωσης προσμείξεων	13
1.7	Ειδική αντίσταση συναρτήσει της συγκέντρωσης προσμείξεων	15
2.1	Επαφή pn σε θερμική ισορροπία.	23
2.2	(α)Κατανομή φορτίου (β)Ηλεκτρικό πεδίο (γ)Δυναμικό (δ)Ενεργειακό διάγραμμα	25
2.3	Συγκέντρωση φορέων υπό (α) Ορθή πόλωση και (β) Ανάστροφη πόλωση	30
2.4	Πυκνότητα ρεύματος επαφής υπό τάση σε κλίμακα (α)Γραμμική (β)Λογαριθμική	32
2.5	Πυκνότητα ρεύματος επαφής πυριτίου (α) Περιοχή ρεύματος γένεσης/επανασύνδεσης (b)Περιοχή ρεύματος διάχυσης (c)Περιοχή υψηλής έγχυσης (d)Επίδραση σειριακής αντίστασης (e)Διαρροές στην ανάστροφη πόλωση λόγω ρεύματος γένεσης και επιφανειακών φαινομένων	35
3.1	Σχηματική αναπαράσταση της διαδικασίας MIC	42

4.1	Διάταξη MBE DCA 600,πρόσθια όψη	47
4.2	Διάταξη MBE DCA 600,οπίσθια όψη	49
4.3	Μηχανισμός ελέγχου MBE	50
4.4	Φάσματα XRD για την ανίχνευση γερμανιδίων σε δείγματα υποστρώματος γερμανίου με 50 nm πλατίνες χωρίς εμφύτευση προσμείξεων.(a) Ισόχρονη θέρμανση για 30 λεπτά. Η γραμμή A αντιστοιχεί σε δείγμα που δεν θερμάνθηκε και οι γραμμές B,C,D και E αντιστοιχούν σε δείγματα που θερμάνθηκαν 300,350,400 και 450°C (b)Ισόθερμη θέρμανση σε θερμοκρασία 350°C , η γραμμή A αντιστοιχεί σε δείγμα που δεν θερμάνθηκε και οι γραμμές F,G,H και C αντιστοιχούν σε δείγματα που θερμάνθηκαν για 5,10,15,20 και 30 λεπτά αντίστοιχα.	54
4.5	Φάσματα XRD για τις διόδους (a) n^+p και (b) p^+n σε θερμοκρασία θέρμανσης 350°C για χρόνο 2 και 20 λεπτών	57
4.6	Φάσματα SIMS για τις διόδους n^+p . Οι στικτές κόκκινες γραμμές σηματοδοτούν το όριο μεταξύ πλατίνας ή γερμανιδίων της πλατίνας και του υποστρώματος γερμανίου	59
4.7	Φάσματα SIMS για τις διόδους p^+n . Οι στικτές κόκκινες γραμμές σηματοδοτούν το όριο μεταξύ πλατίνας ή γερμανιδίων της πλατίνας και του υποστρώματος γερμανίου	61
5.1	Μετρήσεις πυκνότητας ρεύματος J συναστήσει της εφαρμοζόμενης τάσης για διόδους (a) p^+n και (b) n^+p . Όλες οι διοδοι έχουν διαστάσεις $50 \times 50\mu m^2$. . .	64
5.2	Η πυκνότητας ρεύματος J υπο ορθή τάση (μπλέ κύκλοι) και η καμπύλη προσαρμογής (κόκκινη καμπύλη) για διόδο (a) p^+n και (b) n^+p	66
5.3	(a) Συντελεστής ιδανικότητας (b) Σειριακή αντισταση και (c) Λόγος ρεύματος υπό ορθή τάση προς ρεύμα υπό ανάστροση ταση	67

5.4 Μετρήσεις πυκνότητας ρεύματος J συναστίσει της εφαρμοζόμενης τάσης για
διόδους (a) p^+n και (b) n^+p που θερμάνθηκαν στους 300°C . Όλες οι διοδοί
έχουν διαστάσεις $50 \times 50\mu\text{m}^2$ 70